

10

Терагерцовое сверхизлучение протяженного электронного сгустка, движущегося над гофрированной поверхностью

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин, А.С. Сергеев,
В.Ю. Заславский, И.В. Железнов

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 23 апреля 2012 г.

Для генерации мощных электромагнитных импульсов предложено использовать эффект черенковского сверхизлучения протяженных электронных сгустков, прямолинейно движущихся в открытом пространстве над гофрированной поверхностью. Анализ, проведенный в рамках как квазиоптического приближения, так и прямого PIC (particles in cell) моделирования, демонстрирует возможность генерации на основе описанного механизма мультимегаваттных пикосекундных импульсов терагерцового диапазона.

Прогресс в технологии изготовления пространственно-периодических микро- и наноструктур стимулирует исследования различных методов генерации коротковолнового электромагнитного излучения на их основе. Одним из направлений здесь является использование различных вариантов черенковского излучения, возникающего при прямолинейном движении электронных пучков и сгустков над периодически гофрированными поверхностями. В данном сообщении анализируется возможность генерации мощных одиночных импульсов терагерцового диапазона протяженными электронными сгустками. В таких процессах, которые принято называть процессами сверхизлучения (СИ) [1–6], длительность сгустка, с одной стороны, велика в масштабе длины волны λ , а с другой — ограничена длиной когерентности, на которой вследствие проскальзывания излучения относительно частиц возможно

когерентное излучение электромагнитного импульса со всего объема сгустка.

Следует отметить, что в последние годы достигнуты значительные успехи в генерации электромагнитных импульсов сантиметрового и миллиметрового диапазонов при черенковском сверхизлучении высокоэнергетических килоамперных электронных сгустков с энергией частиц 300–400 keV [4–6], движущихся в периодически гофрированных одномодовых волноводах. В указанных диапазонах с использованием компактных высокоэнергетических ускорителей получены импульсы СИ субнаносекундной длительности с рекордно высокой (гигаваттной) пиковой мощностью. В качестве естественного развития этих исследований может рассматриваться продвижение источников черенковского СИ в коротковолновые диапазоны, включая терагерцовый. Для генерации одиночных импульсов в данном диапазоне необходимо укорочение длительности электронных сгустков до нескольких десятков пикосекунд, что соответственно приводит к необходимости увеличения их плотности. Для устойчивой поперечной фокусировки плотных электронных сгустков, в свою очередь, требуется повышение энергии частиц до уровня в несколько MeV. При этом увеличение энергии частиц является позитивным фактором с точки зрения улучшения импеданса связи с поверхностной волной. Напомним, что при черенковском механизме излучения масштаб поперечного спада поля $L_{\perp} \sim \lambda_{\gamma}/2\pi$ (где $\gamma = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор) увеличивается с ростом энергии частиц, поскольку снижаются требования к степени замедления волны. Перечисленным условиям в значительной степени удовлетворяют электронные пучки (сгустки), формируемые фотоинжекторами [7,8].

Важно подчеркнуть, что методы теоретического описания индуцированного черенковского излучения релятивистских электронных пучков в коротковолновых диапазонах должны достаточно заметно отличаться от развитых ранее применительно к СВЧ-диапазону. Предшествующая теория релятивистских черенковских источников, работающих как в режимах длинноимпульсной (квазистационарной) [9], так и короткоимпульсной (сверхизлучательной) генерации [4–6], строилась в предположении, что поперечный размер электродинамических систем сравним с длиной волны. В таких условиях черенковское излучение описывалось в рамках формализма, при котором считается, что электронный поток взаимодействует с пространственной гармоникой объемной волноводной моды, имеющей фиксированную поперечную структуру.

На длинах волн короче одного миллиметра из соображений обеспечения транспортировки электронного пучка, а также для снижения омических потерь необходимы сверхразмерные или открытые электродинамические системы. Соответственно становится актуальным учет дифракционных эффектов, а для описания черенковского излучения релятивистских электронных пучков, движущихся над гофрированными поверхностями, — использование квазиоптического приближения [10,11].

