

ФИЗИКА И ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН

Образование вихревых структур в релятивистском потоке со сверхкритическим током	
<i>А.А. Бадарин, С.А. Куркин, А.Е. Храмов</i>	3
Группировка электронов ленточного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля	
<i>Н.С. Балковой, В.Л. Саввин</i>	6
Расчёт объёмной плотности энергии электростатического поля для системы электродов «игла-плоскость»	
<i>П.С. Глазунов, В.А. Вдовин, А.И. Слепков</i>	9
Оценка предельного вакуумного тока в пролетном канале микроволнового устройства терагерцового диапазона	
<i>А.И. Ерохин, В.М. Пикунов</i>	12
Влияние фильтрации сигнала на характеристики перемежающегося поведения в системе однонаправлено связанных генераторов на туннельном диоде	
<i>М.О. Журавлев, А.О. Сельский, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов</i>	17
Влияние величины ведущего магнитного поля на излучение многоволнового черенковского генератора	
<i>В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	19
Оценка влияния гравитационного поля Земли на спектр микроволнового излучения электрона	
<i>Н.Н. Кошелев</i>	21
Перспективная схема высокоомощного СВЧ усилителя на виртуальном катоде	
<i>С.А. Куркин, Н.С. Фролов, А.А. Короновский, А.О. Рак, А.Е. Храмов</i>	23
Исследование амплитудно-временной формы сигнала, отраженного от протяженной цели, зондируемой короткими радиоимпульсами	
<i>Е.В. Митрофанов, В.А. Вдовин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин</i>	25

Активное радиовидение монохроматическими сигналами, перестраиваемыми в сверхширокой полосе частот	
<i>Е.В. Митрофанов, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев, В.А. Черепенин</i>	30
Получение радиоизображения объекта короткими радиоимпульсами	
<i>Е.В. Митрофанов, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	34
Дискретная математическая модель ленточного электронного пучка в спадающем магнитном поле	
<i>Д.А. Михеев, А.В. Коннов, В.Л. Саввин, Ю.А. Пирогов</i>	39
Ток увлечения в сверхрешетке в условиях воздействия бихроматической электромагнитной волны	
<i>Т.А. Носаева, Г.А. Сыродоев</i>	43
Двухволновой режим работы гиротрона на высоких гармониках	
<i>И.В. Ошарин, Ю.К. Калынов, А.В. Савилов</i>	46
Исследование характеристик сжатого состояния электронного пучка в составной трубе дрейфа	
<i>А.Г. Петрик, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов</i>	47
Особенности электронно-волнового взаимодействия в мощных клистронных усилителях миллиметрового диапазона	
<i>В.М. Пикунов, В.Е. Родякин</i>	51
Устойчивость ленточного электронного пучка с циклотронным вращением в аксиально-симметричном магнитном поле	
<i>В.Л. Саввин, А.В. Коннов, Д.А. Михеев, Г.М. Казарян, И.И. Шуваев</i>	53
Схема цифровой обработки сигналов для системы связи мм-диапазона длин волн	
<i>А.А. Серяков, П.Н. Захаров, А.Ф. Королёв</i>	56
Взаимодействие релятивистского электронного потока, фокусируемого постоянным магнитным полем, с СВЧ-полем сверхразмерного периодического волновода	
<i>А.И. Слепков, О.В. Галлямова, А.А. Щелконогов</i>	59

Образование вихревых структур в релятивистском потоке со сверхкритическим током

А.А. Бадарин¹, С.А. Куркин^{2,1}, А.Е. Храмов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет имени Ю.А. Гагарина
badarin.a.a@mail.ru, hramovae@gmail.com

Известно, что интенсивные релятивистские электронные потоки (РЭП) часто демонстрируют сложные режимы динамики [1]. В частности, для них характерно развитие различных неустойчивостей, например, пирсовской, бурсиановской, тококонвективной, диокотронной, слиппинг-неустойчивости и др. С одной стороны, развитие данных неустойчивостей может играть положительную роль, например, пирсовская и бурсиановская неустойчивости приводят к образованию нестационарного виртуального катода (ВК), на использовании колебаний которого основан целый класс мощных СВЧ приборов – генераторы (усилители) на виртуальном катоде или виркаторы [2,3]. С другой стороны, данные неустойчивости могут оказывать и негативное влияние на функционирование мощных СВЧ устройств и накладывают определенные ограничения на режимы их работы. Так, например, развитие тех же пирсовской и бурсиановской неустойчивостей ограничивает максимальный ток электронного потока, который может быть транспортирован без отражений через эквипотенциальное вакуумное дрейфовое пространство. Диокотронная и слиппинг-неустойчивость существенно влияют на форму интенсивного РЭП при его распространении в системе, приводя к развитию в нем различных азимутальных и радиальных неоднородностей, в частности, вихревых и спиральных структур [4-6]. Последнее может приводить, как к выходу прибора, использующего интенсивный РЭП, из рабочего режима, так и может быть использовано для улучшения характеристик его генерации. Важным является вопрос о взаимодействии и сосуществовании различных неустойчивостей интенсивного электронного потока, т.к. при определенных параметрах системы выполняются условия для одновременного развития нескольких неустойчивостей [1]. Таким образом, исследование нелинейной динамики РЭП и возникающих в них неустойчивостей представляет собой важную задачу мощной вакуумной и плазменной электроники как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

В данной работе представлены результаты изучения нелинейных колебаний ВК и формирующихся в РЭП структур в зависимости от величины внешнего магнитного поля B_0 и инжектируемого тока I_0 . В качестве исследуемой системы рассматривается модель с идеально проводящими стенками, которая использовалась в работах [4,5]. Она представляет собой цилиндрическое пространство дрейфа длиной $l = 45$ мм и радиусом $r = 10$ мм, с одного торца которого располагается кольцевой источник заряженных частиц (кольцевой катод) с внутренним радиусом $r_{внутр} = 3.5$ мм и внешним радиусом $r_{внеш} = 5$ мм, инжектирующий трубчатый моноскоростной РЭП, а с другого – коаксиальный вывод мощности, моделируемый с помощью волноводного порта. К системе прикладывается внешнее продольное однородное фокусирующее магнитное поле с индукцией B_0 . Численное моделирование проводилось с использованием

лицензионного пакета трехмерного электромагнитного моделирования CST ParticleStudio.

Выявлена сложная динамика ВК в электронном потоке. При инжекции в пространство дрейфа РЭП с током $I_0 > I_{cr}$ в системе развивается бурсиановская неустойчивость, и формируется ВК. Одновременно с этим РЭП обладает сильным собственным магнитным полем, что приводит к развитию диокотронной неустойчивости даже в случае отсутствия внешнего магнитного поля. Результатом взаимодействия данных неустойчивостей является формирование ВК со сложной конфигурацией, характеризующейся образованием нескольких электронных сгустков (вихрей) в азимутальном направлении, вращающихся вокруг оси пространства дрейфа. Это, в свою очередь, приводит к появлению вихревых структур далее в пролетном промежутке [6]. Управляющие параметры системы (ток пучка, индукция внешнего магнитного поля) определяют количество вращающихся электронных сгустков, причем тенденция такова, что с ростом тока РЭП их количество возрастает: система демонстрировала режимы с 1-7 вихрями при увеличении I_0 (на рис. 1 показаны случаи формирования 1-4 вихревых структур в РЭП). При этом наблюдается связь между структурой ВК и частотой излучения: увеличение количества сгустков в азимутальном направлении приводит к росту частоты выходного СВЧ сигнала. На плоскости управляющих параметров «ток пучка – магнитное поле» были выявлены области с различным количеством вихревых структур в системе.

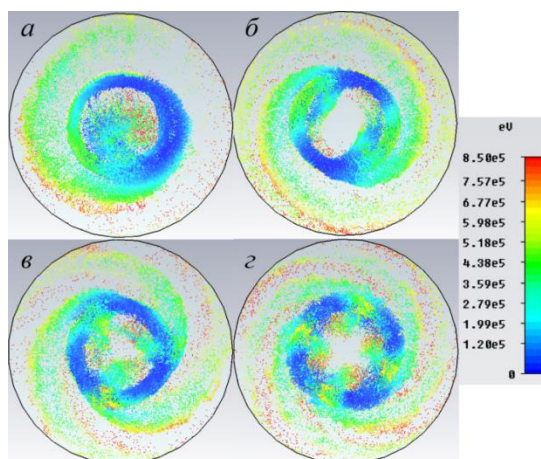


Рис. 1. Характерные конфигурационные портреты электронного потока в сечении плоскостью, перпендикулярной к направлению инжекции РЭП, в области ВК. Фрагмент “а” соответствует одному электронному сгустку и получен при $I_0=15$ кА, $B_0=1$ Тл; “б” – двум электронным сгусткам и получен при $I_0=25$ кА, $B_0=1$ Тл; “в” – трём электронным сгусткам и получен при $I_0=35$ кА, $B_0=1$ Тл; “г” – четырём электронным сгусткам и получен при $I_0=45$ кА, $B_0=1$ Тл. Градиентом цвета показана энергия электронного потока. Области синего цвета соответствуют электронным сгусткам (вихрям) в азимутальном направлении.

Исследования образования структур при малой надкритичности выполнены при поддержке гранта РФФИ (№ 15-52-04018). Расчеты формирования вихревых структур при больших значениях тока пучка были выполнены в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-00222).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков. “Плазменная релятивистская СВЧ-электроника”. М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2002.
2. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // РЭ. 2002. Т. 47, № 6. С. 575.
3. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu. “High Power Microwaves”. CRC Press, Taylor and Francis. 2007.
4. S.A. Kurkin et al. // Applied Physics Letters. 2013. V. 103. 043507.
5. S.A. Kurkin et al. // Physics of Plasmas. 2014. V. 21 (9) 093105.
6. Ю.Я. Голубь и др. // ЖТФ. 1990. Т 60 (9) С. 78-82.

Группировка электронов ленточного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля

Н.С. Балковой, В.Л. Саввин

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

ns.balkovoi@physics.msu.ru

В последние годы специалистов в области вакуумной электроники привлекает возможность применения ленточных пучков. Они с успехом применяются в усилителях циклотронных волн и защитных устройствах, что даёт возможность значительно расширить их рабочую полосу частот. Использование ленточных пучков может позволить увеличить мощность микроволновых усилителей и преобразователей микроволн в постоянный ток.

Методами численного моделирования динамики электронного пучка круглого сечения в осесимметричном реверсе магнитного поля была установлена возможность прямого преобразования энергии быстрой циклотронной волны электронного потока в энергию постоянного электрического тока в присутствии тормозящего электрического поля. Экспериментальные образцы устройства продемонстрировали эффективность преобразования микроволн в постоянный ток вплоть до 70% на уровне входной мощности до 10 кВт на частоте 2,45 ГГц.

Увеличение мощности микроволновых устройств неизбежно связано с увеличением тока и радиуса электронного пучка, что приводит к увеличению неоднородности внешних полей по сечению пучка и снижению КПД из-за роста разброса продольных скоростей.

Использование ленточного пучка и плоско-симметричного реверса магнитного поля даёт возможность значительно увеличить ток и получить на выходе из области реверса меньший разброс скоростей. При этом поведение электрона в области реверса - в отличие от аксиально-симметричных реверса и пучков - зависит от фазы влёта в область реверса, что может привести к сближению электронов, вошедших в область в разных фазах, чего нет в аксиально симметричном поле..

В данной работе исследуется влияние параметров пучка и области реверса на образование сгустков электронов в электронном потоке. Для описания образования сгустков используется отношение максимума линейной плотности электронного потока вдоль направления распространения пучка к линейности плотности в начале области реверса. Рассматривается реверс магнитного поля с компонентами:

$$B_x = -\frac{\pi B_0}{2}(1 - C_0)\cos\left(\frac{\pi z}{l}\right)\frac{x}{l}$$
$$B_y = 0$$
$$B_z = \frac{B_0}{2}(1 + C_0 + (1 - C_0)\cos\left(\frac{\pi z}{l}\right))$$

где B_0 - продольная компонента магнитного поля в начале области реверса (здесь и далее: продольный - вдоль направления распространения пучка), l - длина области реверса, z - продольная декартова координата, x - декартова координата вдоль оси перпендикулярной оси реверса, при этом началом системы отсчёта служит точка в начале области реверса в плоскости его симметрии, C_0 - параметр реверса

(определяется отношением продольной компоненты поля в конце области реверса к продольной компоненте в начале), который принимает значения от -1 до 1, $\{B_x, B_y, B_z\}$ - компоненты поля в правой декартовой системе координат, описанной выше. В область реверса влетают электроны, вращающиеся с циклотронной частотой с осью вращения, лежащей в плоскости реверса.

Численными методами моделируется движение электрона от начала до конца области реверса. Известно, что электроны влетают в область, вращаясь с циклотронной частотой $\omega_{c0} = \frac{|eB_0|}{m_e}$, где e - заряд электрона, m_e - масса электрона и двигаясь поступательно. Начальные условия можно охарактеризовать фазой вращения, с которой влетает электрон, радиусом вращения и продольной скоростью. Радиус вращения определяет энергию поперечного движения, а продольная скорость - энергию продольного движения, радиус выбирается таким образом, чтобы отношение энергии продольного движения к энергии поперечного было равно 2 (что обеспечивает оптимальный КПД преобразования энергии поперечного движения в энергию продольного). Вводится безразмерный параметр $n_c = \frac{\omega_{c0}l}{2\pi v_{z0}}$ (равно количеству оборотов, которые совершит частица, пролетая всю область реверса в однородном поле соответствующем циклотронной частоте), где v_{z0} - начальная скорость влёта. Ранее было установлено, что в оптимальных режимах $3 \leq n_c \leq 5$ [1]. Таким образом, начальные условия для каждого электронов в оптимальных условиях определяются начальной фазой влёта и n_c , при этом для каждого режима работы электроны влетают в различных фазах.

Линейная плотность электронов в начале области реверса равна $\frac{N}{2\pi v_{z0} l}$, где $V_{z0} = \frac{v_z}{\omega_{c0}l}$ - безразмерная начальная скорость, N - число частиц в периоде потока (число частиц влетающих между фазами 0 и 2π). В пучке линейная плотность в области определяется как: $\frac{m}{\Delta l}$, где m - число частиц в области, Δl - длина области. Длина области берётся достаточно малой, таким образом, чтобы частицы в ней были распределены с достаточной точностью равномерно. В процессе моделирования вычисляется относительное превышение концентрации $\frac{m \cdot 2\pi V_{z0} l}{\Delta l \cdot N} = \frac{v}{\Delta Z \cdot n_c}$, где v - доля частиц периода в сгустке, $\Delta Z = \frac{\Delta l}{l}$ - безразмерная ширина сгустка.

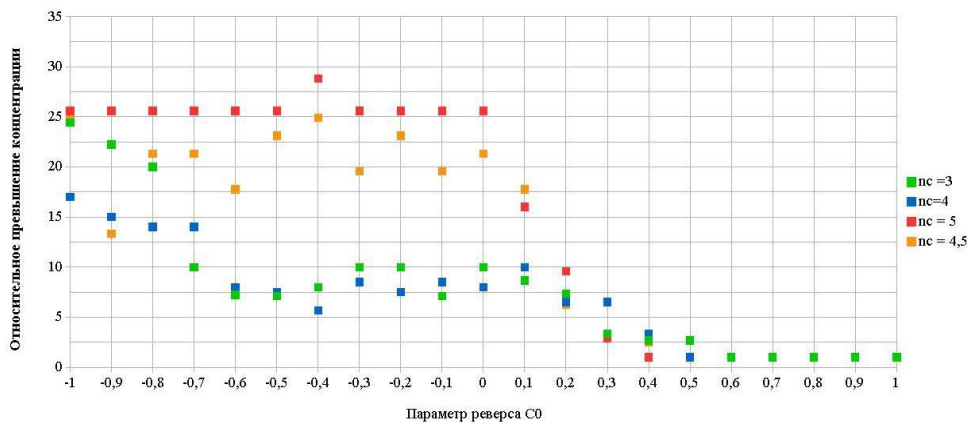


Рис.1. Зависимость относительного превышения концентрации (линейной плотности) сгустка от параметра реверса C_0

На рис.1 представлена зависимость относительного превышения концентрации в зависимости от C_0 при различных n_c . Видно, что при параметрах реверса C_0 , близких к 1 (что соответствует слабому изменению поля, а значит и слабому эффекту), сгустки практически не образуются. При больших значениях n_c (близких к 5) наблюдается резкий спад плотности сгустков при параметре реверса C_0 от 0 до 0,4. В этой области эффективность преобразования падает от 0,6 до 0,4. Характерно, что при отрицательных значениях C_0 сгустки образуются близко к точке обращения продольной компоненты магнитного поля в 0. Наблюдаются спады превышения концентрации при $n_c = 3$ и $n_c = 4$ в областях C_0 от -0,8 до -0,6, соответствующая эффективность преобразования $\leq 0,6$. Таким образом, основные спады приходятся на те области, где эффективность преобразования $\leq 0,6$. При этом в областях, где плотность сгустков высокая и меняется слабо, значения КПД $\geq 0,5$ [1], это может быть связано с насыщением механизма образования сгустков.

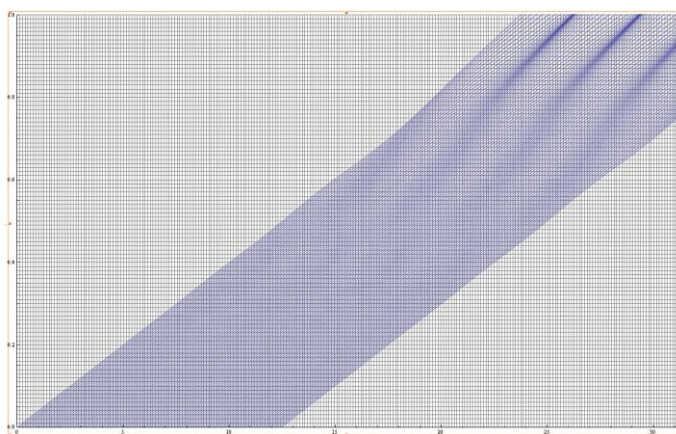


Рис. 2. Продольные траектории электронов с циклотронным вращением в плоско-симметричном реверсе магнитного поля

На рис.2 показаны продольные траектории электронов с циклотронным вращением в плоско-симметричном реверсе магнитного поля. Отметим, что на каждый период циклотронного вращения образуется 2 сгустка (что ожидаемо в виду симметрии задачи): если сгусток образуется электронами с фазами влета $[\varphi_1, \varphi_2]$, то сгусток будут образовывать и электроны, влетевшие в фазе $[\varphi_1 + \pi, \varphi_2 + \pi]$ - по одному сгустку на волупериод. Учитывая, что электроны поступают в область периодически, то и сгустки будут образовываться в одном и том же месте каждые полпериода. Как правило, сгустки содержат электроны, влетевшие в фазе, соответствующей наибольшему удалению от плоскости реверса.

В большом диапазоне условий образования сгустка в области длиной порядка 0.01 от длины области реверса оказываются одновременно до 75% электронов, влетевших в область реверса в течение полупериода. Образование сгустков при отрицательных C_0 происходит, в основном, в точке, где продольная компонента поля обращается в ноль. При положительных значениях C_0 сгустки образуются в конце области реверса.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Саввин и др.// XIV Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн», Красновидово, 2013 г, Труды, часть 8.

Расчёт объёмной плотности энергии электростатического поля для системы электродов «игла-плоскость»

П.С. Глазунов¹, В.А. Вдовин², А.И. Слепков¹
¹Кафедра общей физики Физического факультета МГУ
²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
ps.glazunov@physics.msu.ru

Одним из наиболее эффективных и наименее энергоёмких способов дезинтеграции упорного минерального сырья является нетепловое воздействие на него мощных электромагнитных импульсов (МЭМИ) наносекундной длительности [1, 2]. Для изучения импульсного воздействия электрических полей высокой напряжённости на минеральное сырьё был создан опытный образец экспериментальной установки [2]. В процессе исследований было установлено, что эффективность воздействия МЭМИ на минеральное сырьё зависит от напряжённости электрического поля, которая определяется способом формирования и конструкцией электродов. Для исследования процессов пробоя в жидкостях и неоднородных диэлектриках в виде образцов горных пород в работе [3] было предложено использовать геометрию электродов «острие - плоскость». Такая конструкция электродов позволяет исследовать электрострикционный механизм развития пробоя, предложенный в работе [4] и состоящий в формировании микропор в неоднородном поле на фронте наносекундного импульса. В данной работе ставилась задача оптимизации геометрических параметров системы электродов с целью получения наибольших значений плотности и градиента энергии электростатического поля в промежутке «игла-плоскость» (рис. 1).

