

УДК 621.373

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В ГЕНЕРАТОРЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. П. Ермак, К. А. Лукин, В. П. Шестопалов

Получены уравнения, описывающие динамику многомодового генератора дифракционного излучения (ГДИ) при соизмеримых и несоизмеримых значениях возбуждаемых частот. Теоретически и экспериментально изучена конкуренция мод открытого резонатора и мод резонатора поверхностной волны. Показано, что при мягком самовозбуждении автоколебаний двухчастотный режим в ГДИ является неустойчивым. На основе полученных результатов объяснен ряд эффектов, наблюдаемых в эксперименте.

Взаимодействие мод изучалось в приборах классической электроники СВЧ [1, 2], в оптических лазерах [3], в мазерах на циклотронном резонансе [4, 5], в приборах релятивистской электроники СВЧ [6, 7]. Для резонансных автогенераторов с длительным взаимодействием  $O$ -типа до недавнего времени вопросы конкуренции мод не были достаточно актуальны. Однако с повышением мощности генерируемых колебаний и с продвижением в коротковолновую область миллиметровых (мм) и субмиллиметровых (субмм) диапазонов приходится иметь дело с конкуренцией мод и в генераторах этого класса. Прежде всего, это относится к генераторам дифракционного излучения (ГДИ) — наиболее эффективным источникам когерентного излучения миллиметровых и субмиллиметровых волн [8]. Взаимодействие мод обусловлено тем, что при определенных условиях у электронов пучка появляется возможность эффективно взаимодействовать с несколькими модами одновременно — в полосу излучения активного элемента попадает несколько мод резонансной системы генератора. С этой точки зрения ГДИ обладает двумя особенностями, которые следует учитывать при изучении конкуренции мод.

Во-первых, в ГДИ реализуется взаимодействие поперечных мод ОР, отличающихся по частоте на несколько процентов. Во-вторых, в реальных ГДИ наряду с модами ОР могут эффективно возбуждаться моды резонатора поверхностной волны (РПВ) [8], резонансная частота которых существенно отличается от мод ОР.

На рис. 1 схематически показана конструкция исследуемого ГДИ. ОР состоит из сферического (или астигматического)

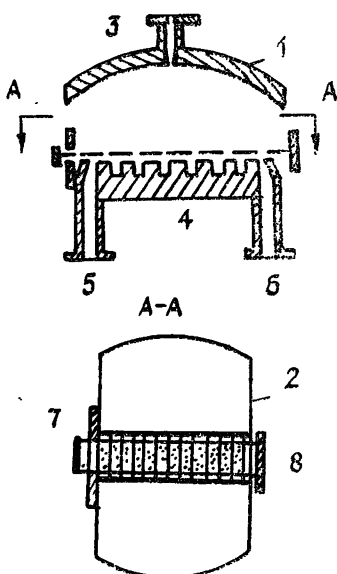


Рис. 1.

зеркала 1 и плоского (или цилиндрического) зеркала 2. На первом зеркале имеется вывод энергии 3 для колебаний ОР, а на втором — расположена дифракционная решетка 4 в виде узкой полосы и выходы энергии колебаний РПВ 5, 6. В ОР возбуждаются квази-ТЕМ<sub>mq</sub>-моды ( $m$  и

$n$  — индексы поперечных мод) с компонентой электрического поля, направленной вдоль дифракционной решетки.

РПВ образован дифракционной решеткой 4, анодной планкой 7 и коллектором 8. Высота анодной планки и коллектора намного превышает период решетки, определяющий характерный масштаб спада поля при удалении от ее поверхности. В таком резонаторе возбуждаются моды, представляющие собой стоячую поверхностную волну с вариациями поля в направлении, перпендикулярном движению электронов. Моды РПВ имеют две компоненты электрического поля, направленные вдоль и поперек электронного потока. РПВ возбуждается в режиме лампы обратной волны (ЛОВ). Таким образом, реальная конструкция ГДИ обеспечивает работу прибора в двух режимах — в режиме ГДИ и в режиме резонансной ЛОВ.

