СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНА ПОД ВЛИЯНИЕМ ВНЕШНЕГО МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ИЛИ ОТРАЖЕННОЙ ОТ НАГРУЗКИ ВОЛНЫ: ОБЗОР¹

*Ю. В. Новожилова¹, Г. Г. Денисов¹, М. Ю. Глявин¹, Н. М. Рыскин^{2,3},
В. Л. Бакунин¹, А. А. Богдашов¹, М. М. Мельникова², А. П. Фокин¹*

¹Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83

³Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38

E-mail: julia.novozhilova2009@yandex.ru, den@appl.sci-nnov.ru,
mglyavin@gmail.com, ryskinm@info.sgu.ru, knightrider7@yandex.ru,
bogdash@appl.sci-nnov.ru, mafachu@mail.ru, ap.fokin@mail.ru

В работе исследована проблема захвата частоты гиротрона внешней монохроматической волной и стабилизация частоты гиротрона волной, отраженной от нерезонансной или резонансной нагрузки. Хотя в последние десятилетия воздействие внешнего монохроматического сигнала или отраженной волны на режим работы гиротрона исследовалось в ряде публикаций, конкретные схемы стабилизации частоты гиротрона не обсуждались. Задача стабилизации частоты сигналом, попадающим в резонатор из внешнего электродинамического тракта, стала особенно актуальной после разработки в Институте прикладной физики РАН квазиоптического преобразователя, который позволяет трансформировать большую часть поступающей из выходного тракта волны в рабочую моду мощного гиротрона.

В работе используется приближение фиксированной продольной структуры поля, справедливое при достаточно высокой добротности резонатора гиротрона. Указанное приближение позволяет получить аналитически ряд результатов для задачи о воздействии отраженной волны. При численном моделировании влияния внешнего монохроматического сигнала это приближение позволяет рассмотреть взаимодействие нескольких мод гиротрона, включая моды неэквидистантного спектра, частота которых существенно (вплоть до ширины полосы циклотронного резонанса) отличается от частоты рабочей моды. Численное моделирование воздействия внешнего сигнала и отраженной волны проведено на примере мегаваттного гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц.

¹Статья написана по материалам доклада авторов на XI международной школе-конференции «ХАОС–2016», 3–8.10.2016, Саратов, Россия.

Построены области одномодовой одночастотной генерации на частоте внешнего сигнала (зоны захвата). Сценарий изменения во времени параметров электронного пучка на входе в пространство взаимодействия был близким к реально применяемому для достижения высоких КПД в данном гиротроне. В режиме захвата многомодового гиротрона могут достигаться более высокие значения КПД, а ширина полосы перестройки частоты генерации возрастает в несколько раз по сравнению с автономным режимом. Показано, что при воздействии отраженной волны на гиротрон частота генерации может удерживаться внутри узкой полосы, равной для нерезонансного отражателя расстоянию между модами длинной линии, а для резонансного – полосе внешнего резонатора. При этом автономная частота может варьировать в гораздо более широком интервале, в 5–6 раз превышающем интервал изменения частоты излучения.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что воздействие внешнего монохроматического сигнала или узкополосной отраженной волны является перспективным способом стабилизации частоты гиротрона.

Ключевые слова: Гиротрон, стабилизация частоты, запаздывающее отражение, захват частоты монохроматическим сигналом.

DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-5-34

Ссылка на статью: Новожилова Ю.В., Денисов Г.Г., Глявин М.Ю., Рыскин Н.М., Бакунин В.Л., Богдашов А.А., Мельникова М.М., Фокин А.П. Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны: Обзор // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 1. Р. 5–34.

GYROTRON FREQUENCY STABILIZATION UNDER THE INFLUENCE OF EXTERNAL MONOCHROMATIC SIGNAL OR WAVE REFLECTED FROM THE LOAD: REVIEW

*Yu. V. Novozhilova¹, G. G. Denisov¹, M. Yu. Glyavin¹, N. M. Ryskin^{2,3},
V. L. Bakunin¹, A. A. Bogdashov¹, M. M. Melnikova², A. P. Fokin¹*

¹Institute of Applied Physics RAS

Ul'yanov str., 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

²Saratov State University

Astrakhanskaya str., 83, 410012 Saratov, Russia

³Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS

Zelyonaya str., 38, 410019 Saratov, Russia

E-mail: julia.novozhilova2009@yandex.ru, den@appl.sci-nnov.ru,
mglyavin@gmail.com, ryskinm@info.sgu.ru, knightrider7@yandex.ru,
bogdash@appl.sci-nnov.ru, mafachu@mail.ru, ap.fokin@mail.ru

We study gyrotron frequency locking by the external monochromatic wave and stabilization of gyrotron frequency by the wave reflected from the non-resonant or resonant load. Although in the last decades influence of the external monochromatic signal and the reflected wave at the gyrotron operation was studied in a number of publications, concrete schemes of gyrotron frequency stabilization weren't discussed. The study of frequency stabilization by the wave coming into the cavity from the external electrodynamic tract, has become particularly actual after the development in Institute of Applied Physics RAS (IAP RAS) the quasi-optical converter, which allows to transform a large part of wave coming from the output tract into the gyrotron operating mode.

We use the fixed field longitudinal structure approximation, which is correct at a sufficiently high Q-factor of gyrotron cavity. This approximation permits us to get analytically some results

of influence of the reflected wave on gyrotron. In the numerical simulation of multimode gyrotron frequency locking by an external monochromatic signal, this approximation allows us to study several modes competition, including non-equidistant modes, the frequency distance between which can be comparable with the cyclotron absorption linewidth. Numerical simulation of the external signal and the reflected wave influence on gyrotron regime is carried out at the example megawatt gyrotron with an operating frequency 170 GHz.

The regions where the operating mode is generated at the frequency of the external signal (lock-in zones), for a multimode gyrotron were founded. It is shown, that in lock-in regime multi-mode gyrotron can achieve higher efficiencies and operation frequency tuning increases by several times compared to free gyrotron. The scenario of electron beam parameters variation was similar with the real one, used to build up the high-efficiency generation in the gyrotron. Under the influence of the reflected wave gyrotron oscillation frequency can be kept within a narrow band, equal for the non-resonant reflector to the distance between modes of long delay line, and for high-resonant reflector – band external cavity. The cavity eigen-frequency of gyrotron can be varied in a much wider range of 5–6 times the range of variation of the frequency of radiation.

The results permit us to conclude that the influence of external monochromatic or narrow-band reflected wave is an attractive method for frequency stabilization of gyrotron.

Keywords: Gyrotron, frequency stabilization, delayed reflection, frequency locking by monochromatic signal.

DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-5-34

Paper reference: Novozhilova Yu.V., Denisov G.G., Glyavin M.Yu., Ryskin N.M., Bakunin V.L., Bogdashov A.A., Melnikova M.M., Fokin A.P. Gyrotron frequency stabilization under the influence of external monochromatic signal or wave reflected from the load: Review *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2017. Vol. 25, Issue 1. P. 5–34.

Введение

Частота излучения мощных многомодовых гиротронов может быть нестабильной из-за флуктуаций напряжения источника питания, а также из-за последовательного возбуждения паразитных мод в процессе включения напряжения [1]. Вместе с тем для ряда практических приложений, таких как диагностика плазмы, спектроскопия высокого разрешения и, в перспективе, для создания в больших установках УТС комплекса когерентно излучающих гиротронов желательно иметь источник излучения с высокостабильной частотой. Привлекательной возможностью для стабилизации частоты гиротрона представляется воздействие поступающего из выходного тракта в пространство взаимодействия узкополосного сигнала – внешней монохроматической волны или волны, отраженной от удаленной нагрузки, резонансной или нерезонансной. Преимуществом этого метода по сравнению с известными способами стабилизации частоты путем автоподстройки напряжения или магнитного поля является отсутствие требований к быстрдействию вспомогательных радиотехнических схем [2–5].

Воздействие заданного внешнего монохроматического сигнала и отраженной волны на гиротрон в последние десятилетия исследовалось в большом числе публикаций [6–18]. Однако конкретные схемы стабилизации частоты при этом не обсуждались. Захват внешней волной рассматривался только для достаточно простых моделей гиротрона с малым числом мод и стационарными входными параметрами

электронного пучка [6–8]. В ряде работ воздействие отраженной волны обсуждалось в связи с возможностью получения в гиротроне с отражением широкополосных режимов генерации (автомодуляционных и стохастических) [9–16]. Следует отметить, что в гиротронах с прямым выводом излучения (например, в технологических гиротронах) внешняя волна поступает в пространство взаимодействия в виде рабочей моды, а в гиротронах с мегаваттным уровнем мощности, где применяются традиционные квазиоптические выходные преобразователи, внешняя волна приходит в резонатор в виде моды со встречным вращением полей (относительно вращения полей в рабочей моде или электронов в ведущем магнитном поле). Недавняя разработка в Институте прикладной физики РАН синтезированного квазиоптического преобразователя, позволяющего трансформировать большую часть поступающей из выходного тракта волны в рабочую моду гиротрона [19], дала новый импульс исследованиям возможности стабилизации частоты гиротрона под воздействием внешнего сигнала или отраженной волны [20–26]. В [20, 21] исследовался гиротрон с самосогласованной (нефиксированной) продольной структурой поля, захват частоты внешним монохроматическим сигналом рассматривался для многомодового гиротрона с эквидистантным спектром мод. В [22–26] задача решалась в приближении фиксированной продольной структуры поля, справедливом при достаточно высокой добротности резонатора гиротрона.

Данная работа содержит обзор результатов, полученных в [22–26]. Кроме того, для гиротрона с нерезонансным отражателем показана возможность стабилизации частоты излучения в случае изменения любого параметра гиротрона, при этом учитывается дисперсия в линии запаздывания, связывающей гиротрон и отражатель. В работе проводится аналогия между задачами о воздействии на гиротрон внешнего квазимонохроматического сигнала и узкополосной отраженной волны. Предполагается, что внешняя или отраженная волна поступают в гиротрон из выходного волновода через синтезированный квазиоптический преобразователь [19]. В разделе 1 приведены уравнения, описывающие гиротрон с поступающей извне волной. В разделе 2 рассмотрено влияние конкуренции мод на процесс захвата частоты гиротрона внешним сигналом и найдены параметры гиротрона и внешнего сигнала, при которых происходит захват частоты. Процессы захвата частоты рассматривались на примере прототипа гиротрона для ITER на частоте 170 ГГц, разработанного в ИПФ РАН [27]. При этом сценарий включения параметров электронного пучка на входе в пространство взаимодействия был близким к реально применяемому для достижения высоких КПД в данном гиротроне. В разделе 3 приводятся основные уравнения, описывающие динамику гиротрона при стабилизации частоты отраженной волной. Далее, в разделе 4 продемонстрирована возможность стабилизации частоты под влиянием волны, отраженной от нерезонансной нагрузки, в разделе 5 – от внешнего резонатора.

Приближение фиксированной продольной структуры поля позволило получить при исследовании влияния отраженной волны значительную часть результатов аналитически, а также построить зоны захвата частоты излучения гиротрона внешним монохроматическим сигналом на плоскостях различных параметров в условиях конкуренции мод как эквидистантного, так и неэквидистантного спектра. При этом разность частот соседних мод была сравнима с шириной полосы циклотронного поглощения.

