УДК 621.385

2015

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА МОД МАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ НА ОСНОВЕ СВЕРХРАЗМЕРНЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕЗОНАТОРОВ СО СКАЧКОМ ФАЗЫ ГОФРИРОВКИ

Н. Ю. Песков^{1*}, А. К. Каминский², С. В. Кузиков^{1,3}, Э. А. Перельштейн², С. Н. Седых², А. С. Сергеев¹

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
 ² Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна;
 ³ Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Исследовано расщепление рабочей моды, которое возникает за счёт взаимного влияния соседних зон брэгговского рассеяния в сверхразмерном резонаторе со скачком фазы гофрировки, работающем на связанных прямой и встречной волноводных модах с различными поперечными структурами. Для описания эффекта расщепления мод по частоте в рамках метода связанных волн построена оригинальная четырёхволновая модель. Показано, что данный эффект ухудшает селективные свойства резонатора, а при использовании в релятивистских мазерах на свободных электронах (МСЭ) — ограничивает мощность излучения и снижает стабильность узкополосного режима генерации. Результаты теоретического анализа подтверждены трёхмерным моделированием и «холодными» электродинамическими тестами. Представлены результаты экспериментального исследования МСЭ с рабочей частотой в окрестности 30 ГГц на основе брэгговских резонаторов с различной глубиной гофрировки, в которых реализованы как узкополосные одномодовые, так и многочастотные многомодовые режимы генерации. Обсуждается возможность увеличения мощности выходного излучения МСЭ путём пассивной компрессии полученных в эксперименте двухчастотных импульсов.

введение

Одним из приложений источников мощного микроволнового излучения является создание систем питания, а также тестирование компонентов высокоградиентных ускорителей нового поколения. Работы по созданию мазера на свободных электронах (МСЭ), работающего в миллиметровом диапазоне длин волн и ориентированного на указанное приложение, ведутся на протяжении ряда лет в сотрудничестве ОИЯИ (г. Дубна) и ИПФ РАН (г. Нижний Новгород). Основным требованием к данному источнику излучения является обеспечение высокой импульсной мощности и стабильности узкополосной генерации. Для достижения указанных параметров в МСЭгенераторе, разработанном в ОИЯИ и ИПФ [1, 2], впервые был использован режим обратного ведущего магнитного поля [3, 4]. При этом в качестве электродинамической системы использовался брэгговский резонатор, выполненный в виде двух секций гофрированного волновода со скачком фазы гофрировки π в месте их сочленения (так называемый резонатор со скачком фазы гофрировки, см. рис. 1) [5, 6]. При умеренном поперечном размере системы (диаметр волновода составляет 1÷1,5 длин волн излучения) резонатор данного типа обладает высокой электродинамической селективностью, обеспеченной наличием основной моды в центре брэгговской полосы. Добротность этой моды существенно превышает добротность остальных (высоких) мод, расположенных за пределами этой полосы. При этом использование секций с различными длинами позволяет осуществить практически полный вывод излучения в направлении движения электронного потока [7].

^{*} peskov@appl.sci-nnov.ru

В релятивистских генераторах так называемого О-типа, основанных на инерционной группировке электронов, увеличение мощности выходного излучения может быть достигнуто при увеличении добротности резонатора, приводящем к росту амплитуды поля синхронной волны, и одновременном уменьшении длины пространства взаимодействия электронов с электромагнитным полем (см., например, [8–10]). В МСЭ-генераторе добротность брэгговского резонатора может быть повышена путём увеличения глубины гофрировки. В свою очередь, это приводит к росту высокочастотных полей (в том числе поверхностных) и для предотвращения пробоя требует увеличения поперечных размеров резонатора (т.е. сверхразмерности). Однако в рамках обсуждаемых экспериментальных исследований МСЭ диапазона 30 ГГц на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ) было обнаружено, что в сверхразмерном осесимметричном резонаторе со скачком фазы гофрировки, работающем на связанных волноводных модах с различными поперечными структурами, увеличение глубины гофрировки приводит к расщеплению его основной моды по частоте [11]. В указанных экспериментах использовался резонатор, работающий в цикле обратной связи $TE_{1,1}$ (мода A_1^+ , см. далее раздел 1) $\leftrightarrow TM_{1,1}$ (мода A_2^-). Данное расщепление в эксперименте сопровождалось уширением спектра генерации МСЭ, а также сменой одномодового узкополосного режима генерации более сложными режимами, что, в конечном итоге, приводило к снижению стабильности работы генератора.