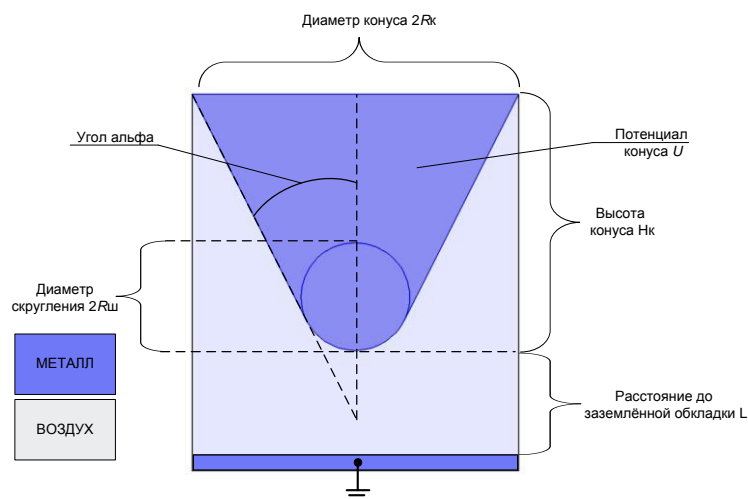


Рис. 1. Геометрия моделируемой системы электродов

Моделируемый промежуток представляет собой цилиндр, внутри которого расположены металлические электроды: в верхней части конус со скругленным концом («игла»), в нижней части заземленный диск («плоскость»). Между электродами прикладывается разность потенциалов U до 300 кВ. Характерные геометрические параметры системы следующие: $R_{ш}=50$ мкм, $R_к=10$ мм, $H_к=40$ мм, $L=10$ мм. Значение разности потенциалов, а также конструкция моделируемой электродной области и

задаваемые геометрические размеры соответствуют параметрам установки, разработанной в работе [5]. В экспериментальной установке конус представляет собой съёмную иглу, изготавливаемую с заданными параметрами. Пространство между электродами заполнено воздухом.

В процессе моделирования производилось варьирование двух параметров: радиуса скругления конуса и угла между осью конуса и его образующей (угла «альфа»). Остальные геометрические параметры системы электродов оставались неизменными. Варьирование угла «альфа» осуществлялось путём изменения высоты конуса H_k .

Моделирование производилось с использованием метода конечных разностей. Решалась задача электростатики со следующими граничными условиями:

$$\Delta\varphi = 0, \vec{E} = -\text{grad}\varphi, \varphi|_{\text{сконус}} = U, \varphi|_{\text{сплоск}} = 0. \quad (1)$$

При проведении расчётов предполагалось, что уравнение Лапласа выполняется в пространстве заполненным воздухом. На поверхности конуса поддерживается постоянным потенциал U , а потенциал диска («плоскости») равен нулю. Объёмная плотность энергии рассчитывалась по формуле:

$$w = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}. \quad (2)$$

Результаты расчётов проиллюстрированы графиками, представленными на рис. 2 и 3.

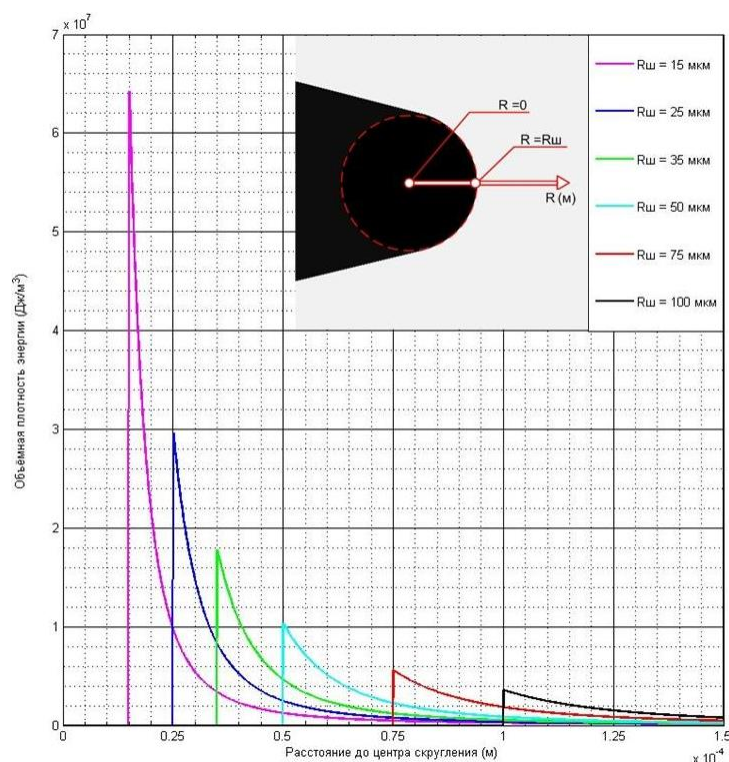


Рис. 2. Графики зависимости объёмной плотности энергии от координаты R при варьировании $R_{ш}$

На рис.2 представлены графики зависимости объёмной плотности энергии от координаты R для различных значений радиуса острия $R_{ш}$ при значении угла «альфа»

15°. Из рисунка видно, что w_{\max} растёт нелинейно с уменьшением $R_{\text{ш}}$, причём при $R_{\text{ш}} \rightarrow 0$ $w_{\max} \rightarrow \infty$.

На рис. 3 представлены графики зависимости объёмной плотности энергии от координаты R при различных значениях угла «альфа» при $R_{\text{ш}}=50$ мкм.

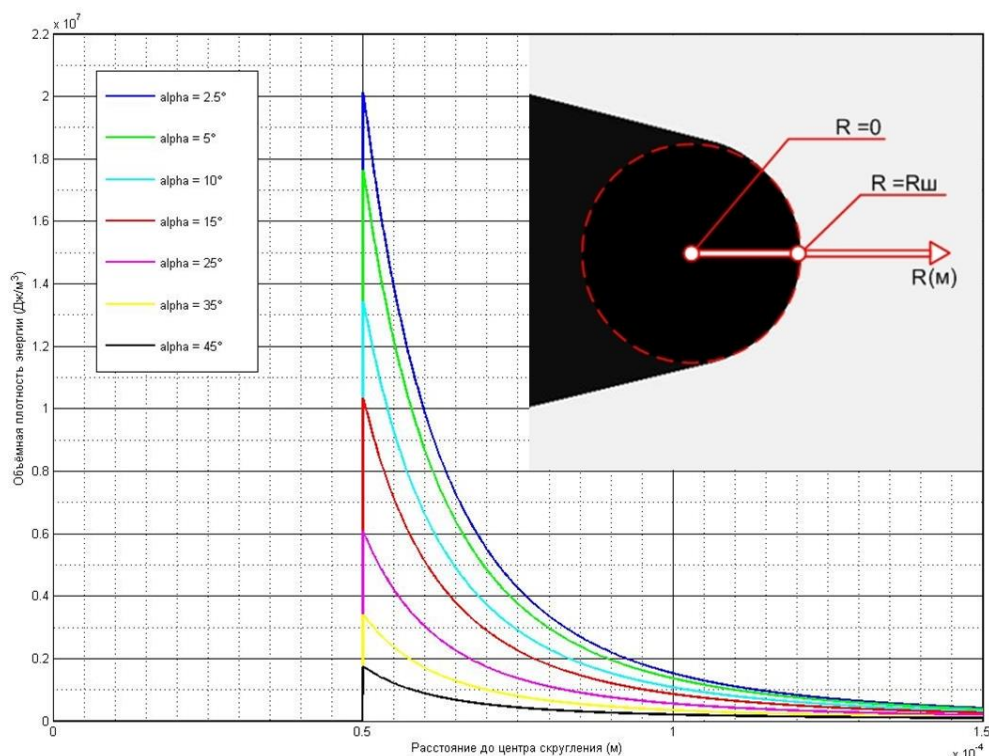


Рис. 3. Графики зависимости объёмной плотности энергии от координаты R при варьировании угла «альфа»

Как видно из графиков, максимальные значения плотности объёмной энергии (w_{\max}) достигаются в непосредственной близости от скругления конуса и соответствуют величинам порядка 10^7 Дж/м³ при заданных геометрических размерах. Значения объёмной плотности энергии быстро уменьшаются при увеличении расстояния от центра скругления ($R=0$). Так, при $R = 1,2R_{\text{ш}}$ $w \approx 0,5w_{\max}$, а при $R = 2R_{\text{ш}}$ $w \approx 0,1w_{\max}$.

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-12233-офи-м-2013).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Чантурия и др. // Физико-технические проблемы обогащения полезных ископаемых. -2001.-№ 4.-С. 95-106.
2. В.А. Вдовин и др. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С.1129.
3. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин. //XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» памяти профессора А.П. Сухорукова. Труды школы-семинара «Волны-2014». Секция 7. стр. 6.
4. Y. Seepersad et al. // J. of Physics D: Appl. Phys. 2013. V. 46. No 16. P. 162001.
5. В.А. Вдовин, В.Г. Андреев, В.В. Кулагин. // XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» памяти профессора А.П.Сухорукова. Труды школы-семинара «Волны-2014». Секция 5. стр. 6.

Оценка предельного вакуумного тока в пролетном канале микроволнового устройства терагерцового диапазона

А.И. Ерохин, В.М. Пикунов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики
forlector@mail.ru

Рассматривается пролетный канал микроволнового устройства, нагруженный круглым электронным пучком, фокусируемым бесконечно большим магнитным полем. Движение аксиально-симметричного электронного пучка считается одномерным. Такая система является хорошей моделью для оценки ряда параметров различных электронных микроволновых устройств, широко используемых в современной технике, например, клистронов с распределенным взаимодействием [1]. Представляет интерес оценка предельных вакуумных токов и поперечное распределение скалярного потенциала в случае терагерцового диапазона, когда радиус пролетного канала R меньше рабочей длины волны $R < \lambda_0 / 4$.

В качестве математической модели используется двумерная краевая задача в поперечном сечении пролетного канала для нелинейного уравнения Пуассона с граничными условиями Дирихле:

$$\Delta U = - \frac{I_{inj}}{\varepsilon_0 S_b c \sqrt{1 - 1/(1 + |e_0| U / m_0 c^2)^2}}, \quad (1)$$

$$U|_G = U_d. \quad (2)$$

Здесь U – распределение потенциала в сечении канала, ток инжекции $I_{inj} = const$, ε_0 – диэлектрическая постоянная, e_0 и m_0 – заряд и масса электрона соответственно, S_b – площадь поперечного сечения электронного пучка, c – скорость света, U_d – потенциал на границе канала. В данной работе рассматривается сплошной круглый пучок радиуса r_b с различными значениями коэффициента заполнения канала k . Распределение тока инжекции I_{inj} по сечению канала равномерное и для случая $k=0.5$ показано на рис. 1.

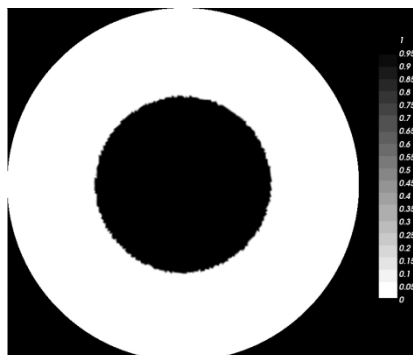


Рис. 1. Нормированное на единицу распределение тока инжекции по сечению пролетного канала

Задача (1), (2) описывает стационарное распределение потенциала в случае, когда ток инжекции меньше предельного вакуумного тока. Если ток инжекции больше

предельного вакуумного тока, то необходимо рассматривать нестационарную постановку задачи, так как в этом случае стационарное решение не существует [2], и итерационный процесс, применяемый для его нахождения, расходится. Этот факт используется в алгоритме нахождения предельного вакуумного тока. В начале итераций задается небольшое значение тока инжекции, и для него итерационным процессом рассчитывается распределение потенциала U . В случае сходимости итерационного процесса ток инжекции увеличивается, и данный расчет проводится снова. Указанный процесс повторяется, пока не будет найдено значение тока, при котором итерационный процесс разойдется. Обычно при решении такой задачи в случае сходимости требуется не более 10 итераций.

На каждой итерации в качестве метода решения уравнения Пуассона с известной правой частью используется метод конечных элементов [3]. Отметим, что применение метода конечных элементов позволяет учитывать произвольную геометрию поперечного сечения канала и форму поперечного сечения электронного потока. Используя старое обозначение для потенциала, делается замена переменных $U = U_d - U$, и уравнение (1) на i -ой итерации переписывается в следующем виде:

$$-\Delta U^i = F^i, \quad (3)$$

$$F^i = -\frac{I_{inj}}{\varepsilon_0 S_b c \sqrt{1 - 1/(1 + |e_0|(U_d - U^{i-1})/m_0 c^2)^2}}. \quad (4)$$

В качестве нулевого приближения выбирается $U^0 = 0$. В методе конечных элементов используется слабая постановка краевой задачи. Для уравнения (3) с учетом однородного граничного условия она имеет вид: найти такие $U^i \in \dot{H}^1$, что $\forall v \in \dot{H}^1$ выполнено

$$(\nabla U^i, \nabla v) = (F^i, v), \quad (5)$$

где (u, v) – скалярное произведение, определяемое как интеграл по сечению канала от произведения функций u и v , \dot{H}^1 – пространство Соболева.

При численном решении задачи (5) функция U^i ищется из пространства функций с конечным носителем. В качестве последних в данной работе выбираются базисные функции первого порядка, т.е. пирамиды Куранта [4]. Сходимость численного решения к точному решению по норме \dot{H}^1 при данном выборе базиса есть $O(h)$ [4].

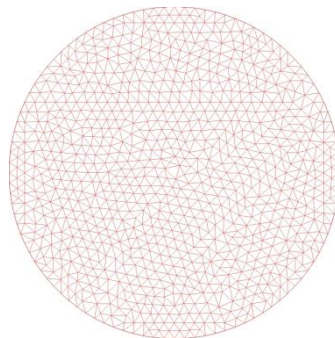


Рис. 2. Пример разбиения сечения пролетного канала на треугольные конечные элементы

Для вычислений используется свободно распространяемая программа `freefem++` [5]. На границе области берется 300 точек, далее с помощью которых внутренняя область разбивается на треугольники (рис. 2). С помощью встроенного в программу для триангуляции области алгоритма Делане-Вороного [6] сечение канала разбивается на 15640 конечных элементов. При дальнейшем разбиении области точность расчетов практически не возрастает. Количество итераций при решении нелинейного уравнения Пуассона не превышает 6. Расчеты проводятся на компьютере с двухядерным процессором с частотой 3.06ГГц и оперативной памятью 4Гб. Расчетное время не превышает 28 сек.

На основе математической модели проводится расчет предельного вакуумного тока для различных значений радиуса электронного пучка и потенциала на границе, исследуется распределение потенциала в сечении канала при различных значениях тока инжекции I_{inj} . Проводится сравнение полученного предельного тока с результатами, полученными по аналитической формуле из работы [2]:

$$I_{np} = 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R/r_b)}, \quad (6)$$

где:

$$\gamma \approx 1 + \frac{U_d [kV]}{511}. \quad (7)$$

Радиус пролетного канала $R=0.25$ мм. На рис. 3 приводится зависимость, полученного численно и аналитически предельного вакуумного тока, от коэффициента заполнения канала электронным пучком k при $U_d=16.5$ кВ. Для случая, когда $k=0.5$ (при этом радиус электронного пучка $r_b=0.125$ мм) и потенциал на границе $U_d=16.5$ кВ, полученный с помощью МКЭ вакуумный предельный ток составляет $I_{lim}=26.6$ А.

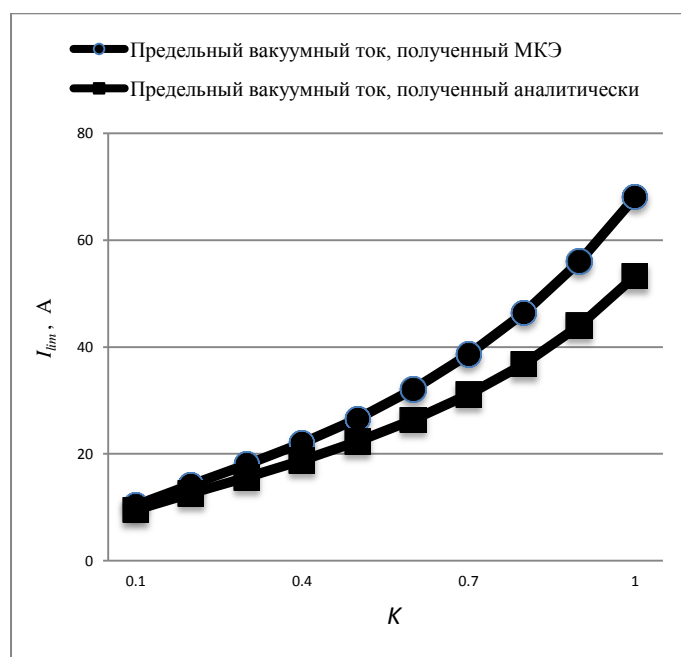


Рис. 3. Зависимость предельного вакуумного тока I_{lim} от коэффициента заполнения электронным пучком пролетного канала k

Распределение потенциала $U(r)$ при токе инжекции $I_{inj}=0.3A$ в случае, когда потенциал на границе $U_d=16.5кВ$ и коэффициент заполнения пролетного канала электронным пучком $k=0.5$, показан на рис. 4. Результаты численного и аналитического расчета предельного вакуумного тока при различных значениях потенциала на границе при $k=0.5$ приведены в таблице 1.

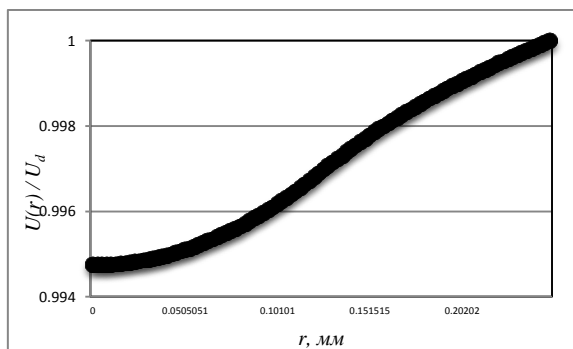


Рис. 4. Зависимость нормированного потенциала $U(r)/U_d$ от радиуса r при $I_{inj}=0.3A$

$U_d [кВ]$	$I_{np} [A]$, аналитическая теория	$I_{np} [A]$, расчет МКЭ
2	0.94	1.1
4	2.7	3.2
6	4.9	5.8
8	7.6	9.0
10	10.6	12.6
12	13.9	16.5
14	17.5	20.8
16	21.3	25.4
18	25.4	30.3
20	29.7	35.5
22	34.3	39.9
24	39.0	46.6

Таблица 1. Предельный вакуумный ток при различных значениях U_d

Из приведенных данных для предельных вакуумных токов следует, что основным ограничением на величину тока в пролетном канале является метод формирования электронного пучка. Для ввода электронного потока в пролетный канал малого поперечного сечения необходимо использовать электронные пушки с достаточно большим коэффициентом компрессии $C_j = (S_k / S_b)$, где: S_k - площадь катода.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-01-31397 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Steer et al.
<http://www.cpii.com/docs/related/40/EIK%20Technology%20at%20MMW%20&%20SubMMW%20Wavelengths.pdf>
2. Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе // УФН. 1971.Т. 103. № 3. С. 609
3. В. Стренг, Дж. Фикс “Теория метода конечных элементов” М.: Мир, 1977.
4. Г.И. Марчук, В.И. Агошков “Введение в проекционно-сеточные методы” М.: Наука, 1981.
5. <http://www.freefem.org/ff++>
6. P.L. George “Automatic triangulation” Wiley, 1996.

Влияние фильтрации сигнала на характеристики перемежающегося поведения в системе однонаправлено связанных генераторов на туннельном диоде

М.О. Журавлев^{1,2}, А.О. Сельский^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2},
О.И. Москаленко^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

zhuravlevmo@gmail.com

В рамках многочисленных исследований нелинейных динамических систем было установлено, что перемежающийся тип поведения в таких системах является достаточно характерным. В частности, перемежаемость можно наблюдать при переходе от периодических колебаний к хаотическим, а также вблизи границ возникновения различных режимов хаотической синхронизации связанных осцилляторов.

В настоящее время создана классификация перемежаемости, в частности, выделяют перемежаемости типов I-III [1], on-off перемежаемость [2], перемежаемость игольного ушка [3], перемежаемость кольца [4]. Однако, при всей схожести различных типов перемежаемости (наличие во временном ряду двух различных режимов, чередующихся друг с другом с течением времени), при всем при этом каждый тип обладает своими особенностями и характеристиками (зависимостью средней длительности ламинарных фаз от управляющего параметра и распределением длительностей ламинарных фаз при фиксированном значении управляющих параметров). Кроме этого, необходимо отметить, что механизмы, приводящие к возникновению перемежающегося поведения, для каждого типа также различны.

В рамках последних исследований было показано, что в нелинейных динамических системах возможно существование более сложного типа поведения, которое заключается в одновременном существовании двух различных типов перемежаемости. Такой тип поведения получил название «перемежаемости перемежаемостей». Для нелинейных динамических систем такой тип поведения проявляется в том, что в исследуемой системе одновременно существуют два различных механизма возникновения турбулентных участков поведения, в результате чего в системе существуют одновременно два различных типа перемежаемости.

