

ФИЗИКА И ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

3D группировка электронов в неоднородных магнитных полях	
<i>Д.А. Михеев, В.Л. Саввин.....</i>	<i>4</i>
3D численное моделирование процессов развития и взаимодействия неустойчивостей в релятивистском электронном потоке	
<i>А.А. Бадарин, С.А. Куркин, Н.С. Фролов, А.Е. Храмов.....</i>	<i>8</i>
Исследование процессов взаимодействия релятивистских электронных пучков в многолучевом виркаторе с использованием CST Particle Studio	
<i>А.А. Бадарин, С.А. Куркин, Н.С. Фролов, А.Е. Храмов.....</i>	<i>11</i>
Группировка электронного потока с циклотронным вращением в расходящихся магнитных полях	
<i>Н.С. Балковой.....</i>	<i>15</i>
Итеративный эквалайзер на основе нейронных сетей для многолучевого радиоканала	
<i>Д.Р. Валиуллин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев.....</i>	<i>18</i>
Влияние разброса по скоростям в поперечном сечении электронного потока на пусковые условия генератора на обратной волне	
<i>Д.И. Трубецков, Г.М. Вдовина.....</i>	<i>22</i>
Применение решётки ректенн для сбора солнечной энергии	
<i>К.Т.Ч. Ву, Р.В. Егоров, Д.А. Михеев, В.Л. Саввин, Г.М. Казарян</i>	<i>26</i>
Взаимодействие релятивистского электронного потока, фокусируемого постоянным магнитным полем, с полем релятивистского генератора на сверхразмерном периодическом волноводе	
<i>А.И. Слепков, О.В. Галлямова.....</i>	<i>28</i>
Высокоэффективный многолучевой клистрон S - диапазона	
<i>Р.В. Егоров, И.А. Гузилов, О.Ю. Масленников.....</i>	<i>30</i>
Мощный шумовой генератор в диапазоне 2 – 4 ГГц на базе плазменной релятивистской СВЧ установки	
<i>И.Е. Иванов.....</i>	<i>33</i>

Формирование потока обратных электронов в процессе генерации мощного импульса микроволнового излучения в многоволновых черенковских устройствах	
<i>В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	35
Численное моделирование нового способа формирования виртуального катода в релятивистском электронном потоке в коаксиальном пространстве дрейфа с приложенным внешним магнитным полем	
<i>А.А. Короновский (мл.), С.А. Куркин, А.А. Бадарин, А.Е. Храмов</i> ,	37
Генерация второй гармоники микроволнового излучения под воздействием гравитационного поля Земли	
<i>Н.Н. Кошелев</i>	41
Анализ широкополосных спектров проводимости воды	
<i>А.О. Моисеев, В.Г. Артёмов, А.Ф. Королев</i>	44
Исследование влияния внешнего сигнала на динамику винтового электронного потока с виртуальным катодом	
<i>Е.Н. Егоров, А.Г. Петрик, А.Е. Храмов</i>	46
Пучково-плазменная неустойчивость в заряженной электронной плазме в отсутствие ионов	
<i>А.Е. Дубинов, А.Г. Петрик, С.А. Куркин, Н.С. Фролов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов</i> ..	50
Вырождение гибридных мод в сверхразмерном периодическом волноводе с аксиальной симметрией	
<i>В.М. Пикунов</i>	54
Влияние радиальной неоднородности распределения полей резонаторов на группирование электронов в многолучевых клистронах	
<i>В.М. Пикунов, В.Е. Родякин</i>	57
Учет влияния эффектов краевого электрического поля на измерения, проводимые с помощью пьезокварцевых резонаторов	
<i>М.А. Сивков, Ю.К. Алешин</i>	59
Термические эффекты при воздействии мощных электромагнитных импульсов на проводящие частицы, интегрированные в диэлектрическую среду	
<i>П.С. Глазунов, В.А. Вдовин, А.И. Слепков</i>	63

Реализация радиолокационной системы на основе сигналов с ортогональным мультиплексированием и частотным разделением

А.А. Родович, А.А. Серяков, П.Н. Захаров67

Теория двухпоточковых оротронов

А.В. Титов.71

Уравнение дисперсии электромагнитных волн в слое с магнитоэлектрических эффектом

С.К. Тлеукенов, А.Б. Бобеев, Д.С. Сабитова75

Влияние скоростного разброса на формирование высших гармоник в спектре выходного сигнала генератора с турбулентным электронным пучком