1. Уравнения гиротрона с волной, поступающей в резонатор из выходного тракта

Можно провести аналогию [18, 28–30] между задачей о влиянии на автогенератор (в частности, гиротрон) отраженного сигнала и задачей о захвате автогенератора внешним монохроматическим сигналом [31]. Будем считать, что частота внешнего сигнала отличается от частоты автономных колебаний автогенератора на величину, не превышающую ширину полосы захвата $\Delta\omega_{\text{lock}}$, и параметры внешнего сигнала за время захвата $\tau_{\text{lock}} \approx \pi/\Delta\omega_{\text{lock}}$ меняются несущественно, то есть ширина спектра внешнего сигнала мала по сравнению с шириной полосы захвата. В этом случае за время, сравнимое с временем захвата, будут устанавливаться колебания на частоте внешнего сигнала. В генераторе с запаздывающим отражением отраженная волна формируется самой системой, и в процессе установления стационарного состояния частота отраженной волны меняется. Однако, если эти изменения происходят за время, существенно превышающее время захвата генератора отраженной волной, то есть отраженная волна является узкополосной по сравнению с шириной полосы захвата, то отраженная волна, как и медленно меняющийся внешний сигнал, успевает в каждый момент времени захватить частоту генератора. Если выполнены указанные выше условия, частота излучения стабилизируется: интервал изменения этой частоты существенно меньше интервала ее изменений в отсутствие отражений. Если излучение отражается от нерезонансной нагрузки, то в системе, состоящей из генератора (гиротрона), линии запаздывания и отражателя, существует одно или несколько равновесных устойчивых состояний – продольных мод [9, 24, 25, 28, 32–34], отличающихся по частоте примерно на $\Delta\omega \approx \pi/\tau_{\text{gr}}$ (здесь τ_{gr} – время прохождения сигнала с групповой скоростью от выхода резонатора гиротрона до отражателя и обратно). До тех пор, пока происходит генерация на одной из продольных мод и система не переходит на соседнюю моду, ширина спектра отраженного (и излученного) сигнала не превышает эту величину $\Delta\omega$. Если отражатель резонансный (внешний резонатор), то ширина спектра отраженной волны равна ширине полосы этого резонатора $\Delta\omega \approx \omega_0/Q_{\text{ex}}$ (здесь: ω_0 – действительная часть «холодной», рассчитанной в отсутствие электронного пучка, собственной частоты рабочей моды; Q_{ext} – добротность резонансной нагрузки). Поскольку ширина полосы захвата пропорциональна амплитуде внешнего сигнала и для отраженной волны составляет $|R|\omega_0/Q_0$ (здесь Q_0 – дифракционная добротность рабочей моды, $|R|$ – модуль коэффициента отражения) [6, 24, 25, 28], то для стабилизации частоты излучения необходимо, чтобы

$$\pi/\tau_{\text{gr}} \ll |R|\omega_0/Q_0 \quad (1)$$

для нерезонансного отражателя,

$$Q_0/Q_{\text{ext}} \ll |R| \ll 1 \quad (2)$$

для резонансного отражателя. В последующих разделах приведенные условия будут подтверждены аналитическими выводами и численными расчетами.

Рассмотрим модель гиротрона с резонатором в виде отрезка слабонерегулярного волновода (рис. 1). Запишем уравнения возбуждения рабочей моды и уравнение движения электронов. Предположим, что ширина линии резонатора ω_0/Q_0 мала по

сравнению с шириной полосы циклотронного резонанса $\Delta\Omega = 2\pi/T_t$, обратно пропорциональной времени пролета электронов через пространство взаимодействия T_t ,

$$\omega_0/Q_0 \ll \Delta\Omega. \quad (3)$$

Добротность рабочей моды резонатора в рассматриваемом гиротроне равна $Q_0 = 1370$, так что ширина линии составляет $\omega_0/Q_0 \approx 0.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Длина пространства взаимодействия составляет 20 мм, что в два раза превышает длину однородного участка резонатора (см. рис. 1), продольная скорость электронов при их энергии в 100 кэВ и питч-факторе 1.2 равна 0.4 с, время пролета электронов $T_t \approx 0.17 \text{ нс}$, ширина полосы циклотронного резонанса $\Delta\Omega = 38 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, следовательно, условие (3) выполнено, и приближение фиксированной продольной структуры поля является оправданным. Будем считать, что поступающий из выходного волновода сигнал имеет такую же поперечную структуру, как рабочая мода. Уравнение возбуждения рабочей моды было получено в [23] путем обобщения стационарного уравнения, связывающего амплитуду поля в резонаторе гиротрона с амплитудой монохроматической волны, поступающей из выходного волноводного тракта [35], для случая нестационарных процессов. Уравнение движения электронов можно записать в традиционном виде [36, 37]. В результате самосогласованная система уравнений, описывающих одномодовый гиротрон с внешним сигналом, имеет вид

$$\frac{dF_0}{dt} + \left(\frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} + i(\bar{\omega}_0 - \omega_0) \right) F_0 - i \frac{\bar{\omega}_0}{Q_0} B_{\text{in}} = i \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} I_0 F_0 \chi_0, \quad (4)$$

$$\frac{dp}{d\zeta} + i(\Delta + |p|^2 - 1)p = iF_0 f(\zeta) \quad (5)$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} F_0(t=0) &= F_0^{(0)}, \\ p(\zeta=0) &= \exp(i\vartheta), \quad 0 \leq \vartheta < 2\pi. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь: $F_0 = |F_0| \exp(i\varphi_0)$ – безразмерная комплексная амплитуда поля рабочей моды, связанная с электрическим полем соотношением

$$\vec{E} = \text{Re}(-i\gamma\beta_{\perp 0}^3(mc^2/e)f(z)F_0(t)\exp(i\bar{\omega}_0 t)[\vec{z}_0, \nabla_{\perp}\Psi_0(\vec{r}_{\perp})]);$$

$\Psi_0(\vec{r}_{\perp}) = J_{m_0}(\kappa_{\perp 0}r)\exp(-im_0\psi)$ – мембранная функция; $J_{m_0}(\kappa_{\perp 0}r)$ – функция Бесселя m_0 -го порядка; $\bar{\omega}_0$ – опорная частота рабочей моды, выбранная равной частоте внешнего монохроматического сигнала; γ – релятивистский фактор электрона. Для нахождения функции $f(\zeta) = |f(\zeta)|e^{i\rho(\zeta)}$, описывающей продольную структуру поля

Рис. 1. Структура поля в резонаторе гиротрона: $R_r(z)$, $|f(z)|$, $\rho(z)$ – зависимость радиуса резонатора, модуля и фазы поля от продольной координаты [26, рис. 1]

(см. рис. 1), и собственной комплексной частоты ω_{compl} решалось уравнение неоднородной струны в пустом (без электронного пучка) резонаторе гиротрона

$$f''_{zz} + h^2 f = 0, \quad (7)$$

где $h(z) = \sqrt{(\omega_{\text{compl}}^2 - \omega_c^2)/c^2}$ – продольное волновое число, $\omega_c(z)$ – критическая частота рабочей моды в волноводе сравнения [38]. Предполагалось, что продольная структура для всех мод одинакова. В уравнении (4) $B_{\text{in}} = (B\bar{h}_0)/(\bar{f}'(z_{\text{ex}}))$ – безразмерная амплитуда поля внешней волны, заданного в сечении выходного волновода $z = z_{\text{ex}}$ следующим образом:

$$\vec{E}_{\text{ex}} = \text{Re}(-i\gamma\beta_{\perp 0}^3(mc^2/e)B \exp(i\omega t)[\vec{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_0(\vec{r}_{\perp})]).$$

Выбор этого сечения, а также связь величин B и B_{in} подробно обсуждались в [23, 35]. Функция $\bar{f}(z)$ является решением уравнения неоднородной струны для пустого резонатора на действительной резонансной частоте ω_0 , соответствующей максимальному отношению полей внутри и снаружи резонатора; $h_0 = \sqrt{(\omega_0^2 - \omega_c^2)/c^2}$ – продольное волновое число, соответствующее резонансной частоте; $\bar{h}_0$ – его значение в выходном сечении. Это сечение $z = z_{\text{ex}}$ расположено в выходном волноводе в том месте, где $\bar{f}(z)$ обращается в нуль. С одной стороны, в выходном волноводе вблизи этого сечения поле представляет собой сумму бегущих навстречу друг другу волн

$$F_0 f \approx A \left(z, t - \int_{z_{\text{ex}}}^z v_{\text{gr}}^{-1} dz \right) e^{-i\phi} + B \left(z, t + \int_{z_{\text{ex}}}^z v_{\text{gr}}^{-1} dz \right) e^{i\phi} \quad (8)$$

с огибающими A , B , которые распространяются с групповой скоростью v_{gr} (на несущей частоте) и фазой $\phi(z) = \int_{z_{\text{ex}}}^z h_0 dz$. Зависимость амплитуд A и B непосредственно от продольной координаты z , обусловленная расширением выходного волновода с ростом z , может быть найдена из закона сохранения потока энергии каждой из волн (прямой и встречной) через поперечное сечение волновода. Групповая скорость в волноводе с переменным сечением зависит от z . С другой стороны, поле вблизи сечения $z = z_{\text{ex}}$ удовлетворяет уравнению неоднородной струны (7). Для рассматриваемого резонатора (см. рис. 1) такое сечение расположено примерно при $z = 52$ мм. По аналогии с методом возмущений, применяемым для определения омических потерь в закрытом резонаторе при сильном скин-эффекте [39], будем считать, что магнитное поле, пропорциональное производной $f'(z)$, в указанном сечении совпадает с невозмущенным магнитным полем гипотетического закрытого резонатора, в котором есть идеально проводящая стенка в сечении $z = z_{\text{ex}}$,

$$f' \big|_{z=z_{\text{ex}}} = \bar{f}' \big|_{z=z_{\text{ex}}}. \quad (9)$$

Очевидно, что перечисленным требованиям удовлетворяют несколько сечений в выходном волноводе, однако различия в величине нормы $\int_0^{z_{\text{ex}}} |\bar{f}|^2 dz$, вычисленной для разных сечений, не превышают погрешности используемого приближенного метода. Как показано в [23], отношение величины B_{in} к амплитуде приходящей извне волны в выходном сечении B имеет такое же значение, как отношение амплитуд полей внутри и снаружи резонатора (F_0 к A) в автономном режиме. Следовательно, при

малых величинах внешнего сигнала амплитуды полей внутри резонатора связаны с отношением мощностей внешней и излученной волн в выходном волноводе выражением $|B_{\text{in}}/F_0| = \sqrt{P_{\text{ext}}/P_{\text{out}}}$. Аналогичные выражения приведены в [6, ф. (1), (3)] и в [40].

Если в роли внешнего сигнала выступает отраженная волна, то амплитуды излученной и отраженной волн в каждый момент времени на отражателе, расположенном на расстоянии L от выходного сечения, связаны соотношением

$$\begin{aligned} B \left(z_{\text{ex}} + L, t + \int_{z_{\text{ex}}}^{z_{\text{ex}}+L} v_{\text{gr}}^{-1} dz \right) \exp \left(i \int_{z_{\text{ex}}}^L h_0 dz \right) = \\ = RA \left(z_{\text{ex}} + L, t - \int_{z_{\text{ex}}}^{z_{\text{ex}}+L} v_{\text{gr}}^{-1} dz \right) \exp \left(-i \int_{z_{\text{ex}}}^L h_0 dz \right), \end{aligned}$$

следовательно, в выходном сечении

$$B(z_{\text{ex}}, t) = RA(z_{\text{ex}}, t - \tau_{\text{gr}}) e^{-i\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}}}, \quad (10)$$

где $\tau_{\text{gr}} = 2 \int_{z_{\text{ex}}}^{z_{\text{ex}}+L} v_{\text{gr}}^{-1} dz$ – время прохождения огибающей сигнала от выходного сечения

резонатора до отражателя и обратно, $\tau_{\text{ph}} = 2 \int_{z_{\text{ex}}}^{z_{\text{ex}}+L} v_{\text{ph}}^{-1} dz$ – время прохождения фазового фронта от выходного сечения резонатора до отражателя и обратно, L – расстояние от выходного сечения до отражателя, v_{ph} – фазовая скорость волны на опорной частоте. В работах [17,21,24,25,28] предполагалось, что дисперсия отсутствует, и времена запаздывания τ_{gr} и τ_{ph} совпадают. Приближение фиксированной структуры означает, что излучение достаточно узкополосное (см. (3)), поэтому можно считать каждое из времен запаздывания τ_{gr} и τ_{ph} одинаковым для всего волнового пакета, образующего излученную и отраженную волны. В противном случае выражение (10) нужно записывать для каждой частотной составляющей в отдельности с разными временами запаздывания. Как следует из (8)–(10), при плавном расширении выходного волновода (при условии $|dh_0/dz| \ll h_0^2$) амплитуда поля излучения в предшествующий момент времени $t - \tau_{\text{gr}}$ в сечении $z = z_{\text{ex}}$ равна

$$A(z_{\text{ex}}, t - \tau_{\text{gr}}) = iF_0(t - \tau_{\text{gr}}) \bar{f}'|_{z=z_{\text{ex}}} / \bar{h}_0 + RA(z_{\text{ex}}, t - 2\tau_{\text{gr}}) e^{-2i\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}}},$$

аналогично можно записать $A(z_{\text{ex}}, t - 2\tau_{\text{gr}})$ и т.д. В результате входящая в уравнение (4) величина $B_{\text{in}}(t)$ для отраженного сигнала равна

$$B_{\text{in}}(t) = iRF_0(t - \tau_{\text{gr}}) e^{-i\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}}} + iR^2 F_0(t - 2\tau_{\text{gr}}) e^{-2i\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}}} + \dots + iR^n F_0(t - n\tau_{\text{gr}}) e^{-ni\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}}}, \quad (11)$$

где натуральное число n имеет такое значение, что $0 < t - n\tau_{\text{gr}} < \tau_{\text{gr}}$. В этом случае уравнение (4) примет вид

$$\frac{dF_0}{dt} + \left(\frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} + i(\bar{\omega}_0 - \omega_0) \right) F_0 + \frac{\bar{\omega}_0}{Q_0} \sum_{k=1}^n R^k e^{-i\bar{\omega}_0 k \tau_{\text{ph}}} F_0(t - k\tau_{\text{gr}}) = i \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} I_0 F_0 \chi_0. \quad (12)$$

В работах [21,24,25,28] учитывалось только первое слагаемое в (11), что справедливо при малых коэффициентах отражения.

