

ВАКУУМНАЯ И ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.633

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В РЕЗОНАТОРЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

К. А. Лукин, Э. М. Хуторян

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: LNDES@ire.kharkov.ua

Рассмотрена задача о возбуждении электронным потоком резонатора поверхностной волны, который является электродинамической структурой резонансной лампы обратной волны и клинотрона. Проведен анализ взаимодействия электронов с полем резонатора при конкуренции мод. Ил. 13. Библиогр.: 26 назв.

Ключевые слова: клинотрон, резонансная лампа обратной волны, электронный поток, взаимодействие мод.

В генераторах типа лампы обратной волны (ЛОВ) наличие согласованной поглощающей нагрузки на коллекторном конце замедляющей системы и согласованного вывода энергии из пространства взаимодействия у ее пушечного конца обеспечивает широкую полосу перестройки генерируемых частот. Нарушение условий согласования и отсутствие нагрузки приводят к увеличению коэффициента отражения от концов замедляющей системы. При достаточном больших отражениях такие ЛОВ называются резонансными. Наиболее удачной модификацией резонансной ЛОВ является клинотрон, в котором электронный поток (ЭП) наклонен по отношению к поверхности «гребенки» [1]. В экспериментальных работах было показано, что клинотрон является резонансным прибором с добротностью, достигающей сотен единиц, а полоса непрерывной перестройки клинотрона может достигать 20 % [1, 2]. Резонансные ЛОВ и клинотроны характеризуются малой длиной замедляющей системы, пониженным пусковым током, повышенной мощностью и КПД, а также большей стабильностью частоты. В диапазоне перестройки частоты ускоряющим напряжением может нарушаться непрерывность генерации, однако при последовательном возбуждении резонансных мод резонатора поверхностной волны (РПВ) диапазон частотной перестройки является достаточно широким.

При достаточно большой добротности к этому прибору применима теория резонансных приборов с длительным взаимодействием О-типа. В опубликованных теоретических работах рассматривается одномодовый режим работы клинотрона, при этом предполагается, что при перестройке прибора по напряжению ЭП поочередно взаимодействует с различными модами [3, 4]. При приближении к колебаниям на « λ -виде»

разность между собственными частотами соседних мод РПВ может быть намного меньше полосы излучения ЭП [5, 6], и при изменении скорости ЭП условие синхронизма электронов и поля РПВ может выполняться для нескольких мод одновременно. Это означает, что у ЭП появляется возможность взаимодействовать с полями этих мод одновременно. Известно, что в резонансных приборах при этом возможен режим многочастотной генерации [7–13]. В этом случае одномодовое приближение становится непригодным для правильного описания режимов генерации в рассматриваемых приборах. В работе [11] были рассмотрены нестационарные процессы при взаимодействии мод с перекрывающимися резонансными кривыми. В этом случае было показано, что многомодовая динамика в такой ЛОВ схожа с динамикой гиротрона и ЛСЭ. Более строгий метод, применявшийся в работах по исследованию ЛОВ при наличии отражений, использует уравнение возбуждения волновода с граничными условиями на концах ЛОВ. В таком подходе не используется условие фиксированной структуры поля в РПВ, как это делается для резонансных приборов, и есть возможность предельного перехода к случаю полного согласования на концах «гребенки». Однако в этом случае труднее физически интерпретировать процессы взаимодействия мод, чем в модовом подходе. Также такой метод требует больших затрат времени при численном счете и использовался в работе [12] для анализа переходных режимов в многочастотном и стохастическом режимах, когда разность между частотами соседних мод намного больше ширины резонансной кривой.

В данной работе теоретически изучается взаимодействие мод РПВ резонансной ЛОВ. Построена теория многомодовой генерации колебаний в резонансной ЛОВ в стационарном и пере-

ходном режимах. Впервые выполнено моделирование работы резонансной ЛОВ во всей полосе электронной перестройки прибора. Показано, что в режиме затягивания частоты взаимодействие мод может приводить как к увеличению общего КПД по сравнению с одномодовым режимом, так и к его уменьшению, вплоть до срыва колебаний. Также показано, что при взаимодействии мод может наблюдаться многочастотная генерация в режиме самосинхронизации мод РПВ, а также в режиме автомодуляции амплитуды колебаний. В работе проанализированы физические особенности взаимодействия ЭП с полями мод РПВ в различных режимах. Построены зависимости мощности и частоты генерации от скорости ЭП.

1. Уравнения возбуждения и движения.

Рассматривается двухмерная модель клинотрона (рис. 1). РПВ состоит из волновода с замедляющей системой – «гребенкой» и отражателей в плоскостях $y = 0, L$. Так как резонатор двухмерный, моды в нем различаются по продольному и поперечному индексам. Прямолинейный ЭП (приближение бесконечного магнитного поля) движется под углом α к «гребенке».

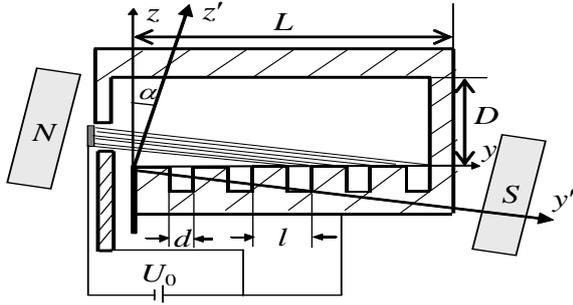


Рис. 1. Модель клинотрона

Используя известные выражения для поля в волноводе с «гребенкой» [14] и учитывая наличие идеально отражающих стенок в плоскостях $y = 0, L$, пространственное распределение поля собственных мод РПВ запишем в виде

$$\begin{cases} E_{ym} = \operatorname{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nm} \operatorname{sh}(\gamma_{nm}(z-D)) \cos(k_{nm}y) \right], \\ E_{zm} = \operatorname{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} ia_{nm} \frac{k_{nm}}{\gamma_{nm}} \operatorname{ch}(\gamma_{nm}(z-D)) \sin(k_{nm}y) \right], \\ H_{xm} = \operatorname{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} ia_{nm} \frac{\omega}{c\gamma_{nm}} \operatorname{ch}(\gamma_{nm}(z-D)) \cos(k_{nm}y) \right]. \end{cases}$$

Здесь $k_{nm} = \frac{2\pi n}{l} + \frac{\pi m}{L}$ – постоянная распространения n -й пространственной гармоники; $m = 1, 2, 3, \dots$ – индекс моды, определяющий число

вариаций поля вдоль Oy ; a_n – амплитуда n -й пространственной гармоники:

$$\frac{a_{nm}}{a_{0m}} = \frac{\sin\left(\frac{k_{nm}d}{2}\right) / \left(\frac{k_{nm}d}{2}\right) \operatorname{sh}(\gamma_{nm}D)}{\sin\left(\frac{k_{0m}d}{2}\right) / \left(\frac{k_{0m}d}{2}\right) \operatorname{sh}(\gamma_{0m}D)};$$

