

## Генерация широкополосного хаотического излучения в гиротронах в режиме перекрытия высокочастотного и низкочастотного резонансов

© Р.М. Розенталь,<sup>1</sup> Н.С. Гинзбург,<sup>1,¶</sup> А.С. Сергеев,<sup>1</sup> И.В. Зотова,<sup>1</sup> А.Э. Федотов,<sup>1</sup> В.П. Тараканов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
115409 Москва, Россия

<sup>3</sup> Объединенный институт высоких температур РАН,  
125412 Москва, Россия

¶ e-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2016 г.)

Показана возможность значительного (до 10%) расширения полосы шумоподобного излучения в гиротронах за счет специальной настройки гирочастоты относительно критической частоты рабочей моды, при которой для заданного значения поступательных и поперечных скоростей электронов достаточно сильно разнесены высокочастотный и низкочастотный циклотронные резонансы. При больших превышениях над порогом возникает перекрытие полос генерации на указанных резонансах. Принципиальным моментом для корректного анализа режимов широкополосной генерации в рамках усредненного подхода является учет конечности времени пролета электронов через пространство взаимодействия и соответственно учет наклона дисперсионной характеристики электронного пучка относительно дисперсионной характеристики волны. Полученные результаты подтверждены посредством прямого трехмерного PIC (particle-in-cell) моделирования хаотических режимов генерации гиротрона 8 mm диапазона длин волн.

DOI: 10.21883/JTF.2017.10.45001.2134

### Введение

Гиротроны являются наиболее мощными источниками коротковолнового электромагнитного излучения, круг приложений которых постоянно увеличивается [1–3]. При этом для ряда практических задач, например, для нагрева плазмы [4], тестирования электропрочности многочастотных волноведущих трактов [5], специальных локационных приложений [6] представляет интерес генерация предельно широкополосного излучения. Расширение полосы излучения гиротронов может быть достигнуто за счет использования автомодуляционных режимов генерации, реализующихся при значительном превышении тока над порогом [7]. Подобные режимы неоднократно наблюдались экспериментально [8–10], в частности, при установке дополнительных отражателей (диафрагм) в выходной тракт гиротрона [11–13], что позволяет снизить бифуркационные значения токов. Следует отметить, однако, что относительная ширина спектра генерации в этих экспериментах, измеряемая по принятому (см. [14,15]) в теории широкополосных сигналов уровню  $-10$  dB, не превышала 2%.

В настоящей работе показана возможность значительного расширения полосы шумоподобной генерации гиротронов до величины порядка 10%. Для этого необходима специальная настройка гирочастоты (величины магнитного поля) относительно критической частоты рабочей моды  $\omega_c$ , при которой для заданного значения поступательной скорости электронов достаточно сильно разнесены высокочастотный и низкочастотный

циклотронные резонансы, возникающие при пересечении дисперсионных характеристик волноводной моды  $h = c^{-1} \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}$  и электронного потока  $\omega - hV_{||0} = \omega_H$  (где  $\omega$  — частота,  $h$  — продольное волновое число,  $\omega_H$  — гирочастота). В этом случае при умеренном превышении тока пучка над порогом в спектре генерации будут наблюдаться две разнесенные спектральные полосы. Однако увеличение инжектируемого тока при оптимально подобранных параметрах гиротрона приводит к перекрытию полос и генерации сверхширокополосного излучения.

Важно подчеркнуть, что принципиальным моментом для анализа указанных режимов в рамках усредненного подхода является учет конечности времени пролета электронов через пространство взаимодействия [16]. В большинстве предшествующих работ, посвященных динамике нестационарных процессов в гиротронах, в которых эволюция поля описывается параболическим уравнением, предполагалось, что время пролета пренебрежимо мало в масштабе времени изменения амплитуды поля [17–19]. В таком предположении линия пучка на дисперсионной диаграмме проходит вертикально, что не позволяет корректно описать исследованные далее режимы двойного пересечения. Результаты, полученные в рамках усредненной самосогласованной модели, подтверждены на основе прямого PIC (particle-in-cell) моделирования хаотических режимов генерации гиротрона 8 mm диапазона длин волн с использованием трехмерной версии кода KARAT [20].