В (4), (5) $p = (p_{\perp}/p_{\perp}|_{z=0}) \exp[i(\vartheta + (m_0 - 1)\psi)]$ – безразмерный поперечный импульс электрона; $p_{\perp}$ – его модуль; $\vartheta = \int_0^z (\omega_H/c\beta_z) dz' + \vartheta^{(in)} - \bar{\omega}_0 t$ – фаза электрона относительно рабочей моды; $\vartheta|_{z=0} = \vartheta^{(in)} - \bar{\omega}_0 t = \vartheta_0 \in [0, 2\pi)$ – ее значение на входе в пространство взаимодействия; $\xi = \beta_{\perp}^2/(2\beta_z)(\omega_0 z)/c$ – безразмерная продольная координата; $\beta_{\perp}$, β_z – поперечная и продольная безразмерные компоненты скорости электрона при $\zeta = 0$;

$$\chi_0 = \frac{1}{F_0} \int_0^{\xi_{\text{ex}}} f^*(\zeta) \langle \langle p \rangle_{\vartheta} \rangle_{\psi} d\zeta \quad (13)$$

– электронная восприимчивость. Заметим, что поскольку уравнения (4), (5) записаны в предположении о малости времени пролета электронов через резонатор по сравнению с другими характерными временами переходных процессов (3), электронная восприимчивость (13) зависит только от модуля комплексной амплитуды поля $|F_0|$ и от расстройки Δ , но не зависит от частоты $\Omega = \dot{\varphi}_0$. Угловые скобки в (13) означают усреднение по начальной фазе циклотронного вращения $\vartheta|_{z=0}$ и азимутальной координате ведущих центров электронных орбит ψ , $\Delta = (2/\beta_{\perp}^2)(1 - \omega_H/\omega_0)$ – безразмерная расстройка между циклотронной частотой электронов на входе в резонатор и собственной частотой рабочей моды; $I_0 = 2.35 \cdot 10^{-4} I_A (Q_s G_{m_s q_s} / \gamma \beta_{\perp 0}^2 \beta_{z0}) / N$ – безразмерный параметр тока [36, 37], $N = \int_0^{\xi_{\text{ex}}} |f(\xi)|^2 d\xi$ – норма волны, I_A – ток пучка в амперах, $G_{m_0 q_0} = (J_{m_0-1}(v_{m_0 q_0} R_b / R_r) / J_{m_0}(v_{m_0 q_0}))^2 (v_{m_0 q_0}^2 - m_0^2)$ – коэффициент связи между электронным пучком и модой $TE_{m_0 q_0}$ (m_0 – азимутальный и q_0 – радиальный индексы), $v_{m_0 q_0}$ – q_0 -й нуль производной функции Бесселя $J'_{m_0}(\xi)$, R_b – радиус трубчатого электронного пучка, R_r – радиус резонатора.

2. Влияние конкуренции мод на процесс захвата частоты гиротрона внешним сигналом

В предыдущем разделе были приведены уравнения, описывающие одномодовый гиротрон с поступающими из выходного волновода внешним монохроматическим сигналом или отраженной волной. Однако для гиротронов мегаваттного уровня мощности большое влияние на режим работы оказывает конкуренция поперечных мод [20, 22, 23, 26]. Это связано, во-первых, со сгущением спектра при переходе к модам высокого порядка (рис. 2); во-вторых, с необходимостью специального сценария включения напряжения и тока для попадания в область с жестким режимом возбуждения колебаний, где достигается высокий КПД [22, 23, 26]. В процессе включения тока и напряжения могут последовательно возбуждаться паразитные моды. Эффективным методом селекции мод и стабилизации частоты, как показано в [22, 23], является захват частоты рабочей моды внешним монохроматическим сигналом.

Разность частот соседних мод, как следует из рис. 2, составляет примерно $(\omega_s - \omega_0)/2\pi \approx 1-3$ ГГц (здесь ω_s – действительная часть холодной частоты моды с номером s), а поскольку добротности мод Q_s отличаются не более, чем

на 5 %, то ширина линии каждой моды близка к ширине линии рабочей моды и составляет около $\omega_s/(2\pi Q_s) \approx 0.13$ ГГц. Это существенно меньше разности частот соседних мод. Внешний сигнал имеет частоту, близкую к частоте рабочей моды. Ширина полосы захвата частоты моды внешним сигналом не превышает величину $\omega_0 |B_{in}/F_0|/(2\pi Q_0) < 0.1$ ГГц (для практических приложений $|B_{in}/F_0| \ll 1$), что значительно меньше разности частот соседних мод. Следовательно, внешний сигнал воздействует на все моды, кроме рабочей, только через нелинейную электронную восприимчивость

Уравнения возбуждения всех мод, кроме рабочей, и уравнение движения электронов можно записать в традиционном для многомодовых гиротронов виде [36, 37]. Обобщим его для случая медленного (в масштабе времени пролета электронов через резонатор включения) изменения во времени входных параметров электронного пучка (напряжения, тока, питч-фактора и расстройки Δ)

$$\frac{dF_s}{dt} + \left(\frac{\bar{\omega}_s}{2Q_s} + i(\bar{\omega}_s - \omega_s) \right) F_s = iI_s F_s \chi_s \frac{\bar{\omega}_s}{2Q_s}, \quad (14)$$

$$\frac{dp}{d\zeta} + i \frac{\tilde{a}_\perp^2}{\tilde{a}_z} (\tilde{\Delta} + |p|^2 - 1) p = i \frac{\gamma}{\tilde{\gamma} \tilde{a}_\perp \tilde{a}_z} \sum_s F_s f(\zeta) \exp(i\Phi_s). \quad (15)$$

Сценарий включения (изменения во времени) входных параметров электронного пучка полагаем близким к реально применяемому для достижения высоких КПД в данном гиротроне (рис. 3). На каждом шаге интегрирования по времени параметры можно считать постоянными.

Рис. 3. Временные зависимости напряжения, тока, питч-фактора g и расстройки циклотронного резонанса в процессе включения гиротрона [26, рис. 3]

Рис. 2. Коэффициенты связи с электронным пучком мод, близких по частоте к рабочей моде $TE_{28,12}$, в зависимости от расстройки Δ_s между собственными частотами каждой из мод и рабочей моды [26, рис. 2]

В (14), (15) F_s – безразмерная комплексная амплитуда поля s -й моды, которая связана с электрическим полем этой моды так же, как для рабочей моды

$$\vec{E} = \text{Re}(-i\gamma\beta_{\perp 0}^3(mc^2/e) \sum_s f(z)F_s(t) \exp(i\bar{\omega}_s t)[\vec{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_s(\vec{r}_{\perp})]);$$

$\Psi_s(\vec{r}_{\perp}) = J_{m_s}(\kappa_{\perp s} r) \exp(-im_s \psi)$ – мембранные функции (здесь $J_{m_s}(\kappa_{\perp s} r)$ – функции Бесселя m_s -го порядка); $\bar{\omega}_s$ – опорные частоты мод. Предполагается, что продольные структуры всех мод одинаковы. Начальные условия для амплитуд всех мод имеют вид

$$F_s(t=0) = F_s^{(0)},$$

$$\chi_s = \frac{1}{F_s} \frac{\tilde{I}_A}{I_A} \frac{\tilde{a}_{\perp}}{\tilde{a}_z} \int_0^{\zeta_{\text{ex}}} f^*(\zeta) \langle \langle p \rangle_{\psi} \exp(-i\Phi_s) \rangle_{\psi} d\zeta \quad (16)$$

– электронная восприимчивость для s -й моды, $\bar{\omega}_s$ – ее опорная частота. Опорная частота рабочей моды была выбрана равной частоте внешнего сигнала ω (см. раздел 1); опорные частоты других мод выбраны так, что $\bar{\omega}_s = \omega + \omega_s - \omega_0$, то есть для всех мод разность опорной и собственной частот одинакова

$$\bar{\omega}_s - \omega_s = \omega - \omega_0. \quad (17)$$

Коэффициенты в (15), (16), обозначенные знаком «тильда», соответствуют входным параметрам, меняющимся в процессе включения напряжения, а без этого знака – установившимся значениям входных параметров в конце процесса включения. Так, $\tilde{a}_{\perp} = \tilde{\beta}_{\perp}/\beta_{\perp}$, $\tilde{a}_z = \tilde{\beta}_z/\beta_z$, $\tilde{\gamma}$ – масс-фактор в процессе включения;

$$\Phi_s = (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0) t - (m_s - m_0) \psi \quad (18)$$

– разность фаз полей s -й и рабочей мод; $\tilde{\Delta} = (2/\tilde{\beta}_{\perp}^2)(1 - \omega_H \gamma / \tilde{\gamma} \omega_0)$ – безразмерная расстройка между циклотронной частотой электронов на входе в резонатор и собственной частотой рабочей моды (эта расстройка меняется в процессе включения напряжения); Δ – ее значение после процесса включения; безразмерный параметр тока [36,37]

$$I_s = 2.35 \cdot 10^{-4} I_A (Q_s G_{m_s q_s} / \gamma \beta_{\perp 0}^2 \beta_{z0}) / N;$$

коэффициент связи между электронным пучком и модой $\text{TE}_{m_s q_s}$

$$G_{m_s q_s} = (J_{m_s-1}(v_{m_s q_s} R_b / R_r) / J_{m_s}(v_{m_s q_s}))^2 / (v_{m_s q_s}^2 - m_s^2);$$

$v_{m_s q_s} - q_s$ -й нуль производной функции Бесселя $J'_{m_s}(\xi)$.

Важно отметить, что выбор опорной частоты каждой моды вблизи собственной «холодной» частоты этой моды (17) позволяет пренебречь изменением комплексных амплитуд мод за время пролета электронов, даже если отстройка собственных частот мод друг от друга сравнима с обратным временем пролета. Однако фазы полей мод (18) могут сильно отличаться для электронов, оказывающихся в один и тот же момент времени t в разных точках пространства взаимодействия. Поэтому при интегрировании уравнения движения (15) фазы (18) были представлены в виде

$$\Phi_s = (1/\tilde{a}_z) \Delta_s \zeta + (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0) t_0 - (m_s - m_0) \psi, \quad (19)$$

где $t_0 = t - 2\bar{\zeta}/(\beta_{\perp}^2 \tilde{a}_z \omega_0)$ – время влета электрона в пространство взаимодействия, зависящее от координаты $\bar{\zeta}$, до которой электрон долетит к моменту времени t ; $\Delta_s = (2/\beta_{\perp}^2)(\omega_s/\omega_0 - 1)$ – безразмерная расстройка между реальными частями собственных частот s -й и рабочей мод. В соответствии с предложенным в [23] алгоритмом численного моделирования все электроны, оказывающиеся в определенный момент времени в пространстве взаимодействия, разбивались на фракции с разным временем влета.