$\gamma_{nm} = \sqrt{k_{nm}^2 - k^2}$ – поперечное волновое число. Собственные частоты РПВ ω_m определяются из решения следующего дисперсионного уравнения [14]:

$$\frac{1}{\omega/c \operatorname{tg}\left(\frac{\omega}{c}h\right)} = \frac{d}{l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\left[\sin\left(\frac{k_{nm}d}{2}\right) / \left(\frac{k_{nm}d}{2}\right) \right]^2}{\gamma_{nm} \operatorname{th}(\gamma_{nm}D)}. \quad (1)$$

Известно, что вихревое поле высокодобротной системы РПВ может быть представлено как разложение по собственным модам [15]:

$$\vec{E} = \operatorname{Re} \sum_s A_s(t) \vec{E}_s(r),$$

где $\vec{E}_s(r)$ – собственные моды резонатора. Из уравнений Максвелла следуют уравнения второго порядка для коэффициентов разложения A_s [15]:

$$\ddot{A}_s + \omega_s^2 A_s = -\dot{G}_s, \quad (2)$$

где $G_s \equiv \frac{1}{N_s} \int_V \vec{j} \vec{E} dV$, $N_s = \frac{1}{4\pi} \int_V \epsilon \vec{E}_s^2 dV$ – вынуждающая сила и норма колебаний соответственно; \vec{j} – плотность тока.

С помощью подстановки

$$U_{\pm s} = \omega_s A_s \pm i \dot{A}_s \quad (3)$$

уравнение (2) сводится к двум уравнениям первого порядка [16]:

$$\dot{U}_{\pm s} \pm i\omega_s U_{\pm s} = \mp i \dot{G}_s.$$

Из (3) следует: $A_s = \frac{1}{2\omega_s} (U_{+s} + U_{-s})$.

При $\omega \approx \omega_s$ рассмотрение задачи может быть сведено к учету членов только с индексом $+s$ (вместо $+s$ ниже пишем s). Тогда в слабонестационарном приближении получим уравнение для комплексных амплитуд $C_s(t)$ [16, 17]

$$-\frac{dC_s}{dt} + i(\omega_0 - \omega_s)C_s = \frac{1}{N_s} \int_V \vec{j}'(t) \vec{E} e^{i\omega t} dV,$$

где $C_s(\omega_0, t) \approx U_s(t) e^{i\omega_0 t}$ – медленно меняющаяся (усредненная по ВЧ-периоду) амплитуда s -й моды.

Уравнения движения совместно с уравнением возбуждения образуют самосогласованную систему уравнений

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{C}_s(t_{i+1}) &= e^{-(\omega'_s + i\omega_s)\Delta t} [\tilde{C}_s(t_i) + \Lambda \sum_{i=1}^{N_i} e^{-\gamma_{-1s} a_i} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} e^{i\omega'_s t + i\omega_s t} e^{\tilde{\gamma}_s \xi \sin \alpha d(\omega_0 t_0) - i\Phi b_s \xi} d(\omega_0 t_0) d\xi], \\ \frac{d\tilde{v}}{d\xi} &= \frac{\left[\sum_s \tilde{C}_s e^{\tilde{\gamma}_s \xi \sin \alpha - \tilde{\gamma}_s a_i} \cos(\tilde{\theta} + \varphi_0) + \tilde{E}_q \right]}{\tilde{v} + 1}, \\ \frac{d\tilde{\theta}}{d\xi} &= \frac{\frac{\delta\omega}{\omega'_s} - \tilde{v}}{1 + \tilde{v}} \Phi \frac{v_e}{v'_{phs_0}}, \\ \tilde{v}|_{\xi=0; \tau=\varphi_0} &= b_{s_0}; \tilde{\theta}|_{\xi=0; \tau=\varphi_0} = 0; \tilde{C}_s(t_0) = 0,001, \end{aligned} \right. \quad (4)$$

где $\tilde{C}_s = a_{-1} C_s \omega_s \frac{L}{U_0}$; $\Lambda = \frac{1}{4N_1} \frac{I_0 L^2 \Phi a_{-1}^2}{\omega'_s U_0}$ – обобщенный параметр;

$\Phi = \frac{\omega'_s L}{v_e}$; $\tau = \omega'_s t$ – безразмерное время;

$\tilde{v} = v/v_{phs_0} - 1$; $b_s = \frac{v_e - v'_{phs}}{v'_{phs}}$ –

параметр рассинхронизма между ЭП и s -й модой; v_e – начальная скорость электронов;

$v'_{phs} = \frac{\omega'_s}{k_{-1s}}$ – фазовая скорость синхронной волны;

k_{-1} – волновое число синхронной волны; ω'_s – действительная часть собственной частоты;

$h_e = \frac{\omega}{v_e}$; $\tilde{\gamma}_s = \gamma_{-1s} L$; $a_i = z_0 + \frac{a}{N_i} i$; N_i – количество слоев ЭП; z_0 – высота ЭП над «гребенкой» при $y = 0$;

$\varphi_0 = \omega t_0$; t_0 – время влета электрона в пространство взаимодействия; $\xi = \frac{y'}{L}$;

$\theta(\tau, \xi) = \tau - \varphi_0 - h_e L \xi$ – безразмерная координата электрона в системе покоя; $p = \frac{R\Phi L I_0}{v_e^2 2B U_0}$;

I_0, U_0 – рабочий ток и напряжение соответственно; $\tilde{E}_q = p \text{Im} \left\{ \frac{1}{\pi} e^{-i(\theta+\varphi_0)} \int_0^{2\pi} e^{i(\theta+\varphi_0)} d\varphi_0 \right\}$ –

безразмерная сила пространственного заряда.

Уравнения движения решались численно с помощью метода крупных частиц. Так как добротность РПВ невелика и поле на решетке может существенно изменяться за время пролета t_f , шаг интегрирования системы уравнений (3) должен быть меньше времени t_f [18].

2. Результаты моделирования.

Дисперсионная кривая для «гребенки» с параметрами $l = 0,4$ мм, $h = 0,8$ мм, $D = 1$ мм для низшего типа волны, найденная в результате решения уравнения (1), показана на рис. 2. Рассмотрим взаимодействие продольных мод, отличающихся индексом m . Так как разность между постоянными распространения соседних мод постоянна и равна π/L , то, как видно из рис. 2, разность между резонансными частотами соседних мод уменьшается с увеличением индекса моды m (увеличением сдвига фазы поля на период). При длине «гребенки» $L = 15$ мм разность между резонансными частотами соседних мод с индексами $m = 12$ и $m = 13$ (сдвиг фазы на период $\pi/3$) равна $\approx 1,5$ ГГц, что при добротностях колебаний $Q = 35$ примерно равно ширине резонансной кривой этой моды. Для того же резонатора, для мод с $m = 19$ и $m = 20$ (сдвиг фазы на период $\pi/2$), расстояние между частотами равно $\approx 0,3$ ГГц, что намного меньше ширины резонансной кривой.