В данной статье приведены результаты теоретического и экспериментального исследования спектра мод сверхразмерных брэгговских резонаторов со скачком фазы гофрировки. Для описания эффекта расщепления мод в рамках метода связанных волн в разделе 1 построена оригинальная четырёхволновая модель. Указанное расщепление возникает, как показано далее, в условиях паразитной электродинамической связи рабочей моды брэгговского резонатора $(A_1^+ \leftrightarrow A_2^-)$ с вырожденной модой $(A_2^+ \leftrightarrow A_1^-)$. Сравнение результатов теоретического анализа и трёхмерного моделирования проведено в разделе 2. Результаты «холодных» электродинамических тестов резонаторов различной геометрии и их экспериментального исследования в МСЭ на основе ускорителя ЛИУ-3000 представлены в разделе 3. В заключении в разделе 4 обсуждается возможность использования эффекта расщепления мод для увеличения мощности выходного излучения МСЭ путём пассивной компрессии выходных двухчастотных импульсов.

1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ В РАМКАХ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ



Рис. 1. Схема брэгговского резонатора, выполненного в виде двух синусоидально гофрированных секций со скачком фазы гофрировки

Рассмотрим осесимметричный цилиндрический волновод (рис. 1) со средним радиусом R_0 , гофрированный по закону

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

где $\bar{h} = 2\pi/d$, d и r_1 — период и глубина гофрировровки соответственно, $r_1 \ll d$. Данная гофрировка является аналогом периодических диэлектрических структур, широко используемых в лазерах с распределённой обратной связью [12, 13], и

обеспечивает связь и взаимное рассеяние встречно распространяющихся волноводных мод, продольные волновые числа h_+ и h_- которых удовлетворяют условию брэгговского рассеяния

$$\bar{h} \approx h_+ + h_-. \tag{2}$$

Н. Ю. Песков, А. К. Каминский, С. В. Кузиков и др.

В рамках теории возмущений (по малому параметру r_1/λ , где λ — длина волны излучения) ширина зоны брэгговского рассеяния определяется коэффициентом связи волн α , пропорциональным глубине гофрировки r_1 и зависящим от значений ортогональных компонент электрического поля и тангенциальных компонент магнитного поля парциальных волн на невозмущённой поверхности волновода [14]. Зоны брэгговского рассеяния для различных пар парциальных волн, удовлетворяющих условию (2), удалены друг от друга, если отстройки выбранной пары волн с волновыми числами h_+ и h_- от остальных волн с волновыми числами h_i , для которых также выполняется условие (2), значительно превышают соответствующие коэффициенты связи α_i :

$$|\bar{h} - h_+ - h_i| \gg \alpha_i, \qquad |\bar{h} - h_- - h_i| \gg \alpha_i. \tag{3}$$

Очевидно, что увеличение радиуса волновода или коэффициента связи волн приводит к сближению соседних зон брэгговского рассеяния. Использованные ранее для описания брэгговских структур двухволновые модели предполагали удалённость данных зон (см., например, [6, 14, 15]). Однако как показано далее, в сверхразмерном резонаторе соседние брэгговские зоны оказывают влияние на спектр мод даже в том случае, если эти зоны разнесены по частоте ¹.

Предположим, что в процессе рассеяния участвуют две волноводные моды с различной поперечной структурой \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 и представим поле в брэгговской структуре в виде четырёх парциальных волн:

$$A_1^{+}\mathbf{E}_1 \exp(i\omega t - ih_1^{+}z) + A_2^{+}\mathbf{E}_2 \exp(i\omega t - ih_2^{+}z),$$
(4a)

$$A_{1}^{-}\mathbf{E}_{1}\exp(i\omega t + ih_{1}^{+}z) + A_{2}^{-}\mathbf{E}_{2}\exp(i\omega t + ih_{2}^{-}z),$$
(46)

