

УДК 621.38

К АНАЛИЗУ АВТОМОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГИРОТРОНОВ

Г. С. Нусинович

Развита теория автомодуляционной неустойчивости одномодового излучения в электронных лазерах с мягким самовозбуждением. На примере гиротрона с однородной вдоль оси резонатора структурой высокочастотного поля проанализировано влияние на автомодуляционную неустойчивость таких параметров генераторов, как положение частоты центральной моды в зоне самовозбуждения, разнос частот конкурирующих мод, ток пучка, различие в добротностях центральной моды и сателлитов.

В связи с исследованиями возможностей дальнейшего повышения мощности гиротронов и их продвижения в диапазон более коротких волн в последние годы усилился интерес к изучению проблемы устойчивости одномодовых колебаний в гиротронах со сверхразмерными резонаторами (см., например, [1-3]). В тех случаях, когда речь идет о модах, для которых выполняются условия временного $|2\omega_2 - \omega_1 - \omega_3| \ll \omega/Q$ и пространственного синхронизма (последнее условие в гиротронах с круглыми цилиндрическими резонаторами имеет вид $2m_2 = m_1 + m_3$, где m_s — азимутальные индексы мод), взаимодействие мод носит синхронный характер. В условиях синхронного взаимодействия неустойчивость колебаний центральной моды (с индексом 2) означает одновременное появление колебаний обоих сателлитов (мод с индексами 1, 3), что можно интерпретировать как автомодуляцию излучения центральной моды и, следовательно, данную неустойчивость можно называть автомодуляционной.

Автомодуляционная неустойчивость излучения ряда электронных лазеров исследовалась в работах [4-8]. В [4, 5] был рассмотрен случай, когда разнос частот мод пренебрежимо мал по сравнению с зоной самовозбуждения. В этом случае одномодовые колебания центральной моды безразличны к появлению сателлитов с равными амплитудами и разностной фазой $\psi = 2\psi_2 - \psi_1 - \psi_3 = \pi$, в силу чего амплитуды случайно возникших сателлитов, как показано в [5], затухают очень медленно. Рассмотрение лазера с произвольным разносом частот мод было проведено в [6] для клистронной модели гиротрона (ВЧ-поле резонатора предполагалось существующим только в двух узких зазорах, разделенных пространством дрейфа) и в [7], где был численно исследован гиротрон с фиксированным положением частот мод в полосе циклотронного резонанса. Наконец, в [8] было проведено численное исследование автомодуляционной неустойчивости в гиротроне с близкой к реальному распределению продольной структурой ВЧ-поля резонатора в виде гауссовой функции.

В настоящей работе изложена теория, позволяющая проанализировать условия автомодуляционной неустойчивости излучения гиротронов с мягким самовозбуждением при произвольном разносе частот мод и произвольной продольной структуре ВЧ-поля резонатора.

Общие уравнения. Рассмотрим простейший случай синхронного взаимодействия — взаимодействие трех мод. Для описания динамики электронного мазера с синхронным взаимодействием трех мод в условиях мягкого самовозбуждения можно использовать систему уравнений, состоящую из уравнений для амплитуд трех мод F_s ($s=1, 2, 3$) и разностной фазы ψ [7]:

$$\begin{aligned} \frac{dF_1}{d\tau} &= F_1 (\sigma_1 - \beta'_1 F_1^2 - \gamma'_{12} F_2^2 - \gamma'_{13} F_3^2) - F_2^2 F_3 (\xi'_1 \cos \psi + \xi''_1 \sin \psi), \\ \frac{dF_2}{d\tau} &= F_2 [\sigma_2 - \beta'_2 F_2^2 - \gamma'_{21} F_1^2 - \gamma'_{23} F_3^2 - 2F_1 F_3 (\xi'_2 \cos \psi - \xi''_2 \sin \psi)], \\ \frac{dF_3}{d\tau} &= F_3 (\sigma_3 - \beta'_3 F_3^2 - \gamma'_{31} F_1^2 - \gamma'_{32} F_2^2) - F_2^2 F_1 (\xi'_3 \cos \psi + \xi''_3 \sin \psi), \\ \frac{d\psi}{d\tau} &= \tilde{\delta} - F_1^2 (\beta''_1 + \gamma''_{31} - 2\gamma''_{21}) - F_3^2 (\beta''_3 + \gamma''_{13} - 2\gamma''_{23}) + \\ &+ F_2^2 (2\beta''_2 - \gamma''_{12} - \gamma''_{32}) - \frac{F_3}{F_1} F_2^2 \operatorname{Im} (\xi_1 e^{-i\psi}) - \\ &- \frac{F_1}{F_3} F_2^2 \operatorname{Im} (\xi_3 e^{-i\psi}) + 2F_1 F_3 \operatorname{Im} (\xi_2 e^i). \end{aligned} \quad (1)$$