В последнее время исследованию «перемежаемости перемежаемостей» уделяется большое внимание, в частности, в работе [5] была проиллюстрирована возможность одновременного существования перемежаемости «кольца» и перемежаемости «игольного ушка» на примере однонаправлено связанных систем Ресслера, а для неавтономного осциллятора Ван дер Поля при наличии шума была установлена возможность сосуществования перемежаемости «кольца» и перемежаемости типа Ic шумом [6]. Стоит отметить, что сосуществование двух различных типов перемежающегося поведения может быть обнаружено при рассмотрении динамики системы на определенных временных масштабах, вводимых в рассмотрение с помощью непрерывного вейвлетного преобразования. Иными словами, при рассмотрении поведения модельных систем, как правило, должен быть выбран определенный масштаб наблюдения, чтобы обнаружить явление «перемежаемости перемежаемостей» [7]. В то же самое время, для реальных систем вполне возможна ситуация, когда «перемежаемость перемежаемостей» будет реализовываться «автоматически», без какого-либо выбора масштаба наблюдения со стороны

исследователя. Известно, что непрерывное вейвлетное преобразование с материнским вейвлетом Морле, используемое для изучения поведения систем на различных временных масштабах и детектирования явления синхронизации временных масштабов [8], может рассматриваться как фильтр, действующий на анализируемый сигнал [9]. Так как при изучении реальных систем вполне возможна ситуация, когда анализируемый сигнал, демонстрирующий некоторый тип перемежающегося поведения, подвергается предварительной фильтрации либо фильтром, входящим в состав изучаемой системы, либо фильтром, входящим в состав «канала связи», обеспечивающего передачу сигнала, то в этом случае существует возможность наблюдать явление «перемежаемости перемежаемостей» даже без рассмотрения динамики системы на различных временных масштабах.

В настоящей работе представлено изучение перемежающегося поведения, которое может возникать в хаотических системах при фильтрации сигналов, вблизи границы возникновения фазовой хаотической синхронизации. В рамках проведенных исследований установлено, что для системы однонаправленных связанных генераторов на туннельном диоде [10] возможно одновременное существование перемежаемости «игольного ушка» и перемежаемости «кольца» вблизи границы фазовой хаотической синхронизации при использовании фильтра с определенными параметрами. Полученные результаты сопоставлены с ранее предложенной теорией данного типа перемежаемости, получено хорошее соответствие теории и численных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания высшим учебным заведениям на 2014 год и плановый период 2015 и 2016 годов в части проведения научно-исследовательских работ (проект № 1045), Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект МК-807.2014.2) и фонда некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Berge, Y. Pomeau, Ch. Vidal L'ordredans le chaos. Hermann, Paris, 1988.
2. N. Platt et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70, № 3. P. 279.
3. A.S. Pikovsky et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79, № 1. P. 47
4. A.E. Hramov et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. 114101
5. М.О. Журавлеви др. // Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 19, 1. 2011. 109-121
6. М.О. Журавлев и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 76, 12. 2012. 1503-1506
7. М.О. Zhuravlev et al. // Phys. Rev. E. 83. 2011. 027201
8. A.E. Hramov et al. // CHAOS. 14, 3.2004. 603-610
9. Q. Quiroga R. et al. // Phys. Rev. E. 65. 2002. 041903
10. А.С. Пиковскийи др. // Докл. ДАН СССР. 1978. Т.239, N2. С.301

Влияние величины ведущего магнитного поля на излучение многоволнового черенковского генератора

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин

ИРЭ им.В.А Котельникова РАН

korn@cplire.ru

Во второй половине XX века началось стремительное развитие нового направления в радиофизике сверхвысоких частот – релятивистской высокочастотной электроники (РВЭ), изучающей возможности преобразования энергии релятивистских электронных потоков большой интенсивности в мощное когерентное электромагнитное излучение [1]. Одним из приборов РВЭ является многоволновой черенковский генератор (МВЧГ) [2], который был создан в ИСЭ СО РАН совместно с ИРЭ РАН. На этом генераторе удалось достичь рекордный до настоящего времени уровень выходной мощности - около 15 ГВт в 3-х сантиметровом диапазоне длин волн. Уникальные характеристики МВЧГ связаны с необычным для традиционной электроники характером взаимодействия электронного пучка и электромагнитного поля [3]. Среди множества конструктивных особенностей этого устройства следует отметить большой диаметр (около 14 см) аксиально-симметричной электродинамической структуры (ЭС), которая состоит из двух секций с относительно малым (0.6 см) размером периодически расположенных неоднородностей, разделенных отрезком гладкого круглого волновода, а также высокоэнергетический (около 2-х МэВ) трубчатый электронный поток, транспортируемый в достаточно большом продольном постоянном магнитном поле на расстоянии 0.5 - 1.5 см от края неоднородностей. Это магнитное поле обычно называется ведущим и в экспериментах, описанных в [2], принимало значение в диапазоне $B_0 = 18-21$ кГс.

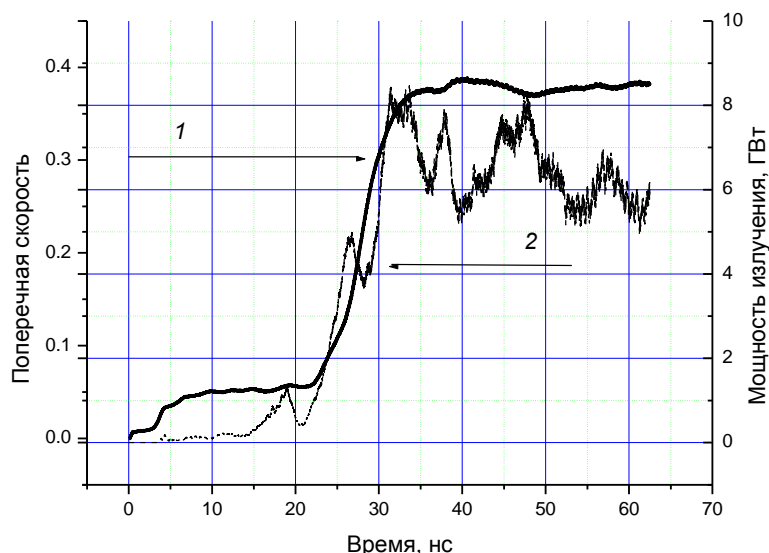


Рис. 1. Зависимость средней поперечной скорости электронов (1) и мощности излучения (2) от времени при $B_0=18$ кГс.

Данная работа посвящена исследованию при помощи методов вычислительного эксперимента влияния величины ведущего магнитного поля на основные характеристики импульса излучения МВЧГ: его максимальную мощность, длительность, спектральный состав и пр. В основе использованной численной схемы

лежит алгоритм решения самосогласованной системы уравнений, включающей в себя уравнения Максвелла в пространственно-временном представлении и уравнения движения заряженных частиц [4].

При моделировании параметры электронного пучка и ЭС имели значения, близкие к реализованным в эксперименте [3], а именно, ток пучка был равен 21 кА, начальная энергия заряженных частиц составляла 1.8 МэВ, радиус пучка 5.55 см. Первая секция ЭС содержала 26 неоднородностей круглого волновода, которые имели вид полуторов с радиусом 3 мм. Расстояние между неоднородностями 1.5 см. Вторая секция, отстоящая от первой на расстояние 6 см, состояла из 8-ми аналогичных неоднородностей.

Проведенные вычислительные эксперименты показали, что во время формирования импульса излучения средняя поперечная скорость частиц пучка существенно возрастает (рис.1., скорость нормирована на скорость света в вакууме). Это дает основание предположить возможность значительного влияния ведущего магнитного поля на характеристики излучения МВЧГ. Действительно, зависимость максимальной генерируемой мощности от магнитного поля, значения которого лежат в рабочем диапазоне МВЧГ, имеет резонансный характер (рис.2.).

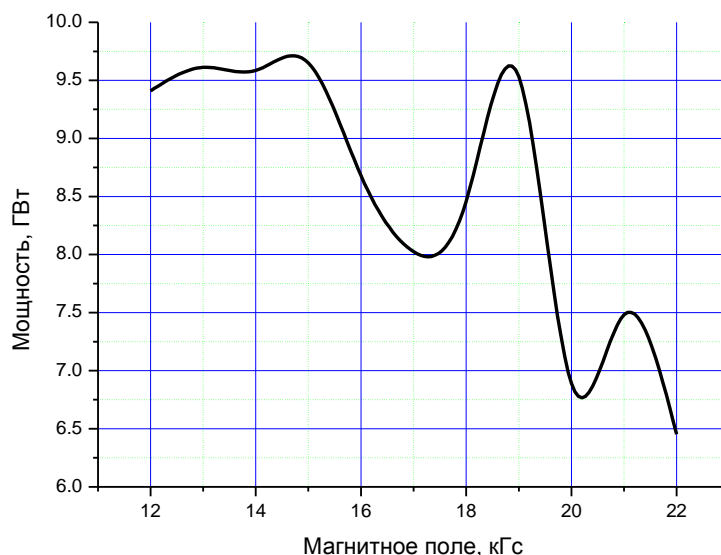


Рис.2. Зависимость максимальной мощности импульса излучения от величины ведущего магнитного поля.

Моделирование было проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Гапонов-Грехов, Петелин М. И. Релятивистская высокочастотная электроника. // Вестник АН СССР. 1979. №4. С. 11.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, А.И. Климов и др. Релятивистский многоволновой черенковский генератор // Письма в журн. тех. физики. 1983. Т.9. Вып.22. С.1385.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы //Новосибирск, «Наука», 1991 г.
4. В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин. //Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. № 6. С.758.

Оценка влияния гравитационного поля Земли на спектр микроволнового излучения электрона

Н.Н. Кошелев

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

n.koshelev@mail.ru

В большинстве генераторов микроволнового излучения основным действующим лицом является электрон. Именно потоки электронов, двигаясь во внешних электромагнитных полях, создают это излучение. Конструктивно это могут быть клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны и другие вакуумные электронные устройства. Так как эти устройства находятся в гравитационном поле Земли, то на электроны должна действовать сила притяжения к Земле

$$F_g = m_g g$$

где m_g – гравитационная масса электрона, g – ускорение свободного падения.

Согласно принципу эквивалентности Эйнштейна гравитационная масса любого материального объекта совпадает с его инертной массой m_{ik} . Так как для электрона $m_{ik} = m_g$, то сила $F_g = 0,9 \times 10^{-24}$ г см/сек². Эта сила по Земным меркам очень мала, однако при определенных условиях она может оказать влияние на спектральные характеристики микроволнового излучения.

Целью настоящей работы является оценка изменения спектра излучения слаборелятивистского электрона под действием гравитационного взаимодействия.

Постановка задачи следующая.

Ориентируем оси декартовой системы координат, так, чтобы ось Ox совпадала по направлению с направлением ускорения свободного падения. В горизонтальной плоскости ориентируем ось Oy произвольным образом, а ось Oz направляем так, чтобы система координат была правая.

Направим ось соленоида вдоль оси Oz и предположим, что создаваемое этим соленоидом магнитное поле H_0 является постоянным и однородным в той области, где релятивистский электрон движется в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Уравнения движения электрона с массой m_0 и зарядом $e = -e_0 = 1,6 \times 10^{-10}$ ед. CGSE во внешнем электромагнитном и гравитационном полях с учетом силы радиационного трения в общеквариантной четырехмерной записи имеют вид (1). Однако в такой постановке уравнения движения (1) имеют чрезвычайно громоздкий вид.

В случае слаборелятивистского движения электрона эти уравнения можно разложить по степеням малого параметра, равного отношению величины гравитационной силы к величине магнитной части силы Лоренца.

Если ограничиться линейной точностью по этому малому параметру и пренебречь силой радиационного трения, действующей на слаборелятивистский электрон, то уравнения (1) примут вид:

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{e_0}{m_0 c} \sqrt{1 - \beta^2} [\vec{v} \vec{H}] - \left\{ g \beta^2 \left(\gamma + \frac{1}{2} \right) - \frac{(\vec{v} \vec{g})}{c^2} (2\gamma + 1) \right\} \quad (2)$$

где $\beta = v/c$, $\vec{g} = \{g, 0, 0\}$.

Выражение, стоящее в фигурных скобках в правой части уравнения (2), представляет поправку первого порядка малости по отношению к остальным слагаемым правой части. Поэтому решение этих уравнений будем искать также в виде разложения по этому малому параметру: $\vec{r} = \vec{r}_{(0)} + \vec{r}_{(1)}$. Подставляя это выражение в уравнение (2), в невозмущенном приближении получим:

$$\frac{d^2 \vec{r}_{(0)}}{dt^2} = -\frac{e_0 \sqrt{1 - \beta_{(0)}^2}}{m_0 c} [\vec{v}_{(0)} \vec{H}].$$

Если в начальный момент времени скорость электрона вдоль оси Oz была равна нулю, то из этого уравнения имеем:

$$v_{x(0)} = \frac{dx_{(0)}}{dt} = -v_0 \cos(\omega t + \psi), \quad v_{y(0)} = \frac{dy_{(0)}}{dt} = v_0 \sin(\omega t + \psi), \quad (3)$$

где $\omega = \frac{e_0 H_0}{m_0 c} \sqrt{1 - \beta_0^2}$, а v_0 , и ψ определяются из начальных условий.

Подставляя выражение (3) в уравнения (2) и отбрасывая слагаемые, пропорциональные квадрату малого параметра, получим уравнения в линейном приближении:

$$\frac{d^2 \vec{r}_{(1)}}{dt^2} = g\beta_0^2 \left(\gamma + \frac{1}{2} \right) \left\{ \vec{e}_x \cos 2(\omega t + \psi) - \vec{e}_y \sin 2(\omega t + \psi) \right\}$$

Решение этих уравнений имеет вид:

$$v_{x(1)} = \frac{dx_{(1)}}{dt} = \frac{g\beta_0^2 (2\gamma + 1)}{4\omega} \sin 2(\omega t + \psi) \quad (4)$$

$$v_{y(1)} = \frac{dy_{(1)}}{dt} = \frac{g\beta_0^2 (2\gamma + 1)}{4\omega} \cos 2(\omega t + \psi)$$

Интегрируя эти уравнения еще раз, получим

$$x = -\frac{v_0}{\omega} \sin(\omega t + \psi) - \frac{g\beta_0^2 (2\gamma + 1)}{8\omega} \cos 2(\omega t + \psi) \quad (5)$$

$$y = \frac{v_0}{\omega} \cos(\omega t + \psi) + \frac{g\beta_0^2 (2\gamma + 1)}{8\omega} \sin 2(\omega t + \psi)$$

Так как частоты и амплитуда электромагнитной волны пропорциональны $d^2 \vec{r} / dt^2$, то из выражений (3) и (5) получим, что в нулевом приближении электрон излучает на частоте ω , а в первом приближении по малому параметру возникает гармоника 2ω , причем её амплитуда в $\frac{g v_0 (2\gamma + 1)}{2c^2 \omega}$ раз меньше амплитуды излучения на частоте ω .

Перспективная схема высокоомощного СВЧ усилителя на виртуальном катоде

С.А. Куркин^{1,2}, Н.С. Фролов^{2,1}, А.А. Короновский^{1,2}, А.О. Рак², А.Е. Храмов^{2,1}

¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83*

²*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.
410054, г. Саратов, ул. Политехническая, 77*

kurkinsa@gmail.com

С начала 1980-х годов внимание исследователей, занимающихся анализом систем физики плазмы и разработкой устройств электроники больших мощностей, привлекают внимание пучково-плазменные системы, содержащие интенсивные электронные пучки в режиме формирования виртуального катода [1]. Такие системы обычно используются для генерации высокоомощного СВЧ излучения с уровнем выходной мощности порядка нескольких гигаватт для решения задач физики плазмы, физики ускорителей, нагрева плазмы, а также развития радиолокационных и коммуникационных технологий [1,2]. Генераторы на виртуальном катоде (виркаторы) – особый класс СВЧ приборов, основной принцип работы которых основан на формировании и колебаниях виртуального катода в пучке со сверхкритическим током [3]. Основными достоинствами таких приборов, выделяющих виркаторы среди ряда приборов-конкурентов, являются возможность работы без внешнего магнитного поля, низкая требовательность к качеству пучка, возможность перестройки частоты и колебательных режимов выходного сигнала [4].

В то же время в современной электронике больших мощностей существует высокая потребность в создании эффективных усилителей микроволнового диапазона, в частности в разработке конечных усилителей сигнала высокого уровня мощности [1]. Перспективным направлением решения данной задачи является использование интенсивных релятивистских пучков со сверхкритическим или околоскритическим током в качестве активной среды для усиления внешнего сигнала. Такой подход позволит проводить усиление внешних сигналов, используя основные преимущества систем с виртуальным катодом. Идея об использовании пучков с виртуальным катодом для усиления сигналов была впервые предложена в работе [5], где была показана возможность усиления с коэффициентом усиления порядка 4.5 дБ. Тем не менее многие вопросы, касающиеся анализа механизмов усиления и создания эффективных схем усилителей на виртуальном катоде, остаются открытыми и слабоизученными. Таким образом, изучение обозначенных вопросов с позиций современной высокоомощной электроники представляется важным и своевременным.

В настоящей работе проводится полномасштабное трехмерное полностью электромагнитное численное моделирование процессов усиления в усилителе на виртуальном катоде, основанном на известной схеме релятивистского двухззорного виртода с внешней обратной связью, которая была подробно изучена в работах [6,7]. Выбор двухззорного виртода в качестве базы для схемы усилителя основан на том, что двухззорный виртод обладает рядом бесспорных преимуществ по сравнению с другими виркаторными схемами, такими как стабильность частоты генерации, сравнительно высокий КПД и наличие пространства для ввода внешнего сигнала при помощи предварительной скоростной модуляции пучка.

В работе было показано, что предложенная перспективная схема усилителя на виртуальном катоде является узкополосным усилителем СВЧ сигнала больших мощностей с шириной полосы порядка 0.6%. Рабочая частота в данном случае определяется частотой рабочей моды модулирующего резонатора. Наиболее эффективно усиливается СВЧ сигнал с уровнем мощности порядка 0.25 МВт с максимальным коэффициентом усиления порядка 18 дБ. При усилении сигнала более высокого уровня мощности (порядка 25 МВт) коэффициент усиления достигает порядка 12 дБ.

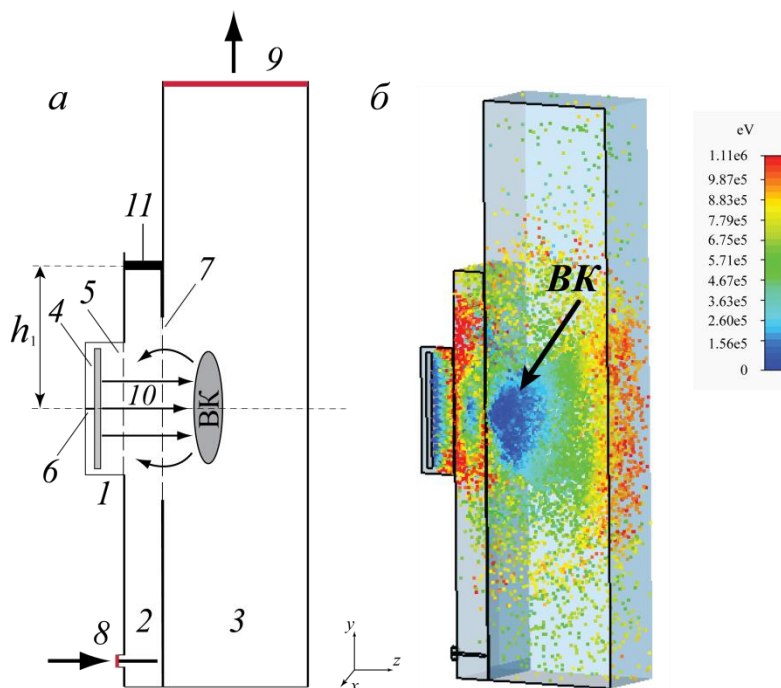


Рис. 1. Схема предложенного в настоящей работе усилителя на виртуальном катоде (а) и трехмерная модель усилителя в среде CST Particle Studio в присутствии пучка. 1 – электронная пушка; 2 – модулирующий зазор; 3 – выходной волновод; 4 – катод; 5 – анодная сетка; 6 – источник питания; 7 – алюминиевая сетка; 8 – входной коаксиальный волновод с возбуждающим штырем; 9 – выходной прямоугольный волновод; 10 – электронный пучок; 11 – плунжер.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых - кандидатов наук (МК-5426.2015.2) и грантов РФФИ (№ 15-52-04018 и № 14-02-31204).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu “High power microwaves” CRC Press: Taylor & Francis, 2007.
2. V.L. Granatstein, I. Alexeeff “High power microwave sources” Artech House Microwave Library, 1987.
3. R.A. Mahaffey, et al. // Phys. Rev. Lett., 1977. V. 39. P. 843.
4. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. №6. С. 645-672.
5. M.V. Fazio, et al. // Journal of Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 2675-2677.
6. Н.Н. Гадецкий и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. №4. С. 530.
7. A.S. Shlapakovskii, et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V. 40. P. 1607-1617.

