

К-14038
289026

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



№ 130

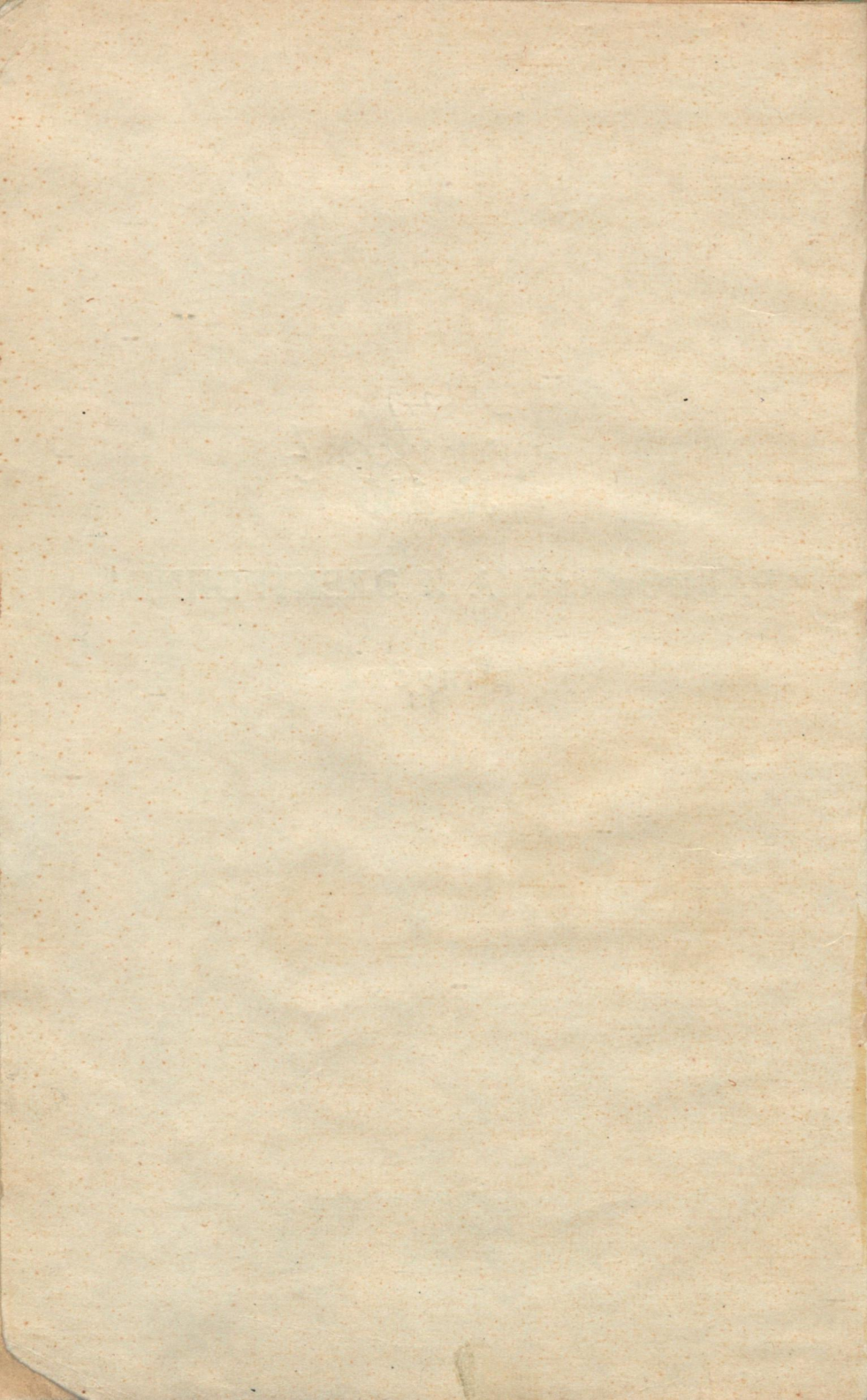
РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

ВЫПУСК 4



67 коп.





МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 130

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

В Ы П У С К 4

ИЗДАТЕЛЬСКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ «ВИЩА ШКОЛА»
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
Х а р ь к о в — 1975

Печатается по решению Ученого совета радиофизического факультета (протокол № 2 от 22 января 1974 г.).

Содержатся результаты исследования радиофизическими методами вещества (в частности, околоземной, лабораторной и твердотельной плазмы), приводятся решения частных задач, относящихся к проблемам генерирования, передачи, распространения, дифракции и приема электромагнитных сигналов. Рассматриваются вопросы применения радиофизических методов в смежных областях науки, в биофизике и использования практических результатов в народном хозяйстве.

Материалы вестника рассчитаны на инженерно-технических и научных работников, специализирующихся в области радиофизики и электроники.

Работы, опубликованные в данном выпуске, поступили в редколлегию в декабре 1973 г.

Редакционная коллегия:

проф. Н. А. Хижняк (зтв. редактор), доц. О. А. Третьяков, доц. В. М. Седых, доц. В. Н. Костин, доц. В. М. Кузьмичев, д-р. Н. Г. Кокодиш, доц. Н. Н. Горобец, доц. Л. Д. Степин (отв. секретарь).

Адрес редакционной коллегии:

310077, Харьков, 77, Дзержинского, 4, Харьковский государственный университет, радиофизический факультет.

Редакция естественнонаучной литературы



В. А. МИСЮРА, д-р техн. наук,
Л. Ф. ЧЕРНОГОР,
И. С. ШЛЮГЕР, д-р техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМИ РАДИОВОЛНАМИ

В последние годы появился метод исследования ионосферы, основанный на возмущении ее радиоволнами большой мощности (см., например, [1]). Так как он находится в стадии становления, то предстоит еще решить ряд теоретических и экспериментальных задач. Некоторым из них и посвящена настоящая работа.

Мощная радиоволна, распространяясь в ионосфере, нагревает ее [2]. Вследствие температурной зависимости эффективного коэффициента рекомбинации (коэффициента прилипания) происходит нарушение баланса ионизации.

Эффективное возмущение нижней ионосферы мощными радиоволнами достигается в диапазоне частот $\omega_1 \sim 10^6 - 10^7 \text{ сек}^{-1}$. Греющие установки в этом диапазоне имеют, как правило, широкие диаграммы направленности, что позволяет пренебречь процессами переноса (теплопроводностью, диффузией и термодиффузией) [3]. Обычно нагрев ионов незначителен [2]. В общем случае задача о возмущении ионосферной плазмы мощными радиоволнами сводится к решению уравнений баланса энергии и плотности электронов совместно с волновым уравнением (или его геометрикооптическим аналогом) [3—5]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} k T_e N \right) = \frac{1}{2} \sigma E_{10}^2 - \delta_\nu N \left(\frac{3}{2} k T_e - \frac{3}{2} k T_{e0} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q(N, N_0, T_e, T_{e0}), \quad (2)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_{10}}{\partial t} + \frac{\partial E_{10}}{\partial z} = -\frac{\omega_1}{c} \kappa_1(z, E_{10}) E_{10}, \quad (3)$$

где T_e , T_{e0} и N , N_0 — эффективная температура и плотность электронов в возмущенной и невозмущенной среде, соответ-

ственно; $\frac{1}{2} \sigma E_{10}^2$ — джоулево тепло, усредненное по высокочастотному ($\omega_1 \gg \delta \nu$) периоду; ω_1 , x_1 и E_{10} — частота, показатель поглощения и амплитуда волны, соответственно; δ — коэффициент передачи энергии; ν — эффективная частота соударений; k — постоянная Больцмана; $q = q_e - q_r$, q_e , q_r — скорости образования и исчезновения электронов. Уравнение (3) предполагает вертикальное падение плоской волны, а также применимость нелинейной геометрической оптики.

Возмущение плазмы радиоволнами в приближении несамосогласованного поля

При решении (1)–(3) можно выделить три приближения: 1) приближение малых возмущений (ПМВ) (плазменное поле $E_p \gg E_{10}$) [5]; 2) приближение несамосогласованного поля (ПНП) ($E_p \sim E_{10}$); 3) приближение самосогласованного поля (ПСП) ($E_p < E_{10}$) [4].

С точки зрения ионосферных исследований наибольший интерес представляет ПНП, так как оно позволяет просто и в то же время достаточно точно вычислять возмущения T_e и N . Поэтому ему будет уделено основное внимание.

Для оценки точности ПМВ и ПНП мы рассчитывали стационарные * значения T_e для случая нормального падения плоской радиоволны на слой изотропной плазмы по соответствующим уравнениям:

$$T_e^{(1)} = T_{e0} (1 + E_{10}^2/E_p^2),$$

$$T_e^{(2)} = T_{e0} \left\{ 1 + \frac{E_{10}^2}{E_p^2} \frac{\omega_1^2 + \nu_0^2}{\omega_1^2 + \nu_0^2 (T_e^{(2)}/T_{e0})^2} \right\}.$$

Далее $T_e^{(1)}$ и $T_e^{(2)}$ сравнивалось с точным решением, полученным при специальных [2] допущениях о модели среды

$$\left(\frac{T_e^{(3)}}{T_{e0}} - 1 \right) \left(\frac{T_e^{(3)}}{T_{e0}} \right)^{-\frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \nu_0^2}} e^{3 \frac{\nu_0^2}{\omega_1^2 + \nu_0^2} \frac{T_e^{(3)}}{T_{e0}}} = C e^{-K_1},$$

$$C = \left(\frac{T_e^{(3)}(0)}{T_{e0}} - 1 \right) \left(\frac{T_e^{(3)}(0)}{T_{e0}} \right)^{-\frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \nu_0^2}} e^{3 \frac{\nu_0^2}{\omega_1^2 + \nu_0^2} \frac{T_e^{(3)}(0)}{T_{e0}}},$$

$$T_e^{(3)}(0) \equiv T_e^{(3)}(z=0), \quad K_1 = -\frac{\omega_1}{c} \int_0^z x_{10} dz = -\int_0^z x'_{10} dz.$$

* При этом ожидается максимальная ошибка.

Результаты счета для $E_{10}(z=0) = E_p$ приведены в табл. 1. Видно, что погрешность ПМВ максимальна при низких ($\omega_1^2 \ll \nu_0^2$) частотах. Погрешность ПНП максимальна при $\omega_1^2 \gg \nu^2$ и не превышает 12%.

Таким образом, проделанные расчеты свидетельствуют о применимости ПНП. В практике его обычно оказывается достаточно, так как вряд ли имеет смысл применять очень мощные установки, вызывающие значительные (больше 100%) возмущения N и T_e .

Для более полного описания возмущений, производимых радиоволной в нижней ионосфере, необходимо было бы записать уравнения баланса электронов, отрицательных и положительных ионов, а также нейтральных частиц. Большинство аэрономических параметров носят лишь оценочный характер. Зависимость их от температуры часто вообще неизвестна. Кроме того, в нижней ионосфере различные процессы на разных высотах не равноправны. Поэтому, следуя [2, 6], рассмотрим упрощенные уравнения баланса числа электронов. На высотах $z \lesssim$

$\lesssim 70$ км [2]:

$$\frac{dN}{dt} = \beta_{r0} N_m N_0 - \beta_r N_m N, \quad (4)$$

где N_m — плотность нейтралов; β_r и β_{r0} — коэффициент прилипания в возмущенной и невозмущенной плазме. При $200^\circ \lesssim T_e \lesssim 1000^\circ \text{K}$ наиболее вероятно прилипание электронов к молекулам кислорода.

Тогда [2, 7]:

$$\beta_r(T_e) = \beta'(T_e) N_1, \quad \beta_{r0}(T_{e0}) = \beta'(T_{e0}) N_1, \quad (5)$$

$$\beta'(T_e) = \beta'_0 + \beta_T \ln(T_e/T_0),$$

где N_1 — плотность молекулярного кислорода; $\beta'_0 = \beta'(T_0)$; $\beta_T \approx 3,3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \cdot \text{сек}^{-1}$; $\beta'(350^\circ \text{K}) \approx 2,0 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \cdot \text{сек}^{-1}$.

В диапазоне высот $z \sim 70-80$ км, по-видимому, $N \approx N_0$ [8]. При $z > 80$ км [6]

$$\frac{dN}{dt} = \alpha_{r0} N_0^2 - \alpha_r N^2, \quad \alpha_r = \alpha_{r0} (T_{e0}/T_e)^{\lambda_r}, \quad (6)$$

где α_r и α_{r0} — эффективный коэффициент рекомбинации в возмущенной и невозмущенной ионосфере; $\lambda_r \approx 1$ [2].

В нижней ионосфере $t_N = (\partial q / \partial N)^{-1} \gg t_r = (\delta \nu)^{-1}$. Например [2, 6], при $z = 60-70$ км $t_N \sim 0,1-1,0$ сек, $t_r \sim 10^{-6}-10^{-5}$ сек, а при $z > 80$ км $t_N \sim 10^3-10^4$ сек, $t_r \gtrsim 10^{-3}$ сек. Поэтому си-

K_1	$\omega_1^2 \ll \nu_0^2$					$\omega_1 = \nu_0$		
	$\frac{T_e^{(1)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(2)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(3)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(1)} - T_e^{(3)}}{T_e^{(3)}}, \%$	$\frac{T_e^{(2)} - T_e^{(3)}}{T_e^{(3)}}, \%$	$\frac{T_e^{(1)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(2)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(3)}}{T_{e0}}$
0	2	1,465	1,465	3,6	0	2	1,58	1,58
0,11	1,8	1,405	1,43	26	-1,8	1,8	1,50	1,51
0,26	1,6	1,336	1,37	17	-2,2	1,6	1,40	1,43
0,46	1,4	1,255	1,30	7,7	-3,8	1,4	1,30	1,33
0,85	1,2	1,152	1,20	0	-4,2	1,2	1,17	1,19
∞	1,0	1,00	1,00	0	0	1,0	1,0	1,00

стема (1), (2) распадается на два независимых уравнения, которые сводятся к квадратурам:

$$t = \int_{T_{e0}}^{T_e} \frac{dT_e}{\delta_0 \nu(T_e) T_{e0} A \gamma - \delta(T_e) \nu(T_e) (T_e - T_{e0})}, \quad (7)$$

$$A = \frac{\omega_1^2 + \nu_0^2}{(\omega_1 \pm \omega_L)^2 + \nu^2(T_e)}, \quad \gamma = \frac{E_{10}^2}{E_p^2},$$

$$t = \int_{N_0}^N \frac{dN}{q_e(N_0, T_{e0}) - q_r(N, T_{e\infty})}, \quad (8)$$

где $T_{e\infty}$ — стационарное значение T_e , даваемое уравнением

$$\delta(T_{e\infty})(T_{e\infty} - T_{e0}) = \delta_0 \gamma A(T_{e\infty}), \quad \nu = \nu_0(T_e/T_{e0}),$$

$$\nu_0 = \nu(T_{e0}), \quad \delta_0 = \delta(T_{e0}),$$

ω_L — продольная составляющая гирочастоты (предполагается квазипродольное распространение волны).

На высотах $z \lesssim 70$ км из (4), (5), (8) получаем

$$N(t) = N_{\infty} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{N_0}{N_{\infty}} \right) e^{-\beta_{r\infty} N_{\infty} t} \right\},$$

Таблица 1

$\omega_1 = \nu_0$		$\omega_1^2 \gg \nu^2$				
$\frac{T_e^{(1)} - T_e^{(3)}}{T_e^{(3)}}, \%$	$\frac{T_e^{(2)} - T_e^{(3)}}{T_e^{(3)}}, \%$	$\frac{T_e^{(1)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(2)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(3)}}{T_{e0}}$	$\frac{T_e^{(1)} - T_e^{(3)}}{T_e^{(3)}}, \%$	$\frac{T_e^{(2)} - T_e^{(3)}}{T_e^{(3)}}, \%$
26,6	0	2	2	2	0	0
19,2	-1	1,8	1,8	1,67	7,8	7,8
11,9	-2,1	1,6	1,6	1,43	11,9	11,9
5,3	-2,2	1,4	1,4	1,25	12	12
1,7	-1,7	1,2	1,2	1,11	8,2	8,2
0	0	1,0	1,0	1,0	0	0

где $N_\infty = N_0 \beta_{r0} \beta_{r\infty}^{-1}$, $\beta_{r\infty} = \beta_r(T_{e\infty})$.

На больших ($z \gtrsim 80$ км) высотах

$$N(t) = N_\infty \operatorname{th} \left(\frac{t}{t_N} + x_0 \right), \quad N_\infty = N_0 (T_{e\infty}/T_{e0})^{1/2},$$

$$t_N = \frac{1}{2} (\alpha_{r0} \alpha_{r\infty})^{-1/2} N_0^{-1}, \quad \alpha_{r\infty} = \alpha_r(T_{e\infty}), \quad x_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{(T_{e\infty}/T_{e0})^{1/2} + 1}{(T_{e\infty}/T_{e0})^{1/2} - 1}.$$

После выключения поля процесс релаксации описывается уравнениями

$$t = - \int_{T_{e0}}^{T_e} \frac{dT_e}{\delta(T_e) \nu(T_e) (T_e - T_{e0})},$$

$$t = \int_{N_\infty}^N \frac{dN}{q_e(N_0, T_{e0}) - q_r(N, T_{e0})}. \quad (9)$$

Выражение (9) при условии (4) — (6) сводится к соотношениям

$$N(t) = N_0 + (N'_\infty - N_0) e^{-\beta_{r0} N_m t} (z \lesssim 70 \text{ км}),$$

$$N(t) = N_0 \frac{N_\infty + N_0 + (N_\infty - N_0) e^{-2\alpha_{r0} N_0 t}}{N_\infty + N_0 - (N_\infty - N_0) e^{-2\alpha_{r0} N_0 t}} (z \gtrsim 80 \text{ км}).$$

Зависимости N и T_e от времени приведены на рис. 1.

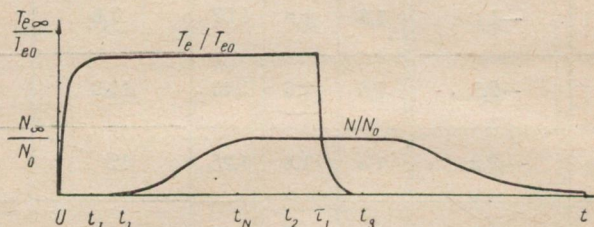


Рис. 1. Изменение относительной температуры электронов и относительной плотности плазмы во времени.

Предполагается, что длительность греющего импульса $\tau_1 \gg t_N$ и $\omega_1 \gg \nu, \omega_L$. Из рисунка видно, что при $E_{10} \sim E_p$ возмущения вполне регистрируемые $((T_{e\infty} - T_{e0})/T_{e0} \sim 1, (N_\infty - N_0)/N_0 \sim 0,4)$. Рассмотрим методы исследования возмущений.

Исследование возмущений методом некогерентного рассеяния

Применение метода некогерентного рассеяния (НР) в нижней ионосфере затруднено по ряду причин [10]. При исследовании данным методом возмущения нижней ионосферы возникают дополнительные трудности: температурная зависимость дебаевского радиуса D ; нестационарность среды и др. Существующая теория НР предполагает стационарность среды, которая заведомо нарушается в данном опыте [10]. Можно показать [16], что метод НР применим для исследования переходного процесса разогрева (или релаксации T_e) на высотах $z \gtrsim 80$ км (длина волны $\lambda \sim 0,3$ м) или же $z \gtrsim 100$ км ($\lambda \sim 5$ м).

До включения греющего поля рассеянная мощность равна [10]:

$$t < 0, \quad P_{s0} = \xi_0 \frac{N_0 \sigma_e}{1 + T_{e0}/T_{i0}} = \xi_0 \frac{N_0 \sigma_e}{2}, \quad (10)$$

где σ_e — сечение рассеяния свободного электрона; $T_{i0} = T_{e0}$ — температура ионов; $\xi_0 = \text{const}$. Соотношение (10) предполагает, что $(4\pi D)^2 \ll \lambda^2$ и $T_{e\infty} < 3T_{e0}$ [11].

После нагревания среды ($t_T \ll t_1 \ll t_N$) (см. рис. 1)

$$t = t_1, \quad P_s = \xi_0 N_0 \sigma_e (1 + T_{e\infty}/T_{e0})^{-1}. \quad (11)$$

Из (10), (11) следует, что $T_{e\infty}/T_{e0} = 2P_{s0}/P_s - 1$.

Производя измерение при $t_2 \gg t_N$, получим, что рассеянная мощность равна

$$t = t_2, \quad P_{sN} = \xi_0 N_{\infty} \sigma_e (1 + T_{e\infty}/T_{e0})^{-1}.$$

Так как $N_{\infty} = N_0 (T_{e\infty}/T_{e0})^{\alpha_r/2} \approx N_0 (T_{e\infty}/T_{e0})^{1/2}$, то $N_{\infty}/N_0 = P_{s0}/P_{sN} + [(P_{s0}/P_{sN})^2 - 1]^{1/2}$ (знак плюс выбирается из условия $N_{\infty} > N_0$).

Рассмотренная методика требует априорного знания зависимости $\alpha_r(T_e)$. Ее можно уточнить, если произвести измерение после выключения поля, т. е. в момент времени $\tau_1 + t_T \ll t_3 \ll \tau_1 + t_N$:

$$t = t_3, \quad P_{s0N} = \frac{1}{2} \xi_0 N_{\infty} \sigma_e.$$

Тогда
откуда

$$N_{\infty}/N_0 = P_{s0N}/P_{s0} = (T_{e\infty}/T_{e0})^{\lambda_r/2},$$

$$\lambda_r = 2 \frac{\ln(P_{s0N}/P_{s0})}{\ln(2P_{s0}/P_s - 1)}.$$

Исследуя развитие процесса во времени, можно получать t_T и t_N на высотах $z \gtrsim 80$ км. Это позволит оценить величины δ

и α_r . Для получения t_T можно воспользоваться методикой [10]. При определении t_N необходимо снимать зависимость $N(t)$. Для этого целесообразно использовать длинные ($\tau_1 \gg t_N$) греющие импульсы. Производя измерения t_T и t_N при различных мощностях P_L , получим зависимости $\delta(T_e)$ или $\nu(T_e)$, а также $\alpha_r(T_e)$.

Описанная методика требует, чтобы время измерения $t_{\text{изм}} \ll t_N$. В области применимости методики ($z \gtrsim 80$ км) $t_N \sim 10$ минут. Поэтому $t_{\text{изм}} \leq 1$ минуты, что вполне может быть реализовано на практике.

Измерения рассеянной мощности целесообразно сочетать со спектральными измерениями для указанных моментов времени, что, по-видимому, открывает дополнительные возможности при проведении экспериментов подобного рода.

Исследование возмущений методом частичных отражений

При использовании метода частичных отражений (ЧО) для исследования возмущения нижней ионосферы мощными радиоволнами могут применяться различные методики. Рассмотрим некоторые из них.

1. На высотах $z \lesssim 70$ км имеет смысл применять греющие импульсы $\tau_1 \sim t_N \sim 1$ сек с частотой следования $F_1 \sim 0,1$ гц. Выбирая частоту повторения зондирующих импульсов $F_2 = 2F_1$ и производя измерение средних интенсивностей обыкновенной $\bar{I}_0$ и необыкновенной $\bar{I}_x$ компонент зондирующей волны, а также коэффициента их взаимной корреляции ρ_{I_0, I_x} при различных задержках τ ($\tau \leq \tau_1$) между передними фронтами импульсов, вычисляем не только v , v_0 но и $N(t)$, т. е. t_N . Зная t_N , можно оценить β_r и

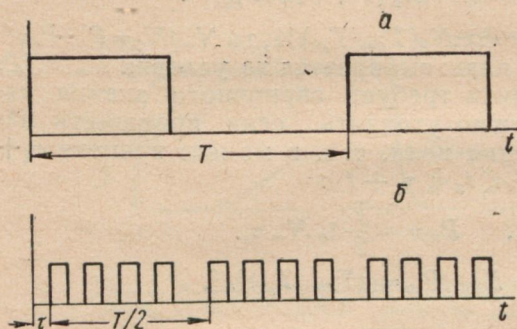


Рис. 2. Временная расстановка греющих (а) и зондирующих (б) импульсов.

следовать зависимость $\beta_r(T_e)$ путем варьирования P_1 . На практике такая методика окажется, по-видимому, неприменимой, так как при времени измерения для одной задержки $t_{изм} \sim 10$ мин полученные высотных профилей потребует время порядка 1 часа. При этом среда может существенно измениться. Кроме того, за время $t_{изм} \sim 10$ мин будет принято несколько десятков импульсов, чего недостаточно для усреднения. Для уменьшения $t_{изм}$ целесообразно применять серии зондирующих импульсов (рис. 2). Чтобы облегчить их регистрацию, можно использовать частотную модуляцию колебаний задающего генератора зондирующего передатчика. При этом несущие частоты зондирующих импульсов в пределах одной серии будут слегка отличаться. Очевидно, что $t_{изм}$ сократится в n раз ($n=5-10$ импульсов). Недостаток этой методики — наличие ряда частот зондирующей волны, что приводит к усложнению аппаратуры.

2. На больших высотах ($z \geq 80$ км) может быть реализована следующая методика. Производя измерения для четырех моментов времени (см. рис. 1), получим систему уравнений для v , v_0 , N_∞ и N_0 :

$$t < 0 \quad B(v_0, N_0) = R(v_0) + \int_0^z F(v_0, N_0) dz,$$

$$t = t_1 \quad B(v, N_0) = R(v) + \int_0^z F(v, N_0) dz,$$

$$t = t_2 \quad B(v, N_\infty) = R(v) + \int_0^z F(v, N_\infty) dz,$$

(12)

$$t = t^3 \quad B(\nu_0, N_\infty) = R(\nu_0) + \int_0^z F(\nu_0, N_\infty) dz,$$

где $B = 1/2 \ln(\bar{I}_x/\bar{I}_0)$, $R = \ln(R_x/R_0)$, $F = -2 \frac{\omega_2}{c} (x_x - x_0)$,

$R_{0,x}$ и $x_{0,x}$ — коэффициенты отражения и показатели поглощения для обыкновенной и необыкновенной компонент зондирующей волны, соответственно; ω_2 — ее частота. Естественно, что при этом должно выполняться условие $t_{\text{изм}} \lesssim 1$ мин. Из (12)

нетрудно получить уравнения для ν и ν_0 :

$$\frac{B'(\nu_0, N_0) - R'(\nu_0)}{B'(\nu, N_0) - R'(\nu)} = \frac{B'(\nu_0, N_\infty) - R'(\nu_0)}{B'(\nu, N_\infty) - R'(\nu)} = \frac{F(\nu_0, N_0)}{F(\nu, N_0)} \equiv \Phi(\nu_0, \nu) \quad (13)$$

(штрих означает дифференцирование по z).

Решая (13) при помощи ЭВМ, получим ν и ν_0 . Далее из (12) определяются N_∞ и N_0 . Зная ν, ν_0, N_∞ и N_0 , можно вычислить степень возмущения T_e , а также уточнить λ_r :

$$T_{e\infty}/T_{e0} = \nu/\nu_0, \quad \lambda_r = 2 \ln(N_\infty/N_0)/\ln(\nu/\nu_0).$$

Приведенная методика является развитием методики [9] и обладает тем достоинством, что удваивает количество информации.

Измеряя взаимную корреляцию обыкновенной и необыкновенной компонент ЧО сигнала для указанных четырех моментов времени, получаем еще четыре уравнения, связывающих основные ионосферные параметры. Решая их с (12), можно производить коррекцию получаемых результатов или же извлекать дополнительные сведения о параметрах среды.

Если производить измерения $\bar{I}_x = \bar{I}_0$ и $\rho_{I_x I_0}$ по методике [8] для времен $t_1 \lesssim t \lesssim t_N$ или $t > t_N$, получим $N(t)$, а значит t_N . Это позволит оценить α_{r0} и проверить $\alpha_r(T_e)$, изменяя P_1 .

Исследование возмущений методом кроссмодуляции

Описанные выше методы требуют применения сложной и дорогостоящей аппаратуры. Рассмотрим некоторые возможности регистрации возмущений T_e при помощи широко распространенных ионосферных станций, используя метод кроссмодуляции (КМ) первого [12, 13] и второго [14] родов.