где две волны (4a) распространяются в попутном (относительно движения электронов), а две волны (4б) — во встречном направлении, t — время, ω — круговая частота излучения. Взаимное рассеяние этих волн в структуре (1) может быть описано следующей системой уравнений для медленных амплитуд $A_{1,2}^{\pm}(z)$ (ср. [14, 15]):

$$\frac{dA_{1}^{+}}{dz} + ih_{1}A_{1}^{+} = i\alpha_{1\leftrightarrow2}(z)A_{2}^{-} + i\alpha_{1\leftrightarrow1}(z)A_{1}^{-},
\frac{dA_{2}^{+}}{dz} + ih_{2}A_{2}^{+} = i\alpha_{2\leftrightarrow2}(z)A_{2}^{-} + i\alpha_{1\leftrightarrow2}(z)A_{1}^{-},
\frac{dA_{1}^{-}}{dz} - ih_{1}A_{1}^{-} = -i\alpha_{1\leftrightarrow2}(z)A_{2}^{+} - i\alpha_{1\leftrightarrow1}(z)A_{1}^{+},
\frac{dA_{2}^{-}}{dz} - ih_{2}A_{2}^{-} = -i\alpha_{2\leftrightarrow2}(z)A_{2}^{+} - i\alpha_{1\leftrightarrow2}(z)A_{1}^{+},$$
(5)

где $\alpha_{i\leftrightarrow j}(z) = \alpha^0_{i\leftrightarrow j}f(z),$

$$f(z) = \begin{cases} \sin \bar{h}z, & 0 < z < l_1; \\ -\sin \bar{h}z, & l_1 < z < l_1 + l_2 \end{cases}$$

для резонатора со скачком фазы гофрировки, l_1 и l_2 — длины гофрированных секций (рис. 1), $\alpha_{i\leftrightarrow j}^0$ — коэффициенты связи волн со структурами \mathbf{E}_i и \mathbf{E}_j соответственно, i, j = 1, 2. С помощью процедуры, описанной в статье [14], выражения для коэффициентов связи различных мод

Н. Ю. Песков, А. К. Каминский, С. В. Кузиков и др.

¹ Следует отметить, что ранее исследовались и более сложные схемы брэгговских структур, основанные на рассеянии трёх и более парциальных волн, в том числе когда эти волны обладают большой групповой скоростью [16], а также когда некоторые из них являются квазикритическими [17, 18]. Однако во всех этих работах условия брэгговского резонанса для всех парциальных волн были выполнены (или приближённо выполнены) в некоторой частотной полосе (зоне брэгговского рассеяния). Отличием случая, рассмотренного в данной статье, является наличие двух соседних полос брэгговского рассеяния, разнесённых по частоте, но, несмотря на это, оказывающих влияние на спектр мод резонатора.

круглого волновода были найдены в работе [15]. Отметим, что при записи уравнений (5) мы пренебрегли взаимным рассеянием волн, распространяющихся в одном направлении, т.е. волн $A_1^+ \leftrightarrow A_2^+$ и $A_1^- \leftrightarrow A_2^-$, считая, что эти резонансы сильно разнесены в частотной области. Будем также полагать, что «рабочим» является цикл обратной связи $A_1^+ \leftrightarrow A_2^-$, и ближайшим с ним по частоте является брэгговское преобразование $A_2^+ \leftrightarrow A_2^-$. В то же время зона рассеяния $A_1^+ \leftrightarrow A_1^-$ удалена по частоте от «рабочей» зоны, и, таким образом, связью этих волн также пренебрежём. Таким образом, используя замену переменных $A_1^\pm = a_1^\pm \exp[\mp i (h_2 - h_1 - \bar{h})/2]$, $A_2^\pm = a_2^\pm \exp[\mp i (h_1 - h_2 - \bar{h})/2]$, приведём систему (5) к виду

$$\frac{\mathrm{d}a_1^+}{\mathrm{d}z} + i\delta a_1^+ = i\alpha_{1\leftrightarrow 2}(z)a_2^-,$$

$$\frac{\mathrm{d}a_2^-}{\mathrm{d}z} - i\delta a_2^- = -i\alpha_{1\leftrightarrow 2}(z)a_1^+ - i\alpha_{2\leftrightarrow 2}(z)a_2^+ \exp[-i\left(\Delta - \delta\right)z],$$

$$\frac{\mathrm{d}a_1^-}{\mathrm{d}z} - i\delta a_1^- = -i\alpha_{1\leftrightarrow 2}(z)a_2^+,$$

$$\frac{\mathrm{d}a_2^+}{\mathrm{d}z} + i\delta a_2^+ = i\alpha_{1\leftrightarrow 2}(z)a_1^- + i\alpha_{2\leftrightarrow 2}(z)a_2^- \exp[-i\left(\Delta - \delta\right)z],$$
(6)