Рассмотрим далее задачу о сверхизлучении протяженного электронного сгустка с длиной l_e , движущегося прямолинейно со скоростью $V_0 = \beta_0 c$ вдоль направления ведущего магнитного поля $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$ над плоскостью, на которую на участке длины l_z нанесена периодическая синусоидальная гофрировка (рис. 1, а) $b(z) = b_1 \cos(\bar{h}z)$, где b_1 — амплитуда гофрировки, d — ее период, $\bar{h} = 2\pi/d$. Как показано в [10,11], в предположении малой глубины гофра поле над гофрированной поверхностью может быть представлено в виде совокупности двух встречных квазиоптических волновых пучков, магнитное поле которых может быть записано в виде

$$H_x = \text{Re} \left[A_+(z, y, t) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + A_-(z, y, t) e^{i(\omega_0 t + k_0 z)} \right], \quad (1)$$

где $k_0 = \omega_0/c$. Соответственно действующая на электроны продольная компонента электрического поля дается соотношением

$$E_z = -\text{Re} \frac{i}{k_0} \left[\frac{\partial A_+}{\partial y} e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} - \frac{\partial A_-}{\partial y} e^{i(\omega_0 t + k_0 z)} \right]. \quad (2)$$

При записи (1), (2) в качестве несущей выбрана брэгговская частота $\omega_0 = \bar{h}c/2$. На гофрированной поверхности в условиях брэгговского резонанса возникает связь и взаимное рассеяние встречных волновых пучков (1), описываемое с учетом наводимых магнитных токов следующей системой уравнений:

$$\pm \frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + \frac{\partial A_{\pm}}{c \partial t} + \frac{i}{\hbar} \frac{\partial^2 A_{\pm}}{\partial y^2} = i \alpha A_{\mp} \delta(y), \quad (3)$$

где $\delta(y)$ — дельта-функция, $\alpha = \bar{h}b_1/4$ — коэффициент связи парциальных волн.

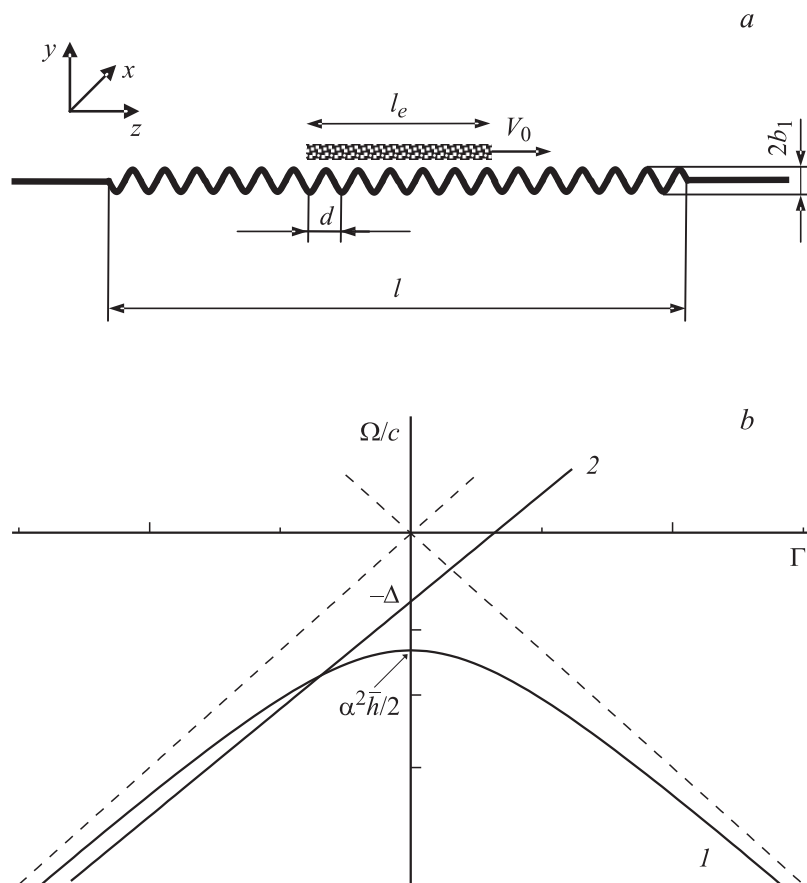


Рис. 1. *a* — принципиальная схема генерации импульсов сверхизлучения при движении протяженного электронного сгустка над периодически гофрированной поверхностью; *b* — дисперсионные диаграммы: *1* — нормальной поверхностной волны, *2* — собственной волны прямолинейного электронного потока $\Omega/c = -\Delta + \beta_0 \Gamma$ в режиме попутного взаимодействия.

