УДК 537.86+621.373

МЕХАНИЗМЫ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТЯЖЁННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ В СВЕРХРАЗМЕРНЫХ ГОФРИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДАХ

Н. С. Гинзбург^{1,2}*, В. Ю. Заславский^{1,2}, И. В. Железнов¹, И. В. Зотова¹, А. М. Малкин¹, А. С. Сергеев¹, Е. Р. Кочаровская¹, М. И. Яландин³

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
 ² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород;
 ³ Институт электрофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия

Для генерации мультимегаваттных субнаносекундных импульсов в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн предложено использовать эффект черенковского сверхизлучения электромагнитного поля протяжёнными электронными сгустками, прямолинейно движущимися в сверхразмерных гофрированных волноводах. Рассмотрены различные механизмы формирования импульсов сверхизлучения, включая возбуждение объёмных волн при синхронизме электронов с замедленной пространственной гармоникой, а также возбуждение попутной и встречной поверхностных волн. Анализ проводился в рамках, как квазиоптического приближения, так и на основе прямого моделирования методом частиц в ячейках.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы достигнуты значительные успехи в генерации ультракоротких электромагнитных импульсов сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн при черенковском сверхизлучении (СИ) от сильноточных килоамперных электронных сгустков с энергией частиц 300÷400 кэВ [1–5], движущихся в периодически гофрированных волноводах. В указанных диапазонах с использованием компактных сильноточных ускорителей [6, 7] получены импульсы СИ с субнаносекундной длительностью и рекордно высокой (гигаваттной) пиковой мощностью. В качестве естественного развития этих исследований может рассматриваться создание источников черенковского СИ, работающих в коротковолновых диапазонах, включая терагерцовый.

Следует отметить, что в предшествующих экспериментальных исследованиях использовались квазиодномодовые гофрированные волноводы с диаметром, близким к длине волны. При этом переход от одного частотного диапазона к другому осуществлялся за счёт масштабирования геометрических параметров замедляющей системы, включая диаметр волновода и параметры гофрировки. С использованием такого подхода были проведены достаточно успешные эксперименты по наблюдению эффекта черенковского СИ в 4- и 2-миллиметровом диапазонах длин волн, в которых были получены импульсы с субнаносекундной длительностью и мощностью в несколько десятков мегаватт [8, 9]. Тем не менее вследствие предельно малых размеров волноводных систем и ужесточающихся требований к юстировке электронных пучков эти исследования не получили дальнейшего развития.

Очевидно, что для генерации импульсов СИ в коротковолновой части миллиметрового диапазона и тем более в субмиллиметровом диапазоне как из соображений обеспечения транспортировки электронного пучка, так и для снижения омических потерь необходимо использовать сверхразмерные или открытые электродинамические системы со слабой гофрировкой боковых стенок. Для таких систем характерно возбуждение поверхностных волн электронным пучком.

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.

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

Возможность создания генераторов поверхностной волны, работающих в квазистационарном режиме, ранее была успешно продемонстрирована в ряде работ (см., например, [10]). В статьях [11– 14] показано, что стимулированное черенковское излучение релятивистских электронных пучков в таких системах может быть эффективно описано в рамках квазиоптического приближения, в котором генерируемые электронным пучком поля представляются в виде совокупности двух встречных волновых пучков, связанных на гофрировке посредством возбуждения эффективных магнитных токов. В предшествующих работах такой подход применялся преимущественно для анализа излучения от квазистационарных пучков [11, 12]. Анализ эффектов СИ был ограничен изучением возбуждения попутной поверхностной волны пикосекундным электронным сгустком, движущимся над плоской гофрированной структурой [13, 14]. При этом предполагалось, что параметры сгустка близки к величинам, которые характерны для пикосекундных электронных пучков, формируемых фотоинжекторами.

В настоящей работе проведён более детальный анализ механизмов генерации импульсов черенковского СИ в гофрированных планарных и цилиндрических волноводах с различным параметром сверхразмерности, который определяется как отношение поперечного размера волновода к длине волны излучения λ . При этом для анализа СИ в планарных волноводах использовался упомянутый выше квазиоптический подход, который позволяет рассмотреть как возбуждение объёмных мод при синхронизме электронов с замедленной пространственной гармоникой в волноводах с малым параметром сверхразмерности, так и возбуждение поверхностных волн в существенно сверхразмерных или открытых волноводах. Для цилиндрических замедляющих систем подобный метод в полной мере ещё не развит, поэтому в данной статье мы ограничились прямым численным моделированием методом частиц в ячейках (Particle-in-Cell, PIC) с использованием кода «CST Studio Suite» [15]. Заметим, что аналогичное моделирование для планарных волноводов, проведённое в работе [14], хорошо согласовывалось с результатами анализа в рамках квазиоптического приближения.

1. КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим задачу о сверхизлучении протяжённого электронного сгустка с длиной $l_{\rm e}$, движущегося прямолинейно со скоростью $V_0 = \beta_0 c$ вдоль направления ведущего магнитного поля $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$ в планарном волноводе с шириной b_0 , на одну из плоскостей которого на участке с длиной l нанесена периодическая синусоидальная гофрировка (см. рис. 1*a*) с профилем

$$b(z) = b_1 \cos(\bar{h}z),\tag{1}$$

где b_1 — амплитуда гофрировки, $\bar{h} = 2\pi/d$, где d — период гофрировки, c — скорость света в вакууме, \mathbf{z}_0 — орт оси z. Как показано в работе [11], в предположении малой глубины гофра поле над гофрированной поверхностью может быть представлено в виде совокупности двух встречных квазиоптических волновых пучков, компонента H_x магнитного поля которых может быть записана в виде

$$H_x = \operatorname{Re}[A_+(z, y, t) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) + A_-(z, y, t) \exp(i\omega_0 t + ik_0 z)].$$
(2)

Соответственно, действующая на электроны продольная компонента электрического поля даётся формулой

$$E_z = -\operatorname{Re}\frac{i}{k_0} \left[\frac{\partial A_+}{\partial y} \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) - \frac{\partial A_-}{\partial y} \exp(i\omega_0 t + ik_0 z) \right].$$
(3)

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.



Рис. 1. Исследуемые модели черенковского сверхизлучения от протяжённых электронных сгустков при их прямолинейном движении в планарном (a) и цилиндрическом (b) сверхразмерных гофрированных волноводах

При записи (2) и (3) в качестве несущей выбрана брэгговская частота $\omega_0 = \bar{h}c/2$; $k_0 = \omega_0/c$, t — время. На гофрированной поверхности в условиях брэгговского резонанса возникают связь и взаимное рассеяние встречных волновых пучков (2), описываемое с учётом наводимых магнитных токов [16] следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_+}{\partial t} + \frac{i}{\bar{h}} \frac{\partial^2 A_+}{\partial y^2} = i\alpha A_-\delta(y), \qquad -\frac{\partial A_-}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_-}{\partial t} + \frac{i}{\bar{h}} \frac{\partial^2 A_-}{\partial y^2} = i\alpha A_+\delta(y), \qquad (4)$$

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

Для безграничной в продольном направлении системы после представления решений уравнений (4) в полуплоскости y > 0 в виде

$$A_+ \propto \exp[i\Omega t - i\Gamma z - g_+ y], \qquad A_- \propto \exp[i\Omega t - i\Gamma z - g_- y],$$
(5)

где $g_+ = i \sqrt{-2k_0(\Omega/c - \Gamma)}$ и $g_- = i \sqrt{-2k_0(\Omega/c + \Gamma)}$ — поперечные волновые числа, получим дисперсионное уравнение для нормальных волн

$$g_{+}g_{-}\mathrm{th}(g_{+}b_{0})\mathrm{th}(g_{-}b_{0}) = -\bar{h}^{2}\alpha.$$
 (6)

Дисперсионные характеристики гофрированного планарного волновода представляют собой действительные решения уравнения (6) и соответствуют модам TM_n регулярного волновода (включая TEM-волну с n = 0), модифицированным из-за наличия гофрировки. На рис. 2 указанные характеристики построены в переменных $f = (\omega_0 + \Omega)/(2\pi)$ и $h = k_0 + \Gamma$ для периода гофрировки 0,825 мм, амплитуды гофрировки 0,15 мм и различных зазоров между пластинами (рис. 2aи δ). Дисперсионная кривая, лежащая ниже прямых $f = hc/(2\pi)$ и $f = (\bar{h} - h)c/(2\pi)$, характеризует поверхностную волну, порождённую TEM-волной регулярного волновода. Остальные дисперсионные кривые соответствуют объёмным модам. На этом же рисунке выделенными точками (A, B и C) показаны пересечения дисперсионных кривых нормальных волн и собственной волны прямолинейного электронного потока $\Omega/c = -\Delta + \beta_0 \Gamma$ с различной энергией частиц, определяемой параметром $\Delta = \bar{h}(1 - \beta_0)/(2\beta_0)$. Видно, что в общем случае возможны черенковские синхронизмы как с пространственными гармониками объёмных волн (точка A на рис. 2a), так и непосредственно с замедленной поверхностной волной (точки B и C на рис. 2δ).