1. Следуя [12, 13], определим коэффициенты амплитудной и фазовой КМ первого рода:

$$M_A(\tau) = 1 - \exp \left\{ -\frac{\omega_2}{c} \int_0^{\tau} (x_2 - x_{20}) dz \right\}, \quad (14)$$

$$M_{\varphi}(\tau) = \frac{\omega_2^2}{c} \int_0^{z_0} (n_2 - n_{20}) dz,$$

$$x_2 - x_{20} = x_{20} \left(\frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \theta - 1 \right), \quad \theta = T_e / T_{e0}, \quad \Omega_0^2 = (\omega_2 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2,$$

$$n_2 - n_{20} = n_{20} \left(\sqrt{\frac{(\Omega^2 - \omega_p^2) \Omega_0^2}{(\Omega_0^2 - \omega_p^2) \Omega^2}} - 1 \right), \quad \Omega^2 = (\omega_2 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2 \theta^2,$$

$$\theta = \left(1 - \frac{T_{em} - T_{e0}}{T_{em}} e^{-\delta_0 \nu_0 \tau} \right)^{-1}, \quad \delta(T_e) \equiv \delta_0,$$

где T_{em} дается выражением

$$\int_{T_{e0}}^{T_{em}} \frac{dT_e}{\theta(T_e - T_{e0}) - T_e \gamma A(\theta)} = -\delta_0 \nu_0 \tau_1,$$

x_2 , x_{20} и n_2 , n_{20} — показатели поглощения и преломления зондирующей волны в возмущенной и невозмущенной среде, соответственно; z_0 — действующая высота отражения зондирующей волны; τ — задержка зондирующего импульса по отношению к заднему фронту греющего импульса; ω_p — плазменная частота.

Расчет по данным формулам хорошо согласуется с экспериментом. Расхождение увеличивается при малых τ , что обусловлено, по-видимому, непрямоугольностью греющего импульса (в экспериментах использовался импульс примерно трапецевидальной формы).

Мы исследовали чувствительность M_A и M_{φ} к изменениям геофизического состояния ионосферы; рассчитывали M_A и M_{φ} для различных ν_0 и N_0 в отличие от [13] при больших эффективных мощностях ($P_1 G_1 \sim 10 - 10^2$ Мвт в импульсе). Оказалось, что $M_{A,\varphi}$ чувствительны к наличию впадины в $N_0(z)$. Динамический диапазон измерения M_A , необходимый для получения $N_0(z)$, составляет три порядка (например, днем при $P_1 G_1 - 10$ Мвт, $f_1 = 1,35$ МГц; $f_2 = 1,8$ МГц; $\tau_1 = 50$ мксек $M_A = 10^{-5} - 10^{-2}$). Динамический диапазон M_{φ} при прочих равных условиях несколько больше $4 \cdot 10^{-6} - 10^{-2}$. Величина M_{φ} на порядок меньше M_A .

Из расчетов, подтвержденных экспериментом, следует, что $M_{A,\varphi}$ нелинейно зависят от мощности P_1 . Зависимость $M_A(P_1)$ (см. рис. 3) для разного времени суток показывает, что $M_A \sim \sim P_1$ при $P_1 C_1 \leq 5\%$. Днем эффект значительно больше, чем ночью.

Для более полного описания зависимости $M_A(P_1)$ целесообразно ввести понятие показателя нелинейности, имеющего

смысл некоторого эффективного коэффициента самовоздействия,

$$S_A(P_1) = \frac{M_A(P_1)}{M_A(P_{10})} \frac{P_{10}}{P_1}, \quad S_\varphi(P_1) = \frac{M_\varphi(P_1)}{M_\varphi(P_{10})} \frac{P_{10}}{P_1},$$

где P_{10} — мощность, при которой $M_{A,\varphi} \sim P_{10}$.

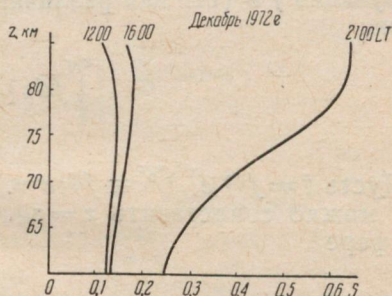
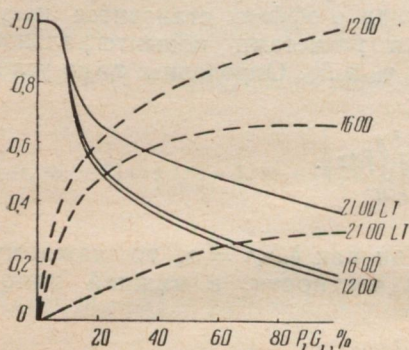


Рис. 3. Зависимости S_A и M_A (пунктир) от эффективной мощности при $f_2 = 1,8$ МГц, $z = 70$ км, полученные в районе г. Москвы. Декабрь 1972 г.

Рис. 4. Зависимость показателя нелинейности от высоты при $P_1 G_1 = 100\%$, полученная в районе г. Москвы. Декабрь 1972 г.

Зависимости $S_A(P_1)$ и $S_A(z)$ для разных времен суток приведены на рис. 3, 4. С ростом мощности S_A быстро убывает, что делает нецелесообразным применение $P_1 G_1 \gtrsim 15\%$.

Отметим, что $S_{A,\varphi}$ слабо зависят от ω_2 и профиля N_0 .

Ограничимся случаем $M_{A,\varphi} \ll 1$. При этом допускается линеаризация уравнений (14):

$$M_A(\tau) = \frac{2P_1 G_1 e^2}{3mc\delta_0 k T_{e0}} \int_0^{z_0} \frac{(\omega_2 \pm \omega_L)^2 - \nu_0^2}{[(\omega_2 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2]^2} \Phi_1 e^{-2K_1 z} dz, \quad (15)$$

$$M_\varphi(\tau) = \frac{2P_1 G_1 e^2 \omega_2}{3mc\delta_0 k T_{e0}} \int_0^{z_0} \frac{\nu_0}{[(\omega_2 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2]^2} \Phi_1 e^{-2K_1 z} dz,$$

$$\Phi_1 = \frac{\chi'_{10}}{z^2} (1 - e^{-\delta_0 \nu_0 \tau_1}) e^{-\delta_0 \nu_0 \tau} \left\{ 1 + e^{-\frac{2\delta_0 \nu_0 (z_0 - z)}{c}} \right\}.$$

Из (15) следует, что в общем случае нелинейное взаимодействие импульсных радиоволн — эффект интегральный. Следова-

тельно, нельзя получить пространственное разрешение в эксперименте по КМ первого рода [12, 13]. Покажем, что и в этом случае можно достигнуть удовлетворительного разрешения. Действительно, t_T в нижней ионосфере убывает примерно по экспоненциальному закону с уменьшением высоты; тогда при увеличении τ нижняя часть разогретой области успевает вернуться в исходное состояние. Иначе, существует связь времени τ с высотой z_H , ниже которой вклад в эффект становится несущественным. Это подтверждается расчетами подынтегральной функции f в (14) для различных v_0 и N_0 . Определим z_H из условия

$$\left| \int_0^{z_H} f dz \right| \ll \left| \int_{z_H}^{z_{\partial}} f dz \right|.$$

Пусть $f = f^{(0)} e^{-\delta_0 v_0 \tau} \equiv f^{(0)} e^{-a}$. Так как $\delta_0 v_0 \tau = a$, то каждому τ можно сопоставить $z = z_H$. В частности, в нижней ионосфере

$$v_0 = v_0(z_0) \exp \left(-\frac{z_H - z_0}{H} \right),$$

где H — приведенная высота; z_0 — граница ионосферы. Тогда

$$z_H = z_0 + H \ln \delta_0 v_0(z_0) \tau a^{-1}. \quad (16)$$

Из (15) следует, что

$$\frac{\partial M_A}{\partial \tau} \approx -\delta_0 \bar{v}_0 M_A, \quad \bar{v}_0 = \int_0^{z_{\partial}} v_0 f dz / \int_0^{z_{\partial}} f dz.$$

Откуда

$$\bar{v}_0 = -\delta_0^{-1} M_A^{-1} (\partial M_A / \partial \tau). \quad (17)$$

Для идентификации $\bar{v}_0$ и v_0 производился расчет M_A , определялось $\bar{v}_0$ по (17) и сравнивалось с исходным v_0 . Наилучшие согласования наблюдаются при $a \approx 1,7$; τ выражалось через z_H из (16).

Опишем сущность методики получения N_0 по измерениям M_{A0} . Считая все параметры ионосферы, кроме N_0 , известными, представим (15) в виде

$$M_A(z_H) = \int_{z_H}^{z_{\partial}} \varphi(z, z_H) x'_{10} e^{-2 \int_0^z x'_{10} dz} dz,$$

где φ — не зависит от N_0 . Разбивая область взаимодействия на

слои толщиной Δz и предполагая, что v_0 и N_0 постоянны в пределах Δz , получим

$$M_A(m, n) \cong \sum_{i=n}^{i=m} \varphi(i, n) x'_{10}(i) \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^i x'_{10}(j) \Delta z \right\} \Delta z, \quad (18)$$

$$z = i\Delta z, \quad z_0 = m\Delta z, \quad z_H = n\Delta z, \quad n \leq i \leq m, \quad 1 \leq j \leq i.$$

Перепишем (18) следующим образом:

$$\begin{aligned} M_A(m, m-1) &= \varphi(m-1, m-1) x'_{10}(m-1) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^{m-1} x'_{10}(j) \Delta z \right\}, \\ M_A(m, m-2) &= \varphi(m-2, m-2) x'_{10}(m-2) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^{m-2} x'_{10}(j) \Delta z \right\} + \\ &+ \varphi(m-1, m-2) x'_{10}(m-1) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^{m-1} x'_{10}(j) \Delta z \right\}, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \quad (19)$$

$$M_A(m, 1) = \varphi(1, 1) x'_{10}(1) \Delta z \exp \{ -2 x'_{10}(1) \Delta z \} +$$

$$+ \varphi(2, 1) x'_{10}(2) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^2 x'_{10}(j) \Delta z \right\} + \dots$$

$$\dots + \varphi(m-1, 1) x'_{10}(m-1) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^{m-1} x'_{10}(j) \Delta z \right\}.$$

Из первого уравнения в (19) определяется

$$x'_{10}(m-1) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^{m-1} x'_{10}(j) \Delta z \right\} = \frac{M_A(m, m-1)}{\varphi(m-1, m-1)}. \quad (20)$$

После подстановки (20) во второе уравнение (19) получим

$$x'_{10}(m-2) \Delta z \exp \left\{ -2 \sum_{j=1}^{m-2} x'_{10}(j) \Delta z \right\}.$$

Повторяя операции, приходим к соотношению

$$x'_{10}(1) \Delta z \exp \{ -2 x'_{10}(1) \Delta z \} = A_1,$$

из которого вычисляется N_0 в самом нижнем слое (A_1 — известное число). Затем аналогично определяются N_0 в последующих слоях.

В целях проверки правильности обоснования высотного решения и применимости изложенной методики получения $N_0(z)$, а также оценки ее точности рассчитывалась зависимость $M_A(\tau)$ и решалась обратная задача. Сравнение полученного профиля с исходным показало, что погрешность методики при ручной обработке с $\Delta z = 2,5$ км составляет $\sim 30\%$. В области впадины с размером $h = 10$ км ошибка $\Delta N_0/N_0$ достигает 50% . При $\Delta z = 5$ км средняя ошибка $\sim 80\%$. Впадину в профиле N_0 в этом случае обнаружить невозможно. Заметим, что ниже 70 км ошибка $\Delta N_0/N_0 < 0$, а выше $\Delta N_0/N_0 > 0$.

Метод КМ первого рода имеет ряд достоинств (приемлемое (~ 5 км) пространственное разрешение; время получения одного профиля — 1—10 минут; допускает ручную обработку данных; погрешность метода при этом $\sim 30\%$; позволяет определять впадины профилей N_0 с $h \geq 10$ км; большой диапазон исследуемых высот ~ 60 —90 км и др.) и недостатков (трудность обработки экспериментальных результатов при $P_1 G_1 \geq 5$ Мвт; уменьшение точности при $z \geq 85$ км; большой динамический

диапазон измеряемого эффекта — 3—4 порядка; требуется априорное знание зависимости $z_H(\tau)$, которая изменяется при варьировании H и $v_0(z_0)$; необходимость учета формы греющего импульса, так как пренебрежение прямоугольностью приводит к значительной ($\sim 100\%$) ошибке на высотах 60—65 км, где изменение T_e примерно повторяет форму импульса [5]; малость эффекта и др.).

2. Введение $S_{A, \varphi}$ позволяет свести задачу о нахождении $N_0(z)$ к решению линеаризованных уравнений для эффективных коэффициентов КМ:

$$M_A^{\text{эфф}} = M_A(P_1)/S_A, \quad M_\varphi^{\text{эфф}} = M_\varphi(P_1)/S_\varphi.$$

Рассчитывая, например, S_A для заданной модели $N_{\text{зад}}$, получим $M_A^{\text{эфф}}$. Профиль $N_0(z)$ затем вычисляется по известной методике (см., напр., [15]). Для иллюстрации сказанного приведем N_0 , полученные осенью 1972 г. в районе г. Москвы методом КМ второго рода (табл. 2).

Проведенные исследования показали следующее

1. Приближение несамосогласованного поля принципиально применимо для расчета возмущений T_e и N и обладает хорошей точностью при $E_0 \leq E_p$.

2. Последовательные наблюдения возмущенной и невозмущенной среды методами НР, ЧО и КМ позволяют определить ряд параметров ионосферы, непосредственное измерение кото-

Таблица 2

4. X 1972 г. $f_2 = 1,75$ МГц 14.40—15.00 LT		5. X 1972 г. $f_2 = 2,2$ МГц 13.34—13.55 LT	
z , км	$N_o(z)$, см ⁻³	z , км	$N_o(z)$, см ⁻³
70,5	$(6,0 \pm 4,5) \cdot 10^1$	74,0	$(4,0 \pm 5,7) \cdot 10^1$
78,0	$(5,0 \pm 3,5) \cdot 10^2$	81,5	$(7,0 \pm 7,1) \cdot 10^2$
84,0	$(2,0 \pm 1,5) \cdot 10^3$	92,0	$(1,1 \pm 0,6) \cdot 10^4$
91,5	$(1,0 \pm 1,8) \cdot 10^4$		

рых представляет значительную экспериментальную трудность.

3. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами является перспективным методом ее исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ютло У., Коэн Р. Изменение ионосферы под действием мощных радиоволн. — «Усп. физ. наук», 1973, т. 109, № 2, с. 371—387.
2. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., «Наука», 1973. 272 с.
3. Черногор Л. Ф., Китов А. Х. О влиянии изменений электронной плотности на нелинейное взаимодействие радиоволн в плазме. — «Радиотехника», вып. 33, Харьков, 1975, с. 131—137.
4. Развитие комплексных исследований нижней ионосферы. — Ионосферные исследования, 1974, вып. 23 (в печати). Авт. В. А. Мисюра, О. А. Литвиненко, Л. А. Пивень, Ю. П. Федоренко, Л. Ф. Черногор.
5. Черногор Л. Ф. О возмущении плазмы сильными электромагнитными волнами. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1975, т. 18 (в печати).
6. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М., «Наука», 1972. 563 с.
7. Chanin I. M., Phelps A. V., Biondi M. A. Measurement of the attachment of slow electrons in oxygen. — Phys. Rev. Lett., 1959, vol. 2, 8. p. 344—346.
8. Писарева В. В., Рыжов В. А. Об использовании метода частичных отражений для исследования D-области ионосферы, возмущаемой мощными радиоволнами. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1973, т. 16, № 10, с. 1490—1497.
9. Рыжов В. А. О методе частичных отражений. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1972, т. 15, № 2, с. 196—199.
10. Showen R. I. Artificial Heating of the Lower Ionosphere. J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, N 10, p. 1923—1933.
11. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. — ТИИЭР, 1969, т. 57, № 4, с. 139—175.
12. Smith R. A. Small-perturbation wave interaction in the lower ionosphere. — Ground-based radio wave propagation studies of the lower ionosphere. Conference Proceeding, Ottawa, Canada, 1967, vol. 1, p. 235—280.
13. Безрученко Л. И., Беленький М. И., Тихомиров С. П. Об одной модификации метода ионосферной кроссмодуляции. — «Геомагнетизм и аэрномия», 1973, т. 13, № 3, с. 442—448.

14. Fejer J. A. The interaction of pulsed radio waves in the ionosphere. — J. Atmos. Terr. Phys., 1955, vol. 7, N 6, p. 322—332.
15. Соупе Т. N. R. Analysis of the pulsed wave interaction experiment. — J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, N 1, p. 206—217.
16. Черногор Л. Ф. О возможности применения радиолокаторов повышенной мощности для исследования нижней ионосферы и ее динамики методом некогерентного рассеяния. — Тезисы докл. на конф. по физике ионосферы. Ростов-на-Дону, 1974, т. 4, с. 30—31.

УДК 550.388.2

В. А. МИСЮРА, д-р техн. наук,
Ю. Г. ЕРОХИН, д-р техн. наук,
М. Г. ТРУХАН, канд. техн. наук,
Г. Ф. ЗАСОВ, канд. техн. наук,
В. И. ИВАНОВ,
В. Я. БЛУДОВ, канд. физ.-мат. наук,
Э. Г. МИЗЕР, канд. техн. наук,
В. Т. РОЗУМЕНКО, В. Т. ДЫМШИЦ,
И. Б. ШЕЛЯГ, Н. Н. МАШТАЛЕР

ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОКОЛОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН ПРИ УМЕРЕННОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО СРАВНЕНИЮ С ВЫСОКОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Систематические измерения таких важных ионосферных параметров, как электронная концентрация N , электронное содержание N_0 , температура электронов T_e и ионов T_i , ионный состав (ИС) и др. позволяют анализировать физические процессы в ионосфере и ее динамику. Важно выяснить поведение ионосферы при различной солнечной активности (СА), что позволит прогнозировать ее состояние на определенный промежуток времени, создавая модели различных ионосферных параметров. Ниже приведены данные систематических измерений методом некогерентного рассеяния (НР) радиоволн в 1972 г. в период умеренной СА. Эти данные сравниваются с результатами аналогичных измерений, выполненных нами в 1969 г. — период высокой СА, которые опубликованы в ряде статей [1—5] и доложены на все-союзных [6] и международных конференциях [7—10]. Методика измерений и обработки методом НР, а также погрешности измерений основных ионосферных параметров, способы их уменьшения или устранения приведены в [1—5].

Кратко опишем методику измерения ионного состава методом НР в нижней ионосфере (области, лежащие ниже максимума). Сведения об ИС в этой области в настоящее время в основном представлены ракетными и спутниковыми измерениями. Однако измерения с помощью спутников локализованы по высоте, и высоты около и ниже 200 км практически недоступны для

таких измерений. Ракетные измерения, как известно, проводятся эпизодически. Измерения ИС методом НР дают в принципе возможность получения сведений о суточных, сезонных и других вариациях вертикальных профилей этого важного ионосферного параметра.

Измерения ИС сводятся к определению переменного отношения p :

$$p = \frac{[O^+]}{[O_2^+] + [NO^+] + [O^+]} \approx \frac{[O^+]}{N}, \quad (1)$$

где $[O^+]$, $[NO^+]$, $[O_2^+]$ — концентрации основных ионов в нижней ионосфере. Первичная обработка приводимых в статье измерений, ограниченных снизу высотой 160 км заключалась в определении измеренных температур $T_{e \text{ изм}}$ и $T_{i \text{ изм}}$ в предположении наличия лишь ионов атомного кислорода O^+ . Такое предположение вносило систематическую ошибку температур заряженных частиц на нижних высотах (160 ÷ 250 км), так как эта область ионосферы является переходной и в ней наряду с ионами O^+ присутствуют молекулярные ионы O_2^+ и NO^+ . Таким образом, расхождение между температурами $T_{e \text{ изм}}$ и $T_{i \text{ изм}}$ и их истинными значениями на этих высотах несет в себе информацию о величине p в (1). Сравнивая полученный таким образом профиль с истинным $T_{i \text{ ист}}(z)$, можно получить некоторую величину, характеризующую долю легких ионов в рассматриваемой области ионосферы:

$$K_p = \frac{T_{i \text{ изм}}(z)}{T_{i \text{ ист}}(z)}.$$

По значениям величины K_p , рассчитанной заранее как функции отношения p , определялась величина $p = [O^+]/([O^+] + [NO^+] + [O_2^+])$.

Таким образом, для измерения ИС в указанной области высот необходимы значения истинной T_i . Как было показано многими авторами (см., например, [11]), для высот ионосферы ниже 300 км T_i равна температуре нейтральной атмосферы T_n , поэтому в качестве профиля истинной T_i в области высот 160 ÷ 250 км был взят профиль $T_n(z)$, задаваемый моделью Яккия-70 [12]. Экзосферная температура T_∞ , определяющая температурный профиль модели Яккия-70, вычислялась усреднением решений уравнения для T_n относительно T_∞ в трех точках в интервале высот 250 ÷ 280 км, где еще можно предполагать равенство $T_i \approx T_n$ и считать основным ионом O^+ .

Случайная ошибка определения ИС рассмотренным выше методом определяется в основном случайной ошибкой измерений T_i . В наших измерениях среднеквадратичное значение случайной ошибки определения p в отдельном измерении составляет 15 ÷ 20%.

Используя приведенные методики была проведена обработка результатов измерений в период умеренной СА в 1972 г. на средних широтах СССР. Эти данные согласуются с нашими аналогичными измерениями в период высокой СА (1969 г.). На рис. 1 приведены сводные таблицы, иллюстрирующие поведение N , T_e и T_i в различные сезоны года (весна, лето, осень — по горизонтали), в различное время суток (утро, день, вечер — по вертикали) и при различной СА (умеренная СА — рис. 1, а и высокая — рис. 1, б). Рисунок хорошо иллюстрирует взаимное положение максимумов T_e и N при умеренной СА (рис. 1, а). Утром максимум T_e лежит чуть ниже максимума N , к вечеру — передвигается вверх, локализуясь где-то в районе максимума N . Все эти профили можно сравнить с аналогичными измерениями, проведенными в период максимума СА (1969 г.) — рис. 1, б. Из сравнения видно, что общее поведение профилей согласуется для всех сезонов, только соответствующие значения N для 1969 г. значительно выше. Значения T_e и T_i менее подвержены влиянию СА, что следует из уравнения теплового баланса (см., например, [13]).

Для высотного хода T_e при умеренной СА (рис. 1, а) характерно наличие максимума, который наиболее ярко выражен на протяжении дня. Обычно утром, после восхода Солнца (ВС), он наибольший; максимальные вертикальные градиенты $T_e \left(\frac{dT_e}{dz} \right)$ могут достигать утром $200^\circ \text{К км}^{-1}$. Величина максимума обычно меньше, чем в аналогичных измерениях при высокой СА.

Ионная температура изменяется от $400\text{—}600^\circ \text{К}$ ночью в области $z \lesssim 200\text{—}300 \text{ км}$ до $1000\text{—}1400\text{—}1800^\circ \text{К}$ днем на высотах $z \gtrsim 500 \text{ км}$. Таким образом, ниже 300 км и днем и ночью T_i примерно $\approx T_n$, а выше увеличивается, приближаясь к T_e . Переход от ночной T_i к дневной происходит за небольшой промежуток времени (2—3 часа). Вечерний переход более плавный. Сезонные вариации T_i выражены очень слабо. Все перечисленные особенности поведения T_i при умеренной СА характерны и для высокой СА, т. е. поведение T_i слабо зависит от СА.

Для суточного хода T_e в области F_2 в равноденствие и летом характерно возрастание T_e сразу же после ВС, для зимы заметно незначительное предрассветное возрастание T_e , обусловленное, по-видимому, переносом нагретых фотоэлектронов вдоль линий геомагнитного поля из магнитосопряженной области, где ВС осенью и зимой наступает раньше, чем в области наблюдения. Величина послевосходного максимума T_e обычно составляет $1800^\circ\text{—}1900^\circ \text{К}$ (весной $\sim 1500^\circ \text{К}$, летом $\geq 2200^\circ \text{К}$). При высокой СА послевосходный максимум T_e может достигать 3000° и лежит несколько ниже максимума N . Дневной максимум T_e при умеренной СА в области 300—

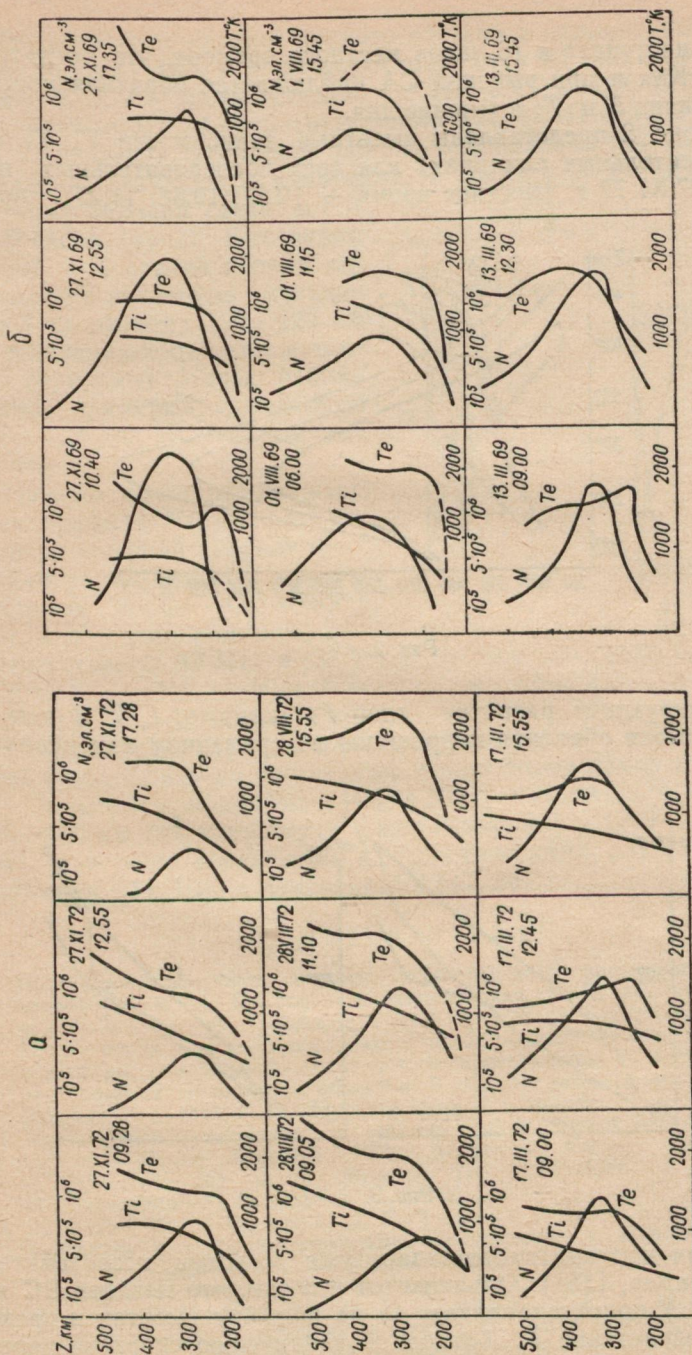


Рис. 1.

400 км наступает в 16 часов местного времени, что согласуется с [14]. Как и при высокой СА наблюдается обратная корреляция величин N и T_e в течение дня.

На рис. 2 представлены высотные зависимости T_e , T_i и N (в относительных единицах) для трех последовательных измерений 27.XI 72 г. (местное время — 10.27; 10.58; 11.27), хорошо

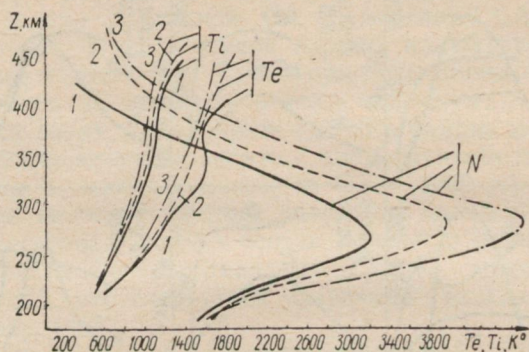


Рис. 2.