Для безграничной в продольном направлении системы, после подстановки решений уравнений (30) в области $y > 0$ в виде $A_{\pm} \sim \exp[i(\Omega t - \Gamma z - g_{\pm} y)]$, где $g_{\pm} = i\sqrt{-2k_0(\Omega/c \mp \Gamma)}$ — попереч-

ные волновые числа, получим дисперсионное уравнение для нормальных волн:

$$(\Omega/c)^2 - \Gamma^2 = (\hbar\alpha/2)^2. \quad (4)$$

На рис. 1, *b* показано пересечение дисперсионной кривой замедленной нормальной волны (4) и собственной волны прямолинейного электронного потока $\Omega/c = -\Delta + \beta_0\Gamma$, где $\Delta = \hbar(1 - \beta_0)/2\beta_0$. В данной работе исследуется режим, в котором в точке синхронизма нормальная волна распространяется в попутном с электронами направлении.

В условиях взаимодействия черенковского типа группировка частиц происходит под действием определяемой соотношением (2) продольной компоненты электрического поля E_z . Соответственно самосогласованная система уравнений, описывающая возбуждение поверхностной волны током, наводимым электронным сгустком, может быть приведена к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{A}_+}{\partial Y^2} = i \hat{\alpha} \hat{A}_- \delta(Y) - \frac{\chi(\tau - Z/\beta_0)}{B_e} \frac{\partial}{\partial Y} (JF(Y)) \\ - \frac{\partial \hat{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{A}_-}{\partial Y^2} = i \hat{\alpha} \hat{A}_+ \delta(Y). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь функция $\chi(\tau - Z/\beta_0)$ описывает невозмущенный продольный профиль сгустка, а функция $F(Y)$ — поперечное (по оси y) распределение плотности частиц, $B_e = \int_0^\infty F(Y) dY$ — эффективная толщина сгустка. Высоочастотный электронный ток $J(Z, Y, \tau) = (1/\pi) \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ находится из уравнений движения частиц

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re} \left(\frac{\partial \hat{A}_+}{\partial Y} e^{i\theta} \right) \quad (6)$$

с граничными условиями $\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi)$, $(\partial/\partial Z + \beta_0^{-1}\partial/\partial \tau)\theta|_{Z=0} = \hat{\Delta}$, где $\theta = \omega_0(t - z/c)$ — фаза электронов относительно попутной парциальной волны A_+ . При записи системы уравнений (5), (6) проведена следующая нормализация: $Z = Gk_0z$, $Y = \sqrt{2G}k_0y$, $\tau = G\omega_0t$, $\hat{A}_\pm = e\mu A_\pm / (mc\omega_0\gamma_0 G^{3/2})$, $\hat{\alpha} = \hbar b_1 / 2\sqrt{2G}$, $G = \left(2\sqrt{2} \frac{eI_0}{mc^3} \frac{\mu}{\gamma} \lambda \right)^{2/3}$ — па-

параметр усиления, I_0 — погонный ток пучка, $\mu = \gamma_0^{-2}$ — параметр группировки электронов, $\hat{\Delta} = 2\Delta/\hbar G$. Граничные условия к уравнениям (5) соответствуют отсутствию потоков энергии извне: $\hat{A}_+|_{z=0} = 0$, $\hat{A}|_{z=L} = 0$, где $L = Gk_0l_z$.

Проведем на основе уравнений (5), (6) моделирование черенковского сверхизлучения терагерцового диапазона электронным сгустком с длиной $l_e = 3$ mm, толщиной 0.3 mm, энергией частиц 1.4 MeV и погонной плотностью тока $I_0 = 1.2$ kA/cm (полный заряд сгустка ~ 2.5 nC). Выбранные параметры типичны для сгустков, формируемых на основе фотоинжекторов [7,8]. Пусть сгусток движется над гофрированной поверхностью с продольным размером 10 cm, периодом гофра 0.15 mm и амплитудой $25 \mu\text{m}$. Указанные физические параметры соответствуют нормированным величинам: $G = 2.4 \cdot 10^{-3}$, $\hat{\alpha} = 7.6$, $\Delta = 15$, $B_e = 0.4$, $L = 5$. В моделировании считается, что на входе в пространство взаимодействия $Z = 0$ частицы равномерно, с точностью до малых флуктуаций распределены внутри электронного сгустка с нормированной длительностью $T_e = G\omega_0 l_e / V_0 = 0.6$ ($\chi(\tau, 0) = 1$, $\tau \in [0, T_e]$). Как показывает моделирование, в исследуемом варианте основная доля излучения высвечивается в виде короткого импульса СИ в положительном направлении оси z , т. е. в направлении поступательного движения электронов. Процесс формирования импульса показан на рис. 2, где представлены мгновенные пространственные структуры парциальных волн \hat{A}_\pm . Видно, что амплитуды обеих парциальных волн экспоненциально уменьшаются в u -направлении при удалении от гофрировки, в результате чего формируется поверхностная нормальная волна. Пиковая мощность импульса составляет 300 MW/cm при длительности ~ 100 ps. При ширине сгустка по координате x 0.3–0.45 mm (рис. 1, *a*) полная мощность излучения может быть оценена на уровне 10–15 MW.