### 1. Модель и основные уравнения

Предположим, что пространство взаимодействия гиротрона представляет собой отрезок цилиндрического волновода, в котором  $TE_{m,n}$ -волна возбуждается на квазикритической частоте  $\omega_c$ . Одновременно частота излучения  $\omega$  близка к гирочастоте  $\omega_H = eH_0/mc\gamma$ . В таких условиях, выбирая в качестве несущей частоту отсечки, представим поле в рабочем пространстве в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re}(A(z, t)\mathbf{E}_\perp(r) \exp(i\omega_c t - im\phi)), \quad (1)$$

где  $A(z, t)$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля, функция  $\mathbf{E}_\perp(r)$  описывает радиальную структуру рабочей моды,  $\phi$  — азимутальный угол. Электронно-волновое взаимодействие может быть описано системой уравнений, включающих в себя неоднородное уравнение параболического типа для эволюции комплексной амплитуды поля совместно с усредненными уравнениями движения электронов [16]:

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

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -a. \quad (3)$$

В системе уравнений (2), (3) использованы следующие нормированные переменные:

$$\tau = \frac{\omega_c t \beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}, \quad Z = \frac{\beta_{\perp 0}^2 \omega_c z}{2\beta_{\parallel 0} c},$$

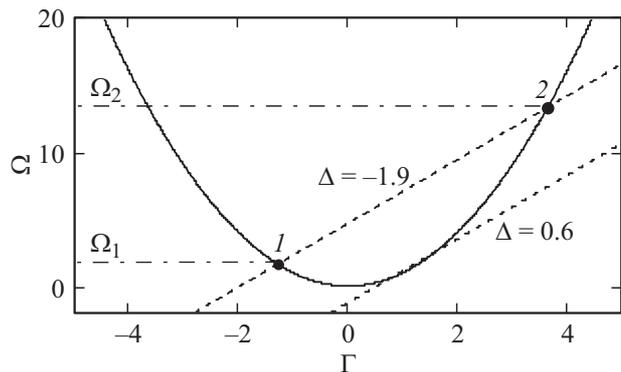
$$p = \frac{(p_x + ip_y)e^{-i\omega_c t + i(m-1)\phi}}{p_{\perp 0}},$$

$$a = \frac{eAJ_{m-s}(R_0\omega_c/c)}{mc\omega_c\gamma\beta_{\perp 0}^3},$$

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

где  $I_b$  — ток электронного пучка,  $J_m$  — функция Бесселя,  $v_p$  —  $p$ -й корень уравнения  $J'_m(v) = 0$ ,  $R_0$  — радиус инжекции винтового электронного пучка,  $g = \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0}$  — питч-фактор,  $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$  и  $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$  — начальные значения поперечной и продольной скоростей электронов,  $\Delta = 2(\omega_c - \omega_H)/\omega_c\beta_{\perp 0}^2$  — параметр расстройки между критической частотой рабочей моды и невозмущенным значением гирочастоты.

Будем считать, что на входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения  $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$ ,  $\theta_0 \in [0, 2\pi)$ . С катодного конца пространство взаимодействия ограничено закритическим сужением:  $a(0, \tau) = 0$ . В то же время на выходе системы в сечении  $Z = L$



**Рис. 1.** Дисперсионные диаграммы волноводной моды (сплошная линия) и электронного пучка (пунктирные линии) при заданном питч-факторе  $g = 1.3$  и различных значениях расстройки циклотронного резонанса:  $\Delta = 0.6$  соответствует режиму касания, когда имеет место взаимодействие только с попутной волной;  $\Delta = -1.9$  соответствует режиму пересечения, когда имеет место одновременное взаимодействие с обратной (точка 1) и попутной (точка 2) волнами.

(где  $L = \beta_{\perp 0}^2 \omega_c l / 2\beta_{\parallel 0} c$  — нормированная длина резонатора) будем использовать излучательное граничное условие [7]

$$a(L, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(L, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 0. \quad (4)$$

В использованных нормировках электронный КПД запишется в виде

$$\eta = \frac{g^2}{1 + g^2} \eta_\perp, \quad \eta_\perp = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p|^2 d\theta_0, \quad (5)$$

где  $\eta_\perp$  — так называемый поперечный КПД. Заметим здесь, что для рассматриваемой системы максимальное значение поперечного КПД в стационарном режиме генерации  $\eta_\perp \approx 0.76$  достигается при значении нормированной длины  $L = 15$ , параметре тока  $I_0 = 0.01$  и параметре расстройки  $\Delta = 0.61$ .

Представляя амплитуду поля и поперечный импульс электронов в уравнениях (2), (3) в виде  $a, p \sim \exp(i\Omega\tau - i\Gamma Z)$ , где

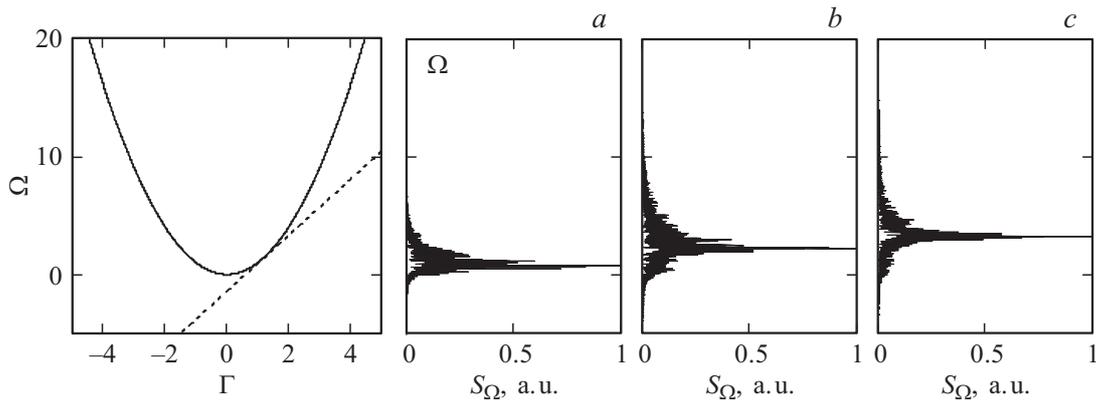
$$\Omega = \frac{\omega - \omega_c}{\omega_c} \frac{8\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\perp 0}^4}, \quad \Gamma = \frac{2\beta_{\parallel 0} c}{\beta_{\perp 0}^2 \omega_c} h,$$