Исследование амплитудно-временной формы сигнала, отраженного от протяженной цели, зондируемой короткими радиоимпульсами

Е.В. Митрофанов¹, В.А. Вдовин¹, В.В. Кулагин¹, В.А. Черепенин^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

mitrofanov_ireran@mail.ru

Использование радиоимпульса наносекундной длительности в радаре позволяет повысить разрешающую способность по дальности до десятков сантиметров. Отражение зондирующего радиоимпульса малой длительности от блестящих точек лоцируемого объекта приводит к распаду его пространственной когерентности [1], в связи с этим отраженное излучение не интерферирует между собой, и при соответствующей компьютерной обработке появляется возможность распознавать форму и очертания объекта. Наличие первичной информации (огибающей отраженного сигнала при каждом угле поворота антенны) позволяет получить радиоизображение цели в координатах: угол – временная задержка. Для понимания принципов формирования радиоизображений реальных (сложных) целей важно исследовать особенности отражения короткого импульса от объектов достаточно простой формы [1]. Целью настоящей работы является исследование формы отраженного сигнала наносекундного радиоимпульса и характеристик облучаемых объектов.

Эксперимент. Локационные эксперименты проводились в безэховой камере. В качестве облучаемой цели был изготовлен модельный объект (МО), представляющий собой узкую деревянную дощечку длиной 157 см, на которую крепились хаотически плотно скрученные дискообразной формы мотки металлической проволоки – отражатели (диаметр ~ 8.5 см, толщина ~ 3 см) в два ряда по 19 штук (располагались параллельно дощечке).

МО облучался радиоимпульсами (несущая частота 10 ГГц) длительностью 1.5 нс, 3 нс и 6 нс с периодом повторения 200 нс и импульсной мощностью 200 мВт. В качестве приемно-передающей антенны использовалась широкополосная рупорная антенна Пб-23А (ширина диаграммы направленности антенны (ДНА) – около 8 градусов) с возможностью механического поворота. Циркулятор обеспечивал развязку 17–20 дБ между передающим и приемным трактами. Приемник (ширина полосы 13 ГГц) позволял записывать отраженные сигналы в цифровом виде.

В первой серии экспериментов (схема на рис. 1а сверху) МО устанавливался вертикально на расстоянии 325 см от рупорной антенны. Разность расстояний от плоскости антенны рупора до верхнего конца МО и до нижнего конца составляла около 36 см. Во второй серии экспериментов МО устанавливался под некоторым углом к горизонту (схема на рис. 1а внизу).

Осуществлялось сканирование МО по углу места при помощи ручного механического поворота антенны. Отраженный сигнал при каждом угле поворота антенны записывался на осциллографе в файл, записанные данные впоследствии обрабатывались на ПК. Для каждого файла с соответствующим отраженным сигналом осуществлялась привязка сигнала по времени, далее производилась процедура квадратичного детектирования и интерполяции. Отраженный сигнал при каждом угле поворота антенны визуализировался в виде горизонтальной полосы некоторой ширины, шкала которой (градация серого или псевдоцвет) масштабировалась относительно максимума квадрата амплитуды из всех отраженных сигналов. При фиксированном

азимуте поворота антенны строился график в координатах: угол места – временная задержка, на котором каждому углу места соответствовала своя полоса.

При сканировании объекта по углу места отраженный сигнал представлял собой два радиоимпульса, положение которых по времени практически не менялось, при этом происходило “перетекание” энергии (наблюдалось по амплитуде) между импульсами.

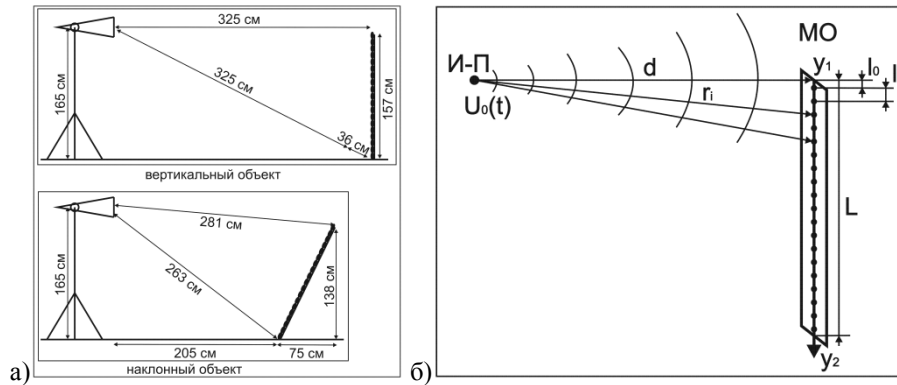


Рис. 1. а) Схема эксперимента: МО (вертикальный, наклонный). б) Вычислительная модель.

Вычислительная модель и объяснение экспериментальных результатов.

Экспериментальные результаты можно описать при помощи модели, построенной на принципе Гюйенса–Френеля. Пусть из источника, в данном случае рупорной антенны, распространяется импульсное излучение (радиоимпульс с гауссовской огибающей), имеющее амплитуду волны $U_0(t)$. На расстоянии $d = 325 \text{ см}$, как в эксперименте, от источника расположим облучаемый объект, который представим в виде 19 точечных переотражателей, имеющих известную диаграмму обратного рассеяния (ДОР), расположенных на одном вертикальном отрезке длиной $L = 157 \text{ см}$ на расстоянии $l_1 = 8.26 \text{ см}$ друг от друга ($l_0 = 4.13 \text{ см}$).

Разобьем ось y облучаемого объекта, имеющего форму длинной прямоугольной дощечки, на отрезки размера dy . На первом этапе волна, излученная антенной, достигает МО и, пройдя расстояние r , зависящее от координаты y , падает по амплитуде на величину $1/r$ и приобретает задержку по времени r/c , где c – скорость света. Тогда амплитуда волны описывается формулой

$$U(y, t) = U_0 \left(t - \frac{r}{c} \right) \cdot \frac{1}{r} \cdot f_{\text{ДНА}}(\alpha), \quad (1)$$

где $f_{\text{ДНА}}(\alpha)$ – ДНА. На втором этапе отражения волны, учитывая принцип Гюйенса–Френеля, поле от каждого вторичного источника, имеющего $f_{\text{ДОР}}(\beta)$ – ДОР, попадает обратно в антенну и с учетом $f_{\text{ДНА}}(\alpha)$ имеет суммарную амплитуду, выражаемую по формуле

$$\tilde{U} = \int_{y_1}^{y_2} U \left(y, t - \frac{r}{c} \right) \cdot \frac{1}{r} \cdot f_{\text{ДНА}}(\alpha) \cdot f_{\text{ДОР}}(\beta) \cdot dy. \quad (2)$$

Так же, как и на первом этапе распространения, волна приобретает временную задержку r/c и падает по амплитуде на величину $1/r$. Подставляя формулу (1) в (2), получаем выражение для амплитуды отраженной волны на приемнике

$$\tilde{U} = \int_{y_1}^{y_2} U_0 \left(t - \frac{2r}{c} \right) \cdot \frac{1}{r^2} \cdot f_{\text{ДНА}}(\alpha)^2 \cdot f_{\text{ДОП}}(\beta) \cdot dy. \quad (3)$$

В результате вычислений (3) каждому углу места α соответствует временная зависимость $\tilde{U}_\alpha(t)$. На рис. 2 представлены а) экспериментальный и б) теоретический, полученный вычислением выражения (3), сигналы, отраженные от МО, облучаемого радиоимпульсами 1.5 нс при угле места -16 градусов. На рис. 2б отчетливо видно, что отраженный сигнал состоит из двух импульсов, отраженных от верхнего и нижнего конца МО (отмечены цифрами 1 и 2). Объясняется тем, что расстояние между точечными отражателями составляло 8.26 см, что примерно в 2.8 раза больше длины излучаемой волны. Это означает, что для электромагнитной (ЭМ) волны такой длины МО, состоящий из 19 отражателей, сравним со сплошным объектом такой же геометрической длины, и отраженный сигнал представляет собой суперпозицию импульсов, отраженных от концов объекта. Зондирующий радиоимпульс длительностью 1.5 нс при отражении от концов, разность расстояний до которых составляет 36 см, распадается на два импульса, разнесенных по времени. Аналогичная ситуация прослеживается и в эксперименте (рис. 2а). При сканировании объекта по углу места положение импульсов по временной шкале практически не меняется и происходит “перетекание” энергии между импульсами.

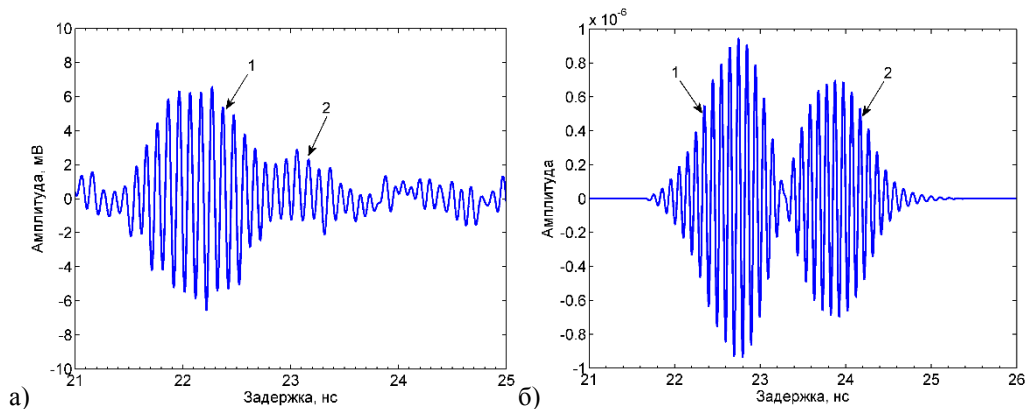


Рис. 2. а) Экспериментальный и б) теоретический сигналы, отраженные от МО.

Предложенная вычислительная схема на основе принципа Гюйгенса–Френеля позволила объяснить экспериментальные результаты. МО, используемый в эксперименте, состоящий из плотно расположенных мотков металлической проволоки, для ЭМ волны длиной 3 см сравним со сплошным протяженным объектом той же длины. В результате, как известно из теории дифракции, данный объект будет рассеивать ЭМ излучение преимущественно своими двумя концами.

Сравнение эксперимента и теории. В результате численного моделирования каждому углу места α соответствует временная зависимость $\tilde{U}_\alpha(t)$, далее над которой осуществляем процедуру квадратичного детектирования. Тогда теоретические результаты можно представить на графике в координатах: угол места – временная задержка. На рис. 3 изображены экспериментальные (слева) и теоретические (справа)

результаты, полученные при сканировании (азимут фиксирован) а) вертикального и б) наклонного модельного объекта радиоимпульсами длительностью 1.5 нс.

На экспериментальном графике (рис. 3а слева) отражение от верхнего конца объекта соответствует временной задержке примерно 21.8 нс, а от нижнего конца – 23 нс. Это означает, что разность расстояний от антенны до верхнего и нижнего конца объекта составляет 36 см, что в точности соответствует схеме эксперимента. В свою очередь, на теоретическом графике (рис. 3а справа) отражение от верхнего конца объекта соответствует задержке 22.5 нс, а от нижнего – 24 нс, т.е. разность расстояний составляет 45 см. Таким образом, предложенная вычислительная схема на основе принципа Гюйгенса–Френеля позволяет качественно описать экспериментальные результаты.

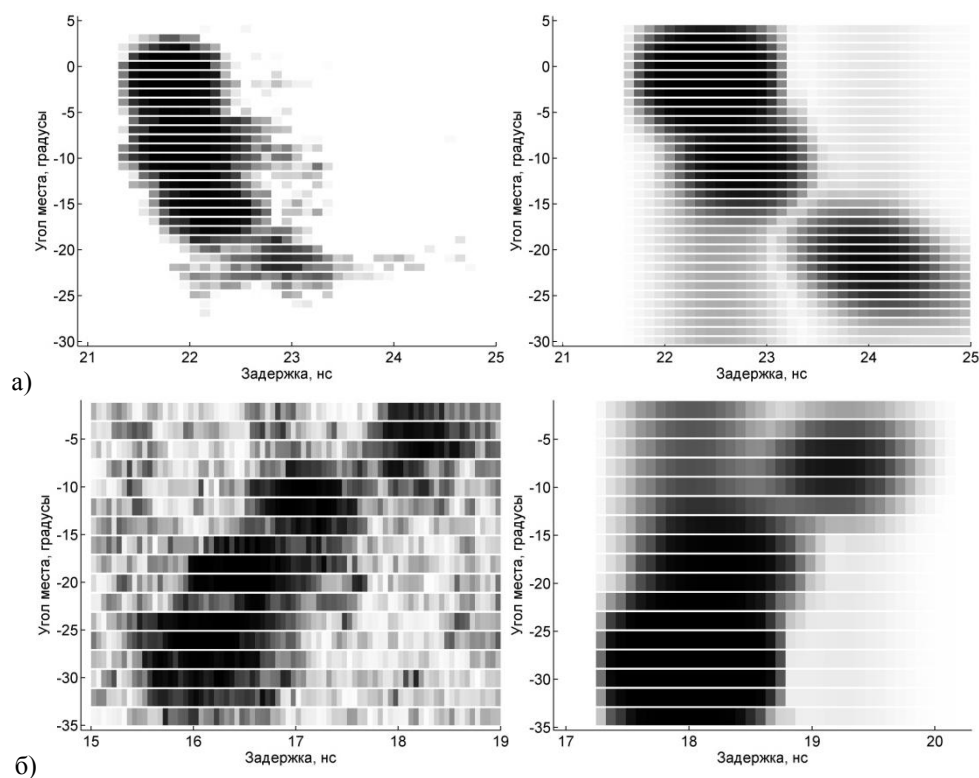


Рис. 3. Сравнение экспериментальных (слева) и теоретических (справа) результатов, полученных при сканировании а) вертикального МО, б) наклонного МО радиоимпульсами длительностью 1.5 нс.

Результаты, полученные сканированием вертикального МО радиоимпульсами различной длительности, показывают, что чем больше длительность излучаемых радиоимпульсов, тем менее различимы верхний и нижний конец лоцируемого объекта.

Результаты, полученные сканированием наклонного МО радиоимпульсами 1.5 нс показывают, что так же, как и в случае с вертикальным объектом, ЭМ излучение рассеивают только его концы. При изменении ракурса лоцируемого объекта соответствующим образом меняется отклик сигнала. Картина отраженного сигнала в координатах: “угол места – временная задержка” позволяет определить ракурс расположения цели и расстояния до ее отдельных элементов.

Выводы.1. Проведены эксперименты по сканированию модельного объекта, установленного под разными ракурсами, радиоимпульсами различной длительности (1.5 нс, 3 нс и 6 нс). Экспериментальные результаты представлены на графиках в координатах: угол – задержка. Предложена вычислительная схема на основе принципа

Гюйгенса–Френеля, позволившая качественно объяснить экспериментальные результаты. 2. Показано, что при зондировании объекта радиоимпульсами 1.5 нс его блестящие точки (два конца) разрешаются по времени, и форма отраженного сигнала представляет собой два импульса, разнесенных по времени. При увеличении длительности зондирующего радиоимпульса отражения от блестящих точек начинают сливаться и радиовидение становится невозможным.

Авторы благодарят старшего научного сотрудника Владимира Николаевича Корниенко за плодотворные научные обсуждения на всех этапах выполнения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.В. Митрофанов и др. // Электромагнитные волны и электронные системы, 2015. №1. С. 46–59.

Активное радиовидение монохроматическими сигналами, перестраиваемыми в сверхширокой полосе частот

Е.В. Митрофанов¹, П.Н. Захаров², А.Ф. Королев², В.А. Черепенин^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

mitrofanov_irean@mail.ru

Значительное увеличение ширины полосы зондирующих сигналов радиолокаторов позволяет создавать новые высокоинформативные радиолокационные системы. Наиболее распространенными в сверхширокополосной (СШП) радиолокации сигналами являются радио или видео импульсы наносекундной длительности. Наносекундный радар позволяет получать дальностные портреты цели и формировать соответствующее радиоизображение [1]. Иногда применение зондирующих СШП сигналов дополняют использованием метода инверсного/прямого синтеза апертуры [2]. В результате при наличии движения (вращения) цели или перемещения самого локатора синтез апертуры дает высокое угловое разрешение, что в совокупности с высоким временным разрешением позволяет строить четкое радиоизображение. Однако использование коротких радиоимпульсов имеет ряд недостатков: 1. сложность и дороговизна создания генераторов мощных радиоимпульсов длительностью порядка 1 нс (фронты должны быть не более 0.5 нс); 2. малая энергия излучаемого сигнала; 3. необходимость использования в приемном тракте высокоскоростных детекторов (определяется длительностью фронтов импульса) высокой чувствительности. В настоящей работе предлагается метод [3], исключающий перечисленные недостатки, основанный на использовании зондирующих непрерывных монохроматических сигналов, перестраиваемых с определенным шагом по частоте в сверхширокой полосе частот.

Метод многочастотного зондирования. При каждом угле поворота антенной системы (АС) измеряется комплексная (амплитуда и фаза) частотная характеристика $H(jf)$ радиоканала в сверхширокой полосе частот. В качестве зондирующего сигнала выступает непрерывный монохроматический сигнал, перестраиваемый с шагом по частоте df в диапазоне измерений $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$. Измеренная комплексная частотная характеристика умножается на спектр $S_{\text{имп}}(f)$ эквивалентного (длительностью порядка $1/\Delta f$ и центральной частотой $f_0 = (f_{\min} + f_{\max})/2$) зондирующего радиоимпульса (с учетом $\omega = 2\pi f$)

$$S_{\text{прием}}(j\omega) = H(j\omega) \cdot S_{\text{имп}}(\omega). \quad (1)$$

В результате $S_{\text{прием}}(j\omega)$ представляет собой спектр радиоимпульса, прошедшего через канал $H(j\omega)$ и принятого в приемнике радара. В качестве эквивалентного зондирующего импульса может быть использован, например, гауссовский импульс или некоторые оконные функции. Обратное преобразование Фурье от $S_{\text{прием}}(j\omega)$ и выполнение операции модуля дает огибающую амплитудно-временной формы принятого сигнала

$$A_{\text{прием}}(t) = \left| \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\text{прием}}(j\omega) e^{j\omega t} d\omega \right| = \left| \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [H(j\omega) \cdot S_{\text{имп}}(\omega)] e^{j\omega t} d\omega \right|. \quad (2)$$

Таким образом, $A_{\text{прием}}(t)$ является результатом эквивалентным зондированию среды короткими импульсами.

Дальнейшая обработка проводится по той же схеме, что и в случае использования наносекундных радиоимпульсов [4]. Вид оконной функции $S_{\text{имп}}(f)$ подбирается из условия необходимой величины подавления боковых лепестков, появляющихся при вычислении быстрого преобразования Фурье. В проведенной работе преимущественно использовались оконные функции в виде гауссовского импульса (различной ширины) и окно Блэкмена–Харриса. Использование окна Блэкмена–Харриса позволяет подавить первые боковые лепестки (во временной области) до уровня -92 дБ относительно основного лепестка.

Значительное увеличение ширины полосы зондирующего сигнала приводит к увеличению времени измерения частотной характеристики. Для существенного увеличения скорости сканирования радара по частоте предлагается использовать зондирующий сигнал с модуляцией OFDM (мультиплексирование с ортогональным частотным разделением), более подробно описано в работе [3].

Эксперимент. Все измерения проводились при фиксированном угле места антенной системы (АС). Максимальная ширина полосы перестройки зондирующего сигнала составляла от 8 до 12 ГГц, шаг по частоте (определяется из условия максимальной дальности работы радара) – 1 МГц, полоса измерения – 10 кГц, выходная мощность – 20 дБм. Сканирование осуществлялось по азимуту с шагом 1 или 0.5 градусов (в зависимости от максимальной дальности в конкретном эксперименте) при фиксированном угле места. Ширина диаграммы направленности антенны (ДНА) АС в области частоты 10 ГГц составляет около 8 градусов.

