УДК 621.385.6: 537.876.4

ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ДИАФРАГМИРОВАННЫЙ ВОЛНОВОД – ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ УСИЛИТЕЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Е.Н. ОДАРЕНКО

Рассмотрены характеристики электронно-волнового взаимодействия ленточного электронного потока с полями собственных режимов фотонно-кристаллического диафрагмированного волновода. Анализ проводится на основе нелинейной многомерной теории электронных приборов О-типа с нерезонансными электродинамическими системами. Установлены физические причины повышения эффективности взаимодействия в электронно-волновой системе. Показана перспективность применения фотонно-кристаллических структур в электронных приборах терагерцового диапазона.

Ключевые слова: терагерцовый диапазон, фотонно-кристаллический волновод, сопротивление связи, многомерная теория, электронно-волновая система.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка активных устройств терагерцового диапазона является основой для освоения этой перспективной для многих практических приложений части спектра. В первую очередь это относится к системам связи и радиолокации, спектроскопии, фармакологии, медицине и другим отраслям науки и техники, где используются уникальные свойства терагерцового излучения [1-3]. В настоящее время преимущественное развитие получили мощные терагерцовые источники (лазеры на свободных электронах) и квантовые каскадные лазеры, которые обеспечивают весьма малые уровни мощности в этом диапазоне [4, 5]. Вместе с тем, актуальной является задача создания компактных источников терагерцового излучения среднего уровня мощности с возможностью перестройки частоты. Среди электровакуумных приборов наиболее перспективными в этом плане считаются ЛБВ, ЛОВ и приборы дифракционной электроники [6-11]. Однако повышение частоты в таких приборах сопровождается резким снижением их эффективности из-за принципиальных физических ограничений. Одним из них является поверхностный характер электромагнитного поля замедляющих систем, с которым взаимодействуют электронные потоки. Это приводит к снижению сопротивления связи с ростом рабочей частоты и, как следствие, к уменьшению КПД и выходной мощности приборов.

В данной работе рассматривается один из способов решения этой проблемы в электронных приборах терагерцового диапазона – применение замедляющих систем на основе фотонно-кристаллических (ФК) структур (искусственных диэлектриков) [12, 13]. За последнее десятилетие наблюдается значительный прогресс в развитии технологий изготовления фотонных кристаллов и внедрении их в различные устройства микроволнового и оптического диапазона, в том числе и в электронные приборы [14-22]. Полученные различными авторами результаты свидетельствуют о перспективности такого подхода для совершенствования существующих приборов и разработки новых схем электронно-волнового взаимодействия.

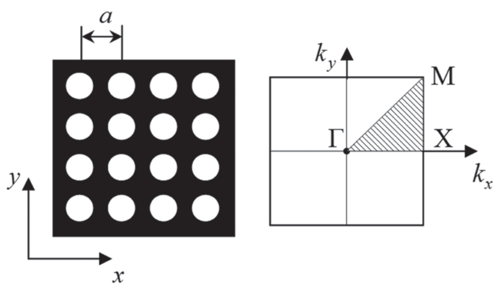
1. ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

Электродинамические свойства волноводных и резонаторных ФК структур определяются, прежде всего, дисперсией идеализированной бесконечной периодической системы, на основе которой формируются эти устройства. Ключевой особенностью таких периодических систем является наличие запрещенных частотных зон (полос запирания), в пределах которых невозможно существование волновых собственных режимов. Наиболее распространенным вариантом практической реализации фотонных кристаллов является периодическая система отверстий в массиве диэлектрика, расположенных в узлах квадратной или треугольной сетки [13]. Симметрия структуры практически не влияет на ее поляризационные свойства и преимущественно сказывается на ширине и положении запрещенных частотных зон.

На рис. 1 представлено пространственное распределение диэлектрической проницаемости двумерного фотонного кристалла и соответствующая первая зона Бриллюэна (рис. 1, *а* и 1, *б* соответственно). Черным цветом обозначено пространство, заполненное диэлектриком. Заштрихованная область представляет собой неприводимую зону, в пределах которой проводится расчет дисперсионных характеристик.

Одним из способов формирования ФК волноводов является удаление рядов элементов (цилиндров). В этом случае происходит нарушение трансляционной симметрии структуры в одном или нескольких направлениях, т. е. образуется «дефект».