В условиях взаимодействия черенковского типа группировка частиц происходит под действием продольной компоненты электрического поля E_z , определяемой соотношением (3). Соответственно, самосогласованная система уравнений, которая описывает возбуждение поверхностной волны током, наводимым электронным сгустком, может быть приведена к виду

$$\frac{\partial a_+}{\partial Z} + \frac{\partial a_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 a_+}{\partial Y^2} = i \hat{\alpha} a_- \delta(Y) - \frac{\chi(\tau - Z/\beta_0)}{B_e} \frac{\partial}{\partial Y} \left[JF(Y) \right],$$

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.



Рис. 2. Дисперсионные характеристики мод гофрированного волновода (штриховые линии) при различном зазоре между пластинами: $b_0/\lambda = 0.6$ (*a*) и $b_0/\lambda = 2$ (*б*). Период гофрировки равен 0,825 мм, амплитуда гофрировки составляет 0,15 мм. Сплошными линиями показаны дисперсионные характеристики электронного пучка с различными энергиями частиц: 200 кэВ (линия 1), 300 кэВ (линия 2), 1 МэВ (линия 3)

$$-\frac{\partial a_{-}}{\partial Z} + \frac{\partial a_{-}}{\partial \tau} + i\frac{\partial^2 a_{-}}{\partial Y^2} = i\hat{\alpha}a_{+}\delta(Y).$$
(7)

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

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \theta = \operatorname{Re}\left[\frac{\partial a_+}{\partial Y} \exp(i\theta)\right]$$
(8)

с граничными условиями

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 + \xi \cos \theta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \xi \ll 1; \qquad \left[\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \right]|_{Z=0} = \hat{\Delta}, \tag{9}$$

где $\theta = \omega_0(t - z/c) - \phi$ аза электронов относительно попутной парциальной волны a_+ . При записи системы уравнений (7) и (8) проведена следующая нормализация:

$$Z = Gk_0 z, \qquad Y = \sqrt{2G} \ k_0 y, \qquad \tau = G\omega_0 t,$$
$$a_{\pm} = \frac{e\mu A_{\pm}}{m_{\rm e}c\omega_0\gamma_0 G^{3/2}}, \qquad \hat{\alpha} = \frac{\bar{h}b_1}{2\sqrt{2G}}, \qquad G = \left(2\sqrt{2} \ \frac{eI_0}{m_{\rm e}c^3} \ \frac{\mu}{\gamma_0}\lambda\right)^{2/3}$$

Здесь G — параметр усиления, I_0 — погонный ток пучка, $\mu = \gamma_0^{-2}$ — параметр группировки электронов, $\hat{\Delta} = 2 \Delta/(\bar{h}G)$, e — элементарный заряд, m_e — масса покоя электрона, γ_0 — начальный лоренц-фактор. Граничные условия к уравнениям (7) соответствуют отсутствию потоков энергии извне:

$$a_+|_{Z=0} = 0, \qquad a_-|_{Z=L} = 0,$$
 (10)

где $L = Gk_0 l$ — нормированная длина пространства взаимодействия.

ОБЪЁМНЫХ ВОЛН

2. СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛАНАРНОМ ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ С МАЛЫМ ПАРАМЕТРОМ СВЕРХРАЗМЕРНОСТИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ

Проведём на основе уравнений (7), (8) моделирование сверхизлучения в гофрированном волноводе с относительно небольшим параметром сверхразмерности $b_0/\lambda \sim 0.6$ для рабочей длины волны 2 мм. Параметры электронного сгустка и замедляющей системы выбирались следующими: период гофрировки 0,85 мм, амплитуда гофрировки 0,09 мм, энергия электронов 200 кэВ, погонный ток пучка 2 кА/см, длительность электронного сгустка 230 пс. Эти параметры по фактору сверхразмерности, плотности тока и импедансу связи электронов с волной близки к условиям экспериментов [1] на основе сильноточного ускорителя РАДАН [6], где, однако, в отличие от исследуемой модели, использовалась не планарные, а цилиндрические пучок и замедляющая система. Как уже указывалось выше, для обсуждаемого случая на рис. 2*a* приведена дисперсионная диаграмма, включающая, помимо основной волны, также и дисперсионные кривые других (объёмных) мод планарного волновода. В этих условиях безразмерные параметры будут следующими: G = 0,076, $\hat{\alpha} = 0,88$, $\hat{\Delta} = 3,4$, $B_e = 0,14$, L = 6,2, нормированная ширина волновода $B = \sqrt{2G} k_0 b_0 = 1,48$. Считалось, что на входе в пространство взаимодействия (Z = 0) частицы с точностью до малых флуктуаций равномерно распределены внутри электронного сгустка с нормированной длительностью $T_e = G\omega_0 l_e/V_0 = 28$ (т. е. $\chi(\tau, 0) = 1$, $\tau \in [0, T_e]$).

