

УДК 621.385.69

РАСШИРЕНИЕ ПОЛОСЫ ЧАСТОТНОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ГИРОТРОНЕ С ВНЕШНИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ БРЭГГОВСКОГО ТИПА

Р. М. Розенталь^{1*}, *И. В. Зотова*¹, *М. Ю. Глявин*¹, *А. Э. Федотов*¹, *Н. С. Гинзбург*¹,
*А. С. Сергеев*¹, *В. П. Тараканов*^{2,3}

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

² Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва;

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

Теоретически исследована возможность расширения полосы перестройки частоты генерации субтерагерцовых гиротронов за счёт сильных отражений сигнала от периодических структур брэгговского типа, установленных в выходном тракте. Ранее было показано, что широкополосная перестройка возможна в гиротронах с короткими резонаторами, использование которых снижает чувствительность возбуждения высоких продольных мод к разбросу скоростей в электронном пучке. Однако в этом случае возникает проблема формирования поливинтовых электронных пучков с высоким током, что необходимо для обеспечения условий самовозбуждения в коротком резонаторе гиротрона. Введение сильных отражений позволяет существенно снизить стартовые и рабочие токи, при которых происходит возбуждение ряда высоких продольных мод. Это обеспечивает перестройку по частоте около 8 % при уровне мощности 0,5÷1,0 кВт с использованием электронных пучков, которые могут быть сформированы в магнетронно-инжекторных пушках с традиционной геометрией.

ВВЕДЕНИЕ

Для многих современных приложений требуется разработка источников мощного (киловаттного) субтерагерцового излучения с возможностью перестройки частоты в полосе до 10 %. Высокая мощность излучения в коротковолновых диапазонах может быть обеспечена гиротронами [1, 2]. При этом существует ряд подходов к реализации гиротронов с перестройкой по частоте. В частности, один из них заключается в использовании ступенчатой перестройки частоты за счёт последовательного возбуждения нескольких поперечных мод электродинамической системы при изменении магнитного поля [3]. Вместе с тем для ряда приложений требуется обеспечить плавную перестройку по частоте или, по крайней мере, дискретную, но с шагом существенно меньшим, чем межмодовое расстояние. При этом желательно, чтобы во всей области перестройки уровень мощности излучения оставался достаточно высоким (0,1÷1,0 кВт). Одной из таких задач, например, является спектроскопия тонкой структуры так называемого позитрония [4].

Известным методом плавной перестройки частоты в гиротронах является возбуждение последовательности продольных мод в длинных резонаторах с увеличенной плотностью их спектра [5, 6]. Однако в этом случае мощность излучения резко снижается вследствие усиления влияния разброса скоростей в электронном пучке при отстройке от критической частоты в область возбуждения мод с большим числом продольных вариаций. Чувствительность возбуждения высоких продольных мод к этому разбросу может быть снижена при использовании коротких резонаторов с длиной в несколько раз меньшей, чем оптимальная с точки зрения достижения максимального коэффициента полезного действия [7]. Однако для обеспечения условий самовозбуждения в коротком резонаторе необходимы достаточно высокие значения токовых параметров, которые

* rrz@appl.sci-nnov.ru

могут быть достигнуты как за счёт повышения непосредственно тока запитывающего электронного пучка, так и за счёт увеличения коэффициентов связи электронов с волной. Это может быть достаточно легко осуществлено в низкочастотных диапазонах. В этом случае возможна работа на низких поперечных модах, имеющих высокие коэффициенты связи с волной и, кроме того, вследствие достаточно большого поперечного сечения гиротронных резонаторов не возникает проблем с формированием винтовых пучков с относительно большим током. Возможность расширения области плавной перестройки частоты до 4 % при сохранении киловаттного уровня мощности за счёт укорочения пространства взаимодействия гиротрона была подтверждена в демонстрационном эксперименте с рабочей частотой около 12 ГГц [8]. Вместе с тем при переходе в коротковолновые диапазоны при работе на низких поперечных модах уменьшается площадь поперечного сечения волноводов и влияние сил пространственного заряда ограничивает возможности повышения тока электронного пучка.

