

12

Использование кольцевого резонатора бегущей волны с брэгговскими дефлекторами в двухстадийном терагерцевом лазере на свободных электронах

© А.В. Аржанников, Н.С. Гинзбург, Г.Г. Денисов, П.В. Калинин,
Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев, С.Л. Сеницкий

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск
Новосибирский государственный университет
E-mail: peskov@appl.sci-ppov.ru

Поступило в Редакцию 7 апреля 2014 г.

Предложена схема двухстадийного терагерцевого лазера на свободных электронах на основе кольцевого брэгговского резонатора бегущей волны и параллельных ленточных релятивистских электронных пучков. Первый пучок, движущийся в поле планарного ондулятора, используется для генерации волны накачки мтп-диапазона. Во второй секции в процессе встречного внутррезонаторного рассеяния на втором параллельном электронном пучке эта волна накачки трансформируется в ТГц-излучение. Кольцевой резонатор составлен из 4 дефлекторов, каждый из которых в окрестности частоты брэгговского резонанса отклоняет излучение на угол 90° , обеспечивая тем самым замыкание кольца обратной связи для низкочастотного генератора накачки, и одновременно реализует эффективную передачу этой волны в секцию рассеяния.

В настоящее время в терагерцевом частотном диапазоне наибольший (мегаваттный) уровень мощности достигнут [1–3] в импульсах пикосекундной длительности в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) при излучении релятивистских электронных пучков (РЭП) с энергией $\sim 5\text{--}10\text{ MeV}$, движущихся в магнитоэлектронных ондуляторах. Вместе с тем генерация излучения указанного диапазона возможна на основе умеренно-релятивистских электронных пучков, если для сообщения электронам поперечной осцилляционной скорости использовать интен-

сивную электромагнитную волну накачки [4–6], которая по сравнению с традиционными магнитоэлектронными ондуляторами может иметь существенно более короткий период. Кроме того, при встречном рассеянии удваивается фактор доплеровского преобразования частоты. В результате при рассеянии mm -волны накачки на сильноточном РЭП с энергией $\sim 1 \text{ MeV}$ и током $\sim 1\text{--}3 \text{ kA}$ возможно получение ТГц-излучения с мультимегаваттной мощностью [5]. В подобной схеме для достижения необходимой интенсивности поля накачки привлекательно использование внутрирезонаторного рассеяния [7]. Для приборов черенковского типа генерация cm -излучения и его рассеяние в коротковолновую часть mm -диапазона с мощностью на уровне 50 MW на одном и том же пучке экспериментально наблюдались в [8].

В настоящее время в сотрудничестве ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН развивается проект двухстадийного ЛСЭ ТГц-диапазона на основе параллельных ленточных РЭП [9]. В качестве электродинамической системы генератора предлагается использовать кольцевой резонатор на основе брэгговских дефлекторов, каждый из которых в окрестности частоты брэгговского резонанса отклоняет падающее излучение на угол 90° (рис. 1). Подобная электродинамическая система позволяет осуществить узкополосную генерацию мощной волны mm -диапазона на одном из ленточных РЭП, движущихся в периодическом ондуляторном поле, и одновременно реализовать эффективную передачу этой волны для накачки второй секции рассеяния. В этой секции кольцевой резонатор выступает в роли так называемого ВЧ-ондулятора, в котором волна накачки рассеивается в излучение ТГц-диапазона на втором независимом электронном пучке. Наряду с совместимостью с системой транспортировки обоих РЭП достоинством кольцевого резонатора на основе брэгговских дефлекторов является его достаточно высокая селективность по продольному индексу мод, обусловленная ограниченностью полосы брэгговских отражений. Кроме того, предлагаемая схема резонатора обеспечивает отсутствие попутной компоненты поля накачки, которая может вносить в пучок дополнительные низкочастотные осцилляции и приводить к его поперечному дрейфу, что существенно ухудшает условия для генерации рассеянного ТГц-излучения [10].

