

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

## ЭЛЕКТРОННАЯ СРЕДА В РЕЗОНАНСНОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

В. И. Канавец

(кафедра радиофизики)

Обсуждаются особенности взаимодействия электронного потока и электромагнитного поля в односекционном резонаторном релятивистском генераторе поверхностной волны в области частот  $\pi$ -вида.

В черенковских генераторах на сверхразмерных периодических волноводах, действующих в области частот  $\pi$ -вида ( $\omega \cong \omega_\pi$ ), электронный поток находится в синхронизме с поверхностными волнами низшей моды волновода (моды  $E_{01}$ ) [1–7]. При ограниченных энергиях электронов  $E \leq 1$  МэВ эти источники излучения во многом аналогичны релятивистским генераторам поверхностной волны [1–5]. Процессы в генераторах зависят от условий отражения от концов секций периодического волновода и влияния электронной среды.

Первый генератор поверхностной волны на моде  $E_{01}$  содержал одну секцию волновода, согласованную на концах с помощью плавных переходов [1, 2]. Последующие генераторы не включали согласователи и волны отражались от концов [2–5]. Устройства без отражений отличаются распределенной перекачкой энергии между волнами с усилением и внутренней обратной связью [6–8]. В генераторах с отражениями возбуждаются колебательные моды секций [4, 5].

Источники излучения на модах колебаний, зависящих от потока и от процессов вблизи  $\pi$ -вида, являются многорезонаторными генераторами поверхностных стоячих волн. При большом диаметре потока и малых микроперевансах [7] они могут иметь высокий кпд, так как к ним применима процедура оптимизации, разработанная для пространственно-развитых высокоэффективных многорезонаторных клистронов [9, 10].

В генераторах на поверхностных волнах проявляются особенности взаимодействия в области частот  $\pi$ -вида [6, 8]. Влияние потока приводит к смещению границы полосы, электронной перестройке частот, одновременному проявлению режимов ЛОВ и ЛБВ. Ввиду сложности процессов они изучались чаще всего для волноводов, согласованных в «холодном» режиме. Ниже исследуется влияние электронной среды, в основном при больших плазменных частотах, на самовозбуждение односекционных резонаторных генераторов поверхностной волны.

### 1. Эквивалентная цепь и ее уравнения

Волновод на частотах  $\pi$ -вида моды  $E_{01}$  описывается с помощью эквивалентной цепи [6]. Вводятся амплитуды напряжения  $V_n$  и  $V_{n+1}$  на входе и выходе  $n$ -й ячейки ( $n = 1, \dots, N$ ), ток  $I_n$ , коэффициент передачи  $\gamma = \alpha + i\varphi$ , где  $\alpha$  — затухание и  $\varphi$  — сдвиг фазы на период  $d$ . Поток изменяет величины  $|V_n|$ ,  $|I_n|$ ,  $\alpha$ ,  $\varphi$  и приводит к возникновению собственных волн связанной системы номера  $j$  с постоянными  $\alpha_j$  и  $\varphi_j$ .

Пусть система имеет параметры, близкие к параметрам релятивистского генератора поверхностной волны [1, 2] ( $d = 1,6$  см,  $N = 30$ ,  $I_0 = 5$  кА). Цепь четырехполюсника для моды  $E_{01}$  включает сопротивление продольной ветви  $Z$  и проводимость поперечной ветви  $Y$ . Резонансные свойства и потери описываются с помощью контура  $L_0C_0$ , содержащего омическое сопротивление  $R_0$  [8]. В случае параллельного включения элементов контура получаем

$$\begin{aligned} Z &= i\omega L_0 / (1 - \omega^2 / \omega_0^2 + i\omega\delta_0 / \omega_0), \\ Y &= i\omega C, \quad \omega_0^2 = 1 / L_0 C_0, \quad \delta_0 = \omega_0 L_0 / R_0, \end{aligned} \quad (1)$$