Как показывает анализ [7], для реализации перестраиваемого гиротрона с рабочей частотой около 200 ГГц и полосой перестройки 5 %, предназначенного для спектроскопии позитрония, ток электронного пучка при работе на моде $TE_{1,2}$ должен быть порядка 2 А. Указанная величина составляет примерно 50 % от ленгмюровского тока магнетронно-инжекторных пушек и не может быть обеспечена при традиционной конфигурации их электронно-оптических систем, в которых значение токов обычно находится на уровне 10÷20 % от ленгмюровского [9]. Однако токи 0,5÷1,0 А оказываются недостаточными для самовозбуждения высоких продольных мод в укороченном резонаторе гиротрона, в результате чего полоса перестройки по частоте значительно уменьшается (см. далее).

В то же время известно, что значения стартовых токов в гиротронах могут быть снижены практически на порядок при наличии сильных (более 50 % по мощности) отражений выходного сигнала [10]. Это, в частности, позволяет расширить полосу частотной перестройки вследствие того, что возможно возбуждение большего числа продольных мод [11]. При этом при использовании укороченных резонаторов с уменьшенной чувствительностью эффективности взаимодействия к разбросу может быть получена достаточно высокая мощность выходного излучения во всей области перестройки по частоте.

Наиболее простым способом формирования сильных отражений выходного сигнала в гиротроне является использование отражающего диэлектрического слоя, расположенного в выходном волноводном тракте. Однако такой слой эффективно отражает практически все волны с близкими брэгговскими углами, в результате чего возможно одновременное возбуждение на нескольких поперечных модах. В частности, такие режимы работы наблюдались экспериментально в низкочастотном гиротроне диапазона 8 ГГц [12], где вместе с рабочей модой $TE_{0,1}$ одновременно наблюдалось возбуждение моды $TE_{2,1}$, а также в гиротроне диапазона 140 ГГц [10], где было зафиксировано одновременное возбуждение мод $TE_{10,4}$ и $TE_{11,4}$. Кроме того, в этих условиях возможно также мультистабильное поведение системы, когда в зависимости от начальных условий в гиротроне происходит возбуждение колебаний на основной или паразитной моде [13].

Одним из возможных путей реализации селективных отражений на заданной моде является использование брэгговских отражателей [14, 15], которые были экспериментально апробированы на низших волноводных модах вплоть до субтерагерцового диапазона [16]. В данной работе исследуется возможность применения подобных отражателей для расширения зоны частотной перестройки субтерагерцового гиротрона. Дальнейший анализ проводится на основе самосогласованной модели электронно-волнового взаимодействия в гиротроне [17], в которой эволюция поля вблизи критической частоты описывается параболическим уравнением, а возбуждающий электромагнитные колебания высокочастотный ток находится на основе уравнений неизохронного осциллятора:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + i\delta(Z)a = \frac{G}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta_0, \quad \frac{\partial^2 p}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -a. \quad (1)$$

Здесь использованы следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\tau = \bar{\omega}_c t \frac{\beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}, \quad Z = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}^2} \frac{\bar{\omega}_c}{c} z, \quad a = \frac{eAJ_0(\bar{\omega}_c R_b/c)}{m_e c \bar{\omega}_c \gamma_0 \beta_{\perp 0}^3}, \quad p = \frac{p_x + ip_y}{p_{\perp 0}} \exp[-i\bar{\omega}_c t + i(m-1)\varphi]$$

— нормированные время, продольная координата, амплитуда высокочастотного поля и комплексный поперечный импульс электронов соответственно,

$$G = 16 \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0} \frac{J_{m-1}^2(\bar{\omega}_c R_b/c)}{(\nu_{mn}^2 - m^2) J_m^2(\nu_{mn})}$$