В результате становится возможным существование волновых режимов в запрещенных зонах невозмущенного фотонного кристалла, причем эти режимы оказываются пространственно локализованными в области дефекта [13]. Очевидно, что, в зависимости от количества удаленных рядов, возможна реализация как одномодовых, так и многомодовых волноведущих систем.



а *б*

Рис. 1

В данной работе рассматривается модифицированный вариант линейного ФК волновода, схема которого представлена на рис. 2. Здесь в волноводном канале расположена периодическая последовательность диафрагм, т. е. данная структура является нерегулярной вдоль оси Ox. Следовательно, фактически рассматривается диафрагмированный волновод, причем период следования диафрагм в два раза больше периода фотонного кристалла a. Поле такой структуры может быть представлено в виде бесконечной суммы пространственных гармоник с различными волновыми числами аналогично тому, как это делается в замедляющих системах электровакуумных приборов СВЧ. Поэтому ФК диафрагмированный волновод может рассматриваться как электродинамическая система для линейных электронных приборов (ЛБВ, ЛОВ), рабочий диапазон которых определяется параметрами периодической системы. Современные технологии изготовления фотонных кристаллов позволяют с высокой точностью создавать структуры с периодом десятки и сотни микрометров. В связи с этим применение ФК структур в электронных приборах терагерцового диапазона имеет значительные практические перспективы.

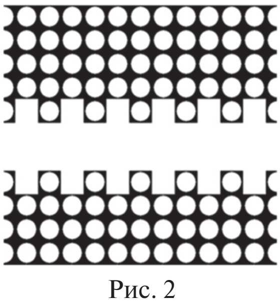


Рис. 2

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Теоретическое исследование закономерностей энергообмена между ленточным электронным потоком и высокочастотным полем ФК волновода проводится на основе нелинейной самосогласованной теории, развитой ранее для нерезонансных электродинамических систем планарного типа с учетом многомерности процесса электронно-волнового взаимодействия. Исходная система уравнений содержит два векторных уравнения – уравнение движения заряженной частицы в высокочастотных и статических полях и уравнение возбуждения электромагнитного поля модулированным электронным потоком.

Векторное уравнение движения представляется в виде системы трех скалярных уравнений, которая в данном случае может быть сведена к двум уравнениям, записанным в переменных Лагранжа с учетом пространственного распределения индукции фокусирующего магнитного поля с координатными компонентами B_y и B_z [23]:

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2}=\left(1+\frac{1}{\Phi_0}\frac{d\theta}{d\xi}\right)^3\left\{\frac{\Phi_0}{2}F(\xi)\Psi_y(Z)\cos(\alpha+\gamma)-\right.$$
$$\left.-E_{qy}-\frac{dX}{d\xi}\Phi_0\Phi_c^2B_z(\xi,Z)\right\}, \quad (1)$$

$$\frac{d^2Z}{d\xi^2}=\left(1+\frac{1}{\Phi_0}\frac{d\theta}{d\xi}\right)^2\left\{\frac{F(\xi)}{2}\left(\frac{dZ}{d\xi}\Psi_y(Z)\cos(\alpha+\gamma)-\right.\right.$$
$$\left.-\frac{\Phi_0}{2}\Psi_z(Z)\sin(\alpha+\gamma)\right)+\Phi_q^2(Z-Z_b)- \quad (2)$$
$$\left.-\Phi_c^2\frac{dX}{d\xi}\left(\frac{\Phi_0}{2}B_y(\xi,Z)+\frac{dZ}{d\xi}B_z(\xi,Z)\right)\right\},$$
$$\alpha=\theta+\Phi_0 b\xi+\varphi_0,$$

$$\frac{dX}{d\xi}=\frac{2}{\Phi_0}\int_{Z_0}^{Z}B_y(\xi,Z')dZ'-\int_0^{\xi}B_z(\xi',Z)d\xi'.$$