нормированный сдвиг частоты генерации от критической частоты и нормированное продольное волновое число, в пренебрежении связью между частицами и излучением, получим дисперсионные характеристики для электромагнитной волны

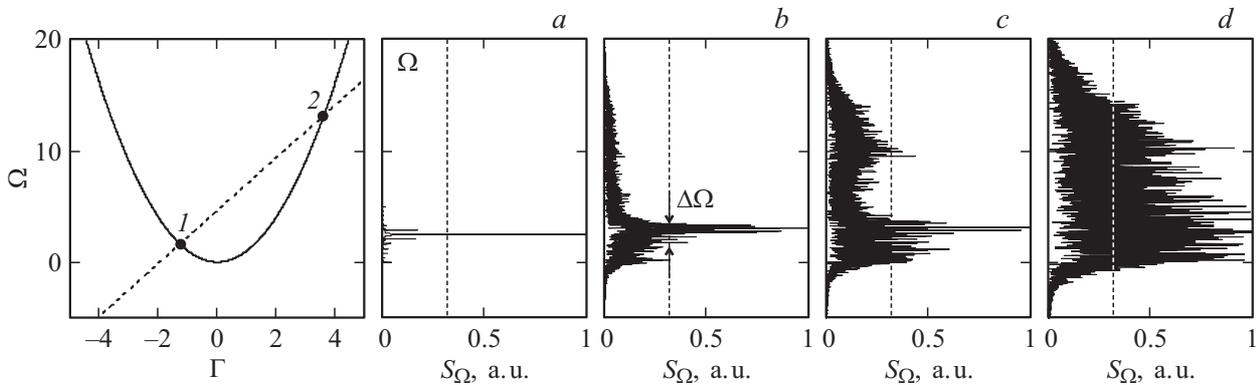
$$\Omega = \Gamma^2, \quad (6)$$

и электронного пучка

$$\Omega = \frac{4}{g^2} (\Gamma - \Delta). \quad (7)$$



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики волны и пучка в режиме касания при  $\Delta = 0.6$  (слева) и спектры выходного сигнала при увеличении параметра тока,  $I_0$ :  $a - 1.0$ ,  $b - 5.0$ ,  $c - 10.0$ .



**Рис. 3.** Дисперсионные характеристики волны и пучка в режиме пересечения при  $\Delta = -1.9$  (слева) и спектры выходного сигнала при увеличении параметра тока,  $I_0$ :  $a - 0.2$ ,  $b - 1.0$ ,  $c - 2.0$ ,  $d - 3.0$  (пунктиром обозначен уровень  $-10$  dB).

Последняя соответствует прямой линии, наклон которой задается питч-фактором. Точки пересечения кривых (6), (7) на рис. 1 определяют низкочастотный (точка 1) и высокочастотный (точка 2) резонансы:

$$\Omega_{1,2} = \frac{4}{g^2} \left( \frac{2}{g^2} - \Delta \mp \frac{2}{g} \sqrt{\frac{1}{g^2} - \Delta} \right). \quad (8)$$

Как будет показано ниже, частотный интервал между указанными резонансами

$$\Delta\Omega^* = \Omega_2 - \Omega_1 = \frac{16}{g^3} \sqrt{\frac{1}{g^2} - \Delta} \quad (9)$$

фактически определяет максимальную ширину спектра генерации при больших превышениях над порогом.

Здесь следует еще раз отметить, что описать наклон дисперсионной характеристики электронного пучка (7) и корректно определить резонансные частоты  $\Omega_{1,2}$  позволяет учет временной производной в уравнениях движения электронов (3). В пренебрежении указанной производной дисперсионная характеристика пучка представляет собой вертикальную линию с единственным пересечением с дисперсионной характеристикой волны.