— фактор возбуждения, I_b — ток трубчатого электронного пучка с радиусом инжекции R_b , ν_{mn} — собственное число рабочей TE_{mn} -моды круглого волновода, $\beta_{\perp 0} = V_{\perp 0}/c$ и $\beta_{\parallel 0} = V_{\parallel 0}/c$ — нормированные на скорость света c поперечная и продольная скорости электронов на входе в пространство взаимодействия, $p_{\perp 0}$ — начальное значение поперечного импульса, $g = V_{\perp 0}/V_{\parallel 0}$ — начальное значение питч-фактора, $\Delta = 2(\bar{\omega}_c - \omega_H^0)/(\bar{\omega}_c \beta_{\perp 0}^2)$ — начальная расстройка циклотронного резонанса, $\omega_H^0 = eH_0/(m_e c^2 \gamma_0)$ — невозмущённая релятивистская гирочастота, H_0 — напряжённость ведущего магнитного поля, γ_0 — релятивистский масс-фактор, m_e — масса покоя электрона, e — элементарный заряд, $J_m(\xi)$ — функция Бесселя m -го порядка, φ и x, y — азимутальный угол и декартовы координаты в поперечной плоскости соответственно. Функция $\delta(Z) = 8\beta_{\perp 0}^2 [\bar{\omega}_c - \omega_c(Z)]/(\beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_c)$ описывает профиль электродинамической системы через зависимость критической частоты от радиуса резонатора: $\omega_c(Z) = c\nu_{mn}/r(Z)$, $\bar{\omega}_c = c\nu_{mn}/r(Z_{\text{out}})$ — критическая частота рабочей моды в выходном сечении расчётной области. Далее считается, что в сечении $Z = 0$ электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения и не имеют начального разброса по поперечным скоростям: $p(Z = 0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi]$.

Учёт отражений от брэгговского рефлектора может быть выполнен на основе модифицированных излучательных граничных условий [18]. Однако в данной работе используется упрощённый подход, при котором отражения с зависящим от частоты коэффициентом формируются за счёт введения участка с периодической гофрировкой в выходной волноведущей секции (см. рис. 1). При этом путём подбора периода и амплитуды гофрировки можно получить частотные зависимости коэффициента отражения выходного сигнала, близкие к отражательным характеристикам реальной брэгговской структуры. На входе и выходе расчётной области в этом случае используются безотражательные граничные условия излучения в виде (ср. [19])

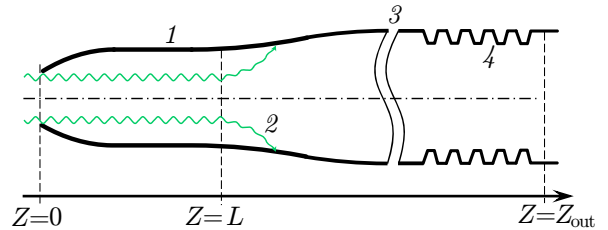


Рис. 1. Модель гиротрона с внешним брэгговским отражателем в выходном волноводе: 1 — резонатор гиротрона, 2 — винтовой электронный пучок, 3 — выходная волноведущая секция, 4 — брэгговский отражатель

$$a(0, \tau) - \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{\exp[-i\delta(Z)(\tau - \tau')]}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(Z, \tau')}{\partial Z} \Big|_{Z=0} d\tau' = 0,$$

$$a(Z_{\text{out}}, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{\exp[-i\delta(Z)(\tau - \tau')]}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(Z, \tau')}{\partial Z} \Big|_{Z=Z_{\text{out}}} d\tau' = 0. \quad (2)$$

Здесь Z_{out} — нормированная координата на правой границе расчётной области за брэгговским отражателем (см. рис. 1). Отметим, что аналогичный подход к учету отражений от несогласованного окна или локальных сужений выходного волновода ранее использовался в работах [20–22], в которых исследовалось влияние отражений на автомодуляционные и хаотические режимы в гиротронах, а также на процесс конкуренции мод.

Далее приведены результаты моделирования в рамках системы (1) и (2) с параметрами гиротрона с рабочей частотой около 203 ГГц, рассмотренного в работе [7]: энергия электронов 20 кэВ, питч-фактор 1, рабочая мода $TE_{1,2}$, длина пространства взаимодействия $l = 12$ мм, что соответствует нормированному значению $L = \beta_{10}^2 \bar{\omega}_c l / (2\beta_{10} c) \approx 4$. Отметим, что оптимальное с точки зрения достижения максимального коэффициента полезного действия значение нормированной длины пространства взаимодействия составляет $L \approx 15 \div 17$ [23].

