

зволяет говорить о возможности широкого использования гетерогенного носителя для визуализации излучения инфракрасных лазеров.

Результаты проведенных исследований дают все основания считать, что по своим параметрам гетерогенный носитель является одной из наиболее эффективных инфракрасных регистрирующих сред.

Авторы выражают благодарность Я.А. Моносову за постоянную поддержку и внимание к работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Моносов Я.А. А.с. 717706 (СССР). Тепловой способ записи изображений. - Публ. в Б.И., 1980, № 7.
- [2] Горлова И.Г., Дрожбин Ю.А., Карabanов А.Ю., Коледов В.В., Моносов Я.А., Проккопенко В.Е., Пюрбеев А.Д., Семенов В.Б., Тусова Ю.П., Шакунов В.А. Регистрация излучения с длиной волны 10,6 мкм на гетерогенную среду на основе магнитной суспензии // ЖТФ, 1983. Т. 53. № 11. С. 2268-2269.
- [3] Клюкин Л.М., Степанов Б.М., Фабриков В.А., Хромов А.В. Фотографирование на магнитные пленки. М.: Атомиздат, 1971. 110 с.
- [4] Джеймс Т.Х. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980. 672 с.

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.
В окончательной редакции
14 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10
09; 10

26 мая 1989 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ ГЕНЕРАТОРОВ ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНЫ С КАНАЛИЗАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫМ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев

1. В работах [1, 2] была рассмотрена нелинейная теория усиления и канализации излучения поперечно-ограниченным потоком электронов-осцилляторов в условиях конвективной неустойчивости, когда направление групповой скорости волнового пучка совпадает с направлением поступательного движения частиц. В то же время в подобной системе возможна и абсолютная неустойчивость, реали-

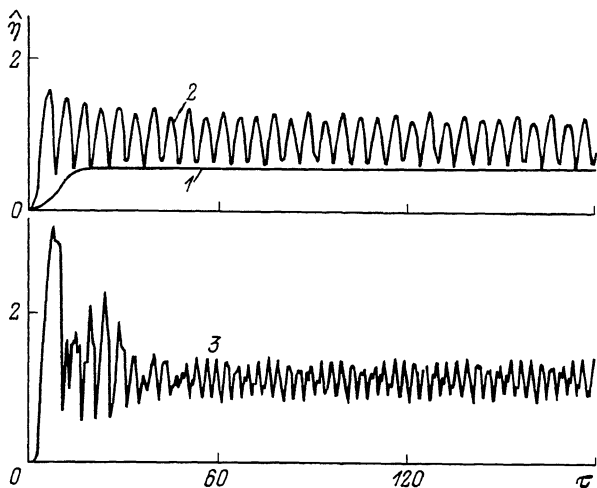
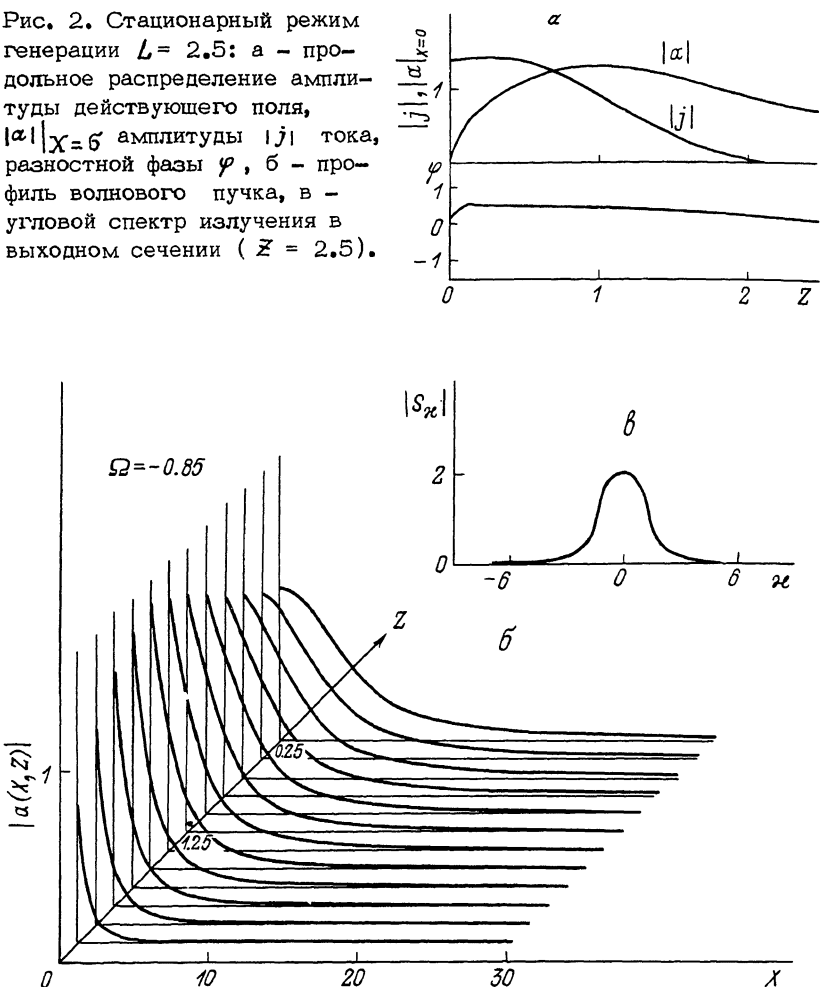