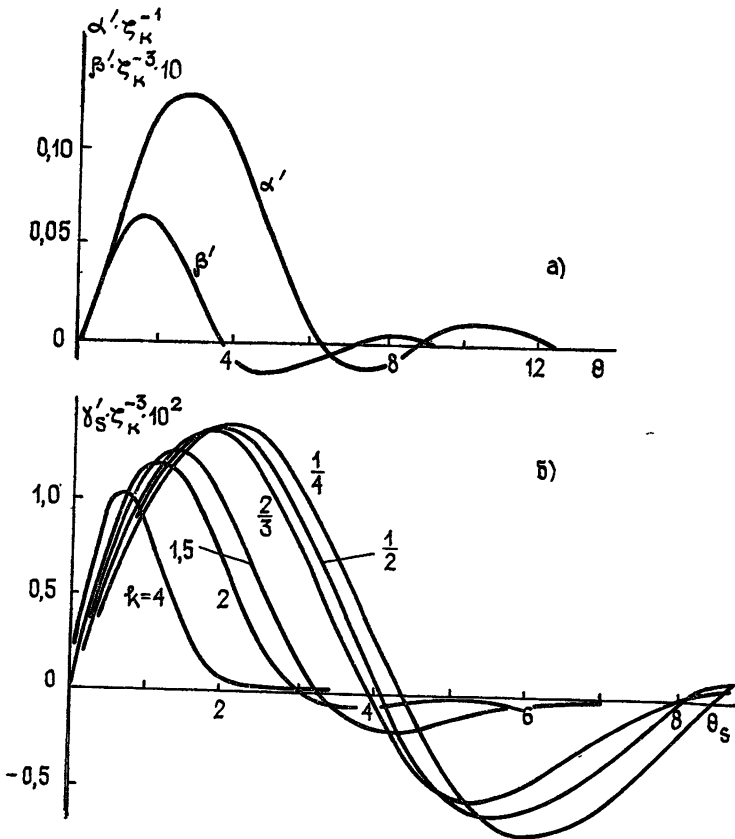


Рис. 1.

Здесь $\sigma_s = \alpha'_s - \hat{I}_s^{-1}$ — инкременты мод ($\hat{I}_s = 2I_s Q_s$ — параметр тока, см. [7]), $\tilde{\delta} = \frac{\omega_1 + \omega_3 - 2\omega_2}{\omega_2 I_2} + \alpha''_1 + \alpha''_3 - 2\alpha''_2$ — расстройка частот мод,

характеризующая слабую неэквидистантность их спектра, коэффициенты $\alpha_s, \beta_s, \gamma_{ss'}$ и ξ_s характеризуют соответственно линейные свойства генератора, эффекты насыщения полем собственной моды (β_s) и межмодовое амплитудное ($\gamma_{ss'}$) и фазовое (ξ_s) взаимодействие. Выражения для этих коэффициентов, определяемых продольной структурой ВЧ-поля и положением мод в полосе циклотронного резонанса, даны в [7].

На рис. 1 приведены взятые из [7] графики зависимости коэффициентов $\alpha'_s, \beta'_s, \gamma'_{ss'}$ от угла пролета $\theta_s = (\omega_s - \omega_{H_0})(L/v_{\parallel})$ в гиротроне с однородной вдоль оси продольной структурой высокочастотного поля резонатора $f(z) = 1/L$ ($0 \leq z \leq L$), коэффициент k для $\gamma_{ss'}$ равен $k = \frac{\omega_{s'} - \omega_{H_0}}{\omega_s - \omega_{H_0}}$. На рис. 2, 3 приведены соответствующие графики для коэффициентов $\beta''_s, \gamma''_{ss'}$ (рис. 2) и ξ_s (рис. 3), $\zeta_k = \pi(\beta_{\perp 0}^2/\beta_{\parallel 0}) (L/\lambda)$ — приведенная длина системы, расстройка $\delta = \frac{\omega_3 - \omega_2}{\omega_2 - \omega_{H_0}} \approx \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 - \omega_{H_0}}$ характеризует разнос частот мод.