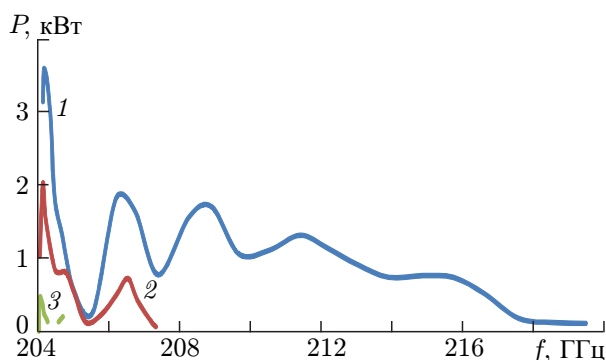


Рис. 2. Результаты моделирования субтерагерцового гиротрона с укороченным пространством взаимодействия в отсутствие внешних отражений. Показана зависимость мощности излучения от частоты при разных значениях рабочего тока: 1 — 2 А, 2 — 1 А, 3 — 0,5 А

схем отражателей с различной центральной частотой, определяемой периодом гофрировки. Результаты моделирования гиротрона с отражениями приведены на рис. 3. Видно, что при токе 1 А можно обеспечить полосу перестройки до 15 ГГц с уровнем мощности 1 кВт при последовательном использовании четырёх брэгговских отражателей с центральными частотами от 206 до 218 ГГц. Следует отметить, что эта же полоса перекрывается и при использовании одного отражателя с центральной частотой 218 ГГц (см. рис. 3г, левый столбец), однако в этом случае невозможно обеспечить высокий уровень мощности во всей полосе перестройки. При снижении тока пучка до 0,5 А полоса перестройки уменьшается до 8,7 ГГц (см. рис. 3, правый столбец), поскольку при больших центральных частотах брэгговского рефлектора условия самовозбуждения высоких продольных мод не выполняются. Уровень мощности выходного излучения в полосе отражения рефлектора в этом случае составляет $0,2 \div 0,4$ кВт. Это тем не менее является достаточным для использования такого гиротрона в целях спектроскопии тонкой структуры позитрония при условии накачки генерируемым излучением резонатора Фабри—Перо [24].

Отметим также, что введение отражений приводит к дискретной (ступенчатой) зависимости мощности выходного излучения от частоты (см. также рис. 4). Перескоки частоты обусловлены возбуждением продольных мод резонатора, образованного пространством взаимодействия гиротрона и выходным волноводом до отражателя [25]. Зоны возбуждения этих мод показаны на рис. 3. Тем не менее расстояние между указанными модами и, следовательно, между их частотами достаточно мало. При использовании в спектроскопических экспериментах это позволит получить значительно большее количество точек на резонансной кривой исследуемого вещества

На рис. 2 показаны расчётные зависимости мощности выходного излучения гиротрона от частоты генерации при различных значениях тока инжекции. Видно, что снижение тока с 2 до 1 А уменьшает полосу перестройки практически в пять раз — с 15,4 до 3,2 ГГц. При токе 0,5 А полоса перестройки по частоте снижается ещё в три раза до значения порядка 1 ГГц (около 0,4 %). Одновременно существенно уменьшается мощность выходного излучения.

При введении отражений от брэгговского рефлектора возможно получение широкой зоны перестройки по частоте при сниженном токе электронного пучка. В этом случае для дополнительного расширения области перестройки можно последовательно использовать несколько брэгговских

