

13.4

Источник двухчастотного перестраиваемого СВЧ-излучения на основе гироклистрона в режиме биений с входным сигналом

© Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: rrz@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 19 августа 2021 г.

В окончательной редакции 16 сентября 2021 г.

Принято к публикации 17 сентября 2021 г.

Предложена новая схема источника двухчастотного излучения на основе усилителя гироклистронного типа, работающего в режиме самовозбуждения и управляемого входным сигналом. На примере мощного гироклистрона трехмиллиметрового диапазона показано, что при работе в режиме биений (т.е. вне полосы синхронизации) за счет варьирования частоты и уровня мощности входного сигнала можно реализовать непрерывную независимую перестройку расстояния между спектральными компонентами в диапазоне 10–150 MHz и соотношения их амплитуд в диапазоне от –10 до 0 dB.

Ключевые слова: гироклистрон, режим биений, многочастотный нагрев плазмы.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.24.51798.18997

Успешные эксперименты по созданию источников многозарядных ионов на основе электронно-циклотронного нагрева плазмы двухчастотным излучением сантиметрового диапазона [1,2] имеют естественное продолжение и развитие при использовании более коротковолнового излучения, что позволяет поднять плотность плазмы и соответственно интенсивность ионных пучков. В традиционном одночастотном варианте это достигается при использовании гироприборов миллиметрового диапазона [3]. Естественно, что двухчастотные колебания могут быть получены в комплексе, состоящем из двух гиротронов, работающих на общую нагрузку. Однако такое решение является достаточно дорогостоящим. Кроме того, весьма ограничена возможность взаимной перестройки частоты, а также управления амплитудой спектральных компонент, что требуется для решения задачи подавления плазменных неустойчивостей [4].

Значительно более технологичной представляется возможность получения многочастотной генерации в одном гироприборе. В частности, в работах [5,6] были экспериментально реализованы мощные многочастотные источники K- и Ka-диапазонов на основе гирорезонансных ламп обратной волны. Однако определенным недостатком в этом случае также является отсутствие возможности независимой перестройки расстояния между спектральными компонентами и соотношения уровней излучения каждой из частотных компонент. В настоящей работе предлагается альтернативная схема источника многочастотного излучения с возможностью указанной перестройки на основе гироклистрона, работающего в режиме самовозбуждения выходного резонатора и управляемого входным сигналом.

Хорошо известно, что в синхронизированных генераторах при выходе за пределы полосы синхронизации воз-

никают биения, частота которых непрерывно меняется при изменении частоты внешнего сигнала [7]. Данное явление экспериментально регистрировалось в СВЧ-генераторах, таких как отражательный клистрон [8], виркатор [9], оротрон [10], а также в секционированных гирорезонансных усилителях, находящихся в режиме самовозбуждения, таких как гиротвистрон [11] и гироклистрон [12]. Выбор гироклистрона в качестве объекта исследования в данной работе обусловлен тем, что к настоящему времени указанные приборы экспериментально реализованы в миллиметровом диапазоне с уровнем выходной мощности в сотни киловатт [13,14]. Одновременно ведутся разработки подобных усилителей с мегаваттным уровнем мощности [15]. Таким образом, возможность создания на основе гироклистронов многочастотных источников излучения, управляемых внешним (входным) монохроматическим сигналом, представляется актуальной задачей.

Будем считать, что пространство взаимодействия гироклистрона длиной z_k включает в себя входной и выходной резонаторы, возбуждаемые на моде $TE_{m,q}$ при частоте, близкой к частоте отсечки, а также пространство дрейфа между ними. Исследование динамики гироклистрона будем проводить на основе самосогласованной системы уравнений с нефиксированной продольной структурой поля:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + i\delta(Z)a = \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta_0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -a, \quad (1)$$

где $a = eAJ_{m-s}(R_0\omega_c/c)/mc\bar{\omega}_c\gamma_0\beta_{\perp 0}^3$, $\tau = \bar{\omega}_c t\beta_{\perp 0}^4/8\beta_{\parallel 0}^2$, $Z = \beta_{\perp 0}^2\bar{\omega}_c z/2\beta_{\parallel 0}c$, $p = (p_x + ip_y)e^{-i\bar{\omega}_c t + i(m-1)\varphi}/p_{\perp 0}$ —