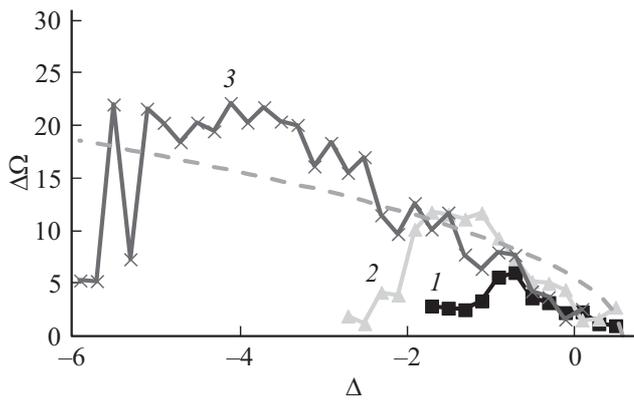
Для исследуемой задачи многочастотной генерации это приводит к значительным отличиям в спектре генерации гиротрона при больших превышениях над порогом.

## 2. Результаты моделирования

Дальнейшее исследование динамики процессов в гиротроне проводилось путем численного моделирования самосогласованной системы уравнений (2), (3) при фиксированной длине резонатора  $L = 15$  и значении питч-фактора  $g = 1.3$ , которое является типичным для современных гиротронов.

Отметим, что при учете наклона дисперсионной характеристики пучка единственная точка синхронизма имеет место только в режиме касания, когда электронный пучок взаимодействует с попутной волной. При выбранных параметрах этому случаю соответствует значение расстройки  $\Delta = 0.6$ . Как показывает моделирование, в этих условиях при увеличении параметра тока ширина спектра хаотической генерации изменяется незначительно (рис. 2).

В то же время при  $\Delta < 0$ , когда электронный пучок находится в синхронизме одновременно с обратной и



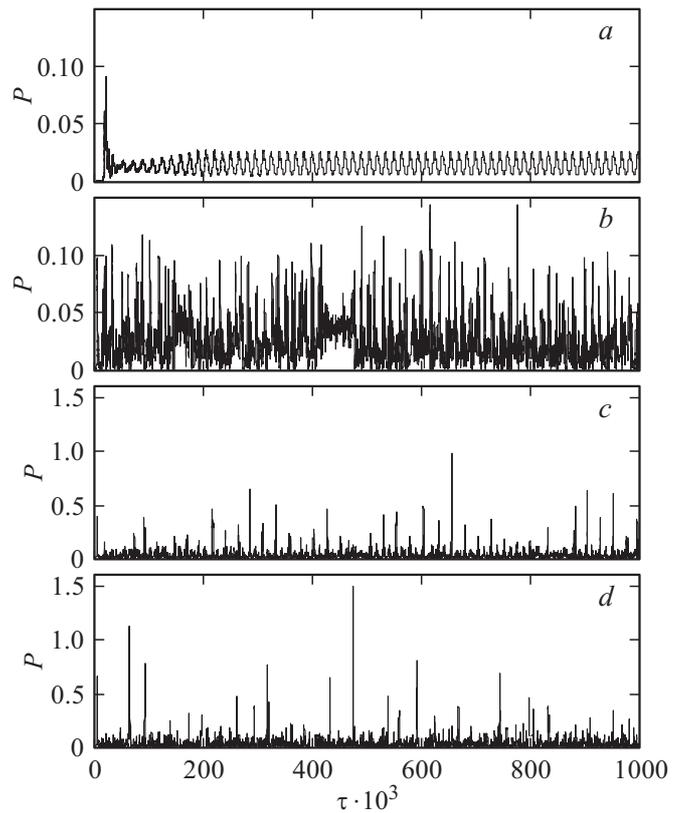
**Рис. 4.** Зависимость ширины спектра излучения по уровню  $-10$  dB от параметра  $\Delta$  при различных значениях параметра тока,  $I_0$ : 1 — 1.0, 2 — 2.0, 3 — 10.0. Штриховая линия соответствует разности резонансных частот в точках 1 и 2, определяемой формулой (9).

попутной волнами, при росте превышения над порогом происходит существенное расширение спектра генерации (рис. 3). При этом сначала реализуется хаотическая генерация со спектром, сосредоточенным вблизи низкочастотного резонанса  $\Omega_1$  (рис. 3, a), а затем по мере роста параметра тока  $I_0$  шумовой пьедестал заполняет интервал частот между низкочастотным и высокочастотным резонансами (рис. 3, b). Начиная с некоторого значения  $I_0$ , появляется локальный спектральный максимум в окрестности высокочастотного резонанса  $\Omega_2$  (рис. 3, c) Далее имеет место расширение спектра относительно  $\Omega_2$  как в область более высоких, так и в область более низких частот. В конечном итоге происходит перекрытие полос хаотической генерации, и имеет место формирование шумового сигнала с практически равномерным спектром (рис. 3, d), ширина которого  $\Delta\Omega$  близка к разности частот синхронизма в точках 1 и 2, определяемых формулой (9).