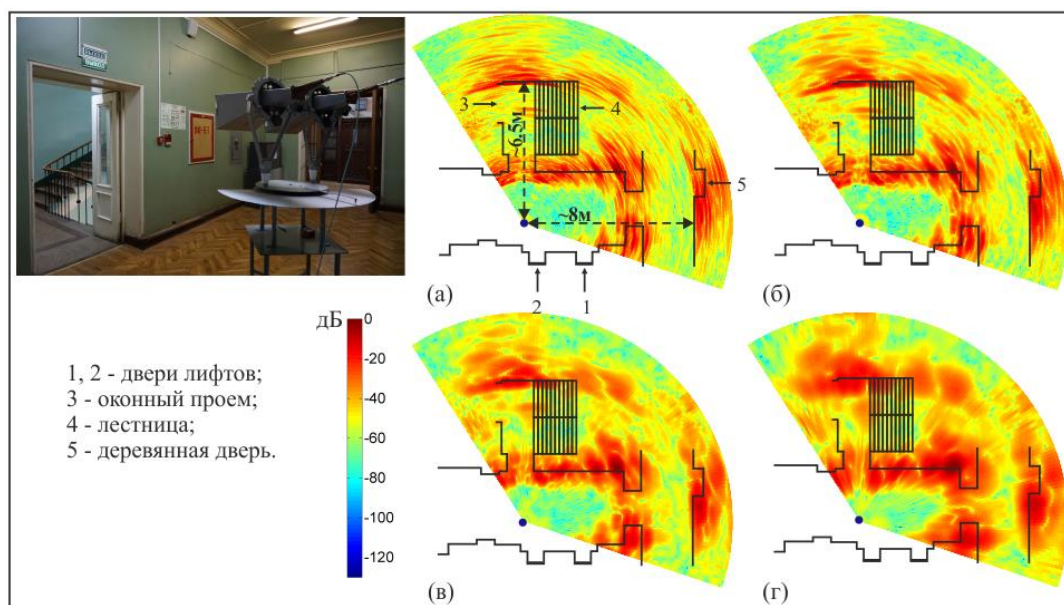


Рис. 1. Эксперимент в коридоре ФФ МГУ. Радиоизображения, наложенные на карту местности, получены в полосе частот: а) 8–12 ГГц, б) 9–11 ГГц, в) 9.5–10.5 ГГц, г) 9.75–10.25 ГГц.

Экспериментальные исследования проводились в помещениях и во внутреннем дворе физического факультета (ФФ) МГУ. Полученные радиоизображения (масштабированы по логарифмическому закону в децибеллах) наложены на соответствующие карты местности, положение АС на которых отмечено круглой меткой.

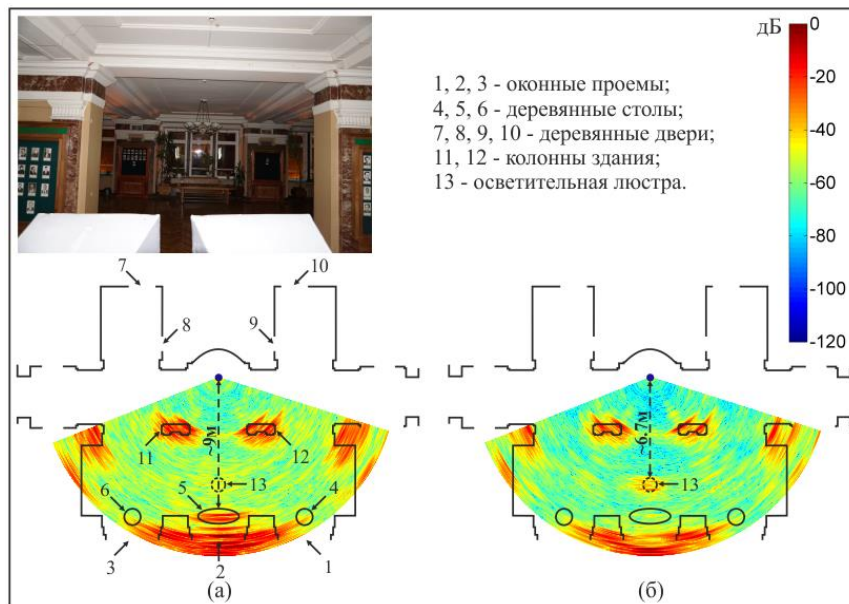


Рис. 2. Эксперимент в центральном холле ФФ МГУ. Радиоизображения, наложенные на карту местности, получены в полосе частот 8–12 ГГц при угле места: а) -10 градусов, б) 0 градусов.

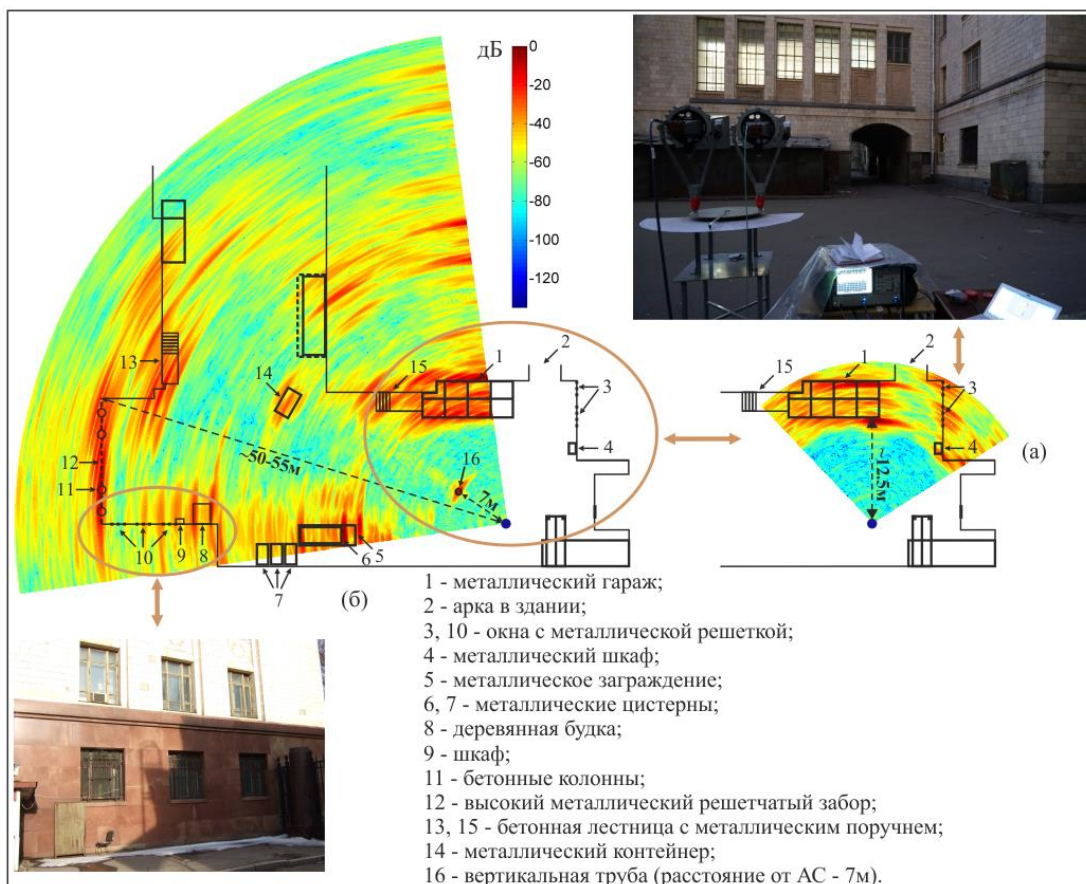


Рис. 3. Эксперимент в дворовом интерьере: а) первый ракурс наблюдения, б) второй ракурс наблюдения.

На рис. 1 представлены радиоизображения, полученные в результате сканирования коридора ФФ МГУ зондирующими сигналами с шириной полосы частот а) 4 ГГц, б) 2 ГГц, в) 1 ГГц и г) 500 МГц. Построенные радиоизображения достаточно

точно соответствуют карте местности, проявилась структура бетонной стены (имеется возможность определить ее толщину), видны положения технологических элементов помещения, установленных в стене (блок пожарной сигнализации, пожарный кран, электрический щит), а также предметы интерьера.

На рис. 2 представлены радиоизображения, полученные в результате сканирования центрального холла ФФ МГУ зондирующими сигналами с шириной полосы 4 ГГц. На радиоизображении (рис. 2а), полученном при сканировании помещения при угле места -10 градусов, видно отражение от дубового стола (№5), при поднятии антенн на угол места 0 градусов (рис. 2б) отражение от стола пропадает и появляется отражение от осветительной люстры (№13), которая попадает в диаграмму направленности антенны в Е-плоскости.

На рис. 3 представлены результаты сканирования внутреннего двора ФФ МГУ в полосе частот зондирующего сигнала 9.5–10.5 ГГц. Можно отметить (рис. 3а), что крыша гаража (объект №1) состоит из двух рядов состыкованных листов металла, расположенных параллельно видимой части гаража. На полученном радиоизображении видно, что отклик от объекта (№1) представляет собой три отражения: соответственно от стены здания (дальнее), от ближнего края гаража (ближнее) и от стыка металлических листов крыши (среднее). На рис. 3б представлено радиоизображение, полученное с другого ракурса наблюдения, на котором видны отражения от каждого из объектов сцены. Отражение от колонн (№11) и металлического забора (№12) слились в одно целое из-за невысокого углового разрешения. На радиоизображениях также можно отметить наличие многократных переотражений.

Выводы. Разработан экспериментальный макет радара с зондирующими непрерывными монохроматическими сигналами, перестраиваемыми в сверхширокой полосе частот. Получены радиоизображения урбанизированной местности внутри и вне здания, которые достаточно точно совпадают с картой местности.

Зондирующими сигналами являются непрерывные сигналы (выполняют роль спектральных компонент) одинаковой мощности, в результате синтезированный радиоимпульс имеет энергозапас сигналов на всех частотах, что приводит к высокому динамическому диапазону системы, построенной по данному принципу. При небольшой мощности зондирующих сигналов (~100 мВт) была продемонстрирована устойчивая работа радара на расстояниях до 60 м. Также предложенный метод имеет ряд конструктивных схмотехнических преимуществ перед наносекундными импульсами.

Увеличение разрешающей способности по углу, а также использование зондирующих сигналов типа OFDM позволит создать высокоинформативную систему радиовидения большой дальности действия.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Скосырев// Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2012. №7.
2. В. Levitas, J. Matuzas// IEEE Second International Workshop “Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals”, 2004.
3. П.Н. Захаров и др. // Электромагнитные волны и электронные системы, 2014. №2. С. 51–56.
4. Е.В. Митрофанов, В.А. Черепенин// Сборник докладов V научно-технической конференции молодых ученых и специалистов “Актуальные вопросы развития систем и средств ВКО” – ОАО “ГСКБ “Алмаз-Антей”, 2015, Москва.

Получение радиоизображения объекта короткими радиоимпульсами

Е.В. Митрофанов¹, В.Н. Корниенко¹, В.А. Черепенин^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

mitrofanov_irean@mail.ru

На сегодняшний день имеется множество работ по разработке радиолокаторов высокого разрешения, при этом особый интерес представляет создание радара с реализацией режима радиовидения. Для этого используются сигналы с широкой и сверхширокой полосой, роль которых как правило выполняют радиоимпульсы наносекундной длительности [1–3]. Например, в работе [3] на первичном индикаторе наносекундного радара (используются зондирующие радиоимпульсы длительностью 10 нс) получены радиоизображения легкомоторного самолета во время полета, а также стоянки самолетов на аэродроме. Также известно множество работ как [4], в которых радиоизображения получают при наличии движения (вращения) цели или перемещения самого локатора и дальнейшего использования метода инверсного/прямого синтезирования апертуры. Однако несомненный интерес представляет создание портативного (носимого), полевого, быстро развертываемого комплекса активного радиовидения для мониторинга боевой обстановки в условиях плохой оптической видимости. Наблюдение при этом осуществляется не только за движущимися объектами, но и за неподвижными. При построении такой системы необходимо исследовать: принципы получения радиоизображения цели (роль которой выполняют модельные объекты) на основе первичной информации с наносекундного радара; исследовать механизмы отражения наносекундных радиоимпульсов от модельных объектов; проверить возможность обнаружения и классификации цели на фоне отражений от подстилающей поверхности – это является целью данной работы.

Модель. Предполагается, что сканируемый объект обладает некоторым количеством наиболее выраженных отражательных (рассеивающих) элементов, каждый из которых имеет определенные геометрические размеры, отражательные свойства, диаграмму обратного рассеяния и др [5]. В связи с этим реальная цель может быть заменена модельным объектом, представляющим собой каркас некоторой формы, на котором фиксируются отражательные элементы.

В работе проведены измерения при различном количестве отражателей и различном их геометрическом положении на выбранном каркасе.

Экспериментальный макет наносекундного радара позволяет формировать радиоимпульсы длительностью от 1.5 нс до 7.5 нс с несущей частотой 10 ГГц. Период повторения импульсов составляет 200 нс, а импульсная мощность выходного сигнала около 300 мВт. Антенная система (см. схемы экспериментов на рис. 1а, 2а, 3а и 4а: $H = 187$ см, $L = 34.5$ см, $S = 26$ см, $G = 9$ см) состоит из опорно-поворотного устройства и двух антенн П6-23А – передающей А1 и приемной А2 (ширина ДНА ~ 8 градусов).

Эксперименты с объектом кольцеобразной формы. Каркас лоцируемого объекта представлял собой трубу (диаметр около 3 см), согнутую в кольцо диаметром $D = 127$ см. На него крепились отражательные элементы (отражатели) – хаотически плотно скрученные дискообразной формы мотки металлической проволоки. В ходе предварительных экспериментов было установлено, что плотно скрученные мотки металлической проволоки достаточно эффективно рассеивают СВЧ излучение. Диаметр дискообразного мотка проволоки составлял ~ 11 см, а толщина мотка ~ 3.5 см.

Исследована зависимость получаемого радиоизображения от увеличения расстояния между отражателями от нулевого (отражатели располагались вплотную) до нескольких десятков сантиметров между ними при различных длительностях зондирующих радиоимпульсов.

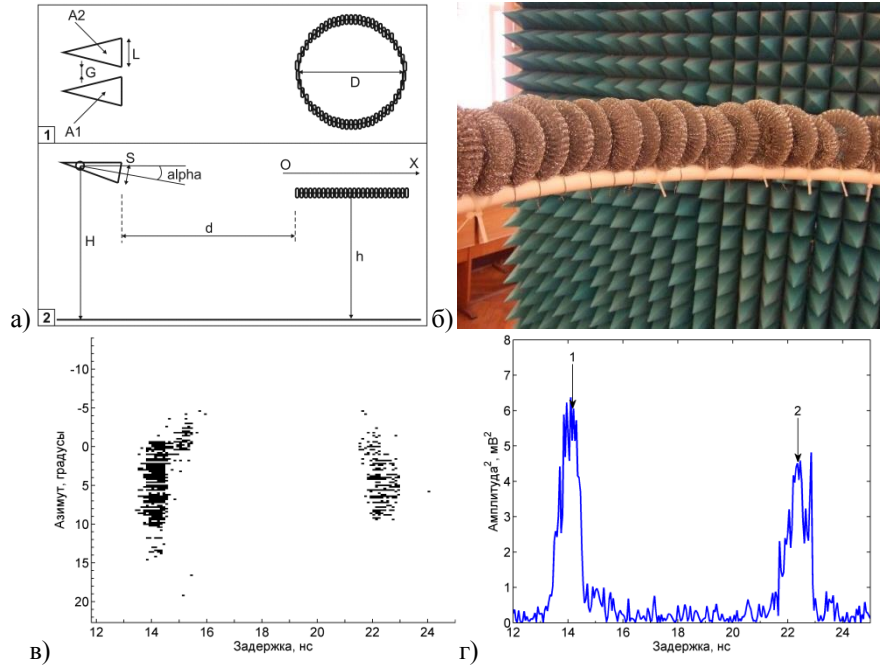


Рис. 1. а) Схема эксперимента ($d = 210$ см, $h = 151$ см): отражатели расположены максимально плотно. б) Фото объекта. в) Радиоизображение: радиоимпульс 1.5 нс. г) Дальностный портрет (азимут 6.4 градусов).

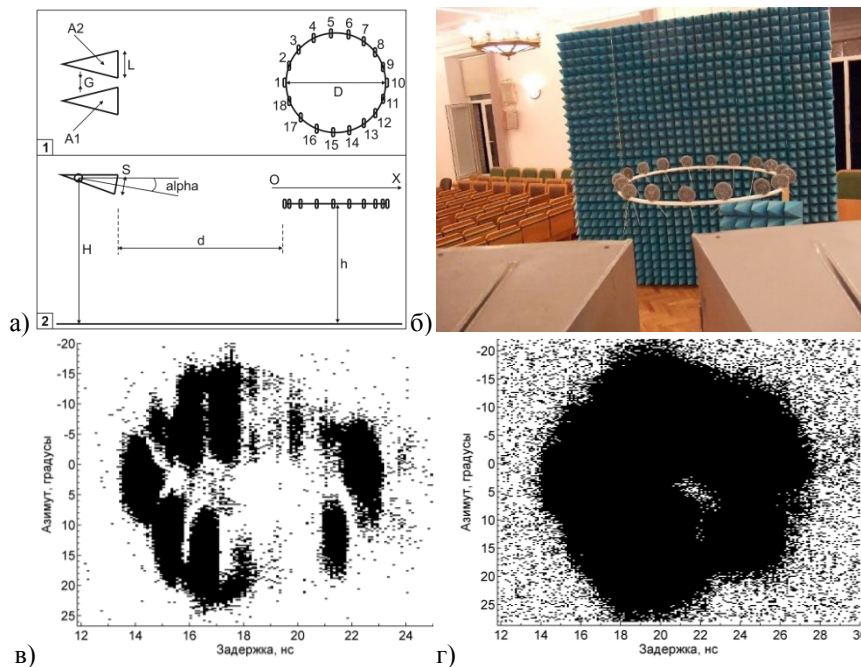


Рис. 2. а) Схема эксперимента ($d = 210$ см, $h = 151$ см): расстояние между отражателями – от трех до восьми длин волн ЭМ излучения. б) Фото объекта. Радиоизображения: радиоимпульс в) 1.5 нс, г) 6 нс.

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты сканирования объекта кольцеобразной формы (на котором вплотную друг к другу по всей его окружности

закреплены отражатели) по азимуту при фиксированном угле места $\alpha = -10$ градусов. Радиоизображение представлено на графике (рис. 1в) в координатах: азимут – задержка. На нем видны только ближний и дальний края объекта. На дальностном портрете цифрами 1 и 2 отмечены отражения от ближнего и дальнего краев (рис. 1г).

Для трехсантиметрового диапазона длин волн плотное расположение отражательных элементов приводит к геометрии облучаемого объекта подобной тору с расстоянием от центра образующей окружности до оси вращения $127 / 2$ см и радиусом образующей окружности около $11 / 2$ см (радиус одного отражателя). В результате, роль переизлучателей играют ближний и дальний края лоцируемого объекта.

На рис. 2 приведены результаты сканирования объекта, на котором было закреплено 18 отражателей, а расстояние (по продольному направлению ОХ) между ними составляло от 10 см до 25 см (рис. 2а и 2б). В результате того, что отражатели были значительно разрежены на облучаемом объекте (расстояние между ними – от трех до восьми длин волн), на радиоизображении (рис. 2в), получаемом зондирующими радиоимпульсами длительностью 1.5 нс, видны отражения от отдельных отражательных элементов. При увеличении длительности зондирующих радиоимпульсов до 6 нс отражения от отдельных отражательных элементов сливаются (рис. 2г). В результате, четко видно “кольцо” и его центр.

Эксперименты с объектом крестообразной формы и подстилающей поверхностью (ПП). На рис. 3 представлены радиоизображения (радиоимпульс 1.5 нс, 6 нс), полученные при сканировании объекта крестообразной формы с отражателями.

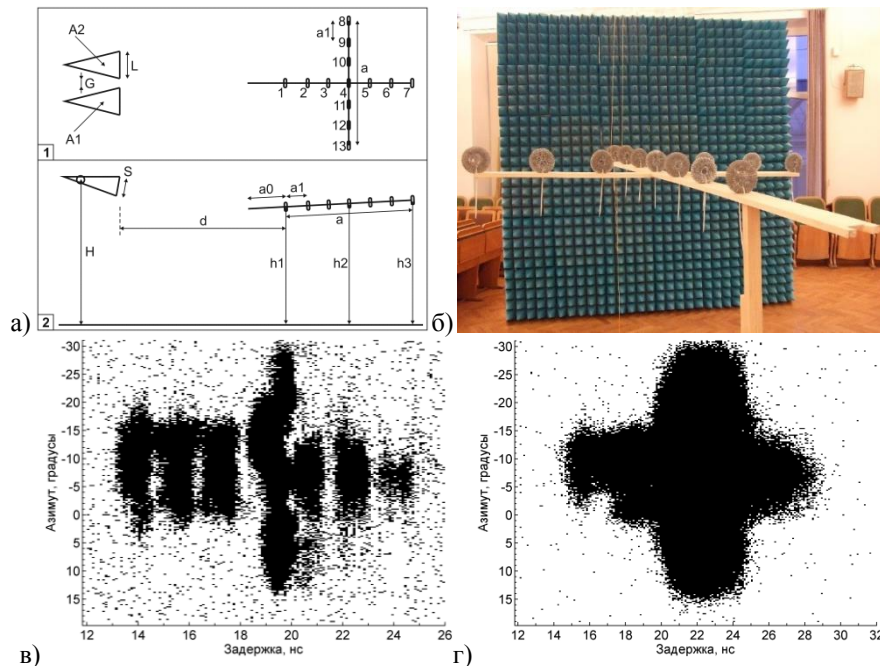


Рис. 3. а) Схема эксперимента ($a = 160$ см, $a_0 = 50$ см, $a_1 = 26.7$ см, $h_1 = 150$ см, $h_2 = 154$ см, $h_3 = 158$ см, $d = 210$ см). б) Фото облучаемого объекта. Радиоизображения: радиоимпульс в) 1.5 нс, г) 6 нс.

