

УДК 621.385

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУР В МОЩНЫХ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ МАЗЕРАХ НА ЦИКЛОТРОННОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ

Н. С. Гинзбург^{1,2}, В. Ю. Заславский^{1,2}, А. М. Малкин¹, Н. Ю. Песков^{1*}, А. С. Сергеев¹

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Проведены теоретический анализ и численное моделирование мазеров на циклотронном авторезонансе, в качестве электродинамической системы которых предложено использовать гибридные двухзеркальные резонаторы на основе модифицированного и традиционного брэгговских отражателей. Показано, что в описанной схеме генератора на основе приосевого умеренно релятивистского электронного пучка с ускоряющим напряжением 500 кВ и током 10 А при поперечном размере (диаметре) пространства взаимодействия около 5 длин волн и ведущем магнитном поле около 5 Тл может быть достигнут устойчивый режим узкополосной генерации с мультимегаваттным уровнем мощности на частоте около 300 ГГц.

ВВЕДЕНИЕ

Современные установки управляемого термоядерного синтеза оснащены электронно-циклотронными системами нагрева плазмы на базе гиротронных комплексов, в которых к настоящему времени достигнута наибольшая непрерывная (мегаваттная) мощность излучения в миллиметровом диапазоне длин волн [1–4]. Вместе с тем для проектируемых компактных термоядерных реакторов с сильным магнитным полем требуется увеличение частоты микроволновых источников. Так, для активно обсуждаемых в настоящее время проектов реакторов DEMO, SPHERE и IGNITOR планируется разработка более коротковолновых квазинепрерывных источников с частотой 300÷500 ГГц и мощностью 300÷500 кВт.

Увеличение частоты излучения по сравнению с её величиной для традиционных гиротронов может быть достигнуто при использовании умеренно релятивистских электронных пучков в генераторах, основанных на доплеровском преобразовании частоты. Одним из перспективных решений, ориентированных на указанные приложения, может быть мазер на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [5–7]. При этом реализация режима устойчивой узкополосной генерации в условиях большой сверхразмерности пространства взаимодействия электронов и электромагнитного поля может быть достигнута путём использования модифицированных брэгговских структур, основанных на связи бегущих и квазикритических волн [8]. Предлагаемая схема позволяет объединить ряд достоинств, присущих релятивистским электронным мазерам (доплеровское преобразование частоты) и гиротронам (высокая селективность), и, таким образом, обеспечить селективное возбуждение рабочей моды при поперечных размерах системы, составляющих до 10 длин волн, что представляется достаточным для транспортировки интенсивных релятивистских электронных пучков.

Данная статья посвящена теоретическому анализу МЦАР-генератора на основе микросекундного релятивистского пучка с ускоряющим напряжением 500 кВ и током 10 А, работающего на частоте около 300 ГГц с мультимегаваттным уровнем мощности. В качестве электродинамической системы генератора рассмотрен гибридный двухзеркальный резонатор, основанный на входном

* peskov@appl.sci-nnov.ru

(расположенным с катодной стороны) модифицированном и выходном (коллекторном) традиционном брэгговских рефлекторах. Использование последних позволяет уменьшить общий уровень омических потерь в системе [9, 10]. Для дополнительного подавления гиротронного механизма самовозбуждения на паразитных квазикритических модах исследована система широких азимутальных разрезов в регулярной секции резонатора. Проведено сравнение результатов теоретического анализа с использованием усреднения (метод связанных волн) и прямого трёхмерного PIC-моделирования («particle in cell» method) на основе коммерческого кода «CST Studio Suite».

1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Модифицированная брэгговская структура представляет собой секцию цилиндрического волновода с длиной l_1 и радиусом R_0 , имеющую неглубокую гофрировку, профиль которой описывается формулой

$$r = R_0 + (r_1/2) \cos(\bar{h}_1 z), \quad (1)$$

и обеспечивающую связь квазикритической волны, электрическое поле которой равно

$$\mathbf{E} = \text{Re}[B(z, t)\mathbf{E}_B(\mathbf{r}_\perp) \exp(i\omega t)], \quad (2a)$$

и двух встречно распространяющихся параксиальных волн, электрическое поле которых равно

$$\mathbf{E} = \text{Re}\{[A_+(z, t) \exp(-ihz) + A_-(z, t) \exp(ihz)] \mathbf{E}_A(\mathbf{r}_\perp) \exp(i\omega t)\}, \quad (2b)$$

в условиях брэгговского резонанса

$$h \approx \bar{h}_1. \quad (3)$$

Здесь $\bar{h}_1 = 2\pi/d_1$, d_1 — период гофрировки, r_1 — глубина гофрировки, $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}_\perp)$ и $\mathbf{E}_B(\mathbf{r}_\perp)$ — функции, описывающие поперечную структуру электрического поля и соответствующие одной из собственных волн цилиндрического волновода, z — координата вдоль волновода, t — время, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота излучения, h — продольное волновое число.