где $\delta = h_1 + h_2 - \bar{h}, \Delta = 2h_2 - \bar{h}$. В предположении умеренной сверхразмерности и малости коэффициентов связи волн уравнения (6) могут быть усреднены в условиях брэгговского резонанса (2) для рассеяния $A_1^+ \leftrightarrow A_2^-$ (в этих условиях величина δ будет малой, а величина $\Delta - \delta = h_2 - h_1$ большой). При усреднении по быстро осциллирующей величине $\exp[-i(\Delta - \delta) z]$ уравнения (6) распадаются на две независимых системы: первые два уравнения (6) для пары волн $a_1^+ \leftrightarrow a_2^$ и последние два уравнения (6) для пары волн $a_1^- \leftrightarrow a_2^+$. Очевидно, эти две пары уравнений в резонаторе со скачком фазы гофрировки описывают два вырожденных решения на брэгговской частоте $\bar{\omega}$ (т. е. $\delta = 0$): моду, составленную из попутной парциальной волны A_1^+ и встречной парциальной волны A_2^- , и моду, составленную из волн A_2^+ и A_1^- (эти моды соответствуют повороту системы на 180°, т. е. замене $z \to -z$). Как показывает проведённый анализ, учёт нерезонансного рассеяния $A_2^+ \leftrightarrow A_2^-$ на «быстрой» частоте $\Delta - \delta$ снимает указанное вырождение и приводит к расщеплению рабочей моды резонатора со скачком фазы гофрировки.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХРАЗМЕРНЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

В моделировании параметры брэгговского резонатора выбирались близкими к параметрам экспериментального макета, описанного далее в разделе 3. Для нахождения коэффициента отражения от резонатора R на его левой границе z = 0 задавалась падающая волна в виде

$$A_1^+(z=0) = 1, \qquad A_2^+(z=0) = 0.$$
 (7a)

На противоположной границе резонатора $z = l = l_1 + l_2$ предполагалось отсутствие падающего потока электромагнитной энергии и идеальное согласование для парциальных волн:

$$A_1^-(z=l) = 0, \qquad A_2^-(z=l) = 0.$$
 (76)

Коэффициент отражения определялся формулой

$$R = |A_1^-(z=0)|^2 + |A_2^-(z=0)|^2.$$
(8)

Н. Ю. Песков, А. К. Каминский, С. В. Кузиков и др.



Рис. 2. Моделирование селективных свойств сверхразмерных брэгговских резонаторов со скачком фазы гофрировки в рамках четырёхволнового приближения метода связанных волн. Частотные зависимости коэффициента отражения R, определённого по формуле (8), при различной глубине гофрировки: 0,2 мм (a), 0,3 мм (b), 0,35 мм (e), 0,4 мм (z), 0,5 мм (d), 0,8 мм (e)

Коэффициент прохождения равен T = 1 - R. Частотам собственных мод резонатора f_n соответствуют положения минимумов коэффициента отражения и максимумов коэффициента прохождения. Добротность мод равна $Q_n = f_n / \Delta f_n$, где Δf_n — ширина полосы резонанса, соответствующего *n*-й собственной моде, на полувысоте.

Результаты моделирования на основе численного решения уравнений (6) с граничными условиями (7) при различной глубине гофрировки r_1 представлены на рис. 2. Видно, что при малой глубине гофрировки в центре полосы существует одна мода на брэгговской частоте $\bar{\omega}$ (рис. 2a). С увеличением коэффициента связи волн (т.е. глубины гофрировки) отражение от резонатора и добротность его основной моды растут. Начиная с некоторой глубины возникает расщепление основной моды: в центре полосы становятся различимы две моды (рис. 26, a). Появление расщепления соответствует такой критической величине паразитной связи рабочей и вырожденной с ней мод, когда отстройка их частот становится сравнима с шириной полосы $\bar{\omega}/Q$, определяемой добротностью Q. При умеренной глубине гофрировки добротности этих мод близки, а частоты расположены симметрично относительно центральной брэгговской частоты (рис. 2e). С увеличением глубины гофрировки добротности «расщеплённых» мод растут и одновременно растёт