Процессы захвата частоты рассматривались на примере прототипа гиротрона для ITER на частоте 170 ГГц, разработанного в ИПФ РАН [27], со следующими параметрами: рабочая мода $TE_{28,12}$ с добротностью $Q_0 = 1370$, в конце процесса включения ускоряющее напряжение 90–100 кВ, ток $I_A = 50$ –60 А, радиус электронного пучка $R_b = 8.27$ мм, радиус резонатора $R_r = 20.77$ мм. При численном моделировании системы уравнений (4), (14), (15) рассматривалось взаимодействие рабочей моды $TE_{28,12}$ гиротрона на частоте 170 GHz с соседними модами, имеющими достаточно большие значения коэффициентов связи (см. рис. 2). Это моды эквидистантного спектра $TE_{26,12}$, $TE_{27,12}$, $TE_{28,12}$, $TE_{29,12}$, $TE_{30,12}$ с направлением вращения полей, совпадающим с направлением вращения электронов в однородном магнитном поле, и моды $TE_{-25,13}$, $TE_{-26,13}$, в которых направление вращения полей встречное по отношению к вращению электронов. Ширина полосы циклотронного резонанса, обратно пропорциональная времени пролета электронов (см. раздел 1), равна $\Delta f = \Delta\Omega/2\pi \approx 6$ ГГц, поэтому моды, отстоящие от рабочей моды по частоте на большую величину, практически не участвуют в процессе взаимодействия [22, 23, 26].

На рис. 4 показаны зоны одночастотной одномодовой генерации на плоскости параметров тока I и расстройки Δ для режимов автономной генерации и захвата внешним сигналом с уровнем мощности 5% от мощности излучения. Внутри зон захвата частота излучения во всех точках одинакова и равна частоте внешнего сигнала, тогда как внутри зон одночастотной генерации в автономном режиме в каждой точке зоны частоты излучения различны. Зоны построены для разного числа взаимодействующих мод, учитываемых в рас-

Рис. 4. Зоны захвата внешним сигналом (сплошные кривые) и зоны одночастотной генерации на рабочей моде в автономном режиме (пунктирные кривые) для гиротрона с рабочей модой $TE_{28,12}$ и разным числом взаимодействующих мод: для одной моды $TE_{28,12}$, пяти мод ($TE_{28,12}$, $TE_{27,12}$, $TE_{29,12}$, $TE_{-25,13}$, $TE_{-26,13}$) и семи мод, отмеченных на рис. 2. Кривые 1 ограничивают область одномодовой генерации при учете одной рабочей моды; кривая 2 – при учете пяти или семи мод; кривые 3 – зону захвата при учете одной моды; кривая 4 – при учете пяти или семи мод; слева от кривой 5 лежит область, где поперечный КПД в автономном режиме при учете одной моды меньше 20%; кривая 6 соответствует стартовому току; кривая 1 в области малых расстроек совпадает с кривой 6. Показаны точки, где достигается максимальный поперечный КПД: А – 79 % в автономном режиме при учете одной моды; В – 63 % в автономном режиме при учете пяти или семи мод; С – 85 % в режиме захвата при учете одной моды; D – 82 % в режиме захвата при учете пяти или семи мод [26, рис. 4]

четах. При малых расстройках левая граница зоны свободной генерации в одномодовом гиротроне (одномодовым здесь называем гиротрон, при моделировании которого учитывалась только рабочая мода) совпадает с кривой стартового тока. Для обоих режимов (автономного и захвата) размеры зон уменьшаются с ростом числа взаимодействующих мод, если взаимодействующие моды не слишком далеко отстоят по частоте от рабочей моды. Как следует из рис. 4, крайние по частоте моды ($TE_{26.12}$ и $TE_{30.12}$), лежащие за пределами полосы циклотронного резонанса, не оказывают влияния на размеры зон, хотя могут возбуждаться при некоторых параметрах. При больших расстройках часть зон захвата находится в области жесткого самовозбуждения генерации (ниже кривой 6 стартового тока на рис. 4), где возможно достижение высоких значений КПД. Параметры гиротрона попадают в области жесткого режима в результате процесса включения тока и напряжения (см. рис. 3). В начальный момент времени параметры лежат в области мягкого самовозбуждения рабочей моды либо отсутствия ее генерации. По мере роста напряжения меняется расстройка Δ , и условия возбуждения становятся оптимальными последовательно для разных паразитных мод, которые подавляются внешним сигналом. В работах [21, 41, 42] показано, что при захвате частоты генератора с жестким самовозбуждением возможны два режима: синхронизованные автоколебания и вынужденные колебания с малой амплитудой, соответствующие регенеративному усилению внешнего сигнала с низким КПД. Как и в указанных работах [7, 42], в расчетах наблюдался переход к регенеративным режимам усиления с малым КПД при выходе из зон захвата в области больших расстроек, а также при токах ниже 10 А в области малых расстроек. Эти режимы, как и генерация с малыми КПД при мягком самовозбуждении, соответствующая областям слева от кривой 5 на рис. 4, не представляют практического интереса.

Поперечный КПД при захвате частоты многомодового гиротрона может достигать существенно более высоких значений (выше 80 %), чем в режиме свободной генерации (около 60 %). Этот эффект можно объяснить увеличением амплитуды поля в резонаторе гиротрона при захвате его частоты и смещением зон захвата в область оптимальных по КПД расстроек. Заметим, что такие высокие значения КПД (более 80 %) могут достигаться в автономном режиме только для одномодового гиротрона при токе более 100 А.

Взаимодействие мод полностью меняет характер зависимости конфигурации зон захвата от мощности внешнего сигнала. В отсутствие паразитных мод (при учете одной рабочей моды) для достаточно больших токов выход из режима захвата на левой границе зон обусловлен возникновением биений частоты. При этом, как и в классической задаче о захвате одномодового генератора, ширина зон захвата растет с ростом мощности сигнала (рис. 5, а). При малых токах левая граница зон захвата соответствует нулевому КПД. Появление «выступов» в левой части зон захвата на рис. 5, а, таким образом, связано с разными механизмами выхода из режима захвата на верхней и нижней границе «выступов». На правой границе зон, как уже отмечалось выше, срыв генерации обусловлен переходом в область регенеративного усиления внешнего сигнала с малыми КПД. При расчетах мощность внешнего сигнала задавалась в процентах от мощности излучения автономного генератора, вычисленной в одномодовом режиме при оптимальных для достижения высокого КПД токе пучка и расстройке ($I = 100$ А, $\Delta = 0.56$).

Рис. 5. Зоны захвата при разных уровнях мощности внешнего сигнала: *a* – в гиротроне с одной модой $TE_{28.12}$, кривые 1 ограничивают зону захвата при $P_{ext}/P_{opt} = 0.5\%$, 2 – при $P_{ext}/P_{opt} = 1\%$, 3 – при $P_{ext}/P_{opt} = 2\%$, 4 – при $P_{ext}/P_{opt} = 3.5\%$, 5 – при $P_{ext}/P_{opt} = 5\%$; кривая 6 соответствует стартовому току; *б* – в гиротроне с пятью или семью взаимодействующими модами (отмечены на рис. 2) кривая 1 соответствует зоне захвата при $P_{ext}/P_{opt} = 0.01\%$, 2 – при $P_{ext}/P_{opt} = 0.5\%$, 3 – при $P_{ext}/P_{opt} = 1\%$, 4 – при $P_{ext}/P_{opt} = 2\%$, 5 – при $P_{ext}/P_{opt} = 5\%$, 6 – при $P_{ext}/P_{opt} = 10\%$ [26, рис. 6]

В многомодовом гиротроне выход из зон захвата обусловлен возбуждением паразитных мод. Размеры зон захвата для любых токов меняются немонотонно при возрастании мощности сигнала (рис. 5, б), что объясняется двояким влиянием рабочей моды на соседние моды. Возрастание мощности внешнего сигнала и соответственно амплитуды рабочей моды приводит к тому, что, с одной стороны, сильная рабочая мода может подавлять паразитные моды, с другой стороны, из-за нелинейности электронной восприимчивости при увеличении амплитуды рабочей моды могут возбуждаться паразитные моды и подавлять рабочую моду. Первый механизм (подавление рабочей модой других мод) имеет место при малых значениях мощности сигнала (до $P_{ext} \sim 2\%$), при этом ширина зоны с ростом мощности сигнала растет. Второй механизм присущ режимам с большими мощностями сигнала ($P_{ext} > 2-3\%$), при этом ширина зоны с ростом мощности сигнала уменьшается. С ростом мощности сигнала происходит смещение зон в область больших расстроек и большего КПД (см. рис. 5, б).

Выход из зон захвата и одночастотной автономной генерации в многомодовом гиротроне на левой и правой границах зон связан с возбуждением какой-либо паразитной моды. В частности, для параметров, при которых построены зоны на рис. 4, при токах около 70 А выход из зоны захвата обусловлен возбуждением моды $TE_{27.12}$ на обеих границах. При меньших токах (порядка 40 А) на правой границе также возбуждается паразитная мода $TE_{27.12}$, на левой границе возникают колебания частоты рабочей моды, превышающие выбранный критерий 1 ГГц. Вблизи середины верхних границ зоны захвата, где мала электронная перестройка частоты и спектр мод с большой точностью близок к эквидистантному, при выходе из зоны захвата наблюдается возбуждение боковых сателлитов $TE_{27.12}$ и $TE_{29.12}$, симметрично отстоящих по частоте от рабочей моды (рис. 6, а). Подобные процессы происходят при захвате генератора с квадратичной нелинейностью активной среды [43]. При этом выполняются соотношения для частот и азимутальных индексов

$$2\omega_0 = \omega_1 + \omega_{-1}, \quad 2m_0 = m_1 + m_{-1}$$

Рис. 6. Временные зависимости амплитуд мод: *a* – при токе $I_A = 75$ А, расстройке $\Delta = 0.5$ в гиротроне с уровнем мощности сигнала $P_{\text{ext}}/P_{\text{opt}} = 5\%$; *б* – в автономном гиротроне при токе $I_A = 100$ А, расстройке $\Delta = 0.4$ [26, рис. 8]

аналогичные закону сохранения энергии и импульса при 4-фотонном распаде двух квантов исходной волны на два кванта боковых спутников (здесь $\omega_{\pm 1}$, $m_{\pm 1}$ – частоты и азимутальные индексы соседних мод эквидистантного спектра $TE_{29.12}$ и $TE_{27.12}$). При захвате частоты сигналом мощностью 5% распад на спутники происходит при токах выше 70 А (см. рис. 6, *a*). В автономном режиме распад на боковые спутники наблюдается при гораздо больших токах (100 А и выше) (рис. 6, *б*).

Зоны захвата были построены при различных значениях мощности внешнего сигнала также на плоскости расстройки Δ и частоты внешнего сигнала (рис. 7). Как видно из рисунка, полоса перестройки частоты в режиме захвата может в несколько раз превышать полосу перестройки частоты автономных колебаний.

Было исследовано изменение поперечного КПД и фазы колебаний на рабочей частоте в зависимости от напряжений (рис. 8). В реальных

Рис. 7. Зоны захвата для гиротрона в условиях взаимодействия семи мод, отмеченных на рис. 2, на плоскости расстройки Δ и отстройки частоты внешнего сигнала от «холодной» частоты рабочей моды $\Delta f_{\text{ext}} = (\omega - \omega_0)/2\pi$ при токе $I_A = 50$ А: кривая 1 соответствует перестройке частоты генерации в автономном режиме; 2 – зоне захвата при $P_{\text{ext}}/P_{\text{opt}} = 0.25\%$; 3 – при $P_{\text{ext}}/P_{\text{opt}} = 1\%$; 4 – при $P_{\text{ext}}/P_{\text{opt}} = 5\%$. Для каждой зоны показаны значения поперечного КПД на ее краях [26, рис. 9]

Рис. 8. Зависимость орбитального КПД и фазы излучения от установившегося в конце процесса включения напряжения при $I_A = 50$ А и уровне мощности внешнего сигнала $P_{\text{ext}}/P_{\text{opt}} = 5\%$ для семи мод, отмеченных на рис. 2. При напряжении 100 кВ в конце процесса включения источника питания значение расстройки равно $\Delta = 0.527$ [26, рис. 10]

экспериментах могут происходить медленные (по сравнению с длительностью переходных процессов в резонаторе гиротрона) технические флуктуации напряжения источника питания в пределах около 2 кВ. Как показали расчеты, для оптимальных параметров тока и расстройки такие изменения напряжения не приводят к существенному снижению КПД и изменению фазы излучения: в интервале напряжений от 99 до 101 кВ изменение фазы составило примерно 0.2, значения орбитального КПД превышали 75 %.