Здесь X, ξ и Z – безразмерные декартовы координаты, нормированные на соответствующий пространственный масштаб; F и γ – безразмерные амплитуда и фаза высокочастотного поля; $\theta=\omega t-\Phi_0\xi-\varphi_0$ – фаза гипотетической волны, распространяющейся со скоростью электронов v_0; ω – круговая частота; φ_0 – фаза влета электрона в пространство взаимодействия; $\Phi_0=\dfrac{\omega L}{v_0}$ – угол пролета электроном пространства взаимодействия длины L; $b=1-\dfrac{v_0}{v_\varphi}$ – относительный рассинхронизм начальной продольной скорости электронов и фазовой скорости v_φ замедленной волны; $\Phi_c=\dfrac{\omega_c}{\omega}\Phi_0$ – циклотронный угол пролета; $\omega_c=\dfrac{eB_0}{m}$ – циклотронная частота; $\Phi_q=\dfrac{\omega_q}{\omega}\Phi_0$ – плазменный угол пролета; $\omega_q=\sqrt{\dfrac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}}$ – плазменная частота; Z_b – безразмерная поперечная координата средины пучка. $\Psi_y(Z)$ и $\Psi_z(Z)$ – функции, характеризующие поперечное амплитудное распределение координатных компонент высокочастотного поля в пролетном канале ФК диафрагмированного волновода.

Поле пространственного заряда определяется исходя из слоистой модели электронного потока. Продольная компонента поля с учетом только первой гармоники высокочастотного тока записывается в виде:

$$E_{qy}(\xi, Z) = \\ = \mathrm{Im}\left[\frac{q^2}{\pi}\int_0^{2\pi}\exp\left(i(\theta+\varphi)\right)d\varphi\exp\left(-i(\theta+\varphi_0)\right)\right]. \quad (3)$$

Здесь q – безразмерный параметр. Выражение (3) определяет динамическую часть поля пространственного заряда. В продольном направлении статическая часть обычно не учитывается ввиду относительно большой протяженности электронного потока.

Предполагается, что на вход пространства взаимодействия поступает немодулированный электронный поток.

Возбуждение высокочастотного поля в нерезонансной электродинамической системе модулированным потоком электронов описывается системой двух уравнений для амплитуды и фазы колебаний [23]:

$$\frac{dF(\xi)}{d\xi} = \frac{G}{\pi\Delta}\left(A_1\cos\gamma(\xi) - A_2\sin\gamma(\xi)\right),$$
$$\frac{d\gamma(\xi)}{d\xi} = -\frac{G}{\pi F(\xi)\Delta}\left(A_2\cos\gamma(\xi) + A_1\sin\gamma(\xi)\right), \quad (4)$$
$$A_1 = \int_0^{2\pi}\int_{z_1}^{z_2}\left(\Psi_y(Z)\cos\alpha + \Psi_z(Z)\frac{2}{\Phi_0}\frac{dZ}{d\xi}\sin\alpha\right)dZ_0 d\varphi_0,$$
$$A_2 = \int_0^{2\pi}\int_{z_1}^{z_2}\left(\Psi_y(Z)\sin\alpha - \Psi_z(Z)\frac{2}{\Phi_0}\frac{dZ}{d\xi}\cos\alpha\right)dZ_0 d\varphi_0.$$

Здесь $G = \frac{|I_0|L^2}{NU_0}$; N – норма колебаний; U_0 – ускоряющее напряжение; Δ – толщина ленточного электронного потока. Для анализа усилителя данная система дифференциальных уравнений решается с заданными начальными значениями амплитуды (или мощности) и фазы колебаний на входе в пространство взаимодействия.

Электронный КПД системы определяется по относительному изменению кинетической энергии заряженных частиц за счет взаимодействия с многокомпонентным электрическим полем синхронной с пучком волны:

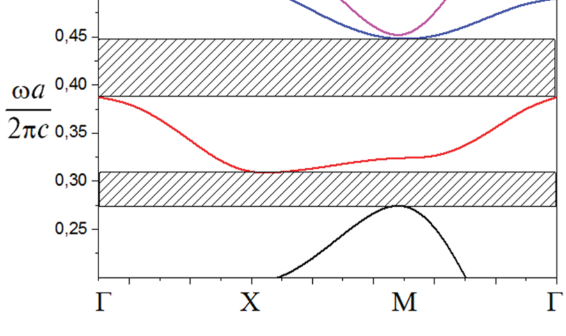
$$\eta(\xi) = \frac{1}{2\pi\Delta}\int_0^{\xi}F(\xi')\int_0^{2\pi}\int_{\Delta}\Big[\Psi_y(Z)\cos(\alpha+\gamma) + \\ + \frac{2}{\Phi_0}\frac{dZ}{d\xi'}\Psi_z(Z)\sin(\alpha+\gamma)\Big]dZ_0 d\varphi_0 d\xi'. \quad (5)$$

Функция $\eta(\xi)$ определяет пространственное распределение эффективности электронно-волнового взаимодействия вдоль канала ФК волновода.

