

01;10

Мощный мазер на свободных электронах с умножением частоты, работающий в коротковолновой части миллиметрового диапазона

© И.В. Бандуркин, А.К. Каминский, Э.А. Перельштейн,
Н.Ю. Песков, А.В. Савилов, С.Н. Седых

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
E-mail: iluy@appl.sci-nnov.ru
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
E-mail: alikk@sunse.jinr.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2012 г.

Исследована возможность использования эффектов умножения частоты для получения мощного коротковолнового излучения в мазерах на свободных электронах с брэгговскими резонаторами. В демонстрационных экспериментах на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ) реализован мазер-умножитель, работающий с мегаваттной мощностью в 6-мм и 4-мм диапазонах на второй и третьей гармониках соответственно.

В настоящее время мазеры на свободных электронах (МСЭ) на основе интенсивных релятивистских электронных пучков (РЭП) остаются одними из наиболее мощных источников импульсного микроволнового излучения. В совместных экспериментах ОИЯИ и ИПФ РАН на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ) реализован узкополосный высокоэффективный МСЭ с брэгговским резонатором [1,2]. Достигнутый набор параметров (мощность, длительность, стабильность одномодового режима) позволил использовать данный генератор в ряде физических и инженерных приложений [3,4].

Для продвижения МСЭ в коротковолновые диапазоны привлекательным является использование эффектов умножения частоты. Подобные режимы генерации на гармониках основной частоты эффективно используются в лазерах на свободных электронах оптического, инфракрасного и терагерцового диапазонов [5–8]. Очевидным достоинством МСЭ-умножителей является возможность получения высокочастотного

излучения при сохранении энергии пучка и параметров электронно-оптической системы. Электронная селекция мод, присущая указанным схемам, позволяет в условиях существенной сверхразмерности пространства взаимодействия обеспечить избирательное возбуждение рабочей волны. Данная статья посвящена теоретическому исследованию МСЭ-умножителя с брэгговским резонатором и его экспериментальной реализации на основе ускорителя ЛИУ-3000.

Предлагаемая схема МСЭ и дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая электронно-волновое взаимодействие в нем, изображены на рис. 1. МСЭ запитывается тонким магнитонаправляемым электронным пучком, движущимся с поступательной скоростью v_{\parallel} вблизи оси винтового ондулятора с периодом d_u , осциллирующим с баунс-частотой $\Omega_b = 2\pi v_{\parallel}/d_u$ и взаимодействующим с попутной циркулярно-поляризованной низкочастотной (НЧ, LF) волной $A_+(z)\mathbf{E}_1(r)\exp(i\omega_{LF}t - ih_1z)$ в режиме ондуляторного синхронизма

$$\omega_{LF} - h_1 v_{\parallel} = \Omega_b. \quad (1)$$

Селективное возбуждение данной волны обеспечивается брэгговским резонатором, реализующим узкополосную обратную связь в окрестности частоты ω_{LF} (рис. 1) со встречно-распространяющейся волной „2“ $A_-(z)\mathbf{F}_2(r)\exp(i\omega_{LF}t + ih_2z)$ в условиях брэгговского резонанса [9]

$$h_1 + h_2 = \bar{h}, \quad (2)$$

где $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период гофрировки зеркал, $\mathbf{E}_i(r)$ — функции, описывающие поперечную структуру соответствующих волн круглого волновода.

Из-за нелинейности процесса группировки электронов в поле НЧ-волны в токе пучка появляются компоненты на гармониках ω_{LF} , которые привлекательно использовать для генерации высокочастотного (ВЧ, HF) излучения. Гармоника электронного тока s может возбуждать ВЧ-волну „3“ $A_s(z)\mathbf{E}_3(r)\exp(i\omega_{HF}t - ih_3z)$ на частоте $\omega_{HF} = s\omega_{LF}$, взаимодействуя на n -гармонике баунс-частоты в условиях синхронизма

$$\omega_{HF} - h_3 v_{\parallel} = n\Omega_b. \quad (3)$$

Очевидно, для совместного эффективного возбуждения НЧ- и ВЧ-волн выбор параметров системы, а также номеров гармоник s и n должен обеспечить одновременное выполнение условий (1)–(3).