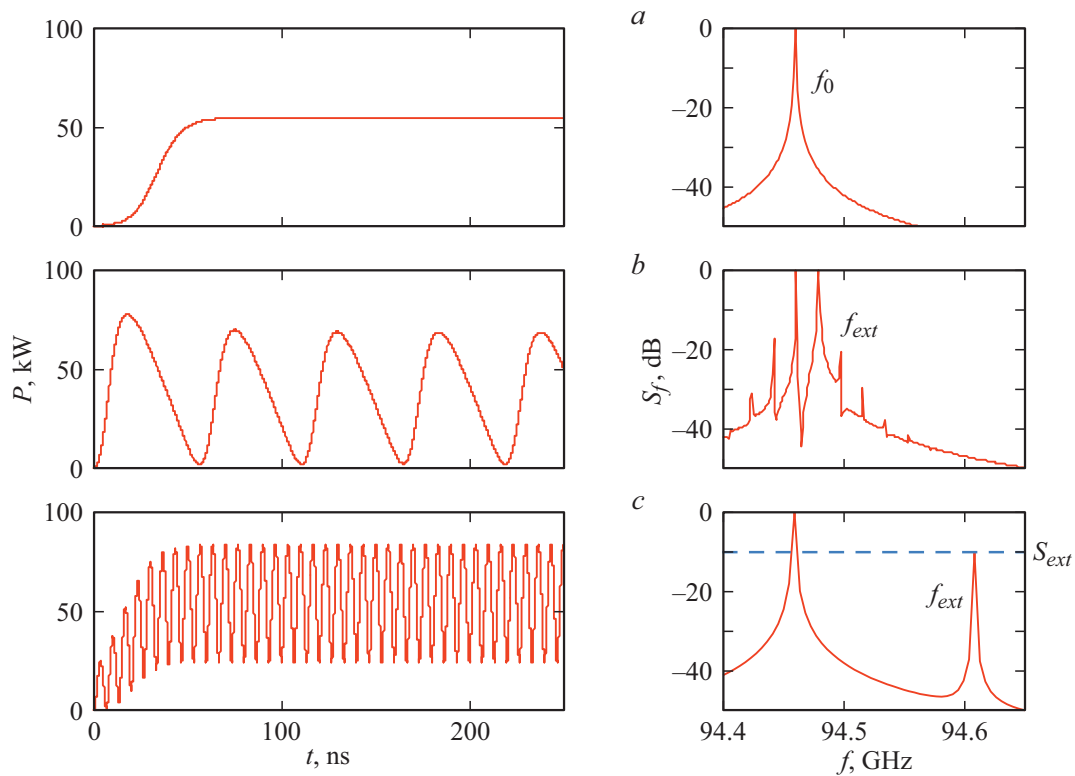


Рис. 1. Огибающая выходного сигнала и спектр излучения гироклистрона. *a* — в режиме самовозбуждения; *b* — в режиме биений при подаче внешнего сигнала относительно малой мощности $P_{ext}/P_0 = 0.2\%$, $f_{ext} = 94.48$ GHz; *c* — в режиме биений при подаче внешнего сигнала относительно большой мощности $P_{ext}/P_0 = 2\%$, $f_{ext} = 94.61$ GHz.

нормированные амплитуда поля возбуждаемой моды, время, продольная координата и поперечный импульс,

$$I_0 = 16 \frac{eI_b}{mc^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0} \frac{J_{m-1}^2(R_0 \bar{\omega}_c / c)}{(\nu_q^2 - m^2) J_m^2(\nu_q)}$$

— параметр тока, I_b — ток электронного пучка, J_m — функция Бесселя, ν_q — q -й корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$, R_0 — радиус инжекции винтового электронного пучка, $g = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$ — питч-фактор на входе в пространство взаимодействия, $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0} c$ и $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0} c$ — начальные значения поперечной и продольной скорости электронов, $\Delta = 2(\bar{\omega}_c - \omega_H) / \bar{\omega}_c \beta_{\perp 0}^2$ — параметр расстройки между критической частотой рабочей моды $\bar{\omega}_c$ в выходном сечении электродинамической системы и невозмущенным значением гирочастоты ω_H . Функция $\delta(Z) = 8\beta_{\parallel 0}^2 (\bar{\omega}_c - \omega_c(Z)) / \beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_c$ описывает профиль электродинамической системы, $\omega_c(Z) = c\nu_q / r(Z)$, $r(Z)$ — зависимость радиуса от продольной координаты. На входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения, так что $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. На выходе системы в сечении $Z = L = \beta_{\perp 0}^2 \bar{\omega}_c z_k / 2\beta_{\parallel 0} c$ ставится излучательное граничное условие [16]:

$$a(L, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(L, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 0. \quad (2)$$

В сечении $Z = 0$ используется модифицированное граничное условие с учетом поступления на вход начального сигнала F :

$$a(0, \tau) - \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(0, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 2F(0, \tau). \quad (3)$$

Дальнейший анализ проводился с использованием параметров экспериментально реализованного двухрезонаторного гироклистрона трехмиллиметрового диапазона [14]. В моделировании полагалось, что винтовой электронный пучок с энергией 70 keV, током 15 A и питч-фактором 1.3 инжектируется в гироклистрон с рабочей модой $TE_{0,2}$ в обоих резонаторах. Расстройка циклотронного резонанса подбиралась таким образом, чтобы выходной резонатор самовозбуждался с максимальной выходной мощностью $P_0 = 55$ kW (рис. 1, *a*). Частота излучения при этом составляла $f_0 = 94.46$ GHz (W-диапазон).