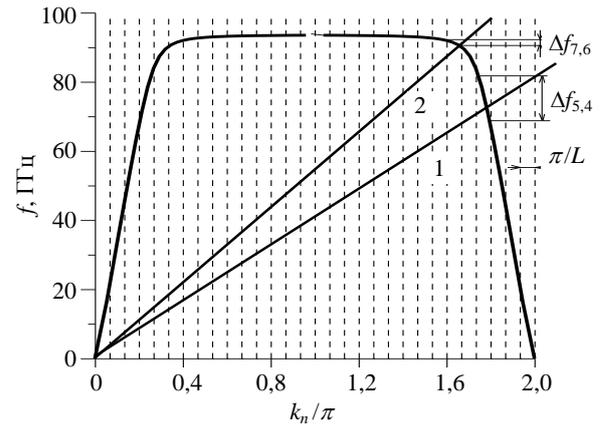


Рис. 2. Дисперсия «гребенки»: 1 – $v_e/c = 0,116$; 2 – $v_e/c = 0,15$

Рассмотрим процессы возбуждения колебаний при переходе от случая неперекрывающихся резонансных кривых к случаю перекрытия кривых. Не меняя условий взаимодействия ЭП с отдельной модой, разность между собственными частотами мод может быть изменена при изменении высоты резонатора D или слабом изменении глубины решетки h . При длине «гребенки» $L = 25$ мм и добротности мод $Q = 135$ разность между резонансными частотами мод с индексами $m = 15$ и $m = 16$ равна $f_{16} - f_{15} = 880$ МГц ($\frac{f_{16} - f_{15}}{f_{15}} = 0,012$) и перекрытие резонансных кривых происходит на уровне 0,3, а при $f_{16} - f_{15} = 290$ МГц ($\frac{f_{16} - f_{15}}{f_{15}} = 0,004$) резонансные кривые перекрываются на уровне 0,75.

Рис. 3, а, б демонстрирует взаимодействие мод $m=15$ и $m=16$ при рабочем токе $I_0 = 5I_{st}$ и скорости ЭП $v/c = 0,1135$ (при такой скорости и токе каждая мода в отдельности является неустойчивой для обеих мод).

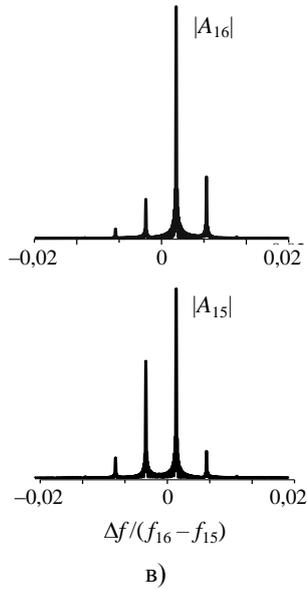
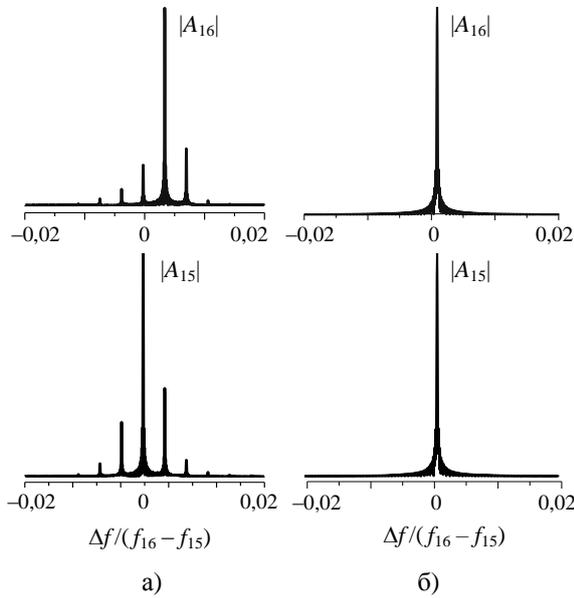


Рис. 3. Фурье-спектры амплитуд колебаний мод РПВ для перекрытия резонансных кривых на уровне: а) $0,3$; б) $0,75$; в) $0,5$

В обоих случаях происходит взаимная синхронизация мод. Однако при неперекрывающихся резонансных кривых существует многочастотная генерация (колебания каждой моды наблюдаются на своей частоте), а при перекрытии резонансных кривых происходит затягивание частоты – обе моды существуют на одной частоте. В промежуточном случае $f_{16} - f_{15} = 590$ МГц,

когда ширина резонансной кривой приблизительно равна расстоянию между резонансными частотами (рис. 3, в), существует многочастотная генерация, однако, в отличие от рис. 3, а, максимальная амплитуда обеих мод наблюдается на одной и той же частоте.

Известно, что режим автомодуляции может наблюдаться в распределенной системе, что сопровождается изменением пространственного распределения поля во времени [19]. В частном случае изменение распределения поля со временем может быть обусловлено изменением амплитуды и мгновенной частоты генерируемых мод во времени за счет электронного смещения при фиксированной структуре поля. Так как параметр рассинхронизма зависит от частоты колебаний, то при невысокой добротности электронное смещение частоты может приводить к существенному изменению параметра рассинхронизма [20]. Следовательно, при больших значениях параметра надкритичности, когда время релаксации поля сравнимо с временем пролета электронов, можно ожидать появление многочастотной генерации в одномодовом режиме. Для параметров $Q = 35$; $L = 70l$ переход от одночастотного к многочастотному режиму при увеличении рабочего тока показан на рис. 4. Здесь предполагается, что одномодовый режим достигается путем подавления соседних мод.