Формирование импульса СИ показано на рис. За, где представлены временные зависимости мощности излучения в попутном, $P_+ = \int_0^\infty |a_+(Z=L,0)|^2 \,\mathrm{d}Y$, и встречном, $P_- = \int_0^\infty |a_-(Z=L,0)|^2 \,\mathrm{d}Y$ $|E = L, 0|^2 dY$, направлениях по отношению к поступательной скорости пучка. В рассматриваемой ситуации основная доля излучения высвечивается со встречной волной с катодного конца системы. Для выбранных параметров моделирования длительность импульса СИ по полувысоте составляет примерно 100 пс. Пиковая мощность импульса может быть оценена величиной на уровне около 120 МВт/см. При ширине пучка 0,4 см, соответствующей периметру трубчатого пучка в эксперименте [1], полная мощность составляет примерно 45 МВт, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. На рис. Зб и в показано пространственное распределение амплитуд попутной и встречной волн при $\tau = 10$, что при выбранных параметрах соответствует моменту времени 0,08 нс. Видно, что структура обратной волны (a_{-}) соответствует возбуждению моды ТМ₁ планарного волновода с одной поперечной вариацией поля. В то же время профиль попутной электронам парциальной волны (a_+) имеет характерное для синхронной пространственной гармоники экспоненциальное спадание при удалении от гофрировки. Как показано в работе [12], при уменьшении энергии электронов и смещении точки синхронизма на дисперсионной кривой в область режима лампы обратной волны, попутный квазиоптический пучок (a_{+}) трансформируется в медленную пространственную гармонику с пренебрежимо малым потоком энергии.

3. СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В СВЕРХРАЗМЕРНОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Как было отмечено выше, для увеличения мощности импульсов СИ в коротковолновых диапазонах необходимо использовать сверхразмерные волноводы. При этом электронный пучок может находиться в синхронизме с излучением и возбуждать большое число мод регулярного волновода. Тем не менее, как и в случае стационарной инжекции электронного пучка [11, 12], можно найти условия, когда фазы возбуждающихся мод коррелированны и формируют поверхностную волну. При этом в зависимости от параметров электронного сгустка и замедляющей системы могут быть реализованы механизмы излучения как на встречных (точка В на рис. 26), так и

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.



на попутных (точка С на рис. 26) волнах. Первый механизм представляет практический интерес, прежде всего, для относительно длинных (субнаносекундных) электронных пучков с относительно умеренной энергией частиц до 500 кэВ, в частности для пучков, формируемых ускорителями типа РАДАН [6]. Второй механизм излучения с возбуждением попутной волны оптимальнее для пучков, создаваемых на основе фотоинжекторов [17], с характерной длительностью несколько десятков пикосекунд и энергией электронов свыше 1 МэВ. Указанное обстоятельство обусловлено тем фактом, что при черенковском СИ когерентность излучения из всего объёма протяжённого электронного сгустка обеспечивается за счёт проскальзывания электромагнитного импульса относительно частиц вследствие различия поступательной скорости электронов и групповой скорости излучения. При этом (аналогично сверхизлучению протяжённых образцов активных сред) одиночный импульс формируется, пока длина сгустка не превышает так называемую кооперативную длину [18], т. е. расстояние, которое волна проходит относительно частиц за время развития неустойчивости. Очевидно, что при встречном распространении вследствие более высокой скорости смещения кооперативная длина может быть существенно больше, чем при попутном. Соответственно, при взаимодействии со встречной волной может быть достигнута большая пиковая мощность импульсов СИ, т. к. в процесс энергообмена вовлечено большее число электронов. Следует также отметить, что при превышении длиной сгустка кооперативной длины вместо роста пиковой мощности происходит переход к многоимпульсному режиму генерации.

Рассмотрим далее процесс формирования импульсов СИ при возбуждении встречной поверхностной волны (точка В на рис. 26). Моделирование проводилось при следующих параметрах:

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.