При исследовании влияния входного сигнала на процесс генерации относительный уровень его мощности P_{ext}/P_0 выбирался равным 0.2 и 2%. Частота входного сигнала f_{ext} последовательно увеличивалась начиная со значения f_0 . Ширина области синхронизации составила около 10 MHz для случая $P_{ext}/P_0 = 0.2\%$ и около 50 MHz для случая $P_{ext}/P_0 = 2\%$ (рис. 2). При выходе за пределы области синхронизации генератор пе-

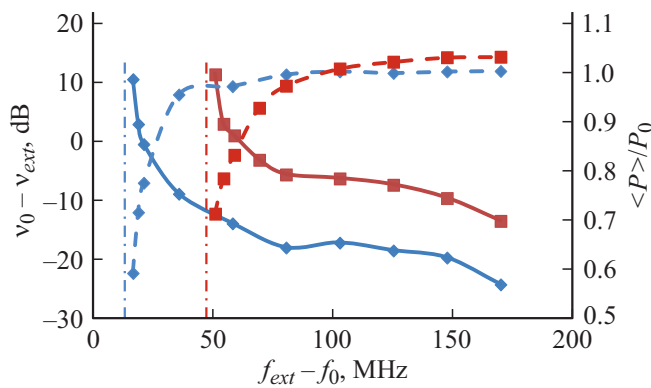


Рис. 2. Зависимость разности уровней основных спектральных компонент (сплошные линии) и относительной выходной мощности (штриховые линии) от разности частот собственной генерации и внешнего сигнала. $P_{ext}/P_0 = 0.2$ (ромбы) и 2% (квадраты). Вертикальными линиями обозначены соответствующие границы полосы синхронизации.

реходил в режим биений; при этом по мере увеличения частоты внешнего сигнала происходило непрерывное уменьшение амплитуды спектральной компоненты S_{ext} на частоте внешнего сигнала относительно компоненты S_0 , близкой к собственной частоте генерации. Согласно данным моделирования, при удалении от области захвата эффективность взаимодействия растет, а частота биений становится близкой к разности частот внешнего сигнала и собственной частоты генерации гироклистрона. Важно отметить, что подавляющая часть выходной мощности сосредоточена в двух соседних спектральных компонентах (рис. 1, b, c).

Расчеты показывают, что для случая $P_{ext}/P_0 = 0.2\%$ интенсивности двух основных спектральных компонент сравниваются при отстройке частоты на величину около 20 МГц (рис. 1, b), а для случая $P_{ext}/P_0 = 2\%$ — при отстройке на величину около 60 МГц. Средняя выходная мощность многочастотного излучения при этом составляет примерно 85% от величины P_0 (рис. 2).

Для задач подавления плазменных неустойчивостей при электронно-циклотронном нагреве плазмы в источниках многозарядных ионов достаточным является уровень дополнительной спектральной компоненты порядка -10 дБ [4]. Из рис. 2 видно, что для случая $P_{ext}/P_0 = 0.2\%$ эта величина достигается при разности частот порядка 40 МГц, а для случая $P_{ext}/P_0 = 2\%$ — порядка 150 МГц (см. также рис. 1, c). Таким образом, варьируя частоту и мощность входного сигнала, можно осуществлять непрерывную перестройку расстояния между спектральными компонентами, сохраняя при этом неизменным отношение их амплитуд. Важно отметить, что при этом средняя по времени выходная мощность $\langle P \rangle$ практически достигает уровня мощности свободной генерации P_0 (рис. 2, штриховые линии).

Отметим, что по сравнению с вариантами автономных генераторов многочастотного излучения [5,6] в предло-

женной схеме требуется наличие источника внешнего сигнала. Для случая генерации излучения с частотой модуляции в несколько десятков мегагерц такими источниками могут быть лампы бегущей волны черенковского типа, непрерывная мощность генерации которых в рассматриваемом W-диапазоне достигает 50 W [17]. В качестве более мощных источников могут использоваться гиротроны, для которых в последнее время предложены схемы, существенно увеличивающие диапазон частотной перестройки [18,19].

Заметим в заключение, что еще одним практическим приложением излучения с глубокой модуляцией амплитуды может являться возбуждение электростатических ионно-циклотронных волн в плазме. Требуемые частоты модуляции при этом составляют величины порядка десятков мегагерц. В частности, в работе [20] для такого возбуждения предлагается использовать излучение двух мощных гиротронов, частоты которых должны быть разнесены на величину около 30 МГц. Однако, как уже отмечалось выше, подобное решение представляется дорогостоящим и ограниченным в возможностях перестройки частоты по сравнению с предложенным вариантом.