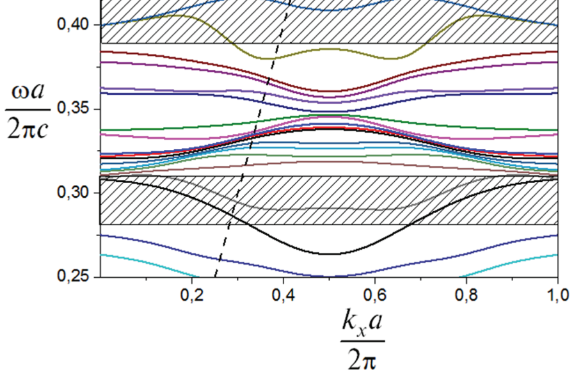
3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ закономерностей нелинейного электронно-волнового взаимодействия в канале ФК волновода проводился на основе расчета электродинамических характеристик структуры и применения развитой многомерной теории самосогласованного взаимодействия ленточных электронных потоков с электромагнитным полем, которое имеет несколько координатных компонент.

Для нахождения локализованных в области дефекта мод ФК структуры необходимо рассчитать ее дисперсионные характеристики. Численные расчеты проводились в свободно распространяемом программном пакете MIT Photonic Bands (MPB), который позволяет рассчитывать дисперсионные характеристики периодических структур различной размерности [24]. На рис. 3, *а* представлена дисперсионная диаграмма бесконечной периодической структуры, на основе которой формируется волновод (рис. 1, *а*). На оси абсцисс обозначены харак-



а



б

Рис. 3

терные точки высокой симметрии в первой зоне Бриллюэна (рис. 1, *б*). Параметры структуры следующие: $\frac{r}{a} = 0.42$; $\varepsilon = 12$. Данная дисперсионная диаграмма построена для ТЕ-поляризации излучения, поскольку именно в этом случае существует компонента электрического поля, направленная вдоль движения электронного потока (вдоль оси Ox).

Заштрихованные области на рис. 3 соответствуют частотным запрещенным зонам и характеризуются отсутствием волновых режимов в периодической структуре. Именно в этих зонах располагаются моды, локализованные в области различных дефектов периодичности фотонного кристалла. Очевидно, что фазовая скорость волн в низкочастотной запрещенной зоне будет меньше, чем в высокочастотной зоне.

На рис. 3, *б* представлена дисперсионная диаграмма для фотонно-кристаллической структуры с дефектом, внесение которого формирует диафрагмированный волновод (рис. 2) и приводит к появлению дисперсионных кривых в пределах запрещенных зон структуры без дефекта. Наклонная штриховая линия («линия света») соответствует фазовой скорости, равной скорости света.

На следующем этапе расчетов производился поиск мод, энергия которых преимущественно локализована внутри дефекта периодичности. В данном случае были выбраны моды с частотами $\frac{\omega a}{2\pi c} = 0.284$ и 0.4, одна из которых находится вблизи границы низкочастотной запрещенной зоны, а другая — в пределах высокочастотной запрещенной зоны. Следует отметить, что волновые процессы, соответствующие этим модам, характеризуются фазовой скоростью, меньшей скорости света.

Для определения энергетических соотношений между компонентами электрической напряженности E_x и E_y использовались функции пакета MPB, позволяющие определить усредненную по периоду колебаний энергию электромагнитного поля собственных режимов периодической структуры в каждой точке дисперсионной кривой.

Результаты расчетов усредненной энергии электрического поля компонент E_x и E_y для первых 40 дисперсионных кривых представлены на рис. 4. По оси абсцисс отложен номер m дисперсионной кривой, по оси ординат — отношение энергий компонент E_x и E_y . Вертикальные штриховые линии показывают номера кривых, соответствующих двум локализованным модам ($m = 18$ и $m = 34$). Очевидно, что для обеих мод энергия продольной компоненты электрического поля (E_x) превышает энергию поперечной компоненты (E_y) более чем в полтора раза. Следовательно, при пропускании электронного потока через ФК волновод энергообмен будет преимущественно с продольной компонентой высокочастотного электрического поля. Однако энергии продольной и поперечной компонент поля сравнимы по величине, что позволяет сделать вывод о необходимости рассмотрения многомерного электронно-волнового взаимодействия. Следует отметить, что для первых двух дисперсионных кривых практически 90% энергии электрического поля сосредоточено в поперечной компоненте E_y , что необходимо учитывать при исследовании режимов поверхностных волн в рассматриваемой структуре.