Рис. 1. Зависимость от времени приведенного электронного КПД: 1 - $L = 2.5$, 2 - $L = 4.5$, 3 - $L = 7.5$.

зующаяся в случае, когда указанные скорости взаимно противоположны. В такой ситуации самовозбуждение колебаний происходит в отсутствие внешних сигналов. Впервые эта возможность была рассмотрена в [3], где в рамках клистронной модели (взаимодействие электронов с волной имеет место в двух узких промежутках, разделенных областью свободного дрейфа) были найдены условия самовозбуждения. В данной работе стартовые условия и нелинейные режимы генерации исследованы в рамках более реалистичной модели, в которой волна взаимодействует с электронным потоком непрерывно на всей длине рабочего пространства. Подобный анализ даже в линейном приближении требует решения достаточно сложной краевой задачи, сводящейся к интегральному уравнению, определяющему частоты и пространственные структуры возбуждающихся собственных мод системы. Однако, как и в традиционных лампах обратной волны - ЛОВ (т.е. генераторах с фиксированной поперечной структурой поля), для решения указанных задач можно воспользоваться методом численного моделирования процессов установления колебаний [4, 5]. Такой подход позволяет не только исследовать стационарные режимы генерации, но и рассмотреть сложные автомодуляционные режимы в области больших превышений над порогом, где стационарные режимы генерации теряют устойчивость.

2. Пусть осцилляторное движение сообщается электронам при пролете через плоский ондулятор конечной длины l , поле которого задается вектор-потенциалом: $\vec{A}_u = \text{Re} [\vec{y}_0 A_u \text{ch} h_u x e^{i h_u z}]$, $h_u = 2\pi/d$, d - период ондулятора. Предположим, что ленточный релятивистский электронный поток инжектируется в плоскости $x=0$. Ширина потока b мала в масштабе параметра Френеля: $h_0 b^2/l \ll 1$.

Рис. 2. Стационарный режим генерации $L = 2.5$: а - продольное распределение амплитуды действующего поля, $|\alpha|$ $|\chi=6$ амплитуды $|j|$ тока, разностной фазы φ , б - профиль волнового пучка, в - угловой спектр излучения в выходном сечении ($Z = 2.5$).



Поступательное движение частиц со скоростью $v_{||0} = \beta_{||0} c$ происходит в отрицательном направлении оси z . Поле излучения представим в виде квазиоптического волнового пучка, распространяющегося навстречу электронному потоку: $\vec{A}_S = \text{Re}[\vec{y}_0 A_S e^{i(\omega_0 t - h_0 z)}]$, где $h_0 = \omega_0/c$, $A_S(z, x, t)$ - медленно меняющаяся в пространстве и времени амплитуда пучка.