Благодарности

Авторы признательны И.В. Изотову и В.А. Скалыге за стимулирующие обсуждения в области создания многочастотных источников СВЧ-излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-30071).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V. Skalyga, I. Izotov, T. Kalvas, H. Koivisto, J. Komppula, R. Kronholm, J. Laulainen, D. Mansfeld, O. Tarvainen, *Phys. Plasmas*, **22** (8), 083509 (2015). DOI: 10.1063/1.4928428
- [2] E. Naselli, D. Mascali, M. Mazzaglia, S. Biri, R. Rácz, J. Pálkás, Z. Perduk, A. Galatá, G. Castro, L. Celona, S. Gammino, G. Torrasi, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **28** (8), 085021 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab32f9
- [3] В.А. Скалыга, С.В. Голубев, И.В. Изотов, Р.Л. Лапин, С.В. Разин, А.В. Сидоров, Р.А. Шапошников, *Прикладная физика*, № 1, 17 (2019).
- [4] A.G. Shalashov, E.D. Gospodchikov, I.V. Izotov, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62** (6), 065005 (2020). DOI: 10.1088/1361-6587/ab7f98
- [5] Р.М. Розенталь, С.В. Самсонов, А.А. Богдашов, И.Г. Гачев, М.Ю. Глявин, *Письма в ЖТФ*, **47** (6), 11 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.06.50750.18510

- [6] Р.М. Розенталь, С.В. Самсонов, А.А. Богдашов, И.Г. Гачев, А.Н. Леонтьев, Н.С. Гинзбург, Письма в ЖТФ, **47** (19), 26 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.19.51509.18868
- [7] R. Adler, Proc. IRE, **34** (6), 351 (1946). DOI: 10.1109/JRPROC.1946.229930
- [8] T.J. Buchanan, Proc. IRE, **40** (8), 958 (1952). DOI: 10.1109/JRPROC.1952.274108
- [9] D. Price, H. Sze, D. Fittinghoff, J. Appl. Phys., **65** (12), 5185 (1989). DOI: 10.1063/1.343148
- [10] R.W. McMillan, D.M. Guillory, R.G. Hay, D.E. Wortman, H. Dropkin, J.M. Cotton, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **37** (11), 1828 (1989). DOI: 10.1109/22.41056
- [11] J. Rodgers, H. Guo, V.L. Granatstein, S.H. Chen, G.S. Nusinovich, M. Walter, J. Zhao, IEEE Trans. Plasma Sci., **27** (2), 412 (1999). DOI: 10.1109/27.772268
- [12] Ю.В. Новожилова, Н.М. Рыскин, Н.И. Зайцев, Ю.М. Гузнов, в сб *Тр. 24-й Международной Крымской конференции „СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии“* (КрыМиКо'2014) (Севастополь, 2014), с. 847.
- [13] И.И. Антаков, И.Г. Гачев, Е.В. Засыпкин, Изв. вузов. Радиофизика, **54** (3), 185 (2011).
- [14] Е.В. Засыпкин, И.Г. Гачев, И.И. Антаков, Изв. вузов. Радиофизика, **55** (5), 341 (2012).
- [15] L.J.R. Nix, L. Zhang, W. He, C.R. Donaldson, K. Ronald, A.W. Cross, C.G. Whyte, Phys. Plasmas, **27** (5), 053101 (2020). DOI: 10.1063/1.5144590
- [16] N.S. Ginzburg, G.S. Nusinovich, N.A. Zavolsky, Int. J. Electron., **61** (6), 881 (1986). DOI: 10.1080/00207218608920927
- [17] C. Paoloni, D. Gamzina, R. Letizia, Y. Zheng, N.C. Luhmann, Jr., J. Electromagn. Waves Appl., **35** (5), 567 (2021). DOI: 10.1080/09205071.2020.1848643
- [18] М.Ю. Глявин, А.Э. Федотов, И.В. Зотова, А.Г. Лучинин, М.Д. Проявин, Р.М. Розенталь, В.П. Тараканов, Изв. вузов. Радиофизика, **61** (11), 895 (2018).
- [19] Р.М. Розенталь, И.В. Зотова, М.Ю. Глявин, А.Э. Федотов, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, В.П. Тараканов, Изв. вузов. Радиофизика, **63** (5-6), 403 (2020).
- [20] H.P. Laqua, D. Moseev, P. Helander, P. Aleynikov, S. Marsen, N.V. Maruschenko, T. Stange, Nucl. Fusion, **58** (10), 104003 (2018). DOI: 10.1088/1741-4326/aad754