Будем предполагать, что поливинтовой электронный пучок, движущийся вблизи оси волновода с поступательной скоростью v_\parallel и осциллирующий в ведущем магнитном поле H_0 , взаимодействует с попутной волной (A_+) в условиях синхронизма

$$\omega - hv_\parallel \approx \omega_H, \quad (4)$$

где $\omega_H = \omega_{H_0}/\gamma$, $\omega_{H_0} = eH_0/(m_e c)$, γ — лоренц-фактор электрона, e — элементарный заряд, m_e — масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме. Выберем в качестве рабочей волну типа $TE_{m,n}$, поле которой представим в виде

$$\mathbf{E}_A(\mathbf{r}_\perp) = i \frac{k}{\kappa_\perp^2} [\mathbf{z}_0, \nabla \psi],$$

где $\psi = J_m[\kappa_\perp r] \exp(im\varphi)$ — мембранная функция регулярного цилиндрического волновода, $J_m(x)$ — функция Бесселя 1-го рода порядка m , $k^2 = \omega^2/c^2 = h^2 + \kappa_\perp^2$, $\kappa_\perp = \nu_{m,n}/R_0$, $\nu_{m,n}$ — соответствующие нули производной функции $J_m(x)$, \mathbf{z}_0 — орт оси z , φ — азимутальный угол. Процесс взаимного рассеяния парциальных волн (2) на гофрировке (1) с учётом возбуждения

пучком синхронной попутной волны может быть описан в рамках метода связанных волн следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial \tau} + i\hat{\alpha}_1 \tilde{B} &= iGJ, & -\frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial \tau} + i\hat{\alpha}_1 \tilde{B} &= 0, \\ is \frac{\partial^2 \tilde{B}}{\partial Z^2} + \frac{\partial \tilde{B}}{\partial \tau} + \sigma B + i\hat{\alpha}_1 (\tilde{A}_+ + \tilde{A}_-) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В регулярной части резонатора имеет место усиление попутной волны (A_+) электронным потоком:

$$\frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial \tau} = iGJ, \quad -\frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial \tau} = 0. \quad (6)$$

В условиях умеренной сверхразмерности (диаметр системы $D \sim (3 \div 5) \lambda$, где λ — длина волны) для замыкания цепи обратной связи на выходе генератора может быть использована традиционная брэгговская структура с длиной l_2 и гофрировкой с профилем, описываемым формулой вида

$$r = R_0 + (r_2/2) \cos(\bar{h}_2 z), \quad (7)$$

где $\bar{h}_2 = 2\pi/d_2$, d_2 и r_2 — период и глубина гофрировки соответственно. Последняя в условиях брэгговского резонанса

$$2h \approx \bar{h}_2 \quad (8)$$

обеспечивает взаимное рассеяние двух встречно распространяющихся волн (2б):

$$\frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \tilde{A}_+}{\partial \tau} + i\hat{\alpha}_2 \tilde{A}_- = iGJ, \quad -\frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \tilde{A}_-}{\partial \tau} + i\hat{\alpha}_2 \tilde{A}_+ = 0. \quad (9)$$

Очевидно, одновременное выполнение условий (3) и (8) возможно, если периоды модифицированной (d_1) и традиционной (d_2) гофрировок связаны соотношением $d_1 \approx 2d_2$.

Фактор возбуждения в уравнениях (5), (6) и (9) — высокочастотный ток

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \exp(-i\theta) d\theta_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sqrt{1-u}}{1-bu} \exp(-i\theta) d\theta_0. \quad (10)$$

Он находится из усреднённых уравнений движения электронов, которые могут быть представлены в виде [5–7, 11]

$$\frac{\partial u}{\partial Z} + \beta_{\parallel 0}^{-1} \frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\sqrt{1-u}}{1-bu} \text{Im}[\tilde{A}_+ \exp(i\theta)], \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} + \beta_{\parallel 0}^{-1} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{1-bu} \left\{ \Delta - u - \frac{\text{Re}[\tilde{A}_+ \exp(i\theta)]}{2\sqrt{1-u}} \right\}. \quad (11)$$

В (5)–(11) использованы следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = s\omega_c t$, $Z = s\omega_c z/c$, ω_c — частота отсечки квазикритической волны, $u = 2\varepsilon(\gamma_0 - \gamma)/(\beta_{\perp 0}^2 \gamma_0)$ — энергетическая переменная, θ_0 — начальное значение фазы электронов θ в попутной волне, Δ — расстройка циклотронного синхронизма (4), амплитуды парциальных волн

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{\pm} &= A_{\pm} e \varepsilon^2 J_{m-1}(\kappa_{\perp} R_b) / (m_e c^2 \kappa_{\perp} \mu \gamma_0 \beta_{\perp 0}^3), \\ \tilde{B} &= e \varepsilon^2 J_{m-1}(\kappa_{\perp} R_b) / (m_e c^2 \kappa_{\perp} \mu \gamma_0 \beta_{\perp 0}^3) \sqrt{N_A/N_B}, \end{aligned}$$

