

*Абубакиров Э.Б., Гинзбург Н.С., Зотова И.В.,
Леонтьев А.Н., Малкин А.М., Розенталь Р.М.,
Сергеев А.С.*

Федеральный исследовательский центр

Институт прикладной физики РАН

Перекрытие спектров хаотической генерации соседних мод в сильноточном релятивистском гиротроне

На основе многомодовой нестационарной модели гиротрона с нефиксированной структурой поля исследованы режимы хаотической генерации в релятивистском сильноточном гиротроне. Показано, что в гиротроне диапазона 30 ГГц можно реализовать режим перекрытия спектров хаотической генерации соседних поперечных мод, что позволяет достигнуть относительной ширины спектра более 10%.

Ключевые слова: сильноточный гиротрон, хаотическая генерация

В релятивистских гиротронах с винтовыми электронными пучками, формируемыми катодами на основе взрывной эмиссии, достаточно просто реализовать большие превышения рабочего тока над стартовыми значениями. Это делает их привлекательными для реализации широкополосных хаотических режимов генерации, проявляющихся именно в условиях большой надкритичности [1]. Вместе с тем, широкая полоса циклотронного резонанса в области умеренного релятивизма может давать дополнительное преимущество, связанное с возможностью одновременного возбуждения соседних поперечных мод и расширения таким образом спектра хаотической генерации.

Рассмотрим модель гиротрона, в предположении что винтовой электронный пучок с радиусом инжекции R_b возбуждает на первой циклотронной гармонике несколько поперечных мод электродинамической системы, рабочее поле которых запишем в виде $\vec{E}_n = \text{Re}(A_n(z, t) \vec{E}_\perp^n(r) \exp(i\omega_H t - im_n \varphi))$, где $A_n(z, t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля моды с номером n , $\vec{E}_\perp^n(r)$ – поперечная структура ТЕ моды с азимутальным индексом m_n и радиальным индексом q_n цилиндрического волновода радиусом R_0 , ω_H – циклотронная частота. В этих условиях динамику генератора можно описать следующей системой уравнений:

$$i \frac{\partial^2 a_n}{\partial Z^2} + \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + (i\Delta_n + i\delta_n(Z) + \sigma_n) a_n = i \frac{G_n}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(m_n-1)\varphi} J_{m_n-1} \left(v_n \frac{R_b}{R_0} \right) \langle p \rangle_{\theta_0} d\varphi \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(|p|^2 - 1) = i \sum_n J_{m_n-1} \left(v_n \frac{R_b}{R_0} \right) a_n e^{-i(m_n-1)\varphi}$$

где использованы следующие безразмерные переменные и параметры: $\tau = \frac{\omega_H t \beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}$,

$Z = \frac{\beta_{\perp 0}^2 \omega_H z}{2\beta_{\parallel 0} c}$ – время и продольная координата, $a_n = \frac{eA_n}{mc\omega_H \gamma_0 \beta_{\perp 0}^3}$ – амплитуда n -й моды,

$p = \frac{p_x + ip_y}{p_{\perp 0}} e^{-i\omega_H t + i(m-1)\varphi}$ – поперечный импульс, $\Delta_n = \frac{8\beta_{\parallel 0}^2 \omega_H - \bar{\omega}_n^c}{\beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c}$ – начальная расстройка

циклотронного резонанса n -й моды с критической частотой $\bar{\omega}_n^c$, $g = V_{\perp 0}/V_{\parallel 0}$ – питч-фактор,

$V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0} c$ и $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0} c$ – поперечная и продольная скорость электронов на входе в

пространство взаимодействия, $G_n = 16 \frac{eI_0}{mc^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^6} \left(v_{m_n, q_n}^2 - m_n^2 \right)^{-1} J_{m_n}^{-2} \left(v_{m_n, q_n} \right)$ – фактор

возбуждения, I_b – ток пучка, v_n – n -й корень уравнения $dJ_{m_n}(x)/dx = 0$, где $J_{m_n}(x)$ – функция Бесселя.

Функция $\delta_n(Z) = \frac{8\beta_{\parallel 0}^2 \bar{\omega}_n^c - \omega_n^c(Z)}{\beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c}$ определяет профиль электродинамической

системы, $\omega_n^c(Z) = cv_n/R(Z)$, где $R(Z)$ – зависимость радиуса резонатора от продольной координаты. Параметр σ_n описывает учитывает омические потери вследствие конечной проводимости стенок электродинамической системы.

При записи граничных условий считалось, что в сечении $Z=0$ электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения и не имеют начального разброса по поперечным скоростям $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. В выходном сечении пространства взаимодействия для каждой из мод использовались излучательные граничные условия [2]:

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

На основании самосогласованных уравнений (1) с граничными условиями (2) была рассмотрена динамика гиротрона, запитываемого электронным пучком с энергией 500 кэВ, током 2 кА и питч-фактором 1.0 [3]. Учитывалось взаимодействие пучка с двумя модами электродинамической системы: основной рабочей модой ТЕ_{-3,2} и модой ТЕ_{6,1}, критическая частота которой ниже примерно на 6%. Все процессы анализировались на временном интервале в 10 нс, соответствующим длительности электронного импульса в разрабатываемом сильноточном гиротроне.