3. Стабилизация частоты гиротрона отраженной волной. Уравнения стационарных состояний

Задача о стабилизации частоты гиротрона отраженной волной на данном этапе исследований рассмотрена для гиротрона с одной поперечной модой, что позволило показать возможность стабилизации частоты излучения под воздействием отражения. Самосогласованные уравнения гиротрона, в который из выходного волновода поступает отраженная от нагрузки волна, в приближении фиксированной продольной структуры поля приведены в разделе 1 (см. (5), (12)) и при малых коэффициентах отражения совпадают с результатами, полученными в [24,25].

В стационарных состояниях ($|F_0| = \text{const}$, $\dot{\varphi}_0 = \Omega = \text{const}$) модуль амплитуды поля и сдвиг частоты Ω относительно опорной $\bar{\omega}_0$ определяются уравнением

$$i\Omega + \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} + i(\bar{\omega}_0 - \omega_0) + \frac{\bar{\omega}_0}{Q_0} \sum_{k=1}^n R^k e^{-i\bar{\omega}_0 k \tau_{ph} - i\Omega k \tau_{gr}} = i \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} I_0 \chi_0. \quad (20)$$

Представляя коэффициент отражения и восприимчивость в виде $R = |R|e^{i\alpha}$ и $\chi_0 = \chi_0^{(1)} + i\chi_0^{(2)}$, соответственно, и пренебрегая в (20) слагаемыми, малыми по сравнению с $|R|^2$, можно переписать (20) в виде двух действительных уравнений

$$1 + I_0 \chi_0^{(2)} / 2 + |R| \cos \theta + |R|^2 \cos 2\theta = 0, \quad (21)$$

$$\Omega = \frac{\bar{\omega}_0 I_0 \chi_0^{(1)}}{2Q_0} + \omega_0 - \bar{\omega}_0 + \frac{|R| \bar{\omega}_0 \sin \theta}{Q_0} + \frac{|R|^2 \omega_0 \sin 2\theta}{Q_0},$$

где $\theta = \bar{\omega}_0 \tau_{ph} + \Omega \tau_{gr} - \alpha$. Если предположить, что изменения параметров системы невелики, то функцию χ_0 можно линеаризовать по малым изменениям этих параметров. Тогда из выражений (21) можно найти аналитически, как меняется частота излучения $\omega = \bar{\omega}_0 + \Omega$ при изменении различных параметров, и показать, что возможна стабилизация частоты, то есть уменьшение интервала изменения частоты излучения, по сравнению со случаем гиротрона без отражений.

4. Стабилизация частоты излучения нерезонансной нагрузкой

Рассмотрим изменение частоты излучения при изменении какого-либо параметра гиротрона – собственной частоты резонатора или расстройки по напряжению и магнитному полю Δ . В некотором стационарном устойчивом состоянии обозначим

значения этого параметра, а также значения модуля амплитуды, частоты и фазы запаздывания на этой частоте как $\bar{p}$, $|\bar{F}_0|$, $\bar{\Omega}$, $\bar{\theta}$. При малом изменении параметра система переходит в соседнее стационарное состояние, в котором $p = \bar{p} + \tilde{p}$, $|F_0| = |\bar{F}_0| + a$, $\Omega = \bar{\Omega} + \varepsilon$. Если эти изменения малы: $|\tilde{p}| \ll |\bar{p}|$, $|a| \ll |\bar{F}_0|$, $|\varepsilon| \ll |\bar{\Omega}|$, можно линеаризовать по ним восприимчивость и выражения (21)

$$\chi_0^{(1,2)}(|F_0|) \approx \bar{\chi}_0^{(1,2)} + a\mu_{1,2} + \tilde{p}\nu_{1,2}, \quad (22)$$

$$aI_0\mu_2/2 + \tilde{p}I_0\nu_2/2 - \varepsilon|R|\tau_{\text{gr}}(\sin\bar{\theta} + 2|R|\sin 2\bar{\theta}) = 0, \quad (23)$$

$$\varepsilon = (\mu_1 a + \nu_1 \tilde{p}) \bar{\omega}_0 I_0 / (2Q_0) + (\omega_0)'_p \tilde{p} + \varepsilon|R|\tau_{\text{gr}}\bar{\omega}_0(\cos\bar{\theta} + 2|R|\cos 2\bar{\theta})/Q_0,$$

где $\bar{\chi}_0^{(1,2)} = \chi_0^{(1,2)}(|\bar{F}_0|, \bar{p})$, $\mu_{1,2} = (d\chi^{(1,2)}/d|F_0|)|_{|F_0|=|\bar{F}_0|, p=\bar{p}}$, $\nu_{1,2} = (d\chi^{(1,2)}/dp)|_{|F_0|=|\bar{F}_0|, p=\bar{p}}$. Заметим, что при изменении собственной («холодной»), то есть соответствующей отсутствию электронного пучка) частоты резонатора $(\omega_0)'_p = 1$, а при изменении расстройки Δ эта производная равна нулю. Исключая a из (23), найдем производную от частоты излучения по параметру p

$$\left. \frac{d\omega}{dp} \right|_{\Delta=\bar{\Delta}} = \left. \frac{d\Omega}{dp} \right|_{\Delta=\bar{\Delta}} = \frac{\varepsilon}{\tilde{p}} = \frac{\bar{\omega}_0 I_0 (\nu_1 - q\nu_2)/(2Q_0) + (\omega_0)'_p}{1 - |R|\tau_{\text{gr}}\bar{\omega}_0 r (\sin(\bar{\theta} + D) + 2|R|\sin(2\bar{\theta} + D))/Q_0}, \quad (24)$$

где $q = \mu_1/\mu_2$, $r = \sqrt{1+q^2}$, $D = \arctg(1/q)$. Если отражений нет, эта производная равна

$$\left. \frac{d\Omega}{dp} \right|_{p=\bar{p}} = \bar{\omega}_0 I_0 (\nu_1 - q\nu_2)/(2Q_0) + (\omega_0)'_p. \quad (25)$$

При наличии отражений производная (24) может быть существенно меньше ее значения в отсутствие отражений (25), то есть частота стабилизируется. Это возможно при выполнении условия (1), которое является также условием существования нескольких продольных мод в системе. Каждая продольная мода – это устойчивое стационарное состояние с одnogорбой структурой поля внутри резонатора гиротрона и различным (большим) числом продольных вариаций поля в линии запаздывания. Если предположить, что $\mu_{1,2}$ и $\nu_{1,2}$ не зависят от p , выражение (24) можно проинтегрировать и найти зависимость $p(\omega)$

$$p(\omega) = p_{\text{in}} + \frac{(\omega - \omega_{\text{in}} + \bar{\omega}_0 r(|R|\cos(\theta_{\text{in}} + D) + |R|^2 \cos(2\theta_{\text{in}} + D))/Q_0 - S)}{\bar{\omega}_0 I_0 (\nu_1 - q\nu_2)/(2Q_0) + (\omega_0)'_p}, \quad (26)$$

где $S = \bar{\omega}_0 r(|R|\cos(\theta_{\text{in}} + D) + |R|^2 \cos(2\theta_{\text{in}} + D))/Q_0$, «in» – индекс, обозначающий величины в начальном стационарном состоянии. Используя аналогию с работами [25, 28, 33] можно показать, что устойчивыми являются только те участки кривой, где знак производной (24) такой же, как в отсутствие отражений. При медленном изменении параметра p частота излучения меняется плавно до тех пор, пока соответствующая продольная мода не потеряет устойчивость и не произойдет скачок в соседнее устойчивое стационарное состояние. При обратном изменении параметра наблюдается гистерезис: скачки частоты излучения происходят при других его значениях. Следует отметить, что учет в (21) слагаемого, пропорционального $|R|^2$, приводит к появлению дополнительных экстремумов функции $p(\omega)$.

Рассмотрим, как меняется частота излучения гиротрона при изменении расстройки Δ . Как показывают расчеты для гиротрона на частоте 170 ГГц с током 50 А, на достаточно большом интервале значений расстройки $\Delta \in (0.3; 0.47)$ производная (25) в отсутствие отражений постоянна, отрицательна и равна $-\pi \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ (рис. 9). На рис. 10 изображена зависимость $f(\Delta) = \omega(\Delta)/2\pi$ при значениях модуля коэффициента отражения $|R| = 0.3$ и 0.5 , что соответствует отражению 9 % и 25 % мощности излучения. Участки кривой с отрицательной производной $f'(\Delta)$ устойчивы, с положительной – неустойчивы.

Изменение частоты излучения при медленном изменении собственной частоты резонатора гиротрона, например, при нагреве в процессе включения и при охлаждении подробно рассмотрено в [24, 25]. Зависимость частоты излучения от «холодной» частоты при малых отражениях с точностью до слагаемых, пропорциональных $|R|$, определяется выражением

$$\omega_0(\omega) = \omega_{0\text{in}} + \frac{(\omega - \omega_{\text{in}} + \bar{\omega}_0 r (|R| \cos(\theta + D)) / Q_0 - S)}{\bar{\omega}_0 I_0 (v_1 - qv_2) / (2Q_0) + 1}. \quad (27)$$

Поскольку в отсутствие отражений производная $\omega'_0(\omega)$ близка к единице, первым слагаемым в знаменателе (27) можно пренебречь и представить это выражение в виде

$$\omega_0(\omega) = \omega_{0\text{in}} + \omega - \omega_{\text{in}} + \bar{\omega}_0 r (|R| \cos(\theta + D)) / Q_0 - S. \quad (28)$$

Численное моделирование уравнений (5), (12) в предположении малого коэффициента отражения (при учете только слагаемого порядка $|R|$) показало полное соответствие с приведенными выше аналитическими рассуждениями (рис. 11). При некотором значении «холодной» частоты определялось стационарное решение уравнений (5), (12). Затем «холодную» частоту меняли последовательно с малым шагом. Для каждого ее нового значения уравнения решались с «унаследованными» начальными условиями, то есть начальными условиями, соответствующими стационарному

Рис. 9. Зависимость частоты излучения от расстройки Δ в гиротроне без отражений с параметрами: частота 170 ГГц, рабочая мода $\text{TE}_{28.12}$ с добротностью $Q_0 = 1370$, ускоряющее напряжение 90–100 кэВ, ток 50 А, радиус электронного пучка 8.27 мм, $R_r = 20.77$ мм

Рис. 10. Аналитическая зависимость частоты излучения гиротрона с нерезонансным отражателем от расстройки Δ , рассчитанная по формуле (26) при $p = \Delta$. Параметры гиротрона указаны в подписи к рис. 11; жирная сплошная линия $|R| = 0.3$, тонкая сплошная линия $|R| = 0.5$, пунктир $|R| = 0$

состоянию с предыдущим значением «холодной» частоты. Такой подход означал решение уравнений с «холодной» частотой, линейно зависящей от времени

$$\omega_0 = \omega_{0in} \pm \eta t, \quad (29)$$

в предположении малости скорости изменения «холодной» частоты η , при которой частота ω_0 изменялась бы мало по сравнению с наименьшим частотным масштабом задачи (разностью частот соседних мод длинной линии) за время самого длительного переходного процесса (за время запаздывания).