причем  $\omega_\pi \cong \omega_0$ . Связь потока и поля в емкостном зазоре  $C_0$  задается коэффициентом электронного взаимодействия  $M$ . Поток определяется постоянными составляющими тока  $I_0$  и скорости  $v_0$ , ускоряющим напряжением  $V_0$ , переменными скоростью  $v_n$  и током  $J_n$ . Цепь возбуждается наведенным током  $-MJ_n$ . В начале ( $z = 0$ ) и конце ( $z = L$ ) цепочки подключены нагрузки  $Z_0$ ,  $Z_L$  и ЭДС  $\mathcal{E}_0$ ,  $\mathcal{E}_L$ . Уравнения П-образной цепи с учетом наведенного тока имеют вид [6]

$$\begin{aligned} V_n &= V_{n+1}(1 + ZY/2) + I_{n+1}Z - MJ_nZ, \\ I_n &= V_{n+1}Y(1 + ZY/4) + \\ &+ I_{n+1}(1 + ZY/2) - MJ_nZY/2. \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно линейной теории устройств с продольным взаимодействием вводятся нормальные амплитуды

прямой  $a_{sn+}$  и встречной  $a_{sn-}$  волн волноведущей системы, а также нормальные амплитуды быстрой  $a_{qn+}$  и медленной  $a_{qn-}$  волн пространственного заряда [6]:

$$\begin{aligned} a_{sn\pm} &= (1/4)(Z_s)^{-1/2}(V_n \pm Z_s I_n), \\ a_{qn\pm} &= (1/4)(Z_e)^{-1/2}(V_{en} \mp Z_e J_n), \\ Z_s &= [(Z/Y)/(1 + ZY/4)]^{1/2}, \quad Z_e = Z_{e0}/K_\gamma, \\ Z_{e0} &= (2V_0/I_0)(\omega_q/\omega), \end{aligned} \quad (3)$$

$V_{en} = v_0 v_n (m_0/|e|)\gamma_0^3$  — кинетический потенциал,  $|e|/m_0$  — отношение заряда электрона к массе покоя,  $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $K_\gamma = 2|e|V_0/(m_0 v_0^2 \gamma_0^3)$ ,  $\omega_q = \omega_p R$ ,  $\omega_q$  и  $\omega_p$  — плазменные частоты,  $R$  — коэффициент редукиции,  $Z_s$  и  $Z_e$  — характеристические сопротивления П-образной цепи и электронного потока.

Уравнения для амплитуд  $a_{sn\pm}$ , следующие из (2), (3), записываются с явным выделением коэффициента передачи ячейки  $\gamma$ :

$$\begin{aligned} a_{sn\pm} - a_{sn+1\pm}(\text{ch } \gamma \mp \text{sh } \gamma) &= M c_{se} d (a_{qn+} - a_{qn-}), \quad (4) \\ \text{ch } \gamma &= 1 + ZY/2, \quad \text{sh } \gamma = \pm Z/Z_s, \\ c_{se} d &= [\text{sh } \gamma \pm (\text{ch } \gamma - 1)](Z_s/4Z_e)^{1/2}. \end{aligned}$$

Коэффициенты передачи  $\gamma$  и дискретной связи  $c_{se}$  в общем случае зависят от потерь, задаваемых параметром  $g = (R_0 G_0)^{-1}$ ,  $G_0 = I_0/V_0$ . В цепочке без потерь ( $\alpha = 0$ ) на частотах вдали от  $\pi$ -вида, когда  $\text{ch } \gamma \cong 1$  и  $\text{sh } \gamma \cong i\varphi$ , величина  $c_{se}$  переходит в коэффициент непрерывной связи  $\bar{c}_{se} = (i\beta'_s/2)(Z_s/Z_e)^{1/2}$  [11], где  $\beta'_s = \varphi/d$  ( $\gamma = -i\beta'_s d$ ,  $\beta_s = \beta'_s + i\beta''_s$ ).

По аналогии с [11] вводится условие критической связи

$$M_{\text{cr}} |c_{se}|_{\text{cr}} / \beta''_s(g) \cong 1.$$

При фиксированных потерях  $g$ , заданных параметрах цепочки и потока механизмы ЛБВ и ЛОВ возможны при коэффициентах взаимодействия  $M > M_{\text{cr}}$ . В дальнейшем исследуются случаи малых потерь  $M |c_{se}| \gg \beta''_s$ .