Данная работа посвящена теоретическому анализу генератора волны накачки на основе описанного выше кольцевого брэгговского резонатора. В низкочастотной (НЧ) секции раскочка поперечных осцилляций

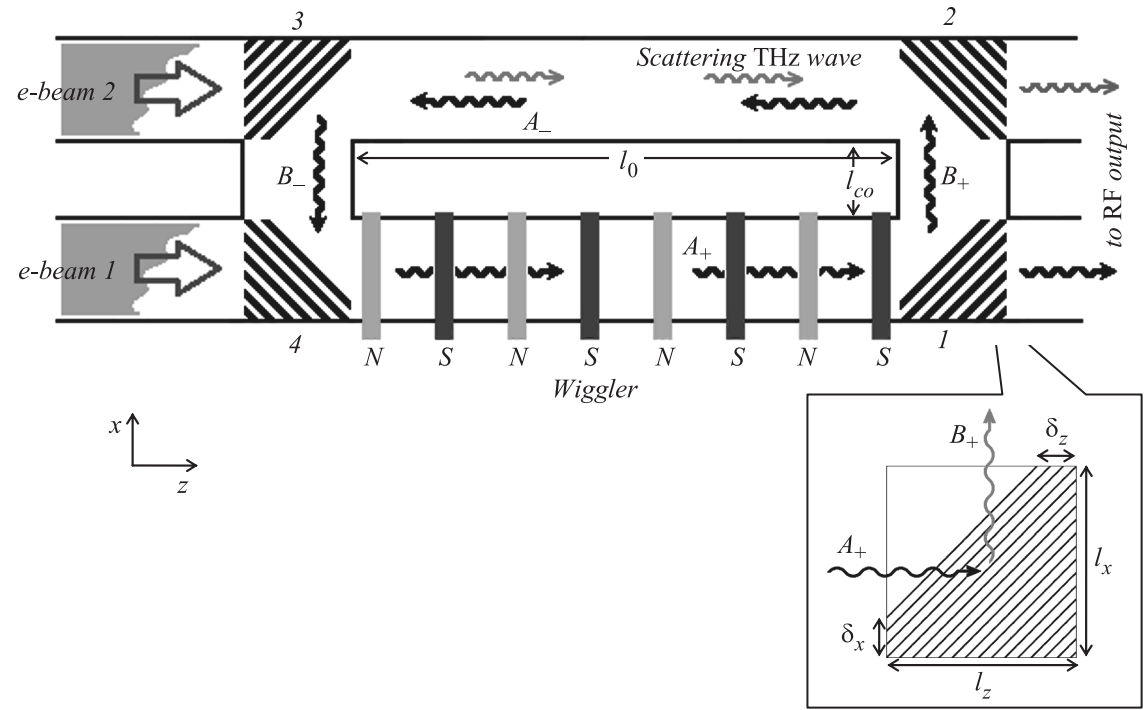


Рис. 1. Общий вид двухстадийного планарного ЛСЭ на основе кольцевого брэгговского резонатора и параллельных ленточных РЭП, формируемых ускорителем „ЭЛМИ“. Детальная схема брэгговского deflectора показана на выноске.

частиц с бунс-частотой $\Omega_b = 2\pi v_{\parallel}/d_w$ осуществляется планарным магнитостатическим ондулятором с периодом d_w . Электронный пучок, движущийся с поступательной скоростью v_{\parallel} , возбуждает попутную волну $A_+(x, z)\mathbf{E}_1(y) \exp(i\omega t - ih_1z)$ в условиях ондуляторного синхронизма $\omega - h_1v_{\parallel} = \Omega_b$. Расположенный на коллекторном конце резонатора брэгговский дефлектор 1 (рис. 1) имеет гофрировку вида

$$a = a_{\sim} \cos(\bar{h}_x^{(1)}x - \bar{h}_z^{(1)}z) \quad (1a)$$

($\bar{h}_{x,z}^{(i)}$ — соответствующие проекции трансляционного вектора решетки $\vec{h}^{(i)}$, $|\bar{h}^{(i)}| = 2\pi/\bar{d}^{(i)}$, $\bar{d}^{(i)}$ — период гофрировки i зеркала, $2a_{\sim}$ — глубина гофрировки) и обеспечивает переизлучение этой волны в волну $B_+\mathbf{E}_2(y) \exp(i\omega t - ih_2x)$, распространяющуюся в поперечном $+x$ -направлении. Брэгговский дефлектор 2