Несмотря на существенное отличие частоты колебаний в режимах ЛОВ и ГДИ, между ними также возникает конкуренция. Это связано с тем, что дисперсионные кривые обоих режимов сближаются настолько, что становится возможным синхронизм электронного потока с колебаниями обоих резонаторов при одинаковом ускоряющем напряжении [8]. Отдельные вопросы конкуренции мод в ГДИ рассмотрены в теоретических [9–11] и экспериментальной [12] работах.

В настоящей статье получены уравнения, описывающие динамику многомодового режима резонансных автогенераторов при соизмеримых и несоизмеримых значениях возбуждаемых частот. Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования конкуренции двух мод ОР при конкуренции моды ОР и моды РПВ. Результаты теории и эксперимента находятся в хорошем соответствии. Проведенные исследования позволили объяснить ряд наблюдаемых на практике эффектов: ограничение диапазона комбинированной перестройки частоты ГДИ [8], жесткий режим самовозбуждения колебаний и гистерезисный характер изменения мощности и частоты генерации на низковольтном участке зоны электронной перестройки. Проанализирован режим конкуренции мод в двухпучковом ГДИ и указана возможность быстрого переключения частоты, связанная с эффектами конкуренции в двухпучковом и однопучковом генераторах.

**1. Рабочие уравнения.** Эффект дифракционного излучения обеспечивает достаточно узкую полосу излучения электронного потока, и число конкурирующих мод в ГДИ будет небольшим. В этом случае для получения уравнений динамики целесообразно воспользоваться модовым подходом и многочастотным вариантом метода усреднения.

Для неперекрывающихся резонансных кривых в полосе одной моды ОР ГДИ эффективно возбуждаются колебания только на одной из частот. Тогда номер любой комбинационной частоты можно отождествить с номером моды резонатора и резонансную часть возбуждаемых полей представить в виде [13]

$$E = \sum_r C_r(t) E_r e^{-i\omega_r t}, \quad H = \sum_r C_r(t) H_r e^{-i\omega_r t},$$

где  $\omega_r$  — частота генерации  $r$ -й моды,  $E_r$  и  $H_r$  — функции, описывающие пространственную структуру мод.

Для медленно меняющихся комплексных амплитуд  $C_r(t)$  нетрудно получить уравнения [9, 10]\*

$$\dot{C}_r - i(\omega_r - \tilde{\omega}_r) C_r = -\omega_r J_r, \quad (1)$$

где  $r = 1, 2, \dots, M$ ,  $M$  — число конкурирующих мод,  $\tilde{\omega}_r$  — комплексная собственная частота  $r$ -й моды.

\* В [2] уравнение для  $r$ -й моды получено путем усреднения по периоду  $r$ -й частоты, что справедливо лишь для случая очень близких частот.

При несоизмеримых частотах  $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_M$  вынуждающая сила усредняется по явно входящему времени

$$J_r = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ T^{-1} \int_{T/2}^{T/2} J(t) e^{i\omega_r t} dt \right\} \quad (2)$$

или по фазовым переменным  $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_M$

$$J_r = (2\pi)^{-M} \int_0^{2\pi} \dots \int_0^{2\pi} J(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_M) e^{i\omega_r t} d\varphi_1 d\varphi_2 \dots d\varphi_M, \quad (3)$$

где  $\varphi_r = \omega_r t$ .

Для соизмеримых частот

$$J_r = (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} J(t) e^{i\Omega t} d(\Omega t), \quad (4)$$

где  $\Omega$  — фундаментальная частота для набора частот  $\omega_1, \dots, \omega_M$ .

Неусредненная вынужденная сила  $J(t)$  вычисляется через плотность тока  $j(t)$  и пространственную структуру поля  $E_r$ :

$$J(t) = N_s^{-1} \int_{V_0} j(t) E_r dV, \quad (5)$$

где  $N_s = \epsilon_0 \int E_r^2 dV$  — норма  $r$ -го колебания.

Уравнения (1) образуют систему  $M$  связанных квазилинейных автономных уравнений. Их связанность обусловлена тем, что в общем случае плотность тока в (2)–(5) зависит от амплитуд и пространственной структуры всех мод резонатора.