В классических радиолокаторах с зондирующими длинными линейно-частотно модулированными (ЛЧМ) импульсами для повышения разрешающей способности по дальности увеличивают ширину спектра сигнала. Однако существует проблема обнаружения целей на фоне отражений от ПП, поскольку при сжатии сигнала возникают боковые лепестки, которые могут перекрыть сигнал, отраженный от цели с малым значением ЭПР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иммореев И.Я. // Радиотехника и электроника, 2009, т. 54, №1, с. 5–31.
2. Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. J.D. Taylor. Boca Raton: CRC Press, 2000.
3. Скосырев В.Н. // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2012. №7.
4. Levitas B., Matuzas J. // IEEE Second International Workshop “Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals”, 2004.
5. Митрофанов Е.В. и др. // Электромагнитные волны и электронные системы, 2015. №1. С. 46–59.

Дискретная математическая модель ленточного электронного пучка в спадающем магнитном поле

Д.А. Михеев¹, А.В. Коннов², В.Л. Саввин¹, Ю.А. Пирогов¹
¹Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова
²ФГУП "Научно-производственное предприятие "Торий"
mikheev.dimitry@yandex.ru

В современной вакуумной электронике создание мощных устройств СВЧ играет ключевую роль. В связи с необходимостью увеличения уровня входной мощности устройств СВЧ в последнее десятилетие получило новое развитие направление, связанное с применением ленточных электронных пучков в микроволновых усилителях и преобразователях волн [1]. Уровень входной мощности устройств СВЧ с ленточными пучками может быть существенно увеличен за счёт ширины пучка, которая может превосходить его высоту в десятки раз. Таким образом, при той же плотности тока, что и для пучков круглого сечения, получаем существенный прирост суммарного тока и, как следствие, входной мощности устройства. К сегодняшнему дню уже имеются изготовленные образцы устройств СВЧ на ленточных электронных пучках. Особое внимание в этой связи нужно обратить на [2-3].

Разработана 3D модель ленточного электронного потока, в которой рассматривается движение вращающегося пучка в статическом продольном магнитном поле в слаборелятивистском приближении. Сопровождающее магнитное поле может быть постоянным, спадающим или реверсным и иметь произвольную эллиптическую поляризацию в поперечном сечении.

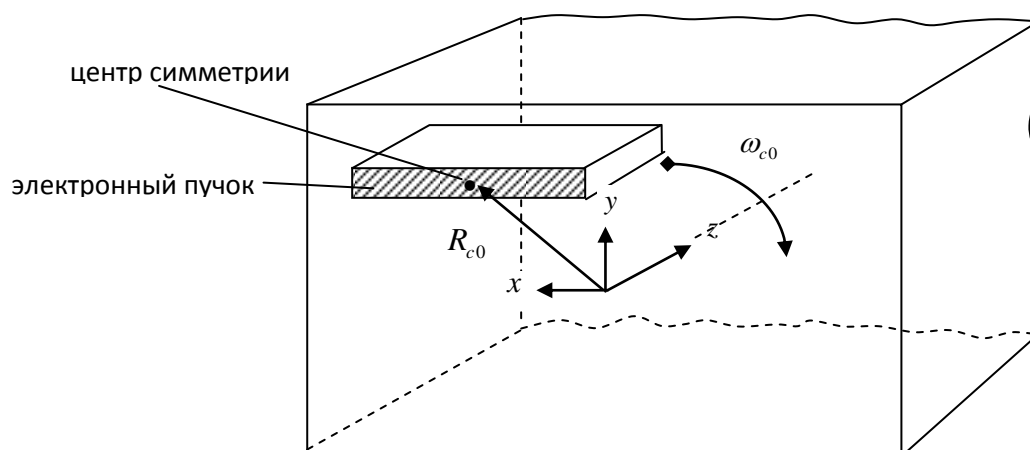


Рис. 1. Модель ленточного электронного пучка.

Ленточный пучок инжектируется в рассматриваемую область в направлении оси z с продольной скоростью v_{z0} , причем центр симметрии поперечного сечения пучка вращается вокруг оси z с круговой частотой ω_{c0} и радиусом вращения R_{c0} (рис. 1). Уравнения движения электронов пучка в рамках модели:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\gamma\eta_0 \left\{ [\vec{v}\vec{B}] + (\gamma\vec{E} + \frac{\vec{v}(\vec{v}\vec{E})}{c^2}) \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad (2)$$

где \vec{r} – радиус-вектор частицы, \vec{v} – скорость частицы, t – текущее время, $\gamma = \sqrt{1 - \frac{|\vec{v}|^2}{c^2}}$, c – скорость света в вакууме, $\eta_0 = \frac{e}{m_0}$ – удельный заряд электрона, $\vec{B} = \{B_x(x, y, z), B_y(x, y, z), B_z(z)\}$ – магнитное поле в области, в частности, в параксиальном приближении $B_x \approx -\frac{x}{2} \frac{\partial B_z(z)}{\partial z}$, $B_y \approx -\frac{y}{2} \frac{\partial B_z(z)}{\partial z}$, электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}_{pc} + \vec{E}_q$, где \vec{E}_{pc} – электростатическое поле предколлектора, $\vec{E}_q = \{E_{qx}(x, y, z), E_{qy}(x, y, z), E_{qz}(x, y, z)\}$ – поле пространственного заряда.

Для моделирования стационарных (периодически повторяющихся во времени) процессов взаимодействия наиболее целесообразно рассмотреть фрагмент протяженного в продольном направлении пучка с периодическими по оси z граничными условиями. Подобная модель пучка включает нечетное количество периодов инжекции пучка N_i . В этом случае параметры взаимодействия определяются по “средней” группе инжектированных электронов, принадлежащих $(N_i + 1)/2$ периоду. Все остальные частицы являются буферными.

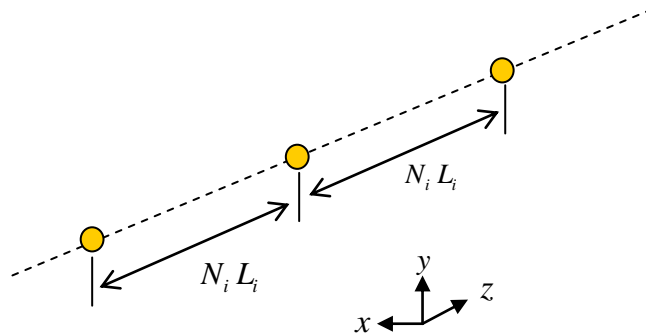


Рис. 2. Фрагмент крупной частицы.

Крупная частица в трехмерной модели пучка представляет собой бесконечную последовательность частиц (субчастиц) шарообразной формы с равномерно распределенной плотностью пространственного заряда, имеющих всегда одинаковые поперечные координаты (x, y) и расположенных на одной прямой, параллельной оси z , на расстоянии $N_i L_i$, где L_i – длина цуга инжектированных за период частиц (рис.2). Субчастица, принадлежащая “среднему” периоду инжекции, является базовой по отношению к остальным субчастицам. Все субчастицы, входящие в одну крупную частицу, двигаются синхронно. Поле пространственного заряда, создаваемое одной i -ой крупной частицей, записывается в виде суперпозиции полей составляющих ее субчастиц:

$$\vec{E}_{qi} = \vec{E}_{qi0} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k,k \neq 0} \frac{\vec{r}_{ik}}{|\vec{r}_{ik}|^3}, \quad (3)$$

где \vec{r}_{ik} – радиус-вектор от k -ой субчастицы i -ой крупной частицы в точку наблюдения, q – заряд субчастицы, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, k – индекс суммирования, причем $|k| > 0$, \vec{E}_{qi0} – поле, создаваемое базовой субчастицей в точке наблюдения:

$$\vec{E}_{qi0} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_{i0}}{|\vec{r}_{i0}|^3}, \quad \text{при } |r_{i0}| > r_s, \quad (4)$$

$$\vec{E}_{qi0} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_{i0}}{r_s^3}, \quad \text{при } |r_{i0}| < r_s, \quad (5)$$

здесь r_s – радиус субчастицы.

Суммирование по k в (3) проводится от $-\infty$ до $+\infty$. В действительности ряд (3) быстро сходится (тем быстрее, чем больше $N_i L_i$), поэтому в сумме (3) можно ограничиться несколькими членами со значениями $|k| \in (0,7)$.

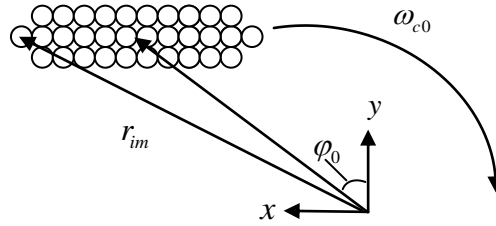


Рис. 2. Дискретизация поперечного сечения инжектированного ленточного пучка.

Поперечное сечение ленточного пучка разбивается на $N_x N_y$ крупных частиц (рис. 3) с дискретностью по фазам влета N_z . Таким образом, в области взаимодействия может находиться одновременно $N_i N_x N_y N_z$ крупных частиц.

Уравнения движения крупных частиц (1)-(2) интегрируются в координатах (t, t_{im}) , где t_{im} – время влета m -ой крупной частицы i -го поперечного сечения (m – номер, характеризующий ее положение в поперечном сечении) с начальными условиями:

$$x_{im} = X_{0m} - R_{c0} \sin(\varphi_0) \quad (6)$$

$$y_{im} = Y_{0m} + R_{c0} \cos(\varphi_0) \quad (7)$$

$$z_{im} = Z_{0i} \quad (8)$$

$$v_{xim} = -\omega_{co} R_{c0} \cos(\varphi_0) \quad (9)$$

$$v_{yim} = -\omega_{co} R_{c0} \sin(\varphi_0) \quad (10)$$

$$v_{zim} = v_{z0} \quad (11)$$

здесь φ_0 – начальная фаза поворота сечения пучка, X_{0m} , Y_{0m} , Z_{0i} – начальные координаты крупной частицы при $\varphi_0 = 0$ и $R_{c0} = 0$, v_{xim} , v_{yim} , v_{zim} – её начальные скорости.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 J.X. Qiu et al. // IEEE Microwave Mag. 2009. V. 60. No 7. PP. 38-51.
2. J. Pasour et al. // IEEE Trans. El. Dev. 2014. V. 61. No 6. PP. 1630-1636.
3. D.E. Pershing et al. // IEEE Trans. El. Dev. 2014. V. 61. No 6. PP. 1637-1642.

Ток увлечения в сверхрешетке в условиях воздействия бихроматической электромагнитной волны

Т.А. Носаева¹, Г.А. Сыродоев²

¹Волгоградский государственный медицинский университет

²Волгоградский государственный социально педагогический университет

Воздействие дополнительного периодического потенциала на электроны образца, приводит к непараболичности минизонного спектра и, как следствие, к проявлению нелинейности кинетических свойств уже в достаточно слабых электрических и магнитных полях по сравнению с однородными структурами [1]. Учет собственного магнитного поля волны (светоэлектрический эффект [2]) или взаимодействие внешнего магнитного поля (эффект Холла [3]) приводит к возникновению поперечного электрическому полю волны дрейфу носителей заряда.

В нашей работе мы рассмотрим особенности возникновения постоянного тока увлечения при распространении бихроматической электромагнитной волны поперек оси сверхрешетки (СР) [2]. При выполнении условий $\hbar\omega < \Delta_g$, $\hbar/\tau \ll \Delta$ (Δ_g - ширина запрещенной минизоны, τ - среднее время релаксации электронов) можно решать задачу в одноминизонном приближении, энергия электрона в этой зоне

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos(\frac{p_x d}{\hbar})). \quad (1)$$

Пусть плоская, бихроматическая ЭМВ распространяется перпендикулярно оси СР

$$A_z = A_1 \cos(\omega_1 t - \tau_1 x) + A_2 \cos(\omega_2 t - \tau_2 x + \varphi), \quad (2)$$

где A_z – вектор – потенциал ЭМВ, $\tau_{1(2)}$ - волновые вектора ЭМВ, $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$.

В работе [4] возникновение постоянного тока вдоль вектора напряженности бихроматического электромагнитного поля объясняется как проявление параметрического процесса.

В случае, когда либо энергия фотона $\hbar\omega$, либо энергия $\hbar\Omega_{st} = eEd$ (Ω_{st} - штарковская частота, d – постоянная СР, E – амплитуда электрического поля электромагнитной волны (ЭМВ)) становится сравнимой с шириной минизоны проводимости необходим квантовый подход. При выполнении условия $\frac{eEd}{\hbar\omega} \geq 1$ учет

многофотонного характера внутризонного поглощения ЭМВ в СР можно осуществить, используя метод эффективного гамильтониана и второй порядок теории возмущений для нахождения вероятности электронного перехода в зоне проводимости из состояния k в состояние k' с поглощением фотонов и поглощением (испусканием) фонона. Эффективный гамильтониан взаимодействия ЭМВ с электроном в минизоне проводимости для одномерной СР запишем в виде

$$\hat{H}_1 = \varepsilon(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t)) - \varepsilon(\hat{\mathbf{p}}), \quad (3)$$

где спектр энергии электронов $\varepsilon(\hat{\mathbf{p}})$ описывается соотношением (1). $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ - квазиимпульс, $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$. Гамильтониан взаимодействия электрона с акустическими колебаниями решетки возьмем в виде $\hat{H}_2 = i \sum_{\mathbf{q}, \alpha} (B_{\mathbf{q}, \alpha} \exp(i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}}t)) b_{\mathbf{q}, \alpha} - B_{\mathbf{q}, \alpha}^* \exp(-i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}}t)) b_{\mathbf{q}, \alpha}^+)$, где $b_{\mathbf{q}} (b_{\mathbf{q}}^+)$ - операторы уничтожения (рождения) фононов, \mathbf{q} - волновой вектор фонона, $B_{\mathbf{q}, \alpha} = (\hbar/2\rho\omega_{\mathbf{q}}V)^{1/2} q \Xi_{\alpha}$, Ξ_{α} - константа деформационного потенциала, α - номер ветви колебаний решетки, ρ - плотность, V - объем кристалла (здесь мы пренебрегаем анизотропностью СР). Тогда из (2) и (3) получаем:

$$\hat{H}_1 = \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{\infty} J_{2m_1}(a_1) J_{2m_2}(a_2) e^{i2(m_1\varphi_1 + m_2\varphi_2)} \hat{C}_{2m_1, 2m_2} + \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{\infty} J_{2m_1+1}(a_1) J_{2m_2+1}(a_2) e^{-i((2m_1+1)\varphi_1 + (2m_2+1)\varphi_2)} \hat{C}_{2m_1+1, 2m_2+1} \quad (4)$$

здесь $\hat{C}_{2m_1, 2m_2} = \frac{\Delta}{2} \left(\frac{\delta_{0, 2m_1} \delta_{0, 2m_2}}{J_0(a_1) J_0(a_2)} - (-1)^{m_1+m_2} \right) \cos\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_z d}{\hbar}\right)$, $\hat{C}_{2m_1+1, 2m_2+1} = \frac{\Delta}{2} (-1)^{m_1+m_2} \sin\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_z d}{\hbar}\right)$,

$J_m(a)$ – функция Бесселя m – го порядка, $\varphi_{1(2)} = \omega_{1(2)}t - \tau_{1(2)}x$,

$$a_{1(2)} = \frac{eA_{1(2)}d}{c\hbar} = \frac{eE_{1(2)}d}{\hbar\omega_{1(2)}} \quad (5)$$

Во втором порядке теории возмущений для вероятности электронного перехода в зоне проводимости из состояния \mathbf{k} в состояние \mathbf{k}' с поглощением фотонов и поглощением (испусканием) фонона получаем следующее выражения

$$w_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} = \frac{2\pi B_q^2}{\hbar^4} N_{\mathbf{k}} (1 - N_{\mathbf{k}'}) * \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_{m_1, m_2}^2 (k_z + q_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{q} - m_1\tau_1 - m_2\tau_2}}{(\omega_{\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{q}})^2} n_q \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1\omega_1 - m_2\omega_2 - \omega_{\mathbf{q}}) + C_{m_1, m_2}^2 (k_z - q_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} - \mathbf{q} - m_1\tau_1 - m_2\tau_2}}{(\omega_{\mathbf{k} - \mathbf{q}, \mathbf{k}} + \omega_{\mathbf{q}})^2} (n_q + 1) \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1\omega_1 - m_2\omega_2 + \omega_{\mathbf{q}}) + C_{m_1, m_2}^2 (k_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{q} - m_1\tau_1 - m_2\tau_2}}{(\omega_{\mathbf{k} - m\tau, \mathbf{k}} - m_1\omega_1 - m_2\omega_2)^2} n_q \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1\omega_1 - m_2\omega_2 - \omega_{\mathbf{q}}) + C_{m_1, m_2}^2 (k_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} - \mathbf{q} - m_1\tau_1 - m_2\tau_2}}{(\omega_{\mathbf{k} - m\tau, \mathbf{k}} + m_1\omega_1 + m_2\omega_2)^2} (n_q + 1) \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1\omega_1 - m_2\omega_2 + \omega_{\mathbf{q}}) \right\} \quad (6)$$

где $\omega_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}'})/\hbar$, $C_{2m_2+1,2m_2+1}(k_z) = (-1)^{m_1+m_2} \frac{\Delta}{2} J_{2m_1+1}(a) J_{2m_2+1}(a) \sin(k_z d)$,

$C_{2m_1,2m_2}(k_z) = \frac{\Delta}{2} \left((\delta_{0,2m_1} \delta_{0,2m_2} / (J_0(a_1) J_0(a_2))) - (-1)^{m_1+m_2} \right) J_{2m_1}(a) J_{2m_2}(a) \cos(k_z d)$, $n_{\mathbf{q}}$ и $N_{\mathbf{k}}$

– числа заполнения фононов и электронов, символы Кронекера и δ - функции выражают законы сохранения квазиимпульсов и энергии при переходах. Как видно из этого выражения для вероятности перехода $w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$, в нем учтены многофотонные процессы.

Ток увлечения определяется выражением

$$j_x = -e \frac{\hbar v^{-1}}{\mu V} \sum_{\mathbf{k}',\mathbf{k},\mathbf{q}} k'_x w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \quad (7)$$

где v^{-1} - среднее время релаксации, μ - эффективная масса электрона в направлении распространения ЭМВ.

В случае высокой температуры $(k_0 T) \gg \hbar \omega_{\mathbf{q}}$, учитывая, что $n_{\mathbf{q}} = k_0 T / \hbar \omega_{\mathbf{q}}$, $N_{\mathbf{k}} = (1/Z) \exp(-\varepsilon(\mathbf{k})/k_0 T)$ (где Z – стат. сумма), и при выполнении неравенства $\omega_1, \omega_2 \gg \omega_{\mathbf{q}}$ получим

$$j_x = g \sum_{m_1, m_2=1}^{\infty} \frac{1}{m_1 + m_2 \gamma} \int (C_{m_1, m_2}^2(\xi_z) + C_{m_1, m_2}^2(k_z)) \exp \left\{ \frac{\Delta}{2k_0 T} \left[\cos(k_z d) - \frac{2}{\Delta} \eta \Theta(\eta) \right] \right\} dk_z d \xi_z \quad (9)$$

где $\eta = \frac{\Delta}{2} (\cos(k_z d) - \cos(\xi_z d)) - m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2$, $\gamma = \omega_2 / \omega_1$ - рациональное число, $\xi = \mathbf{k} \pm \mathbf{q}$, $\Theta(\eta)$ - ступенчатая функция ($\Theta(\eta) = 0$ при $\eta < 0$, $\Theta(\eta) = 1$ при $\eta \geq 0$), $g = j_0 (V \mu k_0 T d) / (2\pi^3 \hbar^2 \Delta^2 Z)$.

Численный анализ тока увлечения показывает, что достигнув максимума с ростом a_1 и фиксированном a_2 ток увлечения убывает, осциллируя. Осцилляции тока увлечения с ростом a_1, a_2 вызваны непараболическим характером спектра энергии и узостью минизоны (у электронов, находящихся у потолка минизоны составляющая скорости v_z обращается в ноль). При $a_1, a_2 \geq 1$ поглощение ЭМВ носит многофотонный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. – М.: Наука, 1989.- 288 с.
2. M.V Vjazovsky, G.A. Syrodov // Radiophysics and Quantum Electronics. 2001.V. 44, No 8. P. 668.
3. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков // ФТП. 2012. Т. 46. №.1. С. 113.
4. А.В. Шорохов и др. // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138. – Вып. 5(11). – С. 930.

