

01;09;10

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПЕНИОТРОНЕ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ ВОЛНОВОДА

© А. П. Четвериков

1. Известно, что одной из самых сложных задач при создании сверхвысокочастотных электронных усилителей на быстрых волнах типа гиро-ЛБВ или пениотрона является проблема предотвращения паразитного самовозбуждения за счет абсолютной неустойчивости (см., например, [1-2]). Для высоковольтной гиро-ЛБВ стандартным выходом из положения считается использование так называемого режима "касания", когда дисперсионные кривые $\omega = \omega(k_z)$ взаимодействующих волноводной моды и волны в электронном пучке лишь касаются (или почти касаются) друг друга. Здесь k_z — волновое число вдоль оси волновода z . В низковольтном ([3] и др.) пениотроне перспективы использования "режима касания" не очевидны и не могут основываться на данных линейной теории [4], не позволяющей предсказать результаты взаимодействия электронного пучка и электромагнитной волны в характерном для пениотрона режиме сильного энергообмена, или на данных стационарной нелинейной теории, оставляющей открытым вопрос об устойчивости режимов усиления [5]. В настоящей работе излагаются результаты численного моделирования процессов взаимодействия пучка и волны в пениотроне в рамках нелинейной нестационарной теории, позволяющей естественным образом решить задачу об условиях реализации устойчивых (без паразитного самовозбуждения) эффективных режимов усиления.

2. Эволюция медленной амплитуды F напряженности электрического поля E волноводной моды со спектром частот, близких к критической частоте моды ω_{cr} , определяется уравнением возбуждения (см., например, [6,7])

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} + j \frac{\partial^2 F}{\partial \zeta^2} + \Theta F = jI, \quad (1)$$

где F вводится соотношением

$$E = \text{Re} [F(\tau, \zeta) E_0 \Psi(\tau_{\perp}) \exp(j\omega_{cr} t)],$$

E_0 и $\Psi(\tau_{\perp})$ — амплитуда и функция поперечного распределения собственного электрического поля моды, $\tau = (\varepsilon^2 \omega_{cr} t) / 2$ и $\zeta = \varepsilon k z$ — медленные время и продольная координата, ε — параметр взаимодействия, Θ — параметр диссипации [8,5]. Для определения медленной амплитуды I возбуждающего тока используем простую нелинейную модель взаимодействия пениотронного типа [8,5], в рамках которой эволюция I описывается уравнениями

$$\frac{1}{V} \frac{\partial I}{\partial \tau} \frac{\partial I}{\partial \zeta} + j \left[\Delta_c - \frac{\mu n |I|^2}{\gamma^n} \right] I = j [n - (n+1)\gamma] \gamma^{n-1} F, \quad |I|^2 = (1-\gamma)\gamma^n, \quad I|_{\zeta=0} = 0, \quad \gamma|_{\zeta=0} = 1. \quad (2)$$

Здесь γ — безразмерная энергия электронов, n — номер циклотронного резонанса, $\mu = \alpha^2 [(v_z/c)2\varepsilon]$ — параметр неизохронности, $\alpha = v_{\perp}/v_z$, v_z и v_{\perp} — продольная и поперечная скорости электронов, $\Delta_c = (\omega_{cr} - n\omega_c) / \varepsilon k v_z$ — параметр частотной расстройки, ω_c — циклотронная частота, $V = 4\mu/\alpha^2$ — безразмерная продольная скорость электронов. В качестве граничных условий для уравнения возбуждения используем условия излучения [6]¹ ($A = \varepsilon k L$, L — длина пространства взаимодействия)

$$\left(F(\tau) = \frac{1}{\sqrt{j\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{\Theta(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial F(\tau')}{\partial \zeta} d\tau' + 2F_m e^{i\Omega_{in}\tau} \right)_{\zeta=0}, \quad \left(F(\tau) = -\frac{1}{\sqrt{j\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-\Theta(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial F(\tau')}{\partial \zeta} d\tau' \right)_{\zeta=A}. \quad (3)$$

Начальные условия для уравнений (1) и (2) задаются в виде $F(\zeta)_{\tau=0} = F_m + F^0(\zeta)$, $I(\zeta)_{\tau=0} = I^0(\zeta)$, где случайные функции F^0 и I^0 имитируют начальные флуктуации.