Для создания необходимой надкритичности и перехода к нестационарным режимам генерации в моделировании последовательно увеличивалась длина однородного участка резонатора. При длине 8 см колебания на обеих модах носили хаотический характер, однако спектры генерации были достаточно сильно разнесены (Рис.1). Увеличение длины резонатора приводило к увеличению ширины спектров каждой из мод, так что при длине 12 см в диапазоне магнитных полей 17.3-17.6 кЭ возникли условия для перекрытия спектров генерации. В результате, выходное излучение было сосредоточено в спектральном интервале 29.3÷32.7 ГГц, что соответствует относительной ширине спектра более 10%.

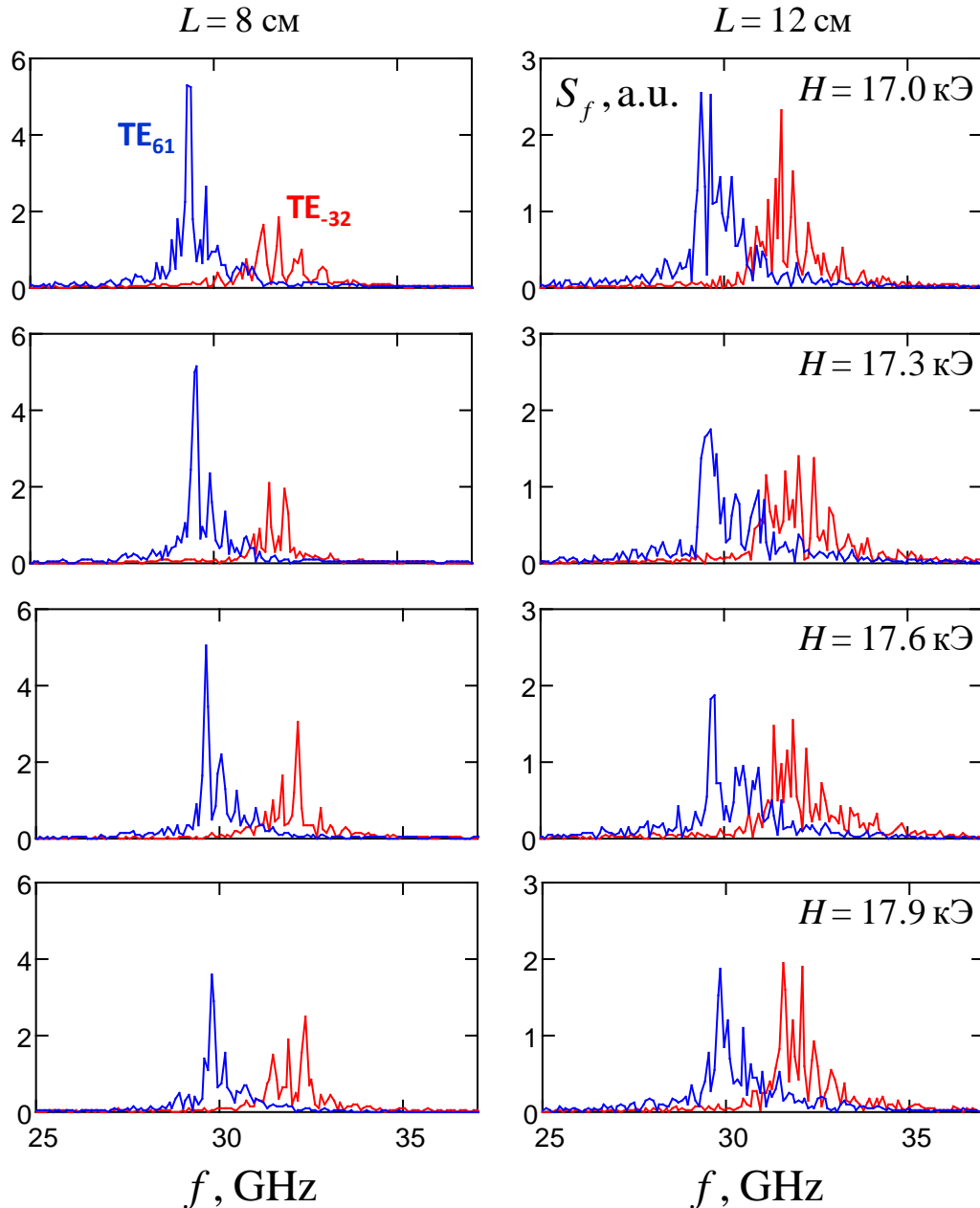


Рис.1. Эволюция спектра излучения на модах TE_{61} и TE_{32} при изменении ведущего магнитного поля для резонатора с длиной однородного участка 8 см (слева) и 12 см (справа).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00745.

Библиографический список

1. Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Зотова И.В., Федотов А.Э., Тараканов В.П. Генерация широкополосного хаотического излучения в гиротронах в режиме перекрытия высокочастотного и низкочастотного резонансов // ЖТФ. 2017. Т.87. №10. С. 1555-1561.
2. Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators // Int. J. Electronics. 1986. V.61. No.6. P. 881-894.
3. Э.Б. Абубакиров, А.Н. Денисенко, А.П. Коношков, И.В. Ошарин, Р.М. Розенталь, В.П. Тараканов, А.Э. Федотов. Разработка сильноточного релятивистского гиротрона миллиметрового диапазона // Изв. РАН. Серия Физическая. 2018. Т. 82. №1. С. 56-60.