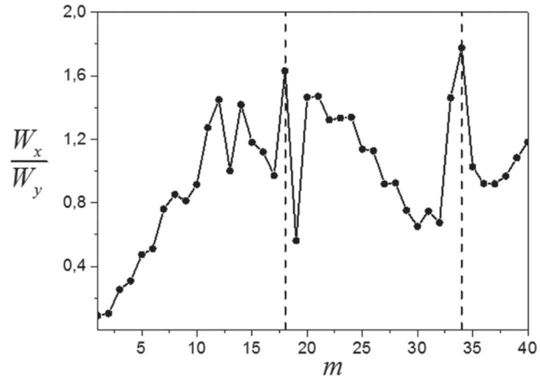
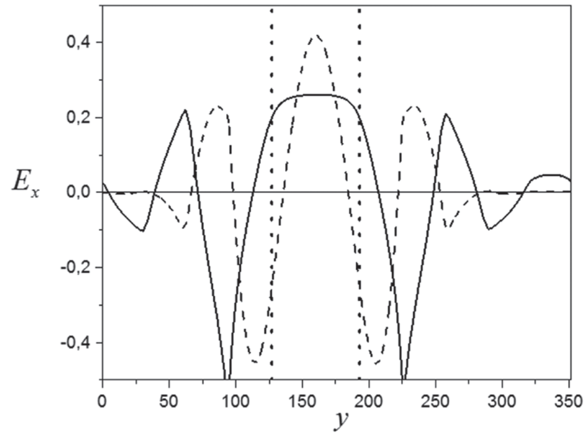


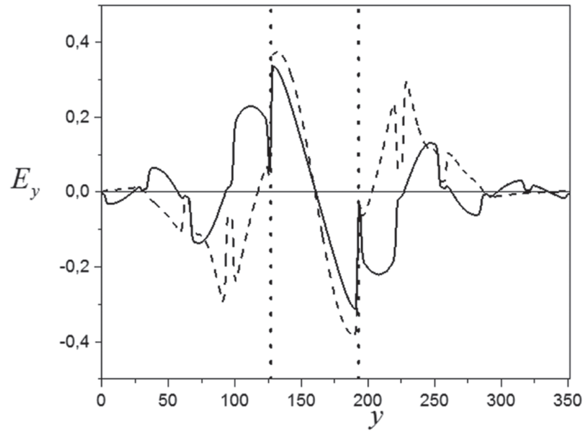
Рис. 4

На рис. 5 изображены зависимости амплитуды компонент E_x и E_y от безразмерной поперечной координаты, значения которой являются делениями расчетной сетки. Вертикальными пунктирными линиями обозначены границы пролетного канала. Сплошные кривые соответствуют моде с номером $m = 18$, штриховые — более высокочастотной моде с номером $m = 34$. Следует отметить, что поле моды с меньшей фазовой скоростью сильнее проникает в периодическую структуру. Максимум амплитуды продольного электрического поля в пролетном канале для обеих мод реализуется в центре волновода (симметричная мода). Этот результат позволяет сделать вывод о возможности реализации эффективного электронно-волнового взаимодействия при пропускании электронного потока не вблизи поверхности замедляющей системы, а в центре канала ФК волновода.

Зависимость $E_y(y)$ является антисимметричной, причем максимальные значения амплитуд компонент поля E_x и E_y практически одинаковы по величине. Следовательно, для более высокочастотной моды при размещении относительно тонкого электронного потока вблизи границы канала существует положение, для которого реализуется режим, в котором основной вклад в эффективность энергообмена пучка с полем вносит поперечное электронно-волновое взаимодействие (амплитуда продольной компоненты поля весьма мала). Для металлических замедляющих систем подобный режим известен в литературе как случай «чисто поперечного поля» [25].



а



б

Рис. 5

Расчет эффективности электронно-волнового взаимодействия проводился на основе решения самосогласованной системы уравнений (1), (2) и (4). Параметры системы полагались следующими: $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.4$; $\frac{\omega_q}{\omega} = 0.05$; $F_0 = 0.01$. В процессе моделирования поток заряженных частиц разбивался по толщине на пять парциальных пучков, имеющих одинаковый начальный рассинхронизм, соответствующий максимальному коэффициенту усиления входного сигнала. Электронный поток располагался по центру волноводного канала для обеспечения максимального сопротивления связи.