Как видно из рис. 11, *а*, при изменении «холодной» частоты, как и при изменении расстройки Δ , происходили последовательные переходы от одной продольной моды к соседним. Если «холодная» частота менялась в обратном направлении, имел место гистерезис. На рис. 11, *б*, *в* показан переходный процесс, соответствующий скачку с одной продольной моды на другую. Установление нового стационарного состояния сопровождалось биениями с периодом порядка времени запаздывания в полном соответствии с теорией [28, 33]. При указанных параметрах гиротрона на частоте 170 ГГц на каждом пологом участке графика на рис. 11, *а* изменение частоты излучения было примерно в 5 раз меньше изменения «холодной» частоты, то есть частота излучения стабилизировалась.

Рис. 11. Зависимость частоты излучения гиротрона от «холодной» частоты при наличии нерезонансного отражателя, $|R| = 0.2$, $\omega_0 \tau = 3000.5 \cdot 2\pi$ (*а*); временные зависимости амплитуды поля (*б*) и частоты излучения (*в*) для переходного процесса, соответствующего скачку с одной продольной моды на другую. Стационарные состояния, полученные при численном моделировании уравнений (5), (12), показаны черными точками на рис. *а*. Параметры гиротрона: частота 170 ГГц, мощность порядка 1 МВт, ток 45 А, напряжение 73 кВ, радиус резонатора $R_r = 17.77$ мм, радиус электронного пучка $R_b = 7.39$ мм, длина однородного участка резонатора 7λ , рабочая мода $TE_{25,10}$, питч-фактор 1.3, магнитное поле 6.7 Тл, $\Delta = 0.5$ [25, рис. 2]

5. Стабилизация частоты излучения гиротрона резонансным отражателем

Стабилизация частоты генератора волной, отраженной от резонансной нагрузки, например, от высокодобротного резонатора, известна и достаточно широко используется для различных типов генераторов как в СВЧ-электронике [30, 44–46], так и в оптике [47, 48]. Для гиротрона эта задача рассмотрена в [25, 30]. Показано, что в гиротроне, как и в других генераторах, частота будет удерживаться в узкой полосе, равной ширине полосы нагрузки [25, 29, 30, 44–48], если, во-первых, правильно подобрана фаза отраженного сигнала (то есть расстояние до отражателя), во-вторых, разность частоты автономной генерации и резонансной частоты отражателя лежит в пределах ширины полосы захвата генератора отраженной волной $|R|\omega_0/Q_0$.

Коэффициент отражения от внешнего резонатора, возбуждаемого излучением гиротрона, в зависимости от частоты излучения имеет вид резонансной кривой [49]

$$R(\omega) = R_0 / (1 + 2i(\omega - \omega_{\text{ex}})Q_{\text{ex}}/\omega_{\text{ex}}). \quad (30)$$

Здесь Q_{ex} – добротность резонансной нагрузки, ω_{ex} – ее резонансная частота, $\omega = \bar{\omega}_0 + \dot{\omega}$ – частота излучения; для стационарных состояний

$$\omega = \bar{\omega}_0 + \Omega, \quad (31)$$

R_0 – максимальное значение модуля коэффициента отражения. Предположим, что отражатель расположен достаточно близко к гиротрону $\tau_{\text{gr}} \ll \pi Q_0/(\bar{\omega}_0 R_0)$, так что фаза запаздывания $(\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}} + \Omega \tau_{\text{gr}})$ в (21) близка к $\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}}$ и постоянна при изменении параметров гиротрона. Как и в предыдущем разделе, будем считать, что меняется собственная частота резонатора гиротрона, а коэффициент отражения по модулю очень мал. При этом система проходит через последовательность квазистационарных состояний, в каждом из которых амплитуда поля и частота, а следовательно, и коэффициент отражения постоянны. В соответствии с (28) и (30) в стационарном состоянии собственная («холодная») частота зависит от частоты излучения как

$$\omega_0(\omega) = \omega_{0\text{in}} + \omega - \omega_{\text{in}} + \bar{\omega}_0 r \text{Re}(R(\omega) e^{-i(\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}} + D)}) / Q_0 - S. \quad (32)$$

Производная от «холодной» частоты по частоте излучения равна

$$d\omega_0/d\omega = 1 + \bar{\omega}_0 r \text{Re} \left(R'(\omega) e^{-i(\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}} + D)} \right) / Q_0. \quad (33)$$

Поскольку, как следует из (30),

$$R'_\omega = \frac{-2iR_0Q_{\text{ex}}}{(1 + id)^2\omega_{\text{ex}}}, \quad (34)$$

где $d = 2(\omega - \omega_{\text{ex}})Q_{\text{ex}}/\omega_{\text{ex}}$, выражение (33) можно преобразовать к виду

$$\frac{d\omega_0}{d\omega} = 1 - \frac{2rR_0Q_{\text{ex}}}{Q(1 + d^2)} (2d \cos(\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}} + D) + (1 - d^2) \sin(\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}} + D)). \quad (35)$$

Значение производной (35) при $\omega = \omega_{\text{ex}}$ ($d = 0$) максимально и положительно, когда

$$\sin(\bar{\omega}_0 \tau_{\text{ph}} + D) = -1, \quad (36)$$

и равно

$$\frac{d\omega_0}{d\omega} = 1 + \frac{2rR_0Q_{\text{ex}}}{Q}. \quad (37)$$

При выполнении условия (2) абсолютное значение производной $d\omega_0/d\omega$ много больше единицы, а обратное ему значение производной от частоты излучения по «холодной» частоте может быть существенно меньше единицы

$$\frac{d\omega}{d\omega_0} \sim \frac{Q_0}{rR_0Q_{\text{ex}}} \ll 1. \quad (38)$$

В случае устойчивости рассматриваемых решений, когда зависимость является возрастающей ($d\omega/d\omega_0 > 0$) [29, 30, 44], частота излучения стабилизируется: ее изменения малы по сравнению с изменениями «холодной» частоты.

В работе [30] аналогичная задача о воздействии на гиротрон отражения от высокорезонансной нагрузки исследовалась на основе уравнений связанных колебаний двух осцилляторов: автогенератора и высокочастотного колебательного контура. Найденная при этом гистерезисная зависимость $\omega(\omega_0)$ полностью совпадала с полученной выше (32).

Как и при исследовании воздействия отражения от нерезонансной нагрузки на модуляционные характеристики гиротрона, численное моделирование уравнений (5), (12) проводилось для гиротрона на частоте 170 ГГц с «холодной» частотой, ступенчатым образом зависящей от времени. Эта зависимость могла быть аппроксимирована линейной функцией (29). По аналогии с рассмотрением, проведенном в разделе 4, скорость изменения «холодной» частоты η предполагалась настолько малой, что «холодная» частота изменялась незначительно по сравнению с самым малым

частотным масштабом задачи (шириной линии внешнего высокочастотного резонатора $\omega_{\text{ex}}/Q_{\text{ex}}$) за время самого длительного переходного процесса (время установления колебаний внешнего резонатора $Q_{\text{ex}}/\omega_{\text{ex}}$), а именно,

$$\eta \ll \left(\frac{\omega_{\text{ex}}}{Q_{\text{ex}}} \right)^2. \quad (39)$$

При этом условии система проходила через последовательность квазистационарных состояний. Вообще говоря, если бы параметры системы менялись быстрее, уравнение (12) следовало бы решать для спектральных составляющих поля, каждой составляющей соответствовал бы определенный коэффициент отражения.

Результаты численного моделирования, представленные на рис. 12 и 13, находятся в полном соответствии с приведенными выше аналитическими

Рис. 12. Аналитическая зависимость частоты излучения гиротрона с резонансным отражателем от «холодной» частоты, рассчитанная по формуле (32) при $|R_0| = 0.2$, $Q_{\text{ex}} = 25000$, $\bar{\omega}_0\tau_{\text{ph}} = 3000 \cdot 2\pi$ (сплошная линия), $3000.25 \cdot 2\pi$ (штриховая линия), $3000.5 \cdot 2\pi$ (пунктирная линия). Стационарные состояния, полученные при численном моделировании уравнений (5), (12), показаны черными точками. Параметры гиротрона указаны в подписи к рис. 11 [25, рис. 4]

Рис. 13. Аналитическая зависимость частоты генерации от «холодной» частоты, рассчитанная по формуле (32) в том же гиротроне (см. подписи к рис. 11) с резонансной нагрузкой при $\bar{\omega}_0 \tau_{ph} = 3000 \cdot 2\pi$ и разных коэффициентах отражения R_0 и добротностях Q_{ext} : а – при $|R_0| = 0.2$ и $Q_{ext}/Q = 25$ (кривая 1), 20 (кривая 2), 15 (кривая 3), 10 (кривая 4); б – при $Q_{ext}/Q = 25$ и $|R_0| = 0.2$ (кривая 1), 0.15 (кривая 2), 0.10 (кривая 3), 0.05 (кривая 4)

выводами, а также с результатами работ [29, 30]. Форма зависимости частоты излучения от «холодной» частоты определялась фазой запаздывания (см. рис. 12). Если отражатель сдвигался на половину длины волны (фаза запаздывания сдвигалась на 2π), форма гистерезисной петли не менялась, а при сдвиге отражателя на меньшее расстояние форма петли и длина пологого, «стабилизированного», участка менялись существенно (см. рис. 12). Гистерезисные петли, соответствующие оптимальной фазе запаздывания (36), при разных коэффициентах отражения R_0 и добротностях Q_{ext} представлены на рис. 13. Следует отметить, что интервал изменения «холодной» частоты, которому соответствует пологий участок («полочка») на графике зависимости частоты излучения от «холодной» частоты, тем шире, чем больше коэффициент отражения и чем меньше добротность внешнего резонатора. Производная (38) в центре «полочки» тем ниже, чем больше коэффициент отражения и добротность отражателя.

Выводы

В работе показано, что воздействие отраженной волны или внешнего монохроматического сигнала, поступающего из выходного тракта в резонатор гиротрона, может стабилизировать частоту излучения.

Продemonстрирован ряд особенностей и преимуществ режима захвата частоты колебаний многомодового гиротрона внешним монохроматическим сигналом для достижения одночастотной одномодовой генерации по сравнению с режимом свободной генерации. Показано, что основным фактором, препятствующим установлению одномодовых колебаний со стабильной частотой, является возбуждение паразитных мод. Для многомодового гиротрона на частоте 170 ГГц с мощностью 2 МВт построены зоны захвата – области колебаний на рабочей моде с частотой внешнего сигнала – на плоскостях различных параметров гиротрона и внешнего сигнала. Показано, что размеры зон уменьшаются с ростом числа взаимодействующих мод, а зависимость ширины зон по расстройке Δ от мощности сигнала является немонотонной.

тонной. Значения поперечного КПД в режиме захвата могут быть существенно выше (более 80 %), чем в режиме автономной генерации многомодового гиротрона. Ширина перестройки частоты генерации в режиме захвата в несколько раз превышает ширину перестройки частоты в автономном режиме. При флуктуациях напряжения источника питания в пределах практической нестабильности (1–2 кВ) КПД остается высоким, фаза излучения меняется незначительно.

Аналитически и численно продемонстрировано, что отраженная волна может захватить частоту гиротрона и удерживать ее внутри узкой полосы, равной для нерезонансного отражателя расстоянию между модами длинной линии π/τ , а для резонансного – полосе внешнего резонатора ω_{ex}/Q_{ex} . При этом «холодная» частота может варьировать в пределах ширины полосы захвата частоты гиротрона, благодаря отраженной волне, расстройка – в пределах почти всей зоны генерации. Если коэффициент отражения не слишком мал, зависимость частоты излучения от переменного параметра становится более сложной – появляются дополнительные пологие участки («полочки»). При стабилизации частоты гиротрона отражением от нерезонансной нагрузки оптимальная фаза отраженной волны вырабатывается автоматически, тогда как при стабилизации частоты отражением от резонансной нагрузки фаза отраженной волны должна подбираться специально, например, путем изменения расстояния до отражателя или с помощью фазовращателя [29, 30, 44, 45].

Авторы благодарны А.С. Сергееву, А.С. Седову и В.Е. Запевалову за внимание к работе и полезные замечания.

Работа поддержана грантами РФФИ 15-02-01798 и 17-02-00183.