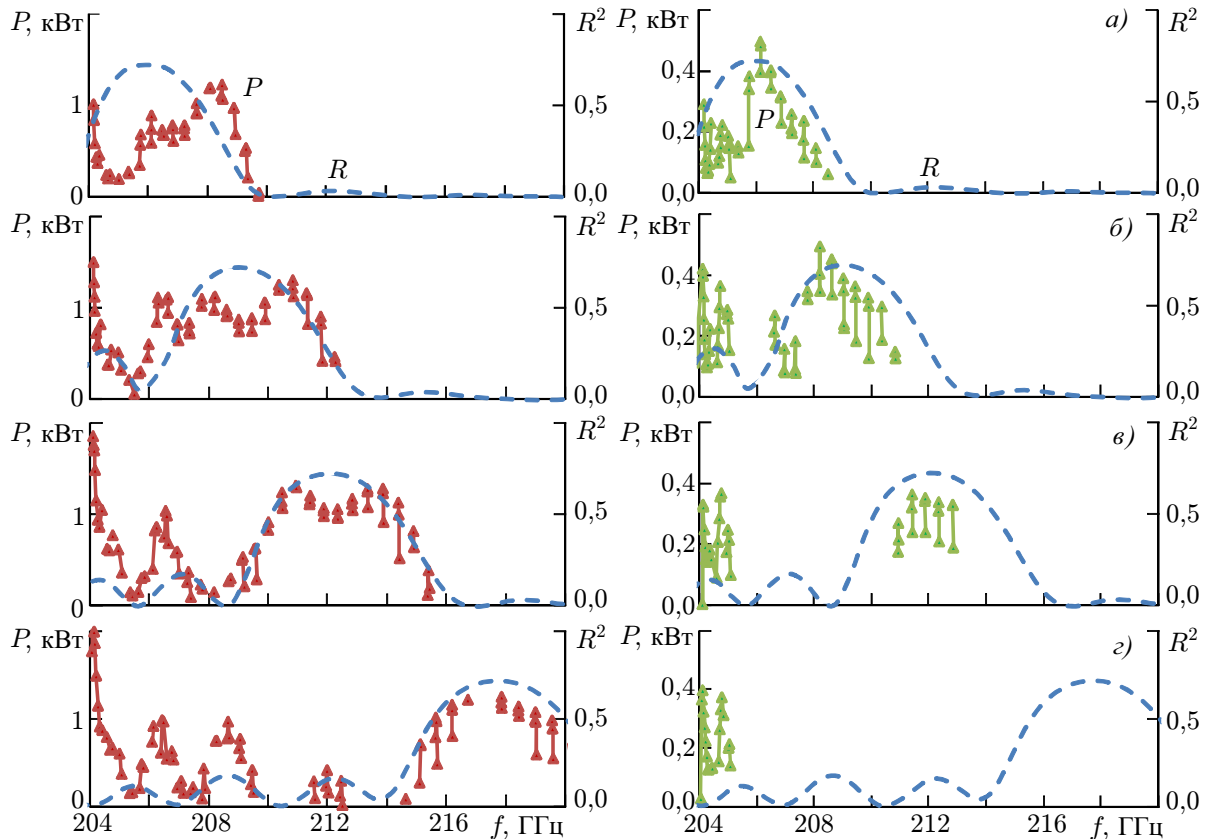


Рис. 3. Результаты моделирования субтерагерцового гиротрона при наличии внешних отражений. Показана зависимость мощности излучения P от частоты для рабочего тока 1 А (левый столбец) и 0,5 А (правый столбец) при различной центральной частоте брэгговского рефлектора: 206 ГГц (а), 209 ГГц (б), 212 ГГц (в), 218 ГГц (г). Штриховой линией дана зависимость коэффициента отражения R^2 брэгговского рефлектора от частоты. Сплошные короткие цветные линии соответствуют зонам возбуждения различных продольных мод, а треугольники на них — счётным точкам

по сравнению, например, с экспериментом [26], в котором для получения каждой такой точки проводилась замена резонатора гиротрона. Дополнительное сглаживание частотной зависимости может быть обеспечено за счёт сдвига отражателя вдоль оси системы. При этом зоны генерации сдвигаются по магнитному полю, как это показано на рис. 4.

Полученные в рамках усреднённого подхода результаты были подтверждены на основе прямого численного моделирования методом крупных частиц с использованием кода KARAT [27]. Схема гиротрона с отражателем брэгговского типа, использованная в моделировании, представлена на рис. 5а. Число разбиений трёхмерной пространственной сетки составляло $45 \times 45 \times 1005$, при этом в расчётах использовалось порядка $3 \cdot 10^4$ макрочастиц. Основные параметры гиротрона совпадали с указанными выше. В отличие от усреднённой модели (1) и (2) в данном случае учитывался разброс электронов по питч-углам на уровне 20 %. Рефлектор представлял собой 6 периодов трапецеидальной гофрировки с периодом и глубиной 1,4 и 0,1 мм соответственно, обеспечивающими сильные (до 70 % в максимуме) отражения в полосе частот 204–220 ГГц (рис. 5в, штриховая линия). При рабочем токе 1 А при перестройке ведущего магнитного поля в диапазоне 7,3–8,3 Тл имело место устойчивое возбуждение рабочей моды, поперечная структура поля которой соответствовала моде $TE_{1,2}$ (рис. 5б). Мощность выходного излучения в указанной полосе частот находилась на уровне 0,5–1,0 кВт (рис. 5в, маркеры). При этом полоса перестройки