В условиях комбинационного синхронизма ($\omega_0 = h_c v_{||0}$ ($h_c = h_u - h_0$)) нестационарное взаимодействие электронного потока с волновым пучком опишется следующей системой уравнений:¹

¹ Поскольку при выводе уравнения (1) использовалось предположение о малости относительного изменения энергии частиц, сис-

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\right)^2 \theta = \text{Im}(\alpha e^{i\theta}), \quad (1)$$

$$i \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial \bar{z}} = 2i \delta(X) j. \quad (2)$$

Граничные условия к (1), (2) запишем в предположении, что электронный поток не имеет начальной модуляции при влете в ондулятор ($\bar{z} = L$) и отсутствуют электромагнитные поля, падающие на систему извне в сечении $\bar{z} = 0$,

$$\theta|_{\bar{z}=L} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\right) \theta|_{\bar{z}=L} = 0, \quad \alpha|_{\bar{z}=0} = 0. \quad (3)$$

В (1-3) использованы следующие безразмерные обозначения: $\bar{z} = h_0 z G$, $\tau = \omega_0 (t - z/v_{gp}) (1/\beta_{||0} + 1/\beta_{gp})^{-1} G$, $X = h_0 x \sqrt{2} G$, $\theta = \omega_0 t + k_i \bar{z}$ - фаза электрона относительно синхронной комбинационной волны, $j = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta$ - амплитуда высокочастотного тока, $\alpha = \mu \alpha_s \alpha_u / 2\beta_{||0} G$, $G = (\mu \alpha_u^2 \omega_{pL}^2 b / \sqrt{2} 8 \omega_0 c \beta_{||0})^{2/5}$ - параметр усиления, $\omega_{pL}^2 = 4\pi e^2 \rho_0 / m \beta_0$, ρ_0 - плотность пучка, $\mu = \gamma_0^{-2} \beta_{||0}^{-3}$ - параметр инерционной группировки, $\alpha_{s,u} = e A_{s,u} / m c^2 \gamma_0$, $\gamma_0 = (1 - \beta_{||0}^2)^{-1/2}$, $\beta_{gp} = v_{gp}/c$, v_{gp} - групповая скорость волны, $L = h_0 l G$ - приведенная длина системы, $\delta(X)$ - дельта-функция. В качестве несущей частоты выбрана частота точного синхронизма $\omega_0 = h_u v_{||0} / (1 + \beta_{||0})$. Уравнение (1), (2) совпадает с нестационарными уравнениями традиционных ЛОВ [4, 5] с точностью до члена $\partial^2 \alpha / \partial X^2$ в уравнении (2), описывающего эффекты дифракции.

Электронный КПД генератора определяется соотношениями $\eta = G / \mu (1 - \gamma_0^{-1}) \hat{\eta}$, $\hat{\eta} = 1/2\pi \int_0^{2\pi} (\partial/\partial \tau - \partial/\partial \bar{z}) \theta|_{\bar{z}=0} d\theta_0$.

Для описания стационарного режима генерации представим решения (1-3) в виде $\alpha = \hat{\alpha}(\bar{z}, X) e^{i\Omega \tau}$, $\theta = -\Omega \tau + \hat{\theta}(\bar{z})$, где электронный сдвиг частоты. В результате получим

$$\frac{\partial^2 \hat{\theta}}{\partial \bar{z}^2} = \text{Im}(\hat{\alpha} e^{i\theta}), \quad i \frac{\partial^2 \hat{\alpha}}{\partial X^2} + \frac{\partial \hat{\alpha}}{\partial \bar{z}} = 2i \delta(X) j, \quad (4)$$

$$\hat{\theta}|_{\bar{z}=L} = \hat{\theta}_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \bar{z}}|_{\bar{z}=L} = -\Omega, \quad \hat{\alpha}|_{\bar{z}=0} = 0.$$

3. Численное моделирование уравнений (1-3) показывает, что самовозбуждение колебаний имеет место при $L > 2$. В области

тема уравнений (1), (2) носит универсальный характер и с небольшими модификациями позволяет списать абсолютную неустойчивость в потоках осцилляторов других типов, например, циклотронных осцилляторов.