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, А.С. Фокин77

Формирование вихревых структур в сжатом состоянии кольцевого релятивистского электронного пучка

Н.С. Фролов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов81

3D группировка электронов в неоднородных магнитных полях

Д.А. Михеев, В.Л. Саввин

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
vl.savvin@physics.msu.ru

В современных клистронах для формирования электронных сгустков с нужными характеристиками используются многолучевые системы и сложные многорезонаторные группирователи, позволившие реализовать высокие значения коэффициента усиления и эффективности[1]. Однако при их разработке приходится учитывать фундаментальные ограничения, связанные с нарастающим действием расталкивающих сил пространственного заряда при образовании более плотных электронных сгустков. Во многом снять эти ограничения, на наш взгляд, поможет отказ от одномерного движения электронов и использование нового 3D принципа образования электронных сгустков в неоднородном магнитном поле без предварительной модуляции продольной скорости электронов.

Для иллюстрации принципа 3D группировки электронов используем модель электронного потока, аналогичную применявшейся ранее в случае пролетного клистрона, т.е. последовательность электронов с одинаковой продольной скоростью v_{z0} , не связанных между собой полем пространственного заряда. Предположим, что до влета в область группирования (при $z < 0$) электронный поток распространяется в однородном магнитном поле. Предположим, что при этом все электроны будут иметь одинаковые продольные скорости v_{z0} и циклотронное вращение (естественное для движения в магнитном поле) с одинаковым радиусом r_c и частотой ω_c (рис.1).

$$\vec{v}_0 = \vec{e}_z \cdot v_{z0} + \vec{e}_\varphi \cdot \omega_c \cdot r_c, \quad v_{z0} = const, \quad \omega_c = const, \quad r_c = const. \quad (1)$$

Магнитное поле $B(x, y, z)$ в области $z > 0$ будем считать аксиально-симметричным, а его компоненты B_x, B_y, B_z могут быть вычислены согласно парааксиальному приближению:

$$B_x = -\frac{x}{2} \frac{d}{dz} B_{z0}(z), \quad B_y = -\frac{y}{2} \frac{d}{dz} B_{z0}(z), \quad B_z = B_{z0}(z), \quad (2)$$

Введем несоосность между осью симметрии магнитного поля и осью циклотронного вращения электронов – d . В этом случае электроны, последовательно влетающие в область группирования ($z > 0$) будут пересекать плоскость $z = 0$ в различных точках и будут двигаться по разным траекториям.

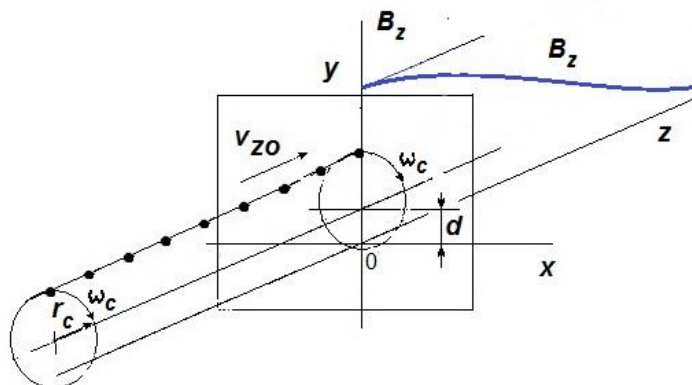


Рис.1. Модель электронного потока с циклотронным вращением электронов

Движение электронов в области группирования в неоднородном магнитном поле $B(x, y, z)$ описывается уравнениями:

$$\frac{d}{dt}v_x = -\eta_0(v_y B_z - v_z B_y), \quad \frac{d}{dt}v_y = -\eta_0(v_z B_x - v_x B_z), \quad \frac{d}{dt}v_z = -\eta_0(v_x B_y - v_y B_x), \quad (3)$$

где $\eta_0 = e/m_0$ - отношение заряда к массе электрона.

В случае аксиально-симметричного магнитного поля, расходящегося вдоль оси z :

$$B_{z0} = 0.5 B_0(1 + C_0 + (1 - C_0)\cos\frac{\pi z}{L}), \quad (4)$$

начальные условия для различных электронов отличаются только точкой влета в область неоднородного магнитного поля с длиной L , т.к. в плоскости $z = 0$ компоненты магнитного поля одинаковы для всех электронов:

$$B_z(x, y, 0) = B_0, B_x(x, y, 0) = B_y(x, y, 0) = 0. \quad (5)$$

Результаты расчета траекторий для последовательности электронов, влетающих в область неоднородного магнитного поля за промежуток времени, равном трем периодам циклотронного вращения, представлены на рис.2(а,б). Условия влета электронного потока отличались значением параметра несоосности d .