иллюстрирующие развитие слоя F_2 (кривые 1, 2, 3 для N). Наблюдается обратная корреляция во временном изменении T_e

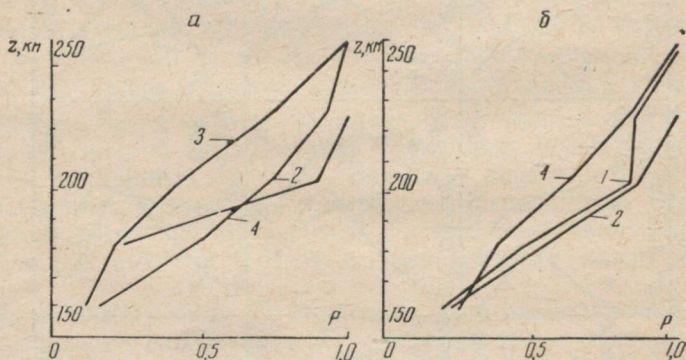


Рис. 3.

(подобная картина наблюдалась уже многими исследователями, например, [15]). Объясняется это тем, что позднее ВС возрастание N приостанавливает (а на больших высотах и прекращает) возрастание T_e благодаря увеличению скорости передачи тепла от электронов к ионам.

Результаты измерений ионного состава в период умеренной СА на высотах 160—250 км иллюстрируются на рис. 3 (а — день, кривые 2, 3, 4 — соответственно 17.III; 1.VI и 30.X 1972 г.; б — ночь, кривые 1, 2, 4 — соответственно 5.II, 17.III и 31.X 1972 г.). Для уменьшения случайной ошибки определения производилось усреднение результатов измерений за время с 10 до 15 часов по местному времени (день) и с 0 до 3 часов (ночь). Как видно из рис. 3, в летний период наблюдается некоторое уменьшение p на высотах 190+220 км по сравнению с осенним и зимним периодами. Ночью наблюдается примерно одинаковый высотный ход ИС в различные сезоны.

Из высотных профилей $p(z)$, имея профиль $N(z)$, легко получить профили абсолютных концентраций иона O^+ и молекулярных ионов $[O_2^+ + NO^+]$ (рис. 4, а — день, кривые 1, 2 — соответственно 17.III. и 31.V 1972 г.; б — ночь, кривые 1 — 17.III 1972 г. Высотный ход суммарной концентрации молекулярных ионов в наших измерениях в общих чертах согласуется с ракетными измерениями [16, 17]. Максимум в профиле $[O_2^+ + NO^+]$ находится в интервале 160—180 км, что характерно и для измерений в 1969 г. (высокая СА), и хорошо согласуется с теоретическими расчетами (см., например, [18, 19]) с измерениями [17, 20].

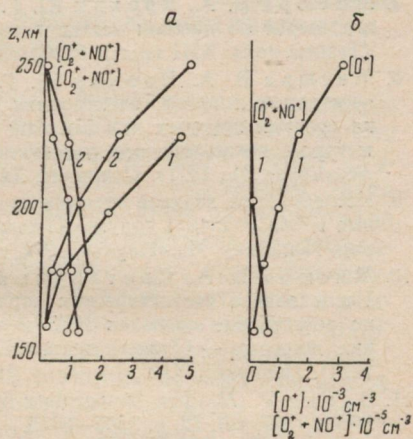


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ионосферные измерения методом некогерентного рассеяния радиоволн ионосферой. В сб.: Ионосферные исследования, № 18. М., «Наука», 1969, с. 136—163. Авт.: В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, В. Я. Блудов, Ю. Г. Ерохин.
2. Мисюра В. А. Комплексные многолетние радиофизические исследования ионосферы, околоземного космического пространства и распространение радиоволн от космических объектов. В сб.: Космические исследования на Украине, № 5, 1973, Киев, «Наукова думка», с. 20—25.
3. Middle latitude ionosphere as obtained by incoherent backscatter observations. — «Space Research XI», Academic — Verlag, Berlin, 1971, p. 1033—1038. Aut. V. A. Misyura, Yu. G. Erokhin, G. M. Tkachev, V. I. Novozhilov, M. G. Trukhan, V. Ya. Bludov.
4. Мисюра В. О., Ерохин Ю. Г., Ткачев Г. Н. та ін. Іоносферні вимірювання методом некогерентного розсіювання в комплексних радіофізичних дослідженнях іоносфери. — «Вісн. Харк. ун-ту. Радіофізика і електроніка», вип. I, 1972, с. 89—102.
5. Мисюра В. О., Ерохин Ю. Г., Трухан М. Г. і др. Температура електронів і іонів, електронна концентрація і вміст іоносфери на середніх широтах при високій сонячній активності за вимірюваннями методом не-

когерентного розсіювання. — «Вісн. Харк. ун-ту. Радіофізика», вип. 2, 1972, с. 3—11.

6. Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Трухан М. Г. и др. Вертикальные градиенты и нестационарность электронной концентрации, электронного содержания и температур ионосферных частиц, полученные методом некогерентного рассеяния при высокой солнечной активности. (Тезисы докл. X Всесоюз. конф. по распространению радиоволн). М., 1972, с. 89—93.
7. Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Ткачев В. Н. и др. Ионосфера средних широт по данным исследований методом некогерентного рассеяния. — (Тезисы докл. XIII сессии КОСПАР, Л., 1970). Препринт, ХГУ.
8. Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Блудов В. Я. и др. Температура электронов и ионов, электронная концентрация и содержание ионосферы на средних широтах при высокой солнечной активности по измерениям методом некогерентного рассеяния. — (Тезисы докл. на XV Генеральной Ассамблее. М., 1971). Препринт, ХГУ.
9. Исследования верхней атмосферы и космического пространства, выполненные в СССР в 1971 году. — (Тезисы докл. на XV Пленуме КОСПАР. Мадрид, Испания). М., «Наука», 1972, с. 50—94.
10. Мисюра В. А., Светличный Н. П., Часовитин Ю. К. и др. Исследование статистических характеристик и динамики неоднородностей по регистрации сигналов ИСЗ и наземными методами на средних и высоких широтах. — (Тезисы докл. на II Ассамблее МАГА, Киото, Япония, 1973). Препринт, ХГУ.
11. Banks P. M. Ion temperature in the upper atmosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1967, vol. 72, p. 3365—3385.
12. Jacchia G. New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles, *Smithson Astrophys.* — *«Observ. Spec. Rep.»*, 1970, p. 313.
13. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. М., «Наука», 1969. 456 с.
14. Neutral atmosphere temperature measured by incoherent scatter. (Abstr.), *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1967, vol. 48, N 1, p. 64. Auth.: Mc Clure Y. P., D. T. Farley, T. E. Vanzandt, D. L. Sterling.
15. Evans I. V. Observation of F-region vertical velocities at Millstone Hill. 1. Evidence for drifts due to expansion, contraction, and winds. — *«Radio Sci.»*, 1971, vol. 6, p. 609—626.
16. Goldberg R. A., Blume L. I. Positive ion composition from a rocket-borne mass spectrometre. — *«J. Geophys. Res.»*, 1970, vol. 75, N 1, p. 133—142.
17. «Space Research IX», Amsterdam, 1969, p. 256. Auth.: F. A. Arnold, M. Blanse, G. Brochon, O. Keiffer, D. Varloot.
18. Кошелев В. В., Щепкин Л. А., Шуйская З. З. Ионная структура дневной области F_1 и условия развития слоя F_1 . — Сб.: «Исслед. по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца». Вып. 12, М., 1970, с. 80—93.
19. Буравцев А. К., Щепкин Л. А. К вопросу об ионной структуре дневной области F_1 при высокой активности Солнца. — Сб.: «Исслед. по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца». Вып. 27, М., 1973, с. 72—78.
20. Simultaneous measurements of some ionospheric parameters of altitudes 100—170 km, paper presented at XVI COSPAR Meet. ing. Constan, 1973. Auth.: A. D. Danilov, T. V. Kazatchevskaya, V. V. Selantiev, V. K. Semenov, V. G. Hrujukin, U. K. Chasovitin.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ИОНОСФЕРЫ ПО РЕГИСТРАЦИЯМ МЕРЦАНИЙ СИГНАЛОВ ИСЗ И С ПОМОЩЬЮ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Наблюдения за сигналами первого искусственного спутника Земли (ИСЗ), запущенного 4 октября 1957 г., показали, что при определенных условиях принимаемый сигнал флуктуирует случайным образом. Это явление по аналогии с мерцанием звезд в видимом свете получило название «мерцание» радиосигналов ИСЗ и объясняется дифракцией падающей волны на неоднородностях показателя преломления ионосферы (n), свидетельствующих о наличии неоднородностей электронной плотности в данной области, через которую проходит волна, изучаемая с ИСЗ. Применение в ионосферных исследованиях регистраций сигналов ИСЗ и анализ этих регистраций с учетом данных обширной сети станций ионосферного зондирования позволяет получить более полные данные о параметрах и динамике ионосферы, а также о параметрах неоднородностей, ответственных за наблюдаемые мерцания [1].

Исследования ионосферы в окрестности F -слоя, особенно на высоких широтах [2], сопряжены с большими трудностями при постановке эксперимента и интерпретации экспериментальных данных, поэтому целесообразно использовать возможно более разнообразную аппаратуру и производить регистрацию в нескольких пунктах и на разных частотах.

Актуальность исследований определяется тем, что они связаны с более общим научным вопросом — электродинамикой верхней атмосферы Земли.

Представлены результаты изучения явления «мерцания» сигналов «Космос-381» по регистрациям, проведенным группой сотрудников ХГУ в годы, когда солнечная активность близка к максимуму (1970—1971 гг.). Эти данные после обработки сравнивались с аналогичными результатами, полученными в то же время и при сходных условиях исследовательскими группами за рубежом.

Расчет индексов мерцания проводился путем обработки регистраций амплитуд сигналов, излучаемых с ИСЗ «Космос-381» на частоте 20 Мгц. Индекс мерцания S рассчитывался для двух секундных участков регистраций по формуле

$$S = \Delta A / \langle A \rangle,$$

где ΔA — отклонение амплитуды от среднего значения;

$\langle A \rangle$ — среднее значение амплитуды за рассматриваемый участок времени.

На рис. 1 приведен широтный ход индекса мерцания для северного полушария в зависимости от исправленной геомагнитной широты Φ' , причем данные, полученные для Харьковских ($\Phi' = 45^\circ 1'$) и Мурманских ($\Phi' = 64,2^\circ$) пунктов наблюдения, хорошо сшиваются с кривыми для южноширотной станции Аресибо ($\Phi' = 29^\circ$) и для Гренландской станции Нарсарсуак ($\Phi' = 69^\circ$). Однако данные для обсерватории Сагамор Хилл ($\Phi' =$

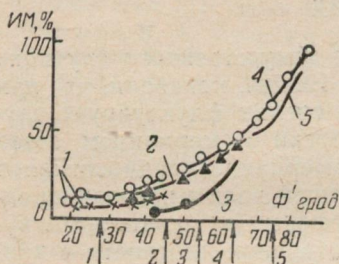


Рис. 1.

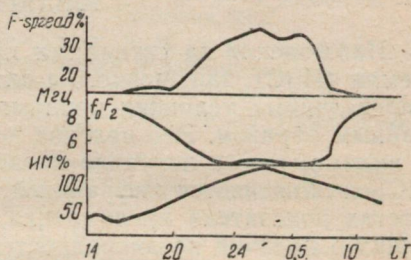


Рис. 2.

$= 54^\circ$) оказались сильно занижены, что, возможно, связано с индексом магнитной активности либо с методикой определения индекса мерцания. Общий же характер широтного изменения индекса и здесь свидетельствует об увеличении индекса мерцания с ростом широты.

За указанный период времени, когда проводилась регистрация сигналов ИСЗ «Космос-381», нами обработаны и проанализированы ионограммы, полученные на ионосферной станции Полярного Географического института Кольского филиала АН СССР. Отмечены частые случаи появления в ночное время на ионограммах диффузного F слоя ($\text{Spread} - F$), которые довольно хорошо коррелировали с полученным нами суточным ходом индекса мерцаний.

На рис. 2 представлен суточный ход кривых появляемости диффузного слоя F , критической частоты $f_o F_2$ и суточный ход индекса мерцаний сигналов, получаемых с ИСЗ «Космос-381» в зимние месяцы 1970/71 г. по регистрациям, полученным на пункте наблюдения ХГУ в районе Мурманска.

Хорошая корреляция мерцаний с появляемостью диффузного слоя на ионограммах, возможно, свидетельствует об общей причине возникновения обоих эффектов. Как видно из рис. 2, при малых значениях $f_o F_2$, характерных для ночного времени, индекс мерцания оказывается значительным, что, очевидно, связано с вторжением в ионосферу заряженных частиц из магнитосферы.

Таким образом, по данным регистраций мерцаний сигналов от ИСЗ на пунктах наблюдения ХГУ на средних и высоких широтах получены широтный ход индекса мерцаний, который до-

полняет известную до сих пор картину для северного полушария, а также кривые суточного хода индекса мерцания и появляемости диффузного слоя F в автормальной области. Характер приведенных кривых свидетельствует о взаимосвязи последних в полярной ионосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жолондковский Н. Д. Исследование мерцаний радиосигналов, получаемых с ИСЗ в период высокой солнечной активности. — В кн.: Тезисы докл. Всесоюз. науч. сессии, посвященной Дню радио. М., 1973, с. 34—35.
2. Жолондковский Н. Д. Исследование явления «мерцания» радиосигналов, излучаемых с ИСЗ в полярных областях. — В кн.: Тезисы докл. науч. сессии по проблемам магнитосферы и высокоширотного магнитно-ионосферного комплекса 19—25 марта 1973 г. Норильск, 1973, с. 46—47.
3. Aarons J., Whitney H. E., Allen R. S. Global Morphology of Ionospheric Scintillations. — Proc. IEEE, 1971, vol. 59, N 2, p. 159—172.

УДК 533.951.2

Г. П. ЩЕРБИНИН,
Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

О НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ДВУХСКОРОСТНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ

При исследовании неустойчивых колебаний в разноскоростных электронных потоках интерес представляет динамика перехода линейной стадии развития колебаний в нелинейную. В результате нелинейных процессов такой переход должен сопровождаться трансформацией монохроматического входного сигнала в многочастотный. Поэтому при изучении нелинейных колебаний в двухпучковой системе важным моментом является определение области значений параметров системы, в которой стадия насыщения колебаний основной частоты не сопровождается существенным ростом амплитуд гармоник (одночастотный режим).

Рассмотрим колебания в системе, состоящей из двух скомпенсированных электронных потоков, движущихся в свободном пространстве вдоль оси z . В поперечном направлении система не ограничена. Невозмущенные значения плотности заряда и скорости электронов равны ρ_{0i} и v_{0i} соответственно, где индекс i , как и везде, в дальнейшем имеет два значения 1 и 2. В сечении $z=0$ пучки проходят сквозь идеальный клистронный группирователь, сообщаящий пучкам начальное возмущение. Решение самосогласованной задачи о колебаниях в такой системе сводится к решению системы двух уравнений вида [1]

$$\frac{d^2 \tilde{z}_i}{dt^2} + \sum_{k=1}^2 \Omega_{ok}^2 \tilde{z}_k = 0, \quad (1)$$

где функции z_i

$$\tilde{z}_i(t, t_{0i}) = z(t, t_{0i}) - v_{0i}(t - t_{0i}) \quad (2)$$

и имеют смысл отклонения частиц от тех положений в пространстве, которые они занимали бы в отсутствие возмущения; Ω_{0k} — плазменная частота k -го пучка. В уравнениях (1) вся нелинейность задачи заключена в полных производных по времени.

Аналогичная задача для двух пучков в магнитном поле рассматривалась в работе [2], однако в ней учитывалась только основная частота сигнала.

В соответствии с равенствами (2) можно записать соотношения

$$\left| \frac{d\tilde{z}_i}{dt} \right| = \frac{\frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial t} + v_{0i} \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z}}{1 - \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z}},$$

позволяющие перейти к замкнутой системе уравнений в частных производных. При этом выполнение условия

$$\frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z} < 1$$

означает отсутствие пересечения траекторий частиц (обгона)

[2]. При наличии обгона полная производная $\frac{d\tilde{z}_i}{dt}$ обращается в бесконечность, однако и в этом случае величина

$$\tilde{z}_i = \int \frac{d\tilde{z}_i}{dt} dt$$

остается конечной [3].

Переходя в уравнениях (1) к переменным Эйлера, получим

$$\frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t^2} + 2v_{0i} \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t \partial z} + v_{0i}^2 \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial z^2} + \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 \tilde{z}_k = \Phi_i, \quad (3)$$

где Φ_i — нелинейные члены уравнений:

$$\Phi_i = 2 \left[\frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t^2} + v_{0i} \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t \partial z} \right) - \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t \partial z} + v_{0i} \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial z^2} \right) \right] -$$

$$-\left(\frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z}\right)^2 \cdot \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial t} \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z} \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial t \partial z} - \left(\frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial t}\right)^2 \frac{\partial^2 \tilde{z}_i}{\partial z^2} +$$

$$+ \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z} \left[3 - 3 \frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z} + \left(\frac{\partial \tilde{z}_i}{\partial z}\right)^2 \right] \cdot \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 \tilde{z}_k.$$

Для разделения переменных представим искомые функции $\tilde{z}_i$ в виде суммы бесконечного числа гармонических составляющих:

$$\tilde{z}_i(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n [f_{i1n}(z) \cdot \cos n\omega t + f_{i2n}(z) \sin n\omega t],$$

где ε — символический параметр малости. В этом случае и нелинейные правые части уравнений (3) преобразуются к виду

$$\Phi_i(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n [\Phi_{i1n}(z) \cos n\omega t + \Phi_{i2n}(z) \sin n\omega t].$$

Рассмотрим уравнения, составленные из коэффициентов при $\cos \omega t (n=1)$ в левой и правой частях уравнений (3):

$$v_{0i}^2 f''_{i11} + 2\omega v_{0i} f'_{i21} - \omega^2 f_{i11} + \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{k11} = \Phi_{i11}, \quad (4)$$

где верхний индекс функций f_{isn} означает производную по координате (здесь и в дальнейшем индекс $s=1, 2$). При вычислении нелинейных частей Φ_{i11} ограничимся слагаемыми, имеющими порядок малости не выше двух, т. е. пропорциональными ε^2 :

$$\Phi_{i11} = \frac{\varepsilon^2}{4} \left\{ 6 \left(\sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{kj1} - \omega^2 f_{i11} \right) (f'_{ij2} - f'_{i11} f'_{ij1}) + \right.$$

$$+ 6f'_{ij1} \left(\sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{kj2} - 4\omega^2 f_{ij2} \right) + 4\omega v_{0i} [f'_{i11} f'_{i22} - f'_{i12} f'_{i21} +$$

$$+ 2(f_{i12} f'_{i21} - f_{i22} f'_{i11}) + f_{i11} f'_{i22} - f_{i21} f'_{i12}] +$$

$$+ \omega^2 f_{ij1} (2f_{i11} f'_{ij1} - 3f_{ij1} f'_{i11} - 6f'_{ij2}) -$$

$$\left. - (f'_{ij1})^2 \left(3 \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{k11} + \omega^2 f_{i11} \right) \right\},$$

где по немому индексу $j=1, 2$ подразумевается суммирование.

Для решения уравнений (4) используем асимптотический метод Боголюбова-Митропольского [4]. С этой целью неизвестные функции $f_{isn}(z)$ ищем в виде

$$f_{isn} = a_{isn} \cos \psi_{isn} + \varepsilon u_{isn}^{(1)}(a_{isn}, \psi_{isn}) + \dots, \quad (5)$$

где амплитуды $a_{isn}(z)$ и фазы $\psi_{isn}(z)$ определяются соотношениями

$$a'_{isn} = \gamma_n a_{isn} + \varepsilon A_{isn}^{(1)}(a_{i1n}, a_{i2n}) + \varepsilon^2 A_{isn}^{(2)}(a_{i1n}, a_{i2n}) + \dots, \quad (6)$$

$$\psi'_{isn} = \beta_n + \varepsilon B_{isn}^{(1)}(a_{i1n}, a_{i2n}) + \varepsilon^2 B_{isn}^{(2)}(a_{i1n}, a_{i2n}) + \dots,$$

γ_n и β_n — инкремент и фазовая постоянная, определяемые линейной теорией [2].

Можно показать, что уравнения, составленные из коэффициентов при $\sin n\omega t$, эквивалентны уравнениям, составленным из коэффициентов при $\cos n\omega t$, если

$$a_{i1n} = a_{i2n}; \quad A_{i1n}^{(k)} = A_{i2n}^{(k)}, \quad B_{i1n}^{(k)} = B_{i2n}^{(k)}; \quad \psi_{i2n} = \psi_{i1n} - \frac{\pi}{2}.$$

В дальнейшем будем считать эти условия выполненными и для простоты обозначим

$$a_{i11} = a_i; \quad a_{i22} = a_i; \quad \psi_{i11} = \psi_i; \quad \psi_{i12} = \psi_{i2}; \quad (7)$$

$$A_{i1}^{(k)} = A_i^{(k)}; \quad B_{i1}^{(k)} = B_i^{(k)}; \quad \gamma_1 = \gamma; \quad \beta_1 = \beta.$$

Подставляя в уравнения (4) функции f_{isn} в виде (5) с учетом (6) и (7), находим для этих уравнений первые три приближения по ε . При этом в нулевом приближении по ε получим соотношения линейной теории, которые при условии, что

$$\beta + i\gamma = k_3,$$

приводят к дисперсионному уравнению двухпучковой системы в канонической форме:

$$\sum_{k=1}^2 \frac{\Omega_{0k}^2}{(\omega - v_{0k} k_3)^2} = 1.$$

В первом приближении по ε из уравнений (4) следует, что

$$A_i^{(1)} = B_i^{(1)} = 0.$$

Таким образом, с точностью до величин порядка ε^3

$$a'_i = \gamma a_i + A_i^{(2)}(a_i); \quad \psi'_i = \beta + B_i^{(2)}(a_i). \quad (8)$$

Величины $A_i^{(2)}$ и $B_i^{(2)}$ определяются вторым приближением по ε уравнений (4). Для его построения нужно знать величины a_{i2} , ψ_{i2} , γ_2 и β_2 , которые характеризуют вторую гармо-

нику колебаний, возникающую в результате нелинейного взаимодействия пучков. Чтобы определить эти величины, рассмотрим уравнения, составленные из коэффициентов при $\cos 2\omega t$:

$$v_{0i}^2 f_{i12}'' + 4\omega v_{0i} f_{i22}' - 4\omega^2 f_{i12} + \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{k12} = \Phi_{i12}. \quad (9)$$

При вычислении нелинейных правых частей ограничимся слагаемыми порядка ε^0 :

$$\begin{aligned} \Phi_{i12} = & \frac{3}{2} \left(f_{i11}' \cdot \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{k11} - f_{i21}' \cdot \sum_{k=1}^2 \Omega_{0k}^2 f_{k21} \right) - \\ & - \omega v_{0i} (f_{i11} f_{i21}'' - 2f_{i11}' f_{i21}' + f_{i21} f_{i11}''). \end{aligned}$$

В нулевом приближении по ε уравнения (9) с учетом (5), (6) и (7) принимают вид

$$a_{i2} (T_1 \cos \psi_{i2} + T_2 \sin \psi_{i2}) = \frac{3}{2} a_i^2 (F_{i1} \cos 2\psi_i + F_{i2} \sin 2\psi_i), \quad (10)$$

где T_s и F_{is} — коэффициенты, определенные ниже. Из уравнений (10) можно сделать вывод, что

$$a_{i2} = D_i a_i^2; \quad \psi_{i2} = 2\psi_i + \varphi_i, \quad (11)$$

откуда следует, что

$$\gamma_2 = 2\gamma; \quad \beta_2 = 2\beta. \quad (12)$$

Используя соотношения (11), связывающие амплитуды и фазы первых двух гармоник, и уравнения (10), нетрудно определить коэффициенты D_i и углы φ_i .

$$D_i = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{F_{i1}^2 + F_{i2}^2}{T_1^2 + T_2^2}}; \quad \operatorname{tg} \varphi_i = \frac{T_2 F_{i1} - T_1 F_{i2}}{T_1 F_{i1} + T_2 F_{i2}},$$

где с учетом равенств (12)

$$T_1 = -12 (\lambda_1^2 \beta_{p2}^2 + \lambda_2^2 \beta_{p1}^2);$$

$$T_2 = 24\gamma (\nu_1 \beta_{p2}^2 + \nu_2 \beta_{p1}^2);$$

$$\begin{aligned} F_{i1} = & \gamma \{ (2\beta \nu_1 - \lambda_1^2) (4\lambda_2^2 + \beta_{p2}^2) + 8\nu_2 (2\gamma^2 \nu_1 + \beta \lambda_1^2) + \\ & + \frac{v_{01}^2}{\Omega_{02}^2} [(2\beta \nu_2 - \lambda_2^2) (4\gamma^2 \nu_1^2 - (\lambda_1^2 + \beta_{p1}^2)^2) - \\ & - 4\nu_1 (2\gamma^2 \nu_2 + \beta \lambda_2^2) (\lambda_1^2 + \beta_{p1}^2)] \}; \end{aligned}$$

$$F_{i2} = (2\gamma^2 \nu_1 + \beta \lambda_1^2) (4\lambda_2^2 + \beta_{p2}^2) - 8\gamma^2 \nu_2 (2\beta \nu_1 - \lambda_1^2) +$$

$$+ \frac{v_{01}^2}{\Omega_{02}^2} \left[(2\gamma^2 v_2 + \beta \lambda_2^2) (4\gamma^2 v_1^2 - (\lambda_1^2 + \beta_{p1}^2)^2 + \right. \\ \left. + 4\gamma^2 v_1 (2\beta v_2 - \lambda_2^2) (\lambda_1^2 + \beta_{p1}^2)) \right];$$

$$\lambda_i^2 = \gamma^2 - v_i^2; \quad v_i = \beta - \beta_{ei}; \quad \beta_{ei} = \frac{\omega}{v_{0i}}; \quad \beta_{pi} = \frac{\Omega_{0i}}{v_{0i}}.$$

Если в выражениях для величин F_{11} и F_{12} поменять индекс 1 на 2 и наоборот, получатся выражения для F_{21} и F_{22} .

Вычислив параметры второй гармоники, решим уравнение (4) во втором приближении по ε относительно величин $A_i^{(2)}$ и $B_i^{(2)}$, которые определяют зависимость амплитуды и фазы колебаний основной частоты от координаты в нелинейном режиме. В результате получим

$$A_i^{(2)} = -\alpha_i a_i^3; \quad B_i^{(2)} = \delta_i a_i^2. \quad (13)$$

Параметры α_i и δ_i , характеризующие нелинейную стадию развития колебаний, имеют следующие значения:

$$\alpha_i = \frac{v_i P_i - 2\gamma Q_i}{8\gamma^2 + 2v_i^2}; \quad \delta_i = -\frac{v_i Q_i + 2\gamma P_i}{8\gamma^2 + 2v_i^2};$$

где

$$Q_1 = q_1 + F_1 (l_1 + m_1 \operatorname{tg} \varphi_1) + F_2 (r_1 + w_1 \operatorname{tg} \varphi_2) \frac{v_{01}^2}{\Omega_{02}^2};$$

$$P_1 = p_1 + F_1 (m_1 - l_1 \operatorname{tg} \varphi_1) + F_2 (w_1 - r_1 \operatorname{tg} \varphi_2) \frac{v_{01}^2}{\Omega_{02}^2};$$

$$q_i = \frac{1}{4} [-3\beta^2 v_1^2 + \gamma^2 (6\beta^2 + 6\beta\beta_{ei} - 5\beta_{ei}^2) + 3\gamma^4];$$

$$p_i = \frac{3}{2} \gamma [-\beta v_i (2\beta + \beta_{ei}) + \gamma^2 (\beta + v_i)];$$

$$l_i = \frac{3}{2} \gamma (\beta_{pi}^2 - 2\gamma^2 - 2v_i^2 + 4\beta_{ei} v_i);$$

$$m_i = \frac{3}{2} \beta (\beta_{pi}^2 - 2v_i^2) + \gamma^2 (10\beta_{ei} - 3\beta);$$

$$r_i = \frac{3}{2} \gamma [(\lambda_i^2 + \beta_{pi}^2)^2 + 4v_i (\beta\beta_{pi}^2 - \beta v_i^2 + \gamma^2 \beta_{ei})];$$

$$w_i = \frac{3}{2} [\beta (\lambda_i^2 + \beta_{pi}^2)^2 - 4\gamma^2 v_i (\beta_{pi}^2 + \beta_{ei} v_i + \gamma^2)];$$

$$F_i = \frac{3}{2} \frac{F_{i1}}{T_1 + T_2 \operatorname{tg} \varphi_i}.$$

Выражения для величин Q_2 и P_2 могут быть получены из выражений для Q_1 и P_1 с помощью взаимной замены индексов 1 и 2.