Результаты, получаемые в рамках усредненного описания, подтверждаются путем трехмерного PIC (particles in cell) моделирования на основе кода CST Studio. При физических параметрах периодической системы и электронного сгустка, указанных выше, импульс сверхизлучения и его спектр с центральной частотой 0.8 THz показаны на рис. 3. Пиковая мощность излучения составляет порядка 7 MW. Излучаемые поля имеют структуры поверхностной волны, т. е. прижаты к гофрированной поверхности.

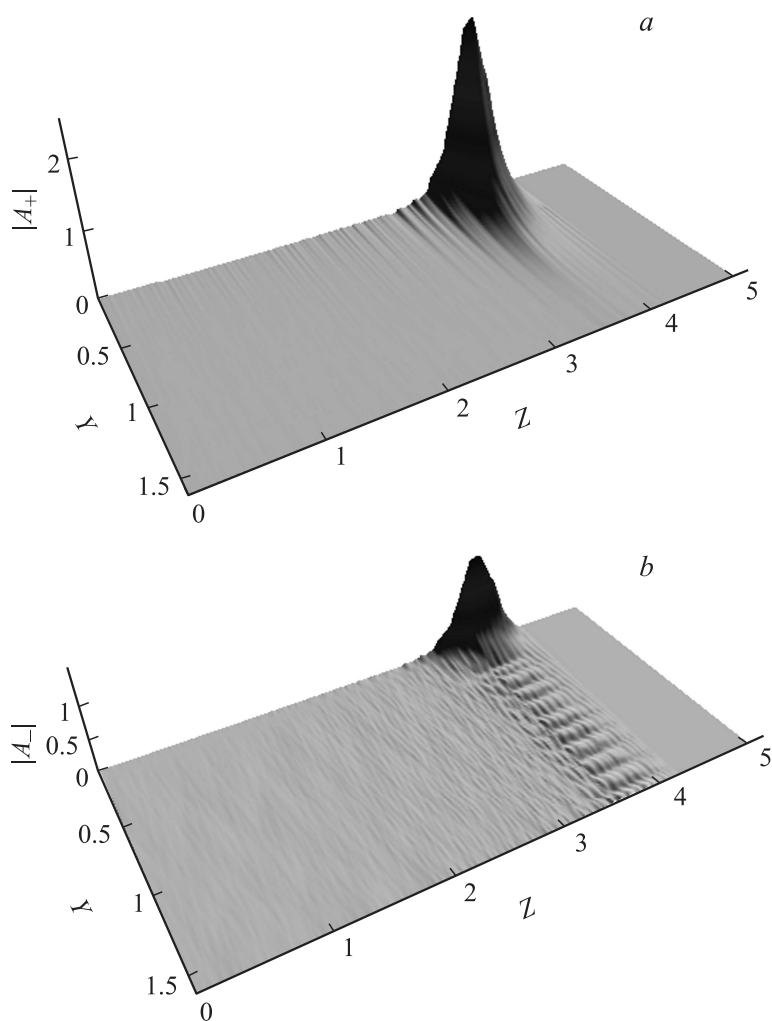


Рис. 2. Пространственные распределения амплитуд полей парциальных волн A_+ (a) и A_- (b) в импульсе СИ, генерируемом электронным сгустком, движущимся над гофрированной поверхностью ($G = 2.4 \cdot 10^{-3}$, $\tilde{\alpha} = 7.6$, $\tilde{\Delta} = 15$, $V_e = 0.4$, $L = 5$, $T_e = 0.6$).