Рис. 3. Результаты трёхмерного моделирования частотных зависимостей амплитудных коэффициентов рассеяния S падающей волны $TE_{1,1}$ в различные волноводные моды при различной глубине гофрировки (сплошные кривые — отражение в волну $TM_{1,1}$, пунктирные кривые — прохождение в волну $TE_{1,1}$, отражение и прохождение в более высокие моды показано тонкими кривыми): $r_1 = 0.2 \text{ мм}(a), 0.3 \text{ мм}(b), 0.35 \text{ мм}(b), 0.4 \text{ мм}(c)$

расстояние между ними по частоте.

При дальнейшем увеличении глубины гофрировки ширина зоны брэгговского отражения увеличивается, добротности мод растут и происходит нарушение симметрии их спектра относительно брэгговской частоты (рис. 2∂). В этих условиях бо́льшую добротность имеет расщеплённая мода, обладающая чуть более низкой частотой. Однако высокая добротность может приводить к тому, что данная мода становится мало различимой на частотной зависимости коэффициента отражения брэгговской структуры (см. рис. 2e).

Для проверки адекватности построенной четырёхволновой модели метода связанных волн трёхмерное численное моделирование резонатора с указанными выше параметрами проводилось в среде CST «Microwave Studio». На левом торце резонатора задавалось поле в виде волны $TE_{1,1}$ круглого волновода. Результаты моделирования частотных зависимостей коэффициентов рассеяния (по амплитуде) данной волны в различные волноводные волны (так называемый *S*-параметр) представлены на рис. 3. Видно, что при малой глубине гофрировки резонатор обладает высокой электродинамической селективностью, а начиная с глубины $r_1 = 0,4$ мм эффект расщепления рабочей моды становится заметным. В целом сравнение рис. 2 и 3 демонстрирует хорошее соответствие результатов, полученных в рамках двух различных подходов. Однако можно отметить, что в рамках трёхмерного моделирования эффект расщепления начинает наблюдаться с чуть

бо́льших глубин по сравнению с предсказаниями усреднённой модели (ср. рис. 26 и 36). Это, в частности, может быть объяснено отличием профиля гофрировки от синусоидального (т.е. примесью дополнительных пространственных гармоник поля) из-за недостаточно малого шага сетки в трёхмерной модели.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ СО СВЕРХРАЗМЕРНЫМИ БРЭГГОВСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Экспериментальное исследование МСЭ проводилось на базе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000. Формируемый ускорителем электронный пучок с энергией частиц 0,8 МэВ, током 150÷200 A и длительностью до 250 нс с частотой повторения до 1 Гц инжектировался в МСЭ-генератор, помещённый в соленоид. Рабочая поперечная (осцилляторная) скорость частиц возбуждалась в винтовом токовом ондуляторе с периодом 6 см, имеющем участок плавного нарастания поля на первых шести своих периодах. В области высокочастотного взаимодействия амплитуда ондуляторного магнитного поля составляла около 0,11÷0,12 Тл, а ведущего магнитного поля — примерно 0,15 Тл.

В качестве рабочего режима МСЭ был выбран режим обратного ведущего магнитного поля [3, 4]. В этом режиме направление вращения электронов в поле винтового ондулятора противоположно направлению их вращения в ведущем поле. Моделирование показывает [19, 20], что этот режим оптимален с точки зрения снижения чувствительности к разбросу параметров релятивистских электронных пучков и, соответственно, достижения высокого электронного коэффициента полезного действия. Это подтверждено в предшествующих экспериментальных исследованиях МСЭ-генератора [1, 2].

Для дальнейшего использования в качестве электродинамической системы МСЭ была изготовлена серия брэгговских резонаторов, каждый из которых был выполнен в виде двух осесимметричных гофрированных волноводных секций с радиусом $r_0 = 0.95$ мм и периодом d = 0.58 см. Согласно условию (2) эта гофрировка обеспечивала зону эффективного брэгговского отражения для пары волн $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$ в районе частоты 30 ГГц. Длина входной (расположенной с катодной стороны) секции равна $l_1 = 20$ см, выходной (коллекторной) $l_2 = 15$ см, скачок фазы гофрировки в месте сочленения секций составлял π . Глубина гофрировки в различных резонаторах варьировалась от 0.2 до 0.5 мм.

