

7. Канторович Л В, Крылов В И Приближенные методы высшего анализа. — М Физматгиз, 1962 — С 708
8. Глушенко А Г, Курушин Е П, Нефедов Е И, Неганов В А, Санталов Н П — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 5, с 930
9. Курушин Е П, Неганов В А. V Международная конференция по гиромагнитной электронике и электродинамике — М: 1980 — Т 3, с 60
10. Курушин Е П, Неганов В А, Нефедов Е И — Микроэлектроника, 1981, 10, № 3, с. 290

Куйбышевский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию 5 декабря 1980 г.

УДК 621 378

ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ МНОГОМОДОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ МАЗЕРАХ

Г. С Нусинович

1. Использование релятивистских электронных пучков наносекундной длительности для генерации СВЧ излучения усилило интерес к нестационарным процессам в СВЧ приборах. Одним из интересных результатов, полученных при построении нестационарной теории лазеров на свободных электронах [1], является смена одномодовых колебаний (по мере увеличения тока пучка) автомодуляционным режимом, переходящим, в свою очередь, в нерегулярные колебания, напоминающие стохастические. При получении этого результата в [1] использовался пространственно-временной подход без разложения высокочастотного поля по собственным модам резонатора.

Цель данного сообщения состоит в том, чтобы показать возможную причину возникновения многомодовости в электронных мазерах и лазерах в рамках квазилинейной теории двухмодовой модели резонансного генератора

2. Взаимодействие двух мод резонансного автогенератора в рамках квазилинейной теории описывается уравнениями Лэмбовского [2] типа (см, например, [3])

$$\dot{M}_1 = M_1 (\alpha_1 - \beta_1 M_1 - \gamma_1 M_2), \quad \dot{M}_2 = M_2 (\alpha_2 - \beta_2 M_2 - \gamma_2 M_1)$$

Здесь M_s — квадрат безразмерной амплитуды s -й моды ($s = 1, 2$), точка обозначает

дифференцирование по безразмерному времени, коэффициенты $\alpha_s = \alpha_s - 1/2IQ$ характеризуют превышение током пучка (параметр I) стартовых значений (Q — добротность колебаний), коэффициенты α_s, β_s в случае, когда эффективный импеданс связи всех электронов с полями каждой из взаимодействующих мод одинаков (предположение, делающееся и в [1]), зависят лишь от продольной структуры полей мод $f_s(z)$ и отстройки частоты моды от частоты точного синхронизма с электронами ω^* : $\alpha_s = \alpha_s(f_s(z), \omega_s - \omega^*)$, $\beta_s = \beta_s(f_s(z), \omega_s - \omega^*)$, коэффициенты γ_s зависят также от взаимного расположения частот мод $\gamma_s = \gamma_s(f_s(z), \omega_s - \omega^*, \omega_{s'} - \omega^*)$ [3] ($s' \neq s$).

Если положение частот обеих мод в зоне самовозбуждения таково, что режим самовозбуждения «мягкий» (коэффициенты $\alpha_s, \beta_s, \gamma_s > 0$), то между модами такого генератора имеет место «сильная» связь и в результате конкуренции мод установятся одномодовые колебания [3-5] (фазовый портрет системы показан на рис 1) Причина «сильной» связи состоит в том, что в данном случае поля обеих мод, как и в ОКГ с однородно уширенной линией активного вещества [2], одинаково эффективно взаимодействуют со всеми электронами. В этой конкуренции преимущества имеет мода, обладающая минимальным стартовым током (максимальна величина σ) и, вследствие этого, возбуждающаяся первой.

Однако по отношению к модам, частоты которых соответствуют отрицательной величине коэффициента γ_2 , первая мода ведет себя совершенно иначе, а именно. колебания первой моды делают возможным возбуждение других мод с $\gamma_2 < 0$. Этот эффект, вообще говоря, естественный для электронных мазеров с квазиэквидистантным энергетическим спектром, у которых по причине квазиэквидистантности спектра соседствуют зоны положительной и отрицательной реабсорбции когерентного излучения, можно объяснить и простыми кинематическими соображениями. В данной ситуации



Рис. 1.