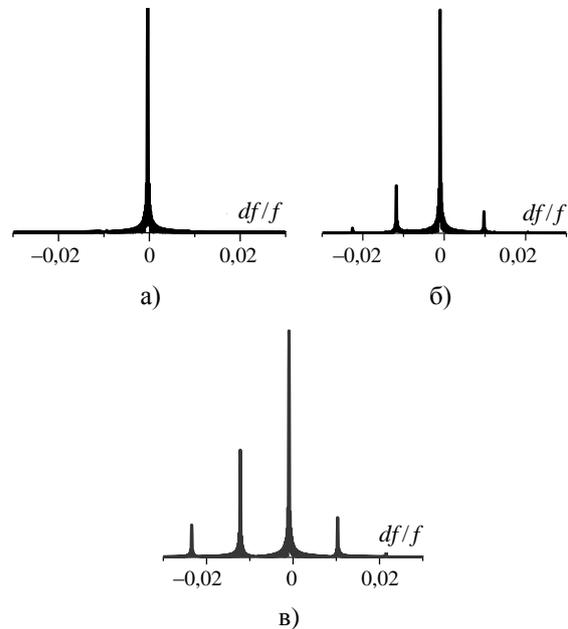


Рис. 4. Спектры Фурье амплитуды колебания моды РПВ при изменении рабочего тока: а) $I/I_{st} = 3$; б) $I/I_{st} = 4$; в) $I/I_{st} = 5,5$

Как следует из вышесказанного, условия существования многочастотного режима и режима затягивания частоты определяются разностью

фазовых скоростей мод (что в свою очередь зависит от разности волновых чисел (длины «гребенки»)), добротностью мод, т. е. соотношением ширины резонансных кривых и разностью между резонансными частотами, а также рабочим током, определяющим условие одновременной неустойчивости для каждой моды и нелинейные процессы взаимодействия мод. При небольшом рабочем токе и небольшой длине резонатора обеспечивается преимущественно одночастотный режим генерации (либо одномодовый режим, либо режим с затягиванием частоты). В существующих клинотронах [1, 2, 21], при токах $I_0 < 300$ мА, в основном наблюдается одночастотный режим генерации. Следует отметить, что в так называемых слабрезонансных ЛОВ [22, 23] режимы многочастотных и хаотических автоколебаний достигались именно за счет увеличения длины взаимодействия, снижения добротности мод (благодаря уменьшению отражений на концах периодической структуры) и увеличения отношения рабочего тока к стартовому. Однако теория таких приборов, описывающая нестационарные хаотические режимы колебаний, развита еще недостаточно [11, 12].

Рассмотрим генератор с параметрами, типичными для реальных клинотронов [1, 2], при которых наблюдается одночастотный режим генерации.

Для анализа конкуренции мод в режиме затягивания частоты рассмотрим три случая:

- взаимодействие мод при разности между собственными частотами много больше ширины резонансной кривой;
- взаимодействие мод при разности между собственными частотами много меньше ширины резонансной кривой;
- взаимодействие мод при разности между собственными частотами порядка ширины резонансной кривой.

Будем считать, что существует возможность селективного подавления мод в РПВ. Это дает возможность рассмотреть взаимодействие ЭП с различным количеством мод. На рис. 5 показана зона генерации (зависимость электронного КПД и частоты генерации от скорости ЭП) для прямолинейного ЭП при взаимодействии с одной модой (кривая 1), тремя модами (кривая 3) и пятью модами (кривая 5) для случая, когда разность между собственными частотами много меньше ширины резонансной кривой при следующих параметрах: $L = 38l$, $I_0 = 60$ мА, $Q = 35$ для всех мод. Видно (рис. 5, а), что максимальный электронный КПД увеличивается при увеличении количества мод, однако в зоне появляются провалы по мощности. Рассмотрим сначала распределение поля и фазовый портрет электронов для случая существо-

вания пяти мод при скорости ЭП, соответствующей максимальному КПД (точка А на рис. 5, а). Скорость электронов в данном случае близка к фазовой скорости моды с наибольшим индексом.

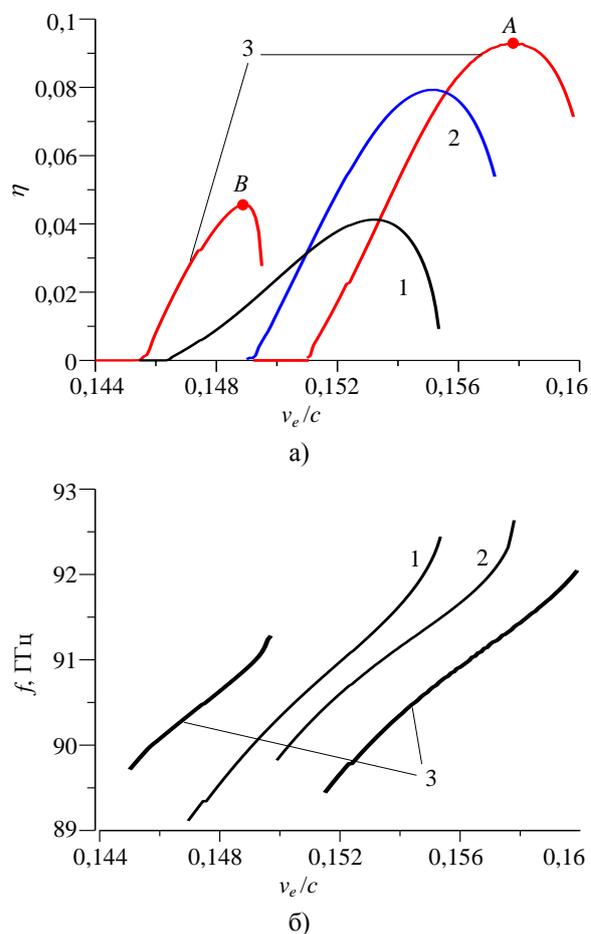


Рис. 5. Зона генерации для случая, когда разность между собственными частотами РПВ много меньше ширины резонансной кривой: а) – КПД; б) – частота генерации; кривые 1, 2, 3 соответствуют случаю взаимодействия с одной, тремя и пятью модами соответственно

Из рис. 6, а видно, что амплитуда поля, определяемая интерференцией всех мод, мала в первой половине и имеет максимум во второй половине пространства взаимодействия. Фазовая скорость волны, определяемая производной фазы поля по y , во второй половине пространства взаимодействия меньше, чем в первой. Основные закономерности взаимодействия электронов с полем, имеющим фазовую неоднородность, подробно изучены в работах [24–26]. Следуя работе [24], проанализируем процессы в ЭП, исследуя фазовую плоскость уравнения движения электронов в системе покоя волны (рис. 7) – зависимость нормированной расстройки скорости электронов и фазовой скорости одной из мод от безразмерной координаты $\mathcal{G}(t, y, \varphi_0) = \omega t - \varphi_0 - \varphi(y)$.