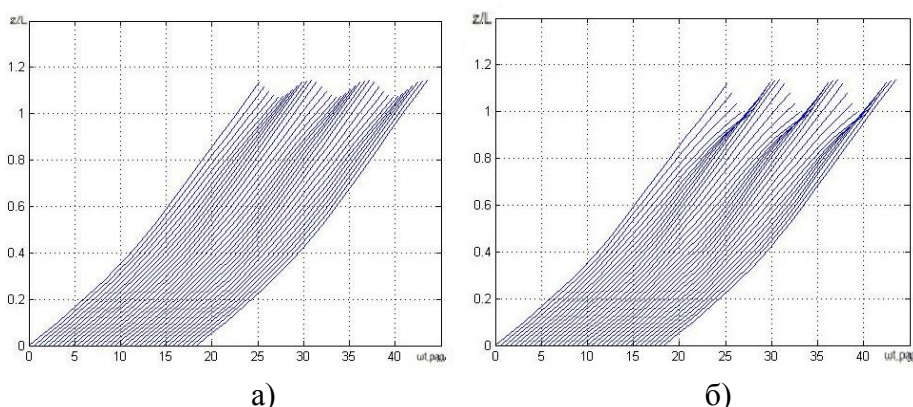


Рис.2 Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в расходящемся поле, а) $d=0.5r_c$, б) $d=r_c$

Отметим, что при малых z продольные скорости последовательно влетающих электронов (наклон кривых на рис.2а,б) одинаковы. Однако вследствие различия начальных точек влета в область группирования они движутся по разным траекториям и испытывают различное действие неоднородного магнитного поля. В результате электроны ускоряются по разному и в потоке наблюдаются модуляция тока электронов, пересекающих сечения $z = const$. На рис. 2а,б наблюдаются три сгущения траекторий электронов (по одному на период влета). С ростом параметра несоосности d интенсивность группирования увеличивается из-за увеличения различия в действии на отдельные электроны со стороны магнитного поля и роста его поперечных компонент при удалении от оси.

Важно отметить принципиальные отличия рассмотренной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов.

Во-первых, 3D группировка возможна в отсутствие модуляции продольной скорости электронов. В случае аксиально-симметричного неоднородного магнитного поля определяющим фактором является наличие несоосности между магнитным полем и циклотронным вращением электронов.

Во-вторых, и это представляется наиболее важным, сгущения электронов при 3D группировке могут не сопровождаться увеличением плотности пространственного заряда

в отличие от группировки при одномерном движении электронов. Сгущение электронов при 3D группировке представляет собой увеличение числа электронов, пересекающих сечения $z = const$ в единицу времени. Однако из-за того, что траектории электронов трехмерны и не совпадают с осью группирователя, точки их пересечения с плоскостью $z = const$ распределены по площади этого сечения, а не сосредоточены вблизи оси, как при «классической» одномерной группировке.

В случае сходящегося неоднородного магнитного поля, аналогичного полю в электронной пушке с частично экранированным катодом:

$$B_{z0} = B_0(C_0 + (1 - C_0)\sin\frac{\pi z}{2L}), \quad (6)$$

также можно наблюдать периодические 3D сгущения в электронном потоке.

Представляется полезным рассмотреть процесс модуляции тока электронного пучка, проходящего через различные сечения $z = const$ области 3D группирования. Для расчета спектрального состава тока пучка использованы результаты расчета 3D группировки для промежутка времени влета электронов, соответствующего 20 периодам T ($T = 1/f = 2\pi/\omega_c$). Анализируемый спектральный диапазон составлял 0 – 30 ГГц, значение $f = 3$ ГГц, $C_0 = 0,7$, $d = r_c$.

В начале области 3D группирования ($z = 0$) электронный поток однороден, ток пучка не модулирован и остается постоянным. В частотном спектре тока пучка присутствует лишь одна нулевая гармоника – постоянная составляющая тока.

С увеличением z наблюдается модуляция тока пучка, проходящего через сечение $z = const$. В сечении $z = 0,1$ форма модуляции тока пучка близка к гармонической, амплитуда модуляции – невелика. В частотном спектре тока наблюдается лишь одна компонента, соответствующая частоте f равной 3 ГГц (кривая 1 на рис.3).