Предварительно были проведены «холодные» измерения электродинамических параметров брэгговских резонаторов при различной глубине гофрировки. Согласно расчётам гофрировка с указанными выше параметрами в рабочем диапазоне частот обеспечивала три эффективные зоны отражения рабочей волны $TE_{1,1}$: 1) во встречно распространяющуюся волну того же типа $TE_{1,1}$ в окрестности частоты 28 ГГц, 2) в волну $TM_{1,1}$ в окрестности частоты 30 ГГц и 3) в волну $TM_{1,2}$ в окрестности частоты 37 ГГц (зона, соответствующая брэгговскому рассеянию волн $TE_{1,1} \leftrightarrow TE_{1,2}$ в окрестности частоты 34 ГГц, не наблюдалась из-за малой величины связи этих волн в резонаторе с указанной геометрией, ср. [15]). В соответствии с результатами проведённого теоретического анализа измерения в рабочей полосе обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$ показали (рис. 4), что начиная с глубины гофрировки $0,3\div0,35$ мм наблюдается расщепление основной моды резонатора. Рост глубины гофрировки приводит к увеличению добротности расщеплённых мод и частотного интервала между ними.

В то же время следует отметить, что в данной серии экспериментов использовались резонаторы, выполненные путём обжима тонкостенной трубы из нержавеющей стали на оправке из дюралюминия. Точность данной технологии относительно невелика. Таким образом, в экспери-

Н. Ю. Песков, А. К. Каминский, С. В. Кузиков и др.



Рис. 4. Результаты «холодных» электродинамических измерений брэгговских резонаторов с различной глубиной гофрировки: $r_1 = 0,3$ мм (a) и $r_1 = 0,4$ мм (b)

ментальных образцах наблюдались заметные погрешности как глубины, так и формы гофрировки. Кроме того, при вытравливании оправки остаточные механические напряжения приводили к дополнительным нарушениям геометрии резонаторов, в частности к заметным изгибам. Это, в свою очередь, могло обусловить дополнительную электродинамическую связь различных мод. Отличие абсолютных значений измеренных коэффициентов отражения может объясняться наличием различного рода потерь (например, омических), которые не учитывались в моделировании, и дополнительными трансформациями волн различных типов в сверхразмерном волноводном тракте. Следует также отметить, что ширина резонансов на рис. 4, на котором представлен спектр R в широком частотном интервале, также может отличаться от результатов моделирования из-за недостаточного частотного разрешения, определяемого скоростью свипирования частоты сигнала панорамного источника.



Рис. 5. Реализация узкополосного режима генерации в МСЭ. Типичные осциллограммы высокочастотного импульса (кривая 2), гетеродинированного сигнала (1) и его частотного спектра (3). Временной и частотный масштабы указаны на рисунке

Результаты экспериментального исследования МСЭ-генератора, разработанного в ОИЯИ и ИПФ РАН, приведены на рис. 5 и 6. При глубине гофрировки 0,2÷0,25 мм наблюдался стабильный узкополосный режим генерации на частоте рабочей моды, расположенной около 30 ГГц, с шириной спектра до 6÷7 МГц, что близко к естественной ширине линии генератора (рис. 5). Мощность излучения в данном режиме по показаниям калориметра составила до 20 МВт при длительности импульса 200÷220 нс.

В генераторах с более глубокой гофрировкой наблюдалась как одномодовая генерация на одной из расщеплённых мод, так и двухчастотная генерация. Настройка режимов осуществлялась изменением параметров пучка, полей ондулятора и соленоида. Согласно проведённому моделированию, в резонаторе с расщеплёнными рабочими модами режим одночастотной генерации возникает в области оптимальных расстроек ондуля-

торного синхронизма на нелинейной стадии взаимодействия в результате конкуренции этих мод. Однако этот одночастотный режим может реализовываться на любой из мод, и небольшое изменение параметров пучка может приводить к перескоку частоты генерации или возникновению более сложных, двухчастотных режимов. Таким образом, расщепление рабочей моды резона-