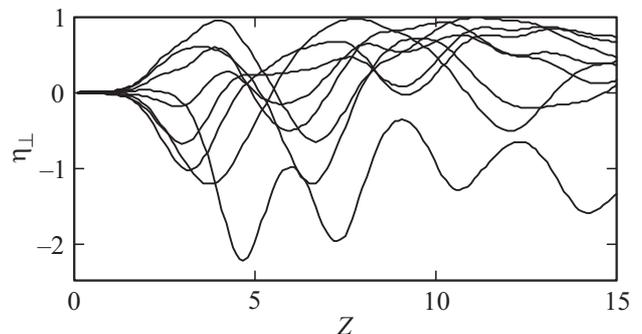
На рис. 4 показаны зависимости ширины спектра хаотической генерации  $\Delta\Omega$  от величины расстройки синхронизма при различных значениях параметра тока. Видно, что ширина спектра, близкая к  $\Delta\Omega^*$ , достигается при параметре тока  $I_0 \geq 2$ . Отметим, что при заданном параметре тока существует предельное значение параметра расстройки  $\Delta$ , при котором фактически происходит срыв хаотической генерации в высокочастотной области, в результате чего ширина спектра резко уменьшается. В свою очередь, для достижения максимальной ширины спектра по мере роста тока следует уменьшать значение параметра расстройки синхронизма.

На рис. 5 показаны зависимости выходной мощности гиротрона  $P = \text{Im}(ada^*/\partial Z)$  от времени в режиме двойного пересечения при параметрах тока  $I_0$ , соответствующих рис. 3. Видно, что по мере увеличения  $I_0$  выходной сигнал трансформируется от квазипериодического (рис. 5, a) к хаотическому (рис. 5, b–e). При этом следует обратить внимание, что в исследуемых условиях

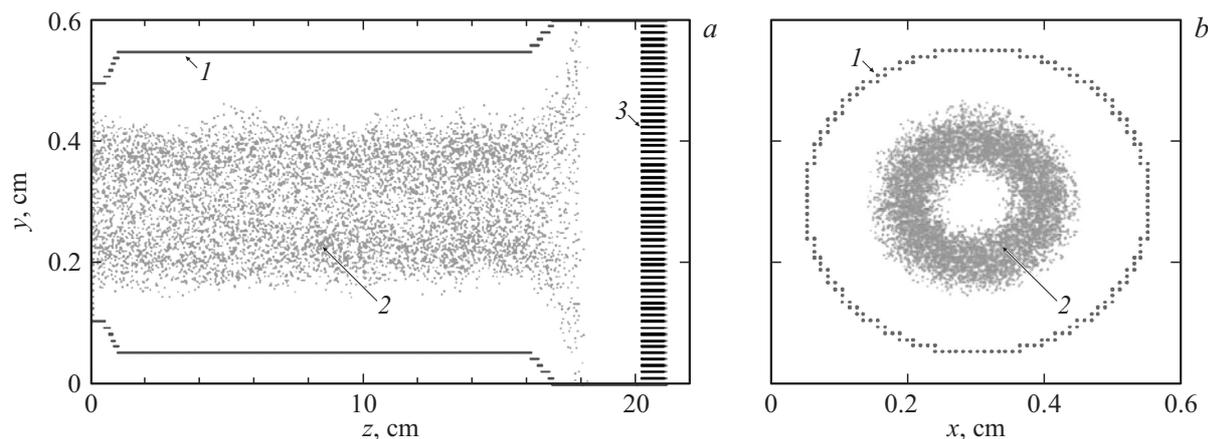
излучение в режиме хаотической генерации представляет собой случайную последовательность коротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна ширине спектра, определяемой формулой (9). При этом пиковая мощность  $P_{\text{peak}}$  таких импульсов может существенно превосходить средний по времени уровень излучения  $\bar{P}$ . Так, если вблизи границы области хаотической генерации ( $I_0 = 0.5$ ) отношение пиковой мощности импульсов к средней мощности излучения составляет  $P_{\text{peak}}/\bar{P} \approx 6-7$  (рис. 5, b), то при  $I_0 = 3$  данное