$$a = a_{\sim} \cos(\bar{h}_x^{(2)}x + \bar{h}_z^{(2)}z) \quad (1b)$$

переизлучает волну B_+ в волну $A_-\mathbf{E}_3(y) \exp(i\omega t + ih_3z)$, распространяющуюся в $-z$ -направлении навстречу второму независимому ленточному РЭП в секции рассеяния (магнитостатический ондулятор в этой секции отсутствует). Далее дефлекторы 3 и 4 (с гофрировкой, аналогичной (1a) и (1b) соответственно), расположенные в катодной части системы, последовательно трансформируют волну A_- в поперечно распространяющуюся волну $B_-\mathbf{E}_4(y) \exp(i\omega t + ih_4x)$ (зеркало 3) и затем в волну A_+ (зеркало 4), замыкая цепь обратной связи генератора волны накачки. Отметим, что в общем случае участвующие в процессе рассеяния волны A_{\pm} , B_{\pm} могут иметь различные постоянные распространения h_i , относиться к различному типу и соответственно иметь различную поперечную структуру $\mathbf{E}_i(y)$ [11]. Ограничимся здесь простейшим вариантом, когда все парциальные волны имеют одинаковые постоянные распространения $h_k \equiv h$ и относятся к одному типу. В этом случае трансляционные векторы всех решеток составляют угол 45° по отношению к поступательной скорости РЭП, т.е. $\bar{h}_{x,z}^{(i)} \equiv \bar{h}$ и условие брэгговского рассеяния для парциальных волн имеет вид

$$h \approx \bar{h}. \quad (2)$$

В рамках геометрооптического приближения процесс рассеяния двух поперечно распространяющихся парциальных волновых потоков в брэгговском дефлекторе может быть описан следующей системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд [11]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_+ + \sigma \hat{A}_+ + i\alpha \hat{B}_+ &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial X} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{B}_+ + \sigma \hat{B}_+ + i\alpha \hat{A}_+ &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения приведены для дефлектора 1. В остальных дефлекторах уравнения имеют аналогичный вид с заменой $Z \rightarrow -Z$ и $X \rightarrow -X$ для волн A_- и B_- соответственно.

Иследуем здесь процесс установления автоколебаний в описанной схеме ЛСЭ при ее возбуждении ленточным РЭП. Процесс усиления попутной волны электронным пучком, движущимся в ондуляторном поле, происходит в регулярной части планарного волновода НЧ-секции и описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_+ + \sigma \hat{A}_+ &= J, \quad J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta &= \text{Re}(\hat{A}_+ e^{i\theta}) \end{aligned} \quad (4)$$

с граничными условиями для частиц

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta. \quad (5)$$

В уравнениях (3)–(5) использованы следующие нормализованные переменные и параметры: $Z = Chz$, $\tau = C\omega t$, $C = (eI_0\lambda^2\mu K^2/2\pi\gamma mc^3 a_0^{1/3})$ — параметр усиления, a_0 — зазор между пластинами планарного волновода, I_0 — погонный ток пучка, $\hat{A}_{\pm}, \hat{B}_{\pm} = e\mu K(A_{\pm}, B_{\pm})/mc\omega\gamma C^2$, $\mu \approx \gamma_0^{-2}(1 + K^2)$ — параметр инерционной группировки электронов, $K \approx \beta_{\parallel} H_w/2H_0$ — коэффициент связи с волной [12], H_w и H_0 — амплитуда ондуляторного и ведущего магнитного поля, $\theta = \omega t - hz - h_w z$ — фаза электронов относительно

синхронной волны, $h_w = 2\pi/d_w$, $\Delta = (\omega - hv_{\parallel} - h_w v_{\parallel})/\bar{\omega}C$ — начальная расстройка синхронизма на несущей частоте, в качестве которой выбрана брэгговская частота $\bar{\omega} = \bar{h}c$, σ — параметр омических потерь, $\hat{\alpha} = \alpha/hC$ — нормированный коэффициент связи волн в брэгговских структурах (для рассеяния низших ТЕМ-волн $\alpha = a\bar{h}/4a_0$ [11]). Если взаимодействие электронного пучка с попутной волной A_+ продолжается в зеркалах 4 и 1, фактор возбуждения J должен быть добавлен в правую часть уравнений вида (3).