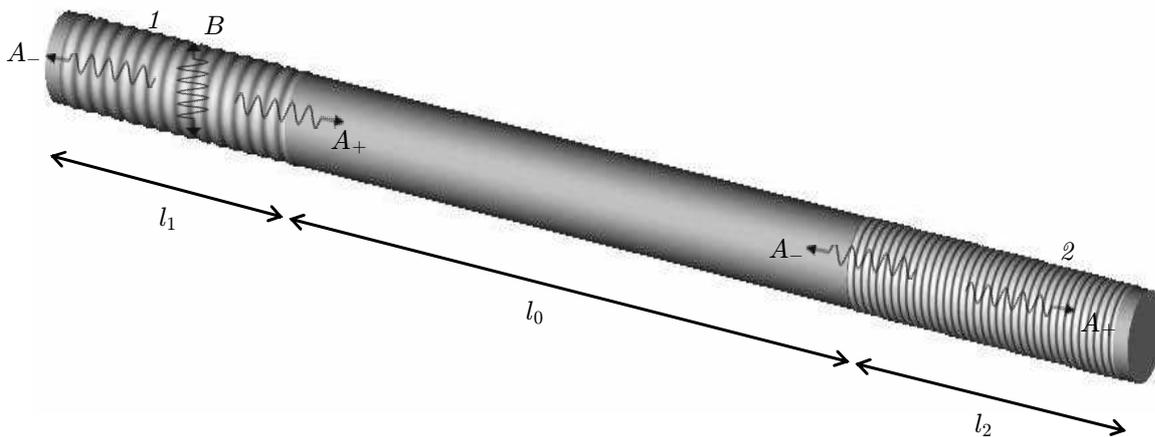


Рис. 1. Схема комбинированного двухзеркального резонатора на основе входного модифицированного (1) и выходного традиционного (2) брэгговских отражателей с цилиндрической геометрией. Стрелками показаны направления соответствующих волновых потоков в брэгговских структурах

где N_A и N_B — нормы соответствующих волн, $b = \beta_{\perp 0}^2 / (2\varepsilon\beta_{\parallel 0}\beta_{ph})$, $s = \beta_{\perp 0}^2\mu / (2\varepsilon\beta_{\parallel 0})$,

$$G = \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{8\varepsilon^3\beta_{ph}}{\mu^2\beta_{\perp 0}^4\gamma_0} \frac{J_{m-1}^2(\kappa_{\perp}R_b)}{(\kappa_{\perp}^2 R_0^2 - m^2) J_m^2(\kappa_{\perp}R_0)}$$

— параметр тока, I_b — невозмущённый ток пучка, R_b — радиус ведущих центров электронов (в предположении, что инжектируемый пучок имеет трубчатую геометрию), $\beta_{ph}c$ — фазовая скорость синхронной волны (A_+), $\varepsilon = 1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{ph}$, $\mu = 1 - \beta_{ph}^{-2}$ — параметр инерционной группировки, σ — коэффициент омических потерь. Индекс 0 соответствует невозмущённым (начальным) значениям поперечной, $\beta_{\perp 0}c$, и продольных, $\beta_{\parallel 0}c$, скоростей электронов и их энергии $\gamma_0 m_e c^2$ на входе в пространство взаимодействия. Нормированные коэффициенты связи волн $\hat{\alpha}_p = \alpha_p c / (\omega_c s)$, где $p = 1, 2$, в модифицированной брэгговской структуре определяется соотношениями [8]

$$\alpha_1^{TE \leftrightarrow TE} = \frac{\bar{h}_1 r_1}{2R_0} \frac{-v_B^2 + m_A m_B}{\sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}} \quad \text{и} \quad \alpha_1^{TE \leftrightarrow TM} = \frac{\bar{h}_1 r_1}{2R_0} \frac{m_A}{\sqrt{v_A^2 - m_A^2}} \quad (12)$$

для связи волн $TE \leftrightarrow TE$ и $TE \leftrightarrow TM$ соответственно (индекс A относится к бегущим волнам (2б), индекс B — к квазикритической волне (2а). Коэффициенты связи волн α_2 различных типов в традиционной брэгговской структуре приведены в работе [12].

Начальные и граничные условия к уравнениям (5) и (11) могут быть заданы следующим образом. Амплитуды бегущих парциальных волн (2б) с учётом отсутствия потоков электромагнитной энергии извне равны нулю на соответствующих границах гибридного резонатора:

$$A_+|_{Z=0} = 0, \quad A_-|_{Z=L} = 0, \quad (13)$$

где $L = s\omega_c l/c$, $l = l_1 + l_0 + l_2$ — полная длина резонатора (см. рис. 1). Граничные условия для поля квазикритической волны имеют вид условий излучения на границах входного модифицированного брэгговского зеркала,

$$\left\{ B(\tau) \pm \sqrt{\frac{s}{i\pi}} \int_0^{\tau} \frac{\exp[\sigma(\tau - \tau')]}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial B(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right\} \Big|_{Z=0, L_1} = 0, \quad (14)$$