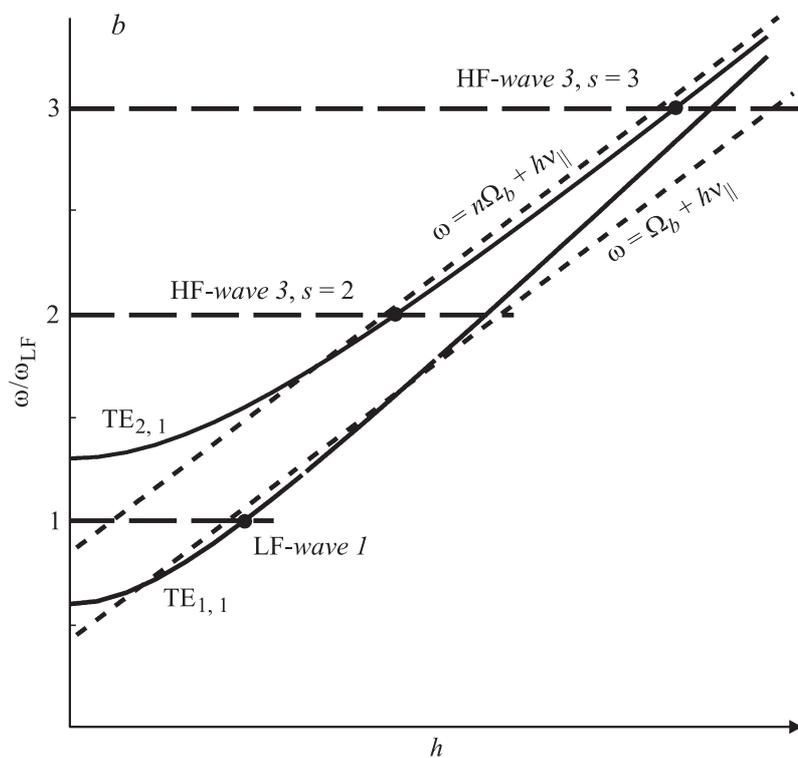
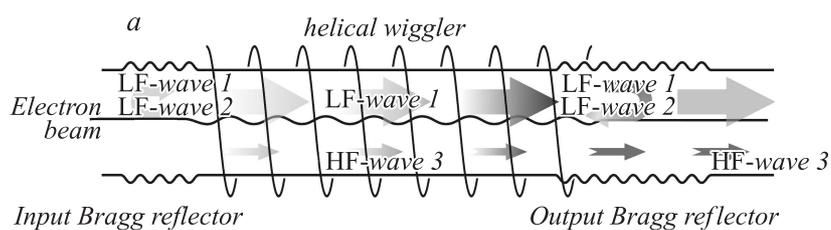


Рис. 1. Условная схема МСЭ-умножителя с винтовым ондулятором и двухзеркальным брэгговским резонатором (а), а также дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая процесс ВЧ-взаимодействия (b).

Достоинствами предлагаемой схемы МСЭ является относительная простота электродинамической системы: группировка электронного пучка осуществляется НЧ-волной, а на высокой гармонике имеет место однопроходное усиление ВЧ-волны. Таким образом, пропадает необходимость в организации ВЧ обратной связи. Вместе с тем данная схема обладает определенной электронной селективностью. Во-первых, винтовой приосевой электронный пучок эффективно взаимодействует на n -й гармонике баунс-частоты только с циркулярно-поляризованными модами, азимутальный индекс которых m равен номеру гармоники $m = n$ [10]. Во-вторых, частота ВЧ-генерации навязана НЧ-взаимодействием, что позволяет осуществить дополнительную дискриминацию возбуждения паразитных ВЧ-мод (в том числе отличающихся радиальным индексом). Наконец, рабочий ток определяется стартовым током НЧ-самовозбуждения, который, как правило, значительно ниже тока самовозбуждения ВЧ-генерации.