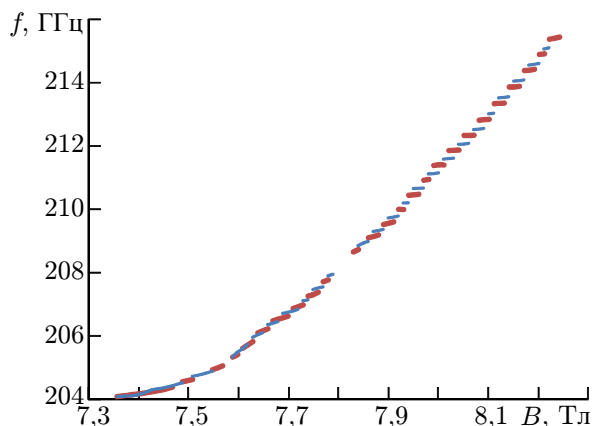


Рис. 4. Ступенчатая зависимость частоты генерации от магнитного поля B при установке брэгговского рефлектора с центральной частотой 212 ГГц: толстые линии соответствуют исходному положению рефлектора, тонкие — смещению рефлектора на половину периода гофрировки

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность расширения полосы перестройки частоты субтерагерцового гиротрона за счёт использования сильных отражений от брэгговского рефлектора, расположенного в выходном волноведущем тракте. При достаточно низких рабочих токах, которые могут быть реализованы с помощью традиционных магнетронно-инжекторных пушек, введение отражений обеспечивает стартовые условия для возбуждения высоких продольных мод в укороченном резонаторе гиротрона. Такой резонатор, в свою очередь, используется для снижения чувствительности к разбросу скоростей электронов в пучке, в результате чего мощность излучения слабо зависит от номера продольной моды. Отметим, что

обусловлена последовательным возбуждением до 10 продольных мод резонатора гиротрона. В свою очередь, при снижении тока до 0,5 А уровень мощности выходного излучения снижался до 0,2÷0,5 кВт, а полоса частот уменьшалась до 206÷212 ГГц (рис. 5г, маркеры).

Обусловлена последовательным возбуждением до 10 продольных мод резонатора гиротрона. В свою очередь, при снижении тока до 0,5 А уровень мощности выходного излучения снижался до 0,2÷0,5 кВт, а полоса частот уменьшалась до 206÷212 ГГц (рис. 5г, маркеры).