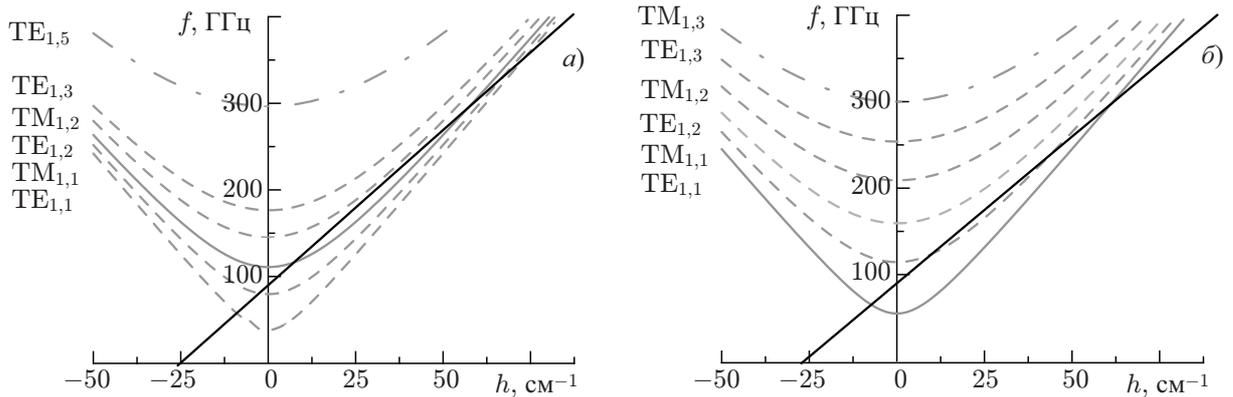


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая взаимодействие электронного пучка с волноводными модами в МЦАР-генераторе $\beta_{\perp} \approx 0,5$, $H_0 \approx 5,5$ Тл и при диаметре электродинамической системы $D = 4,6$ мм (а) и $D = 3,2$ мм (б). Дисперсионная характеристика электронного пучка показана чёрным цветом, дисперсионные кривые первых нескольких волн с азимутальным индексом $m = 1$ — штриховыми кривыми серого цвета, рабочей волны — сплошной кривой серого цвета, квазикритической волны обратной связи в модифицированной брэгговской структуре — штрихпунктирными кривыми (номенклатура волн указана слева от кривых)

и соответствуют свободному вытеканию квазикритической моды в отсутствие связи волн ($\alpha_1 \rightarrow 0$). Начальные условия могут быть заданы в виде небольшого «затравочного» поля. Граничные условия для электронов соответствуют моноэнергетическому немодулированному пучку на входе в пространство взаимодействия:

$$u|_{Z=0} = 0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (15)$$

Электронный коэффициент полезного действия (КПД) генератора η определяется соотношениями

$$\eta = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\varepsilon(1 - \gamma_0^{-1})} \eta_{\perp}, \quad \eta_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u|_{Z=L} d\theta_0. \quad (16)$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Целью проведённого моделирования является оценка возможности создания коротковолнового МЦАР-генератора на основе описанной выше схемы гибридного брэгговского резонатора. Параметры для моделирования выбирались близкими к параметрам ускорительного комплекса МЦАР (ИПФ РАН), где был создан тонкий приосевой электронный пучок с ускоряющим напряжением 500 кВ, током 10 А и длительностью импульса излучения 10 нс [13]. Достоинством приосевого пучка ($R_b \approx 0$) является механизм электронной селекции, обеспечивающий на основной циклотронной гармонике (4) эффективное взаимодействие только с волноводными модами, азимутальный индекс которых $m = 1$. Важно подчеркнуть, что данный механизм селекции успешно используется в гиротронах с так называемыми большими орбитами [14, 15].

Дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая взаимодействие электронного пучка с волноводными модами электродинамической системы МЦАР-генератора, приведена на рис. 2 (в соответствии с указанным выше механизмом селекции показаны только волны с $m = 1$). Для работы на частотах около 300 ГГц предполагается использовать цилиндрический волновод с диаметром $D \sim 4,5 \div 5$ мм (т.е. порядка 5λ), который представляется достаточным для транспортировки