Уравнения нормальных волн потока аналогичны записанным в работе [6]. Они содержат постоянные распространения  $\beta_{q\pm} = \beta_e(1 \mp \omega_q/\omega)$ ,  $\beta_e = \omega/v_0$ . В случае больших плазменных частот выделена медленная волна потока, имеющая фазовую скорость  $v_{q-} = v_0/(1 + \omega_q/\omega)$ . На частотах вдали от  $\pi$ -вида при малых коэффициентах  $M$  реализуется двухволновая связь, основанная на синхронизме медленной волны потока с прямой (режим ЛБВ) или обратной (ЛОВ) пространственными гармониками поля номера  $l$  (обычно  $l = 0$  или  $-1$ , рис. 1,а)

$$\begin{aligned} v_{q-}(\omega_{\text{syn}}) &\cong v_{sl}(\omega_{\text{syn}}), \\ v_{sl} &= \omega/|\text{Re } \beta_s + 2\pi l/d|, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\omega_{\text{syn}}$  — частота синхронизма. Синхронизм на частоте  $\pi$ -вида ( $\omega_{\text{syn}} \cong \omega_\pi$ ,  $V_0 \cong 450$  кВ, рис. 1,а), при  $M > 0$  соответствует трехволновой связи.

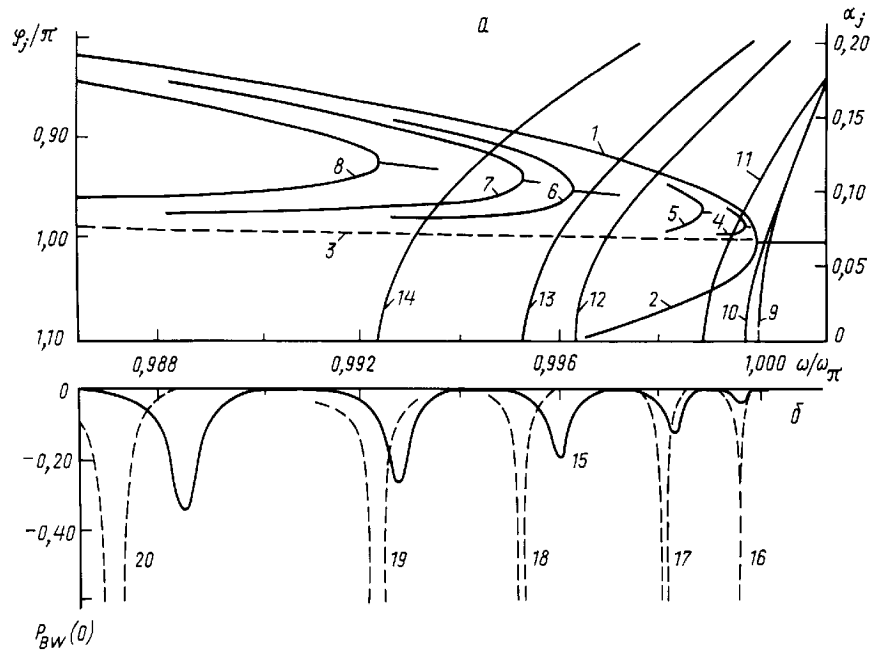


Рис. 1. Зависимости сдвига фазы  $\varphi_j/\pi$  (кривые 1–8) и затухания  $\alpha_j$  (кривые 9–14) (а), мощности обратной волны в сечении  $z = 0$   $P_{BW}(0)$  системы без потока (кривая 15) и с потоком (кривые 16–20) (б) от частоты для прямой  $l = 0$  (1) и обратной  $l = -1$  (2) волн волновода без потока, для внеполосного реактивного затухания (9), для медленной электронной волны при коэффициенте  $M = 0$  (3), для системы с потоком при стартовых значениях  $M_{st} = 0,053$  (4, 10, 16), 0,18 (5, 11, 17), 0,42 (6, 12, 18), 0,5 (7, 13, 19), 0,7 (8, 14, 20).  $I_0 = 5$  кА,  $V_0 = 450$  кВ,  $\mathcal{E}_L = 0,001$ ,  $\omega_q/\omega = 0,25$ ,  $g = 0$ ,  $Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$

**2. Моды колебаний в рассогласованном волноводе без потерь**

В области частот  $\omega \leq \omega_\pi$  для цепочки П-образных звеньев без потерь ( $g = 0$ ) в отсутствие потока записываются формулы ( $x = \omega/\omega_0$ )

$$Z_s = [(L_0/C)/(1 - x^2)]^{1/2} / \cos \varphi, \quad \varphi = 2 \arcsin[(C/2C_0)(x^2/(1 - x^2))]^{1/2}. \quad (6)$$

Согласно (6)  $\omega_\pi = \omega_0$  ( $x_\pi = 1$ ). Если  $\omega \rightarrow \omega_\pi$ , то  $Z_s \rightarrow \infty$ . В генераторах [1–7] большие  $Z_s$  не реализуются из-за переизлучения поверхностного поля в объемные поля. В секциях без согласователей в области  $\pi$ -вида зачастую  $Z_0 = Z_L \cong (L_0/C)^{1/2} \ll Z_s$  и существуют отражения от концов.