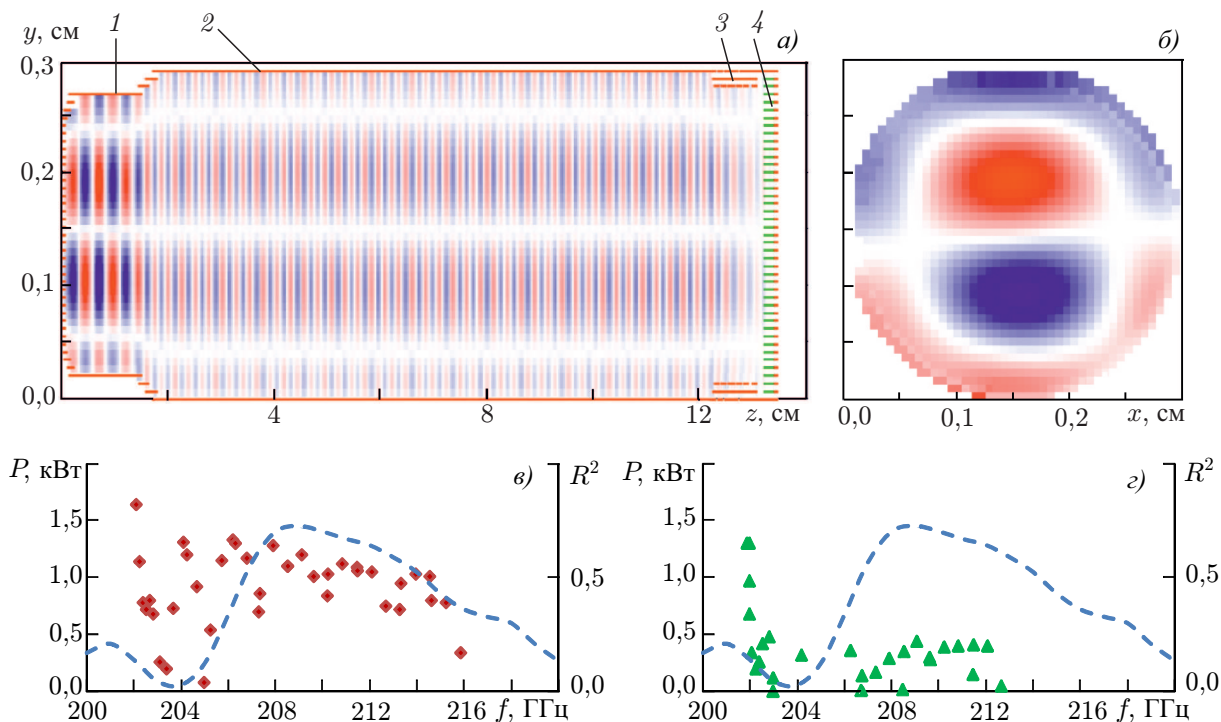


Рис. 5. Результаты трёхмерного моделирования методом частиц в ячейках: *a* — схема гиротрона с брэгговским отражателем в выходном тракте (1 — пространство взаимодействия гиротрона, 2 — выходной волноведущий тракт, 3 — брэгговский рефлектор, 4 — поглощающий слой, имитирующий условия излучения) и продольная структура компоненты B_z высокочастотного магнитного поля, *б* — поперечная структура компоненты B_z (белый цвет соответствует $B_z = 0$), *в* — зависимость коэффициента отражения (штриховые линии) и мощности выходного излучения (маркеры) от частоты для тока 1 А и *г* — для тока 0,5 А

в данном случае для гиротрона с рабочей частотой около 200 ГГц использовался традиционный осесимметричный брэгговский отражатель, что обусловлено работой на низкой поперечной моде $TE_{1,2}$. В то же время такой метод расширения полосы перестройки может быть применён и в более коротковолновых диапазонах. При увеличении частоты и, соответственно, неизбежном переходе к возбуждению мод с более высоким поперечными индексами в качестве селективных отражателей могут быть использованы модифицированные брэгговские структуры [28]. Отметим также, что интерес представляет исследование возможности применения сразу нескольких разнесённых по частоте рефлекторов в выходном тракте либо одного рефлектора с переменным периодом, что позволило бы увеличить полосу перестройки по частоте и при этом не проводить замену отражателей.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18–12–00394).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глявин М. Ю., Денисов Г. Г., Запевалов В. Е. и др. // Успехи физ. наук. 2016. Т. 186, № 6. С. 667–677. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.02.037801>
2. Thumm M. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2020. V. 41. P. 1–140. <https://doi.org/10.1007/s10762-019-00631-y>
3. Завольский Н. А., Запевалов В. Е., Зуев А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 6. С. 494–504.
4. Asai S., Yamazaki T., Miyazaki A., et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2012. V. 33. P. 766–776. <https://doi.org/10.1007/s10762-011-9864-8>
5. Chang T. H., Idehara T., Ogawa I., et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. Art.no. 063304. <https://doi.org/10.1063/1.3097334>
6. Torrezan A. C., Han S.-T., Mastovsky I., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38, No. 6. P. 1150–1159. <https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2046617>
7. Fedotov A. E., Rozental R. M., Zotova I. V., et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2018. V. 39. P. 975–983. <https://doi.org/10.1007/s10762-018-0522-2>
8. Глявин М. Ю., Федотов А. Э., Зотова И. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 11. С. 895–899.
9. Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., et al. // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1999. V. 20, No. 3. P. 361–382. <https://doi.org/10.1023/A:1021757213511>
10. Gantenbein G., Borie E., Dammertz G., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22, No. 5. P. 861–870. <https://doi.org/10.1109/27.338301>
11. Khutoryan E. M., Idehara T., Melnikova M. M., et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2017. V. 38. P. 824–837. <https://doi.org/10.1007/s10762-017-0378-x>
12. Muggli P., Tran M. Q., Tran T. M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. V. 20, No. 4. P. 458–465. <https://doi.org/10.1109/27.256774>
13. Chumakova M. M., Usacheva S. A., Glyavin M. Yu., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42, No. 8. P. 2030–2036. <https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2331235>
14. Авт. свид. 720592 СССР, МКИ H01P 7/06. Резонатор : № 2656731/18-09 ; заявл. 14.08.1978; опубл. 05.03.1980 / Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Резников М. Н. 2 с.
15. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. 19, No. 3. P. 282–296. <https://doi.org/10.1109/JQE.1983.1071840>
16. Chong C. K., McDermott D. B., Razeghi M. M., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. V. 20, No. 3. P. 393–402. <https://doi.org/10.1109/27.142841>

17. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V., Zheleznov I. V. // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. Art. no. 013112. <https://doi.org/10.1063/1.4906364>
18. Zotova I. V., Denisov G. G., Ginzburg N. S., et al. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. Art. no. 013104. <https://doi.org/10.1063/1.5008666>
19. Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Zavolsky N. A. // *Int. J. Electronics*. 1986. V. 61, No. 6. P. 881–894. <https://doi.org/10.1080/00207218608920927>
20. Гинзбург Н. С., Глявин М. Ю., Завольский Н. А. и др. // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24, № 11. С. 53–59.
21. Dumbrajs O., Glyavin M. Yu., Zapevalov V. E., Zavolsky N. A. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2000. V. 28, No. 3. P. 588–596. <https://doi.org/10.1109/27.887680>
22. Sedov A. S., Zuev A. S., Semenov E. S., et al. // *Results in Physics*. 2018. V. 11. P. 158–161. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2018.07.040>
23. Братман В. Л., Петелин М. И., Моисеев М. А., Эрм Р. Э. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1973. Т. 16, № 4. С. 622–630.
24. Miyazaki A., Yamazaki T., Suehara T., et al. // *J Infrared Milli Terahertz Waves*. 2014. V. 35. P. 91–100. <https://doi.org/10.1007/s10762-013-0001-8>
25. Глявин М. Ю., Денисов Г. Г., Кульгин М. Л. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2015. Т. 58, № 9. С. 747–758.
26. Miyazaki A., Yamazaki T., Suehara T., et al. // *Progr. Theor. Exp. Phys.* 2015. V. 2015, No. 1. Art. no. 011C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptu181>
27. Tarakanov V. P. // *EPJ Web of Conf.* 2017. V. 149. Art. no. 04024. <https://doi.org/10.1051/epjconf/20171490>
28. Ceccuzzi S., Doria A., Gallerano G. P. // *Fus. Eng. Design*. 2017. V. 123. P. 477–480. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.02.059>

Поступила в редакцию 8 мая 2020 г.; принята в печать 25 июня 2020 г.

WIDENING OF THE FREQUENCY TUNING BANDWIDTH IN A SUBTERAHERTZ GYROTRON WITH AN EXTERNAL BRAGG REFLECTOR

*R. M. Rozental', I. V. Zotova, M. Yu. Glyavin, A. E. Fedotov, N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, and
V. P. Tarakanov*

We study theoretically the possibility to widen the frequency tuning bandwidth of the generation of subterahertz gyrotrons by using strong signal reflections by periodic structures of the Bragg type installed in the output line. It was shown earlier that wideband tuning is possible in gyrotrons with short cavities, where the use of such cavities reduces the sensitivity of excitation of higher longitudinal modes to the spread of electron beam velocities. However, the issue of formation of polyhelical electron beams with high currents arises in this case, and such beams are required to ensure the conditions of self-excitation in a short gyrotron cavity. Introduction of strong reflections allows one to significantly reduce the starting and operating currents, at which several higher longitudinal modes are excited. This ensures frequency tuning of about 8% at a power level of 0.5–1.0 kW with the use of electron beams which can be formed in magnetron-injection guns having the conventional geometry.