На рис. 6 представлены результаты расчета электронного КПД в пространстве взаимодействия для четырех значений толщины электронного потока Δ, нормированной на ширину пролетного канала D. Изменение толщины пучка осуществлялось при фиксированном значении первеанса. Максимальное значение эффективности взаимодействия реализуется для минимальной толщины пучка, причем экстремум функции $\eta(\xi)$ достигается при меньшем значении продольной координаты по сравнению с другими значениями нормированной толщины $\frac{\Delta}{D}$. Поскольку в данном случае параметры системы выбирались таким образом, чтобы исключить оседание электронов на поверхность электродинамической системы, то снижение электронного КПД при увеличении толщины пучка обусловлено только изменением условий энергообмена за счет неоднородного амплитудного распределения высокочастотного электрического поля рассматриваемой моды в поперечном сечении пролетного канала.

Характерным проявлением неоднородности высокочастотного поля по толщине электронного потока является высокочастотное расслоение. В данном случае действие этого негативного фактора усиливается при увеличении толщины пучка. Это вывод иллюстрируется на рис. 7, где изображены зависимости модуля первой гармоники высокочастотного тока от продольной координаты для нескольких парциальных пучков, на которые разбивается поток заряженных частиц. Цифры возле кривых соответствуют номеру пучка. Поскольку электронно-волновая система симметрична, то достаточно рассмотреть три парциальных пучка из пяти – центральный и два периферийные, расположенные по одну сторону от продольной оси системы. Нумерация начинается от граничного потока (поток 3 является центральным).

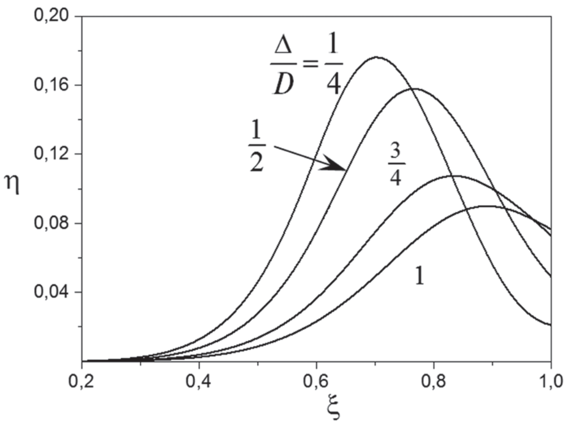
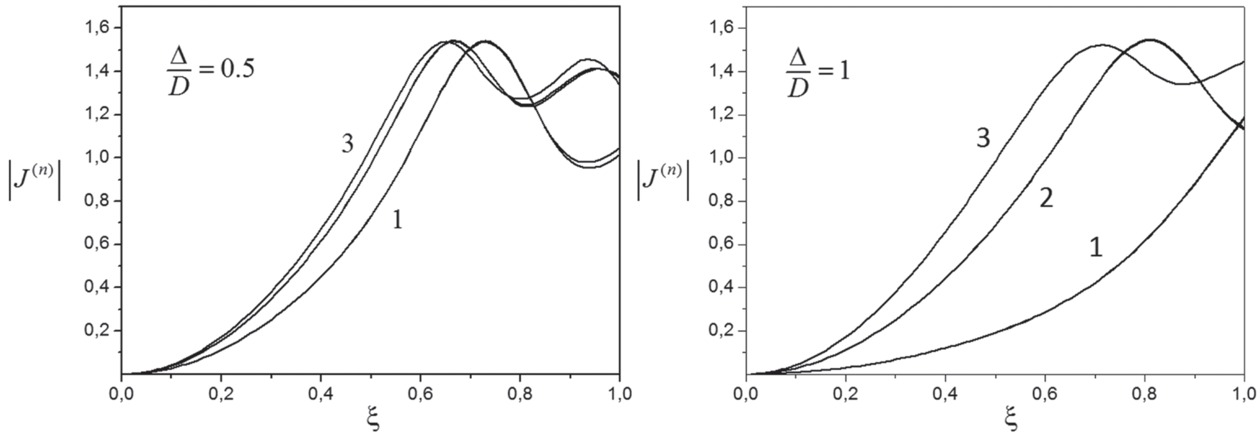