Двухволновой режим работы гиротрона на высоких гармониках

И.В. Ошарин¹, Ю.К. Калынов¹, А.В. Савилов^{1,2}

¹Институт прикладной физики РАН

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

osharin@appl.sci-nnov.ru

Использование режимов двухволновой совместной генерации [1] предлагается в качестве способа уменьшения эффективной дифракционной добротности квазикритической рабочей волны гиротрона. В этом двухволновом режиме рабочая волна представляет собой "горячую" моду, образованную двумя отдельными "холодными" модами (волной, близкой к отсечке, и далёкой от отсечки бегущей волной), связанными на электронном пучке.

Показано, что использование этого режима может обеспечить значительное снижение омических потерь в слаборелятивистских гиротронах терагерцового частотного диапазона, работающих на высоких гармониках циклотронной частоты [2].

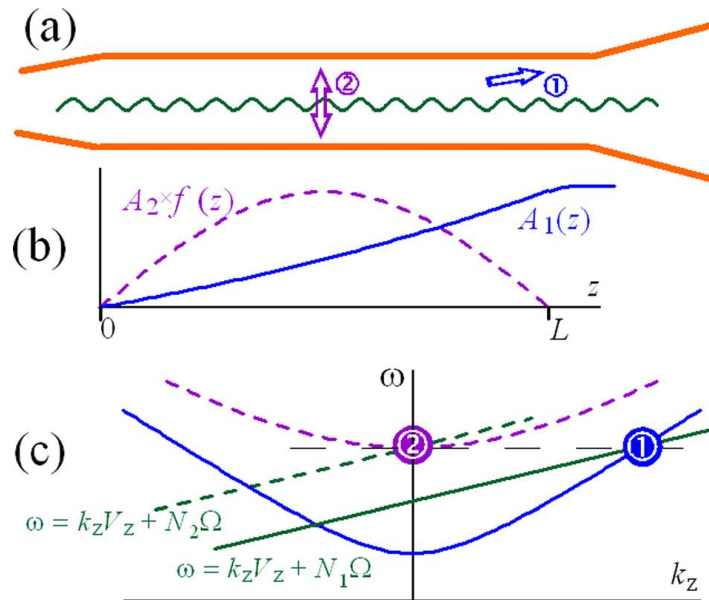


Рис. 1. Гироосциллятор на основе совместного возбуждения двух волн на одной частоте, но на разных циклотронных гармониках: (а) основная схема, (б) продольная структура далекой от отсечки волны 1 и близкой к отсечке волны 2 и (с) дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая условия циклотронного резонанса для обеих волн

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Savilov et al. // Phys. Rev. E 62, 4207 (2000).
2. A.V. Savilov et al. // Phys. Plasmas 22, 043104 (2015).

Исследование характеристик сжатого состояния электронного пучка в составной трубе дрейфа

А.Г. Петрик¹, С.А. Куркин^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}
¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.
²Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
a.g.petrik@gmail.com

Исследования формирования и динамики виртуального катода (ВК) в системах с интенсивными электронными потоками представляют большой исследовательский интерес и являются важной задачей в области вакуумной и плазменной электроники высоких мощностей [1-3]. Интерес к изучению данных систем обусловлен как фундаментальными вопросами физики плазмы в области исследования пучков заряженных частиц, так и прикладным значением для вакуумной и плазменной электроники больших мощностей. В качестве примеров таких систем, имеющих практическое применение, можно привести источники мощного электромагнитного излучения [2, 4], генераторы широкополосных шумоподобных колебаний [5], устройства, применяемые в мощной коммутационной технике [5], системы ускорения ионов [6], усилители мощного СВЧ сигнала [7] и др.

Сжатое состояние пучка (ССП) со сверхкритическим током было впервые обнаружено и описано в работе [8]. Область ССП находится в промежутке между катодом и ВК, здесь устанавливается двухпотокное состояние, так как часть электронов отражается от ВК. В дальнейшем между катодом и ВК происходят продольные колебания пространственного заряда. Следует отметить, что в этой области наблюдается сложная динамика движения частиц, вплоть до хаотической. Данное состояние проще всего обнаружить по фазовому портрету: в определенный момент времени встречные пучки «смыкаются» вдоль оси скоростей, и можно видеть плотно сжатое электронное облако. Скорость движения электронов в области ССП имеет сравнительно малые значения, большое число частиц дрейфует на близких к нулевым скоростях. Кроме того, сжатое состояние характеризуется большой плотностью электронов. Таким образом, ССП можно назвать распределенным в пространстве дрейфа ВК.

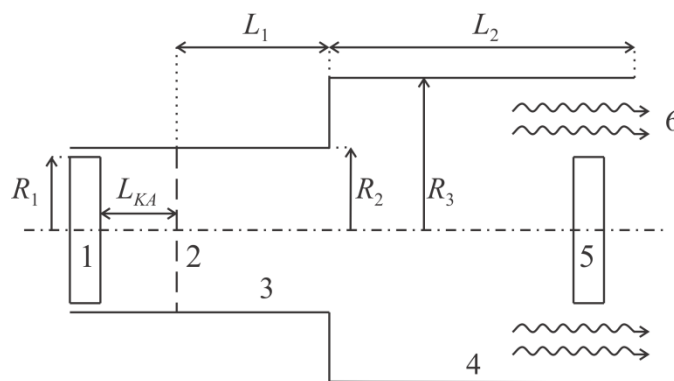


Рис. 1. Исследуемая модель. На рисунке изображены: 1 – катод, 2 – анодная сетка, 3 – анодная секция, 4 – секция дрейфа, 5 – коллектор, 6 – вывод СВЧ-мощности. Геометрические параметры были выбраны следующими: $L_1 = 70$ мм, $L_2 = 100$ мм, $R_1 = 24$ мм, $R_2 = 27$ мм, $R_3 = 50$ мм.

В данной работе с использованием численного трехмерного электромагнитного моделирования проводились исследования различных характеристик ССП. В

частности, одной из целей было повышение плотности электронного потока в области ССП. Решение данной задачи может помочь в повышении эффективной плазменной частоты пучка с ВК и, следовательно, в повышении частоты и мощности генерации в подобной системе.

В качестве исследуемой модели была выбрана двухсекционная система, пространство дрейфа которой представляет собой две составные трубы с различными диаметрами (рис. 1). Аналогичная модель была использована в работе [8]. Источником электронов является цилиндрический катод 1, который размещен соосно с первой секцией пространства дрейфа 3. С катода происходит эмиссия электронов, которые затем разгоняются под действием ускоряющего напряжения, подаваемого на анодную сетку 2, полностью прозрачную для электронов. Амплитуда импульса напряжения равна 500 кВ, время нарастания импульса – 3 нс. Пучок, прошедший через ВК, осаждается на коллекторе электронов 5. Вывод электромагнитной мощности 6 располагается в плоскости коллектора и представляет собой коаксиальный волновод, центральным проводником которого выступает коллектор. Вся система находится во внешнем продольном однородном магнитном поле с индукцией $B = 50$ кГс, которое фокусирует и удерживает электронный пучок. В качестве основного управляющего параметра выступало расстояние от катода до анодной сетки $L_{КА}$, которое менялось в диапазоне значений 10 – 20 мм за счет того, что катод отодвигался от анодной сетки.

Моделирование проводилось с помощью программного продукта CST Particle Studio (CST PS). Данный пакет позволяет проводить численное 3D электромагнитное моделирование процессов, протекающих в электронных приборах. При расчетах используется particle-in-cell вычислитель, предназначенный для моделирования самосогласованной задачи распространения электромагнитных волн и движения заряженных частиц во временной области. При этом электромагнитные поля вычисляются в дискретных узлах сетки путем решения полной системы уравнений Максвелла по схеме с перешагиванием (метод сеток).

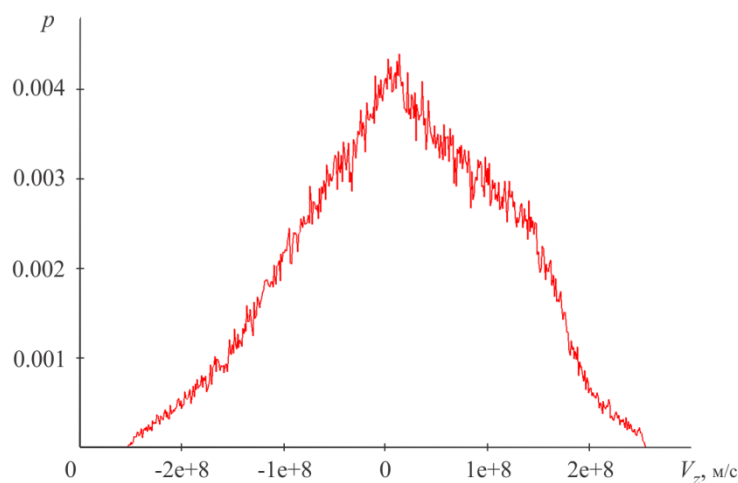


Рис. 2. Распределение частиц по продольным скоростям.

В результате исследования были получены следующие основные результаты. В области ССП обнаружено большое число дрейфующих частиц, скорость которых близка к нулю. Распределение электронов имеет максимум в нуле, что соответствует большому числу электронов с небольшими значениями скорости. Именно эти электроны способствуют формированию сверхплотного сгустка в области ССП (рис. 2).

После установления ССП пучок приобретает вид полого пучка, когда под действием сил пространственного заряда большее число частиц потока по радиусу сосредоточено около границы потока.

Из результатов сравнения данной системы с системой без скачка радиуса, когда ССП в системе не устанавливается, можно сделать вывод, что при эквивалентном токе пучка в системе с реализацией ССП мы имеем двукратный выигрыш в плотности пространственного заряда и плазменной частоты в области ССП (рис. 3).

С увеличением расстояния катод-анод и, как следствие, с увеличением тока пучка, растет отношение между плотностью пространственного заряда в области ССП и в области ВК во второй секции с большим радиусом.

Спектр выходного излучения в режиме со ССП характеризуется шумоподобным видом со слабой изрезанностью спектральной характеристики и диапазоном генерируемых частот от 0.5 до 70 ГГц. Вместе с тем, наблюдается несколько ярко выраженных пиков, соответствующих типичным значениям эффективной плазменной частоты пучка. Ширина полосы выходного сигнала имеет тенденцию к увеличению с ростом плотности пространственного заряда в области ССП.

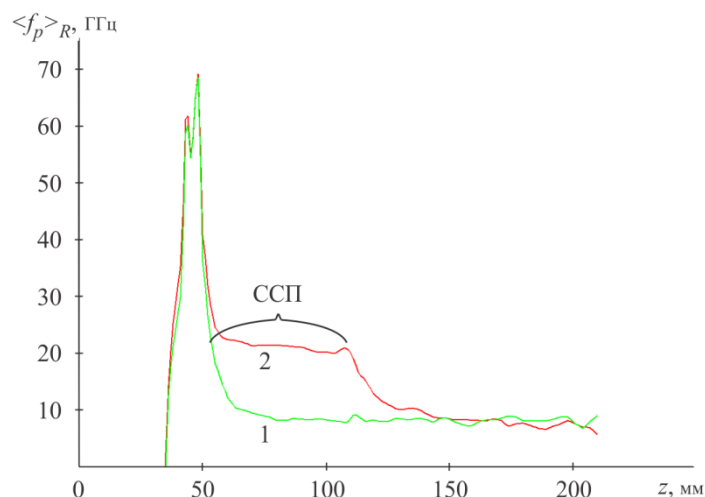


Рис. 3. Зависимость усредненного по радиусу значения плазменной частоты от продольной координаты; значение управляющего параметра $L_{КА} = 10$ мм, 1 – система без скачка радиуса трубы ($R = 50$ мм), 2 – система со скачком, ССП – область сжатого состояния.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых - кандидатов наук (МК-5426.2015.2) и гранта РФФИ (№ 15-52-04018).

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов “Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков” Т. 1, 2. М.: Физматлит, 2003, 2004.
2. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002, Т. 47. No 6. С. 575.
3. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu “High Power Microwaves” CRC Press, Taylor and Francis, 2007.
4. S.A. Kurkin, А.Е. Hramov, А.А Koronovskii // Applied Physics Letters. 2013. V. 103. No 043507.
5. А.Е. Hramov, А.А. Koronovskii, S.A. Kurkin // Physics Letters. A. 2010. V. 374. No 30. P. 3057-3066.

6. А.Е. Дубинов, И.Ю. Корнилова, В.Д. Селемир // УФН. 2002. Т. 172. No 11. С. 1225.
7. S.A. Kurkin et al. // Applied Physics Letters. 2015. V. 106. No 153503.
8. А.М. Ignatov, V.P. Tarakanov // Physics of Plasmas. 1994. V. 1. No 3. P. 741.

Особенности электронно-волнового взаимодействия в мощных клистронных усилителях миллиметрового диапазона

В.М. Пикунов, В.Е. Родякин

Физический факультет Московского государственного университета им.М.В. Ломоносова
rodyakin@phys.msu.ru

Бурно растущие потребности в мощных источниках излучения терагерцового диапазона вызвали в последние годы активное продвижение традиционных электровакуумных приборов в область миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн и, как следствие, повышенный интерес к решению ряда физических и технических проблем, возникающих на этом пути. Одними из наиболее перспективных традиционных приборов, которые успешно адаптируются для терагерцового диапазона, являются многорезонаторные клистронные усилители.

Традиционное требование к трубам дрейфа многорезонаторных клистронов иметь диаметр меньше половины длины волны приводит к неизбежному ограничению величины электронного тока, который можно сформировать и провести без заметного токооседания на стенках в приборах терагерцового диапазона.

В работе проводится сравнительный теоретический анализ использования как традиционной однолучевой схемы формирования и транспортировки электронного потока, так и многолучевой электронно-оптической системы для многорезонаторного клистрона на частоту 95ГГц. В случае однолучевой конструкции рассматривается электронная пушка с высокой компрессией. На Рис. 1 представлена конструкция такой пушки, траектории электронов и эквипотенциал электрического поля.

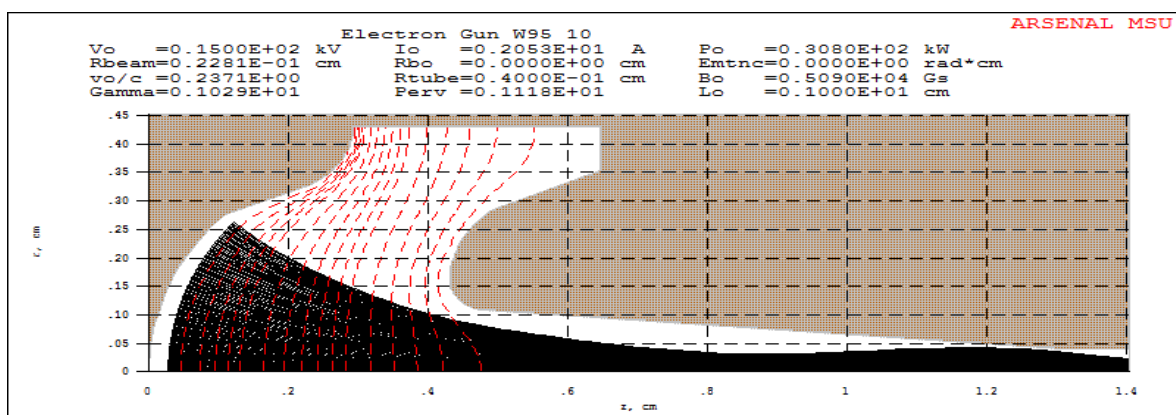


Рис. 1. Электронная пушка с высокой компрессией для однолучевого клистрона терагерцового диапазона

Неизбежное уменьшение размеров резонаторов клистронов терагерцового диапазона приводит к уменьшению коэффициента взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями. Приводятся результаты сравнительного анализа группирования электронных потоков в таких приборах с использованием одноззорных и двухззорных резонаторов. Все исследования проводились с использованием программного комплекса «Арсенал –МГУ» [1], позволяющего проводить численный анализ нелинейных процессов в клистронных усилителях с использованием 2,5-мерной модели «частица в ячейке»

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин - Программные комплексы для разработки мощных высокоэффективных клистронных усилителей. В сб. «Вакуумная СВЧ электроника». НН, Изд. ИПФ, 2002, стр. 97-102.

Устойчивость ленточного электронного пучка с циклотронным вращением в аксиально-симметричном магнитном поле

В.Л. Саввин¹, А.В. Коннов², Д.А. Михеев¹, Г.М. Казарян¹, И.И. Шуваев¹

¹Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

²ФГУП «НПО ТОРИЙ»

vl.savvin@physics.msu.ru

Микроволновые устройства с ленточными электронными потоками могут обладать очевидными преимуществами по сравнению с СВЧ - устройствами с цилиндрическими электронными пучками. Ленточные пучки с широким прямоугольным (или эллипсоидальным) сечением дают возможность реализовать одновременно большой ток пучка и низкую плотность пространственного заряда, снизить уровень фокусирующего магнитного поля и обеспечить высокую эффективность СВЧ устройств с широкой полосой частот, высокими значениями импульсной и средней мощности. Исследования последних лет наглядно продемонстрировали перспективы микроволновых устройств с ленточными электронными потоками в миллиметровом и терагерцовом диапазонах [1–3]. Ленточные пучки с циклотронным вращением электронов весьма перспективны и для поперечно-волновых СВЧ устройств.

Транспортировка ленточного электронного пучка в аксиально симметричном магнитном поле в канале дрейфа имеет ряд отличительных особенностей. Для ленточного электронного пучка, распространяющегося параллельно осевому однородному магнитному полю, воздействие силы дрейфа в магнитном поле приводит к сдвигу потока между верхней и нижней половинами в сечении пучка [4], как показано на Рис. 1.

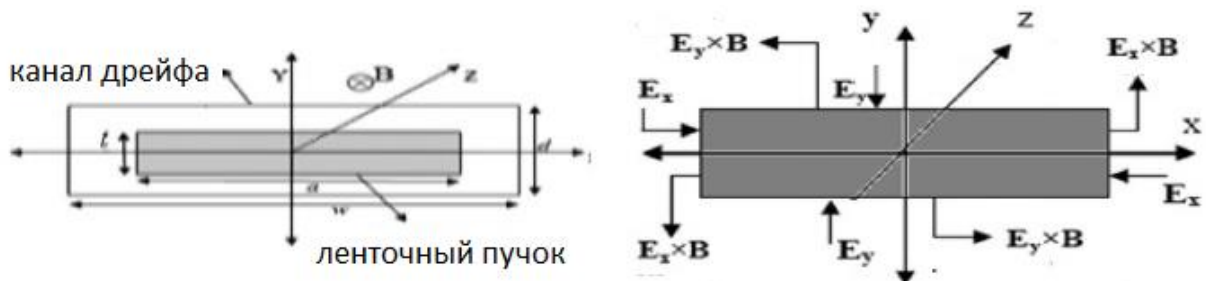


Рис. 1. Ленточный пучок в канале дрейфа(слева) и сечение пучка (справа), E_x и E_y – компоненты электрического поля пространственного заряда пучка, B – внешнее магнитное поле

Сдвиг и пульсации сечения потока может также привести к спонтанному экспоненциальному росту флуктуаций плотности пространственного заряда и возмущений в потоке, т.е. к возбуждению диокотронной неустойчивости. Деформация формы поперечного сечения может возникнуть под влиянием E_x -компоненты поля пространственного заряда, резко нарастающей к краям поперечного сечения пучка:

$$E_x = -\frac{4m\omega_p^2}{ed} \sum_j \frac{\sin(k_j t/2)}{k_j^2} \times \frac{\cosh[k_j(w-a)/2]}{\cosh(k_j w/2)} \cos(k_l y) \sinh(k_l x) \quad (1)$$

Для анализа устойчивости ленточного пучка с циклотронным вращением разработана численная 3D - модель, содержащая фрагмент протяженного в продольном направлении электронного потока с периодическими по оси z граничными условиями. Модель пучка включает нечетное количество периодов инжекции пучка N_i , т.е. $N_i = 1, 3, 5, \dots$. В этом случае

параметры взаимодействия определяются по “средней” группе инжектированных электронов, принадлежащих $(N_i + 1)/2$ периоду. Все остальные частицы являются буферными. В процессе расчетов устойчивости ленточного пучка использовалось 1 – 5 периодов. На рис.2 слева показано поперечное сечение модели (частицы, инжектированные в выбранный момент времени), справа - модель ленточного пучка (видно четыре периода инжекции).