Стационарный режим работы предлагаемой схемы МСЭ может быть описан следующими уравнениями возбуждения:

$$\begin{aligned} \frac{dA_+}{dz} - i\alpha(z)A_- &= -iG_1 \left[\frac{I_0 \kappa_{\perp 1} \omega_{LF}}{I_a N_1 h_1 c} J'_1 \left(\frac{\kappa_{\perp 1} K}{h_u} \right) \right], \\ \frac{dA_-}{dz} + i\alpha(z)A_+ &= 0, \\ \frac{dA_s}{dz} &= -iG_s \left[\frac{I_0 \kappa_{\perp s} \omega_{HF}}{I_a N_s h_s c} J'_n \left(\frac{\kappa_{\perp s} K}{h_u} \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где I_0 — ток пучка, $I_a = mc^3/e$, $h_u = 2\pi/d_u$, $h_j = \sqrt{\omega_j^2/c^2 - \kappa_{\perp j}^2}$ и $\kappa_{\perp j}$ — продольные и поперечные волновые числа соответствующих волн, $\alpha(z)$ — коэффициент связи волн на брэгговской гофрировке, который в случае двухзеркального резонатора может быть представлен в виде $\alpha(z) = \alpha_0$ в области зеркал и $\alpha(z) = 0$ в регулярной части. Рассеянием ВЧ-волн на зеркалах пренебрегаем. Нормировка амплитуд парциальных волн соответствует следующему соотношению для мощности, переносимой этими волнами $P_j = I_a N_j h_j |A_j|^2 / 4\omega_j$, где $N_j = (\kappa_{\perp j}^2 R_0^2 - m_j^2) J_m^2(\kappa_{\perp j} R_0) / 2$ — нормы парциальных волн, m_j — их азимутальные индексы, J_j и J'_j — соответствующие функции Бесселя и их производные, R_0 — радиус волновода.

Гармоники тока пучка $G_j = (1/\pi) \int_0^{2\pi} K e^{-ij\theta} d\theta_0$ могут быть найдены из уравнения движения электронов, которые в режиме обратного ведущего поля могут быть представлены в виде

$$\frac{d\gamma}{dz} = K \left[\kappa_{\perp 1} J'_1 \left(\frac{\kappa_{\perp 1} K}{h_u} \right) \text{Im}(A_+ e^{-i\theta}) + \sum_s \kappa_{\perp s} J'_n \left(\frac{\kappa_{\perp s} K}{h_u} \right) \text{Im}(A_s e^{-i\theta_s}) \right],$$

$$\frac{d\theta}{dz} = h_u + h_1 - \frac{\omega_{LF}\gamma}{c p_{\parallel}}, \quad (5)$$

где $\theta = \omega_{LF}t - (h_1 + h_u)z$ и $\theta_s = s\theta + z[(n-s)h_u - sh_1 + h_s]$ — фазы электронов относительно НЧ- и ВЧ-волн соответственно, K — коэффициент связи электронов с волной, который в режиме обратного ведущего поля определяется соотношением [11]

$$K = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \approx \frac{eH_u}{\gamma m c^2 (\Omega_b + \omega_H)}, \quad (6)$$

где $\omega_H = eH_0/\gamma m c$, H_u и H_0 — напряженности ондуляторного и ведущего магнитных полей, $\beta_{\perp, \parallel}$ — соответствующие нормированные скорости частиц.

Граничные условия к уравнениям (4), (5) для парциальных волн имеют вид

$$A_+ = 0|_{z=0}, \quad A_s = 0|_{z=0}, \quad A_- = 0|_{z=L}, \quad (7a)$$

где L — полная длина резонатора (рис. 1), и соответствуют отсутствию потоков энергии извне в резонатор. Граничные условия для моноэнергетического немодулированного пучка имеют вид

$$\gamma = \gamma_0|_{z=0}, \quad \theta = \theta_0 \in [0, 2\pi]|_{z=0}, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (7b)$$

Отметим, что в моделировании учитывался разброс начальных продольных скоростей частиц, который задавался в виде $\beta_{spr} \in [0, \beta_{spr}^{\max}]$ и отвечал паразитным циклотронным колебаниям, которые присутствовали в пучке до влета в ондулятор.