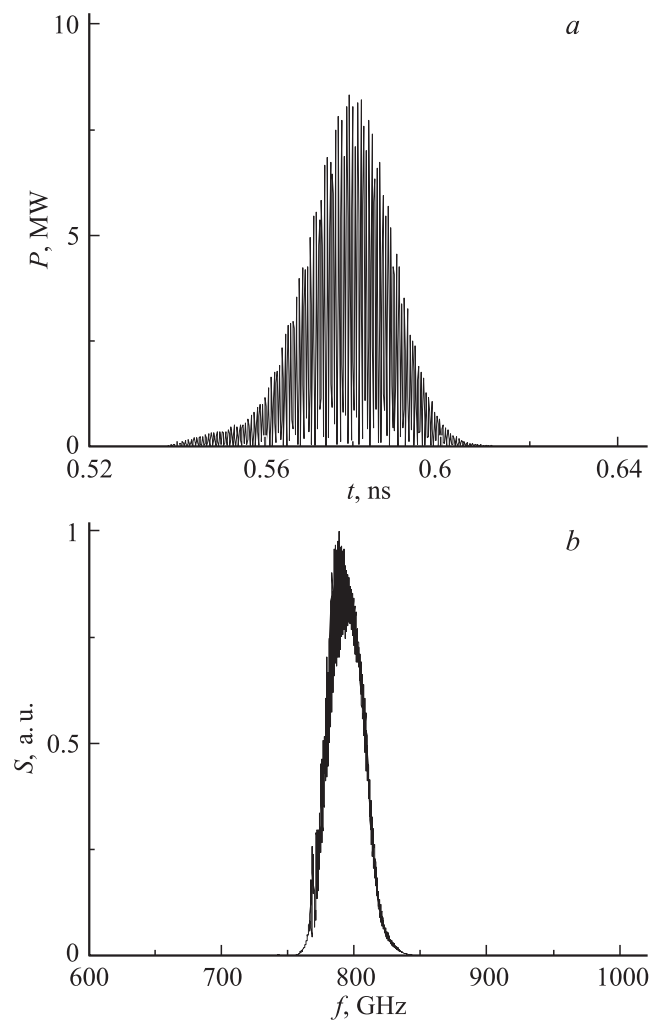


Рис. 3. Импульс сверхизлучения (*a*) и его спектр с центральной частотой $\sim 0.8 \text{ THz}$ (*b*), полученные в результате трехмерного РИС-моделирования. Параметры электронного сгустка соответствуют параметрам, использованным при анализе в рамках метода связанных волн.

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует возможность использования черенковского сверхизлучения электронных сгустков, получаемых на основе фотокатодов, для генерации мощных одиночных импульсов терагерцового диапазона. Представляется перспективным анализ методов дальнейшего укорочения длины волны, которое может быть достигнуто за счет укорочения периода дифракционных решеток, а также увеличения плотности и энергии частиц в электронных сгустках. Следует также отметить, что в работе [12] проанализирована генерация импульсов терагерцового сверхизлучения при движении электронных сгустков в ондуляторном поле. При близких параметрах сгустков и пиковой мощности генерируемых импульсов очевидным достоинством черенковского механизма является компактность пространства взаимодействия, а также возможность использования пучков более низких энергий частиц при заданной частоте излучения.

Авторы признательны И.Ю. Костюкову за стимулирующие дискуссии.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ № МК-5530.2011.2, гранта РФФИ № 12-02-01152, а также Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ 2009–2013 гг.

Список литературы

- [1] *Bonifacio R., Maroli C., Piovella N.* // Opt. Commun. 1988. V. 68. P. 369–374.
- [2] *Bonifacio R., McNeil J.B.W., Pierini P.* // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 3441–3444.
- [3] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 2. С. 438–446.
- [4] *Ginzburg N.S., Novozhilova Yu.V., Sergeev A.S. et al.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. N 3. P. 3297–3304.
- [5] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. и др.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 3. С. 53–60.
- [6] *Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V. et al.* // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 016 501–016 508.
- [7] *Power J.G.* // Proc. of 14th Adv. Accel. Concepts Workshop / Ed. by G. Nusinovich, S. Gold. 2010.

- [8] *Piot P., Sun Y., Kim K.* // Phys. Rev. ST-AB. 2006. V. 9. N 3. P. 031 001–031 008.
- [9] *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В.* // Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 76.
- [10] *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 13. С. 31–39.
- [11] *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 121 505–121 507.
- [12] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Малкин А.М., Тараканов В.П.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 11. С. 69–77.