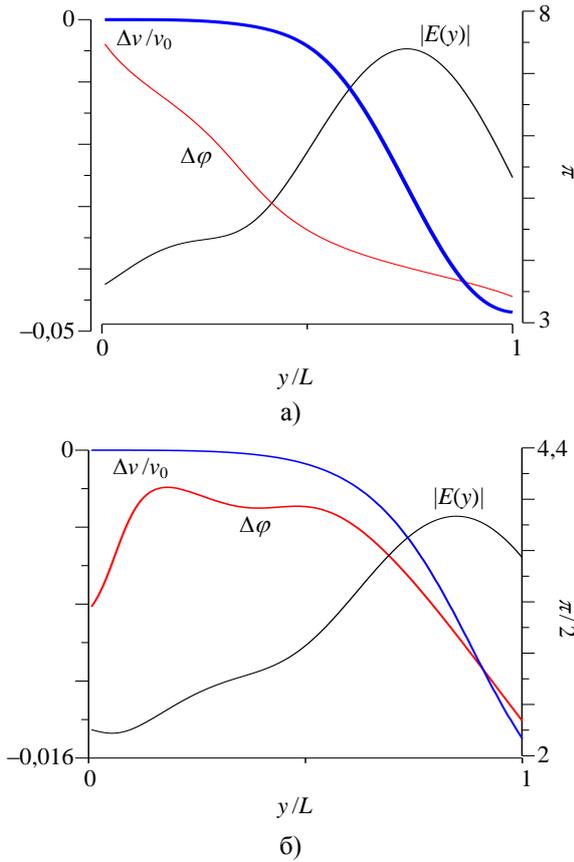


Рис. 6. Распределение амплитуды и фазы ВЧ-поля на «ребенке», а также изменение скорости ЭП вдоль пространства взаимодействия в случае взаимодействия пяти мод при начальной скорости ЭП, соответствующей: а) – точке А на рис. 5, а, б) – точке В на рис. 5, а

Так как в начале решетки амплитуда поля и рассинхронизм малы, число захваченных частиц велико (количество захваченных частиц $N_p \approx \sqrt{|E|}/b$ [16]), электроны группируются и к середине пространства взаимодействия собираются в сгусток с малым разбросом фаз и скоростей (положение электронов для этого случая на фазовой плоскости обозначено квадратами). Во второй половине пространства взаимодействия фазовая скорость уменьшается (рассинхронизм увеличивается), а амплитуда поля увеличивается, что ведет к сохранению количества захваченных частиц. Во второй половине пространства взаимодействия электроны попадают в замедляющую фазу и эффективно отдают энергию полю, что приводит к увеличению общего КПД по сравнению с одномодовым режимом (положение электронов на фазовой плоскости в конце пространства взаимодействия отмечено кружками). Отметим, что данные процессы в ЭП характерны для случая взаимодействия ЭП с полем, имеющим две вариации вдоль пространства взаимодействия, встречающиеся в генераторе дифракционного излучения [24]. Однако рассмотренный режим является

энергетически более выгодным по сравнению с указанным в работах [24–26], так как здесь модуляция ЭП происходит в минимуме, а передача энергии – в максимуме поля.

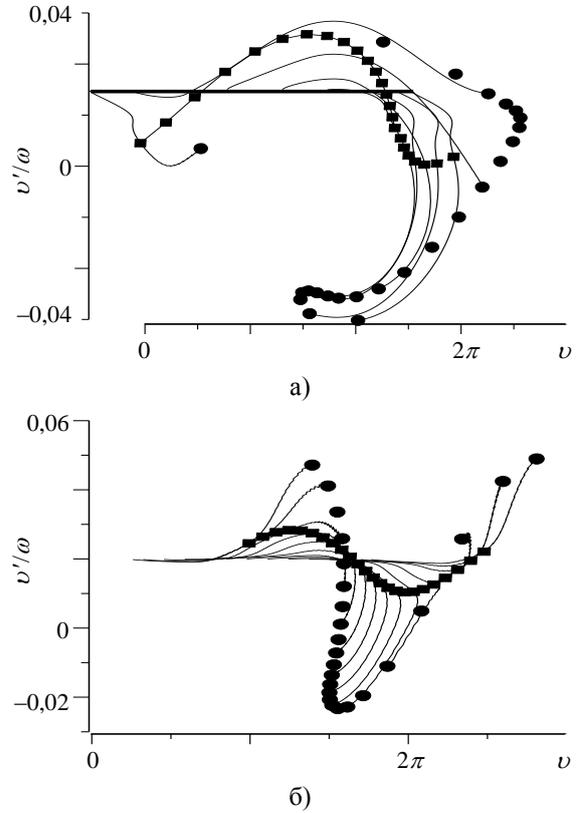


Рис. 7. Фазовый портрет электронов при распределении поля, соответствующем: а) – рис. 6, а; б) – рис. 6, б

Из сказанного следует, что наличие соседних мод приводит к перераспределению поля на решетке, что способствует перегруппировке ЭП и изменению как активной, так и реактивной мощности взаимодействия. При этом возможны случаи, когда новое распределение поля приводит к увеличению отбора энергии от ЭП. При наличии соседних мод с большей частотой возможна обратная ситуация, когда возбуждение соседних мод ухудшает условия отбора энергии у ЭП, что приводит к уменьшению электронного КПД или к срыву генерации (см. рис. 5 – срыв генерации при наличии пяти мод). Рассмотрим распределение поля и фазовый портрет электронов при скорости ЭП, соответствующей точке В на рис. 5, а. Из рис. 6, б видно, что фазовая скорость волны в первой половине пространства взаимодействия меньше, чем во второй, и намного меньше скорости ЭП. Это приводит к тому, что в первой половине пространства взаимодействия ЭП практически не чувствует поля, а во второй половине передача энергии ЭП полю мала из-за малого рассинхронизма и малой длины взаимодействия (рис. 7, б).

Таким образом, максимальный КПД наблюдается при таких скоростях ЭП, когда существуют только моды с меньшей фазовой скоростью (см. рис. 5, а – максимум общего КПД наблюдается при синхронизме ЭП с модой с наибольшим индексом).

Следует отметить еще одно сходство зоны генерации при конкуренции мод и одномодового режима при возбуждении моды с двумя пятнами поля – генерация колебаний с одной и той же частотой при различных скоростях ЭП ([24] и рис. 5). В рассматриваемом случае резонансной ЛОВ это связано с тем, что при невысокой добротности резонатора параметр рассинхронизма сильно зависит от электронного смещения частоты [20], а также с тем, что данная система с несколькими степенями свободы может иметь несколько устойчивых состояний, характеризующихся различным распределением поля на «гребенке». Например, распределение поля, соответствующее точкам *A* и *B*, существенно отличается (рис. 6), хотя частоты генерации практически одинаковы.

Если немного увеличить рабочий ток (рис. 8), то происходит срыв одного устойчивого состояния из-за уменьшения параметра рассинхронизма и переход в другое устойчивое состояние с меньшей фазовой скоростью. Это приводит к дополнительному гистерезису по зоне (рис. 8) и является причиной изрезанности зоны генерации.