Нагрузки в сечениях  $z = 0, L$  считаются одинаковыми:  $Z_0 = Z_L$ . Коэффициенты отражения в этих сечениях даются формулами

$$\Gamma_0 = (Z_0 - Z_s)/(Z_0 + Z_s), \quad \Gamma_L = (Z_L - Z_s)/(Z_L + Z_s).$$

В системе возбуждаются моды колебаний  $E_{01m}$  со сдвигом фаз на период:

$$\varphi_m = \pi m/N, \quad m = 1, 2, \dots, N - 2, N - 1, N. \quad (7)$$

Картина вынужденных колебаний ( $\mathcal{E}_L \neq 0$ ) показана на рис. 1,б для пяти мод с индексами  $m = N - 5, \dots, N - 1$  в случае волновода с большими отражениями ( $Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$ ). Для связи с экспериментом [1–5] важно влияние потока на моды с индексами  $m = N - 2, N - 1$  ( $E_{01N-1}, E_{01N-2}$ ), имеющие

«холодную» добротность  $Q_m \sim 10-100$ . Вне полосы прозрачности ( $\omega > \omega_\pi$ ) колебания срываются из-за реактивного затухания  $\alpha \neq 0$ .

Вынужденные колебания в области резонансной частоты моды с  $m = N$  требуют отдельного анализа, так как при  $\omega \cong \omega_\pi$  влияние потока особенно велико из-за максимального значения коэффициента связи  $|c_{se}|$  [6]. Выразим коэффициент через параметры теории ЛБВ  $C_e$  и  $\sigma_q$ :

$$|c_{se}|d = C_e(2K_\gamma/\sigma_q)^{1/2}, \quad C_e^3 = |Z_s|I_0/4V_0, \quad \sigma_q = \omega_q/(\omega C_e). \quad (8)$$

Если  $g = 0$  и  $\omega \rightarrow \omega_\pi$ , то согласно (6)  $C_e \rightarrow \infty$ ,  $\sigma_q \rightarrow 0$  и  $|c_{se}| \rightarrow \infty$ .

**3. «Горячее» смещение границы полосы и моды колебаний**

Пусть синхронизм волны поля волновода без потерь и волны потока достигается на частоте  $\pi$ -вида ( $V_0 = 450$  кВ). При больших отражениях ( $Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$ ) влияние электронной среды на моды  $m = N - 5, \dots, N - 1$  определяется смещением границ комплексного решения для собственных волн связанной системы  $\alpha_j \neq 0$  (рис. 1,а), проявляющимся как «горячее» смещение границы полосы прозрачности. Резонансные кривые мод сохраняются, только если находятся в области  $\alpha_j = 0$ .

При стартовых значениях коэффициента  $M = M_{st}$  можно возбудить генерацию на различных модах (рис. 1,б,  $P_{BW} \rightarrow \infty$ ). Из-за влияния потока частоты генерации мод  $m \leq N - 2$  меньше «холодных» резонансных частот. Для моды  $m = N - 1$  отмечается высокочастотное смещение.

Моды  $m = N - 4, N - 3$  отличаются близкими стартовыми значениями  $M_{st}$ . В этом случае возможна двухчастотная генерация, что является недостатком режима больших  $M$ . Селекция мод облегчается при переходе к малым  $M$  (в эксперименте — за счет уменьшения радиуса потока).

Существенное уменьшение пусковых значений  $M_{st}$  при увеличении резонансной частоты (рис. 1,б) делает предпочтительным получение генерации на более высокочастотных модах с  $m = N - 2, N - 1$ . Однако вблизи границы полосы надо учитывать распределенные потери  $g \neq 0$ .