Рис. 6. Двухчастотные режимы генерации в МСЭ при глубине гофрировки резонатора $r_1 = 0,4$ мм (a) и 0,55 мм (б). Обозначения кривых, временной и частотный масштабы приведены на рис. 5

тора существенно ухудшает стабильность одномодовой одночастотной генерации в МСЭ и, как следствие, затрудняет использование генератора в экспериментах по запитке высокодобротных ускорительных структур, требующих высокой стабильности частоты излучения. Типичная реализация одномодового режима аналогична осциллограмме, представленной на рис. 5, и характеризуется шириной спектра 6÷10 МГц. Однако вблизи порога возникновения расщепления (при глубине гофрировки 0,3÷0,35 мм) наблюдалось уширение спектра до 15÷20 МГц. Двухчастотные режимы генерации, реализованные в резонаторах с гофрировкой глубже 0,4 мм, представлены на рис. 6. Разность частот возбуждаемых мод в резонаторах с различными геометриями составляла от 20÷30 до 100 МГц.

4. ВОЗМОЖНОСТЬ УВЕЛИЧЕНИЯ МОЩНОСТИ ДВУХЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В МАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С РЕЗОНАТОРОМ НА РАСЩЕПЛЁННОЙ РАБОЧЕЙ МОДЕ ПУТЁМ ИХ ПАССИВНОЙ КОМПРЕССИИ

Проведённые теоретические и экспериментальные исследования показывают, что эффект расщепления рабочей моды резонатора является, очевидно, паразитным, поскольку он ухудшает селективные свойства резонатора со скачком фазы гофрировки и ограничивает возможность использования более сверхразмерных систем (а следовательно, и потенциальные возможности продвижения в более коротковолновые диапазоны). Это снижает стабильность установления одномодовых режимов генерации в МСЭ на основе данных резонаторов и в результате затрудняет использование их выходного излучения в потенциальных приложениях.

Наиболее простым и очевидным способом решения данной проблемы является описанная выше, в разделе 3, возможность использования резонаторов с умеренной поперечной сверхразмерностью и малой глубиной гофрировки. Однако это ограничивает мощность МСЭ-генератора. Эффект расщепления мод также может быть подавлен (частично или полностью) в резонаторах с профилированными параметрами гофрировки. Целью профилирования является подавление соседних по отношению к рабочей «паразитных» зон брэгговского рассеяния (т. е. мод резонатора с различным поперечным индексом). Один из возможных способов профилирования описан в работе [21] и основан на синтезе структуры рабочей моды путём добавления дополнительных вспомогательных пространственных гармоник в профиль гофрировки и реализации дополни-



Рис. 7. Моделирование компрессии двухчастотного импульса, генерируемого МСЭ: амплитуда высокочастотного импульса на входе (a, соответствует рис. 6a) и выходе (δ) компрессора

тельных дифракционных потерь для паразитных мод в так называемом открытом брэгговском резонаторе (т. е. резонаторе с селективной щелью в боковой стенке).

В то же время можно отметить дополнительную возможность увеличения мощности выходного излучения путём пассивной компрессии импульсов МСЭ. Для этого могут быть использованы режимы, когда на переднем и заднем частях импульса генерация происходит на двух относительно близких частотах. Для осуществления компрессии необходимо частотно-зависимое устройство, которое задерживает переднюю часть импульса на одной частоте относительно задней части на другой частоте так, что при наложении этих частей возникает амплитудно-модулированный импульс на средней частоте. В максимумах при этом возникает четырёхкратное увеличение мощности, а длительность каждого пика обратно пропорциональна разности исходных частот. В качестве возможного варианта компрессора был рассмотрен безотражательный резонатор с винтовой гофрировкой. Аналогичные волноводы с винтовой гофрировкой, обладающие необходимой дисперсией, использовались, например, в работах [22–24] для компрессии частотномодулированных импульсов. В таком резонаторе величина групповой задержки сигнала на резонансной частоте относительно сигнала вне полосы резонатора составляет величину порядка Q/ω .