Для усреднения правой части уравнения (1) в интегралах (2) и (3) удобно перейти к интегрированию по начальному времени  $t_0$  влета электронов, а в интервале (3) — к интегрированию по фазовым переменным  $\varphi_{0r} = \omega_r t_0$  [14, 15]. При этом время  $t(z, t_0)$  пребывания электронов в области взаимодействия считаем функцией продольной координаты  $z$  и начального времени  $t_0$ , которая является решением уравнений движения

$$\frac{\partial t(z, t_0)}{\partial z} = v^{-1}(z, t_0), \quad (6)$$

$$\frac{\partial v(z, t_0)}{\partial z} = \frac{e}{mv(z, t_0)} \operatorname{Re} \left\{ \sum_r C_r E_r(z) \exp[-i\omega_r t(z, t_0)] + E_{sc} \right\},$$

где  $v(z, t_0)$  — скорость частицы,  $E_{sc}$  — поле пространственного заряда.

Уравнение (1) следует дополнить начальными условиями для комплексных амплитуд  $C_r$ , а уравнения (6) — условиями, соответствующими равномерному поступлению частиц с одинаковыми скоростями в области взаимодействия. При несоизмеримых частотах в общем случае необходимо моделировать движение частиц на всей длине взаимодействия.

Полученные уравнения описывают переходные и стационарные режимы многомодовой генерации в резонансных автогенераторах с длительным взаимодействием.

Рассмотрим мягкий режим самовозбуждения колебаний. В этом случае развитие процесса установления колебаний начинается с малых амплитуд, поэтому для качественного анализа конкуренции мод уравнения движения электронов можно линеаризовать, и в уравнениях (1), (6) учесть лишь одну нелинейность, которая содержится в вынуждающей силе  $J_r$ .

Решение линеаризованных уравнений (6) с начальными условиями для немодулированного потока имеет вид [9]

$$\theta = -\frac{1}{2p} \sum_{r=1}^M A_r \{f_r(\zeta) e^{-i\theta_{r0}} + f_r^*(\zeta) e^{i\theta_{r0}}\}, \quad (7)$$

где  $\theta = \omega t_1 - h_e z - \theta_0$ ,  $\theta_0 = \omega_1 t_0$  — начальная фаза электрона,  $f_r(\zeta) = \int_0^\zeta \Psi_r(\zeta') e^{i\mu_r \zeta'} \sin p(\zeta - \zeta') d\zeta'$ ,  $\zeta = \gamma_1 h z$ ,  $\mu_r = b_r / (1 + b_r) \gamma_0$ ,  $\theta_{r0} = v_r \theta_0$ ,  $v_r = \omega_r / \omega_0$ ,  $b_r = (v_0 - v_r) / v_r$  — расстройка скорости  $v_0$  пучка и фазовой скорости  $v_r$  синхронной гармоники на частоте  $\omega_r$  ( $v_0$  — начальная скорость электронов),  $\Psi_r(\zeta)$  — функция, описывающая пространственную структуру поля вдоль пучка,

$$p^2 = (\omega_p / \omega_1 \gamma_1)^2,$$

$\omega_p$  — плазменная частота пучка,  $\gamma_1$  — затухание первой моды. В качестве частоты нормировки выбрана частота  $\omega_1$ .

С учетом введенных обозначений выражение (2) запишется в виде

$$J_r = \lim_{T \rightarrow \infty} \{T^{-1} \int_0^\Delta \int_{-T/2}^{T/2} J_0 \exp \{i[v_r(\theta + \theta_0) - \mu_r \zeta]\} d\theta d\zeta\}. \quad (8)$$

Здесь  $\Delta = \gamma_1 h D$ ,  $D$  — длина взаимодействия,  $h = 2\pi l^{-1}$ ,  $l$  — период решетки.

Разложим в (8) функции  $\exp(i v_r \theta)$  в ряд по степеням  $(v, \theta)^n$  и ограничимся слагаемыми с  $n=0, 1, 2, 3$ . Подставляя в это разложение решение (7) и выполняя интегрирование по начальным фазам влета  $\theta_0$ , из (1) получим уравнения

$$\dot{A}_r = a_r A_r - b_r A_r^3 - \sum_{r' \neq r} c_{rr'} A_{r'}^2 A_r, \quad (9)$$