Рис. 2 Численная 3D - модель ленточного пучка

Движение частиц описывается уравнениями

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\gamma\eta_0 \left\{ [\vec{v}\vec{B}] + (\gamma\vec{E} + \frac{\vec{v}(\vec{v}\vec{E})}{c^2}) \right\} \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \quad (3)$$

здесь \vec{r} и \vec{v} – радиус-вектор и скорость частицы, t – текущее время, $\gamma = \sqrt{1 - \frac{|\vec{v}|^2}{c^2}}$, c – скорость света, $\eta_0 = \frac{e}{m_0}$ – удельный заряд электрона, $\vec{B} = \{B_x(x,y,z), B_y(x,y,z), B_z(z)\}$ – магнитное поле в области, электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}_{pc} + \vec{E}_q$, где \vec{E}_{pc} – электростатическое поле предколлектора, $\vec{E}_q = \{E_{qx}(x,y,z), E_{qy}(x,y,z), E_{qz}(x,y,z)\}$ – поле пространственного заряда.

Поперечное сечение ленточного пучка разбивается на $N_x N_y$ крупных частиц с дискретностью по фазам влета N_z . Таким образом, в области взаимодействия может находиться одновременно $N_x N_y N_z$ крупных частиц.

Крупная частица в трехмерной модели пучка представляет собой бесконечную последовательность частиц (субчастиц) шарообразной формы с равномерно распределенной плотностью пространственного заряда, имеющих всегда одинаковые поперечные координаты (x,y) и расположенных на одной прямой, параллельной оси z , на расстоянии $N_i L_i$, где L_i – длина цуга инжектированных за период частиц (рис.2). В частности, $L_i = \lambda_c$. Субчастица, принадлежащая “среднему” периоду инжекции, является базовой по отношению к остальным субчастицам. Все субчастицы, входящие в одну крупную частицу, двигаются синхронно. Поле пространственного заряда, создаваемое одной i -ой крупной частицей, записывается в виде суперпозиции полей составляющих ее субчастиц.

Цель проведенных исследований – анализ устойчивости ленточного пучка в внешнем магнитном поле. Численные параметры модели ленточного пучка - потенциал пучка U_0 – в пределах 2-10 кВ, сечение пучка – до 1x20 мм, значения микропервеанса – 1-20, величина внешнего фокусирующего магнитного поля - 0,0875 Тл, что обеспечивает циклотронный резонанс на частоте 2,45 ГГц.

На первом этапе рассчитывалась транспортировка пучка в отсутствие циклотронного вращения частиц. В случае однородного внешнего фокусирующего магнитного поля и сечения пучка 1x10мм электронный пучок практически сохраняет форму своего поперечного сечения при токе пучка, соответствующем значениям микропервеанса 1-5.

Дальнейшее увеличение тока пучка I_0 (с микропервеансом 10-20) может приводить к заметным искажениям формы поперечного сечения, пульсациям внешних размеров сечения и возбуждению диокотронной неустойчивости. Этого удастся избежать при задании равновесной толщины пучка и увеличении ширины пучка (вдвое – для конкретного варианта поперечного сечения 1x20 мм).

В случае пучка с циклотронным вращением частиц (мощность циклотронного вращения пучка вдвое превышает мощность его продольного движения $P_0=I_0 \cdot U_0$) устойчивость ленточного пучка может быть более стабильной в случае расширяющегося магнитного поля (см. рис.3).

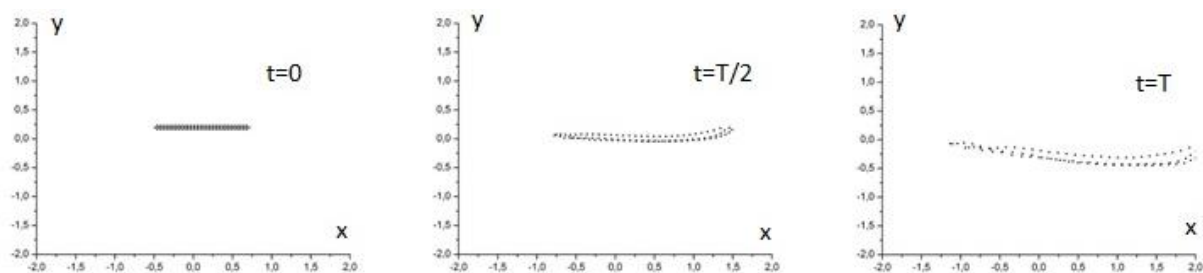


Рис. 3 Сечения ленточного пучка с циклотронным вращением в области с расширяющимся магнитным полем, $t=0$ – в момент инжекции в область, $t=T/2$ – в середине области, $t=T$ - в конце области.

Размер сечения пучка в начале области с расширяющимся магнитным полем- 1x10мм, ток $I_0=1,79$ А, $U_0=2000$ В, циклотронный радиус $R_c=2,44$ мм, первеанс – $10 \cdot 10^{-6}$ А/В^{3/2}.

Это достигается благодаря уменьшению фактора $E \times B$, ответственного за деформацию поперечного сечения ленточного пучка. Во-первых, за счет увеличения площади сечения пучка в расширяющемся магнитном поле уменьшается поле пространственного заряда E . Во-вторых, за счет уменьшения фокусирующего магнитного поля B (в 5-10 раз на длине области). Отмеченный эффект может быть полезен при разработке практических конструкций СВЧ-устройств с циклотронными волнами.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Pasouret al //IEEE Trans. Electron Devices. 2014. V.61. No.6. P. 1630.
2. D. Pershing et al // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. V.61. No.6. P. 1637.
3. C.Ruanet al //IEEE Trans. Electron Devices. 2014. V.61. No.6. P. 1643.
4. И.В. Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки. М. Сов.Радио. 1966.

Схема цифровой обработки сигналов для системы связи мм-диапазона ДЛИН ВОЛН

А.А. Серяков, П.Н. Захаров, А.Ф. Королёв

Физический факультет МГУ, кафедра фотоники и физики микроволн
xakstreet@mail.ru

В рамках работы проведена разработка схемы цифровой обработки сигналов на ПЛИС для системы беспроводной связи, предназначенной для передачи информации со скоростью до 10 Гбит/с в диапазоне частот 71-86 ГГц.

Основные преимущества использования мм-диапазона:

- 1) Возможность обеспечения высокой скорости передачи информации за счет широкой доступной полосы частот (порядка 10 ГГц);
- 2) Возможность работы при отрицательных (до -30 дБ) отношениях сигнал шум при расширении спектра сигнала помехоустойчивым кодом, работающим вблизи границы Шеннона, с коэффициентом расширения 1000 – 100000 (совместно с ПСП);
- 3) Малая длина волны, что приводит к существенному уменьшению габаритных размеров устройства.

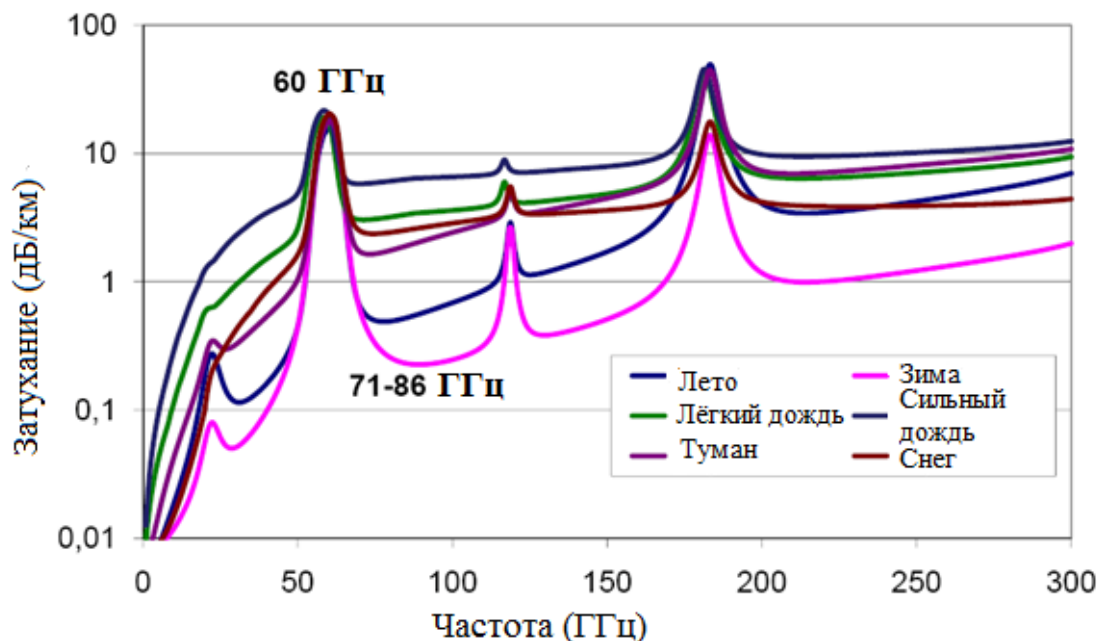


Рис. 1. Зависимость затухания при распространении э/м волн в атмосфере от частоты и погодных условий

Коэффициент затухания в атмосфере в мм-диапазоне сильно зависит от погодных условий (рис.1). Для обеспечения устойчивой работы системы в любых погодных условиях в разработанной системе используется адаптивное переключение видов модуляции и схем помехоустойчивого кодирования. При благоприятных условиях в радиоканале передача осуществляется на скорости 10 Гбит/сек, при наиболее неблагоприятных скорость передачи снижается вплоть до 10 Мбит/сек, при этом используется наиболее мощный помехоустойчивый код.

Схема цифровой обработки сигналов работает следующим образом. Данные, принимаемые из Ethernet-канала, проходят этапы дескремблирования и детектирования фреймов (PCS/PMA). В соответствии со стандартами Ethernet все данные закодированы кодом 8b/10b (или 64b/66b в случае 10Гбит/с), что обеспечивает синхронизацию и выравнивание в канале.

В разработанном устройстве реализован MAC-уровень, задача которого – детектирование пакетов, предназначенных для самого устройства и обработка этих пакетов. MAC-адрес схема получает от внешнего контроллера. Отфильтрованные данные с выхода MAC, предназначенные устройству, поступают в микроконтроллер, реализованный внутри ПЛИС, а остальные переходят в QoS-модуль (*Quality of Service*).

При необходимости понижения скорости передачи в радиоканале из-за плохих погодных условий входной поток сохраняет скорость 10Гбит/с, но часть пакетов отбрасывается. Для сохранения работоспособности сети необходима расстановка приоритета между приходящими пакетами, что обеспечивает модулем QoS.

Следующий этап – этап кодирования, результатом которого является закодированный сигнал, который поступает на скремблер, для приобретения псевдослучайного характера. На этом же этапе добавляется синхронизирующее “слово”, которое позволяет синхронизировать приемник и передатчик в радиоканале. Реализованный алгоритм синхронизации вносит избыточность менее 1%.

Псевдослучайные данные поступают на блок “повторитель”. В случае скоростей 1 – 10 Гбит/с этот блок просто пропускает данные не меняя их, так как перестройка на эти скорости происходит при помощи динамической реконфигурации гигабитного приемо-передатчика, встроенного в ПЛИС, в то время как при скоростях 10/100Мбит он начинает повторять данные таким образом, чтобы частота выходного радиосигнала не превышала 10 и 100 МГц соответственно.

Сконфигурированные таким образом данные поступают на гигабитный приемо-передатчик, из которого поступают на дифференциальную пару (или две дифференциальные пары, в случае 10Гбит/с).

Прием данных из радиоканала осуществляется следующим образом:

Данные с дифференциальной пары обрабатывает гигабитный приемо-передатчик, встроенный в ПЛИС, возможности которого позволяют настраивать скорость приема либо на 10 Гбит/с, либо на 1 Гбит/с. Для скорости 100 Мбит/с применяется разработанный алгоритм побайтового выравнивания. Для скорости 10Мбит/с приемо-передатчик не позволяет восстановить тактовую частоту. В последнем случае был реализован алгоритм подстройки частоты, основанный на том, что частота тактирования схемы намного выше частоты принимаемого сигнала. На этом же этапе происходит синхронизация, путем детектирования синхронизирующего “слова”.

Далее данные поступают на дескремблер, на выходе которого получается поток битов, закодированный помехоустойчивым кодом, разбитый на блоки.

Эти блоки проходят декодирование и записываются в блочную память.

Из блочной памяти данные считываются на частоте Ethernet-канала. Этот поток коммутируется с потоком ответов от внутреннего микроконтроллера и поступает на уровень PCS/PMA, в котором происходит скремблирование и разбиение в соответствии со стандартами Ethernet, далее данные поступают в гигабитный приемо-передатчик, встроенный в ПЛИС и подаются в Ethernet-канал.

Заключение

В процессе выполнения работы достигнуты следующие результаты: разработана схема цифровой обработки сигналов для системы связи мм-диапазона длин волн, работающей на скоростях передачи информации 10/100/1000 Мбит/с и 10 Гбит/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Золотарев, Овечкин Г.В. Помехоустойчивое кодирование. Методы и алгоритмы: Справочник / Под. ред. чл.-кор РАН Ю.Б.Зубарева // Горячая линия – Телеком. –Москва, 2004.
2. Дж. Прокис. Цифровая связь / Дж. Прокис // Радио и Связь. – Москва, 2000.
3. Р. Галлагер. Теория информации и надёжная связь / Р. Галлагер // Советское радио. –Москва, 1974.
4. В. Варгаузин. Вблизи границы Шеннона [Электронный ресурс]: Интернет-журнал по широкополосным сетям и мультимедийным технологиям/ Интернет-издание «ТелеМультиМедиа» – Электрон. журн. – Санкт-Петербург: ООО «Телеспутник», 1 июня 2005. – режим доступа к журн.: [http:// http://www.telemultimedia.ru](http://www.telemultimedia.ru)
5. В. Варгаузин. Помехоустойчивое кодирование в пакетных сетях [Электронный ресурс]: Интернет-журнал по широкополосным сетям и мультимедийным технологиям/ Интернет-издание «ТелеМультиМедиа» – Электрон. журн. – Санкт-Петербург: ООО «Телеспутник», 1 сентября 2005. – режим доступа к журн.: [http:// http://www.telemultimedia.ru](http://www.telemultimedia.ru)

Взаимодействие релятивистского электронного потока, фокусируемого постоянным магнитным полем, с СВЧ-полем сверхразмерного периодического волновода

А.И. Слепков, О.В. Галлямова, А.А. Щелконогов
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
gallyamova@physics.msu.ru

Одним из перспективных направлений развития мощных источников когерентного электромагнитного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн является исследование и разработка генераторов с продольным взаимодействием электронного потока и электромагнитного поля периодической электродинамической системы. В таких генераторах существенную роль играет величина фокусирующего магнитного поля. В работе рассматриваются особенности формирования когерентного черенковского излучения в релятивистских генераторах на сильноточных электронных потоках при условии реализации циклотронного резонанса. Особенностью исследований является рассмотрение генераторов на сверхразмерных периодических волноводах (с отношением $D/\lambda \sim 3 \div 5$, где D - диаметр волновода, λ - длина волны генерации).

Численное моделирование проводилось с помощью многомодового метода, позволяющего описывать многоволновые механизмы взаимодействия потока и поля в генераторах на сверхразмерных периодических волноводах. Электронный поток описывался моделью крупных частиц, для анализа электромагнитных полей использовался метод Галеркина (в приближении возбуждения аксиально-симметричных полей нерегулярного волновода). В отличие от [1] при решении уравнений движения учитывалось трехмерное движение электронов в приближении модели ведущих центров.

В рассматриваемых генераторах используется электронная селекция мод, основанная на реализации взаимодействия трубчатого электронного потока с полем низшей аксиально-симметричной моды системы на частоте вблизи высокочастотной границы полосы прозрачности (вблизи частоты π -вида), то есть выполняется соотношение $\frac{\omega_0}{v_0} d \approx \pi$, где ω_0 - частота генерации, v_0 - скорость электронов в потоке при заданном значении ускоряющего напряжения, d - период системы. В рассматриваемой системе электромагнитное поле может быть представлено в виде суперпозиции пространственных гармоник, и при исследовании влияния циклотронного резонанса необходимо рассматривать излучение циклотронных осцилляторов в соответствии как с нормальным, так и с аномальным эффектами Доплера. То есть, условие циклотронного резонанса соответствует эффективному взаимодействию потока и поля на частоте генерации как с обратной волной системы (нормальный эффект Доплера), так и с «+1» пространственной гармоникой (аномальный эффект Доплера). При взаимодействии вблизи π -вида соответствующие условия имеют вид [2]:

$$\frac{\omega_0}{v_0} d - \frac{\omega_c}{v_0} d \approx -\pi \quad (\text{возбуждение обратной волны}), \quad (1)$$

$$\frac{\omega_0}{v_0} d + \frac{\omega_c}{v_0} d \approx 3\pi \quad (\text{возбуждение «+1» пространственной гармоники}). \quad (2)$$

Здесь ω_c - циклотронная частота, связанная с индукцией фокусирующего магнитного поля, зарядом e_0 и массой m_0 электрона и релятивистским фактором γ :

$$\omega_c = \frac{e_0 B_0}{m_0 \gamma} \quad (3)$$

Таким образом, соотношение между частотой генерации и циклотронной частотой имеет вид: $\omega_c \approx 2\omega_0$.

Результаты исследований показали, что при данных условиях циклотронного резонанса в узком диапазоне изменения магнитного поля циклотронное усиление сменяется циклотронным затуханием с резким скачком на амплитудно-частотной характеристике (рис. 1,а). Таким образом, области циклотронного затухания, соответствующего нормальному эффекту Доплера, и циклотронного усиления, соответствующего аномальному эффекту Доплера, разделяются. Такие зависимости выходной мощности от циклотронной частоты качественно соответствуют экспериментальным исследованиям многоволновых черенковских генераторов, описанным в [3].

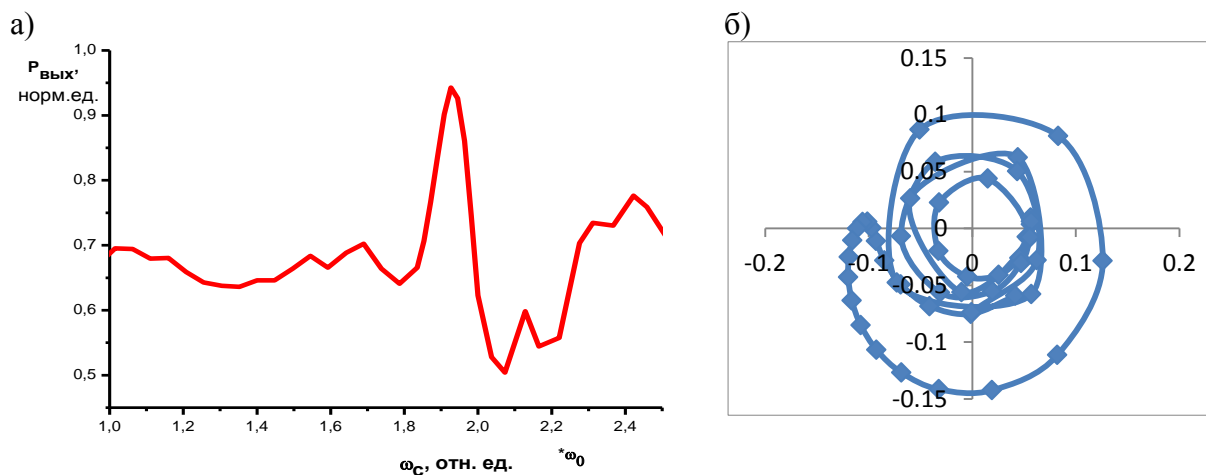


Рис. 1. а)Участок резонансно-частотной характеристики сверхразмерной структуры в области частот π -вида колебаний. Видна резкая граница между циклотронным усилением и циклотронным поглощением. б)Вид распределения электронов в пучке на выходе из структуры с образованием фазового сгустка электронов. Показана величина (в см) отклонения частиц от положения ведущего центра

В подтверждение теории обнаружено смещение резонансной циклотронной частоты в область высоких частот при увеличении ускоряющего напряжения. Полученная зависимость мощности излучения на выходе системы от циклотронной частоты хорошо согласуется с теоретическими предположениями.

О динамике электронов в пучке на частоте циклотронного резонанса можно было судить по виду их траекторий в режиме самосогласованного взаимодействия. Типичный вид такой траектории электронов на выходе из системы (в последних двух периодах структуры) с образованием фазового сгустка, обеспечивающего эффективную передачу энергии от потока электронов СВЧ-полю, представлен на рис. 1,б.

Вид траекторий частиц в волноведущей системе позволяет заключить, что в условиях циклотронного резонанса происходит фазовая группировка электронов, типичная для гироприборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Слепков//Известия АН. Сер. Физ., т. 67, №12, 2003 г. С.1678.
2. В.И. Канавец и др. «Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах» - М.: Изд. Моск.Ун-та. 1993.-207 с.
3. С.П. Бугаев и др. «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы» – Новосибирск: Наука. Сиб.отд-ние, 1991.- 296 с.