Результаты моделирования компрессора данного типа с добротностью $Q \sim 1000$ представлены на рис. 7. На входе компрессора задавался высокочастотный импульс, амплитуда и фаза которого были восстановлены по гетеродинным измерениям излучения МСЭ, полученного в описанных выше экспериментах (импульс, представленный на рис. 6*a*). Частоты f_1 и f_2 передней и задней частей импульса различались на величину $f_2 - f_1 \approx 50 \div 60$ МГц. Таким образом, соответствующая фаза за время импульса успевает измениться на величину, много большую 2π . Интерференция приводит к образованию биений с удвоенной амплитудой, число которых равно набегу относительной фазы передней и задней частей исходного двухчастотного импульса, нормированному на 2π . Проведённое моделирование подтверждает возможность четырёхкратного увеличения мощности высокочастотного импульса МСЭ.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (проект 14–19– 01723).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Каминский А. К., Перельштейн Э. А., Седых С. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 5. С. 37.
- Ginzburg N. S., Golubev I. I., Kaminsky A. K., et. al. // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2011. V. 14. Art. no. 041002.
- 3. Kaminsky A. A., Kaminsky A. K., Rubin S. B. // Particle Accelerators. 1990. V. 33. P. 189.
- 4. Conde M. E., Bekefi G. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67, No. 22. P. 3082.
- А. с. № 720592 СССР. Резонатор / Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Резников М. Г. Опубл. 1980. Бюл. № 9.
- Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19, No. 3. P. 282.
- Песков Н. Ю., Гинзбург Н. С., Каминский А. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 11. С. 19.
- 8. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // Opt. Commun. 1979. V. 30, No. 3. P. 409.
- 9. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю. // Журн. техн. физ. 1988. Т. 58, № 5. С. 859.
- 10. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu. // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2013. V. 16. Art. no. 090701.
- Peskov N. Yu., Kaminsky A. K., Kuzikov S. V., et al. // Proc. VII Int. Workshop "Strong Microwaves: Sources and applications". N. Novgorod, Russia, 2008. V. 1. P. 224.
- 12. Kogelnik H., Shank C. V. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2 327.
- 13. Yariv A. Quantum Electronics. N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1975.
- Ковалев Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 5. С. 783.
- 15. Денисов Г. Г., Резников М. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 562.
- 16. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., et al. // Int. J. Electron. 1985. V. 59, No. 3. P. 247.
- 17. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40, № 3. С. 401.
- Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., et al. // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2005. V. 8. Art. no. 040705.
- Peskov N. Yu., Samsonov S. V., Ginzburg N. S., Bratman V. L. // Nuclear Instr. and Meth. Phys. Research A. 1998. V. A407. P. 107.
- Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V.26, No.3. P. 536.
- Кузиков С. В., Песков Н. Ю., Плоткин М. Е. // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2013. Т. 8, № 1. С. 24.
- 22. Данилов Ю. Ю., Кузиков С. В., Петелин М. И. // Журн. техн. физ. 2000. Т. 70, № 1. С. 65.
- Данилов Ю. Ю., Кузиков С. В., Павельев В. Г., Кошуринов Ю. И. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, № 6. С. 59.
- 24. Samsonov S. V., Phelps A. D. R., Bratman V. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. Art. no. 18301.

Поступила в редакцию 28 апреля 2015 г.; принята в печать 20 октября 2015 г.

Н. Ю. Песков, А. К. Каминский, С. В. Кузиков и др.

PECULIARITIES OF THE MODE SPECTRUM IN FREE-ELECTRON MASERS BASED ON OVERSIZED BRAGG RESONATORS WITH A CORRUGATION PHASE STEP

N. Yu. Peskov, A. K. Kaminsky, S. V. Kuzikov, E. A. Perel'shtein, S. N. Sedykh, and A. S. Sergeev

We study the frequency mode splitting caused by interaction of the neighboring Bragg scattering zones in an oversized Bragg resonator with a corrugation phase step, which is operated at the coupled forward and backward waveguide modes with different transverse structures. This effect is described within the framework of the coupled-wave approach using an advanced four-wave model. It is shown that this effect deteriorates the selective properties of the resonator and, finally, restricts the output power and reduces stability of the narrow-band operating regime in the free-electron masers (FEMs) based on such resonators. The results of the theoretical analysis were corroborated by 3D simulations and "cold" electrodynamics tests. Experimental studies of 30-GHz FEMs with the Bragg resonators having different corrugation depths demonstrated the onset of both narrow-band single-mode and multifrequency multimode oscillation regimes in such resonators. The possibility of power enhancement by using passive compression of the FEM output pulse in a two-frequency oscillation regime is discussed.