Библиографический список

1. Litvak A., Denisov G., Myasnikov V., Tai E., Azizov E., Ilin V. Development in Russia of megawatt power gyrotrons for fusion // International Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, Issue 3. P. 337–342.
2. Khutoryan E.M., Idehara T., Kuleshov A.N., Tatematsu Y., Yamaguchi Y., Matsuki Y., Fujiwara T. Stabilization of gyrotron frequency by PID feedback control on the acceleration voltage // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2015. Vol. 36, Issue 12. P. 1157–1163.
3. Idehara T., Mitsudo S., Ogawa I. Development of high-frequency, highly stable gyrotrons as millimeter to submillimeter wave radiation sources // IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. Vol. 32, Issue 3. P. 910–916.
4. Голубятников Г.Ю., Крупнов А.Ф., Лубяко Л.В., Лучинин А.Г., Павельев А.Б., Петелин М.И., Fernandez Curto A. Прецизионное управление частотой гиротрона с помощью фазовой автоподстройки частоты // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 15. С. 13–17.
5. Glyavin M., Luchinin A., Morozkin M. The Ka-band 10-kW continuous wave gyrotron with wide-band fast frequency sweep // Review of Scientific Instruments. 2012. Vol. 83, Issue 7. P. 074706(1)–074706(3).
6. Ергаков В.С., Мусеев М.А., Хижняк В.И. К теории синхронизации МЦР-монотрона // Радиотехника и электроника. 1978. № 12. С. 2591–2599.

7. *Nusinovich G.S.* Introduction to the Physics of Gyrotrons. Baltimore: The Johns Hopkins University Press, 2004. 335 p.
8. *McCurdy A.H., Armstrong C.M.* Mode selection by application of an external signal in an overmoded gyrotron oscillator // *Physical Review Letters*. 1988. Vol. 61, Issue 20. P. 2316–2319.
9. *Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S.* Effect of window reflection on gyrotron operation // *Phys. Fluids B*. 1992. Vol. 4, Issue 12. P. 4131–4139.
10. *Airila M., Dumbrajs O., Kall P., Piosczyk B.* Influence of reflections on the operation of the 2 MW, CW 170 GHz coaxial cavity gyrotron for ITER // *Nuclear Fusion*. 2003. Vol. 43, Issue 11. P. 1454–1457.
11. *Гинзбург Н.С., Глявин М.Ю., Завольский Н.А., Запечалов В.Е., Мусеев М.А., Новожилова Ю.В.* Использование отражения с запаздыванием для получения автомодуляционных и стохастических режимов генерации в гиротронах миллиметрового диапазона // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24, № 11. С. 53–59.
12. *Dumbrajs O., Idehara T., Watanabe S., Kimura A., Sasagawa H., Agusu L., Mitsu-do S., Piosczyk B.* Reflections in gyrotrons with axial output // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2004. Vol. 32, Issue 3. P. 899–902.
13. *Borie E.* Effect of reflection on gyrotron operation // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2001. Vol. 49, Issue 7. P. 1342–1345.
14. *Grudiev A., Schunemann K.* Nonstationary behavior of a gyrotron in the presence of reflections // *Int. J. IRMM Waves*. 2003. Vol. 24, Issue 4. P. 429–449.
15. *Glyavin M.Yu., Zapevalov V.E.* Reflection influence on the gyrotron oscillation regimes // *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 1998. Vol. 19, Issue 11. P. 1499–1511.
16. *Dumbrajs O.* Influence of possible reflections on the operation of European ITER gyrotrons // *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2010. Vol. 31, Issue 8. P. 892–898.
17. *Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Чумакова М.М.* Влияние отражения от удалённой нагрузки на конкуренцию мод в гиротроне квазиоптическим выходным преобразователем // *Изв. вузов. ПНД*. 2012. Т. 20, № 6. С. 136–147.
18. *Батанов Г.М., Колик Л.В., Новожилова Ю.В., Петелин М.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К.* Реакция гиротрона на слабое отражение волн от плазмы, промодулированное низкочастотными колебаниями // *ЖТФ*. 2001. Т. 71, вып. 5. С. 90–95.
19. *Chirkov A.V., Denisov G.G., and Kuftin A.N.* Perspective gyrotron with mode converter for co- and counter-rotation operating modes // *Applied Physics Letters*. 2015. Vol. 106. P. 263501. DOI: 10.1063/1.4923269
20. *Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V.* Time-domain self-consistent theory of frequency-locking regimes in gyrotrons with low-Q resonators // *Physics of Plasmas*. 2015. Vol. 22. P. 033101-1-5.
21. *Зотова И.В., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Розенталь Р.М., Сергеев А.С.* Режимы захвата и стабилизации частоты генерации в мощных гиротронах с низкодобротными резонаторами // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2015. Т. 58, № 9. С. 759–769.

22. Бакунин В.Л., Денисов Г.Г., Новожилова Ю.В. Стабилизация частоты и фазы многомодового гиротрона мегаваттного уровня мощности внешним сигналом // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 9. С. 41–47.
23. Бакунин В.Л., Денисов Г.Г., Новожилова Ю.В. Зоны захвата частоты многомодового гиротрона мегаваттного уровня мощности внешним сигналом // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 12. С. 999–1011.
24. Melnikova M.M., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Tyshkun A.V., Glyavin M.Yu., Novozhilova Yu.V. Frequency stabilization of a 0.67-THz gyrotron by self-injection locking // IEEE Transactions on Electron Devices. 2016. Vol. 63, Issue 3. P. 1288–1293. DOI:10.1109/TED.2015.2512868
25. Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Кулыгин М.Л., Мельникова М.М., Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М. Стабилизация частоты гиротрона слабой отраженной волной // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 747–758.
26. Бакунин В.Л., Денисов Г.Г., Новожилова Ю.В. Влияние конкуренции мод на режим захвата частоты многомодового гиротрона внешним монохроматическим сигналом // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 8–9. С. 709–719.
27. Myasnikov V., Agapova M., Kuftin A., et.al. Progress of 1.5–1.7 MW/170 GHz gyrotron development // Proc. 38th Int. Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-Thz 2013). Mainz on the Rhine, Germany, 2013. TU1–6.
28. Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А. Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. 9. С. 16–22.
29. Ищенко А.С., Новожилова Ю.В., Петелин М.И. Теория захвата генератора ванн дер Поля запаздывающим отражением от резонансной нагрузки // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 6. С. 537–551.
30. Novozhilova Yu.V., Ischenko A.S. Analytical theory of an RF generator phase-locked by the resonant load with delayed reflection // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, Issue 12. P. 1394–1406.
31. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. 560 с.
32. Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, Физматлит. 1997. 496 с.
33. Новожилова Ю.В. Параметрическая неустойчивость в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки. Часть I. Теория // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19, № 2. С. 112–127.
34. Новожилова Ю.В., Сергеев А. С., Усачева С.А. Параметрическая неустойчивость в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки. Часть II. Численное исследование // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19, № 2. С. 128–140.
35. Ковалев Н.Ф., Новожилова Ю.В., Петелин М.И. Диффузионная связь бочкообразного резонатора с соосным волноводом // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 10–11. С. 875–884.
36. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. К теории многомодовой генерации в гиromонотроне // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 11. С. 1709–1717.

37. *Nusinovich G.S.* Mode interaction in gyrotrons // *Int. Journal of Electronics*. 1981. Vol. 51, Issue 4. P. 457–474.
38. *Каценеленбаум Б.З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: АН СССР. 1961. 216 с.
39. *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
40. *Nusinovich G., Danly B., Levush B.* Gain and bandwidth in stagger-tuned gyroklystrons // *Phys. Plasmas*. 1997. Vol. 4, Issue 2. P. 469–478.
41. *Ланда П.С.* Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М.: Наука, 1980. 360 с.
42. *Yakunina K.A., Kuznetsov A.P., Ryskin N.M.* Injection locking of an electronic maser in the hard excitation mode // *Physics of Plasmas*. 2015. Vol. 22, Issue 11. P.:113107-1-9. DOI: 10.1063/1.4935847
43. *Перегородова Е.Н., Усачева С.А., Рыскин Н.М.* К теории вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний // *Нелинейная динамика*. 2012. Т. 8, № 5. С. 913–929.
44. *Половков И.П.* Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним объемным резонатором. М.: Сов. Радио, 1967. 192 с.
45. *Козорезов Г.Г.* Магнетроны с ферритовой развязкой для электронных ускорителей // *Вакуумная СВЧ электроника: Сборник обзоров*. Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2002. С. 67.
46. *Kazakevich G.M., Jeong Y.U.* Stabilization of the microtron-injector for a wide-band compact FIR // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sec. A*. 2004. Vol. A528, Issue 1/2. P. 115.
47. *Li H., Abraham N.B.* Analysis of the noise spectra of a laser diode with optical feedback from a high-finesse resonator // *IEEE J. Quant. Electron*. 1989. Vol. 25, Issue 8. P. 1782–1793.
48. *Ораевский А.Н., Яровицкий А.В., Величанский В.Л.* Стабилизация частоты излучения полупроводникового лазера модой шепчущей галереи // *Квантовая электроника*. 2001. Т. 31, № 10. С. 897–903.
49. *Danilov Y., Denisov G., Khozin M., Panin A., Rodin Yu.* Millimeter-wave tunable notch filter based on waveguide extension for plasma diagnostics // *IEEE Trans. On Plasma Sci*. 2014. Vol. 42, Issue 6. P. 1685–1689.

References

1. Litvak A., Denisov G., Myasnikov V., Tai E., Azizov E., Ilin V. Development in Russia of megawatt power gyrotrons for fusion. *International Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32, Issue 3. P. 337–342.
2. Khutoryan E.M., Idehara T., Kuleshov A.N., Tatematsu Y., Yamaguchi Y., Matsuki Y., Fujiwara T. Stabilization of gyrotron frequency by PID feedback control on the acceleration voltage. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2015. Vol. 36, Issue 12. P. 1157–1163.
3. Idehara T., Mitsudo S., Ogawa I. Development of high-frequency, highly stable gyrotrons as millimeter to submillimeter wave radiation sources. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2004. Vol. 32, Issue 3. P. 910–916.

4. Golubiatnikov G.Yu., Krupnov A.F., Lubyako L.V., Luchinin A.G., Pavelyev A.B., Petelin M.I., Fernandez Curto A. Gyrotron frequency control by a phase lock system. *Technical Physics Letters*. 2006. Vol. 32, Issue 8. P. 650–652.
5. Glyavin M., Luchinin A., Morozkin M. The Ka-band 10-kW continuous wave gyrotron with wide-band fast frequency sweep. *Review of Scientific Instruments*. 2012. Vol. 83, Issue 7. P. 074706(1)-074706(3).
6. Ergakov V.S., Moiseev M.A. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 1978. Issue 12. P. 2591–2599.
7. Nusinovich G.S. Introduction to the Physics of Gyrotrons. Baltimore: The Johns Hopkins University Press, 2004. 335 p.
8. McCurdy A.H., Armstrong C.M. Mode selection by application of an external signal in an overmoded gyrotron oscillator. *Physical Review Letters*. 1988. Vol. 61, Issue 20. P. 2316–2319.
9. Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S. Effect of window reflection on gyrotron operation. *Phys. Fluids B*. 1992. Vol. 4, Issue 12. P. 4131–4139.
10. Airila M., Dumbrajs O., Kall P., Piosczyk B. Influence of reflections on the operation of the 2 MW, CW 170 GHz coaxial cavity gyrotron for ITER. *Nuclear Fusion*. 2003. Vol. 43, Issue 11. P. 1454–1457.
11. Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., Zavol'skii N.A., Zapevalov V.E., Moiseev M.A., Novozhilova Yu.V. A proposal to use reflection with delay for achieving the self-modulation and stochastic regimes in millimeter-wave gyrotrons. *Technical Physics Letters*. 1998. Vol. 24, Issue 6. P. 436–438.
12. Dumbrajs O., Idehara T., Watanabe S., Kimura A., Sasagawa H., Agusu L., Mitsudo S., Piosczyk B. Reflections in gyrotrons with axial output. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2004. Vol. 32, Issue 3. P. 899–902.
13. Borie E. Effect of reflection on gyrotron operation *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2001. Vol. 49, Issue 7. P. 1342–1345.
14. Grudiev A., Schunemann K. Nonstationary behavior of a gyrotron in the presence of reflections. *Int. Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2003. Vol. 24, Issue 4. P. 429–449.
15. Glyavin M.Yu., Zapevalov V.E. Reflection influence on the gyrotron oscillation regimes. *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 1998. Vol. 19, Issue 11. P. 1499–1511.
16. Dumbrajs O. Influence of possible reflections on the operation of European ITER gyrotrons. *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2010. Vol. 31, Issue 8. P. 892–898.
17. Novozhilova Yu. V., Ryskin N. M., Chumakova M. M. Effect of reflection from remote load on mode competition in gyrotron with quasi-optical mode convertor. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2012. Vol. 20, Issue 6. P. 136–147.
18. Batanov G.M., Kolik L.V., Novozhilova Yu.V., Petelin M.I., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Skvortsova N.N., Kharchev N.K. Response of a gyrotron to small-amplitude low-frequency-modulated microwaves reflected from a plasma. *Technical Physics*. 2001. Vol. 46, Issue 5. P. 595–600.
19. Chirkov A.V., Denisov G.G., Kuftin A.N. Perspective gyrotron with mode converter