3. В отсутствие внешнего сигнала возможно паразитное самовозбуждение усилителя за счет встречного излучения, если значение параметра A превышает стартовое значение $A_{st}(\Delta_c)$ (или, точнее, когда $\Delta_c > \Delta_{cst}(A)$, если $\Delta_c > 0$ [4,7]).

¹ В более точной теории необходимо учитывать, хотя бы приближенно [9], частотную зависимость коэффициентов отражения электромагнитной волны на концах волновода. Однако в данном случае результаты, как показывают данные проведенных расчетов, отличаются несущественно.

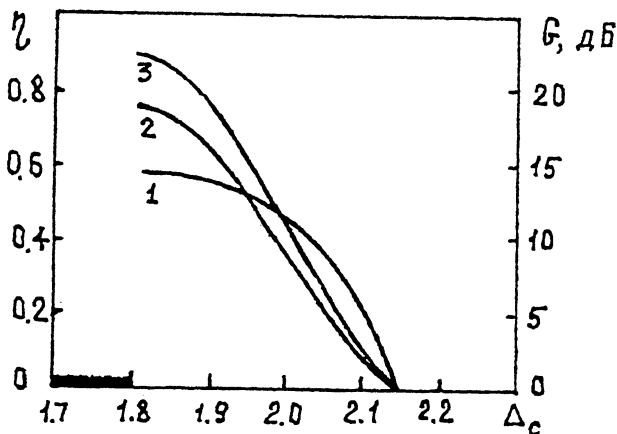


Рис. 1. Зависимости коэффициента усиления G (1) и коэффициентов η_F (2) и η_γ (3) от параметра частотной расстройки Δ_c . $n = 2$, $\mu = 1$, $\alpha = 1$, $\theta = 0.1$, $A = 8$, $F_{in} = 0.1$, $\Omega_{in} = 2$. (Отмечен интервал возбуждения паразитных колебаний).

Система может возбуждаться, даже если нет пересечения дисперсионных кривых волноводной моды и электронной волны ($\omega - k_2 v_z - n\omega_c \approx 0$), т. е. в режиме касания и близком к нему ($\Delta_c > \Delta_{ctan}$, $\Delta_{ctan} = V/4$ соответствует касанию дисперсионных характеристик). В частности, для значений $n = 2$, $\mu = 1$, $\alpha = 1$, $\theta = 0.1$, примерно соответствующих экспериментальным данным [4] и используемых в расчетах в качестве характерных, $\Delta_{cst} = 1.9$ при $A = 8$.

4. Определение условий реализации и характеристик устойчивых режимов усиления внешнего сигнала проводилось на основании численного решения системы нестационарных уравнений (1)–(2) с помощью программы моделирования на базе неявной безусловно устойчивой разностной схемы второго порядка. Для контроля точности проверялось выполнение закона сохранения энергии $\eta_\gamma = \eta_F + \eta_\theta$, где $\eta_\gamma(\zeta) = 1 - \gamma$, $\eta_F(\zeta) = 2\text{Im} \left[\left(\frac{\partial F}{\partial \zeta} F^* \right)_{\zeta=0} - \left(\frac{\partial F}{\partial \zeta} F^* \right)_\zeta \right]$, $\eta_\theta(\zeta) = 2\theta \int |F|^2 d\zeta$ характеризуют энергии: отданную электронным потоком, запасенную электромагнитным полем и рассеиваемую за счет диссипации соответственно.

При подаче внешнего сигнала в систему с достаточно большим значением $A = 8$ (минимальное значение $A_{stmin} \approx 2$) наблюдались три характерных режима: а) слабое усиление сигнала без паразитного самовозбуждения, если значение $\Delta_c > 0$ существенно превышает $\Delta_{cst}(A)$,