С учетом (13) уравнения (8), определяющие амплитуду и фазу колебаний основной частоты, принимают вид

$$a_i' = \gamma a_i - \alpha_i a_i^3; \quad \psi_i' = \beta + \delta_i a_i^2,$$

откуда следует, что зависимость a_i и ψ_i от координаты описывается выражениями

$$a_i(z) = \frac{a_{0i} \exp(\gamma z)}{\sqrt{1 + \frac{\alpha_i}{\gamma} a_{0i}^2 [\exp(2\gamma z) - 1]}}; \quad (14)$$

$$\psi_i(z) = \beta z + \frac{\delta_i}{2\alpha_i} \ln \left\{ 1 + \frac{\alpha_i}{\gamma} a_{0i}^2 [\exp(2\gamma z) - 1] \right\} + \psi_{0i},$$

где a_{0i} и ψ_{0i} — значения a_i и ψ_i при $z=0$. Если записать выражение для нарастающей волны переменной составляющей скорости электронов i -го пучка при $z=0$ в виде

$$\tilde{v}_i(0, t) = v_{mi} \cos(\omega t - \theta_i),$$

где v_{mi} — начальная амплитуда, а θ_i — начальная фаза нарастающей волны, то величины a_{0i} и ψ_{0i} определяются равенствами

$$a_{0i} = \frac{v_{mi}}{v_{0i} \sqrt{\gamma^2 + v_i^2}};$$

$$\psi_{0i} = \theta_i - \arctg \frac{v_i}{\gamma}.$$

При $\alpha_i > 0$ существуют асимптотические значения предельных амплитуд колебаний

$$a_{mi} = \sqrt{\frac{\gamma}{\alpha_i}}.$$

Поскольку в решении задачи использовано условие малости амплитуды, последнее выражение дает достаточно верное значение предельных амплитуд только при $\alpha_i > \gamma$.

Из (11) следует, что развитие колебаний основной частоты не сопровождается существенным ростом амплитуд гармоник (одночастотный режим), если выполняется условие $D_i \ll 1$.

Рассмотрим результаты исследования полученных соотношений. Пусть

$$v_{0i} = v_0 (1 \pm \alpha); \quad \Omega_{0i} = \Omega_0 (1 \pm \delta),$$

где для определенности считаем, что $\alpha > 0$. Тогда изучаемая двухпучковая система полностью определяется тремя безразмерными параметрами δ , $\omega_0 = \frac{\Omega_0}{\omega}$ и $\sigma = \frac{\alpha}{\omega_0}$,

которые задают относительные величины разности плотностей, средней плотности и разности скоростей пучков соответственно.

Для заданного значения σ инкремент линейной теории γ имеет наибольшую величину при $\delta \approx 0$ и монотонно убывает с ростом $|\delta|$. Поэтому для простоты положим $\delta = 0$.

В системе есть экспоненциально нарастающая волна ($\gamma > 0$), если разность скоростей не превышает определенного значения: $0 < \sigma < \sqrt{2}$. При этом инкремент γ имеет максимальное значение, когда $\sigma = \sigma_0 \approx 0,9$. Если σ меньше некоторого значения σ_1 ($\sigma_1 < \sigma_0$), параметры α , определяющие зависимость амплитуды колебаний основной частоты от координаты в нелинейном режиме, больше γ ; в этом случае предельные амплитуды $a_{mi} < 1$. При достаточном малом σ амплитуды колебаний частиц на-

столько малы, что $\left| \frac{\partial z_i}{\partial z} \right| \ll 1$, и пересечение траекторий отсутствует не только в линейной, но и в нелинейной стадии развития колебаний. Значение параметра σ , при котором γ максимально, соответствует минимальному значению коэффициентов D_i , характеризующих степень монохроматичности колебаний в системе. При $\sigma \rightarrow 0$ коэффициенты D_i неограниченно возрастают, а относительное значение амплитуды второй гармоники увеличивается. В этом режиме сигнал как бы рассыпается на гармоники.

Проведенное исследование подтверждает возможность аналитического изучения перехода линейных колебаний в нелинейные при электронно-волновом взаимодействии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Репалов Н. С., Хижняк Н. А. К нелинейной теории продольных волн в плазме. — «Журн. техн. физики», 1967, т. 37, с. 471—480.
2. Корсунский А. М., Хижняк Н. А. Предельные амплитуды колебаний многоскоростного электронного потока в скрещенных электрическом и магнитном полях. — «Журн. техн. физики», 1970, т. 40, с. 77—84.
3. Калинин В. И. К теории электроннолучевого генератора с фазовой фокусировкой. — «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1940, т. 4, с. 532—539.
4. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1963. 410 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В АНАЛИЗАТОРЕ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

В настоящее время предприняты попытки использовать для разделения заряженных частиц анализаторы магнетронного типа [1]. Предложено несколько вариантов конструкций таких анализаторов, отличающихся принципом действия, назначением и техническими характеристиками [2, 3]. Однако теория подобных приборов разработана недостаточно полно.

Рассматривается метод определения основных аналитических соотношений, характеризующих движение заряженных частиц в магнетронном анализаторе.

Уравнение движения заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях с осевой симметрией можно представить в виде

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e\mathbf{E} + \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \mathbf{B} \right], \quad (1)$$

где $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля, направленный по радиусу; $\mathbf{B}$ — вектор индукции магнитного поля, направленный по оси симметрии oz ; m — масса частицы; e — заряд частицы.

Поскольку $\mathbf{E} = -\text{grad } u - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, а $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, где u — скалярный, а $\mathbf{A}$ векторный потенциалы электромагнитного поля, то

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \left\{ -\text{grad } u - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \text{rot } \mathbf{A} \right] \right\}. \quad (2)$$

Как известно,

$$\begin{aligned} \text{grad} \left(\mathbf{A}, \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) &= (\mathbf{A} \text{ grad}) \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \text{ grad} \right) \mathbf{A} + \\ &+ \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \text{rot } \mathbf{A} \right] + \left[\mathbf{A} \text{rot } \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В данном случае дифференцирование по координатам производится при постоянном значении скорости, поэтому

$$\text{grad} \left(\mathbf{A}_1 \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) = \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \text{ grad} \right) \mathbf{A} + \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \text{rot } \mathbf{A} \right]. \quad (4)$$

Подставляя в уравнение (2) значение $\left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \operatorname{rot} \mathbf{A} \right]$ из соотношения (4) и учитывая, что полная производная

$$\frac{dA}{dt} = \frac{dA}{dt} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \operatorname{grad} \right) A,$$

находим уравнение движения заряженной частицы, в котором сила Лоренца выражена через электромагнитные потенциалы:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \operatorname{grad} \left[\left(A \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) - \varphi \right] - e \frac{dA}{dt}. \quad (5)$$

В дальнейшем будем рассматривать движение заряженных частиц в стационарном электромагнитном поле, поэтому (5) можно записать в виде

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \operatorname{grad} u + e \operatorname{grad} \left(A \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right). \quad (6)$$

Так как векторы $\mathbf{A}$ и $\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ коллинеарные и дифференцирование по координатам производится при постоянном значении скорости, уравнение (6) переходит в

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -e \operatorname{grad} u + e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \operatorname{grad} A. \quad (7)$$

Для решения этого уравнения запишем его в системе координат, вращающейся с угловой скоростью ω . Дифференцирование по времени во вращающейся системе координат обозначим $\frac{\delta}{\delta t}$

$$\begin{aligned} m \left\{ \frac{\delta^2 \mathbf{r}}{\delta t^2} + \left[\frac{\delta \vec{\omega}}{\delta t} \mathbf{r} \right] + 2 \left[\vec{\omega} \frac{\delta \mathbf{r}}{\delta t} \right] + [\vec{\omega} [\vec{\omega} \mathbf{r}]] \right\} = \\ = e \left(\frac{\delta \mathbf{r}}{\delta t} + \omega \mathbf{r} \right) \operatorname{grad} A - e \operatorname{grad} u. \end{aligned} \quad (8)$$

Если учесть, что $\frac{\delta \omega}{\delta t} = 0$, то уравнение (8) примет вид

$$m \left\{ \frac{\delta^2 \mathbf{r}}{\delta t^2} + 2 \left[\vec{\omega} \frac{\delta \mathbf{r}}{\delta t} \right] + [\vec{\omega} [\vec{\omega} \mathbf{r}]] \right\} = e \left(\frac{\delta \mathbf{r}}{\delta t} + \omega \mathbf{r} \right) \operatorname{grad} A - e \operatorname{grad} u. \quad (9)$$

Так как слагаемые правой и левой частей векторного уравнения (9) имеют радиальные компоненты, перейдем от векторного уравнения к скалярному с заменой $\text{grad } u$ его значением:

$$\frac{\delta^2 r}{\delta t^2} = \frac{eu}{mr \ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{\delta r}{\delta t} \left(2\omega + \frac{e}{m} \text{grad}_r A \right) + \omega r \left(\frac{e}{m} \text{grad}_r A + \omega \right). \quad (10)$$

Поскольку для вращающейся системы координат должно соблюдаться условие

$$\omega = -\frac{e}{2m} \text{grad}_r A, \quad (11)$$

то уравнение (10) запишется

$$\frac{\delta^2 r}{\delta t^2} = \frac{eu}{mr \ln \frac{r_2}{r_1}} - \frac{e^2 r}{4m^2} (\text{grad}_r A)^2. \quad (12)$$

После умножения правой и левой частей уравнения (12) на $\frac{\delta r}{\delta t}$ и несложных преобразований получим:

$$\frac{\delta}{\delta t} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\delta r}{\delta t} \right)^2 - \frac{r^2 e^2}{8m^2} (\text{grad}_r A)^2 \right] = \frac{eu}{mr \ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{\delta r}{\delta t}. \quad (13)$$

Интегрирование уравнения (13) дает

$$\left(\frac{\delta r}{\delta t} \right)^2 = \frac{2eu \ln \frac{r}{r_1}}{m \ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{2\epsilon_0}{m} - \frac{r^2}{4} \left(\frac{e}{m} \text{grad}_r A \right)^2, \quad (14)$$

где ϵ_0 — начальная кинетическая энергия частицы.

Так как в рассматриваемом случае

$$A = \frac{1}{r} \int_{r_1}^r 2Br \delta r + \frac{A_0}{r}, \quad (15)$$

то уравнение (14) принимает вид

$$\left(\frac{\delta r}{\delta t} \right)^2 = \frac{2eu \ln \frac{r}{r_1}}{m \ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{2\epsilon_0}{m} - \left(\frac{e}{mr} \int_{r_1}^r Br \delta r + \frac{\omega_0 r_1^2}{r^2} \right)^2. \quad (16)$$

Если $\frac{\delta r}{\delta t} = 0$, то $r = r_p$ и из соотношения (16) находим трансцендентное уравнение для равновесного радиуса частицы любой массы:

$$\frac{u \ln \frac{r_p}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{\varepsilon_0}{e} - \frac{e}{2m} \left(\frac{1}{r_p} \int_{r_1}^{r_p} Br \delta r + \frac{\omega_0 r_1^2}{r_p^2} \right)^2 = 0. \quad (17)$$

Для получения уравнения траектории, воспользуемся соотношением $\frac{d\varphi}{dt} = \omega$, откуда

$$\varphi = \int_{r_1}^r \omega dt + \varphi_0. \quad (18)$$

Из (11) с учетом (15) находим

$$\omega = \frac{e}{mr^2} \int_{r_1}^r Br \delta r + \frac{\omega_0 r_1^2}{r^2}. \quad (19)$$

В связи с тем, что время инвариантно при переходе к вращающейся системе координат, т. е. $\delta t = dt$, из (16) получим

$$dt = \frac{\delta r}{\sqrt{\frac{2eu \ln \frac{r}{r_1}}{m \ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{2\varepsilon_0}{m} - \left(\frac{e}{mr} \int_{r_1}^r Br \delta r + \frac{\omega_0 r_1^2}{r^2} \right)^2}}. \quad (20)$$

Подставляя в (18) из (19) и (20), имеем

$$\varphi = \int_{r_1}^r \frac{\left(\frac{e}{mr^2} \int_{r_1}^r Br \delta r + \frac{\omega_0 r_1^2}{r^2} \right) \delta r}{\sqrt{\frac{2eu \ln \frac{r}{r_1}}{m \ln \frac{r_2}{r_1}} + \frac{2\varepsilon_0}{m} - \left(\frac{e}{mr} \int_{r_1}^r Br \delta r + \frac{\omega_0 r_1^2}{r^2} \right)^2}} + \varphi_0. \quad (21)$$

Выражение (21) определяет связь между r и φ , т. е. уравнение траектории заряженной частицы в анализаторе магнетронного типа.

Полученные соотношения позволяют сделать оптимальный выбор физических и геометрических параметров магнетронного анализатора и определить его основные аналитические характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бейном Дж. Масс-спектрометрия и ее применения в органической химии. М., «Мир», 1965. 410 с.
2. Масс-спектрометр. Англ. пат. № 1002546.
3. Магнетронный масс-спектрометр. США пат. № 3162760.

УДК 538.574.6

А. Н. СИМАЧЕВ

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАД ПОЛОСОЙ С ПЕРЕМЕННЫМ ИМПЕДАНСОМ

Получено решение задачи о возбуждении электромагнитных волн плоским модулированным электронным пучком при движении его над полосой с периодически изменяющимся импедансом, вписанной в идеально проводящий экран — такая полоса является моделью ограниченной дифракционной решетки.

Экран с вписанной в него импедансной полосой шириной $2b$ совпадает с плоскостью xOy . Система координат выбрана таким образом, что ось Ox проходит через середину полосы, а единичные орты y^0 , z^0 направлены соответственно перпендикулярно к краям полосы и в верхнее полупространство. Пучок с переменной составляющей плотности заряда

$$\rho = e\delta(z - a) \exp[ikay - i\omega t] \quad (1)$$

движется со скоростью $v = y^0\beta c$ в плоскости $z = a$. Здесь e — амплитуда и ω — частота модуляции, $k = \omega/c$, c — скорость света, $\alpha = 1/\beta$, $\delta(z - a)$ — дельта-функция.

Собственное поле пучка представляет собой неоднородную плоскую H_x -поляризованную волну

$$H^c(y, z) = x^0 \frac{|z - a|}{z - a} 2\pi e\beta \exp[ik(\alpha y + \gamma|z - a|) - i\omega t] = x^0 \psi^c(y, z), \quad (2)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2}$.

Так как вдоль оси Ox структура однородна $\left(\frac{\partial}{\partial x} = 0\right)$, поле будет описываться скалярной функцией $\Psi(y, z)$, под которой будем подразумевать единственную, отличную от нуля составляющую магнитного поля $H_x(y, z)$. Граничное условие в плоскости $z = 0$ имеет вид

$$\frac{\partial \Psi(y, z)}{\partial z} + ik Z(y) \Psi(y, z) = 0 \quad z = 0, \quad (3)$$

где импеданс определяется выражением

$$Z(y) = \begin{cases} Z_1(y) & \text{при } |y| \leq b, \\ 0 & \text{при } |y| > b, \end{cases} \quad (4)$$

$$Z_1(y) = A + B \exp\left(-i \frac{\pi}{l} y\right). \quad (5)$$

Здесь $2l$ — период модуляции импеданса (период решетки), A и B — постоянные комплексные величины, конкретный вид которых определяется типом дифракционной решетки, ее геометрией, частотой и скоростью пучка.

Представим общее поле следующим образом:

$$\Psi(y, z) = \Psi^0(y, z) + \Psi^{\text{рас}}(y, z). \quad (6)$$

Рассеянное поле $\Psi^{\text{рас}}(y, z)$ ищется в виде

$$\Psi^{\text{рас}}(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(w) \exp[i\omega y + i\sqrt{k^2 - w^2} z] dw, \quad (7)$$

где выбирается ветвь корня, для которой $\text{Im} \sqrt{k^2 - w^2} > 0$, с тем чтобы (7) удовлетворяло условию излучения на бесконечности. Подставляя поля в импедансное граничное условие (3) и применяя обратное преобразование Фурье, приходим к интегральному уравнению II рода Фредгольмового типа относительно функции $f(w)$:

$$\frac{\sqrt{k^2 - w^2}}{k} f(w) = \int_{-\infty}^{\infty} X(w - s) f(s) ds + \Phi(w), \quad (8)$$

где

$$X(w - s) = -\frac{1}{\pi} \left[A \frac{\sin b(w - s)}{w - s} + B \frac{\sin b\left(w - s + \frac{\pi}{l}\right)}{w - s + \frac{\pi}{l}} \right], \quad (9)$$

$$\Phi(w) = 2e\beta \exp(ik\gamma a) \left[A \frac{\sin b(w - ka)}{w - ka} + B \frac{\sin b\left(w + \frac{\pi}{l} - ka\right)}{w + \frac{\pi}{l} - ka} \right]. \quad (10)$$

Исключая из рассмотрения точки скольжения $w = \pm k$, (8) можно записать

$$f(w) = \int_{-\infty}^{\infty} K(w, s) f(s) ds + \Phi_1(w). \quad (11)$$

Здесь

$$K(\omega, s) = \frac{kX(\omega - s)}{\sqrt{k^2 - \omega^2}}, \quad (12)$$

$$\Phi_1(\omega) = \frac{k\Phi(\omega)}{\sqrt{k^2 - \omega^2}}. \quad (13)$$

Ядро интегрального уравнения (11) может быть представлено в виде

$$K(\omega, s) = -\frac{k}{\sqrt{k^2 - \omega^2}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{I_{m+\frac{1}{2}}(bs)}{\sqrt{s}} \left\{ A \frac{I_{m+\frac{1}{2}}(b\omega)}{\sqrt{\omega}} + \right. \\ \left. + B \frac{I_{m+\frac{1}{2}}\left[b\left(\omega + \frac{\pi}{l}\right)\right]}{\sqrt{\omega + \frac{\pi}{l}}} \right\}. \quad (14)$$

Ограничиваясь конечным числом слагаемых в (14), приходим к интегральному уравнению с вырожденным ядром, решение которого сводится к решению конечной системы линейных алгебраических уравнений.

В первом приближении, когда ядро аппроксимируется первым членом разложения (14), решение интегрального уравнения имеет вид

$$f^{(1)}(\omega) = \Phi_1(\omega) - \frac{kQ_0}{\sqrt{2\pi b} \sqrt{k^2 - \omega^2}} \left[A \frac{\sin b\omega}{\omega} + B \frac{\sin b\left(\omega + \frac{\pi}{l}\right)}{\omega + \frac{\pi}{l}} \right], \quad (15)$$

где

$$Q_0 = \frac{C_0}{1 - D_{00}},$$

$$C_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin b\omega}{\omega} \Phi_1(\omega) d\omega,$$

$$D_{00} = -\frac{k}{\pi b} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin b\omega}{\omega} \left[A \frac{\sin b\omega}{\omega} + B \frac{\sin b\left(\omega + \frac{\pi}{l}\right)}{\omega + \frac{\pi}{l}} \right] \frac{d\omega}{\sqrt{k^2 - \omega^2}}.$$

Для поля в дальней зоне, пользуясь методом перевала, находим

$$U^{\text{рас}}(r, \varphi) = \sqrt{8\pi e^{\beta}} \exp(ik\gamma a) F(\varphi) \frac{\exp\left[i\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)\right]}{\sqrt{kr}}, \quad (16)$$

где $r = \sqrt{z^2 + y^2}$, $\varphi = \arctg \frac{z}{y}$,

$$F(\varphi) = A \frac{\sin[bk(\cos \varphi - \alpha)]}{\cos \varphi - \alpha} + B \frac{\sin\left[bk\left(\cos \varphi + \frac{\pi}{kl} - \alpha\right)\right]}{\cos \varphi + \frac{\pi}{kl} - \alpha} - \\ - \frac{Q_0}{b} \left\{ A \frac{\sin(bk \cos \varphi)}{\cos \varphi} + B \frac{\sin\left[bk\left(\cos \varphi + \frac{\pi}{kl}\right)\right]}{\cos \varphi + \frac{\pi}{kl}} \right\}.$$

Диаграмма направленности излучения имеет вид

$$\Sigma(\varphi) = \frac{ce^2 \beta^2}{k} \exp(-2ka\sqrt{\alpha^2 - 1}) F(\varphi) F^*(\varphi). \quad (17)$$

УДК 621.396.677.741

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
А. Ф. ЛЯХОВСКИЙ

КРУГОПОЛЯРИЗОВАННЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ НА ВОЛНОВОДЕ Г-ОБРАЗНОЙ ФОРМЫ

Известно [1], что равноплечий волновод Г-образного сечения имеет ряд преимуществ по сравнению с другими волноводами. При пробивной мощности и постоянной затухания примерно таких же, как и прямоугольного волновода, Г-волновод имеет рабочую полосу на волне низшего типа значительно шире. По сравнению с П- и Н-образными волноводами при такой же критической длине волны Г-волновод имеет меньшее затухание и большую пробивную мощность.

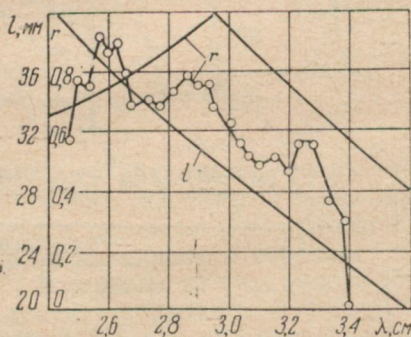
Предложен и экспериментально подтвержден способ получения круговой поляризации при излучении из открытого конца Г-образного волновода, возбуждаемого одновременно двумя волнами типа квази- H_{10} и квази- H_{20} .

Если равноплечий Г-волновод возбудить волнами типа квази- H_{10} и квази- H_{20} , структура которых аналогична структуре

волн H_{10} и H_{20} в прямоугольном волноводе, то в сечении возбуждения в одном плече Г-волновода возбуждаются синфазные компоненты волн H_{10} и H_{20} , а в ортогональном плече — противофазные. Так как фазовые скорости волн типа H_{10} и H_{20} разные, то на определенном расстоянии от плоскости возбуждения до открытого конца Г-волновода и заданной длине волны между двумя типами волн образуется 90-градусный дифференциальный фазовый сдвиг. Это обеспечит возбуждение открытого конца волновода ортогональными линейно поляризованными волнами с разностью фаз 90° . Равенство амплитуд этих волн можно обеспечить при возбуждении волн квази- H_{10} и квази- H_{20} . При этом в дальней зоне в направлении нормали к открытому концу Г-волновода получим кругополяризованное поле.

Из приведенного рассмотрения следует, что излучатель круговой поляризации на Г-образном волноводе подобен кругополяризованной волноводной антенне на основе 3-дб щелевых мостов на прямоугольных волноводах, которая рассмотрена в [2]. Естественное совмещение функций 3-дб моста и блока 45-градусных скруток делает излучатель на Г-волноводе более компактным. Расстояние между фазовыми центрами ортогональных линейно поляризованных компонент в Г-образном волноводном излучателе меньше, чем открытых концов блока 45-градусных скруток на прямоугольных волноводах, поэтому его поляризационная диаграмма менее изрезана.

Рабочий диапазон двухмодового излучателя круговой поляризации на Г-образном волноводе находится в интервале $L, \text{мм}$ между критическими длинами волн квази- H_{30} и квази- H_{20} типов колебаний. Критические длины волн трех низших модов Н-волн были рассчитаны методом конечных разностей [3]. Для равноплечего Г-волновода с шириной плеча 23 мм и высотой 6,9 мм получены следующие значения критических длин волн: $\lambda_{\text{кр}1} = 7,184 \text{ см}$, $\lambda_{\text{кр}2} = 3,957 \text{ см}$ и $\lambda_{\text{кр}3} = 2,429 \text{ см}$.



Как и антенна на основе 3-дб мостов, излучатель на Г-волноводе в рабочем диапазоне имеет близкую к круговой поляризацию, а излучение с коэффициентом эллиптичности, равным единице, обеспечивается только на одной определенной длине волны. На рисунке приведено расчетное расстояние от открытого конца Г-волновода до плоскости возбуждения l , при котором обеспечивается кругополяризованное излучение, в зависимости от рабочей длины волны.

Если двухмодовое возбуждение обеспечивает кругополяризованное излучение из открытого конца равноплечего Г-волновода в главном максимуме, то диаграммы направленности такого излучателя по ортогональным компонентам имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{F}_\theta(\theta, \varphi) = & \frac{\pi}{2\sqrt{2}a} \frac{1 + \cos \theta}{2} \left\{ \cos \varphi \frac{\sin \frac{b}{2} \eta}{\frac{b}{2} \eta} e^{-i \frac{a-b}{2} \eta} \times \right. \\
 & \times \left[\frac{\frac{2b}{\pi} e^{i \frac{b}{2} \zeta} - \left(\frac{2b}{\pi} \right)^2 i \zeta e^{-i \frac{b}{2} \zeta}}{1 - \left(\frac{2b}{\pi} \zeta \right)^2} - e^{i \frac{a-b}{2} \zeta} + \right. \\
 & + \frac{\frac{2(a-b)}{\pi} e^{-i \frac{a-b}{2} \zeta} + \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \right)^2 i \zeta e^{i \frac{a-b}{2} \zeta}}{1 - \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \zeta \right)^2} e^{i \frac{b}{2} \zeta} - \\
 & \left. \left. - i \frac{2a}{\pi} \frac{\cos \frac{a}{2} \zeta}{1 - \left(\frac{a}{\pi} \zeta \right)^2} \right] + \right. \\
 & + \sin \varphi \frac{\sin \frac{b}{2} \zeta}{\frac{b}{2} \zeta} e^{i \frac{a-b}{2} \zeta} \left[\frac{\frac{2b}{\pi} e^{-i \frac{b}{2} \eta} + \left(\frac{2b}{\pi} \right)^2 i \eta e^{i \frac{b}{2} \eta}}{1 - \left(\frac{2b}{\pi} \eta \right)^2} e^{-i \frac{a-b}{2} \eta} + \right. \\
 & + \frac{\frac{2(a-b)}{\pi} e^{i \frac{a-b}{2} \eta} - \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \right)^2 i \eta e^{-i \frac{a-b}{2} \eta}}{1 - \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \eta \right)^2} e^{i \frac{b}{2} \eta} + \\
 & \left. \left. + i \frac{2a}{\pi} \frac{\cos \frac{a}{2} \eta}{1 - \left(\frac{a}{\pi} \eta \right)^2} \right] \right\}; \\
 \dot{F}_\varphi(\theta, \varphi) = & -\frac{\pi}{2\sqrt{2}a} \cos \theta \frac{1 + \cos \theta}{2} \left\{ \sin \varphi \frac{\sin \frac{b}{2} \eta}{\frac{b}{2} \eta} e^{-i \frac{a-b}{2} \eta} \times \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\frac{\frac{2b}{\pi} e^{i \frac{b}{2} \zeta} - \left(\frac{2b}{\pi} \right)^2 i \zeta e^{-i \frac{b}{2} \zeta}}{1 - \left(\frac{2b}{\pi} \zeta \right)^2} e^{i \frac{a-b}{2} \zeta} + \right. \\
& + \frac{\frac{2(a-b)}{\pi} e^{-i \frac{a-b}{2} \zeta} + \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \right)^2 i \zeta e^{i \frac{a-b}{2} \zeta}}{1 - \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \zeta \right)^2} e^{-i \frac{b}{2} \zeta} \\
& \left. - i \frac{2a}{\pi} \frac{\cos \frac{a}{2} \zeta}{1 - \left(\frac{a}{\pi} \zeta \right)^2} - \cos \varphi \frac{\sin \frac{b}{2} \zeta}{\frac{b}{2} \zeta} e^{i \frac{a-b}{2} \zeta} \right] \times \\
& \times \left[\frac{\frac{2b}{\pi} e^{-i \frac{b}{2} \eta} + \left(\frac{2b}{\pi} \right)^2 i \eta e^{i \frac{b}{2} \eta}}{1 - \left(\frac{2b}{\pi} \eta \right)^2} e^{-i \frac{a-b}{2} \eta} + i \frac{2a}{\pi} \frac{\cos \frac{a}{2} \eta}{1 - \left(\frac{a}{\pi} \eta \right)^2} + \right. \\
& \left. + \frac{\frac{2(a-b)}{\pi} e^{i \frac{a-b}{2} \eta} - \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \right)^2 i \eta e^{-i \frac{a-b}{2} \eta}}{1 - \left(\frac{2(a-b)}{\pi} \eta \right)^2} e^{i \frac{b}{2} \eta} \right] \Bigg\},
\end{aligned}$$

где $\eta = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta$; $\zeta = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \varphi \sin \theta$.