Рис. 6

Для значения $\frac{\Delta}{D} = 0.5$ все парциальные пучки практически успевают перегруппироваться на длине пространства взаимодействия, в то время как для вдвое более толстого электронного потока токи двух граничных пучков даже не достигают насыщения (кривая 1 на рис. 7, *б*). Следовательно, плотность сгустков на периферии потока оказывается меньше, чем в центре. Это обусловлено тем, что значение $\frac{\Delta}{D} = 1$ соответствует заполнению электронным потоком всего поперечного сечения волноводного канала. В этом случае граничные парциальные пучки находятся в области изменения полярности продольной компоненты электрического поля. Кроме того, здесь достигает своего макси-



а *б*

Рис. 7

мума амплитуда поперечной компоненты поля, которое является противофазным по разные стороны от продольной оси системы. Уменьшение толщины электронного потока приводит к расположению его в области максимума интенсивности продольной компоненты электрического поля с относительно однородным поперечным распределением, что обусловливает, помимо увеличения сопротивления связи, уменьшение высокочастотного расслоения и соответственное повышение эффективности электронно-волнового взаимодействия.

ВЫВОДЫ

Применение ФК диафрагмированного волновода в электронно-волновой системе О-типа с ленточным электронным потоком позволяет повысить эффективность взаимодействия за счет увеличения сопротивления связи и уменьшения высокочастотного расслоения пучка. Полученные результаты обусловлены поперечным амплитудным распределением электрического поля мод электродинамической системы, которое характеризуется наличием максимума в центре пролетного канала. Кроме того, значительно упрощается задача пропускания электронного потока через ФК волновод, поскольку для обеспечения максимальной эффективности электронно-волнового взаимодействия пучок должен располагаться в центре пролетного канала, а не вблизи импедансных поверхностей, как это требуется в металлических замедляющих системах.

Применение рассмотренных структур в электронных приборах наиболее эффективно в терагерцовом диапазоне, поскольку на таких частотах сопротивление связи в электронно-волновых системах существенно уменьшается и возрастают требования к параметрам электронных потоков. Существующие технологии изготовления ФК структур с различными параметрами и конфигурацией позволяют реализовать электродинамические системы для электронных приборов О-типа во всем терагерцовом диапазоне, что обусловливает интенсификацию как теоретических, так и экспериментальных исследований в этой отрасли вакуумной электроники.

Литература

[1] *Tonouchi M.* Cutting-edge terahertz technology // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. pp. 97–105.

[2] *Humphreys K., Loughran J.P., Gradziel M. et al.* Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering // IEMBS ‘04. 26th Annual Int. Conf. of the IEEE. 1-5 Sept. 2004, San Francisco, USA . Vol. 1. pp. 1302–1305.

[3] *Ho-Jin Song, Nagatsuma T.* Present and Future of Terahertz Communications // IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn. 2011. Vol. 1, Issue 1, pp. 256–263.

[4] *Kulipanov G.N., Bagryanskaya E.G., Chesnokov E.N. et al.* Novosibirsk Free Electron Laser – Facility Description and Recent Experiments // IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn. 2015. Vol. 5, Issue 5. pp. 798–809.

[5] *Jung S., Jiang A., Jiang Y. et al.* Broadly tunable monolithic room-temperature terahertz quantum cascade laser sources // Nature Communications. 2014. Vol. 5. Article number: 4267.

[6] *Booske J., Dobbs R., Joye C. et al.* Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources // IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn. 2011. Vol. 1, No. 1. pp. 54-75.

[7] *Bhattacharjee S., Booske J., Kory C. et al.* Folded waveguide traveling-wave tube sources for terahertz radiation // IEEE Trans. on Plasma Science. 2004. Vol.32, No. 3. pp. 1002–1014.

[8] *Komandin G.A., Chuchupal S.V., Lebedev S.P. et al.* BWO Generators for Terahertz Dielectric Measurements // IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn., 2013. Vol. 3, No. 4. pp. 440–444.

[9] *Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю.* Оротрон с двухрядной периодической структурой терагерцового диапазона частот с широким электронным потоком // Письма в ЖТФ. 2012. том 38, вып. 11. С. 1–4.

[10] *Мирошниченко В.С.* Генераторы дифракционного излучения на пути к терагерцам // Радиофизика и электроника. 2008. Т. 13. С. 290–300.

[11] *Lulu Y., Jun Y., Guangsheng D.* High frequency characteristic of THz diffraction and radiation generator

with double-row grating // High Power Laser and Particle Beams. 2014. Vol. 26, No. 2. 023101.

[12] *Хижняк Н. А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. – Киев: Наукова думка, 1986. 280 с.