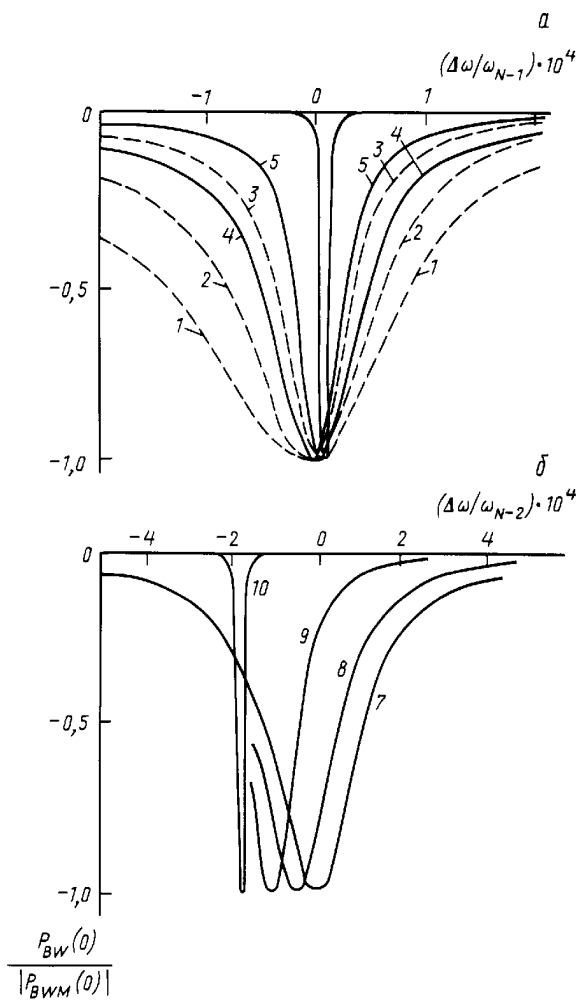


Рис. 2. Зависимости относительного значения мощности обратной волны в начальном сечении  $P_{BW}(0)/|P_{BWM}(0)|$  от частотной расстройки  $\Delta\omega/\omega_m$  для мод  $m = N - 1$  (а) и  $m = N - 2$  (б) при значениях параметров:  $M = 0, g = 0,04$  (1), 0,02 (2), 0,002 (3), 0 (7);  $g = 0,02, M = 0,03$  (4), 0,045 (5), 0,055 (6);  $g = 0, M = 0,1$  (8), 0,14 (9), 0,172 (10).  $I_0 = 5$  кА,  $V_0 = 450$  кВ,  $\omega_q/\omega = 0,25, Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$

#### 4. Электронное изменение добротности и резонансной частоты

Детализированная картина электронного смещения частоты и сужения резонансных кривых вынужденных колебаний мод с  $m = N - 1, N - 2$  в системе с большими отражениями представлена на рис. 2 ( $\mathcal{E}_L \neq 0$ ). Отмеченное на рис. 1 низкочастотное смещение резонансного максимума сохраняется для моды  $m = N - 2$  (рис. 2,а). Мода  $m = N - 1$  отличается высокочастотным сдвигом (рис. 2,б), обусловленным влиянием моды  $m = N$ .

Добротность моды  $m = N - 1$  в случае  $M = 0$  и  $g < 0,002$  определяется потерями на входе и выходе. Распределенные потери дают заметный вклад лишь при  $g \geq 0,002$  (рис. 2,а, штриховые линии). По мере возрастания  $M$  до  $M_{st}$  резонансная кривая сужается, причем процесс происходит в пределах «горячей» полосы прозрачности (рис. 2,а, сплошные линии).

Сужение резонансных кривых мод с  $m \leq N - 2$  объясняется изменением добротности  $Q_m$  колебательного контура  $m$ -й моды. Величина  $Q_m$  зависит от резонансной частоты  $\omega_m$ , емкости  $C_m$  и проводимости  $G_m$ :

$$Q_m = 1/(\omega_m C_m G_m), \quad G_m = G_{zm} + G_{gm} + G_{em},$$

где  $G_{zm}$  — проводимость потерь на входе и выходе,  $G_{gm}$  — проводимость распределенных потерь,  $G_{em}$  — действительная часть электронной проводимости [10]  $Y_{em} = G_{em} + iB_{em}$ . По мере увеличения коэффициента  $M$  до  $M_{st}$  происходит рост значения  $|G_{em}|$  и увеличение добротности  $Q_m$ . В области  $M \cong M_{st}$   $G_m \cong 0$  и добротность обращается в бесконечность.

#### 5. Селекция мод $m = N - 2, N - 1$ выбором ускоряющего напряжения $V_0$

Стартовые значения коэффициента  $M_{st}$  для моды  $m = N - 2$  в волноводе с большими отражениями заключены в двух областях напряжения  $V_0$  (рис. 3). Минимумы  $M_{st}$  определяются механизмами ЛБВ и ЛОВ, приходится на напряжения синхронизма с прямой и обратной волнами. Отмеченное на рис. 1 соотношение между частотой генерации  $\omega_0$  и низкочастотной границей комплексного решения при наличии потока  $\omega_{LF}$  ( $\omega_G < \omega_{LF}$ ) не выполняется в высоковольтной области.