Работоспособность МСЭ-умножителя исследовалась в демонстрационном эксперименте на базе линейного индукционного ускорителя

ЛИУ-3000 (0.8 MeV/200 A/250 ns). В области взаимодействия транспортировка пучка осуществлялась соленоидом с напряженностью поля ~ 0.15 Т, осцилляторная скорость обеспечивалась винтовым ондулятором с периодом 6 см и амплитудой поля ~ 0.11 – 0.12 Т. В качестве рабочего в ОИЯИ–ИПФ МСЭ-генераторе [1,2] используется режим обратного ведущего магнитного поля, обладающий низкой чувствительностью к начальному разбросу параметров пучка и обеспечивающий высокое качество формирования винтового РЭП в ондуляторе, необходимое для работы в коротковолновых диапазонах.

Электродинамическая система МСЭ представляла собой двухзеркальный брэгговский резонатор, который состоял из двух гофрированных секций с периодом $d = 5.3$ см и длинами 23 см (входной рефлектор) и 12–16 см (выходной рефлектор), разделенных отрезком регулярного цилиндрического волновода с радиусом 0.9 см и длиной 40–50 см. Этот резонатор обеспечивал цикл обратной связи для попутной волны $TE_{1,1}$ и встречной волны типа $TM_{1,1}$ в районе частоты 24 GHz (основная частота) и возбуждение генератора на основной гармонике баунс-частоты в условиях резонанса (1). Анализ дисперсионных диаграмм (рис. 1, *b*) показывает, что в данной электродинамической системе в условиях эксперимента на второй гармонике баунс-частоты $n = 2$ возможно возбуждение волны типа $TE_{2,1}$ и выполнение синхронизма (3) с фактором умножения частоты $s = 2$ и $s = 3$ (точки 3 на рис. 1, *a*).

Моделирование МСЭ-умножителя в рамках описанной выше модели проводилось при параметрах, близких к условиям эксперимента. Рабочая поперечная скорость частиц в ондуляторе составляла $\beta_{\perp} \approx 0.2$, разброс принимался на уровне $\beta_{spr} \approx 0.07$. Оптимизация МСЭ осуществлялась для достижения максимального КПД на каждой из гармоник. При этом для упрощения расчетов левый брэгговский рефлектор заменялся сосредоточенным зеркалом с коэффициентом отражения $R_1 = 1$. При длине регулярной части резонатора 40 см максимум излучения на третьей гармонике частоты реализовывался при коэффициенте отражения правого рефлектора $R_2 \approx 0.55$ и достигал 1.6 MW (КПД генерации 0.9%) (рис. 2). Мощность выходного излучения на второй гармонике основной частоты при этом составляла 6.4 MW. При увеличении коэффициента отражения выходного рефлектора до величины $R_2 \approx 0.65$ при оптимальной расстройке синхронизма эту мощность удавалось увеличить до 7.1 MW (КПД генерации 4.2%), что, однако, сопровождалось уменьшением мощности генерации на