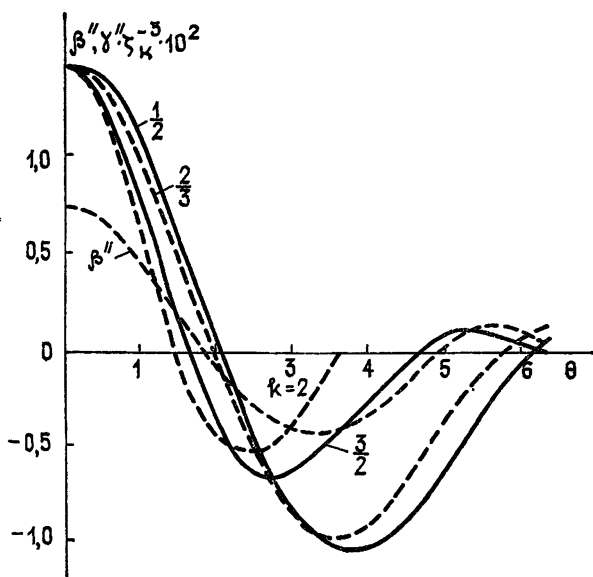


Рис. 2.

Интенсивность стационарных колебаний второй моды определяется из уравнения для $F_2: F_{2,ст}^2 = \sigma_2/\beta'_2$. При этом уравнение для ψ при $d/d\tau = 0$ и $F_1 = F_3 \rightarrow 0$ определяет стационарное значение фазы ψ ($\psi = \psi_{ст}$). Эти же уравнения позволяют определить устойчивость данного состояния равновесия относительно отклонений F_2 и ψ от стационарных значений, после чего задача анализа автомодуляционной неустойчивости сводится к исследованию с помощью уравнений для F_1, F_3 устойчивости данного состояния равновесия относительно появления сателлитов с отличными от нуля амплитудами. Ввиду того, что поведение генератора, описываемого системой уравнений (1), опреде-

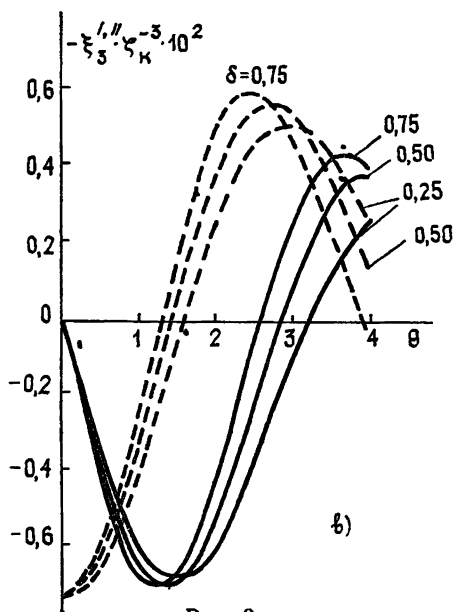
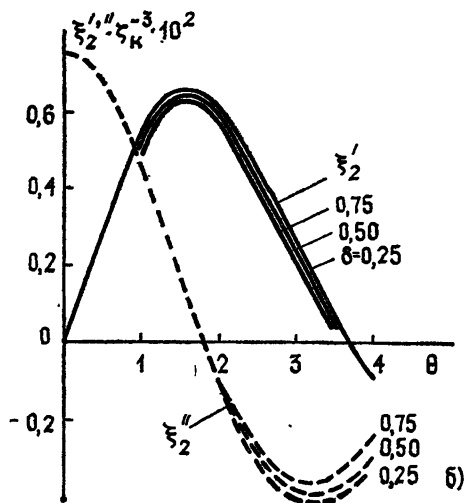
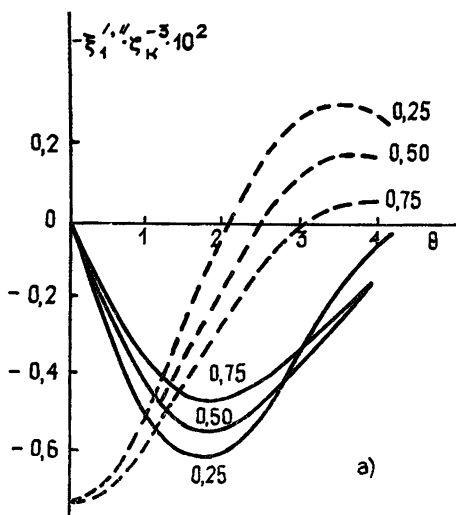