Минимум  $M_{st}$  для моды  $m = N - 1$  более глубокий и приходится примерно на напряжение синхронизма в области частот  $\pi$ -вида. При низковольтном смещении от  $\pi$ -вида зависимости  $M_{st}$  от  $V_0$  пересекаются, что соответствует двухчастотному режиму генерации.

#### 6. Влияние отражений на условия генерации в области мод $m = N - 1, N$

Расчеты показали, что при больших отражениях мода  $m = N$  отличается сильной зависимостью

тью добротности от параметра потерь  $g$  и уже при  $g \geq 0,0002$  амплитуда вынужденных колебаний моды существенно падает. Дальнейшие исследования генерации велись при учете потерь и при условии синхронизма на частоте  $\pi$ -вида.

Уменьшение отражений по мере увеличения параметра  $Z_0/Z_s = Z_L/Z_s$  влияет на стартовые условия через смещение границы комплексного решения (рис. 4). Изменение  $M_{st}$  повторяет ход зависимости расстройки  $|\Delta\omega_{LF}|/\omega_\pi$ , где  $\Delta\omega_{LF} = \omega_{LF} - \omega_\pi < 0$ . Частота генерации  $\omega_G$  испытывает высокочастотное электронное смещение  $\Delta\omega_G = \omega_G - \omega_\pi < 0$ , уменьшающееся с улучшением согласования. При больших отражениях  $Z_0 = Z_L \leq 0,2Z_s$  частота генерации находится в «горячей» полосе прозрачности  $|\Delta\omega_G| > |\Delta\omega_{LF}|$ , что соответствует возбуждению моды  $m = N - 1$ .

При малых отражениях  $Z_0 = Z_L > 0,5Z_s$  по мере улучшения согласования частота генерации приближается к частоте  $\pi$ -вида и совершается переход от режима возбуждения моды колебаний  $m = N$ , возмущенной потоком, к режиму ЛОВ-ЛБВ при малых потерях и к электронной моде генерации при потерях, близких к критическим.

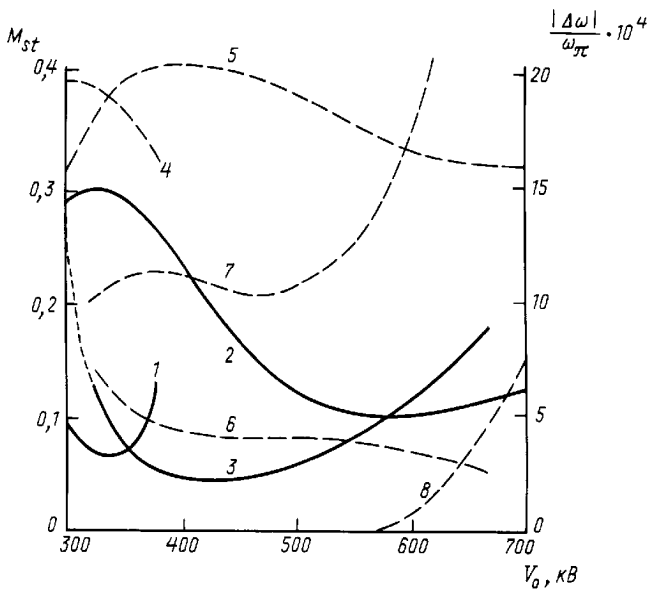


Рис. 3. Зависимости стартового значения коэффициента взаимодействия  $M_{st}$  мод  $m = N - 2$  (кривые 1, 2) и  $m = N - 1$  (кривая 3), расстройк частоты генерации  $|\Delta\omega_G|/\omega_\pi$  при  $m = N - 2$  (кривые 4, 5) и  $m = N - 1$  (кривая 6), расстройк частот низкочастотной  $|\Delta\omega_{LF}|/\omega_\pi$  (кривая 7) и высокочастотной  $|\Delta\omega_{HF}|/\omega_\pi$  (кривая 8) границ области комплексного решения от ускоряющего напряжения  $V_0$ .  $I_0 = 5$  кА,  $\omega_q/\omega = 0,25$ ,  $g = 0$ ,  $Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$ .