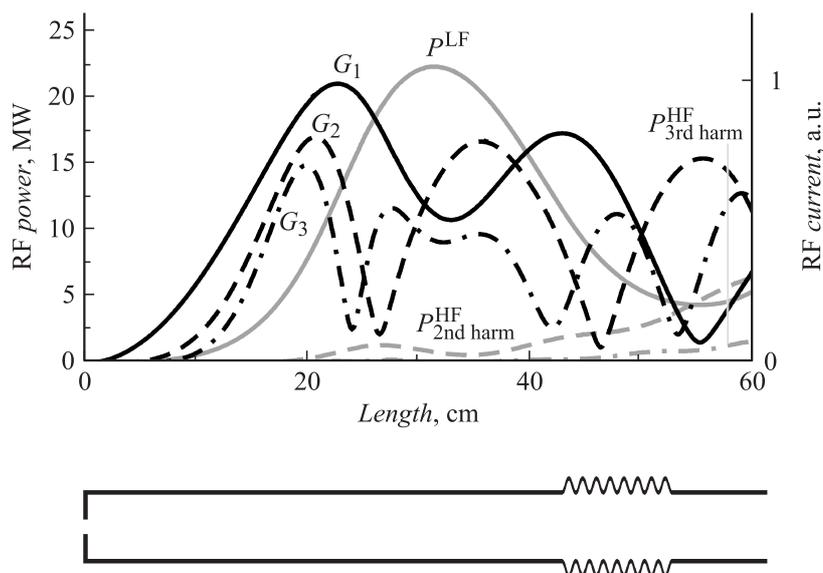


Рис. 2. Моделирование МСЭ-умножителя на основе ускорителя ЛИУ-3000. Зависимость от продольной координаты мощности излучения на различных гармониках P_j (кривые черного цвета) и гармониках ВЧ-тока пучка G_j (кривые серого цвета). Внизу схематично показано расположение зеркал.

третьей гармонике до 1.4 MW. Эффективность НЧ-генерации в этих режимах составляла около 3–5%, что существенно ниже максимального КПД, реализованного в предшествующих экспериментах [1,2]. Это обусловлено тем, что оптимальные для генерации на высоких гармониках параметры пучка заметно отличаются от оптимальных параметров для одночастотной работы МСЭ в „традиционном“ режиме ондуляторного синхронизма (1). Следует также отметить, что при выбранной геометрии резонатора в условиях эксперимента излучение на более высоких гармониках ($s \geq 4$ и $n \geq 3$) было мало и не оказывало существенного влияния на процесс генерации. Результаты экспериментального исследования МСЭ-умножителя с брэгговским резонатором представлены на рис. 3. В расчетной области параметров получено излучение на основной гармонике на частоте 24 GHz, а также на второй