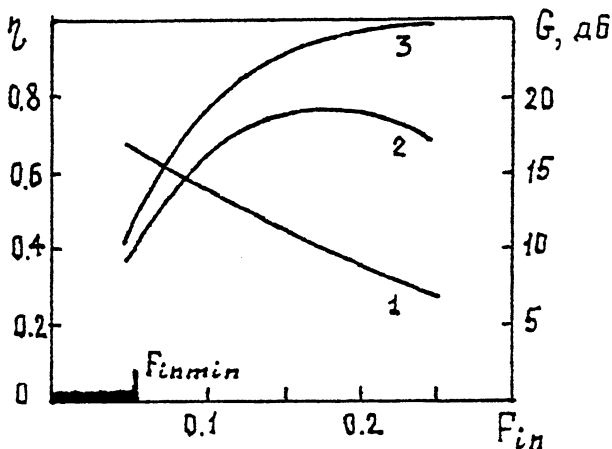


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления $G(1)$ и коэффициентов $\eta_F(2)$ и $\eta_\gamma(3)$ от уровня входного сигнала $F_{in} \cdot n = 2$, $\mu = 1$, $\alpha = 1$, $\theta = 0.1$, $\Delta_c = 1.9$, $A = 8$, $\Omega_{in} = 2$. (Отмечен интервал возбуждения паразитных колебаний).

б) эффективное усиление ($\eta_\gamma \approx 1$) сигнала без паразитного возбуждения системы — рабочий режим усилителя, в) усиление внешнего сигнала с одновременной генерацией паразитного сигнала на частоте, отличной от Ω_{in} . Последнее очерчивает область реализации режима б) в параметрическом пространстве $(A, \Delta_c, \mu, V, F_m, \Omega_{in})$. На рис. 1 представлены рассчитанные характерные зависимости коэффициента усиления G и коэффициентов η_γ , η_F от Δ_c при постоянных значениях характеристик входного сигнала $F_m = 0.1$ и $\Omega_{in} = 2$ (полоса усиления определяется соотношением $0.5 \leq \Omega_{in} \leq 5$). Из них следует, что эффективное усиление сигнала с $\eta_\gamma \approx 0.9$ и $G \approx 15$ дБ реализуется в достаточно широком интервале значений параметра Δ_c . Это означает, что не требуется очень точной настройки магнитного поля для реализации режима. Особенно важно, что одночастотное усиление происходит, даже если $\Delta_c < \Delta_{cst}$ (при $A = \text{const}$), т. е. в зоне паразитного самовозбуждения системы в автономном режиме. Но в этом случае если в численном эксперименте в некоторый момент времени “выключить” внешний сигнал, то после короткого переходного процесса устанавливаются автоколебания. Обнаруженный эффект объясняется тем, что за счет сильно нелинейного взаимодействия попутной компоненты электромагнитной волны происходит подавление генерации на встречной волне, как это бывает при конкуренции колебаний [10]. И только уже при доста-

точно сильном отклонении от границы зоны паразитного самовозбуждения в системе возникают двухмодовые колебания — усиление внешнего сигнала при одновременной генерации паразитного. Область реализации основного режима ограничена снизу по уровню входного сигнала и по параметру A : при $F_{in} < F_{in\ min}$ (рис. 2), а также небольших A из-за малого энергообмена усиливаемой электромагнитной волне не удастся подавить паразитную генерацию.

5. Таким образом, при подаче в пениотрон с волноводной электродинамической системой внешнего сигнала с частотой, близкой к критической, не только не происходит стимулированного внешним сигналом паразитного возбуждения, но даже в зоне самовозбуждения автономной системы реализуется нелинейное подавление паразитной генерации. Поэтому режим “касания” представляется перспективным для использования в усилителях пениотронного типа даже при малых потенциалах электронного пучка.

Список литературы

- [1] Barnett L.R., Chang L.H., Chen H.Y., Chu K.R., Lau W.K., Tu C.C. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1062–1065.
- [2] Кузнецов С.П., Осин А.Б. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. С. 300–306.
- [3] Dohler G., Gallagher D., Moats R. // Proc. of Int. Electron Devices Meeting. Washington. D.S., N.Y. 1978. P. 400–403.
- [4] Четвериков А.П., Коневетс А.Е. // Proc. of 17th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Pasadene. Proc. SPIE. 1992. P. 400–401.
- [5] Четвериков А.П. // Proc. of 17th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Pasadene. Proc. SPIE. 1992. P. 398–399.
- [6] Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. T // Int. J. Electronics. 1986. V. 61. P. 881–894.
- [7] Четвериков А.П. // Изв. АН. Сер. Физ., 1994. Т. 58. С. 171–178.
- [8] Кузнецов С.П., Трубецков Д.И., Четвериков А.П. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1164–1168.
- [9] Кузнецов А.П. // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1984. В. 7. С. 3–7.
- [10] Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.

Поступило в Редакцию
23 августа 1996 г.