где

$$r, r' = 1, 2, \dots, M, \quad A_r = eh C_r / m \omega_r^2,$$

$$a_r = -\left(\frac{2p}{v_r}\right)^2 d_r \operatorname{Im} \left\{ \int_0^\Delta \kappa_r d\zeta \right\} - q_r, \quad d_r = \left(\frac{v_r}{2p}\right)^3 \frac{\alpha_r}{(1+b_r)^3},$$

$$b_r = -\frac{\dot{d}_r}{2} \operatorname{Im} \left\{ \int_0^\Delta \kappa_r \delta_r d\zeta \right\}, \quad c_{rr'} = -d_r \operatorname{Im} \left\{ \int_0^\Delta \kappa_r \delta_{rr'} d\zeta \right\}, \quad (10)$$

$$\kappa_r = \Psi_r(\zeta) e^{-i\mu_r \zeta} f_r(\zeta), \quad \delta_r = |f_r(\zeta)|^2,$$

$$\alpha_r = p^2 f_r^2 S_0 / N_r h, \quad q_r = \gamma_r / \gamma_1,$$

$S_0$  — площадь поперечного сечения пучка,  $f_r = C_r / C_{0r}$  — отношение амплитуды гармоники к амплитуде поля резонатора.

**2. Взаимодействие двух мод.** Уравнения (9) описывают энергетическую конкуренцию произвольного числа мод с неперекрывающимися резонансными кривыми.

Ограничимся анализом наиболее простого и вместе с тем наиболее типичного случая конкуренции двух мод. Поскольку в ГДИ используются достаточно узкие ленточные пучки, то можно считать, что пространственная структура взаимодействующих мод в области, занимаемой пучком, одинакова. Для простоты считаем ее однородной. В этом случае система уравнений относительно квадратов амплитуд имеет вид

$$\dot{X} = a_1 X - b_1 X^2 + c_{12} XY, \quad \dot{Y} = a_2 Y - b_2 Y^2 + c_{21} XY, \quad (11)$$

где  $X = A_1^2$ ,  $Y = A_2^2$ . Коэффициенты  $a_r$ ,  $b_r$  и  $c_{rr'}$  вычисляются по формулам (10), в которых индексы  $r$  и  $r'$  принимают значения 1 и 2, а функции  $\kappa_r$  и  $\delta_r$  определяются выражениями

$$\begin{aligned} \kappa_r(\rho, \mu_r, \xi) &= [2\mu_r(\rho^2 - \mu_r^2)]^{-1} \{ \mu_r \rho^{-1} \sin \rho \xi \cos \mu_r \xi - \sin \mu_r \xi \cos \rho \xi \}, \\ \delta_r(\rho, \mu_r, \xi) &= [4(\mu_r^2 - \rho^2)]^{-1} \{ [\sin \mu_r \xi - \mu_r \rho^{-1} \sin \rho \xi]^2 + \\ &+ [\cos \mu_r \xi - \cos \rho \xi]^2 \}. \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнения (11) хорошо известны в теории оптических лазеров [3] и МЦР-генераторов [4]. Нетривиальные решения системы (11) возможны лишь при  $a_1, a_2 > 0$ . Величины  $a_r$  определяют область неустойчивого состояния равновесия системы и называются коэффициентами регенерации. Зависимость  $a_r$  от относительного угла пролета  $\varphi_1 = (h - \omega_1/v_0)D$  (при изменении ускоряющего напряжения) показана на рис. 2 для трех значений параметра  $\rho^2$ , пропорционального току пучка.

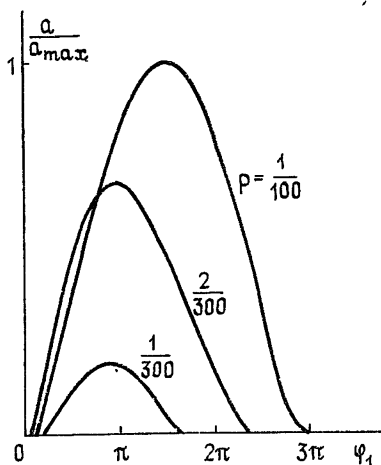


Рис. 2.

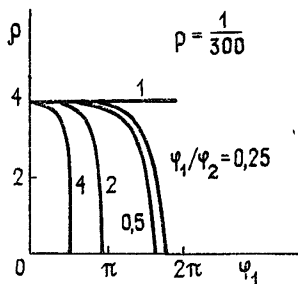


Рис. 3.