### 7. Взаимодействие мод $m = N - 1, N$ и их кооперация под влиянием потока

В режиме согласования вблизи максимума  $M_{st}$  при  $Z_0 = Z_L = 0,4Z_s$  (рис. 4) отмечается возбуж-

дение мод  $m = N - 1, N$ , возмущенных потоком. В этом режиме  $M_{st} \cong 0,1$  и резонансные частоты мод  $m = N - 1, N$  согласно рис. 1 попадают в область комплексного решения. Процессы зависят от реактивного затухания, усиления ЛБВ и взаимодействия ЛОВ-типа. Резонансные частоты вынужденных колебаний при  $M = 0,07-0,10$  также заметно больше частот границ комплексного решения, рис. 5,а.

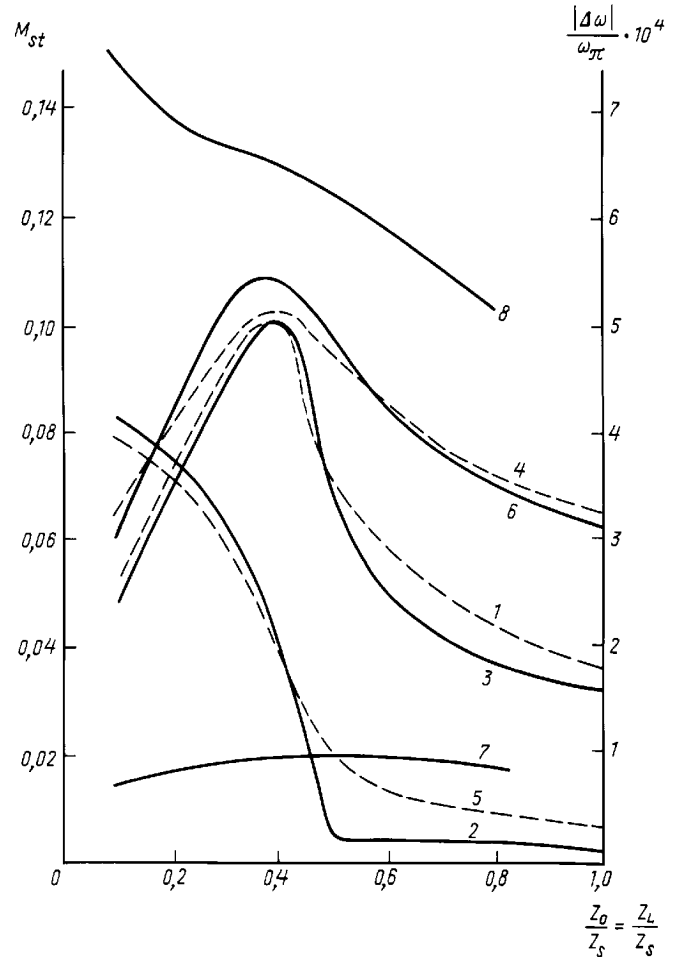


Рис. 4. Зависимости стартового значения коэффициента взаимодействия  $M_{st}$  (кривые 1, 4, 7), расстройк частоты генерации  $|\Delta\omega_G|/\omega_\pi$  (кривые 2, 5, 8) и частоты границы существенного комплексного решения  $|\Delta\omega_{LF}|/\omega_\pi$  (кривые 3, 6) в области мод  $m = N - 1, N$  от параметра согласования  $Z_0/Z_s = Z_L/Z_s$  при распределенных потерях  $g = 0,002$  (1-3, 7, 8); 0,02 (4-6) и напряжениях синхронизма  $V_0 = 450$  кВ (1-6), 186 кВ (7, 8) для  $\omega_q/\omega = 0,25$  (1-6), 0,01 (7, 8).  $I_0 = 5$  кА

В случае малых  $M$  максимумы резонансных кривых мод  $m = N - 1, N$  разделены и близки к «холодным» значениям, рис. 5,б. Отчетливо выявлены колебания моды  $m = N$ , имеющей большую добротность. По мере увеличения  $M$  максимумы сближаются. Наблюдается электронная кооперация мод. Вблизи стартового значения  $M_{st}$  максимумы сливаются и устанавливается единый процесс («горячая» мода).