Для экспериментальной проверки предложенного излучателя отрезок равноплечего Г-волновода с указанными выше размерами запитывался от генератора с помощью волноводно-коаксиального перехода. Штырь связи находился в середине поперечного сечения одного из плеч волновода на расстоянии 30 мм от открытого конца. Другой конец Г-образного волновода нагружался согласованной нагрузкой. На рисунке приведены также расчетная и экспериментальная зависимости коэффициента эллиптичности в главном максимуме излучения такого волновода от длины волны. Видно, что коэффициент эллиптичности достигает максимального значения, равного 0,92 на волне 2,58 см и остается выше 0,6 в диапазоне длин волн от 2,48 до 3,03 см, что составляет 12% относительно средней длины волны 2,8 см.

Таким образом, эксперимент подтверждает возможность излучения кругополяризованного поля открытым концом Г-образного волновода, возбуждаемого волнами H_{10} и H_{20} .

Предложенный излучатель является перспективным элементом сканирующих антенных решеток, так как управляющие устройства решетки могут быть помещены в полости Г-волновода без увеличения поперечных размеров одиночного излучателя антенной решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лященко В. А., Шубарин Ю. В. Исследование волновода Г-образного поперечного сечения. — «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 4, с. 731—733.
2. Горобец Н. Н. Исследование антенн круговой и управляемой поляризации на основе 3-дб волноводно-щелевого моста. — Сб. «Радиотехника», вып. 11. Харьков, Изд-во Харьк. ун-та, 1969, с. 50—54.
3. Beaubien M. J., Wexler A. An Accurate Finite-Difference Method for Higher Order Waveguide Modes. — IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1968, vol. 16, N 12, p. 1007—1017.

УДК 621.396.677.715

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
В. А. СОМОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОЙ СХЕМЫ СКАНИРУЮЩЕЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

Известны волноводно-щелевые антенны бегущей волны с электрическим сканированием диаграммой направленности путем изменения частоты, в которых для повышения углочастотной чувствительности в волновод помещают замедляющие системы различных типов либо используют змейковые или спиральные волноводы. При увеличении углочастотной чувствительности в антеннах с замедляющими системами в волноводе возрастают потери, а антенны на спиральных и змейковых волноводах имеют большие размеры, что затрудняет возможности подавления дифракционных максимумов в плоских решетках. Нами предложены и экспериментально исследованы антенны, позволяющие уменьшить эти недостатки при сканировании в узкой полосе частот.

Принцип работы антенны предполагает ответвление электромагнитной волны из основного волновода во вспомогательный с помощью направленного ответвителя с полной передачей мощности. После прохождения вспомогательного тракта волна через тот же ответвитель передается в основной волновод и распространяется в сторону согласованной нагрузки. Так как при этом электрическая длина пути волны возрастает, то увеличивается и углочастотная чувствительность антенны. Излучающие щели прорезаются между ячейками вспомогательных трактов.

Вспомогательными волноводными трактами могут служить стандартные прямоугольные волноводы, свернутые в кольцо

в плоскости электрического вектора поля в волноводе (резонаторы бегущей волны), либо квадратные или круглые волноводы, перпендикулярные к основному. Для полной передачи высокочастотной мощности во вспомогательный тракт в некоторой полосе частот можно использовать резонансные крестообразные щели или штырь — щелевые элементы связи [1].

Предложенная схема антенны является перспективной и при фазовом и коммутационном способах сканирования диаграммой направленности. Для обеспечения максимальной величины сектора сканирования необходимо, чтобы расстояние между фазовыми центрами излучателей не превышало половины длины рабочей волны. Это требование удовлетворить довольно трудно даже при параллельном возбуждении излучателей и проходных фазовращателях. Еще сложнее это сделать при последовательном запитывании излучателей. В предложенной антенне, расположив фазовращатели во вспомогательных волноводных трактах, можно получить минимальное расстояние между излучателями.

1. Антенна с резонаторами бегущей волны

Схема волноводно-щелевой антенны круговой поляризации с резонаторами бегущей волны приведена на рис. 1. При запитывании основного волновода часть электромагнитной энергии излучается крестообразной щелью 2; прошедшая за щель волна через резонансную крестообразную щель связи 3 крестообразного направленного ответвителя полностью проходит во вспомогательный волновод 4, свернутый в кольцо — резонатор бегущей волны. Пройдя резонатор, волна той же щелью 3 направляется в основной волновод к следующей излучающей щели. Щели связи 3 прорезаются в точке круговой поляризации магнитного вектора волны в основном и вспомогательном волноводах.

Выбирая диаметр резонатора бегущей волны, можно получить любую сколь угодно высокую угловую частотную чувствительность антенны.

Полоса рабочих частот предложенной антенны ограничена двумя факторами: полосой крестообразных направленных ответвителей и резонансами в резонаторе бегущей волны.

Для уменьшения поперечных размеров антенны волновод 4 следует свертывать не в кольцо, а по прямоугольнику, причем

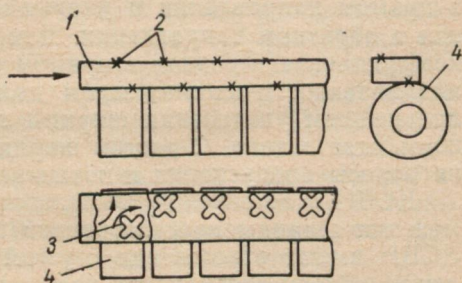


Рис. 1.

для увеличения углочастотной чувствительности достаточно увеличить длину отрезков волноводов, перпендикулярных к основному. Для подавления дифракционных максимумов в диаграмме направленности плоской антенны излучатели в решетке следует располагать в шахматном порядке.

Предложенная схема позволяет осуществить антенну с фазовым сканированием с высоким быстродействием. Для этого в резонаторе бегущей волны следует поместить феррит и подмагничивать его радиальным магнитным полем. Как известно, при этом можно обеспечить самую высокую скорость сканирования луча.

Для расчета сканирующей антенны с резонаторами бегущей волны необходимо знать характеристики крестообразных направленных ответвителей в диапазоне частот. В настоящее время для случая резонансных щелей связи этот вопрос изучен весьма приближенно, поэтому мы экспериментально исследовали такие ответвители. Измерения были выполнены в трехсантиметровом диапазоне волн на стандартных волноводах.

В целях определения оптимальной ширины щелей связи измерены амплитудные характеристики направленных ответвителей, выполненных на стандартных волноводах сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$. Оказалось, что параметры ответвителя на резонансной частоте существенно зависят от ширины щели. В случае минимальной ширины — $0,1 \text{ мм}$ во вторичный волновод ответвляется наименьшая доля мощности. При увеличении ширины до $1,0 \text{ мм}$ происходит увеличение коэффициентов передачи в оба плеча вторичного волновода, что можно объяснить уменьшением влияния толщины стенки волновода. Увеличение ширины свыше $1,0 \text{ мм}$, кроме увеличения общей доли мощности, ответвляемой во вторичный волновод, приводит к улучшению направленности, т. е. при этом увеличивается коэффициент ответвления в прямом направлении и уменьшается коэффициент ответвления в обратном направлении. Для достижения максимального коэффициента передачи в прямом направлении и максимальной направленности ширина щели должна быть $1,5\text{—}2,0 \text{ мм}$. При дальнейшем увеличении ширины щели ухудшается направленность ответвителя. С ростом ширины щели увеличивается ширина полосы пропускания и повышается резонансная частота.

КСВН ответвителей изменяется в широких пределах при изменении ширины крестообразной щели, но наиболее высокий КСВН имеют ответвители с узкой щелью. Максимум КСВН лежит вблизи резонансной частоты отверстия связи и не превышает $1,4$. Таким образом, крестообразные ответвители с областью связи в виде крестообразной щели обеспечивают ответвление до 95% мощности в прямом направлении, но являются узкополосными и имеют невысокую направленность ($10\text{—}15 \text{ дб}$).

В [1] предложен направленный ответвитель, обеспечивающий ответвление до 98% мощности, в котором в качестве на-

правленного элемента связи используется система из поперечной резонансной щели с помещенным в ее середине резонансным вибратором, погруженным на равную глубину в первичный и вторичный волноводы.

Нами был испытан аналогичный направленный ответвитель, у которого поперечная щель заменена наклонной с углом наклона 45° к продольной оси волноводов и сами волноводы расположены перпендикулярно друг к другу. Оказалось, что испытанный ответвитель имеет более широкую полосу пропускания в высокую (до 25 дБ) направленность. Недостатком его является более высокий КСВН.

Известно, что резонатор бегущей волны, связанный с трактом, образует полосно-запирающий фильтр [2]. В случае слабой связи с резонатором полосы запираения практически определяются резонансными характеристиками резонатора бегущей волны. Если связь резонатора с волноводом приближается к полной, а направленность элемента связи невысока и отражениями от него нельзя пренебречь, то физические процессы в такой системе становятся более сложными. Рассчитать параметры схемы в этом случае можно только зная комплексные коэффициенты матрицы рассеяния элемента связи [3].

Экспериментально исследовалась одиночная секция и линейная волноводно-щелевая решетка на стандартных волноводах из восьми крестообразных щелей длиной 14 мм, расположенных на расстоянии 29 мм. Измерения показали, что фазовращатель на резонаторе бегущей волны в полосе рабочих частот волновода имеет три полосы запираения. Крайние полосы лежат около резонансных частот резонатора бегущей волны. Центральная полоса соответствует частоте, на которой связь основного и вспомогательного волноводов максимальная, и должна достигаться максимальной углочастотная чувствительность антенны при частотном сканировании. В пределах полос запираения происходит почти полное отражение волны к генератору.

Была предпринята попытка расширить рабочую полосу отдельного фазовращателя путем введения подстроечных штырей в резонатор бегущей волны. Положение и длина штырей подбирались экспериментально.

На рис. 2 пунктирной кривой показана зависимость фазового сдвига от частоты для одиночного фазовращателя. При $\text{КСВН} < 1,8$ фазовый сдвиг изменяется примерно на 320° при изменении

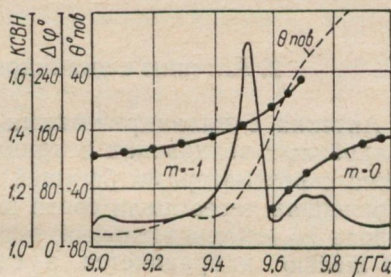


Рис. 2.

частоты на 8%. На этом же рисунке приведены результаты измерений угла поворота главных максимумов (нулевого и первого порядков) и КСВН линейной волноводно-щелевой антенны в зависимости от частоты. Видно, что ширина сектора сканирования максимума нулевого порядка 65° . Угловая чувствительность достигает 10 град./проц. изменения частоты. Антенна не лишена эффекта нормали, который обусловлен отражениями от фазовращателей.

2. Антенны с цилиндрическими резонаторами

Антенна с цилиндрическими резонаторами на круглых или квадратных волноводах в принципе работает так же, как и антенна с резонаторами бегущей волны: электромагнитная волна, прошедшая через щели связи из основного прямоугольного волновода во вспомогательный, отражается от заглушки в нем и той же щелью направляется в сторону согласованной нагрузки. Ограничения полосы рабочих частот, как и в предыдущем случае, обусловлены резонансами элемента связи и резонатора. Крестообразные щели связи необходимо прорезать в точке круговой поляризации магнитного вектора волны в основном волноводе и в середине вспомогательного цилиндрического волновода.

Для проектирования антенн с резонаторами на круглых или квадратных волноводах необходимы данные о коэффициентах ответвления, прохождения и отражения крестообразной щели в широкой стенке прямоугольного волновода, излучающей в круглый или квадратный волновод. Поскольку строгое решение такой задачи весьма затруднительно, были проведены экспериментальные исследования подобных ответвителей. Измерялось переходное затухание между входом и выходом прямоугольного волновода, а также КСВН на входе. Из условия баланса мощностей определялась доля мощности, ответвляющаяся в круглый или квадратный волновод, нагруженный согласованной нагрузкой.

В экспериментальных макетах крестообразная щель длиной 16 мм и шириной 1,5 мм прорезалась в широкой стенке стандартного прямоугольного волновода сечением 10×23 мм². Через эту щель возбуждался квадратный волновод сечением 23×23 мм² или круглые диаметром 30 и 23 мм.

Экспериментально исследовалось влияние положения крестообразной щели связи относительно оси круглого или квадратного волновода на энергетические характеристики соответствующего ответвителя. Оказалось, что даже небольшие смещения щели от оси квадратного волновода приводят к резкому ухудшению характеристик ответвителя. Зависимости КСВН и переходного затухания от частоты становятся не монотонными, а осциллирующими. В случае же смещения круглого волновода

эти зависимости остаются монотонными и изменяются мало. Эта особенность объясняется влиянием взаимной связи элементов крестообразной щели по внутреннему пространству квадратного волновода.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что допуск на установку квадратных волноводов в предложенной антенне должен быть более жестким, чем круглых, следовательно, применение круглых волноводов предпочтительнее. В связи с этим в экспериментальном макете антенны использовались круглые волноводы диаметром

23 мм, снабженные подвижными короткозамыкающими поршнями. Перемещением поршня можно устанавливать полосу рабочих частот, величину угло-частотной чувствительности и сектор сканирования. В качестве излучателей с круговой поляризацией использовались крестообраз-

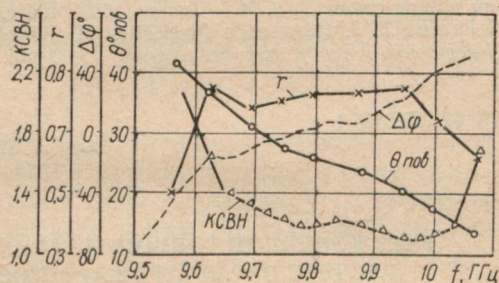


Рис. 3.

ные щели, расположенные на расстоянии 25 мм друг от друга. Резонансная частота щелей связи равна 9,6 ГГц.

Измерялась зависимость фазового сдвига одиночного фазовращателя от частоты для резонаторов различной длины. Чем длиннее резонатор, тем при меньшем изменении частоты достигается больший фазовый сдвиг. Величина максимального фазового сдвига мало зависит от длины резонатора.

На рис. 3 представлены результаты измерений характеристик сканирующей антенны с цилиндрическими резонаторами при частотном способе сканирования. Длина резонаторов 52 мм. Пунктирной кривой показана зависимость фазового сдвига одиночного фазовращателя от частоты. Коэффициент эллиптичности в главном максимуме достигает 0,9, а КСВН — не превышает 2,0.

Измерялись также характеристики фазовращателей с цилиндрическим резонатором с механической перестройкой (перемещением короткозамыкающих поршней в резонаторах) и с электрическим управлением (изменением тока подмагничивания ферритового стержня, имеющегося внутри резонатора).

При механической перестройке максимальный фазовый сдвиг в полосе прозрачности был таким же, как и при частотной перестройке. Фазовращатель с ферритовым стержнем оказался невзаимным. При распространении волны в основном волноводе в «прямом» направлении относительный фазовый сдвиг в полосе прозрачности достигает 360° , затухание имеет резо-

нансный характер, причем максимальное его значение равно 2,3 дБ.

Для волны, распространяющейся в «обратном» направлении, относительный фазовый сдвиг не превышает 80°, а затухание — 0,5 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саблин Е. С. Малогабаритный направленный ответвитель. Авт. свид. № 169598, 1963. — Бюллетень изобретений, 1965.
2. Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т. 2. М., «Связь», 1972. 494 с.
3. Tisher F. I. Resonance Properties of Ring Circuits. — IRE Transaction on Microwave Theory and Technigues, 1957, vol. MTT-5, N 1, p. 51—56.

УДК 621.372.825.4

Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук,
В. А. КАТРИЧ

УЧЕТ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ СТЕНКИ ВОЛНОВОДА ПРИ РАСЧЕТЕ ПАРАМЕТРОВ КРЕСТООБРАЗНОЙ ЩЕЛИ

Крестообразные щели, прорезанные в стенках волноводов, применяются для излучения поля с вращающейся поляризацией. До настоящего времени расчет напряжений на плечах таких щелей производили в предположении бесконечно тонкой стенки волновода. Для учета конечной толщины стенки воспользуемся методикой, предложенной в работе [1].

Рассмотрим два электродинамических объема I и II, связанных между собой крестообразной щелью, прорезанной в плоской стенке конечной толщины. Пространство внутри самой щели назовем объемом III. Плечи щели со стороны объема I обозначим цифрами 1, 2, со стороны объема II — соответственно 3, 4. Свяжем со щелями декартову систему координат u, v, ξ , где ось u направлена вдоль щели 1, v — вдоль щели 2, а ξ — нормально плоскости щели внутрь объема I. Тангенциальную составляющую электрического поля $e_{\text{ш}}$ на поверхностях 1, 2, 3, 4 аппроксимируем известными функциями e_j с неизвестными коэффициентами V_j , имеющими смысл амплитуд напряжений на щелях,

$$e_{\text{ш}j} = V_j e_j, \quad j = 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

где
$$e_1 = v_0 \frac{1}{d} \cos \frac{\pi u}{2l}, \quad e_3 = e_1,$$

$$e_2 = -u^0 \frac{1}{d} \cos \frac{\pi v}{2l}, \quad e_4 = e_2,$$

d — ширина щели, $2l$ — ее длина.

Для определения коэффициентов V_j воспользуемся интегральным условием непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля на границах областей I и III, II и III, которое приводит к системе уравнений относительно неизвестных коэффициентов V_j , аналогичной уравнениям метода наведенных магнитодвижущих сил (М. Д. С.) [2]:

$$V_1(Y_{11}^i + Y_{11}^v) + V_2 Y_{12}^i + V_3 Y_{13}^v = F_1,$$

$$V_1 Y_{12}^i + V_2(Y_{22}^i + Y_{22}^v) + V_4 Y_{24}^v = F_2,$$

$$V_1 Y_{13}^i + V_3(Y_{33}^e + Y_{33}^v) + V_4 Y_{34}^e = 0, \quad (2)$$

$$V_2 Y_{24}^v + V_3 Y_{34}^e + V_4(Y_{44}^e + Y_{44}^v) = 0.$$

Здесь $V_{mn}^{i,e,v}$ — собственные (при $m = n$) и взаимные (при $m \neq n$) проводимости. Индексы a, e, v соответствуют областям I, II, III, $F_{1,2}$ — магнитодвижущие силы на щелях 1, 2, обусловленные невозмущенным магнитным полем H^0 падающей волны;

$$F_m = - \int_{s_m} [e_m H^0] \vec{\zeta}^0 ds, \quad m = 1, 2, \quad (3)$$

$$Y_{mn}^i = \int_{s_m} [e_m H_{mn}^i(e_n)] \vec{\zeta}^0 ds, \quad \begin{matrix} m = 1, 2, \\ n = 1, 2, \end{matrix} \quad (4)$$

$$Y_{mn}^e = - \int_{s_m} [e_m H_{mn}^e(e_n)] \vec{\zeta}^0 ds, \quad \begin{matrix} m = 3, 4, \\ n = 3, 4, \end{matrix} \quad (5)$$

$$Y_{mn}^v = \int_{s_m} [e_m H_{mn}^v(e_n)] \vec{\zeta}^0 ds. \quad (6)$$

В (6) m и n принимают значения:

- а) $m=1,3$; б) $m=2,4$;
 $n=1,3$; $n=2,4$.

Знак — соответствует $m=1$ в случае а) и $n=2$ — в случае б), при других значениях m следует брать знак +.

Справедливы такие соотношения:

$$Y_{mn}^{i,e,v} = Y_{nm}^{i,e,v}, \quad Y_{11}^v = Y_{33}^v, \quad Y_{22}^v = Y_{44}^v.$$

В случае наклонной симметричной крестообразной щели в прямоугольном волноводе собственные проводимости обоих плеч равны друг другу, поэтому для их обозначения достаточно воспользоваться символами $Y_{00}^{i,e,v}$. Для обозначения взаимной проводимости будем использовать нижний индекс 12 и верхние

i , e или v , определяющие, по какому пространству осуществляется связь щелей.

С учетом указанных обозначений преобразуем систему уравнений (2) к виду

$$V_1 \tilde{Y}_0 + V_2 \tilde{Y}_{12} = F_1,$$

$$V_1 \tilde{Y}_{12} + V_2 \tilde{Y}_0 = F_2, \quad (7)$$

где

$$\tilde{Y}_0 = \frac{(Y_0^i + Y_0^v) [(Y_0^e + Y_0^v)^2 - (Y_{12}^e)^2] - (Y_{12}^v)^2 (Y_0^e + Y_0^v)}{(Y_0^e + Y_0^v)^2 - (Y_{12}^e)^2}, \quad (8)$$

$$\tilde{Y}_{12} = \frac{Y_{12}^i [(Y_0^e + Y_0^v)^2 - (Y_{12}^e)^2] + (Y_{12}^v)^2 Y_{12}^e}{(Y_0^e + Y_0^v)^2 - (Y_{12}^e)^2}. \quad (9)$$

При этом V_3 и V_4 связаны с V_1 и V_2 соотношениями

$$V_3 = V_1 \frac{-Y_{12}^v (Y_0^e + Y_0^v) + \frac{V_2}{V_1} Y_{12}^v Y_{12}^e}{(Y_0^e + Y_0^v)^2 - (Y_{12}^e)^2}, \quad (10)$$

$$V_4 = V_2 \frac{-Y_{12}^v (Y_0^e + Y_0^v) + \frac{V_1}{V_2} Y_{12}^e Y_{12}^v}{(Y_0^e + Y_0^v)^2 - (Y_{12}^e)^2}. \quad (11)$$

Заметим, что напряжения V_1 и V_2 на щелях со стороны первого объема удовлетворяют системе уравнений, по внешнему виду совпадающей с таковой в случае бесконечно тонкой стенки. Поэтому для расчета коэффициентов отражения и прохождения можно воспользоваться полученными нами ранее формулами без учета толщины стенки, подставляя в них вместо Y_0 и Y_{12}

«эквивалентные» проводимости $\tilde{Y}_0$ и $\tilde{Y}_{12}$. Поляризационное отношение поля, излучаемого в направлении нормали к поверхности щели, определяется отношением напряжений V_3 и V_4 .

Внутренние и внешние собственные (Y_0^i, Y_0^v) и взаимные (Y_{12}^i, Y_{12}^e) проводимости щелей в литературе известны.

Приведем выражения для расчета проводимостей Y_0^v и Y_{12}^v в объеме III:

$$Y_0^v = -i \frac{l}{d} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{\sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{2l}\right)^2}}{k \operatorname{tg} \left(c \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{2l}\right)^2} \right)},$$

$$Y_{12}^v = i \frac{l}{d} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{\sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{2l}\right)^2}}{k \sin \left(c \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{2l}\right)^2} \right)}$$

Здесь c — толщина стенки волновода; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, (λ — длина волны в свободном пространстве); ε, μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

При стремлении толщины стенки к нулю проводимости Y_0^v и Y_{12}^v стремятся к бесконечности с противоположными знаками,

а «эквивалентные» проводимости $\tilde{Y}_0$ и $\tilde{Y}_{12}$ — к проводимостям щели в случае бесконечно тонкой стенки волновода.

Полученные формулы были использованы для расчета коэффициента излучения $|S_\Sigma|^2$ крестообразной щели, экспериментально исследованной в [3], а также коэффициента эллиптичности r излучаемого ею поля.

При расчете длина щели полагалась равной 16 мм, в отличие от 16,3 мм в [3], что соответствует приближенному учету «укорочения» щели за счет скругленных концов.

Как видно из рис. 1, учет толщины стенки, которая полагалась равной 1 мм, значительно улучшает совпадение расчетных (кривая 1) и экспериментальных (кружками нанесены экспериментальные точки из [3]) значений $|S_\Sigma|^2$. Кривая 2 соответствует $|S_\Sigma|^2$, рассчитанному без учета толщины стенки волновода.

Зависимость $r(\lambda)$, рассчитанная с учетом толщины стенки (рис. 2, кривая 1), также по своему характеру лучше согласуется с экспериментальной (нанесенной кружками), чем зависи-

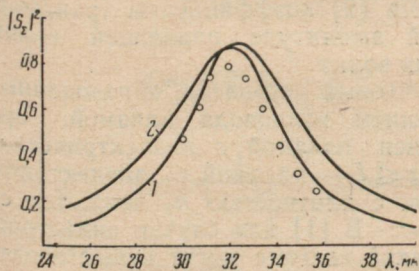


Рис. 1.

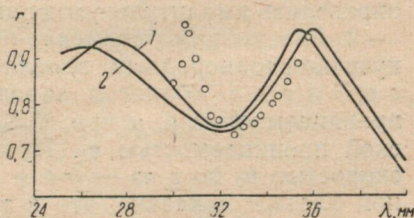


Рис. 2.

мость, полученная без учета толщины стенки (кривая 2): область «провала» коэффициента эллиптичности на кривой 1 оказывается более узкой, чем на кривой 2.

Как следует из приведенных результатов, при расчете энергетических и поляризационных параметров крестообразной щели необходимо учитывать толщину стенки волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панченко Б. А. Дифракция электромагнитной волны на плоском экране конечной толщины с регулярно расположенными отверстиями. — «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 4, с. 719—724.
2. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства, ч. II, М., Изд. ВВИА, им. Н. Е. Жуковского, 1959, 551 с.
3. Simmons A. J. Circularly polarized slot radiators. — IRE Trans. on Ant. and Prop. 1957, vol. AP-5, N 1, p. 31—36.

УДК 621.372.8

Ю. М. КАРПОВ

ИЗОТРОПНЫЙ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ РЕЗОНАТОР

1. В цилиндрическом волноводе радиуса a , заполненном однородной изотропной плазмой плотности n/n_p и пучком с равновесной плотностью n/n_b , движущимся со скоростью v_0 , при n_b/n_p могут распространяться четыре волны: две волноводные, не исчезающие при $n_b \rightarrow 0$ и две волны плотности заряда, обусловленные движением пучка. Фазовые скорости волноводных волн больше скорости света в вакууме, а фазовые скорости волн плотности заряда меньше скорости света. В направлении движения пучка распространяются две волны плотности заряда и одна волноводная, против движения пучка — одна волноводная волна.

При ступенчатой неоднородности диэлектрической проницаемости плазмы падающая волна дифрагируется в четыре уходящие волны [1, 2]. Полученные в [2] коэффициенты трансформации позволяют по заданной амплитуде падающей волны определить амплитуды уходящих волн.

2. Рассмотрим плазменно-пучковый резонатор, образованный кусочно-неоднородным заполнением волновода плазмой: при $z \leq 0$ и $z \geq L$ волновод заполнен плазмой с диэлектрической проницаемостью ϵ , а при $0 \leq z \leq L$ — плазмой с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Пучок с плотностью n_b движется со скоростью v_0 по z из $-\infty b + \infty$. В [1] для случая анизотропной плазмы показано, что в такой системе могут существовать электромагнитные колебания с инкрементом, обеспечивающим рост их. Механизм возникновения нарастающих колебаний следующий: волна плотности заряда, падающая на неоднородность диэлектрической проницаемости плазмы при $z=L$ из области $z < L$ трансформируется в две волны плотности заряда, распространяющиеся в область $z > L$, а также в две волноводные вол-

ны, одна из которых распространяется в область $z > L$, другая — в область $z < L$. Волноводная волна, распространяющаяся в область $z > L$, при $z = 0$ трансформируется в волноводные волны, распространяющиеся в область $z < 0$ и к неоднородности при $z = L$, а также в две волны плотности заряда, распространяющиеся в область $z > 0$. При $z = L$ происходит трансформация волн плотности заряда в уходящие волны и волноводной волны, входящей от $z = 0$. Таким образом, пучок, во-первых, при дифракции волны плотности заряда при $z = L$ обеспечивает генерацию волноводной волны (этот эффект вызван переходным излучением), во-вторых, при дифракции волноводной волны влияет на вынос энергии этой волны из области $0 \leq z \leq L$. При $z = 0$ дифракция волноводной волны влияет на модуляцию пучка, обеспечивая обратную связь. Если вынос энергии из резонатора меньше вклада пучка в рост колебаний, то последние будут нарастать.