Рис. 3.

Влияние дисперсионных свойств и «надпороговости» гиротрона. Рассмотрим гиротрон, в котором добротности всех мод одинаковы и неэквидистантность спектра мод резонатора можно пренебречь (т. е. можно считать $\hat{I}_s = \hat{I}$, $\delta = 0$). В этом случае стационарное значение фазы, устойчивое относительно собственных отклонений, определяется следующим из (1) выражением

$$\cos \psi_{ст} = \frac{1}{k_1^2 + k_2^2} \left[-k_3 k_3 - k_1 \sqrt{k_1^2 + k_2^2 - k_3^2} \right],$$

где приняты обозначения $k_1 = \xi_1' + \xi_3'$, $k_2 = \xi_1'' + \xi_3''$, $k_3 = \gamma_{12}'' + \gamma_{32}'' - 2\beta_2''$, при этом $\sin \psi_{ст} = -\sqrt{1 - \cos^2 \psi_{ст}}$, когда $k_2 > 0$, при $k_2 < 0$ $\sin \psi_{ст} = \sqrt{1 - \cos^2 \psi_{ст}}$. Соответственно следующие из (1) условия автомодуляционной неустойчивости имеют вид (ср. [8])

$$\beta_2' (\sigma_1 + \sigma_3) > \sigma_2 (\gamma_{12}' + \gamma_{32}'); \quad (2)$$

ляется большим числом параметров — углом пролета электронов относительно центральной моды $\theta \equiv \theta_2$, разном частот мод (параметр δ), превышением током пучка стартового значения (σ_2), различием в добротностях основной моды и спутников (в выражениях для σ_s , $Q_{1,3} \neq Q_2$) и, наконец, расстройкой δ , характеризующей неэквидистантность спектра мод резонатора (всего 5 параметров), ниже мы ограничимся анализом двух частных случаев, каждый из которых позволяет определить влияние на автомодуляционную неустойчивость ряда перечисленных параметров.

$$(\beta'_2 \frac{\sigma_1}{\sigma_2} - \gamma'_{12}) (\beta'_2 \frac{\sigma_3}{\sigma_2} - \gamma'_{32}) < (\xi'_1 \cos \psi_{ст} + \xi''_1 \sin \psi_{ст}) \times$$

$$\times (\xi'_3 \cos \psi_{ст} + \xi''_3 \sin \psi_{ст}). \quad (3)$$

Используя представленные на рис. 1—3 графики, нетрудно определить область параметров θ , δ , \hat{I} , в которой имеет место автомодуляционная неустойчивость. Как показал проведенный анализ, во всей области мягкого самовозбуждения центральной моды ($\beta'_2 > 0$) условие (2) не выполняется. Зона автомодуляционной неустойчивости, в которой выполняется условие (3), показана на рис. 4 (заштрихована) на плоскости параметров δ , θ для нескольких значений параметра «тока» (взяты значения $\hat{I}^{-1} \zeta_k = 0,12$ (а), $0,09$ (б), $0,06$ (в), $0,03$ (г), минимальное стартовое значение параметра тока, как следует из рис. 1а, равно $\hat{I}_{st, \min}^{-1} \zeta_k = 0,13$). Двойной штриховой на рис. 4 изображены области, в которых нет стационарных значений ψ . Для нас представляет интерес незаштрихованная зона устойчивости колебаний центральной моды, которая при малой «надпороговости» генератора примыкает к оси θ (на оси θ на рис. 4а—в отмечена зона, в которой при данном параметре тока инкремент центральной моды положителен). Как видно из рис. 4, с ростом тока зона устойчивости одномодовых колебаний центральной моды расширяется, однако это расширение происходит, в основном, в сторону малых углов пролета, а в области больших углов пролета, соответствующих высокому КПД гиротрона, зона автомодуляционной неустойчивости продолжает существовать. Из рис. 4 также видно, что при увеличении разноса частот (параметра δ) устойчивость колебаний центральной моды ослабевает — эти колебания имеют наиболее широкую зону устойчивости при малом разносе частот мод ($\delta \rightarrow 0$), когда основную роль во взаимодействии мод (см. [5, 7]) играют эффекты их конкуренции.