В предположении, что потоки энергии извне отсутствуют, полагаем амплитуды парциальных волн на соответствующих границах равными нулю:

$$\hat{A}_+|_{z=0} = 0, \quad \hat{A}_-|_{z=L_z} = 0, \quad \hat{B}_+|_{x=0} = 0, \quad \hat{B}_-|_{x=L_x} = 0, \quad (6)$$

где $L_j = C\bar{h}l_j$, $l_z = \bar{l}_z^{(3)} + l_0 + \bar{l}_z^{(2)}$ — полная длина системы, $l_x = \bar{l}_x^{(4)} + l_{co} + \bar{l}_x^{(3)}$ — полная ширина системы, l_{co} — длина волноводов связи между НЧ- и ВЧ-секциями, $\bar{l}_{x,z}^{(i)}$ — ширина и длина i -го дефлектора соответственно (считаем для определенности, что длины и ширины всех структур равны $\bar{l}_z^{(i)} = \bar{l}_z$, $\bar{l}_x^{(i)} = \bar{l}_x$). В промежутках между брэгговскими дефлекторами парциальные волны распространяются без изменения амплитуды (с точностью до учета омических потерь).

Моделирование нелинейной динамики низкочастотной секции ЛСЭ с кольцевым брэгговским резонатором на основе уравнений (3)–(6) проводилось при параметрах, близких к условиям планируемых экспериментов. Два параллельных канала с поперечным сечением 1×10 см запитываются сходными по параметрам ленточными РЭП $0.8 \text{ MeV}/2 \text{ kA}/4 \mu\text{s}$ с сечением 0.4×7 см, которые транспортируются в сильном (до 1.4 Т) ведущем магнитном поле и формируются ускорителем ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН) в едином катодном узле [13]. Поперечное магнитное поле с амплитудой до 0.2 Т создается в планарном ондуляторе с периодом 4 см. В таких условиях параметр ондуляторности $K \approx 0.1$ и параметр Пирса $C \approx 10^{-2}$.

Кольцевой резонатор предполагается выполнить на основе 4 брэгговских дефлекторов с резонансной частотой 75 GHz (период гофрировки 0.28 см). В предшествующих экспериментах [14] подобные дефлекторы использовались в коллекторной секции планарного мазера

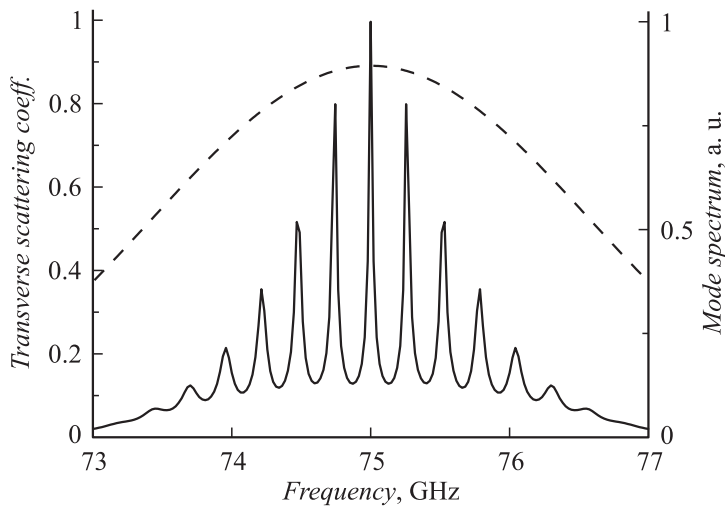


Рис. 2. Результаты „холодного“ моделирования в отсутствие электронного пучка. Частотная зависимость коэффициента поперечного рассеяния единичного брэгговского deflectора (пунктир) и спектр собственных мод кольцевого резонатора бегущей волны (сплошная кривая).

на свободных электронах для развязки мощного выходного излучения и отработанного сильноточного РЭП. В предлагаемом проекте deflectоры рассчитаны на связь низших волн TEM-типа и имеют длину и ширину $\bar{l}_{z,x} = 10$ см, глубину гофрировки 0.05 см. Длина области взаимодействия с ондуляторным полем $l_0 = 30$ см, длина волноводов связи $l_{co} = 1$ см. В указанных условиях безразмерные параметры составляют $L_0 = 5$, $\bar{L}_{z,x} = 1.5$, $\hat{\alpha} = 1.2$. Для резонатора, выполненного из меди, коэффициент омических потерь $\sigma = 0.01$.