В [3] показано, что устойчивый двухмодовый режим возможен лишь при таких значениях параметров генератора, при которых выполняется условие слабой связи мод

$$\rho \stackrel{\text{def}}{=} b_1^{-1} b_2^{-1} c_{12} c_{21} < 1.$$

При выполнении условия сильной связи,  $\rho > 1$ , устанавливаются одночастотные колебания.

Величина  $\rho$  рассчитывалась по формулам (10), (12) для типичных значений параметров ГДИ. Зависимости  $\rho$  от  $\varphi_1$  при различных отношениях  $\varphi_1/\varphi_2$  показаны на рис. 3. Видно, что в пределах зоны неустойчивого состояния равновесия ( $a_r > 0$ ) реализуется условие сильной связи мод ( $\rho > 1$ ).

Таким образом, при мягком самовозбуждении автоколебаний двухчастотный режим в ГДИ является неустойчивым. Устойчивая генерация в ГДИ наблюдается на той частоте, при которой коэффициент регенерации больше.

Проследим за состоянием двухмодового ГДИ при изменении ускоряющего напряжения. Пусть коэффициенты, соответствующие моде с меньшей собственной частотой (с большим значением  $\varphi$ ), имеют индекс «1». Тогда при увеличении  $U_0$  со стороны отрицательного рассинхронизма ( $\varphi < 0$ ) согласно рис. 2 коэффициент  $a_1$  первой моды

будет больше  $a_2$ . Это приведет к установлению колебаний на частоте  $\omega_1$ . Дальнейшее увеличение напряжения вызывает увеличение, насыщение и срыв генерации на частоте  $\omega_1$ . Если уменьшать  $U_0$  не сорвав колебания, то генерация на частоте  $\omega_1$  сохранится. Если же уменьшать напряжение после срыва колебаний, то в генераторе возбудится мода с большей частотой, так как при уменьшении  $U_0$  со стороны положительных рассинхронизмов  $a_2 > a_1$  (см. рис. 2). Поведение генератора при дальнейшем изменении напряжения аналогично предыдущему случаю: если поменять направление изменения  $U_0$  до срыва генерации, то автоколебания на частоте  $\omega_2$  сохраняются, в противном случае возникает генерация на частоте  $\omega_1$  и т. д.

Таким образом, при наличии в спектре ОР двух близких частот в ГДИ (так же как и в классических СВЧ генераторах [2]) будет наблюдаться гистерезис генерации (по амплитуде и частоте) при перестройке ГДИ ускоряющим напряжением. Из рис. 2 видно, что в двухмодовом ГДИ при напряжениях, обеспечивающих значения  $\varphi < \pi$ , гистерезис генерации имеет место и при токовой перестройке. С ростом тока пучка связь мод усиливается. Полученные результаты справедливы как при конкуренции мод ОР, так и при конкуренции моды ОР с модой РПВ. Во втором случае сигнал на частоте ЛОВ не всегда попадает в вывод энергии ГДИ, расположенный в верхнем зеркале ОР. Поэтому наличие такой конструкции приводит к искажению вида зоны генерации ГДИ.

**3. Эксперимент.** Экспериментальное исследование конкуренции мод проводилось в приборе, который, кроме обычного для ГДИ вывода энергии с верхнего зеркала ОР, имеет два вывода энергии для регистрации колебаний ЛОВ, связанных с дифракционной решеткой со стороны электронной пушки и коллектора [8]. Создавая равные пусковые условия для обоих режимов, путем выбора параметров дифракционной структуры, в частности, применяя дифракционную решетку с глубиной ячейки равной или большей четверти длины волны, можно добиться эффективной работы ЛОВ и ГДИ в одном интервале ускоряющих напряжений. При срыве колебаний ГДИ, например, расстройкой зеркал ОР или незначительным изменением положения прибора в фокусирующем магнитном поле, возникает генерация в режиме ЛОВ с частотой, отличающейся от частоты ГДИ на величину, определяемую различием хода их дисперсионных характеристик. На рис. 4 приведены осциллограммы сигналов ГДИ и ЛОВ с верхнего и нижнего выводов энергии прибора. На первый канал осциллографа (верхний луч, кривая 1) подавался сигнал с верхнего зеркала ОР, а на второй канал (нижний луч, кривая 2) — сигнал с вывода энергии, связанного с дифракционной решеткой со стороны электронной пушки.