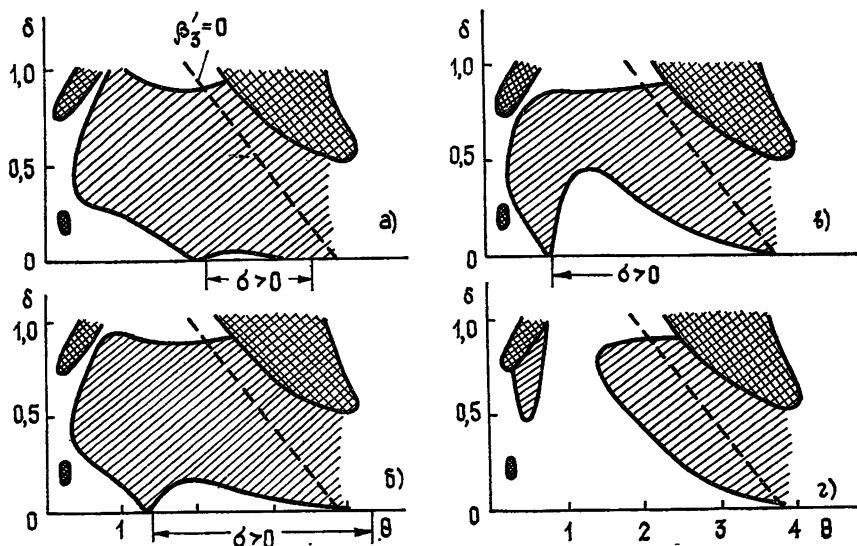


Рис. 4.

Влияние дискриминации паразитных мод. В ряде случаев для обеспечения устойчивости генерации рабочей моды прибегают к такой мере дискриминации паразитных мод, как ухудшение их добротностей по

сравнению с добротностью рабочей моды. Проанализируем с помощью системы уравнений (1) влияние различий в добротностях мод на автомодуляционную неустойчивость. Для того чтобы упростить анализ, рассмотрим случай, когда разнос частот мод мал по сравнению с полосой циклотронного резонанса, в силу чего между коэффициентами системы уравнений (1) выполняются соотношения [7] $\alpha_s = \alpha$, $\gamma_{ss'} = 2\xi = 2\beta$. Будем также считать добротности мод настолько различными, что условие самовозбуждения выполняется только для рабочей моды ($\sigma_2 = \alpha' - 1/2IQ_2 > 0$), а инкременты сателлитов в невозбужденном генераторе отрицательны, т. е. $\sigma_1 = \sigma_3 = \alpha' - 1/2IQ_1 = \sigma_2 - (Q_2 - Q_1)/2IQ_1Q_2 < 0$. В такой постановке задача оказывается близкой к исследованной в [9], где анализировалась автомодуляционная неустойчивость в неравновесных диссипативных средах в пренебрежении их активной нелинейностью (т. е. при $\beta' \rightarrow 0$), что для электронных СВЧ-генераторов можно считать справедливым лишь вблизи границы между областями мягкого и жесткого самовозбуждения. Здесь мы проведем рассмотрение с учетом активной нелинейности, поскольку в общем случае активная и реактивная нелинейности электронных СВЧ-генераторов являются величинами одного порядка (ср. рис. 1а и рис. 2, где приведены графики $\beta'(\theta)$ и $\beta''(\theta)$). Следуя [9], вместо F_2 и ψ введем переменные $x = 2F_2 \sqrt{\left| \frac{\beta''}{\delta} \right|} \cos \frac{\psi}{2}$, $y = 2F_2 \sqrt{\left| \frac{\beta''}{\delta} \right|} \sin \frac{\psi}{2}$.