Геометрия deflectоров оптимизировалась с точки зрения увеличения коэффициента поперечного рассеяния, а также формирования поперечной профиля волнового пучка, обеспечивающей минимальные дифракционные потери в резонаторе. Оптимальной в такой постановке является область нанесения гофрировки, изображенная на выноске рис. 1, и для указанных выше параметров $\delta_x = \delta_z \approx 5$ см. На рис. 2 представлены результаты моделирования коэффициента поперечного

рассеяния одиночного брэгговского дефлектора и спектра собственных мод „холодного“ кольцевого резонатора. Последний находился как отклик резонатора при его возбуждении коротким начальным импульсом с широким частотным спектром путем численного решения уравнений (2) (и аналогичных уравнений для связи парциальных волн в зеркалах 2–4) с граничными условиями (5).

На рис. 3 показан процесс установления стационарного одночастотного режима генерации при указанных выше параметрах. Была проведена определенная оптимизация с целью увеличения амплитуды волны накачки в секции рассеяния, чему соответствует относительно большой коэффициент связи волн α и высокая добротность резонатора. Наряду с достаточно большой полной длиной резонатора ~ 100 см это приводит к относительно невысокому КПД (на уровне 15–17%) и увеличению времени установления автоколебаний, поскольку на начальной стадии наблюдается самовозбуждение и конкуренция нескольких продольных мод. Однако при этом достигается необходимая для обеспечения эффективного рассеяния амплитуда волны накачки в ВЧ-секции (рис. 3, *a*). Пространственное распределение амплитуд волновых пучков в установившемся режиме генерации показано на рис. 3, *c* и соответствует возбуждению основной моды резонатора с частотой, близкой к брэгговской частоте ω (ср. рис. 2).

При указанных параметрах напряженность поля волны накачки, т.е. волны A_- , в секции рассеяния составит ~ 400 кВ/см. Данная величина поля, являясь допороговой с точки зрения развития ВЧ-пробоя, обеспечивает для приведенных выше параметров ленточных РЭП приемлемый инкремент усиления рассеянного излучения в диапазоне около 2 ТГц. Следует отметить существование дополнительной возможности увеличения инкремента при использовании в секции рассеяния в качестве волны накачки A_- высоких (квазикритических) волноводных мод. Подобные моды имеют по сравнению с ТЕМ-волной меньшую групповую скорость и, следовательно, при той же величине потока энергии большее значение электрического поля, т.е. обеспечивают большую величину параметра ондуляторности K . Для реализации генерационного режима возможна установка в секции рассеяния дополнительных коротковолновых брэгговских зеркал, основанных на связи бегущих и квазикритических мод [15,16]. В подобной схеме может быть получено терагерцевое излучение мультимегаваттной мощности и микросекундной длительности с энергией импульса $\sim 1-10$ Дж.

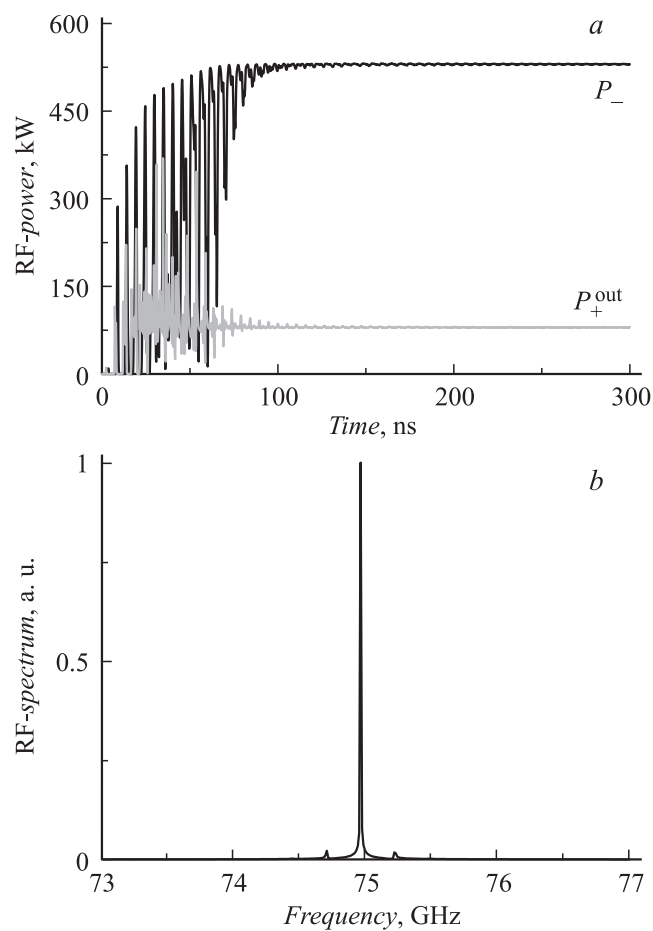


Рис. 3. Установление стационарного режима генерации в двухстадийном ЛСЭ в условиях, оптимальных по напряженности поля внутри секции рассеяния: *a* — временные зависимости выходной мощности P_+^{out} , выносимой из резонатора волной A_+ , и мощности P_- волны накачки A_- в секции рассеяния; *b* — частотный спектр излучения; *c* — пространственная структура парциальных волн A_+ и A_- в стационарном режиме.