[13] *Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. – Princeton Univ. Press, 1995. 137 p.

[14] *Cowan B.* Three-dimensional dielectric photonic crystal structures for laser-driven acceleration // Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams. 2008. Vol. 11. 011301.

[15] *Sirigiri J., Kreischer K., Machuzak J. et al.* Photonic-Band-Gap Resonator Gyrotron // Physical Review Letters. 2001. Vol. 86, No. 24. pp. 5628–5631.

[16] *Liu H., Yao J., Xu D., Wang P.* Propagation characteristics of two-dimensional photonic crystals in the terahertz range // Applied Physics B. 2007. Vol.87. P. 57–63.

[17] *Loncar M., Doll T., Vuckovic J., Scherer A.* Design and Fabrication of Silicon Photonic Crystal Optical Waveguides // J. of Lightwave Techn. 2000. Vol. 18, No. 10. pp. 1402–1411.

[18] *Brosi J., Koos C., Andreani L.* High-speed low-voltage electro-optic modulator with a polymer-infiltrated silicon photonic crystal waveguide // Optics Express. 2008. Vol. 16, No. 6. pp. 4177–4191.

[19] *Mingaleev S., Schillinger M., Hermann D., Busch K.* Tunable photonic crystal circuits: concepts and designs based on single-pore infiltration // Optics Letters. 2004. Vol. 29, No. 24. pp. 2858–2860.

[20] *Liang Z., Li J.* Scaling two-dimensional photonic crystals for transformation optics // Optics Express. 2011. Vol. 19, No. 18. pp. 16821–-16829.

[21] *Letizia R., Mineo M., Paoloni C.* Photonic Crystal-Structures for THz Vacuum Electron Devices // IEEE Trans. on Electron Dev. 2014, Vol. 62, No. 1. pp. 178–183.

[22] *Kaminer I. et al.* Self-accelerating beams in photonic crystals // Opt. Express. 2013. Vol. 21, No. 7. pp. 8886–8896.

[23] *Одаренко Е.Н., Шматько А.А.* Умножение частоты в гибридной электронно-волновой системе с длительным взаимодействием (двумерная модель) // Вісник СумДУ. Серія Фізика, математика, механіка. 2007. № 1. С. 61–74.

[24] *Johnson S., Joannopoulos J.* Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis // Optics Express. 2001. Vol. 8, No. 3. pp.173-190.

[25] *Huttler R.* Beam and wave electronics in microwave tubes. Cambridge. Boston Technical Publishers, 1965. 378 p.

Поступила в редколлегию 4.09.2015

Одаренко Евгений Николаевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, профессор кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: исследование физических процессов в электронных приборах терагерцового и субтерагерцового диапазонов; электродинамика фотонно-кристаллических структур; применение метаматериалов в устройствах оптического и микроволнового диапазонов.

УДК 621.385.6: 537.876.4

Фотонно-кристалічний діафрагмований хвилевід – електродинамічна система для підсилювача терагерцевого діапазону / Є. М. Одаренко // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 00-00.

Розглянуто характеристики електронно-хвильової взаємодії стрічкового електронного потоку з полями власних режимів фотонно-кристалічного діафрагмованого хвилеводу. Аналіз проводиться на основі нелінійної багатовимірної теорії електронних приладів О-типу з нерезонансними електродинамічними системами. Встановлені фізичні чинники підвищення ефективності взаємодії в електронно-хвильовій системі. Показано перспективність застосування фотонно-кристалічних структур в електронних приладах терагерцевого діапазону.

Ключові слова: терагерцевий діапазон, фотонно-кристалічний хвилевід, опір зв'язку, багатовимірна теорія, електронно-хвильова система.

Іл. 7. Бібліогр.: 25 назв.

UDC 621.385.6: 537.876.4

Photonic crystal iris waveguide – the electrodynamic system for terahertz amplifier / E. N. Odarenko // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 00-00.

Characteristics of the beam-wave interaction of the sheet electron beam with eigenmodes fields of the photonic crystal iris waveguide are considered. Analysis is carried out on the base of nonlinear multidimensional theory of the O-type electron devices with non-resonant electrodynamic systems. Physical reasons of the efficiency enhancement in the beam-wave system are discussed. It is shown that the application of the photonic crystal structures in the terahertz electron devices is perspective.

Keywords: terahertz band, photonic crystal waveguide, coupling impedance, multidimensional theory, beam-wave system.

7 fig. Ref.: 25 items.