200

160

МВт/см

a)

 P_{\perp}

t, нс

1.2





период гофрировки 0,825 мм, амплитуда гофрировки 0,15 мм, энергия электронов 300 кэВ, погонный ток пучка 0,8 кА/см, длительность электронного сгустка 500 пс, толщина электронного пучка 0,1 мм, зазор между пучком и гофрировкой 0,2 мм. Этой ситуации соответствуют следующие безразмерные параметры: G = 0,035, $\hat{\alpha} = 1,8$, $\hat{\Delta} = 5,6$, $B_e = 0,08$, L = 7. На рис. 4 показаны временные зависимости мощности излучения во встречном и попутном с поступательной скоростью частиц направлениях (рис. 4*a*). Кроме того, приведены мгновенные пространственные распределения амплитуд полей парциальных волн a_+ и a_- (рис. 4*б* и *в*) в импульсе СИ, которые демонстрируют формирование поверхностной волны. Пиковая мощность импульсов СИ в данном случае достигает 180 MBT/см при их длительности порядка 150 пс.

Переход к возбуждению попутных поверхностных волн (точка С на дисперсионной диаграмме на рис. 26) целесообразен в случае больши́х энергий частиц и малых длительностей электронного сгустка, что характерно для сгустков, формируемых с помощью фотоинжекторов. На рис. 5 показаны результаты моделирования возбуждения импульса СИ 2-миллиметрового диапазона длин волн электронным сгустком со следующими параметрами: погонный ток пучка 0,1 кA/см, энергия частиц 1 МэВ, длительность сгустка 75 пс, толщина электронного пучка 0,2 мм, зазор между пучком и гофрировкой 0,26 мм. Параметры гофрировки совпадали с использованными выше. Формирование импульса СИ показано на рис. 56 и 6, где изображены мгновенные структуры парциальных волн. Основная доля мощности в данном случае высвечивается в направлении дви-

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.



жения электронного пучка. Длительность импульса СИ составляет 100 пс при пиковой мощности порядка 30 MBt/см.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ ЧАСТИЦ В ЯЧЕЙКАХ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕРХРАЗМЕРНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Для электронных пучков, формируемых ускорителями РАДАН, характерна цилиндрическая форма. Соответственно, такую же форму должна иметь замедляющая система в виде волновода с периодической азимутально-симметричной гофрировкой. В данном разделе проведено трёхмерное PIC-моделирование двух механизмов генерации импульсов СИ в диапазоне длин волн 2 мм. Первый из них был экспериментально реализован в работе [1], где при использовании волновода с малым параметром сверхразмерности возбуждалась объёмная встречная волна. Второй механизм сверхизлучения имеет место при возбуждении поверхностной встречной волны в сверхразмерном волноводе.

На рис. 6 представлены результаты моделирования при параметрах электронного пучка и замедляющей системы, использованных в эксперименте [1] ($D/\lambda \sim 1$, где D — диаметр волновода). В этом случае генерация импульса СИ практически полностью ассоциирована с возбуждением рабочей моды TM_{01} . Длительность импульса (100 пс) близка к наблюдаемой, а мощность (16 MBT)

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.



Рис. 6. Результаты PIC-моделирования генерации импульсов черенковского СИ 2-миллиметрового диапазона длин волн при параметрах, близких к условиям эксперимента [1]: зависимость мощности излучения от времени (*a*), спектр излучения (*б*)



Рис. 7. Результаты РІС-моделирования черенковского СИ 2-миллиметрового диапазона длин волн в сверхразмерном цилиндрическом волноводе с периодической гофрировкой: импульс СИ на катодном конце пространства взаимодействия (*a*) (показано разложение поля по модам регулярного волновода), спектр излучения (δ), пространственное распределение компоненты E_z электрического поля в момент времени t = 0,4 нс (ϵ)



Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.

несколько выше, т. к. в моделировании использовалось приближение идеального сгустка, т. е. не принимались в расчёт разброс параметров электронов и проблемы юстировки.

Переход к генерации импульсов СИ в сверхразмерных волноводах позволяет радикально поднять пиковую мощность излучения, т. к. в этом случае при сохранении погонной плотности тока возможно увеличить интегральный ток пучка. На рис. 7 представлены результаты моделирования генерации импульсов СИ 2-миллиметрового диапазона длин волн электронными сгустками с током 2 кА, энергией частиц 300 кэВ и длительностью 500 пс. Диаметр волновода составлял 7,5 мм ($D/\lambda \approx 3.8$) при длине гофрированного участка 25 мм, периоде гофра 0,825 мм и глубине 0,36 мм. Пиковая мощность излучения при этом равнялась примерно 300 MBт.