3. Рассуждая аналогично, получаем уравнение спектра и инкремент колебаний изотропного плазменно-пучкового резонатора:

$$e^{i(k_4 - k_3)L} = T_{43} T_{34} + T_{41} T_{14} e^{i(k_1 - k_3)L} + T_{42} T_{24} e^{i(k_2 - k_3)L}. \quad (1)$$

Здесь k_1 и k_2 — волновые числа волн плотности заряда; k_3 и k_4 — волновые числа волноводных волн; T_{ik} — коэффициенты трансформации k -й волны в i -ю. Коэффициенты трансформации T_{ik} получены в [2]. Произведения коэффициентов, входящие в [1], имеют вид

$$T_{4l} T_{l4} = (-1)^l \Omega \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \beta_0 \Gamma \gamma^4 + \Omega^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \beta_0 \Gamma^2 \gamma^6 (1 + \beta_0^2),$$

$$T_{43} T_{34} = 1 - 2\Omega_{11}^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \beta_0 \Gamma^2 \gamma^6 (1 + \beta_0^2),$$

где

$$l = 1, 2; \beta_0 = \frac{v_0}{c}; \quad \Gamma = \frac{1}{1 + \beta_0^2 \gamma^2 \sin^2 \alpha};$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta_0^2}; \quad \sin^2 \alpha = \frac{\lambda_n^2}{a^2 k_0^2}; \quad J_0(\lambda_n) = 0;$$

$$\Omega_{11} = \frac{\omega_{11}}{\omega}; \quad \omega_{11}^2 = \frac{4\pi e^2 n_b}{m_{11}}; \quad m_{11} = \frac{m_e}{(1 - \beta_0^2)^{3/2}}.$$

Когда $|\epsilon| \gg 1$, $\epsilon_1 = 1$, отражение волноводных волн при $z = 0$ и $z = L$ близко к отражению от металла. Считая плотность пучка n_b малой, спектр колебаний плазменно-пучкового резонатора

можно представить в виде спектра вакуумного резонатора с идеально-проводящими торцами

$$\left[\omega_{mn} [0] \right] = \left[\frac{\lambda_n^2}{a^2} + \left(\frac{\pi m}{L} \right)^2 \right] c^2$$

плюс малая добавка к спектру, обусловленная наличием пучка $\Delta\omega \equiv \omega - \omega(0) = \omega' + i\omega''$. Явные выражения для добавок ω' и ω'' с точностью до величин порядка Ω_{11}^2 получим, раскладывая [1] в ряд по Ω_{11} . Приведем здесь выражение для инкремента ω'' :

$$\frac{\omega''}{\omega} = \Omega_{11}^2 \sin^2 \alpha \Gamma \gamma^4 \sin \theta_t \frac{\sin \theta_t}{\theta_t} + \frac{2(\cos \theta_t \cos \theta_t - 1)}{\theta_t(1 + \beta_0 \cos \alpha)} \Bigg\}, \quad (2)$$

$$\theta_t = \frac{\omega_{11}}{v_0} L, \quad \theta_t = \frac{\omega}{v_0} L (1 - \beta_0 \cos \alpha).$$

При $\Omega_{11} \leq 1$ (2) можно представить в виде

$$\frac{\omega''}{\omega} = \Omega_{11}^2 \sin^2 \alpha \Gamma \gamma^4 \left\{ \sin \theta_t + \frac{2(\cos \theta_t - 1)}{\theta_t(1 + \beta_0 \cos \alpha)} \right\}. \quad (3)$$

4. Полученные выражения для инкремента изотропного резонатора позволяют провести сравнение с инкрементом анизотропного резонатора, полученным в [1]:

$$\frac{\omega''}{\omega} = \Omega^2 \sin^2 \alpha \Gamma \gamma^4 \left\{ \sin \theta_t + \frac{2}{\theta_t} (\cos \theta_t - 1) \right\}. \quad (4)$$

При малых v_0 инкремент изотропного резонатора мало отличается от инкремента анизотропного резонатора, но при $\gamma \gg 1$ и $\cos \alpha \sim 1$ отличие становится существенным. Знак инкрементов (3) и (4) определяется выражением в фигурных скобках. В анизотропном резонаторе инкремент положителен при значениях θ_t , лежащих в областях

$$2\pi_q < \theta_t \leq 2\pi_q + \frac{\pi}{3}; \quad q = 1, 2, 3 \dots \quad (5)$$

Зоны генерации соответствуют зонам генерации релятивистского монотрона [3], при этом длина резонатора L существенно превышает длину генерируемой волны. В изотропном резонаторе, когда электроны в пучке взаимодействуют и с поперечными составляющими волноводных волн, появляется новая зона генерации, соответствующая $q=0$ в (5), что позволяет сравнивать длину резонатора с длиной волны при генерации в зоне с $q=0$. Отличия в зонах с $q=1, 2, 3, \dots$ малы. Появление новой зоны генерации связано с тем, что при релятивистских скоростях взаимодействие электронов пучка с продольной составляющей по мере приближения v_0 к c уменьшается, поперечная же составляющая продолжает эффективно воздействовать на пучок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калмыкова С. С. К теории спектров собственных колебаний неравно-весного резонатора. — ДАН СССР, 1973, т. 208, № 5, с. 1062—1065.
2. Карпов Ю. М. О взаимной трансформации квазипродольных и квазипо-перечных волн на ступенчатой неоднородности диэлектрической проницае-мости плазмы. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», вып. 3, 1974, с. 31—35.
3. Юлпатов В. К. Возбуждение колебаний в полном резонаторе релятиви-стским электронным пучком. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1970, т. 13, вып. 12, с. 1784—1789.

УДК 538.574.6

А. И. АДОНИНА, канд. физ.-мат. наук

К ИССЛЕДОВАНИЮ ПРИЗМЕННЫХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ МЕТОДОМ СВЯЗАННЫХ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

В оптике и квазиоптике для преобразования линейно-поляри-зованной волны в волну эллиптической или круговой поляриза-ции применяются ромбы Френеля и призмы Дове [1]. Если над переотражающими гранями призмённых поляризаторов поме-стить экраны с сегнетоэлектриками, то перестройку поляриза-ции можно осуществить механическим или электрическим пу-тем. Теоретическое исследование рассматриваемых приборов проводилось методом непосредственного суммирования много-кратных отражений [2]. Для тех же ограничений, что и в слу-чае использования метода суммирования, налагаемых на иссле-дуемые устройства (падает плоская волна, поперечное сечение пучка значительно меньше входной грани призмы), теоретиче-ский расчет призм может быть проведен менее громоздким ме-тодом связанных четырехполюсников [3].

Каждая переотражающая грань призмённого устройства ве-дет себя как некоторый четырехполюсник с коэффициентами от-ражения и прохождения, соответствующими данной грани. Последовательное отражение от каждой грани можно предста-вить как процесс прохождения электромагнитной волны через систему связанных по цепной схеме четырехполюсников. Матри-ца передачи системы связанных четырехполюсников равна про-изведению матриц передач всех четырехполюсников

$$T = \prod_{n=1}^N T_n. \quad (1)$$

Обозначим коэффициенты отражения и прохождения для границы воздух — диэлектрик через a_1 и b_1 в случае, когда вол-на падает со стороны воздуха; через a_2 и b_2 , когда волна падает

со стороны диэлектрика. Тогда матрицы передачи для входной и выходной граней будут иметь вид

$$T_1 = \begin{vmatrix} \frac{1}{b_1} - \frac{a_2}{b_1} \\ \frac{a_1}{b_1} \left[b_2 - \frac{a_1 a_2}{b_1} \right] \end{vmatrix}; \quad T_N = \begin{vmatrix} \frac{1}{b_2} - \frac{a_1}{b_2} \\ \frac{a_2}{b_2} \left[b_1 - \frac{a_1 a_2}{b_2} \right] \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Коэффициент отражения от структуры диэлектрик—воздух — слой сегнетоэлектрика — экран обозначим через $c = c_{me}$, когда вектор $\vec{E}$ лежит в плоскости падения и через $c = c_{mj}$, когда $\vec{E}$ перпендикулярен к плоскости падения, тогда матрицы передачи для верхней ($m=1$) и нижней ($m=2$) граней запишем

$$T_{2n-1} = \begin{vmatrix} \frac{1}{c_{m\zeta}} & 0 \\ 0 & c_{m\zeta} \end{vmatrix}, \quad (3)$$

где $\zeta = e$ при $\vec{E}$, лежащем в плоскости падения, и $\zeta = j$, при E перпендикулярном к плоскости падения.

Все четные четырехполюсники соответствуют однородным длинным линиям с матрицей передачи

$$T_{2n} = \begin{vmatrix} e^{-ik\sqrt{\epsilon} l_n} & 0 \\ 0 & e^{ik\sqrt{\epsilon} l_n} \end{vmatrix}, \quad (4)$$

где $k\sqrt{\epsilon} l_n$ — электрическая длина пути между двумя соседними переотражающими гранями (ϵ — диэлектрическая проницаемость материала призмы).

Перемножение матриц вида (3) и (4) не представляет особых затруднений, поэтому, подставляя их в (1) и образуя эквивалентную матрицу передачи T , обычным путем [3] определяем значения коэффициентов отражения (A) и прохождения (B) призмы:

$$A = \frac{a_1 + a_2 (b_1 b_2 - a_1 a_2) c_{1\zeta}^P c_{2\zeta}^M e^{4\pi i \sqrt{\epsilon} h}}{1 - a_2^2 c_{1\zeta}^P c_{2\zeta}^M e^{4\pi i \sqrt{\epsilon} h}},$$

$$B = \frac{b_1 b_2 c_{1\zeta}^{P/2} c_{2\zeta}^{M/2} e^{4\pi i \sqrt{\epsilon} h}}{1 - a_2^2 c_{1\zeta}^P c_{2\zeta}^M e^{4\pi i \sqrt{\epsilon} h}};$$

$P=M=N$ — для ромба Френеля, N всегда четно,
 $P=N+1$, $M=N-1$ — для призмы Дове, N нечетное число;

$$h = \begin{cases} Nd/\cos \alpha & (\alpha \geq \pi/4), \\ d(N + \cos 2\alpha)/\cos \alpha & (\alpha < \pi/4), \end{cases}$$

α — угол призмы, d — длина основания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970. 845 с.
2. Адонина А. И., Андрусенко А. М., Валитов Р. А. Поляризационные устройства на призмах с механической и электрической перестройкой поляризации и фазы поля на выходе. — «Изв. вузов, Радиофизика», 1971, т. 14, вып. 2, с. 309—313.
3. Адонина А. И., Андрусенко А. М. К теории многослойных разнопериодных решеток. — «Радиотехника и электроника», 1968. т. 13, вып. 5, с. 921—923.

УДК 621.372.82

В. М. СЕДЫХ, канд. физ.-мат. наук.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ТЕОРИИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИСТЕМ К РАСЧЕТУ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ H - И P -ВОЛНОВОДОВ

Для расчета H - и P -волноводов можно использовать разработанную теорию сложных периодических систем [1]. Найдя частоту отсечки периодической системы (см. рис. 1), мы можем определить критическую частоту волны H_{10} P -волновода (см. рис. 2).

Для расчета бесконечного прямоугольного волновода с равномерно ребристой нижней стенкой воспользуемся методикой, изложенной в [2]. С помощью теории Флоке в работе [2] получено следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \kappa h = & \frac{1}{\left| \int_0^G H dx \right|^2} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{G}{G+T} \frac{\alpha_n}{\kappa} \operatorname{th} \alpha_n b \left| \int_0^{G+T} H e^{i\beta_n x} dx \right|^2 + \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2\gamma_m}{\kappa} \left| \int_0^G H \cos \frac{m\pi x}{G} dx \right|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{G+T}$; $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_g}$; $\alpha_n = \sqrt{\beta_n^2 - \kappa^2}$;

$$\kappa = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_0}; \quad \gamma_m = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{G}\right)^2 - \kappa^2};$$

λ_0, λ_g — длина волны в свободном пространстве и в системе соответственно;

H — неизвестное магнитное поле.

Подставляя в (1) пробную функцию

$$H = -\frac{\chi^2}{i\omega\mu\alpha_0} A_0 \operatorname{ch} \alpha_0 b e^{i(\omega t - \beta_0 x)} \quad (2)$$

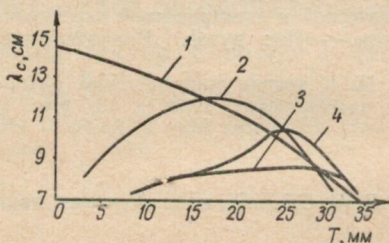


Рис. 1.

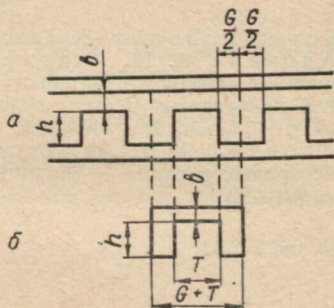


Рис. 2.

при $G + T \rightarrow 0$, Эллиот [2] получает

$$\operatorname{ctg} \chi h = \frac{G}{G+T} \frac{\chi}{\alpha_0} \operatorname{cth} \alpha_0 b. \quad (3)$$

Эта формула дает хорошее приближение при $\frac{\lambda_0}{G+T} \gg 10$.

При условии, что ширина ребра мала по сравнению с шириной канавки, $0 \leq \chi h \leq \pi/2$ и боковые стенки волновода отнесены на бесконечность, из (3) получается дисперсионное уравнение

$$\operatorname{ctg} kh = \frac{G}{G+T} \frac{\operatorname{cth} \alpha_0 b}{\sqrt{\left(\frac{\beta_0}{k}\right)^2 - 1}}. \quad (4)$$

Используем (4) для нахождения критической частоты основного типа волны соответствующего Π -волновода (см. рис. 2). На этой частоте вдоль периода системы укладывается половина длины волны, т. е. $\lambda_g = 2(G+T)$. Тогда волновые числа k и β_0 имеют вид

$$k = k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_c}; \quad \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{\pi}{G+T}, \quad (5)$$

где λ_c — критическая длина волны H_{10} Π -волновода.

Для волноводов, используемых на практике, аргументы в выражении (4) малы и ими можно заменить тангенсы. Тогда

$$\lambda_c \cong 2 \sqrt{\frac{(G+T)[Gh+b(G+T)]}{b}}. \quad (6)$$

Аналогично можно найти критическую длину волны n -ступенчатого волновода. В этом случае $\lambda_g = 2n(G+T)$ и $\beta_0 = \frac{\pi}{n(G+T)}$, а

$$\lambda_c \cong 2n \sqrt{\frac{(G+T)[Gh+b(G+T)]}{b}}. \quad (7)$$

Зависимость λ_c от T , рассчитанная по формуле (6), приведена на рис. 2, кривая 1. Волновод имеет следующие размеры: $G+T=35$ мм; $h=10$ мм; $b=2$ мм. Для сравнения на этом же рисунке (кривая 2) приведены результаты расчета по формуле работы [3], дающей неплохие результаты для низких волноводов, если ширина выступа не мала и не велика (например, для значений T от 10 до 25 мм). Из рис. 2 видно, что формулой (6) нельзя пользоваться при малых ширинах выступа, а кривая 1 даже качественно непохожа на кривую 2 (нет экстремальной зависимости). Выяснили причины такого несоответствия.

Провели расчеты по более точной формуле, которая получается также из уравнения (1) подстановкой в него выражения (2) без наложения (в отличие от работы [2]) условия $G+T \rightarrow 0$. В нашем случае H -волновода на длину волны λ_0 приходится не более нескольких ребер и не выполняется условие $\frac{\lambda_0}{G+T} \geq 10$.

Более точная формула после некоторых преобразований имеет вид

$$\operatorname{tg} xh = \frac{G(G+T) \frac{\alpha_0}{x} \operatorname{th} \alpha_0 b}{\frac{4}{\beta_0^2} \sin^2 \frac{\beta_0 G}{2}} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \sqrt{\frac{\left(\frac{m\lambda_0}{2G}\right)^2 - 1}{\left[\left(\frac{m\lambda_g}{2G}\right)^2 - 1\right]^2}}, \quad (8)$$

где $\alpha_0 = \sqrt{\beta_0^2 - k^2}$; $\beta_0 = \frac{\pi}{G+T}$; $k = \frac{2\pi}{\lambda_c}$.

Результаты расчета по этой формуле приведены в виде кривой 3 на рис. 2. При расчетах ограничивались первыми двумя членами в сумме. Кривая 3 резко изменила свой характер и качественно более похожа на кривую 2. Однако количественное

расхождение между этими кривыми велико и особенно при малых T (больших G).

Мы пытались учесть не только нулевую, но и минус первую гармонику (постоянные распространения этих гармоник отличаются только знаком). Подставляя в (1) пробную функцию

$$H = -\frac{x^2}{i\omega\mu\alpha_0} A_0 \operatorname{ch} \alpha_0 b e^{i\omega t} (e^{-i\beta_0 x} + e^{i\beta_0 x}),$$

после некоторых преобразований получили

$$\operatorname{tg} x h = \frac{G(G+T) \frac{\alpha_0}{x} \operatorname{th} \alpha_0 b}{\frac{2}{\beta_0^2} \sin^2 \frac{\beta_0 G}{2}} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \sqrt{\left(\frac{m\lambda_0}{2G}\right)^2 - 1} \cdot \frac{1}{\left[\left(\frac{m\lambda_0}{2G}\right)^2 - 1\right]^2}.$$

Результаты расчета по (9) представлены на рисунке, кривая 4. Известно, что формула работы [3] дает заниженные результаты в области малых и широких выступов. Видно, что в области широких выступов формула (9) дает лучшие результаты. Однако она (как и формула (8)) неприменима для узких выступов. Объясняется это тем, что с возрастанием ширины канавки G , она становится сравнимой с длиной волны в свободном пространстве, т. е. не выполняется условие, поставленное при выводе дисперсионного уравнения (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Седых В. М. Приближенный метод расчета критических частот H - и P -волноводов. — «Радиоэлектроника», 1971, т. XIV, вып. 7, с. 20—26.
2. Elliot R. S. On the theory of corrugated plane surfaces. — Trans. IRE, April, 1954, AP-2, No 2, p. 71—75.
3. Рамэ С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике. М., ОГИЗ, 1948. 632 с.

УДК 621.372.825

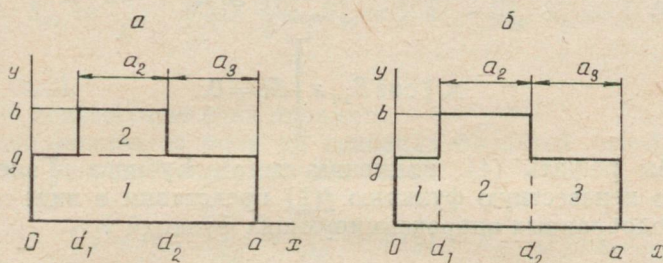
В. М. СЕДЫХ, канд. физ.-мат. наук,
Е. А. ШАУЛОВ

К РАСЧЕТУ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ НЕСИММЕТРИЧНОГО T -ВОЛНОВОДА

Для определения полосы пропускания несимметричного T -волновода необходимо знать критические частоты всех волн, близких к основной. Поэтому задача расчета полосы пропускания сводится к нахождению наименьшего значения собственного числа k волнового уравнения для различных типов волн. Вывод характеристических систем уравнений для определения наименьшего k , соответствующего основной волне H_{10} в случае

несимметричного T -волновода, приведен в [1]. Характеристическая система уравнений для нахождения k , соответствующего волне H_{20} , имеет такой же вид, как и для волны H_{10} . Однако собственное число k следует брать большим значения, соответствующего волне H_{10} .

Кроме волны H_{20} на ширину полосы пропускания волновода существенное влияние могут оказывать волны H_{01} и H_{11} . Приве-



дем вывод характеристических систем уравнений для несимметричного T -волновода для этих волн, используя метод, который применялся в [2].

Волна H_{01} . Сложную область поперечного сечения волновода (см. рисунок, поз. a) разобьем на две прямоугольные области 1, 2 и для каждой из них запишем общее решение волнового уравнения с учетом граничных условий:

$$\Pi_1(x, y) = C_{10} \cos ky + \sum_{n=1}^{\infty} C_{1n} \cos S_{1n} x \operatorname{ch} S'_{1n} y; \quad (1)$$

$$\Pi_2(x, y) = C_{20} \cos k(y - b) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} \cos S_{2n}(x - d_2) \operatorname{ch} S'_{2n}(y - b),$$

где

$$S_{1n} = \frac{n\pi}{a}; \quad S'_{1n} = \sqrt{S_{1n}^2 - k^2}; \quad S_{2n} = \frac{n\pi}{a_2}; \quad S'_{2n} = \sqrt{S_{2n}^2 - k^2}. \quad (2)$$

Условия непрерывности полей на линии $y = g$

$$\Pi_1 = \Pi_2; \quad \frac{\partial \Pi_1}{\partial y} = \frac{\partial \Pi_2}{\partial y} = f(x). \quad (3)$$

Если учесть, что неизвестная пока функция $f(x)$ в силу пропорциональности ее E_x составляющей поля должна обращаться в нуль на проводящей стенке волновода ($y = g$; $0 \leq x \leq d_1$; $d_2 \leq x \leq a$), то сама функция может быть представлена кусочно в виде

$$f(x) = f_1(x) = f_2(x), \quad (d_1 < x < d_2), \\ f(x) = 0, \quad (0 \leq x \leq d_1; \quad d_2 \leq x \leq a).$$

Эти условия приводят [1] к интегральному уравнению вида

$$\int_{d_1}^{d_2} f(\xi) \left[\frac{\operatorname{ctg} k(g-b)}{ka_2} - \frac{\operatorname{ctg} kg}{kg} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\operatorname{cth} S'_{2n} (g-b)}{S'_{2n} a_2} \cos S_{2n} \times \right. \\ \times (\xi - d_2) \cos S_{2n} (x - d_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\operatorname{cth} S'_{1n} g}{S'_{1n} a} \cos S_{1n} \times \\ \left. \times \xi \cos S_{1n} x \right] d\xi = 0. \quad (4)$$

Чтобы решить (4), применим метод Бубнова—Галеркина, для чего неизвестную функцию $f(\xi)$ представим в виде специально подобранных аппроксимирующих функций ψ_i

$$f(\xi) = \sum_{i=1}^n \beta_i \psi_i(\xi) = \beta_1 1 + \beta_2 \psi_2 + \dots \quad (5)$$

Ограничившись первым приближением ($\psi_1=1$), после несложных преобразований получим характеристическое уравнение для волны H_{01}

$$\operatorname{ctg} k(g-b) = \frac{a_2}{a} \left\{ \operatorname{ctg} kg - \frac{2k}{d_2 + d_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cth} S'_{1n} g}{S'_{1n} a_2} \times \right. \\ \left. \times \frac{\sin^2 S_{1n} d_2 - \sin^2 S_{1n} d_1}{S_{1n}^2} \right\}. \quad (6)$$

Из уравнения (6) как предельный случай (при $d_1 \rightarrow 0$) можно получить характеристическое уравнение, отвечающее волне H_{01} для Γ -волновода,

$$\operatorname{ctg} k(g-b) = \frac{d_2}{a} \left\{ \operatorname{ctg} kg - 2k \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cth} S'_{1n} g}{S_{1n}'} \left(\frac{\sin S_{1n} d_2}{S_{1n} d_2} \right)^2 \right\}. \quad (7)$$

Волна H_{11} . Область поперечного сечения волновода (см. рисунок, поз. б) разобьем на три прямоугольные области 1, 2, 3 и для каждой запишем решение волнового уравнения с учетом граничных условий:

$$P_1(x, y) = C_{11} \cos S_{11} y \cos S_{11}' x + \sum_{n=2}^{\infty} C_{1n} \cos S_{1n} y \operatorname{ch} S_{1n}' x;$$

$$\Pi_2(x, y) = C_{21} \cos S_{21} y \cos S'_{21} (x - a) + \sum_{n=2}^{\infty} C_{2n} \cos S_{2n} y \operatorname{ch} S'_{2n} (x - a); \quad (8)$$

$$\Pi_3(x, y) = C_{31} \cos S_{31} y \cos S'_{31} (x - a) + \sum_{n=2}^{\infty} C_{3n} \cos S_{3n} y \operatorname{ch} S'_{3n} (x - a),$$

где

$$S_{1n} = S_{3n} = \frac{n\pi}{g}; \quad S_{2n} = \frac{n\pi}{b}; \quad S'_{in} = \sqrt{k^2 - S_{in}^2}, \quad S'_{in} = \sqrt{S_{in}^2 - k^2}, \quad (9)$$

($i = 1, 2, 3$),

a — неизвестный пока параметр.

Если «сшивать» поля на границах областей $x = d_1$ и $x = d_2$ с учетом условий непрерывности полей

$$\Pi_j = \Pi_2; \quad \frac{\partial \Pi_j}{\partial x} = \frac{\partial \Pi_2}{\partial x} = \varphi(y) \sim E_y \quad (j = 1, 3), \quad (10)$$

приходим [1] к интегральным уравнениям, имеющим форму

$$\int_0^g \varphi(\xi) P_1(\xi, y) d\xi = 0 \quad (11)$$

с ядром при $x = d_1$

$$\begin{aligned} P_1(\xi, y) = & \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 \operatorname{cth} S'_{1n} d_1}{S'_{1n} g} \cos S_{1n} y \cos S_{1n} \xi - \\ & - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 \operatorname{cth} S'_{2n} (d_1 - a)}{S'_{2n} b} \cos S_{2n} y \cos S_{2n} \xi + \\ & + \frac{2 \operatorname{ctg} S'_{21} (d_1 - a)}{S'_{21} b} \cos S_{21} y \cos S_{21} \xi - \frac{2 \operatorname{ctg} S'_{11} d_1}{S'_{11} g} \cos S_{11} y \cos S_{11} \xi \end{aligned} \quad (12)$$

и при $x = d_2$

$$\begin{aligned} P_1(\xi, y) = & \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 \operatorname{cth} S'_{3n} (d_2 - a)}{S'_{3n} g} \cos S_{3n} y \cos S_{3n} \xi - \\ & - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 \operatorname{cth} S'_{2n} (d_2 - a)}{S'_{2n} b} \cos S_{2n} y \cos S_{2n} \xi + \\ & + \frac{2 \operatorname{ctg} S'_{21} (d_2 - a)}{S'_{21} b} \cos S_{21} y \cos S_{21} \xi - \frac{2 \operatorname{ctg} S'_{31} (d_2 - a)}{S'_{31} g} \times \\ & \times \cos S_{31} y \cos S_{31} \xi. \end{aligned} \quad (13)$$

Применяя к решению полученных интегральных уравнений метод Бубнова—Галеркина и ограничиваясь первым приближением, получаем

$$\int_0^g \int_0^g \varphi_1(\xi) \varphi_1(y) P_1(\xi, y) d\xi dy = 0, \quad (14)$$

где в качестве первой аппроксимирующей функции $\varphi_1(\xi)$, учитывая гармоническую зависимость поля волны H_{11} от координаты y , удобно взять функцию вида

$$\varphi_1(\xi) = \cos S_{j1} \xi, \quad (15)$$

где $S_{j1} = \frac{\pi}{g}$.

Произведя интегрирование в уравнении (14) с учетом (15), после преобразований получаем характеристическую систему уравнений для нахождения k для волны H_{11} в T -волноводе:

$$\begin{aligned} \operatorname{ctg} S_{11}'' d_1 = & 4 S_{11}'' \frac{g}{b} \left\{ \frac{\operatorname{ctg} S_{21}'' (d_1 - a)}{S_{21}'' \left(1 + \frac{b}{g}\right)^2} \left[\frac{\sin(S_{21} g - \pi)}{S_{21} g - \pi} \right]^2 - \right. \\ & \left. - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\operatorname{cth} S_{2n}' (d_1 - a)}{S_{2n}' \left(1 + \frac{b}{ng}\right)^2} \left[\frac{\sin(S_{21} g - \pi)}{S_{21} g - \pi} \right]^2 \right\}; \\ \operatorname{ctg} S_{31}'' (d_2 - a) = & 4 S_{31}'' \frac{g}{b} \left\{ \frac{\operatorname{ctg} S_{21}'' (d_2 - a)}{S_{21}'' \left(1 + \frac{b}{g}\right)^2} \left[\frac{\sin(S_{21} g - \pi)}{S_{21} g - \pi} \right]^2 - \right. \\ & \left. - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg} S_{2n}' (d_2 - a)}{S_{2n}' \left(1 + \frac{b}{ng}\right)^2} \left[\frac{\sin(S_{21} g - \pi)}{S_{21} g - \pi} \right]^2 \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Яшкин А. Я. Расчет критической волны низшего типа для несимметричных P -, T - и некоторых волноводов другой формы. — «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, вып. 8, с. 989—1000.
2. Яшкин А. Я., Голубев А. Н. О полосе пропускания P -волноводов. — «Изв. вузов. Радиотехника», 1963, т. 6, № 2, с. 148—156.