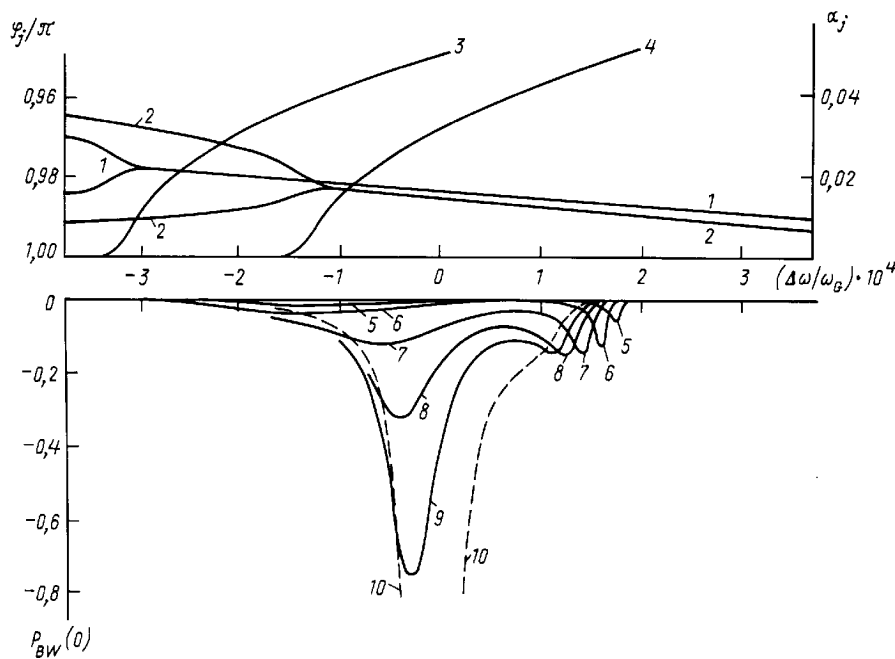


Рис. 5. Зависимости сдвига фазы  $\varphi_j/\pi$  (кривые 1, 2) и параметра затухания  $\alpha_j$  (кривые 3, 4) (а), мощности обратной волны в начальном сечении  $P_{BW}(0)$  (б) от частотной расстройки  $\Delta\omega/\omega_G$  для коэффициентов электронного взаимодействия  $M = 0,07$  (1, 3, 5), 0,08 (6), 0,09 (7), 0,094 (8), 0,096 (9), 0,10 (2, 4, 10).  $I_0 = 5$  кА,  $V_0 = 450$  кВ,  $\mathcal{E}_L = 0,001$ ,  $\omega_q/\omega = 0,25$ ,  $g = 0,002$ ,  $Z_0 = Z_L = 0,4Z_s$

### 8. Особенности режима малого пространственного заряда

При  $\omega_q/\omega \sim 0,01$  процессы изменяются из-за динамического сближения линий волн потока. Условие  $\omega_G > \omega_{LF}$  выполняется уже при малых  $M$ . Обостряется конкуренция мод, и на графиках типа рис. 1, б исчезают линии генерации мод  $m = N - 2, N - 4$ . При отражениях значения  $M_{st}$  моды  $m = N - 1$  понижаются, а отстройка частоты генерации от  $\pi$ -вида возрастает (рис. 4). Мода  $m = N$  почти не возбуждается.

### Заключение

При значительных отражениях влияние потока проявляется в подавлении колебательных мод из-за смещения границы комплексного решения. При слабой связи потока и поля наиболее эффективно возбуждение моды  $m = N - 1$ . По мере уменьшения отражений отмечается кооперация мод  $m = N - 1, N$  и переход к генерации на частоте  $\pi$ -вида.

### Литература

1. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. // ЖТФ. 1981. 51, № 8. С. 1727.
2. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981. № 2. С. 145.

3. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. № 3. С. 204.
4. Batrikov A.N., Bugaev S.P., Deichuly M.P. et al. // 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. Washington. 1992. V. 3. P. 1586.
5. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Пикунов В.М., Чернявский И.А. // Радиотехн. и электроника. 1995. 40, № 9. С. 1440; 1996. 41, № 2. С. 228.
6. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слупков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М., 1993.
7. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск. 1991.
8. Канавец В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 4. С. 26 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No 4. P. 20).
9. Канавец В.И., Лопухин В.М., Сандалов А.Н. Нелинейные процессы в мощных многорезонаторных клистродах и оптимизация их параметров // Лекции по электронике СВЧ. Кн. 7. Саратов. 1974.
10. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970.
11. Канавец В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 4, С. 35 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No 4. P. 30).

Поступила в редакцию  
11.06.97