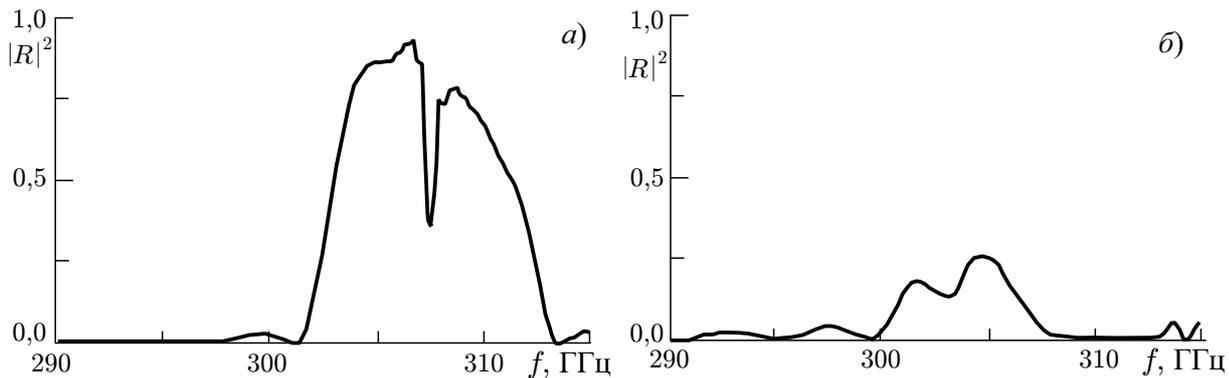


Рис. 3. Результаты моделирования (код «CST Microwave Studio») частотных зависимостей коэффициентов отражения $|R|^2$ (по мощности) брэгговских структур различных типов на частотах около 300 ГГц при диаметре волновода $D = 4,6$: (а) модифицированный отражатель ($l_1 = 30$ мм, $d_1 = 1,05$ мм, $r_1 = 0,15$ мм, цикл связи $TE_{1,2} \leftrightarrow TE_{1,5} \leftrightarrow TE_{1,2}$) и (б) традиционный отражатель ($l_2 = 20$ мм, $d_2 = 0,52$ мм, $r_1 = 0,3$ мм, цикл связи $TE_{1,2} \leftrightarrow TE_{1,2}$)

пучка в пространстве взаимодействия и снижения тепловых нагрузок на стенки резонатора в течение импульса излучения (см. рис. 2а). В качестве рабочей выбрана волна $TE_{1,2}$, обладающая фазовой скоростью $\beta_{ph} \approx 1,06$ и обеспечивающая необходимую для эффективной группировки электронов величину параметра $\mu \sim 0,1$. Циклотронный резонанс с выбранной рабочей волной обеспечивается при ведущем магнитном поле $H_0 \sim 5 \div 6$ Тл и поперечной скорости частиц $\beta_{\perp 0} \sim 0,4 \div 0,5$, которая в высоковольтном комплексе МЦАР сообщается им в неадиабатической системе раскачки с так называемым реверсом ведущего поля. Для указанной геометрии волновода и характеристик электронного пучка параметр тока $G \approx 0,04$.

Как уже отмечалось, в качестве электродинамической системы МЦАР-генератора в моделировании был исследован гибридный двухзеркальный резонатор на основе модифицированного и традиционного брэгговских отражателей. Была выбрана следующая геометрия. Модифицированная брэгговская структура с периодом гофрировки $d_1 \approx 1,05$ мм расположена на входе пространства взаимодействия и обеспечивает отражение рабочей волны через возбуждение квазикритической волны $TE_{1,5}$ в цикле обратной связи $TE_{1,2} \leftrightarrow TE_{1,5} \leftrightarrow TE_{1,2}$. Выходная традиционная брэгговская структура с периодом $d_2 \approx 0,52$ мм рассчитана на рассеяние двух встречно распространяющихся волн $TE_{1,2} \leftrightarrow TE_{1,2}$. Результаты трёхмерного моделирования данных структур на основе кода «CST Microwave Studio» приведены на рис. 3. Видно, что модифицированный брэгговский рефлектор способен при указанной сверхразмерности ($D/\lambda \sim 5$) обеспечить эффективное (около $85 \div 90$ % по мощности) отражение в заданную моду в полосе частот около $2 \div 3$ ГГц. Традиционный брэгговский рефлектор обладает существенно меньшим коэффициентом отражения даже при вдвое большей глубине гофрировки. Следует отметить, что дальнейшее увеличение поперечных размеров традиционных брэгговских отражателей ведёт к полной потере селективных и отражающих свойств, в то время как модифицированные структуры с цилиндрической геометрией сохраняют высокий коэффициент отражения в заданную моду даже при диаметрах, составляющих до 10 длин волн (см. рис. 4).

Результаты моделирования МЦАР-генератора на частотах около 300 ГГц в рамках описанной в разделе 1 модели на основе пучка с указанными выше параметрами представлены на рис. 5. При оптимальной длине пространства взаимодействия и добротности резонатора устанавливается узкополосный режим генерации на одной из продольных мод гибридного двухзеркального резонатора. Частота генерации близка к частоте отсечки модифицированного брэгговского зеркала. Коэффициент отражения от выходного зеркала при параметрах моделирования относительно

невысок (около 30 % по мощности) и структура поля синхронной волны A_+ , нарастающего к коллекторному концу, благоприятна для отбора энергии у электронного потока. В результате при длине резонатора около 6 см электронный КПД, вычисленный по формуле (16), может достигать 30 % (см. рис. 5а), а полная мощность излучения — примерно 1,5 МВт. Время установления автоколебаний составляет около 10÷15 нс. Поле квазикритической моды сконцентрировано в модифицированной брэгговской структуре, расположенной во входной части резонатора, и амплитуда этого поля относительно невелика (см. рис. 5б). Таким образом, омические потери для резонатора из меди не превышают 5÷10 % от мощности излучения. Увеличение длины и/или добротности резонатора приводит к реализации многомодовых режимов генерации.