ВОЛНОВОДНО-ПОЛОСКОВЫЙ ПЕРЕХОД НА НЕСИММЕТРИЧНУЮ ПОЛОСКОВУЮ ЛИНИЮ

Известно несколько типов переходов от волновода к полосковой линии [1—5]. По конструктивному исполнению их можно разделить на две подгруппы: соосные — полосковая линия располагается параллельно продольной оси волновода, и перпендикулярные — полосковая линия располагается перпендикулярно к продольной оси волновода.

При соосном возбуждении прямоугольный волновод трансформируется в H -волновод, а затем переходит на несимметричную линию [1, 3, 4].

В случае перпендикулярного возбуждения токнесущий проводник полосковой линии входит в область распространения волны прямоугольного волновода, являясь, таким образом, электрическим зондом, что обеспечивает при выполнении определенных условий трансформацию волны H_{10} прямоугольного волновода в квази-ТЕМ волну полосковой линии [2, 5].

Переходы с перпендикулярным расположением полосковой линии имеют существенный недостаток — неудобство монтажа полосковых устройств из-за многэтажности схемы.

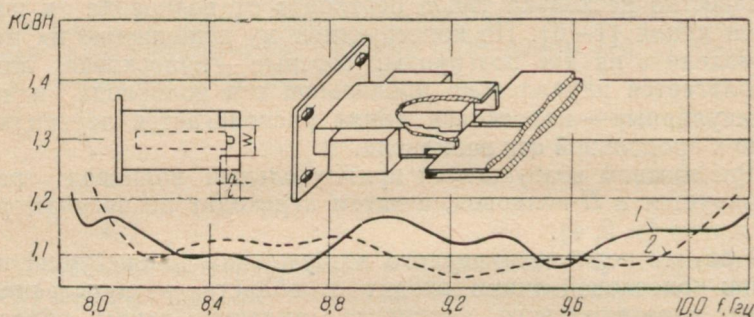
Описывается разработанный соосный переход от прямоугольного волновода сечением 23×10 мм к несимметричной полосковой линии.

Одной из основных трудностей, с которой приходится сталкиваться при разработке волноводно-полосковых переходов, является согласование высокоомного прямоугольного волновода с низкоомной полосковой линией. Поэтому удобнее перейти от высокоомного прямоугольного волновода к H -волноводу с волновым сопротивлением, равным волновому сопротивлению несимметричной полосковой линии (50 ом). Зазор над гребнем H -волновода для облегчения согласования необходимо взять равным толщине подложки несимметричной полосковой линии. Полосковая линия выполнена на пластине ситалла с размерами $60 \times 48 \times 1,0$ мм и $\epsilon_r = 9,8$. Переход можно осуществить с помощью ступенчатых Чебышевских трансформаторов, обеспечив согласование в заданной полосе частот. Расчет ступенек (ширины и высоты) производился по известной методике [4, 6, 7], причем число ступенек выбиралось $n=6$, а длина каждой ступеньки, выполненной на H -волноводе,

$$l_n = \frac{\lambda_{g_1} \lambda_{g_2}}{2(\lambda_{g_1} + \lambda_{g_2})},$$

где λ_{g_1} и λ_{g_2} — длина волн в волноводе, образующем данную секцию, на концах частотного диапазона.

В результате расчетов высоты гребней Π -волноводов, образующих ступеньки, оказались равными $g_1=8,83$ мм; $g_2=8,26$ мм; $g_3=7,08$ мм; $g_4=4,96$ мм; $g_5=2,28$ мм; $g_6=0,38$ мм; длины ступенек: $l_1=8,92$ мм; $l_2=9,10$ мм; $l_3=9,47$ мм; $l_4=$



$=10,2$ мм; $l_5=10,6$ мм; $l_6=11,3$ мм, при этом ширина гребней равнялась 4,98 мм.

Трансформатор оканчивается контактным лепестком для обеспечения контакта с полоской несимметричной линии, причем ширина лепестка выбиралась равной ширине полоска, т. е. 1 мм, при этом толщина лепестка — 0,1 мм, длина — 4 мм.

В области непосредственного перехода от Π -волновода к плосковой линии возникает неоднородность поля, которая приводит к сильному рассогласованию устройства.

Компенсацию неоднородности осуществить смещением полосковой линии вглубь Π -волновода. Как показали экспериментальные исследования, для обеспечения достаточной широкополосности этой компенсации недостаточно. Дополнительная компенсация производилась с помощью симметричных прямоугольных вырезов в широкой нижней стенке волновода (см. рисунок). Варьируя глубину погружения полосковой линии в волновод (h), длину (l) и ширину вырезов (W) можно добиться хорошего согласования в широкой полосе частот. Как оказалось, введенные компенсации взаимозависимы. Можно подобрать несколько оптимальных вариантов компенсации, например:

1) $W=14,5$ мм; $l=10$ мм; $h=6,5$ мм;

2) $W=16$ мм; $l=7$ мм; $h=7$ мм.

На рисунке приведена экспериментальная зависимость КСВН пары волноводно-полосковых переходов от частоты, причем кривая 1 соответствует первому варианту компенсации, кривая 2 — второму варианту. Как следует из графиков, $\text{КСВН} \leq$

$\leq 1,15$ в 20%-ной полосе частот при центральной частоте 9,0 ГГц.

Для хорошей воспроизводимости параметров переходов должен обеспечиваться надежный электрический контакт с полоской. Поэтому трансформатор и контактный лепесток серебрились. Описанный вариант переходов имеет малые отражения, поэтому подобные компенсации можно использовать при разработке волноводно-полосковых переходов на другие сечения волноводов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shneider M., Ylance Bernard, Bodtman W. Microwave and millimeter wave hybrid integrat circuits for radio systems. — «Bell. Syst. Techn. J.», 1969, vol. 48, N 6, p. 1709—1726.
2. Knerr R. H. A new type of waveguide — to — stripline transition. — IEEE Trans. MTT., 1968, vol. 18, 3, p. 192.
3. Araki T., Hirayama M. Waveguide to microstrip transition. — IEEE Trans. MTT., 1971, vol. 19, 7, p. 639.
4. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот, т. 1. М., «Сов. радио», 1960. 782 с.
5. Седих В. М., Ляпунов М. В., Беліков І. І., Покусай В. В. Хвилеводно-смужкові переходи. «Вісник Харк. ун-ту. Радіофізика та електроніка», вип. 1, 1972, с. 52—54.
6. Нортер S. The Design of Ridger waveguides. — Trans IRE, 1955, MTT, vol. 3, N 5, p. 20—29.
7. Фельштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. М., «Сов. радио», 1967. 651 с.

УДК 621.372.852.1

Ю. Г. МАКЕЕВ,
В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОЛОСОВОГО ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ФИЛЬТРА

В настоящее время широко используются электрически-перестраиваемые СВЧ-фильтры, работающие на ферромагнитном резонансе ферритового образца, для реализации которых требуются большие по величине резонансные магнитные поля. Известны также перестраиваемые СВЧ-фильтры, использующие в качестве активного элемента полуволновый ферритовый вкладыш, находящийся в малом дорезонансном магнитном поле. Оба эти типа фильтров обладают большим температурным ходом частоты (больше 1 мГц/град), что затрудняет их практическое применение. Кроме того, феррорезонансные фильтры имеют малый рабочий уровень мощности, обусловленный возникновением нелинейных эффектов и малым объемом ферритового образца.

Для устранения перечисленных недостатков создаются полосовые фильтры СВЧ с электронной перестройкой, в которых

в качестве активного элемента используется низкотемпературная плазма. В [3] имеются данные по исследованию СВЧ-фильтров в десятисантиметровом диапазоне с использованием резонансных свойств плазмы. Для такого фильтра необходимы резонансные плотности плазмы, трудности получения которой с укорочением длины волны возрастают.

Исследуемый плазменный фильтр (рис. 1, а) представляет собой резонатор на прямоугольном волноводе 5, образованный

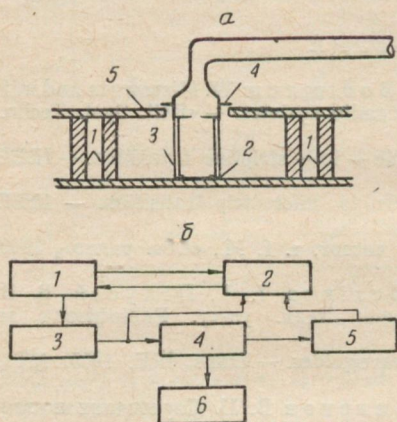


Рис. 1.

диэлектрическими диафрагмами из лейко-сапфира 1, причем каждая диафрагма состояла из двух четвертьволновых пластин, полностью заполняющих поперечное сечение волновода. В центре резонатора помещается кварцевый разрядник, связанный с вакуумной системой. После шлифовки торцов цилиндрического кварцевого объема 3 к одному из них приклеивалась тонкая металлическая пластина (толщиной 0,1 мм) которая во время экспериментов плотно прижималась к широкой стенке волновода

и служила одним из электродов 2. Ко второму торцу приклеивался металлический стакан (рис. 1, а), экранирующий отверстие в волноводе и в то же время служащий вторым электродом. Электрод 4 изолировался от волновода тонкой тефлоновой лентой и имел отверстие $\varnothing 1,5$ мм для соединения разрядного объема с вакуумной системой. Для предотвращения образования плазмы за пределами междуэлектродного объема разрядник имел сужение диаметром до 4 мм. В процессе эксперимента были исследованы тонкие кварцевые разрядники ($\varnothing 4$ мм), и разрядники больших диаметров ($\varnothing 17,20$ мм).

Плазма возбуждалась ВЧ генератором мощностью 100—120 вт, работающим на двух фиксированных частотах 5 и 10 мГц.

Первоначально разрядная секция откачивалась до высокого вакуума ($1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.), после чего наполнялась аргоном особой чистоты до давления 0,1—100 мм рт. ст.

Блок-схема установки, на которой проводились измерения, приведена на рис. 1, б. Применение автоматического измерителя КСВ типа Р2-23А, позволяло визуально наблюдать частотную характеристику фильтра и следить за ходом перестройки фильтра и изменения потерь в зависимости от давления и величины ВЧ мощности.

Исследование разрядников малых диаметров показало, что в области малых давлений не удается получить плотность плазмы, достаточную для перестройки фильтра. При повышении давления газа в системе концентрация возрастала, но это приводило к большим потерям СВЧ-мощности. В трехсантиметровом диапазоне можно было перестраивать фильтр на 50 мГц с увеличением потерь при перестройке на 4—5 дБ.

С разрядными трубками большого диаметра в процессе экспериментов было установлено, что область давлений, где плазма оказывает малое влияние на потери СВЧ-мощности в резонаторе, колеблется в пределах 0,5—2 мм рт. ст.. При изменении давления (при постоянной выходной мощности ВЧ-генератора) от 2 до 10 мм рт. ст. потери СВЧ-мощности возрастали от 0,3—0,4 до 5—6 дБ. При дальнейшем увеличении давления рост потерь не был столь значителен (не превышал уровня 6—10 дБ). В этом случае возрастала температура плазмы, что могло привести к разрушению системы. При давлении менее 0,5 мм рт. ст. не удавалось получить достаточную плотность плазмы и, как следствие, перестройку фильтра.

Используя разрядники большого диаметра ($\varnothing$ 17 и 20 мм), удалось получить перестройку фильтра на 400—500 мГц в трехсантиметровом диапазоне волн. Увеличение потерь за счет потерь, вносимых плазмой, в диапазоне перестройки составляло не более 0,3—0,4 дБ. Перестройка всегда осуществлялась в ВЧ-область. Влияние плазмы на ширину кривой затухания в диапазоне перестройки практически отсутствовало. Ширина кривой затухания фильтра определялась нагруженной добротностью резонатора. Типичные кривые затухания приведены на рис. 2, где собственные потери резонатора приняты за нулевой уровень.

При работе ВЧ-генератора на частоте 10 мГц для получения той же перестройки фильтра, что и на частоте 5 мГц, требовалась выходная мощность на 25—30% меньше.

Таким образом, использование резонаторов с высоким значением нагруженной добротности позволит создавать плазменные перестраиваемые фильтры с шириной кривых затухания на уровне 3 дБ 25—30 мГц, потерями не более 1,5 дБ, изменением потерь в диапазоне перестройки 0,3—0,4 дБ и диапазоном перестройки 500 мГц.

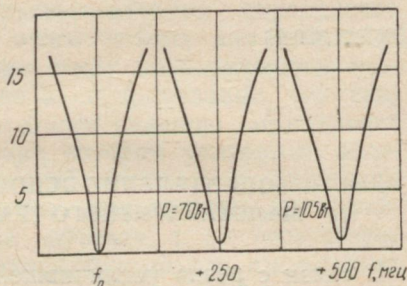


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М., «Наука», 1968. 328 с.
2. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1968. 392 с.
3. Kaufman I., Steier W. A plasma—column bandpass microwave filter. — IRE Trans. Microwave Techn, 1962, vol. 10, N 6, p. 431—439.
4. Гинзбург В. А. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1967. 683 с.
5. Коробкин В. А., Пятак Н. И. Резонатор-фильтр на прямоугольном волноводе с диэлектрическими диафрагмами. «Вестник Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», вып. 3. 1974, с. 74—78.

УДК 621.396.96

В. Н. КОНОПЛЯ,
А. С. ПОЛУШКИН,
В. П. ШЕЙКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАЛОГАБАРИТНОГО ТРАНСПОРТНОГО ЛОКАТОРА

В связи с резко увеличившейся скоростью и интенсивностью движения ведется разработка систем, позволяющих полностью или частично автоматизировать управление автомобильным транспортом и таким образом повысить безопасность движения. При этом можно выделить два основных направления:

1. Создание автоматизированных скоростных магистралей, на которых управление движением транспортных средств, оценка состояния дорожного покрытия, интенсивности транспортного потока и контроль других параметров движения производится автоматически с использованием средств технической кибернетики, т. е. участие человека в процессе управления автомобилем практически исключается.

2. Разработка систем, контролирующих один или несколько параметров движения и информирующих водителя об их изменении. Выбор окончательного решения осуществляется водителем, однако в случае аварийной обстановки возможно вмешательство системы автоматики в процесс управления автомобилем. Необходимо отметить, что реализация полностью автоматизированных магистралей в настоящее время хотя и возможна с технической точки зрения, однако она потребует огромных капиталовложений, а также решения множества задач, связанных с техническим переоснащением транспортных средств. Поэтому на данном этапе более перспективной является идея частичной автоматизации управления движением автомобильного транспорта.

Целью данной статьи является анализ и количественная оценка параметров системы, предназначенной для определения расстояния до впереди идущего автомобиля и обнаружения раз-

личных подвижных и неподвижных препятствий, возникающих на проезжей части дороги.

Основными требованиями, предъявляемыми к устройствам подобного типа являются:

- надежность;
- малые габариты и вес;
- минимально возможная стоимость.

Из этих требований необходимо особо выделить последнее, поскольку оно является наиболее существенным при внедрении устройства в массовое производство.

Для определения расстояния до объекта может быть использован любой из известных импульсных методов определения расстояния. Однако применение этого метода для создания транспортного локатора ограничено ввиду необходимости введения цепей импульсной модуляции и синхронизации, что снижает надежность работы прибора. Более надежно применение метода непрерывного излучения, при котором указанные недостатки отсутствуют и, кроме этого, обеспечивается надежная работа при минимальном расстоянии (практически при нулевом расстоянии) до движущегося объекта, т. е. отсутствует эффект ближней «мертвой» зоны, характерный для импульсных измерений.

Работа большинства известных устройств непрерывного излучения основана на использовании эффекта Допплера, возникающего при отражении сигнала от движущегося объекта, т. е. такие устройства предназначены в основном для определения абсолютной скорости автомобиля, скорости сближения и т. п. В то же время, используя метод непрерывного излучения, можно создать прибор, позволяющий определять расстояние до впереди идущего автомобиля, применив частотную модуляцию. В этом случае частота излучаемого сигнала меняется по линейному закону:

$$f = f_0 + vt, \quad (1)$$

где v — скорость перестройки частоты сигнала.

Предположим, что передатчик в какой-то момент времени t_1 излучил сигнал с частотой

$$f_1 = f_0 + vt_1. \quad (2)$$

Отразившись от объекта, сигнал возвращается к источнику излучения в момент времени t_2 . Однако частота передатчика к этому времени изменилась и стала равной

$$f_2 = f_0 + vt_2. \quad (3)$$

Подавая эти два сигнала на смеситель, можно выделить разностную частоту

$$F = f_2 - f_1 = v(t_2 - t_1) = v\Delta t. \quad (4)$$

Если учесть, что интервал Δt равен времени, за которое электромагнитные волны проходят расстояние до объекта и обратно, т. е.

$$\Delta t = \frac{2R}{c}, \quad (5)$$

то, подставив это выражение в (4), получим

$$F = \nu \frac{2R}{c}. \quad (6)$$

Как видно из этого выражения, при фиксированной скорости перестройки частоты сигнала каждому расстоянию до объекта R соответствует своя разностная частота F . Этой зависимостью можно воспользоваться при разработке схемы транспортного локатора.

Важнейшей характеристикой любой радиолокационной системы является максимальная дальность действия. В данном случае дальность действия транспортного локатора ограничена с одной стороны, допустимой с биологической точки зрения, мощностью излучения передатчика, а с другой — расстоянием прямой видимости, которое обусловлено рельефом дороги. Техникой безопасности установлена допустимая доза облучения мощностью СВЧ в течение суток, равная 10 мкВт/см^2 . Чтобы не превысить эту дозу облучения, мощность передатчика должна быть не более 42 мВт . Такая мощность может обеспечить значительную дальность действия, но, учитывая, что на дороге вряд ли встретится участок прямой видимости протяженностью более $200\text{—}300 \text{ м}$, практически можно ограничиться максимальной дальностью действия локатора, равной 200 м .

Минимальное расстояние, на котором транспортный локатор должен обнаруживать объекты, определяется тормозным путем автомобиля, который с достаточной точностью рассчитывается по формуле

$$S = \frac{v^2}{19,62 \varphi}, \quad (7)$$

где v — скорость движения автомобиля;

φ — коэффициент сцепления шины с дорогой.

При движении автомобиля со скоростью 80 км/ч по сухому асфальту, для которого $\varphi=0,5$, его тормозной путь составит 50 м . В случае мокрого или обледеневшего покрытия дороги тормозной путь автомобиля увеличивается почти в два раза. Таким образом, транспортный локатор должен определять расстояние до препятствий или до впереди идущего автомобиля в интервале от 50 до 200 м .

Для определения энергетического потенциала транспортного лоатора и чувствительности приемной части нужно воспользоваться основным уравнением радиолокации

$$P_{\text{пр}} = \left[\frac{P \lambda^2 G^2(\alpha, \theta)}{(4\pi)^3} \right] \left[\frac{\sigma(\alpha, \theta, \lambda) g^4(\theta)}{R^4} \exp(-2R\gamma) \right], \quad (8)$$

где $P_{\text{пр}}$ — мощность, принятая антенной;
 P — мощность излучения;
 λ — длина волны;
 G — коэффициент усиления антенны;
 σ — эффективная площадь отражения объекта;
 R — расстояние до объекта;
 γ — погонное затухание среды.

Экспоненциальный множитель, входящий в это уравнение, учитывает затухание радиоволн вдоль направления распространения, однако в данном случае затуханием радиоволн можно пренебречь. Коэффициент $G(\alpha, \theta)$ характеризует направленные свойства антенной системы, а множитель $g(\theta)$ учитывает влияние отражений от земной поверхности на диаграмму направленности. Обе эти величины являются функцией угла места θ . Этот угол в данном случае определяется отношением высоты неровностей на дороге a к базе автомобиля l :

$$\theta = \arctg \frac{a}{l}. \quad (9)$$

Учитывая, что высота неровностей не превышает 0,1—0,05 м, а база автомобиля в среднем равна 2,5 м, можно определить, что

$$\theta = \arctg \frac{0,1}{2,5} = 2^\circ 17'.$$

Таким образом, ширина диаграммы направленности антенны транспортного лоатора в вертикальной плоскости должна быть не меньше этого значения угла θ , чтобы избежать полного отражения луча от поверхности земли.

В уравнение (8) входит значение эффективной отражающей поверхности объекта. У различных типов транспортных средств эта величина различна. Для легковых автомобилей $\sigma \approx 1 \text{ м}^2$. Это намного превышает эффективную отражающую поверхность посторонних объектов (деревья на обочине, отдельные строения, дорожные знаки и т. д.), которые могут вызвать ложное срабатывание системы.

В качестве источника СВЧ мощности в транспортном лоаторе возможно применение твердотельных генераторов на основе эффекта Ганна или миниатюрных электронных приборов СВЧ, работающих в диапазоне волн, отведенном для этих целей.

Подобный транспортный локатор может устанавливаться на автомобилях различных типов. Наиболее эффективно он может использоваться в условиях ограниченной видимости, сложных метеорологических условиях и в ночное время суток.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фрадкин С. Л. Основы теории и расчета радиолокационных приемников. М., «Машиностроение», 1969. 199 с.
2. Сиверс А. П., Суслов Н. А., Метельский В. И. Основы радиолокации. Л., Судпромгиз, 1959. 352 с.

УДК 537.525

В. А. ТИМАНЮК,
В. Б. ТЮТЮННИК

СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

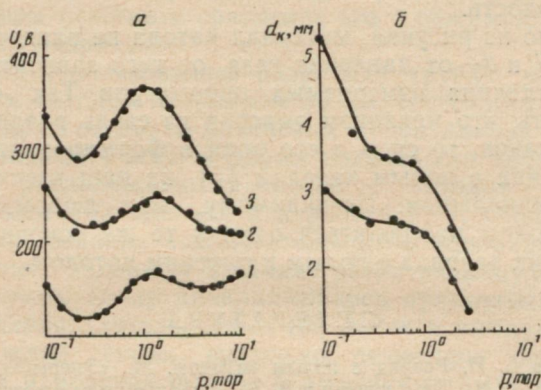
Несмотря на большое число экспериментальных исследований разряда с полым катодом [1], в настоящее время нельзя считать установленным, зависят ли особенности и механизм этой формы разряда от материала катода.

Целью настоящей работы является исследование влияния материала катода на вид зависимости напряжения горения и ширины темного катодного пространства от давления газа. Исследования проведены в разрядной трубке с цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм и длиной 200 мм, конструкция которой аналогична описанной в работе [2]. Ширина области темного катодного пространства находилась графически из распределения интенсивности свечения по диаметру полого катода, которое было получено с помощью фотоумножителя, перемещавшегося совместно с коллимирующей системой диафрагм малого диаметра вдоль торца катодной полости. Измерения проведены в диапазоне давлений $10^{-1} \pm 10$ тор в режиме непрерывного протекания особо чистого гелия через разрядную трубку.

На рисунке приведены зависимости напряжения горения U и ширины темного катодного пространства d_k от давления гелия при фиксированном токе разряда 100 ма для катодов, изготовленных из никеля (кривая 1), кобальта (2) и молибдена (3). Самое низкое напряжение горения разряда наблюдалось нами в никелевом катоде, причем в области давлений 0,2—0,4 тор его величина составляла 115—120 в, что меньше величины нормального катодного падения потенциала для этой пары газ—металл [3].

Анализируя полученные результаты, следует отметить, что в исследованной нами системе электродов отличия характеристик разряда с полым катодом от аналогичных характеристик

разряда с плоским катодом начинают наблюдаться при давлении гелия ниже 1 тор. Если в разряде с плоским катодом по мере уменьшения давления газа напряжение горения и величина d_k монотонно, причем довольно резко возрастает, то в разряде с полым катодом мы наблюдаем при давлении ниже 1 тор уменьшение напряжения горения и аномально слабое увеличе-



Зависимость напряжения горения (а) и ширины темного катодного пространства (б) от давления гелия:

1 — никель; 2 — ковар; 3 — молибден.

ние d_k . Наряду с этим происходит изменение распределения интенсивности свечения по диаметру катодной полости. Если при высоких давлениях газа свечение в полости катода имеет форму кольца, то по мере уменьшения давления протяженность катодных частей разряда, в том числе и отрицательного свечения, увеличивается, и именно при давлении 1 тор свечение начинает равномерно заполнять приосевую область катодной полости. Следовательно электроны, вышедшие из катода и ускоренные в области темного катодного пространства начинают проникать в катодные области противоположных участков катода. Это приводит к тому, что они понижают пространственный заряд в противоположащем темном катодном пространстве и уменьшают катодное падение потенциала.

Проведенный эксперимент подтверждает наличие колебаний быстрых электронов в катодной полости при достаточно низких давлениях газа. Для примера рассмотрим условия движения электронов в полости катода при давлении гелия 0,1 тор. При этом давлении длина свободного пробега тепловых электронов составляет 7,4 мм [4], поэтому большинство электронов, вышедших из катода в результате γ -процессов проходит область катодного падения без столкновений (из эксперимента d_k для $p = 0,1$ тор равно $3 \div 5$ мм) и входит в область отрицательного свечения с энергией eU_k . Длина их свободного пробега при этом

увеличивается и при $U^k = 200$ в составляет величину около 3,3 см, что больше диаметра катодной полости. Длина же пробега до первой ионизации при этом давлении — около 10 см. Из этой оценки видно, что совершения хотя бы одного неупругого соударения (а они есть, поскольку разряд существует при этом давлении) электрону необходимо не менее трех раз пересечь катодную полость.

Как видно из рисунка, материал катода не влияет на вид зависимости U и d_k от давления газа, от него зависит только абсолютная величина измеряемых параметров. Так как трудно предположить, что механизм эмиссии из столь различных материалов одинаков, то спор о его роли в формировании характеристик разряда с полым катодом [5], на наш взгляд, не является принципиальным. По-видимому, при любом механизме эмиссии должны наблюдаться одни и те же основные отличия характеристик разряда с полым и плоским катодом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969. 184 с.
2. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле. — «Журн. техн. физики», т. 42, вып. 1, 1972, с. 67—70.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971. 544 с.
4. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961. 324 с.
5. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. К вопросу о роли фотоэмиссии в механизме разряда с полым катодом. — «Изв. вузов. Радиофизика», вып. 15, 1972, с. 631—633.

УДК 537.525

В. И. КИРИЧЕНКО,
В. М. КОНОВАЛОВ,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

СРАВНЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА В ИМПУЛЬСНОМ И СТАЦИОНАРНОМ РАЗРЯДАХ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Проблема создания эффективных и долговечных газоразрядных приборов с холодным полым катодом неразрывно связана с продольной неоднородностью параметров разряда. Как с этой точки зрения, так и для уточнения представлений о механизме разряда с полым катодом важной задачей является исследование распределения тока по длине катода. Продольное распределение тока в полном катоде в настоящее время изучено явно недостаточно, описанные в литературе исследования охватывают узкий диапазон давлений газа и разрядных токов, и результаты их в ряде случаев противоречивы [1—3]. Распределение тока в импульсном разряде не изучено вовсе, хотя этот

Режим разряда интересен возможностью получения значительных разрядных токов без существенного разогрева газа в катодной полости, что важно для применений разряда с полым катодом в оптической спектроскопии [4].

Целью настоящей работы является исследование распределения тока вдоль поверхности цилиндрического полого катода в импульсном режиме и сравнение его с режимом стационарного тлеющего разряда.