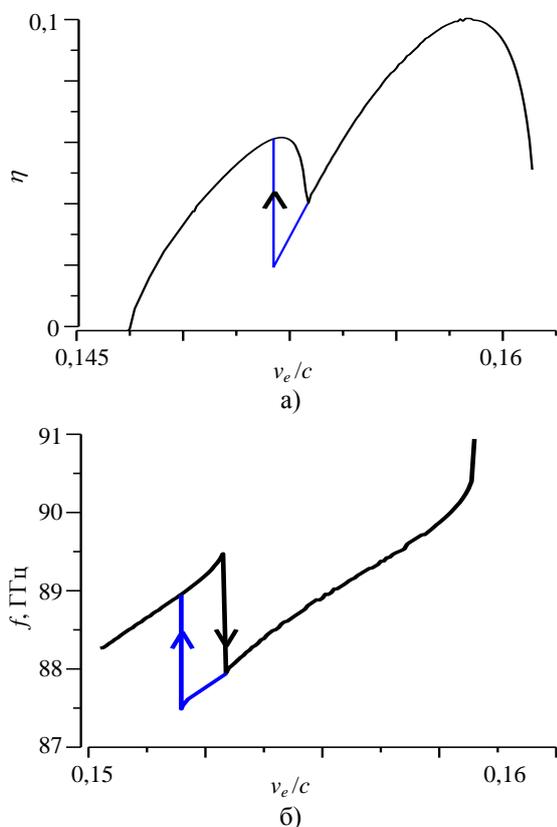


Рис. 8. Гистерезис зоны генерации при взаимодействии пяти мод. Рабочий ток $I_0 = 65$ мА, остальные параметры те же, что и на рис. 5: а) – КПД; б) – частота генерации

Рассмотрим теперь случай взаимодействия пяти мод при разности между собственными частотами порядка ширины резонансной кривой. При тех же самых условиях взаимодействия ЭП с каждой модой, что и на рис. 5, получим менее изрезанную зону с меньшим максимальным КПД (рис. 9). Причиной этого является то, что при такой разности собственных частот ЭП эффективнее всего возбуждает синхронную и соседнюю моды с меньшей фазовой скоростью (с меньшим индексом), что и обуславливает более плавное изменение КПД по зоне генерации.

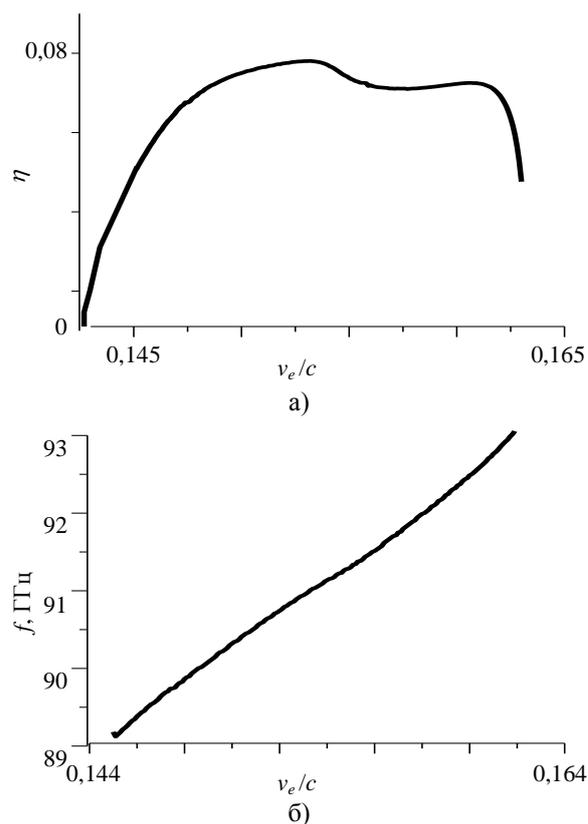


Рис. 9. Зона генерации для случая, когда разность между собственными частотами мод РПВ сравнима с шириной их резонансных кривых: а) – КПД; б) – частота генерации

Зона генерации резонансной ЛОВ с дисперсией (рис. 2) при перестройке по напряжению показана на рис. 10. Здесь при малых скоростях ЭП количество взаимодействующих мод мало, поэтому возникает генерация, близкая к одномодовой. При дальнейшем увеличении скорости ЭП разность между резонансными частотами мод уменьшается, и поэтому во взаимодействии принимает участие все большее количество мод.

Из рис. 10 видно, что при наличии взаимодействия мод общий электронный КПД достигает порядка 7 %, тогда как в одномодовом случае не превышает 4 %. Срыв колебаний происходит, когда разность между собственными частотами очень мала и высшие моды (с большим ин-

дексом m) приводят к перегруппировке ЭП в ускоряющую фазу. Если, например, поочередно срывать моды, имеющие фазовую скорость, большую скорости ЭП, зону генерации можно значительно расширить. Используя тот факт, что причиной срыва колебаний является конкуренция мод, зону генерации можно расширить в сторону больших скоростей за счет уменьшения длины РПВ L , так как при этом увеличивается разность между резонансными частотами мод, что снижает эффекты конкуренции.

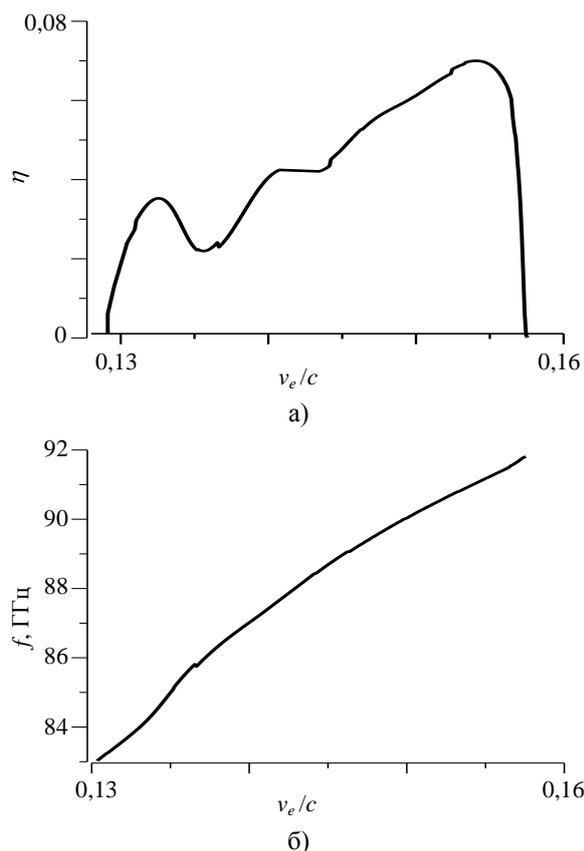


Рис. 10. Результаты моделирования работы резонансной ЛОВ во всей полосе электронной перестройки прибора: а) – КПД; б) – частота генерации

На рис. 11 показаны зоны генерации при рабочем токе $I_0 = 95$ мА при длинах РПВ $L = 38l$ и $L = 20l$, что подтверждает данное предположение.