поток электронов, равномерно распределенных по фазе влета, оказывается не в состоянии возбудить поле второй моды. и именно бунчировка электронов под действием высокочастотного поля первой моды приводит к образованию сгустка частиц, попадающего по отношению к волновому рельефу поля второй моды в тормозящую фазу

3. Рассмотрим в качестве примера мазер на циклотронном резонансе, имеющий однородную продольную структуру полей обеих мод $f(z) = 1/L$ при $0 \leq z \leq L$. Для такого прибора коэффициенты α , β , γ вычислены в [3]. На рис. 2а показаны зависимости коэффициентов α , β от угла пролета $\theta = (\omega - \omega_H)L/v_{\parallel}$, на рис. 2б — зависимости коэффициентов γ_1 , γ_2 от угла пролета второй моды θ_2 , вычисленные в предположении, что частота первой моды соответствует максимуму коэффициента α_1 ($\theta_1 \approx \pi$) на рис. 2 $\mu = \pi (\beta_{\perp}^2 / \beta_{\parallel}^2) (L/\lambda)$, $\beta_{\perp, \parallel}$ — отношение поперечной и продольной компонент скорости частиц $v_{\perp, \parallel}$ к скорости света. Как следует из рис. 2б, первая мода «перекачивает» энергию во вторую моду ($\gamma_2 < 0$) при $3,85 \leq \theta_2 \leq 7,3$. На рис. 3 показано разбиение плоскости параметров θ_2 , I/I_{st}^{min} (минимальный стартовый ток равен $I_{st}^{min} = 1/2 Q\alpha(\pi)$) на области с различным видом фазового пространства*. В узкой заштрихованной области по мере увеличения тока устойчивое состояние равновесия

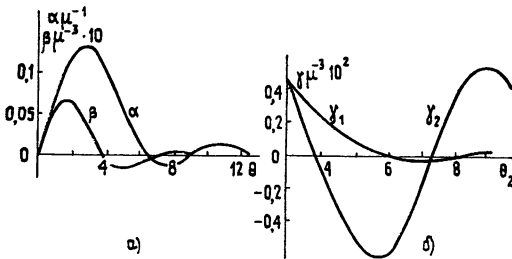


Рис. 2.

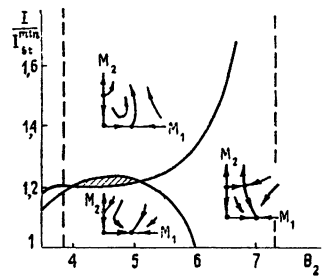


Рис. 3.

типа «узел» сначала «отрывается» от оси M_1 , затем превращается в устойчивый фокус, теряет устойчивость, из неустойчивого фокуса становится неустойчивым узлом и, наконец, ложится на ось M_2 . Поскольку в этой области углов пролета коэффициент β_2 отрицателен, вторая мода характеризуется «жестким» самовозбуждением и, для стабилизации роста ее амплитуды необходим учет членов следующего порядка по M_2 в выражении для проводимости электронного потока по отношению к высокочастотному потоку

Данный эффект позволяет объяснить причину устойчивой одномодовой генерации пространственно-развитых мод в импульсных гиротронах [6], где режимом с высоким КПД может соответствовать «жесткое» самовозбуждение (см. например, [7]), а на фронтах импульсов наблюдается генерация других мод. Кроме того, нетрудно понять, что в электронных мазерах и лазерах с близким к эквидистантному спектром частот резонатора наличие колебаний двух мод с разным частот Ω (как в заштрихованной области, так и выше верхней кривой рис. 3) приводит к появлению в высокочастотном токе гармоник $\omega \pm k\Omega$ ($k \geq 1$), что, в свою очередь, делает возможным (см. [1]) возбуждение соответствующих мод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bogomolov Ya. L., Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I., Yunakovskiy A. D. — Opt. Comm., 1981, 36, № 3, p. 209
2. Lamb W. E. — Phys. Rev., 1964, 134, № 6a, p. 1429
3. Зарницкая И. Г., Нусинович Г. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 2, с. 303; Нусинович Г. С. Лекции по электронике СВЧ — Саратов. Гос. ун-т, 1978 — Кн. 3, с. 163.
4. Нусинович Г. С. — Письма ЖТФ, 1980, 6, № 14, с. 848
5. Вайнштейн Л. А. — В сб. Электроника больших мощностей — М.: Наука, 1969, вып. 6, с. 84
6. Garonov A. V. et al. — Int. J. on Infrared and Millimeter Waves, 1980, 1, № 3, p. 351.
7. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. — Электронная техника Сер. 1, Электроника СВЧ, 1972, № 8, с. 55

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
19 ноября 1980 г.

* Аналогичным образом может быть исследована и область отрицательных углов пролета $\theta_2 < 0$