Важно подчеркнуть, что основная доля мощности излучалась во встречном по отношению к движению электронного сгустка направлении. При этом поперечная структура поля представляла собой симметричную поверхностную волну (рис. 7*6*), которую можно рассматривать как совокупность нескольких сфазированных симметричных TE_{0m} мод регулярного волновода. Разложение поля на выходе из пространства взаимодействия по указанным модам показано на рис. 7*a*. Заметим, что дальнейшее увеличение размеров волновода при сохранении плотности тока инжекции приводит к увеличению пиковой мощности импульсов СИ, однако одновременно возникает возбуждение несимметричных мод.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе, как в рамках усреднённого квазиоптического подхода, так и на основе прямого моделирования методом частиц в ячейках, проанализированы различные механизмы формирования импульсов СИ, основанные на возбуждении как объёмных, так и поверхностных волн. Первый случай характерен для волноводов с малым параметром сверхразмерности, второй — для сверхразмерных волноводов. Продемонстрирована перспективность использования возбуждения поверхностных волн для генерации мультимегаваттных импульсов СИ в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. При этом возбуждение поверхностной волны позволяет обеспечить пространственную когерентность излучения. Экспериментальные исследования в данном направлении планируется развивать на базе ускорителя РАДАН [6] с дополнительным блоком временной компрессии ускоряющего импульса [19].

Работа выполнена в рамках субсидии на выполнение государственного задания (проект 0035–2014–0013) и при поддержке РФФИ (проект 14–08–01180).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ginzburg N.S., Novozhilova Yu.V., Sergeev A.S., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V.60, No. 3. P.3 297.
- 2. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Новожилова Ю.В. и др. // Журн. техн. физ. 2002. Т.72, № 1. С.83.
- Elthaninov A. A., Korovin S. D., Rostov V. V., et al. // Laser Particle Beams. 2003. V. 21, No. 2. P. 187.
- Korovin S. D., Eltchaninov A. A., Rostov V. V., et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74, No. 1. Art. no. 016501.
- Rostov V. V., Elchaninov A. A., Romanchenko I. V., Yalandin M. I. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 224102.

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Железнов и др.

- 6. Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Яландин М. И., Дядьков А. Н. // Приборы и техника эксперимента. 1993. № 1. С. 149.
- 7. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175, № 3. С. 225.
- 8. Яландин М. И., Шпак В. Г., Шунайлов С. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 23. С. 1.
- Yalandin M. I., Shpak V. G., Shunailov S. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28, No. 5. P. 1615.
- Bratman V. L., Denisov G. G., Kolchugin B. D., et al. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 1984. V. 5, No. 9. P. 1 311.
- Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. // Appl. Phys. Lett. 2011. V.99. P. 121505.
- Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. // Phys. Plasmas. 2013. V.20. P.113104.
- 13. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Малкин А. М. и др. // Письма ЖТФ. 2012. Т. 38, № 20. С. 78.
- Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V.110, No. 18. P. 184801.
- 15. www.cst.com
- Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 216 с.
- Power J. G. // Proc. 14th Adv. Accel. Concepts Workshop, Annapolis, USA, AIP Conf. Proc. 13–19 June 2010. V. 1 299.
- 18. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // УФН. 1989. Т. 159, № 2. С. 194.
- 19. Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. Р.5.

Поступила в редакцию 9 июля 2015 г.; принята в печать 23 ноября 2015 г.

MECHANISMS OF ČERENKOV SUPERRADIANCE OF EXTENDED ELECTRON BUNCHES IN OVERSIZED CORRUGATED WAVEGUIDES

N. S. Ginzburg, V. Yu. Zaslavsky, I. V. Zheleznov, I. V. Zotova, A. M. Malkin, A. S. Sergeev, E. R. Kocharovskaya, and M. I. Yalandin

We propose to use the effect of Čerenkov superradiance of the electromagnetic field by extended electron bunches, which move linearly in oversized corrugated waveguides, for generation of multimegawatt subnanosecond pulses in the short-wave part of the millimeter-wavelength band. Various mechanisms of generation of superradiance pulses are considered, including excitation of volume waves in the case of electron synchronism with a decelerated spatial harmonic, as well as excitation of concurrent and countercurrent surface waves. The analysis was performed both in the framework of the quasioptical approximation, and on the basis of direct modeling by the particle-in-cell method.