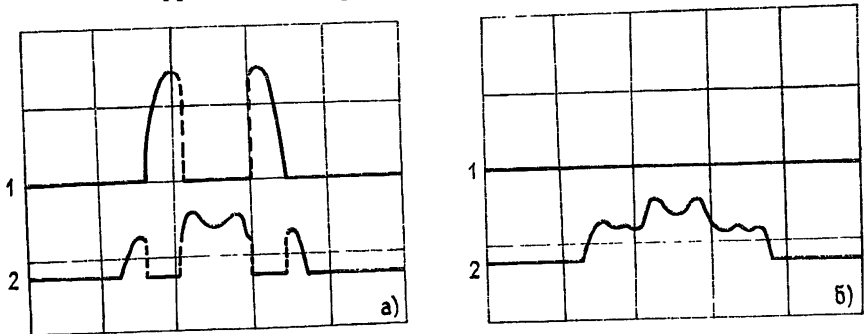


Рис. 4.

Генератор работал в квазистационарном режиме. Импульсы ускоряющего напряжения создавались выпрямлением синусоидального напряжения частоты сети. Это позволяло одновременно наблюдать зоны генерации ГДИ и ЛОВ во всем диапазоне перестройки.

Из рис. 4 следует, что в обоих режимах имеет место мягкое возбуждение автоколебаний при увеличении ускоряющего напряжения.

Зона генерации ЛОВ (кривые 2) имеет срывы колебаний на участках, соответствующих зонам генерации ГДИ рис. 4а. После срыва колебаний ГДИ отстройкой зеркал ОР генерация режима ЛОВ восстанавливается на участках ее отсутствия, рис. 4б. Отсюда следует, что в системе имеет место взаимодействие режимов ЛОВ и ГДИ и что при оптимальной юстировке прибора коэффициент регенерации режима ГДИ выше коэффициента регенерации режима ЛОВ. Другим способом восстановления генерации в режиме ЛОВ является синхронизация этих колебаний внешним сигналом по дополнительному выводу энергии.

В том случае, когда коэффициенты регенерации режимов ЛОВ и ГДИ сравнимы по величине, в системе наблюдается описанный выше гистерезис генерации как для режима ГДИ, так и для режима ЛОВ. В частности, конкуренция режимов ЛОВ и ГДИ служит одной из причин существования зон генерации ГДИ с гистерезисом в ее начале. Обычная зона генерации ГДИ имеет вид, показанный на рис. 5а. При увеличении ускоряющего напряжения происходит плавный рост мощности, затем уменьшение и срыв колебаний. Аномальная зона ГДИ (рис. 5б, кривая 1) наряду со срывом колебаний в конце зоны имеет гистерезисный участок в ее начале (пунктирная линия). Сравнение этой зоны с зоной генерации ЛОВ показывает, что этот эффект возникает в результате конкуренции режимов ЛОВ и ГДИ. В автономном режиме работы ГДИ генерация одновременно на двух частотах не наблюдается.

Как видно из рис. 5, области гистерезиса соответствуют максимальная или близкая к максимуму генерируемая мощность в обоих режимах. В этой области изменение ускоряющего напряжения на сравнительно небольшую величину приводит к «включению» генерации конкурирующего режима, что позволяет реализовать безынерционное переключение частоты генерации. Исследование режима переключения частот проводилось на приборе, работающем в 4-миллиметровом диапазоне. Сигнал ГДИ снимался с верхнего зеркала ОР, а сигнал ЛОВ — с вывода, связанного с дифракционной решеткой со стороны электронной пушки. Прибор настраивался на одну из зон генерации ЛОВ, конкурирующих с режимом ГДИ. Рабочий ток в 2 — 3 раза превышал пусковые и  $U_0 = 2700$  В. Изменения  $U_0$  в пределах одного процента приводили к поочередному «включению» генерации на частотах  $f_1$  (ГДИ) = 75500 МГц и  $f_2$  (ЛОВ) = 63000 МГц. Скорость перехода с  $f_1$  на  $f_2$  определяется скоростью изменения  $U_0$  и ограничивается только временем установления колебаний в резонаторе ГДИ.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований конкуренции двух мод в мягком режиме самовозбуждения полностью согласуются с выводами теоретического анализа.