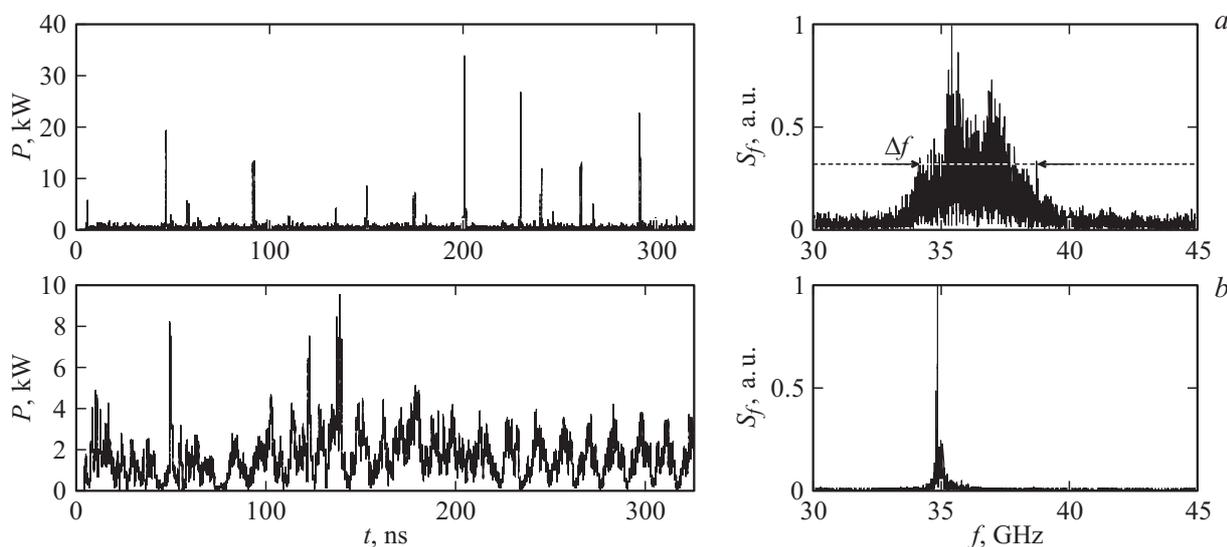
**Рис. 5.** Временные зависимости мощности выходного излучения гиротрона в режиме пересечения дисперсионных характеристик ( $\Delta = -1.9$ ) при различных превышениях над порогом,  $I_0$ : a — 0.2, b — 1.0, c — 2.0, d — 3.0.



**Рис. 6.** Типичные зависимости изменения поперечного КПД отдельных электронов с различными фазами влета от продольной координаты ( $I_0 = 3.0$ ,  $\Delta = -1.9$ ,  $\tau = 200$ ).



**Рис. 7.** Геометрия пространства взаимодействия гиротрона, используемая в трехмерном PIC-моделировании: 1 — резонатор, 2 — винтовой электронный пучок, 3 — поглощающий слой, имитирующий условия излучения на коллекторном конце пространства взаимодействия. Проведены продольное (a) и поперечное (b) сечения резонатора, а также мгновенное положение макрочастиц.



**Рис. 8.** Зависимости выходной мощности от времени и спектр излучения в трехмерном PIC-моделировании: a — в режиме пересечения дисперсионных характеристик ( $H = 13.2$  kOe); b — в режиме касания дисперсионных характеристик ( $H = 12.45$  kOe).

отношение возрастает до значений 40–45 (рис. 5, e). Следует отметить, что частота возникновения таких „гигантских“ импульсов относительно невелика.

Представляется, что подобные случайно возникающие импульсы, амплитуда которых более чем на порядок превышает фоновый уровень генерации, могут быть отнесены к классу так называемых „волн-убийц“ (freak/rogue waves). Это явление было первоначально описано в гидродинамике [21]. В настоящее время в ряде публикаций, в том числе экспериментальных, показано, что подобные эффекты в условиях развитой турбулентности могут наблюдаться в динамических системах различной физической природы [22].

Оценим возможность экспериментальной реализации режимов широкополосной хаотической генерации в миллиметровом диапазоне длин волн. Будем считать, что

параметры электронного пучка близки к используемым для запитки технологического гиротрона с рабочей частотой 35 GHz, работающего на второй гармонике гирочастоты [23]: энергия электронов 20 keV, ток 2 A, пич-фактор 1.3. Однако в отличие от стандартного режима генерации в данном гиротроне предположим, что взаимодействие с рабочей  $TE_{1,1}$ -волной организуется на первой гармонике гирочастоты. Тем самым при указанных выше токах пучка обеспечивается необходимое для реализации хаотических режимов превышение над порогом. Естественно, что при центральной частоте генерации  $\sim 35$  GHz такой переход требует соответствующего увеличения напряженности ведущего магнитного поля.

Пусть рабочее пространство формируется цилиндрическим волноводом с радиусом 2.5 mm (критическая ча-

стога низшей  $TE_{1,1}$ -моды при этом составляет 35.1 GHz) и длиной 15 см. Выбранным физическим параметрам соответствует значение параметра тока  $I_0 \approx 3$  и нормированная длина резонатора  $L \approx 15$ . Согласно результатам моделирования (рис. 3, *d*) в этом случае относительная ширина спектра хаотической генерации при средней мощности излучения 600–800 W может достигать  $\sim 15\%$ , что соответствует абсолютному значению  $\sim 5$  GHz. Следует отметить, что для исследованных режимов характерен достаточно низкий средний электронный КПД на уровне нескольких процентов. Это связано с тем, что движение электронов в подобных режимах носит хаотический характер, при котором отдельный электрон при пролете пространства взаимодействия многократно переходит из тормозящей в ускоряющую фазу поля и наоборот. В результате энергия отдельных электронов может достаточно сильно меняться, что иллюстрирует рис. 6, где показаны мгновенные зависимости КПД отдельных электронов от продольной координаты. Таким образом, имеет место значительное расширение функции распределения электронов на выходе из рабочего пространства как в сторону меньших, так и больших энергий. Однако среднее изменение энергии электронов, которое и определяет электронный КПД, оказывается достаточно малым.