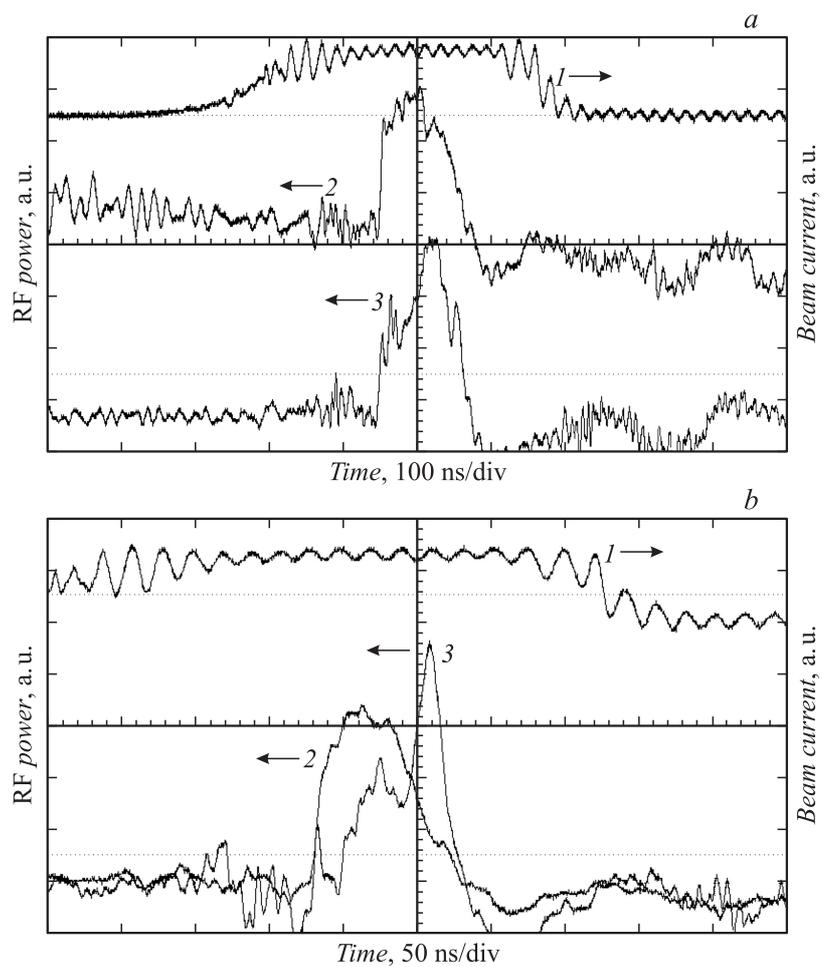


Рис. 3. Результаты экспериментального исследования МСЭ-умножителя на основе ускорителя ЛИУ-3000. Типичные осциллограммы тока пучка (луч 1) и сигналов с ВЧ-детекторов на основной (24 GHz, луч 2), второй (48 GHz, луч 3) (a) и третьей (72 GHz, луч 3) (b) гармониках частоты.

и третьей гармониках на частотах 48 и 72 GHz, на которых, согласно моделированию, имело место возбуждение волны $Te_{2,1}$ -типа при резонансе (3) на удвоенной баунс-частоте. Спектр излучения на высоких частотах измерялся с помощью калиброванного набора запердельных волноводных фильтров с шагом ~ 1 GHz и имел резко выраженные максимумы на указанных частотах. Настройка МСЭ на максимум выходной мощности на соответствующих гармониках осуществлялась изменением полей ондулятора и соленоида. По калориметрическим измерениям мощность излучения составила ~ 5 MW на основной и до 1.5 MW на второй гармонике соответственно. Мощность излучения на третьей гармонике по показаниям ВЧ-детекторов была оценена на уровне нескольких сотен киловатт.

Таким образом, проведенный теоретический анализ подтвердил перспективность использования эффектов умножения частоты для продвижения умеренно-релятивистских МСЭ в коротковолновые диапазоны. Работоспособность брегговского МСЭ-умножителя продемонстрирована в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона. Экспериментально измеренные характеристики МСЭ находятся в хорошем согласии с результатами моделирования. Следует отметить, что проведенные эксперименты стимулируют создание мощных умножителей МСЭ миллиметрового диапазона, достижение которого возможно при соответствующем уменьшении периода ондулятора и увеличении энергии пучка (что допускает ускоритель ЛИУ-3000), а также при работе на еще более высоких гармониках частоты при сохранении параметров пучка и электронно-оптической системы МСЭ в двухволновом режиме работы, предложенном в [12,13].

Список литературы

- [1] *Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3574–3577.*
- [2] *Каминский А.К., Перельштейн Э.А., Седых С.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В (5). С. 37–46.*
- [3] *Вихарев А.А., Гинзбург Н.С., Голубев И.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В(3). С. 16–22.*
- [4] *Баев В.Г., Вдовин В.А., Вихарев А.А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54. № 8–9. С. 705–712.*
- [5] *Neil G.R., Benson S.V., Biallas G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 084801.*

- [6] *Yu L.H., DiMauro L., Doyaran A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 074801.
- [7] *DeNinno G., Allaria E., Coreno M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 104801.
- [8] *Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Shevchenko O.A., Vinokurov N.A.* // Proc. of 35th Int. Conf. on Ir, Mm and THz Waves. Rome, Italy, 2010. P. Mo-F2.1.
- [9] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 282–296.
- [10] *Гинзбург Н.С., Каменецкий И.Э., Каминский А.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. (1). С. 30–36.
- [11] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 5. С. 859–886.
- [12] *Savilov A.V., Peskov N.Yu., Kaminsky A.K.* // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2003. V. A507. P. 162.
- [13] *Peskov N.Yu., Kaminsky A.K., Kalynov Yu.K. et al.* // Digest of Joint 32nd Int. Conf. on Ir and Mm Waves and 15th Int. Conf. on THz Electronics. Cardiff, UK, 2007. V. 2. P. 837.