Как известно, одной из основных проблем при реализации коротковолновых МЦАР является разброс параметров электронных пучков [5–7, 11]. В рамках описанной выше модели начальный разброс скоростей в пучке задавался в виде нескольких фракций, отличающихся величиной начальной расстройки циклотронного синхронизма Δ . Зависимость КПД и мощности излучения от разброса начальных поперечных скоростей пучка приведена на рис. 6. Согласно проведённому моделированию начальный разброс скоростей на уровне $\Delta\beta_{\perp 0}/\beta_{\perp 0} \sim 1$ % практически не оказывает влияния на процесс энергообмена, в то время как разброс $\Delta\beta_{\perp 0}/\beta_{\perp 0} \sim 5$ % приводит к падению электронного КПД примерно в 1,5 раза. Следует отметить, что в данном моделировании геометрия резонатора оптимизировалась под заданную величину разброса (увеличивался коэффициент связи волн в зеркалах). Так, например, при начальном разбросе поперечных скоростей 5 % оптимальная величина коэффициента связи в зеркалах была увеличена на 15÷20 % по сравнению с величинами, указанными на рис. 5 для «идеального» пучка. Следует также отметить, что с увеличением разброса скоростей растёт и время установления стационарного режима генерации.

Не менее важной проблемой при реализации МЦАР со сверхразмерными электродинамическими системами является опасность возбуждения низкочастотных паразитных колебаний вблизи частот отсечки мод (режим гиротронного самовозбуждения). Анализ дисперсионных кривых показывает (см. рис. 2а), что при используемых в данном разделе параметрах генератора близкими к паразитному гиротронному возбуждению оказываются моды $TM_{1,1}$ и $TE_{1,2}$, частоты отсечки которых расположены вблизи 80 и 110 ГГц соответственно. Для подавления самовозбуждения на квазикритических частотах были исследованы волноводы с периодическими поперечными разрезами стенок. Результаты моделирования коэффициента прохождения различных волноводных мод через подобный волновод представлены на рис. 7. Видно, что внесение разрезов практически не влияет на распространение параксиальной рабочей волны на частоте 300 ГГц (рис. 7а, коэффициент прохождения более 80 %) и сильно подавляет волны, которые распространяются под большими бреллюэновскими углами к оси системы вблизи квазикритических частот (рис. 7б и в, коэффициент прохождения на уровне нескольких процентов).

Описанные выше результаты теоретического анализа в рамках модели с усреднением находятся в хорошем согласии с результатами моделирования МЦАР-генератора, выполненного на основе трёхмерного кода «CST Studio Suite» (см. рис. 8). Следует, однако, отметить, что в данном

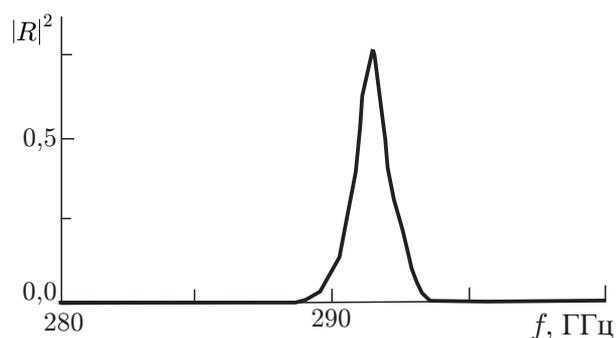


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения $|R|^2$ модифицированной брэгговской структуры от частоты при диаметре волновода $D = 10$ мм (расчёты проводились с помощью кода «CST Microwave Studio»); $l_1 = 50$ мм, $d_1 = 1,05$ мм, $r_1 = 0,2$ мм, цикл обратной связи $TE_{1,2} \leftrightarrow TE_{1,10} \leftrightarrow TE_{1,2}$

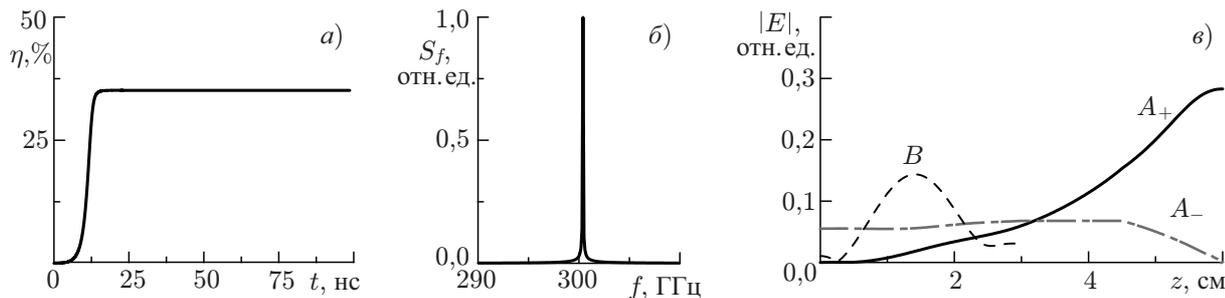


Рис. 5. Результаты моделирования МЦАР на частотах около 300 ГГц с гибридным брэгговским резонатором в рамках метода связанных волн. Установление узкополосного режима генерации при оптимальных параметрах: зависимость КПД от времени (а), спектр излучения (б) и структура полей парциальных волн в стационарном режиме генерации (в)