### 3. Моделирование режимов широкополосной генерации в гиротронах на основе трехмерного PIC-кода KARAT

Проведенный на основе усредненных уравнений (2), (3) анализ демонстрирует возможность реализации режимов сверхширокополосной генерации в гиротронах. Вместе с тем полученные результаты требуют подтверждения в рамках альтернативных методик, в частности, в связи с вопросом о применимости метода медленно меняющихся амплитуд для описания короткоимпульсных режимов генерации. С этой целью проведено прямое численное моделирование методом крупных частиц (particle-in-cell) на основе трехмерной версии PIC-кода KARAT.

Используемая в PIC-моделировании геометрия пространства взаимодействия представлена на рис. 7. Помимо регулярного участка с параметрами, указанными в разд. 2, резонатор гиротрона включал критическое сужение на катодном и расширение на коллекторном конце пространства взаимодействия. Кроме того, был принят во внимание начальный разброс электронов по поперечным скоростям на уровне 20%. После окончания взаимодействия электроны высаживались на стенку электродинамической системы за счет введения спадающего участка магнитного поля. Для моделирования условий излучения на коллекторном конце пространства взаимодействия был размещен поглощающий слой с переменной проводимостью, коэффициент отражения от

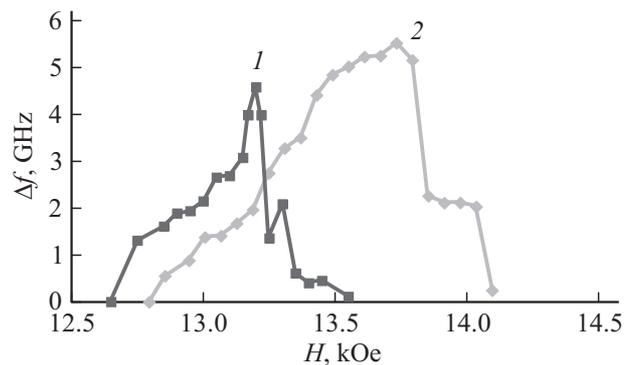


Рис. 9. Сравнение зависимостей ширины спектра хаотической генерации от магнитного поля, полученных на основе трехмерного PIC-моделирования (1) и усредненных уравнений (2).

которого не превышал 1% от мощности падающего излучения. Число узлов сетки составляло  $\sim 2.4 \cdot 10^5$ , число макрочастиц в пространстве взаимодействия —  $\sim 3 \cdot 10^4$ . Отметим, что при увеличении числа узлов и количества частиц существенные отличия в динамике системы не возникали.

Проведенное моделирование подтвердило возможность существенного расширения полосы хаотической генерации в гиротронах. В режиме пересечения дисперсионных характеристик максимальная ширина спектра на уровне  $-10$  dB достигала  $\sim 4.5$  GHz (рис. 8, *a*), в то время как при касании дисперсионных характеристик аналогичное значение не превышало 100 MHz (рис. 8, *b*). Средняя мощность широкополосного излучения составляла 460 W, что соответствует КПД  $\sim 1.2\%$ . Выходной сигнал в PIC-моделировании представлял собой хаотическую последовательность коротких (0.2–0.5 ns) импульсов большой мощности — „волн-убийц“. Отношение пиковой мощности таких импульсов к средней мощности излучения достигало  $\sim 70$ . Расхождение этого значения с результатами, полученными выше на основе усредненных уравнений, связано с тем, что адекватное описание формирования „волн-убийц“ в гиротроне требует построения модели, учитывающей изменение продольного импульса электронов. Необходимость такого учета обусловлена короткой длительностью „волн-убийц“, в результате чего на их фронтах возникают значительные перепады электрического поля. Соответственно инициируются сильные поперечные магнитные поля, которые, в свою очередь, приводят к значительному изменению продольного импульса частиц.

Сравнение зависимостей ширины спектра от магнитного поля, полученных на основе PIC-моделирования и на основе моделирования усредненных уравнений (2), (3), показало хорошее соответствие (рис. 9). Отличие в значениях магнитных полей, при которых достигается максимум ширины спектра, можно объяснить дискретностью задания стенок круглого волновода в прямоугольной сетке, вследствие чего происходит увеличение (до 4%) эффективного радиуса волновода относительно заданного.

## Заключение

Проведенный анализ демонстрирует возможность реализации режимов сверхширокополосной генерации в гиротронах с большой надкритичностью. Существенное расширение полосы генерации достигается в области значений ведущего магнитного поля, при которых имеет место одновременное взаимодействие с обратной и попутной волнами, точки резонанса с которыми существенно разнесены по частоте. Важно отметить, что спектр излучения при этом существенно более равномерный по сравнению, например, с генератором на основе гиро-ЛБВ с запаздывающей обратной связью [24], где в спектре сигнала четко идентифицируются компоненты „холодных“ мод с относительно низким шумовым пьедесталом.