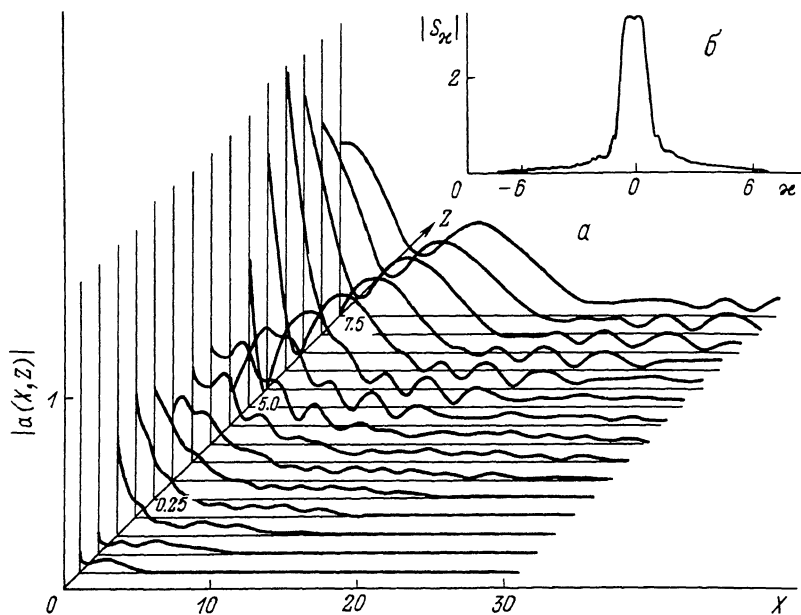


Рис. 3. Автомодационный режим генерации: $L = 7.5$, $\tau = 180$. а - профиль волнового пучка, б - угловой спектр излучения в выходном сечении ($Z = 7.5$).

$2 < L < 3.8$ устанавливается стационарный одночастотный режим генерации. Переходный процесс в этой области параметров носит характер затухающих пульсаций (рис. 1). Для стационарного режима генерации ($L = 2.5$) продольное распределение амплитуды действующего на электроны поля $|a|_{x=0}$ ВЧ тока $|j|$ и разностной фазы $\varphi = \arg a|_{x=0} - \arg j$ приведены на рис. 2, а. Эти распределения аналогичны имеющим место в традиционных ЛОВ [6]. Однако в данном случае электронный поток формирует не только продольную, но и поперечную структуру поля (рис. 2, б), канализируя волновой пучок.

Поскольку в направлении распространения волнового пучка амплитуда ВЧ тока убывает, то канализирующее действие электронного потока ослабляется и дифракционные эффекты приводят к постепенному расширению волнового пучка.

По мере увеличения превышения над порогом генерации имеет место рост КПД и одновременно рост электронного сдвига частоты, т.е. частота генерации ω оказывается ниже частоты точного синхронизма ω_0 . При этом начальная поступательная скорость частиц V_{H0} превосходит фазовую скорость комбинационной волны $v_c^0 = \omega/hc$, соответствующую электромагнитной волне, распространяющейся вдоль оси системы. Поэтому электроны могут синхронно взаимодействовать с электромагнитными волнами, излучающимися

под углом к оси системы, которым соответствуют комбинационные волны с фазовой скоростью несколько большей, чем U_c^0 .

При достаточно большой надкритичности $L > 3.8$ стационарный режим генерации становится неустойчивым и реализуются автомодуляционные режимы генерации. Механизм автомодуляции, как и в обычных ЛОВ [4, 5], вызван совместным действием эффектов запаздывания и нелинейной перегруппировкой электронов. На длине системы фаза ВЧ тока совершает несколько скачков на величину π , в результате чего возникают области с разной фазой поля. Взаимодействие этих областей, обусловленное выносом энергии излучения, приводит к возникновению автомодуляции с характерным периодом, определяемым временем прохождения возмущений по кольцу обратной связи: $T_{A.M.} = L(1/U_{\text{по}} + 1/U_{\text{гп}})$. Волновой пучок в автомодуляционном режиме генерации приобретает сложную пространственно-временную структуру (рис. 3).

Авторы признательны Н.Ф. Ковалеву за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и н з б у р г Н.С., С е р г е е в А.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 20. С. 1844-1847.
- [2] Г и н з б у р г Н.С., Г о р ш к о в а М.А., С е р г е е в А.С. // Препринт ИПФ АН СССР № 216. Горький. 1988.
- [3] К о в а л е в Н.Ф., П е т е л и н М.И. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, В. 2. ИПФ АН СССР: Горький. 1981. С. 63.
- [4] Г и н з б у р г Н.С., К у з н е ц о в С.П., Ф е д о с е е в а Т.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037-1047.
- [5] Г и н з б у р г Н.С., К у з н е ц о в С.П. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, В. 2. ИПФ АН СССР: Горький. 1981. С. 101.
- [6] Ш е в ч и к В.Н., Т р у б е ц к о в Д.И. / Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.

Институт прикладной физики
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию
24 марта 1989 г.