- for co- and counter-rotation operating modes. *Applied Physics Letters*. 2015. Vol. 106. P. 263501. DOI: 10.1063/1.4923269
20. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. Time-domain self-consistent theory of frequency-locking regimes in gyrotrons with low-Q resonators. *Physics of Plasmas*. 2015. Vol. 22. P. 033101-1-5.
 21. Zotova I.V., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Rozental' R.M., Sergeev A.S. Frequency locking and stabilization regimes in high-power gyrotrons with low-Q resonators. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2016. Vol. 58, Issue 9. P. 684–693.
 22. Bakunin V.L., Denisov G.G., Novozhilova Y.V. Frequency and phase stabilization of a multimode gyrotron with megawatt power by an external signal. *Technical Physics Letters*. 2014. Vol. 40, Issue 5. P. 382–385.
 23. Bakunin V.L., Denisov G.G., Novozhilova Yu.V. Zones of frequency locking by an external signal in a multimode gyrotron of a megawatt power level. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2016. Vol. 58, Issue 12. P. 893–904.
 24. Melnikova M.M., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Tyshkun A.V., Glyavin M.Yu., Novozhilova Yu.V. Frequency stabilization of a 0.67-THz gyrotron by self-injection locking. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2016. Vol. 63, Issue 3. P. 1288–1293. DOI: 10.1109/TED.2015.2512868
 25. Glyavin M.Yu., Denisov G.G., Kulygin M.L., Mel'nikova M.M., Novozhilova Yu.V., Ryskin N.M. Gyrotron frequency stabilization by a weak reflected wave. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2016. Vol. 58, Issue 9. P. 673–683.
 26. Bakunin V.L., Denisov G.G., Novozhilova Yu.V., Fokin A.P. Mode competition influence on frequency locking of a multimode gyrotron by a monochromatic external signal. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2017. Vol. 59, Issue 8–9.
 27. Myasnikov V., Agapova M., Kuftin A., Zapevalov V., Denisov G., Ilin V., Belnova V., Chirkov A., Gnedenkov A., Litvak A., Malygin V., Nichiporenko V., Novikov V., Popov L., Roy I., Rukavishnikova V., Tay E., Sokolov E., Soluyanov E., Usachev S. Progress of 1.5–1.7 MW/170 GHz Gyrotron Development. *Proc. 38th Int. Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-Thz 2013)*. Germany: Mainz on the Rhine, 2013. TU1-6.
 28. Novozhilova Yu.V., Ryskin N.M., Usacheva S.A. Nonstationary processes in an oscillator with delayed reflection from the load. *Technical Physics*. 2011. Vol. 56, Issue 9. P. 1235–1242.
 29. Ishchenko A.S., Novozhilova Yu.V., Petelin M.I. Theory of locking of a van der Pol oscillator by delayed reflection from a resonant load. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2006. Vol. 49, Issue 6. P. 485–498.
 30. Novozhilova Yu.V., Ischenko A.S. Analytical theory of an RF generator phase-locked by the resonant load with delayed reflection. *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32, Issue 12. P. 1394-1406.
 31. Rabinovich M.I., Trubetskov D.I. Oscillations and Waves: In Linear and Nonlinear Systems. Springer Science & Business Media, 2012. 576 p.
 32. Landa P.S. Nonlinear Oscillations and Waves in Dynamical Systems. Kluwer Academic Publishers, 1996. 536 p.
 33. Novozhilova Yu.V. Parametric instability of autooscillator coupled with remote load.

- I. Theory. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2011. Vol. 19, Issue 2. P. 112–127 (in Russian).
34. Novozhilova Yu.V., Sergeev A.S., Usacheva S.A. Parametric instability of autooscillator coupled with remote load. II. Numerical simulation. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2011. Vol. 19, Issue 2. P. 128–140 (in Russian).
35. Kovalev N.F., Novozhilova Yu.V., Petelin M.I. Diffusion coupling between a barrel-shaped resonant cavity and a coaxial waveguide. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2007. Vol. 50, Issue 10. P. 794–802.
36. Moiseev M.A., Nusinovich G.S. Concerning the theory of multimode oscillation in a gyromonotron. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 1974. Vol. 17, Issue 11. P. 1305–1311.
37. Nusinovich G.S. Mode interaction in gyrotrons. *Int. Journal of Electronics*. 1981. Vol. 51, Issue 4. P. 457–474.
38. Kacenelenbaum B.Z. Theory of Irregular Waveguides with Slowly Changing Parameters. Springfield - Va. 1979.
39. Vainstein L.A. Electromagnetic Waves. Moscow: Radio and Communication, 1988. 440 p. (in Russian)
40. Nusinovich G., Danly B., Levush B. Gain and bandwidth in stagger-tuned gyro-klystrons. *Phys. Plasmas*. 1997. Vol. 4, Issue 2. P. 469–478.
41. Landa P.S. Auto-Oscillations in the Systems with Finite Number of Freedom Degrees. Moscow: Nauka, 1980, 360 p. (in Russian)
42. Yakunina K.A., Kuznetsov A.P., Ryskin N.M. Injection locking of an electronic maser in the hard excitation mode. *Physics of Plasmas*. 2015. Vol. 22, Issue 11. P. 113107-1-9. DOI: 10.1063/1.4935847
43. Peregorodova E.N., Usacheva S.A., Ryskin N.M. *Nonlinear Dynamics*. 2012. Vol. 8, Issue 5. P. 913–929 (in Russian).
44. Polovkov I.P. Stabilization of Microwave Oscillator Frequency by External Cavity. Moscow: Sov. Radio, 1967. 192 p. (in Russian)
45. Kozorezov G.G. Magnetrons with ferrite junction for electron accelerators. *Vacuum Microwave Electronics. Collected Reviews*. Nizhny Novgorod, 2002. P. 67 (in Russian).
46. Kazakevich G.M., Jeong Y.U. Stabilization of the microtron-injector for a wide-band compact FIR. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sec. A*. 2004. Vol. A528, Issue 1/2. P. 115.
47. Li H., Abraham N.B. Analysis of the noise spectra of a laser diode with optical feedback from a high-finesse resonator. *IEEE J. Quant. Electron.* 1989. Vol. 25, Issue 8. P. 1782–1793.
48. Oraevsky A.N., Yarovitsky A.V., Velichansky V. L. Frequency stabilisation of a diode laser by a whispering-gallery mode. *Quantum Electronics*. 2001. Vol. 31, Issue 10. P. 897–903.
49. Danilov Y., Denisov G., Khozin M., Panin A., Rodin Yu. Millimeter-wave tunable notch filter based on waveguide extension for plasma diagnostics. *IEEE Trans. On Plasma Sci.* 2014. Vol. 42, Issue 6. P. 1685–1689.

Поступила в редакцию 4.01.2017

Новожилова Юлия Владимировна родилась в Горьком (1960), окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1982). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1995). Старший научный сотрудник Института прикладной физики РАН (Нижний Новгород). Область научных интересов: теория электронных СВЧ-приборов, влияние отражений на работу автогенератора, захват частоты гиротрона внешним сигналом, стабилизация частоты гиротрона отраженной волной. Имеет более 60 публикаций.

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: julia.novozhilova2009@yandex.ru

Денисов Григорий Геннадьевич родился в Горьком (1956). Окончил радиофизический факультет Горьковского госуниверситета по специальности «Радиофизика и электроника» (1978). Д.ф.-м.н. (2002), чл.-корр. РАН (2012). Зам. директора Института прикладной физики РАН по науке, руководитель отделения физики плазмы и электроники больших мощностей. Автор более 300 научных работ. Профессиональные интересы: мощные источники электромагнитного излучения, многомодовые системы, методы измерения, преобразования структур полей квазиоптических волновых пучков, антенны и линии передачи мощного коротковолнового излучения. Премия Ленинского комсомола (1987). Международная премия им. Д. Роуза за достижения в области техники термоядерного синтеза (1996). Государственная премия (2003) за исследование стимулированного излучения сильноточных релятивистских электронных пучков и создание сверхмощных вакуумных микроволновых генераторов (с А.В. Гапоновым-Греховым и др.). Премия Правительства России за освоение промышленного производства гиротронов (2011).

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: den@appl.sci-nnov.ru

Глявин Михаил Юрьевич – заместитель директора по научной работе, заведующий лабораторией микроволновой обработки материалов Института прикладной физики РАН, доктор физико-математических наук. Автор более 300 научных работ. Научная деятельность связана с разработкой и исследованиями мощных источников СВЧ-излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн – гиротронов для микроволновой обработки материалов, спектроскопии и диагностики различных сред.

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46
Институт прикладной физики РАН
E-mail: mglyavin@gmail.com

Рыскин Никита Михайлович окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1991). Защитил диссертации на соискание ученой степени кандидата (1996) и доктора физико-математических наук (2005). С 1997 года работает на факультете нелинейных процессов СГУ, профессор, с 2014 года заведующий кафедрой нелинейной физики. С 2013 года работает старшим научным сотрудником Саратовского филиала ИРЭ РАН. Область научных интересов: нелинейная теория колебаний и волн, приборы вакуумной электроники ТГц-диапазона, вакуумная микроэлектроника. Имеет более 200 научных публикаций по указанным выше направлениям.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410012 Саратов, Астраханская ул., 83
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
410019 Саратов, Зеленая ул., 38
E-mail: ryskinm@info.sgu.ru

Бакунин Владимир Лазаревич родился в 1986 году в Горьком. Окончил магистратуру факультета «Высшая школа общей и прикладной физики» ННГУ им. Н.И. Лобачевского (2009), окончил аспирантуру Института прикладной физики РАН. Область научных интересов: нестационарные процессы в гиротронах мегаваттного уровня мощности.

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46

Институт прикладной физики РАН

E-mail: knightrider7@yandex.ru

Богдашов Александр Александрович родился в Дзержинске Горьковской области (1970), окончил факультет «Высшая школа общей и прикладной физики» Нижегородского государственного университета (1993). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2004). Старший научный сотрудник Института прикладной физики РАН (Нижний Новгород). Область научных интересов: квазиоптика, волноводные линии передачи и компоненты, преобразователи типов волн, вычислительная электродинамика. Имеет около 30 публикаций.

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46

Институт прикладной физики РАН

E-mail: bogdash@appl.sci-nnov.ru

Мельникова Мария Михайловна окончила с отличием факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2013). Аспирант кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов: теоретический анализ и компьютерное моделирование нестационарных процессов в гиротронах, исследование влияния отражений от удаленной нагрузки на работу микроволновых генераторов. Стипендиат фонда Президента Российской Федерации (2016–2017) для аспирантов, обучающихся по направлениям подготовки, соответствующим приоритетным направлениям модернизации и технологического развития Российской экономики.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

410012 Саратов, Астраханская ул., 83

E-mail: mafachu@mail.ru

Фокин Андрей Павлович родился в 1991 году. Окончил магистратуру факультета «Высшая школа общей и прикладной физики» ННГУ (2014), аспирант Института прикладной физики РАН. Область научных интересов: вакуумная СВЧ-электроника, нелинейное взаимодействие мод, стабилизация частоты.

Россия, 603950 Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46

Институт прикладной физики РАН

E-mail: ap.fokin@mail.ru