Известно [1, 21], что колебания в клинотроне наблюдаются при сдвиге фазы поля на период $0,3\pi - 0,7\pi$. Из приведенного анализа следует, что эффекты конкуренции усиливаются при увеличении индекса моды, т. е. при приближении к колебанию на « π -виде» (сдвиг фазы поля на период π). При этом срыв колебаний из-за конкуренции мод происходит вдалеке от « π -вида»: в зависимости от параметров РПВ и ЭП срыв происходит при сдвиге фазы на период $0,3\pi - 0,7\pi$.

Таким образом, одной из возможных причин того, что колебания в клинотроне плохо возбуждаются при приближении к колебаниям на « π -виде», является конкуренция мод РПВ клинотрона.

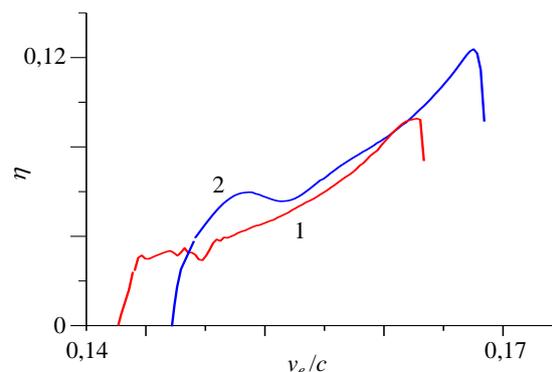


Рис. 11. Зона генерации для двух различных РПВ: 1 – $L = 38l$; 2 – $L = 38l$

Отметим, что увеличение общего электронного КПД связано не только с появлением более оптимального распределения поля при интерференции мод, но и тем, что мощность взаимодействия определяется распределением поля обратных волн, а мощность потерь определяется полным распределением поля на решетке (суммой обратных и прямых волн). В результате возможна ситуация, когда при сложении полей мод мощность потерь общего поля возрастает медленнее, чем амплитуда общего синхронного поля.

Следует также отметить, что общий электронный КПД является суммой КПД всех мод, и при увеличении общего электронного КПД, по сравнению с одномодовым режимом, КПД каждой моды может быть меньше одномодового режима. Однако общая выходная мощность определяется мощностью и коэффициентом связи общего поля, состоящего из поля всех мод. Если предположить, что отражение от нагрузки слабо зависит от номера моды, то коэффициент связи с нагрузкой, определяемый выражением

$$K_c = \frac{Q_i}{Q_0} - 1 \quad (Q_i, Q_0 - \text{соответственно нагруженная и собственная добротности}),$$

будет определяться распределением ВЧ-поля в районе элемента связи. Так, при распределении поля, показанного на рис. 6, а, выходная мощность будет небольшой, несмотря на высокий электронный КПД, так как коэффициент связи для общего поля будет малым при размещении элемента связи в начале «гребенки».

3. Особенности взаимодействия мод при наклонном ЭП (клинотронный режим). На рис. 12 показана зона генерации для клинотрона в одномодовом режиме и при наличии пяти мод. Распределение амплитуды поля на «гребенке»

ке» и изменение скорости нижнего, среднего и верхнего слоев ЭП для скорости ЭП, соответствующей максимальному электронному КПД для случая существования пяти мод, показана на рис. 13. Для клинотронного угла $\alpha = 1^\circ$, толщины ЭП 0,2 мм и прицельного расстояния 0,1 мм нижний слой садится на «гребенку» при $y = 0,4L$, а верхний – в конце «гребенки».

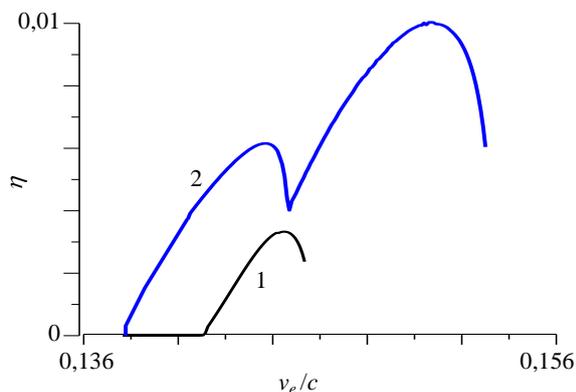


Рис. 12. Зона генерации клинотрона для случая, когда расстояние между собственными частотами много меньше ширины резонансной кривой: 1 – одномодовый резонатор; 2 – 5-модовый резонатор

Видно, что максимум ВЧ-поля наблюдается не в начале пространства взаимодействия, а ближе к центру. В результате при большом клинотронном угле нижние слои неэффективно взаимодействуют с ВЧ-полем (рис. 13). В этом случае, в отличие от одномодового режима, в многомодовом наиболее оптимальным является меньший клинотронный угол, при котором наблюдается неполное токооседание на «гребенку».

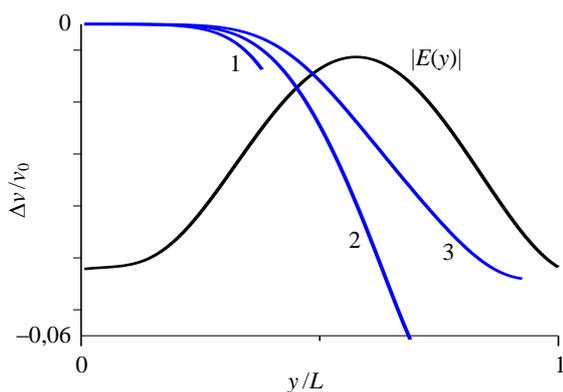


Рис. 13. Распределение ВЧ-поля и потеря средней скорости ЭП вдоль пространства взаимодействия для нижнего (кривая 1), центрального (кривая 2) и верхнего (кривая 3) слоев

Выводы. Таким образом, рассмотрены процессы возбуждения колебаний в РПВ с ЭП с учетом взаимодействия мод:

– получена система интегро-дифференциальных уравнений, описывающая многомодовую генерацию в слабонестационарном приближении;

– впервые выполнено моделирование работы резонансной ЛОВ во всей полосе электронной перестройки прибора с учетом многомодовой генерации и построены зависимости мощности и частоты генерации от скорости ЭП;

– установлено, что при невысокой добротности и небольшом рабочем токе преимущественно реализуется режим затягивания частоты, когда одновременно существуют много мод на одной частоте; при увеличении длины РПВ, а также при увеличении рабочего тока может наблюдаться как режим самосинхронизации мод, так и автомодуляционный режим;

– показано, что режим взаимодействия мод при затягивании частоты может приводить к существенному увеличению электронного КПД, однако при расчетах выходной мощности следует учитывать, что коэффициент связи зависит от распределения поля всех мод и, следовательно, зависит от рабочего режима;

– показано, что в одночастотном режиме генерации существуют несколько устойчивых состояний, что ведет к дополнительному гистерезису по зоне генерации;

– установлено, что одной из причин срыва колебаний при приближении к « π -виду» является конкуренция мод РПВ резонансной ЛОВ и клинотрона;

– проанализированы особенности взаимодействия мод при наклонном ЭП; показано, что оптимальный угол наклона ЭП в многомодовом режиме отличается от одномодового.