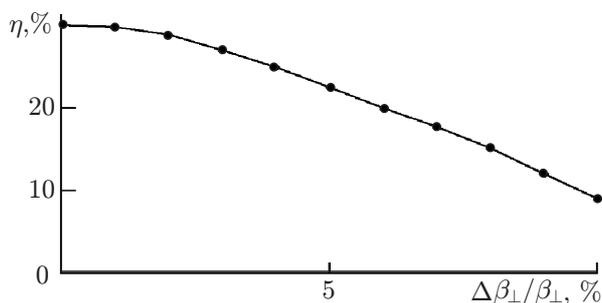


Рис. 6. Зависимость коэффициента полезного действия МЦАР с гибридным брэгговским резонатором от начального разброса поперечных скоростей винтового релятивистского электронного пучка

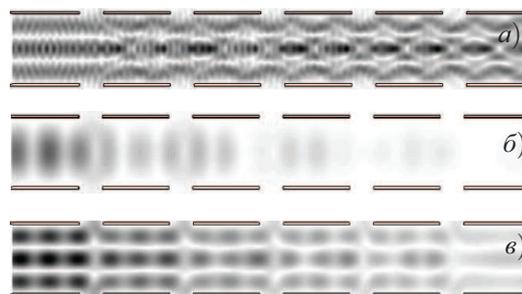


Рис. 7. Результат моделирования (код «CST Microwave Studio») распространения волн в цилиндрическом волноводе с периодическими щелями: рабочая волна $TE_{1,2}$ на частоте 300 ГГц (а) и квазикритические волны $TM_{1,1}$ (б) и $TE_{1,2}$ (в) на частотах 85 и 115 ГГц соответственно ($D = 4,6$ мм)

моделировании для уменьшения времени счёта использовался волновод с несколько меньшим поперечным сечением, $D/\lambda \sim 3$. Тем не менее остальные параметры были выбраны таким образом, чтобы реализовать «масштабирование» модели с усреднением. В частности, в качестве рабочей использовалась волна $TE_{1,1}$ (см. рис. 2б), имеющая в пространстве взаимодействия фазовую скорость $\beta_{ph} \approx 1,06$ и, таким образом, тот же параметр группировки частиц μ . Обратная связь в модифицированной брэгговской структуре осуществлялась через возбуждение квазикритической волны $TM_{1,3}$. Для подавления низкочастотного гиротронного самовозбуждения, которое в данном случае имело место на модах $TE_{1,1}$ и $TM_{1,1}$, использовались описанные выше поперечные разрезы. Моделирование показало возможность реализации в МЦАР при рабочих параметрах пучка узкополосного режима генерации на частоте около 300 ГГц с мегаваттным уровнем мощности и КПД около 10 %.

3. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведённый анализ демонстрирует возможность создания на основе умеренно релятивистских электронных пучков мощных МЦАР в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, ориентированных на системы нагрева и управления в термоядерных реакторах нового поколения. Основными конкурентами МЦАР в рамках указанных

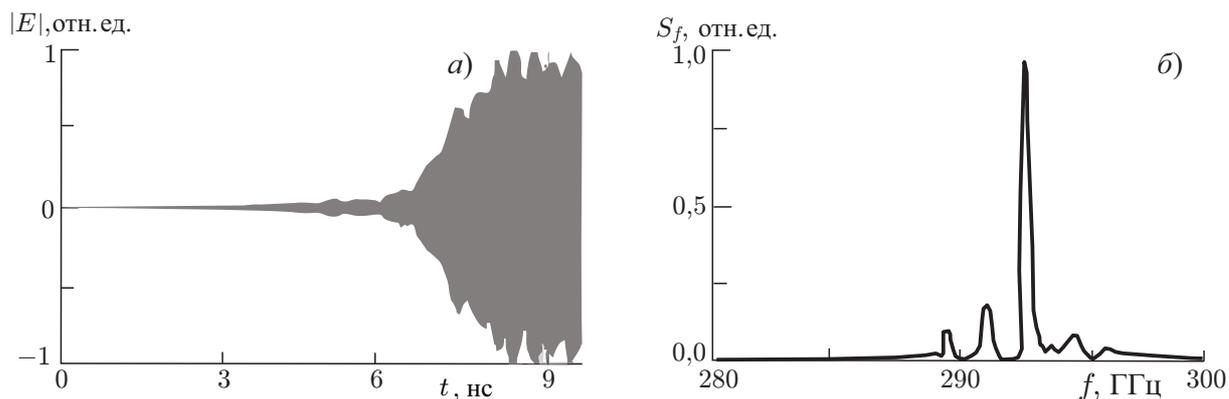


Рис. 8. Результаты трёхмерного моделирования МЦАР-генератора на частотах около 300 ГГц в рамках кода «CST Studio Suite». Установление узкополосного режима генерации при использовании комбинированного брэгговского резонатора с периодическими щелями для подавления паразитных «гиротронных» колебаний. Зависимость амплитуды высокочастотного поля на выходе резонатора от времени (а) и спектр излучения в квазистационарном режиме генерации (б). Для сокращения времени счёта поперечный размер резонатора был уменьшен до трёх длин волн