На основе проведенного моделирования показано, что для параметров электронных пучков, реализуемых на основе существующих гиротронных стендов, относительная ширина спектра шумового излучения миллиметрового диапазона может достигать порядка 10%. Низкие значения среднего КПД гиротронов в исследуемом режиме (на уровне 1–2%) делают целесообразным их использование в качестве задающих генераторов шумовых сигналов. Далее такие сигналы могут быть усилены, например, в гиро-ЛБВ с винтовым гофрированным волноводом, обладающей близкой по значению полосой усиления [25], с уровнем выходной мощности десятки и сотни киловатт.

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда, грант № 16-42-01078.

## Список литературы

- [1] Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Запезалов В.Е., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г., Мануилов В.Н., Морозкин М.В., Седов А.С., Чирков А.В. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 8. С. 745–751.
- [2] Alberti S., Braunmueller F., Tran T.M., Hogge J.-P., Genoud J., Tran M.Q. // Terahertz Sci. Tech. 2014. Vol. 7. N 1. P. 23–38.
- [3] Thumm M. // IEEE T. Plasm. Sci. 2014. Vol. 42. N 3. P. 590–599.
- [4] Puri S. // Plasm. Phys. 1974. Vol. 16. P. 517–526.
- [5] Anza S., Vicente C., Gil J., Mattes M., Wolk D., Wochner U., Boria V.E., Gimeno B., Raboso D. // IEEE T. Microw. Theory 2012. Vol. 60. N 7. P. 2093–2105.
- [6] Kulpa K. Signal Processing in Noise Waveform Radar. Boston, London: Artech House, 2013. 248 p.
- [7] Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. // Int. J. Electron. 1986. Vol. 61. N 6. P. 881–894.
- [8] Chang T.H., Chen S.H., Barnett L.R., Chu K.R. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 6. P. 064802.
- [9] Ronald K., Cross A.W., Phelps A.D.R., He W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. L17–L22.
- [10] Alberti S., Ansermet J.-Ph., Avramides K.A., Braunmueller F., Cuanillon P., Dubray J., Fasel D., Hogge J.-Ph., Macor A., Rijk E., Silva M., Tran M.Q., Tran T.M., Vuillemin Q. // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. P. 123102.
- [11] Глявин М.Ю., Запезалов В.Е., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 5. С. 440–444.
- [12] Rozental R.M., Zaitsev N.I., Kulagin I.S., Pyakov E.V., Ginzburg N.S. // IEEE T. Plasm. Sci. 2004. Vol. 32. N 2. P. 418–421.
- [13] Rozental R.M., Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., Sergeev A.S. // IEEE T. Microw. Theory. 2006. Vol. 54. N 6. P. 2741–2744.
- [14] Рекомендации МСЭ-R SM.1755 (05/06). Характеристики сверхширокополосной технологии.
- [15] IEEE Std 1672-2006. IEEE Standard for Ultrawideband Radar Definitions. 4 May 2007.
- [16] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. // Phys. Plasm. 2015. Vol. 22. P. 033101.
- [17] Airila M.I., Dumbrajs O. // Nucl. Fusion. 2003. Vol. 43. P. 1446–1453.
- [18] Nusinovich G.S. Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore and London: The John Hopkins University Press, 2004. 335 p.
- [19] Blokhina E.V., Kuznetsov S.P., Rozhnev A.G. // IEEE T. Electron Dev. 2007. Vol. 54. N 2. P. 188–193.
- [20] Тараканов В.П. В кн.: Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456.
- [21] Extreme Ocean Waves / Ed. by E. Pelinovsky, C. Kharif. Springer Science + Business Media B.V., 2008. 196 p.
- [22] Onorato M., Residori S., Bortolozzo U., Montinad A., Arecchi F.T. // Phys. Rep. 2013. Vol. 528. P. 47–89.
- [23] Bykov Yu., Ereemeev A., Glyavin M., Kholoptsev V., Luchinin A., Plotnikov I., Denisov G., Bogdashov A., Kalynova G., Semenov V., Zharova N. // IEEE T. Plasm. Sci. 2004. Vol. 32. N 1. P. 67–72.
- [24] Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S., Zotova I.V., Tarakanov V.P. // Phys. Plasm. 2016. Vol. 23. P. 103106.
- [25] Samsonov S.V., Gachev I.G., Denisov G.G., Bogdashov A.A., Mishakin S.V., Fiks A.S., Soluyanov E.A., Tai E.M., Dominyuk Y.V., Levitan B.A., Murzin V.N. // IEEE T. Electron Dev. 2014. Vol. 61. N 12. P. 4264–4267.