1. *Клинотрон* / Г. Я. Левин, А. И. Бородин, А. Я. Кириченко и др.; под ред. А. Я. Усикова. – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.
2. *Тенденции развития клинотронов миллиметрового диапазона длин волн* / Е. Е. Лысенко, О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак, С. А. Чурилова // *Радиофизика и электрон.*: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, спец. вып. – С. 315–320.
3. *Пишко О. Ф.* Моделирование пространства взаимодействия в клинотронах / О. Ф. Пишко, С. А. Чурилова // *Успехи современ. радиоэлектрон.* – 2004. – № 1. – С. 10–19.
4. *Ваврив Д. М.* Теория клинотрона / Д. М. Ваврив // *Радиофизика и электрон.*: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2007. – 12, спец. вып. – С. 35–47.
5. *Добротность резонансной линии клинотронов миллиметрового диапазона* / Е. Е. Лысенко, О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак, С. А. Чурилова // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2001. – 6, № 4. – С. 317–322.
6. *Пишко О. Ф.* Электродинамические характеристики выходного устройства клинотрона / О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак, С. А. Чурилова // *Радиофизика и электрон.*: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – 12, спец. вып. – С. 130–133.
7. *Вайнштейн Л. А.* Общая теория электронных автогенераторов / Л. А. Вайнштейн // *Электрон. больших мощностей.* – 1968. – № 6. – С. 84–129.
8. *Гинзбург Н. С.* Конкуренция и кооперация мод в электронных СВЧ генераторах с пространственно развитыми электродинамическими системами / Н. С. Гинзбург, Н. Ф. Ковалев, М. И. Петелин // *Генераторы и усилители на реляти-*

- вистских электронных потоках. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – С. 142–153.
9. *Запелов В. Е.* Установление колебаний в двухмодовом гиротроне / В. Е. Запелов, Г. С. Нусинович // Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – 7, № 11. – С. 117–120.
 10. *Lutger S.* Mode competition in orotron / S. Lutger // Int. J. Infrared and Millimeter waves. – 1992. – 13, N 1. – P. 71–90.
 11. *Nusinovich G. S.* Mode interaction in backward-wave oscillators with strong end reflections / G. S. Nusinovich, Yu. P. Bliokh // Phys. of Plasmas. – 2000. – 7, N 4. – P. 1294–1301.
 12. *Управления сложными колебаниями в распределенных системах СВЧ-электроники* / Д. И. Трубецков, И. С. Ремпен, Н. М. Рыскин и др. // Радиотехника. – 2003. – № 2. – С. 24–34.
 13. *Лукин К. А.* Многомодовые колебания в ГДИ / К. А. Лукин, Э. М. Хуторян, А. И. Цвык // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 3. – С. 535–545.
 14. *Силин Р. А.* Замедляющие системы / Р. А. Силин, В. П. Саонов. – М.: Сов. радио, 1966. – 632 с.
 15. *Лопухин В. М.* Возбуждение электромагнитных полей электронными потоками / В. М. Лопухин. – М.: Гостехиздат, 1953. – 324 с.
 16. *Лукин К. А.* Нелинейная теория ГДИ: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / К. А. Лукин; Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1979. – 19 с.
 17. *Вайнштейн Л. А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев. – М.: Сов. радио, 1973. – 400 с.
 18. *Лукин К. А.* Теория нестационарных процессов в генераторах дифракционного излучения при существенном изменении характеристик поля за время жизни электронов / К. А. Лукин, И. В. Якубенко // Радиотехника и электрон. – 1988. – 33, № 4. – С. 830–837.
 19. *Гинзбург Н. С.* Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ / Н. С. Гинзбург, С. П. Кузнецов, Т. Н. Федосеева // Изв. вузов. Радиофизика. – 1978. – 21, № 7. – С. 1037–1052.
 20. *Лукин К. А.* К нелинейной теории резонансных автогенераторов с длительным взаимодействием О-типа / К. А. Лукин. – Х.: Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР, 1979. – 42 с. – (Препринт / НАН Украины, Ин-т радиофизики и электрон., № 129).
 21. *Особенности режимов работы генераторов типа клинотрон* / М. В. Мильчо, Б. П. Ефимов, В. В. Завертаный, В. В. Гончаров // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2005. – 10, № 3. – С. 435–440.
 22. *Rakityanskiy V. A.* Excitation of the Chaotic Oscillations in Millimeter BWO / V. A. Rakityansky, K. A. Lukin // Int. J. Infrared and Millimeter waves. – 1995. – 16, N 6. – P. 1037–1050.
 23. *Efimov B. P.* Transformation of Chaotic Oscillation Spectrum by Reflection / B. P. Efimov, K. A. Lukin, V. A. Rakityanskiy // J. Tech. Phys. – 1988. – 58, N 12. – P. 2398–2400.
 24. *О новом механизме возбуждения генератора дифракционного излучения на свободных электронах* / Ю. И. Евдокименко, К. А. Лукин, И. Д. Ревин и др. // Докл. АН СССР. – 1982. – 265, № 2. – С. 318–321.
 25. *Об одной особенности преобразования энергии в генераторах дифракционного излучения – лазерах на свободных электронах* / Ю. И. Евдокименко, К. А. Лукин, И. Д. Ревин и др. // Докл. АН СССР. – 1983. – 268, № 4. – С. 853–856.
 26. *Евдокименко Ю. И.* Об усилении электромагнитной волны электронным потоком при отрицательных расстройках скоростей / Ю. И. Евдокименко, К. А. Лукин, В. П. Шестопалов // Журн. техн. физики. – 1984. – 54, вып. 12. – С. 2359–2362.

MODE INTERACTION IN A SLOW WAVE RESONATOR WITH ELECTRON BEAM

K. A. Lukin, E. M. Khutoryan

The excitation of slow wave resonator that is an electrodynamic structure for resonance backward wave oscillator and clinotron by electron beam has been considered. Analysis of electrons interaction with resonator field has been carried out provided mode competition.

Key words: clinotron, resonance backward wave oscillator, electron beam, mode interaction.

ВЗАЄМОДІЯ МОД У РЕЗОНАТОРІ ПОВЕРХНЕВОЇ ХВИЛІ З ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ

К. О. Лукін, Е. М. Хуторян

Розглянуто задачу про збудження електронним потоком резонатора поверхневої хвилі, що є електродинамічною структурою резонансної лампи зворотної хвилі та клинотрона. Проведено аналіз взаємодії електронів з полем резонатора при конкуренції мод.

Ключові слова: клинотрон, резонансна лампа зворотної хвилі, електронний потік, взаємодія мод.

Рукопись поступила 24 февраля 2010 г.