При этом система уравнений (1) с учетом сделанных предположений и того обстоятельства, что амплитуды сателлитов при их отрицательном инкременте ($\sigma_{1,3} < 0$) выравниваются со временем [9], сводится к следующей:

$$\frac{dx}{d\tilde{\tau}} = x \left[\gamma - \frac{r}{2} (x^2 + 3y^2 + 12z) \right] + y(z - 1 + x^2), \quad (4)$$

$$\frac{dy}{d\tilde{\tau}} = y \left[\gamma - \frac{r}{2} (y^2 - x^2 + 4z) \right] + x(3z + 1 - x^2),$$

$$\frac{dz}{d\tilde{\tau}} = z \left[\tilde{\sigma}_1 - xy - \frac{r}{2} (6z + 3x^2 + y^2) \right].$$

Здесь введены обозначения: $\tilde{\tau} = \frac{|\delta|}{2} \tau$, $z = 2F_1^2 \left| \frac{\beta''}{\delta} \right|$, $r = \frac{\beta'}{\beta''}$,

$\gamma = \frac{2\sigma_2}{|\delta|}$, $\tilde{\sigma}_1 = \frac{2\sigma_1}{|\delta|}$. При $r \rightarrow 0$ эта система совпадает с исследованной

в [9]. Первые два уравнения системы (4) при $d/d\tilde{\tau} = 0$, $z = 0$ определяют значения x_0 , y_0 в состоянии равновесия, соответствующем генерации только одной центральной моды:

$$x_{0(\pm)}^2 = \frac{1}{1 + r^2} \left[1 + r\gamma \pm \sqrt{2r\gamma + r^2(\gamma^2 - 1)} \right], \quad y_0^2 = \frac{2\gamma}{r} - x_0^2.$$

Из этих состояний устойчивым (относительно изменения фазы ψ) является только состояние $x_{0(-)}$. Условие автомодуляционной неустойчивости этого состояния равновесия следует из последнего уравнения системы (4):

$$\hat{Q} < \sqrt{2\gamma/r + \gamma^2 - 1} - \gamma, \quad (5)$$

здесь

$$\hat{Q} = (Q_2 - Q_1) / |\tilde{\delta}| / Q_1 Q_2.$$

Соответствующая условию (5) граница зоны автомодуляционной неустойчивости изображена на рис. 5 на плоскости параметров γ, θ при различных значениях параметра \hat{Q} (область неустойчивости лежит выше пороговой кривой $\hat{Q} = \hat{Q}^*$, в заштрихованной зоне не существуют равновесные значения ψ). Заметим, что на рис. 5 имеется область значений параметров γ, θ , в которой колебания центральной моды являются устойчивыми даже при отрицательной величине \hat{Q}^* , т. е. когда добротность спутников выше добротности рабочей моды. Данный эффект объясняется влиянием конкуренции мод, из-за которой первоначально возбуждавшаяся каким-либо образом (например, за счет внешнего сигнала) мода способна подавлять остальные моды даже в том случае, когда их инкременты в невозбужденном генераторе превышают инкремент этой моды. Подчеркнем, что в рамках данной статьи мы ограничились исследованием устойчивости одномодового состояния равновесия центральной моды, в силу чего полученные результаты нельзя сопоставить с результатами [9], где подобные состояния равновесия отсутствовали из-за пренебрежения активной нелинейностью генератора.

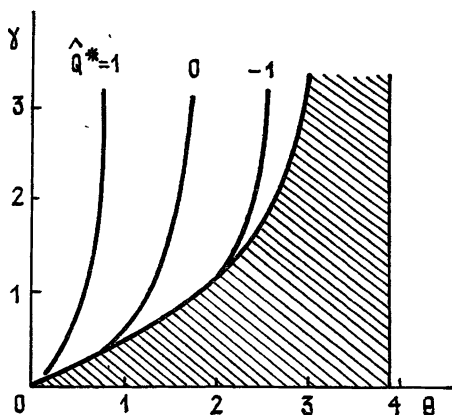


Рис. 5.