приложений являются, безусловно, гиротроны. В настоящее время на частоте 300 ГГц получена максимальная мощность излучения на уровне 300 кВт при КПД около 18 % в импульсах с длительностью 100÷1000 мкс [16]. В ИПФ РАН разрабатывается квазинепрерывный гиротрон с рабочей частотой 250 ГГц и мощностью излучения 200 кВт [17]. Очевидным достоинством МЦАР по сравнению с указанными гиротронами, работающими на основной гармонике гирочастоты, является существенно меньшая величина магнитного поля, необходимая для работы в заданном частотном диапазоне, а также перспектива достижения мультимегаваттного уровня мощности излучения. Следует подчеркнуть, что в длинноимпульсном режиме работы при относительно низком электронном КПД, на уровне около 5÷7 %, полный КПД мазера на циклотронном авторезонансе может быть увеличен, например при использовании системы одноступенчатой рекуперации, до уровня около 30 % [18].

В заключение отметим, что проект мощного субмиллиметрового МЦАР для плазменных приложений разрабатывается в настоящее время в центре ENEA (г. Фраскати, Италия) [19, 20]. В рамках данного проекта для запитки генератора предполагается формирование трубчатого поливинтового электронного пучка с энергией частиц 500÷700 кэВ и током 10÷20 А. Согласно приведённому в работах [19, 20] моделированию при ведущем поле 5÷7 Тл и питч-факторе электронов около 0,7 среднеквадратичный разброс поперечных скоростей в пучке составляет не более $\Delta\beta_{\perp 0}/\beta_{\perp 0} \leq 1,0\div 1,5$ %. В случае практической реализации пучка с заявленными параметрами проведённый в настоящей статье анализ демонстрирует принципиальную возможность реализации МЦАР с мультимегаваттным уровнем мощности на частотах около 300 ГГц. При этом режим устойчивой узкополосной генерации может быть обеспечен за счёт использования описанной выше схемы гибридного двухзеркального брэгговского резонатора.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 14-08-00908).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Denisov G. G., Litvak A. G., Myasnikov V. E., et al. Strong Microwaves: Sources and Applications / Eds. by A. G. Litvak. N. Novgorod, 2009. V. 1. P. 15.

2. Sakamoto K., Kajiwara K., Kasugai A., et al. // Strong Microwaves: Sources and Applications / Eds. by A. G. Litvak. N. Novgorod, 2009. V. 1. P. 7.
3. Piosczyk B., Dammertz G., Dumbrajs O., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 853.
4. Blank M., Felch K., Borchard P., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 867.
5. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 1. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 157.
6. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С. 127.
7. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19, No. 3. P. 282.
8. Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., et al. // Phys. Rev. ST-Accel. and Beams. 2005. V. 8. Art. no. 040705.
9. Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., et al. // Phys. Rev. ST-Accel. and Beams. 2009. V. 12. Art. no. 060702.
10. Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю., Зотова И. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 286.
11. Nusinovich G. S. Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore-London: The J. Hopkins Univ. Press, 2004. 335 p.
12. Денисов Г. Г., Резников М. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 562.
13. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kalynov Yu. K., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 2. P. 456.
14. McDermott D. B., Luhmann N. C., Kupiszewski A., Jory H. P. // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 1936.
15. Bratman V. L., Kalynov Yu. K., Manuilov V. N. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. Art. no. 245101.
16. Sakamoto K., Oda Y., Kariya T., et al. // Proc. 39th Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2014), Tucson, USA, 14–19 September 2014. P. W5-P25.1.
17. Litvak A. G., Denisov G. G., Zapevalov V. E., et al. // Proc. 8th Int. Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”, N. Novgorod–St. Peterburg, 9–16 July 2011. P. 13.
18. Bratman V. L., Phelps A. D. R., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4, No. 6. P. 2285.
19. Mirizzi F., Palma E. D., Spassovsky I. P., et al. // Proc. 8th Int. Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”, N. Novgorod–St. Petersburg, 9–16 July 2011. P. 105.
20. Ceccuzzi S., Buratti P., Dattoli G., et al. // Proc. 9th Int. Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”, N. Novgorod–Perm–N. Novgorod, 24–30 July 2014. P. 209.

Поступила в редакцию 27 июля 2015 г.; принята в печать 20 октября 2016 г.

APPLICATION OF MODIFIED BRAGG STRUCTURES IN HIGH-POWER SUBMILLIMETER CYCLOTRON AUTORESONANCE MASERS

N. S. Ginzburg, V. Yu. Zaslavsky, A. M. Malkin, N. Yu. Peskov, and A. S. Sergeev

We perform theoretical analysis and numerical simulation of cyclotron autoresonance masers, in which we propose using electrodynamic systems in the form of hybrid two-mirror cavities based on modified and traditional Bragg reflectors. It is shown that a stable regime of narrow-band generation with a multimewatt power level can be achieved at a frequency of about 300 GHz in the described scheme of a generator based on a near-axis, moderately relativistic electron beam with an accelerating voltage of 500 kV and a current of 10 A at the transverse size (diameter) of the interaction space being about 5 wavelengths and the guiding magnet field about 5 T.