В работе использовалась разрядная трубка с цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм, состоящим из 10 изолированных друг от друга никелевых колец длиной 15 мм (зазор между кольцами 1 мм), и двумя кольцевыми анодами того же диаметра, расположенными соосно с катодом (конструкция трубки аналогична описанной в работе [5]). Один из анодов служил для создания вспомогательного стационарного разряда, исключающего задержку в начале развития импульсного разряда. Ко второму аноду прикладывались прямоугольные импульсы напряжения длительностью 100 мксек и амплитудой до 5 кв. В цепь каждой секции включены резисторы сопротивлением 0,5 ом для измерения формы и амплитуды импульса тока. Все измерения проведены в особо чистом гелии.

Исследование характеристик стационарного тлеющего разряда в описанной разрядной трубке показало, что отличия от разряда с плоским катодом наблюдаются при давлениях гелия ниже 2 тор. Если при давлениях газа порядка 6 тор величина тока на отдельную секцию монотонно уменьшается по мере удаления от анода и с уменьшением давления газа распределение тока по длине катода становится более однородным, то, начиная с давления 2 тор, неоднородность распределения тока возрастает, и его характер изменяется.

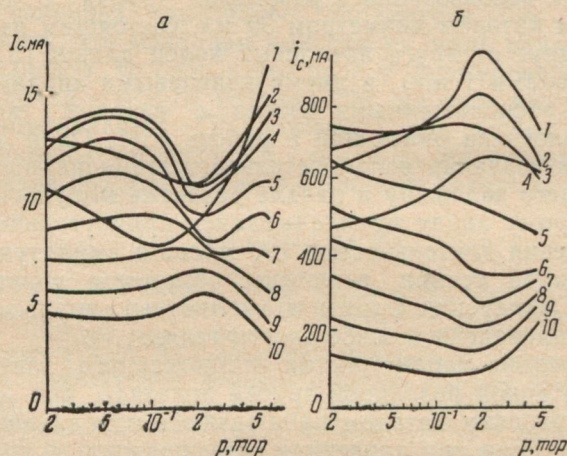
Для иллюстрации характера распределения тока по длине катода и его изменения с давлением газа на рисунке (а) приведены зависимости тока отдельных секций от давления газа при неизменной величине общего тока разряда, равной 100 ма (цифры у кривых указывают номер секции, считая от анода). Из рисунка видно, что при давлениях от 0,2 до 1 тор токи секций слабо зависят от давления. При увеличении давления от 1 до 2 тор токи на близлежащие к аноду секции уменьшаются, а на наиболее удаленные — увеличиваются, распределение тока становится наиболее однородным в диапазоне давлений 0,2—6 тор.

В импульсном режиме разряда форма импульсов тока оказалась близкой к прямоугольной для всех секций, хотя незначительное изменение формы импульсов тока с различных секций наблюдалось.

Исследование разряда при амплитуде тока в импульсе от 0,5 до 5 а показало, что характер продольного распределения тока при суммарном токе с катода менее 1 а остается таким же, как и в стационарном режиме, однако для больших токов он су-

щественно изменяется. На рисунке (б) приведены зависимости амплитуд импульсов тока в цепи секций от давления газа при амплитуде общего тока разряда 5 а. Видно, что в отличие от стационарного разряда при давлении гелия 2 тор распределение тока наиболее неоднородно.

Распределение тока в стационарном режиме разряда и при небольших токах в импульсном режиме может быть объяснено



следующим образом. При высоких давлениях разряд начинает развиваться по кратчайшему пути, т. е. с первой секции катода. При давлении газа порядка 6 тор на первую секцию идет наибольший ток ввиду того, что она собирает ионы, образовавшиеся не только внутри полости катода, но и в промежутке катод—анод. Ток остальных секций монотонно убывает, так как токи с более удаленных секций в значительной мере определяются диффузионным потоком ионов вглубь катодной полости. По мере уменьшения давления диффузионный поток ионов вглубь катодной полости возрастает, в то время как электроны, вышедшие из близлежащих к аноду секций, начинают уходить на анод, не израсходовав приобретенную в области катодного падения энергию на ионизацию атомов газа. Эти процессы и приводят к возрастанию тока удаленных секций и к уменьшению тока первых секций при изменении давления от 6 до 2 тор. Оценка показывает, что при давлении гелия ниже 2 тор начинает развиваться колебательное движение быстрых электронов в поперечном сечении катодной полости, что и приводит, по-видимому, к увеличению тока на близлежащих секциях катода, снова наблюдающемуся в диапазоне давлений 1—0,2 тор.

Таким образом, совпадение характера продольного распределения тока в импульсном разряде со стационарным при ма-

тых токах и отличие при больших говорит об изменении процессов в разряде при значительном увеличении тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Döpel R. Empirie und Grundlagen einer Theorie der Hohlkatodenentladung, Wiss. Z. TH Ilmenau, 1969, vol. 15, N 1, p. 55—71.
2. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969, 184 с.
3. Кучеренко Е. Т., Зыкова Е. В., Макосевская Л. Н. Исследование тлеющего разряда с секционированными полыми катодами. — «Укр. физ. журн.», 1972, № 12. 2063 с.
4. Жиглинский А. Г., Хлопина Т. Н. Исследование электрических и оптических характеристик разряда в охлажденном полым катодом. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 32, вып. 4, с. 645—649.
5. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле. — «Журн. техн. физики», 1972, т. 42, вып. 1, с. 67—70.

УДК 537.525

В. М. КОНОВАЛОВ,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. Б. ТЮТЮННИК

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В АРГОНЕ

Импульсный разряд с полым катодом находит практическое применение в оптических квантовых генераторах [1], мощных разрядниках [2], оптической спектроскопии [3] и др. Во многих случаях применение разряда с полым катодом при больших токах ограничивается переходом от тлеющего разряда, позволяющего получать в полости катода относительно однородную плотную плазму, к дуговому, при котором применение катода в форме полости теряет смысл [4].

В настоящей работе исследован импульсный режим тлеющего разряда с полым катодом при токах, предшествующих переходу к дуговому разряду. Использована разрядная трубка, конструкция которой описана в работе [5], с цилиндрическим никелевым полым катодом диаметром 30 мм и длиной 230 мм. Разряд возбуждался в аргоне от генератора однократных импульсов прямоугольной формы длительностью 100 мксек.

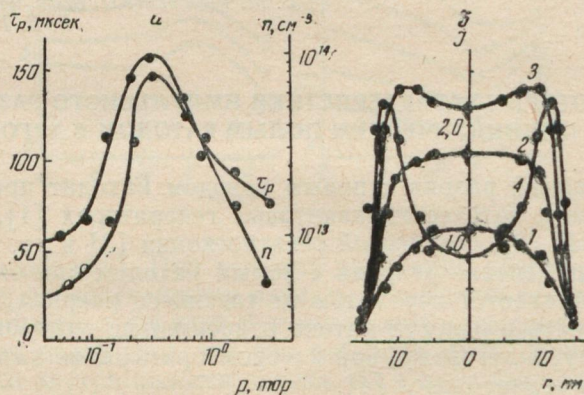
Форма наблюдавшихся импульсов тока и напряжения на разряде близка к прямоугольной. Во всем исследованном диапазоне давлений при достаточно больших токах тлеющего разряда происходит переход в стадию дугового разряда (напряжение горения скачком уменьшается от 300—600 в до 50—80 в). При низком давлении газа обе формы разряда могут наблюдаться в течение одного импульса.

Значения максимального тока, при котором еще существует тлеющий разряд в описанной разрядной трубке, приведены в таблице.

Для выяснения причин перехода к дуговому разряду с помощью двухлучевого микроволнового интерферометра 8 мм диапазона была измерена средняя вдоль оси катодной полости концентрация плазмы n в разряде. Интерференционная картина наблюдалась в стадии деионизации плазмы после окончания импульса тока. При всех давлениях газа зависимости $\ln n$ от времени оказались практически линейными, что дало возможность нам путем аппроксимации этих прямых к моменту окончания импульса тока оценить концентрацию плазмы в активной фазе разряда. Полученная таким образом зависимость средней

$p, \text{тор}$	0,09	0,3	0,6	1,8	3
$I, \text{а}$	40	30	23	18	16

концентрации плазмы от давления газа приведена на рисунке (а). Здесь же даны полученные при этих измерениях значения постоянной распада плазмы τ_p в катодной полости.



Зависимость концентрации и времени распада плазмы от давления (а). Амплитуда тока разряда — 10 а. Распределение интенсивности свечения по радиусу катодной полости (б). Амплитуда тока разряда — 5 а; 1 — $p=0,1$ тор; 2 — 0,2 тор; 3 — 0,3 тор; 4 — 1 тор.

Величина концентрации плазмы оказалась достаточно большой, чтобы поле в прикатодной области могло вызвать переход разряда в дугу с автоэлектронной эмиссией электронов из катода. Однако зависимость концентрации плазмы от давления противоречит монотонному уменьшению тока перехода к дуге, наблюдающемуся с ростом давления газа. Непонятно также, на первый взгляд, уменьшение постоянной распада плазмы в диапазоне давлений 0,3—2 тор.

Для объяснения этих явлений с помощью фотоумножителя, перемещающегося совместно с коллимирующей системой диафрагм с малыми отверстиями, было исследовано распределение интенсивности свечения разряда по сечению катодной полости.

Для примера на рисунке (б) приведено распределение интенсивности свечения разряда в относительных единицах при нескольких давлениях газа. Оказывается, что при низких давлениях газа интенсивность свечения максимальна в центре катодной полости. С ростом давления распределение интенсивности свечения становится более равномерным, а начиная с давления 0,3 тор интенсивность на оси катодной полости уменьшается (свечение принимает кольцеобразную форму). По-видимому, распределение концентрации по сечению катодной полости соответствует распределению интенсивности свечения. Тогда понятно, что при давлении выше 0,3 тор концентрация плазмы на оси катодной полости уменьшается, а приближение ее максимума к поверхности катода приводит к ускорению распада плазмы и росту напряженности электрического поля на поверхности катода, чем и объясняется монотонное уменьшение тока перехода к другой форме разряда с ростом давления газа.

Таким образом, в результате исследования не было обнаружено качественных отличий характеристик импульсного тлеющего разряда от стационарного, хотя в тепловом режиме разряда и спектрах излучения различие может быть существенным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969. 184 с.
2. Аксенов И. И., Белоус В. А., Смирнов С. А. Исследование времени запаздывания разрядника низкого давления с полым катодом. — «Журн. техн. физ.», 1971, т. 41, вып. 7, с. 1423—1426.
3. Жиглинский А. Г., Хлопина Т. Н. Исследование электрических и оптических характеристик разряда в охлаждаемом полом катоде. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 32, вып. 4, с. 645—648.
4. Коньвалов В. М., Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. и др. Применение разряда с полым катодом в технике СВЧ. — Сб. «Радиотехника», вып. 22. Харьков, 1972, с. 83—88.
5. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле. — «Журн. техн. физики», 1972, т. 42, вып. 1, с. 67—70.

УДК 537.526.6

Н. И. ВИНОКУРОВ, канд. физ.-мат. наук,
Ю. Ф. ФОМЕНКО,
С. П. ЛЕЙБА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОСВЕТИТЕЛЕЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП НАКАЧКИ ОКГ

Исследованию электрических характеристик импульсных ламп накачки ОКГ посвящено сравнительно большое число работ [1—4]. Однако испытания проводились на лампах, находящихся вне системы накачки ОКГ. Например, в [5] показано, что помещение ламп в осветитель изменяет ее спектральные характеристики, что, вероятно, связано с изменением электрических

характеристик разряда. Об изменении электрических характеристик разряда в лампах при помещении их в лазерную головку практически ничего не известно.

Рассмотрим влияние осветителей на основные электрические характеристики разряда импульсных ламп. Исследования проводились на лампах типа ИФП-1200 в комплекте с зеркальным диффузным и интерференционным осветителями.

К основным параметрам, определяющим возникновение разряда в импульсных лампах, относятся: U_n, U_z, U_c — напряжение поджига, зажигания, самопробоя соответственно; τ_z — время запаздывания пробоя. При использовании внешнего поджига значения $U_n = 2,4$ кВ, если лампа в открытом объеме, и 2 кВ, если лампа помещена в зеркальный осветитель, выполненный в виде кварцевой трубки с нанесенным серебряным покрытием. Поджигающим электродом служила спираль. Если импульс поджига подавать непосредственно на лазерную головку, то $U_n = 2,1$ кВ.

При внутреннем поджиге $U_n = 8,7$ кВ, если лампа без осветителя и 4,6 кВ, если лампа в осветителе. Из приведенных результатов видно, что при работе лампы в составе системы накачки значения U_n на 17 и 47% (при внешнем и внутреннем поджиге соответственно) меньше, чем при работе лампы в открытом объеме. Напряжение самопробоя при помещении ламп в зеркальный осветитель снижается от 6 до 4,5 кВ.

Помещение ламп в диффузный и интерференционный осветители не изменяет значения U_n и U_c . Данные о влиянии осветителей на напряжение зажигания приведены в таблице.

Тип осветителя	Внешний поджиг		Внутренний поджиг
	U_z , кВ (кольцо)	U_z , В (спираль)	U_z , В
Без осветителя	2,05	780	300
Диффузный	2,05	780	300
Интерференционный	1,75	770	300
Зеркальный	1,30	700	250

• Время запаздывания τ_z основного разряда относительно вспомогательного при работе лампы без осветителя сокращается от 3 до 0,8 мксек при изменении U_n от 6 до 13 кВ. Для лампы, помещенной в зеркальный осветитель, U_n уменьшается от 2 до 0,5 мксек при увеличении τ_z от 6 до 13 кВ. При этом поджиг осуществлялся спиралью, напряжение на электродах лампы $U_0 = 1,5$ кВ.

Полученные результаты объясняются тем, что зеркальный осветитель вносит дополнительную емкость между поджигаю-

щим и основным электродами, что приводит к более интенсивной ионизации газа вспомогательным импульсом.

При многократных проходах излучения в системе накачки часть его поглощается в активном элементе и элементах осветителя, а часть попадает обратно в лампу и частично поглощается в плазме разряда, способствуя дополнительному ее разогреву. Таким образом, в лампе, помещенной в систему накачки, должно наблюдаться повышение температуры плазмы T во время сильноточной стадии разряда по сравнению с изолированным источником. Рост T должен повлечь за собой изменение электрических характеристик импульсной лампы. Эти предпосылки подтверждаются следующими результатами.

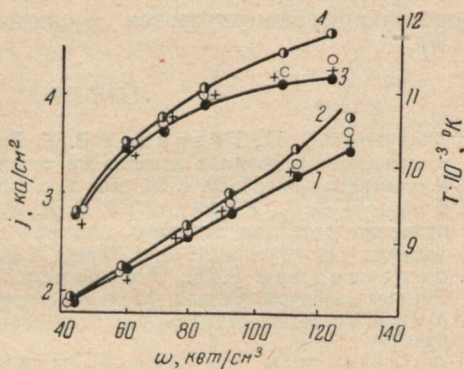
На рисунке показаны зависимости плотности тока j (1, 2) и температуры плазмы T (3, 4) от подводимой удельной мощности для различных типов осветителей: $\odot$ — зеркального; $\circ$ — интерференционного; $+$ — диффузного; $\bullet$ — без осветителя. Из графика видно, что эффект влияния осветителей растет с увеличением подводимой удельной мощности, при работе лампы в комплексе с осветителями наблюдается рост плотности тока (при максимальной $w = 132 \text{ кВт/см}^3$): с зеркальным — на 12, с интерференционным — на 8, с диффузным — на 5%. Температура плазмы в разряде при этой же удельной мощности возрастает на 4,5%, электропроводность — на 18%.

Электропроводность плазмы рассчитывалась из обобщенного закона Ома в предположении, что плазма полностью ионизована, градиент поля вдоль разряда постоянен, сечение трубки заполнено разрядом равномерно [1]. С учетом таких допущений для расчета T можно пользоваться формулой Спитцера [2]

$$\sigma = \frac{aT^{3/2}}{\ln \Lambda},$$

где a — постоянный коэффициент; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

В макроскопическом аспекте плазму можно рассматривать как некоторую среду с определенным коэффициентом поглощения. Согласно литературным данным коэффициент поглощения растет с увеличением плотности тока [3]. Поэтому эффектив-



Зависимость плотности тока (1, 2) и температуры плазмы (3, 4) от подводимой удельной мощности для различных типов осветителей:

$\odot$ — зеркального; $\circ$ — интерференционного; $+$ — диффузного; $\bullet$ — без осветителя.

ность осветителя возрастает с увеличением подводимой удельной мощности, а наблюдаемое увеличение плотности тока при работе лампы в комплекте с осветителем объясняется дополнительной ионизацией плазмы отраженным излучением.

В работах ряда авторов получены эмпирические зависимости σ от j , причем σ изменялась пропорционально $j^{1/3}$ [4], $j^{1/2}$, $(dj)^{2/3}$ [2]. Анализ зависимостей σ от j в данной работе показал, что они хорошо аппроксимируются функциональной зависимостью $\sigma = kj^{1/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев С. И., Гаврилов В. Е. Распределение температуры плазмы импульсного разряда в ксеноне по сечению кварцевой трубки. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 26, вып. 1, с. 121—123.
2. Бакеев А. А., Равинский Р. Е. Электрические свойства плазмы импульсных разрядов высокого давления в инертных газах. — «Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, вып. 6, с. 1121—1127.
3. Белостоцкий Р. Е., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. М., «Сов. радио», 1972. 407 с.
4. Маршак И. С. Импульсные источники света. М., Госэнергоиздат, 1963. 336 с.
5. Даниэль Е. В., Колпакова И. В. Влияние отраженного осветителем собственного излучения импульсной лампы на ее спектроскопические характеристики. — ЖПС, т. 10, вып. 4, 1969, с. 592—594.

УДК 621.387.132.223

В. М. СОРОКИНА,
В. Н. КОСТИН, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВРЕМЯ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА В ИМПУЛЬСНЫХ ТИРАТРОНАХ

Недостатком схем, предназначенных для генерации коротких импульсов с амплитудой от сотен до тысяч вольт, является запаздывание момента запуска схемы относительно подачи на ее вход пускового импульса и сравнительно низкая частота следования импульсов. Эти недостатки связаны со свойствами импульсного тиратрона, который применяется в качестве коммутирующего элемента.

Одним из способов, позволяющим частично устранить эти недостатки, может быть наложение на тиратрон постоянного магнитного поля. Влияние продольного магнитного поля на время восстановления электрической прочности и на время запаздывания зажигания тиратрона ТГИ1—3/1 исследовалось в [1]. В работе [2] рассматривается влияние поперечного магнитного поля на время восстановления электрической прочности мало-мощных тиратронов ТГ1—0,1/1,3 и ТГ-212. Показано, что поперечное магнитное поле оказывает более сильное влияние, чем продольное.

Исследовалось влияние поперечного магнитного поля на время запаздывания зажигания разряда в миниатюрном импульсном тиратроне ТГИ1—3/1, аргонного наполнения, широко применяемого для работы в импульсных схемах.

Для измерения времени запаздывания зажигания τ_3 использовался метод [3], согласно которому на экране осциллографа

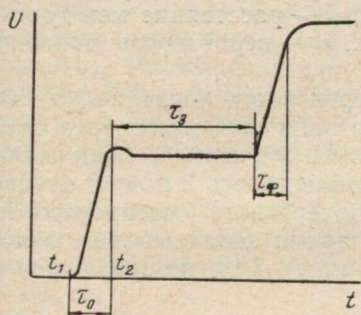


Рис. 1.

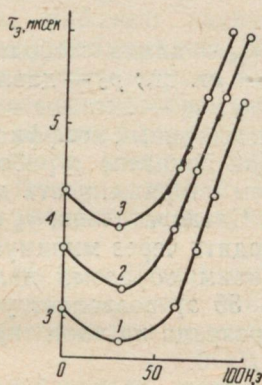


Рис. 2.

совмещается сеточный импульс напряжения и импульс анодного тока с анодной нагрузки. Наблюдавшаяся осциллограмма представлена на рис. 1. На этой осциллограмме t_1 соответствует моменту прихода отпирающего импульса на сетку тиратрона, t_2 — моменту зажигания разряда на сетку, τ_3 — времени запаздывания зажигания разряда на анод, τ_ϕ — времени формирования анодного тока.

Для снятия зависимости τ_3 от H тиратрон располагался в средней части соленоида, напряженность магнитного поля в котором регулировалась посредством изменения тока в обмотке.

На рис. 2 представлены зависимости τ_3 от H , снятые при амплитуде сеточного поджигающего импульса $u_c = 36$ в, длительности сеточного поджигающего импульса $\tau_c = 10$ мксек, значений анодного напряжения $u_a = 300$ в и при различных значениях сеточного смещения $E_c = 0, -15, -26$ в (кривые 1, 2, 3 соответственно).

Как видно из рис. 2, с увеличением $|E_c|$ при $H = \text{const}$ кривые смещаются в сторону увеличения времени запаздывания зажигания разряда. При увеличении H от 0 до ~ 35 , (при $E_c = \text{const}$) τ_3 уменьшается до некоторого минимального значения и при дальнейшем увеличении H резко возрастает, т. е. существует некоторое оптимальное значение напряженности магнитного поля $H_{\text{опт}}$, при котором τ_3 достигает минимума. В рассмотренном случае $H_{\text{опт}} \approx 35$ э.

Качественно наличие минимума на кривых $\tau_3 = f(H)$ при $E_c = \text{const}$ может быть объяснено следующим образом. Время запаздывания зажигания разряда определяется формулой [4]

$$\tau_3 = \frac{V \lambda_{e0} d}{\alpha \sqrt{p_0} W \sqrt{u_a}},$$

где λ_{e0} — длина свободного пробега электронов при давлении z 1 мм рт. ст.; p_0 — давление газа, d — расстояние между электродами; u_a — анодное напряжение, w — вероятность ионизации; α — постоянный коэффициент.

Как показано в работе [5], вероятность ионизации с увеличением напряженности магнитного поля проходит через максимум. Следовательно, τ_3 с увеличением магнитного поля должно проходить через минимум, что и наблюдалось в нашем случае.

Таким образом, наложение поперечного магнитного поля ($H \sim 35$ э) позволяет уменьшить время запаздывания зажигания разряда на анод тиратрона τ_3 на 7–10% по сравнению с τ_3 при $H=0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глебович Г. В. Тиратронный генератор наносекундных импульсов с применением магнитного поля. — «Изв. вузов. Радиотехника», 1959, № 1, с. 111–113.
2. Костин В. Н., Сорокина В. М. Влияние поперечного магнитного поля на электрическую прочность тиратронов. — «Электронная техника. Сер. 3. Газоразрядные приборы», 1971, с. 34–37.
3. Гагин А. Г., Кулешов В. И. Экспериментальное исследование процесса развития разряда в тиратронах. — «Электронная техника. Сер. 3», 1969, вып. 3(15), с. 44–48.
4. Ворончев Т. А. Импульсные тиратроны. М., «Сов. радио», 1958. 180 с.
5. Потсар А. А., Черниговский В. В. Гашение дугового разряда поперечным магнитным полем. — «Изв. ЛЭТИ», 1959, вып. 39, с. 13–16.

УДК 621.317.743

Н. А. ЗАТЕНКО,
С. П. МОВЧАН, канд. физ.-мат. наук,
А. В. ТОЛМАЧЕВ

ВОЛНОВОДНЫЙ ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИНДИКАТОР НА СМЕСИ ГАЗОВ

Исследованию характеристик газоразрядных детекторов микроволновой мощности посвящено большое количество работ [1–3], причем в качестве рабочего наполнения рассматривались спектрально чистые инертные газы: гелий, неон, аргон и другие.

Исследуем газоразрядный индикатор сантиметрового диапазона на смеси гелия и аргона. Конструкция индикатора и блок-схема измерений описаны в [1].

Результаты эксперимента

Как и в [1], наилучшее согласование газоразрядного индикатора с волноводным трактом при различном процентном соотношении гелия и аргона в диапазоне давлений $p=2-9$ мм рт. ст. достигалось в интервале разрядных токов до $I_p=2$ ма (КСВ $\leq 1,2$), который и выбран в качестве рабочего диапазона. С ростом разрядного тока ($I_p=2-6$ ма) наблюдалось резкое увеличение рассогласования и уменьшение детекторного тока ΔI (изменения разрядного тока, вызванного воздействием СВЧ-мощности). Уменьшению ΔI при таких режимах разряда способствует также стягивание рабочей области разряда (прикатодной) и рост спектральной плотности шумов катодной части разряда [4], которые наблюдаются при увеличении разрядного тока.

Нижний предел по разрядному току ($I_p \leq 0,25$ ма) был ограничен срывом такого слаботокового разряда за счет пондеромоторного воздействия электромагнитного поля при мощностях $P \geq 0,5$ вт.

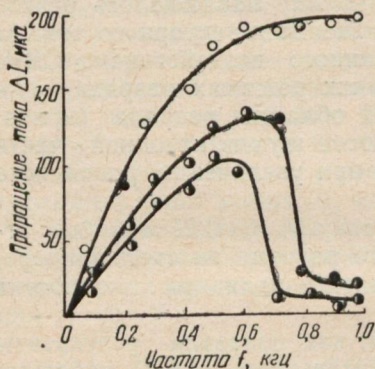
Из исследовавшихся наполнений, как показали результаты эксперимента, максимальная чувствительность ($\Delta I/P$) наблюдается для смеси 75% He + 25% Ar при давлении $p=(2,5 \pm \pm 0,5)$ мм рт. ст.

Величина чувствительности для газоразрядных индикаторов с наполнением в виде отдельных инертных газов была постоянной в интервале мощности $P=(0,05-0,5)$ вт при фиксированных значениях давления и разрядного тока. В случае газоразрядного индикатора на смеси газов (например, 75% He + +25% Ar) постоянное значение чувствительности не сохраняется. Так, в интервале $P=(0,05-0,2)$ вт получено $\Delta I/P \approx 1,27 \times \times 10^{-3}$ а/вт, а в интервале $P=(0,2-1,0)$ вт чувствительность хотя и была постоянной, но понижалась до $\Delta I/P 4 \cdot 10^{-5}$ а/вт. Наблюдаемое уменьшение чувствительности, по-видимому, связано с большим, по сравнению с чистыми инертными газами, вкладом неупругих соударений в смеси газов, так как наличие соударений такого рода понижает эффективность взаимодействия электромагнитного поля с рабочей областью разрядного промежутка.

Одним из основных параметров газоразрядного индикатора является инерционность, характеризуемая постоянной времени ответа τ . На практике целесообразно выбирать постоянную времени такой, чтобы соответствующая ей частота модуляции излучения была выше частотного диапазона, в котором существенную роль играет фликкер-шум. При выполнении этого условия удается достигнуть максимальной чувствительности газоразрядного индикатора.

Газоразрядный индикатор обладает инертностью, которая проявляется в том, что при увеличении частоты модуляции вы-

сокочастотного сигнала детекторный ток уменьшается [2]. При этом значение частоты модуляции ограничивается временем установления стационарного состояния системы. Мы исследовали инерционность волноводных газоразрядных индикаторов, наполненных как смесью гелия и аргона, так и чистыми инертными газами — неоном, аргоном.



Зависимость приращения разрядного тока от частоты следования импульсов.

Снимали зависимости детекторного тока от частоты следования импульсов f при заданной длительности импульсов задающего генератора и при фиксированном уровне средней мощности. Частота следования импульсов изменялась в диапазоне от 0,1 до 1,0 кГц. Исследованные экспериментальные зависимости $\Delta I = \Phi(f)$ (см. рисунок) качественно совпадают с результатами, полученными в [2] при непрерывной модуляции.

При $f = (0,1-1,0)$ кГц инертность волноводного газоразрядного индикатора, наполненного смесью 75% Ne + 25% Ar при давлении $p = 7$ мм рт. ст. не проявляется.

Для волноводного газоразрядного индикатора, наполненного чистыми инертными газами (аргон, $p = 4$ мм рт. ст., неон $p = 5$ мм рт. ст.) инерционность сказывается уже при частоте следования импульсов $f = 0,6$ кГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мовчан С. П., Затенко Н. А., Кононенко К. И. Волноводный газоразрядный индикатор проходящей СВЧ-мощности. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 3, с. 501—504.
2. Яковлев О. И. О детекторных свойствах газоразрядной плазмы. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1960, т. 3, № 2, с. 266—270.
3. Лобов Г. Д., Захаров В. В. Изменение направленного тока электронов в газовом разряде под действием СВЧ-поля. — «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 4, с. 652—662.
4. Богаткин В. И., Лобов Г. Д. Об одном механизме низкочастотного шума газоразрядных детекторов. — «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 7, с. 1237—1243.