Проведенное на примере гиротрона исследование продемонстрировало возможность анализа влияния параметров электронных мазеров с близким к эквидистантному спектром частот резонатора на автомодуляционную неустойчивость. Подобное рассмотрение, позволяющее качественно проанализировать автомодуляционную неустойчивость излучения этих приборов, представляется целесообразным на этапе, предшествующем численным расчетам возможности возникновения автомодуляционной неустойчивости в конкретных режимах.

Автор признателен А. Л. Шаровой за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nusinovich G. S. — Int. J. Electronics, 1981, 51, № 4, p. 457.
2. Bondeson A. et al. — Int. J. Electronics, 1982, 53, № 6, p. 547.
3. Kreischer K. E. et al. — IEEE MTT, 1984, MTT-32, № 5, p. 481.
4. Нусинович Г. С. — Письма в ЖТФ, 1980, 6, № 14, с. 848.

* Строго говоря, при отрицательной величине \hat{Q} следует рассматривать систему с неравными амплитудами спутников $F_1 \neq F_3$ ($F_{1,3} \ll F_2$). При этом к условию неустойчивости (5) добавляется еще условие $\hat{Q} < -\sqrt{2\gamma/r + \gamma^2 - 1} - \gamma$, которое, очевидно, не является определяющим.

5. Четвериков А. П. — ЖТФ, 1981, 51, № 11, с. 2452.
6. Петелин М. И. — В сб.: Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 77.
7. Бляхман Л. Г., Нусинович Г. С. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 5, с. 996.
8. Нусинович Г. С., Запевалов В. Е. — Радиотехника и электроника, 1985, 30, № 3, с. 563.
9. Рабинович М. И., Фабрикант А. Л. — ЖЭТФ, 1979, 77, № 2(8), с. 617.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
23 июля 1984 г.

TO THE ANALYSIS OF THE AUTOMODULATION INSTABILITY OF THE GYROTRON RADIATION

G. S. Nusinovich

The theory of automodulation instability of single-mode radiation is developed for electron masers with synchronous interaction of the soft-excited modes. As an example, the gyrotron with the constant amplitude of the RF field along the resonator axis is analysed. For such a device the dependence of the automodulation instability on such parameters as the position of the central mode frequency in the cyclotron resonance band, the distance between mode frequencies, the beam current and the difference in Q -factors of the central mode and its satellites is investigated.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1986. — 15 л.

Изложены основы нелинейной оптики на примере взаимодействия монохроматического лазерного излучения с атомарным газом. Описаны нелинейные явления, возникающие в сильном световом поле на атомном уровне, возникновения зависимости усредненных оптических характеристик среды от интенсивности света; макроскопические стационарные нелинейно-оптические явления (возбуждение высших гармоник, вынужденное комбинационное рассеяние света и пр.). Выводы теории иллюстрируются результатами экспериментов.

Для научных сотрудников и инженеров, работающих в области нелинейной оптики и спектроскопии, а также аспирантов и студентов, специализирующихся в этой области.

Клячкин В. И. Метод погружения в теории распространения волн. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1986. — 18 л.

Посвящена систематическому изложению метода погружения и его приложений к конкретным волновым проблемам. Метод погружения позволяет переформулировать краевые задачи в задачи с начальными условиями, что необходимо для анализа статистических проблем и полезно для численного решения детерминированных задач. Изложение теории сопровождается большим числом примеров расчета волновых полей для сред с различной стратификацией параметров.

Для научных работников, специализирующихся в области радиофизики, акустики, теоретической и математической физики, прикладной математики, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Миногин В. Г., Литохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1986. — 15 л.

Изложена теория движения атомных частиц под действием давления резонансного лазерного излучения. Рассмотрено применение резонансного светового давления в экспериментальной физике. Представлены основы теории резонансного светового давления. Дана последовательная квантостатистическая теория движения атомных частиц в световых полях. Рассмотрено применение резонансного светового давления для охлаждения и локализации атомных частиц.

Для научных работников, специализирующихся в области оптики, атомной физики, спектроскопии, квантовой электроники и лазерной физики, а также аспирантов и студентов.