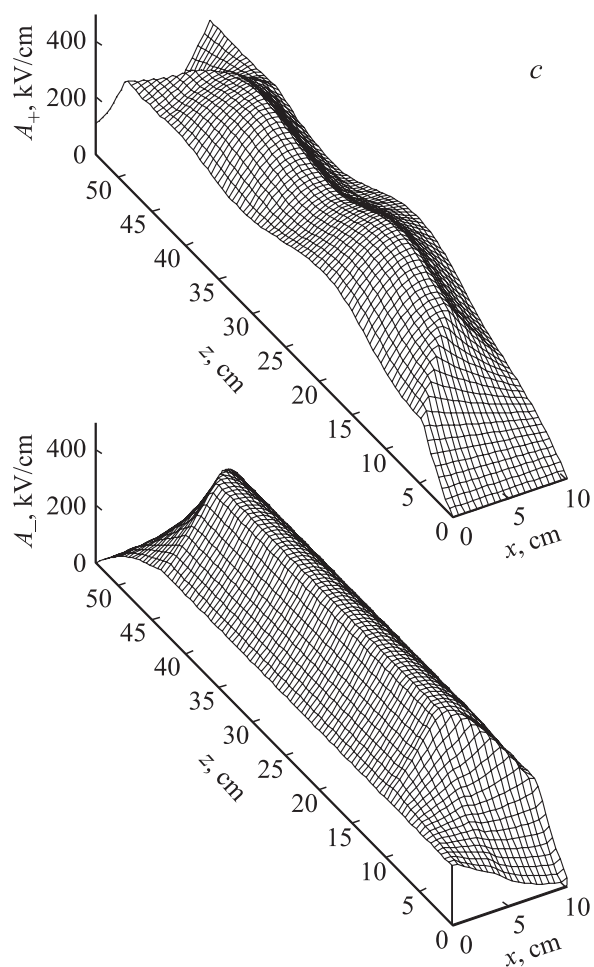


Рис. 3 (продолжение).

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует перспективность предлагаемой схемы генерации мощного терагерцевого излучения на основе 2 параллельных ленточных РЭП с умеренно-релятивистской энергией.

Данная работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (№ 13-08-01075 и 13-02-01037).

Список литературы

- [1] *Bolotin V.P., Vinokurov N.A., Kayran D.A.* et al. // Nuclear Instr. and Meth. Phys. A. 2005. V. A543. P. 81–84.
- [2] *Neil G.R., Bohn C.L., Benson S.V.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 662–665.
- [3] *Kazakevich G.M., Pavlov V.M., Jeong Y.U., Lee B.C.* // Phys. Rev. ST-AB. 2009. V. 12. P. 040701.
- [4] *Mc Dermot D.B., Marshall T.C., Sclesinger S.E.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41 (5). P. 1368–1371.
- [5] *Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 76 (3). С. 930–943.
- [6] *Gover A., Sprangle P.* // IEEE J. Quant. Electr. 1981. V. QE-17 (8). P. 1196–1216.
- [7] *Жуков П.Г., Иванов В.С., Рабинович М.С.* и др. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76 (6). С. 2065–2070.
- [8] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S.* et al. // Int. J. Electron. 1985. V. 59 (3). P. 247–289.
- [9] *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю.* и др. // Вестник НГУ. Физика. 2012. Т. 1 (7). С. 5–14.
- [10] *Kuzikov S.V., Jiang Y., Marshall T.C.* et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2013. V. 16 (7). P. 070701.
- [11] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40 (3). С. 401–414.
- [12] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 5. С. 859–886.
- [13] *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю.* и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 18. С. 8–16.
- [14] *Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87 (11). С. 715–719.
- [15] *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 043504.
- [16] *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 286–289.