Полученные результаты позволяют сделать некоторые заключения относительно генерации двух частот в ГДИ с двумя электронными пучками. Для краткости изложения условимся, что выражение «настроить пучок на некоторую частоту» означает, что при фиксированных параметрах ОР и дифракционной решетки скорость пучка выбирается такой, что состояние равновесия системы на частоте одной из мод оказывается неустойчивым. При настройке пучков на близкие частоты каждый из них будет неустойчивым на обеих частотах, поэтому в двух-

пучковом ГДИ наблюдается взаимодействие мод. Как было показано, связь мод оказывается сильной и в генераторе устанавливается одномодовый режим. Если же частоты возбуждаемых мод достаточно разнесены, то настройка пучков на эти частоты приводит к существенному различию их скоростей. В этом случае каждый из пучков оказывается линейно неустойчивым лишь на «своей» частоте. Поэтому ГДИ с двумя пучками как бы разделяется на два независимых однопучковых генератора: поле, возбуждаемое в ОР одним пучком, не влияет на второй пучок и наоборот. Взаимодействие мод отсутствует, и на выходе генератора имеем сигналы двух частот.

Поведение ГДИ с двумя пучками при перестройке потенциала одного из пучков существенно зависит от спектра собственных частот ОР. Если в спектре ОР существуют моды с близкими частотами, то перестройкой потенциала одного из пучков можно переключить частоту генерации, используя эффект конкуренции. Действительно, пусть пучки настроены на частоту одной и той же моды. Если теперь плавно изменять ускоряющее напряжение пучка с большей плотностью, то по достижении его скорости интервала неустойчивости на частоте соседней моды возникающая генерация подавит генерацию на первой частоте. Обратное изменение ускоряющего напряжения приводит к восстановлению генерации на исходной частоте.

В заключение отметим, что поведение двух однопучковых ГДИ, сильно связанных по высокочастотному полю, полностью аналогично поведению двухпучкового ГДИ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Воробейчик Э. С., Пойзнер Б. Н. В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров). — Саратов: Гос. ун-т, 1978, кн. 3, с. 139.
2. Вайнштейн Л. А. — В сб.: Электроника больших мощностей. — М.: Наука, 1969, вып. 6, с. 84.
3. Лэмб У. Е. — В сб.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. — М.: Мир, 1966, с. 281.
4. Нусинович Г. С. В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров). — Саратов: Гос. ун-т, 1978, кн. 3, с. 163.
5. Цимринг Ш. Е., Запевалов В. А. В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров). — Саратов: Гос. ун-т, 1978, кн. 4, с. 3.
6. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. — Саратов: Гос. ун-т, 1981, кн. 1, с. 69.
7. Трубецков Д. И., Четвериков А. П. В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. — Саратов: Гос. ун-т, 1981, кн. 1, с. 3.
8. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища школа, 1976. — 231 с.
9. Лукин К. А. Диссертация. Харьков, 1979.
10. Лукин К. А. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по электронике СВЧ. — Киев, т. 1, 1979, с. 247.
11. Лукин К. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 129. Харьков, 1979.
12. Ермак Г. П. — ДАН УССР, 1982, Сер. А, № 2, с. 52.
13. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973. — 584 с.
14. Лукин К. А. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 9, с. 1813.
15. Канавец В. И., Пикунцов В. М., Сандалов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 1, с. 132.

Институт радиофизики и  
электроники АН УССР

Поступила в редакцию  
4 сентября 1984 г.

#### MODE INTERACTION IN THE DIFFRACTION RADIATION GENERATOR

*G. P. Ermak, K. A. Lukin, V. P. Shestopalov*

Equations describing the dynamics of multimode DRG behaviour with commensurable and non-commensurable values of the excited frequencies are obtained. Mode competition of the open resonator and surface wave resonator has been investigated theoretically and experimentally. It is shown that a two-frequency operation in the DRG is unstable at a soft self-excitation. The results obtained allowed one to explain a number of effects observed in the experiment.