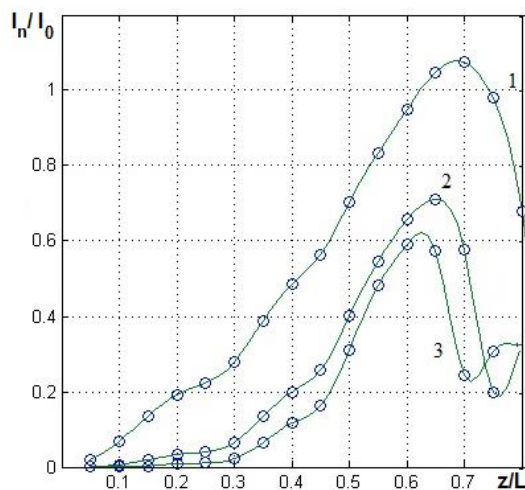


Рис.3 Изменение гармонических составляющих тока пучка вдоль области неоднородного магнитного поля, 1 – для частоты $f = 3$ ГГц, 2 - для частоты $2f = 6$ ГГц, 3 - для частоты $3f = 9$ ГГц

По мере распространения электронов вдоль области неоднородного магнитного поля из-за искажения формы сгущения электронов в частотном спектре тока начинают наблюдаться и высшие компоненты, соответствующие частотам $2f = 6$ ГГц, $3f = 9$ ГГц (рис.3). С увеличением z модуляция тока пучка нарастает, форма сгущения электронов становится сначала более узкой, а затем раздваивается. В спектре тока пучка появляются высшие гармоники. Максимальная относительная величина спектральной компоненты тока на частоте f превышает 1.0 (рис.3) в сечении $z/L = 0,7$, что свидетельствует о достаточно высокой эффективности 3D группировки. При дальнейшем увеличении

относительная величина спектральной компоненты тока на частоте f уменьшается из-за сильного раздвоения пика сгущения электронов.

Рассмотрим процессы 3D группировки электронного потока в плоско-симметричном сходящемся магнитном поле вида (6), компоненты которого имеют вид:

$$B_{z0} = B_0(C_0 + (1 - C_0)\sin\frac{\pi z}{2L}), B_x(x, z) = -x\frac{\pi}{2L}B_0(1 - C_0)\cos\frac{\pi z}{2L}, B_y(x, z) = 0, \quad (7)$$

а ось циклотронного вращения электронов лежит в плоскости симметрии магнитного поля, т.е. $d=0$ (см. рис.3).

Изменение значения C_0 , определяющие величину фокусирующего магнитного поля в начале области ($z=0$), дает возможность управлять процессом 3D группировки. На рис.4а,б представлены результаты расчета для начальных условий $C_0=0.7$ и $C_0=0.5$.

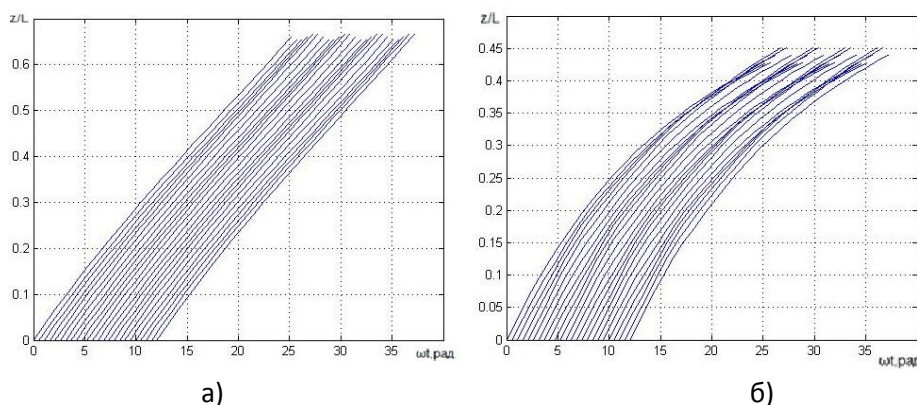


Рис.4 Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в сходящемся плоско-симметричном магнитном поле, а) $d=0, C_0=0.7$ б) $d=0, C_0=0.5$

Важно отметить, что из-за плоской симметрии магнитного поля в каждом периоде образуется два электронных сгущения (см. рис.4а,б), а не одно, как в случае аксиально-симметричного поля (см. рис.2а,б). Зависимость тока пучка от времени имеет два ярко выраженных пика на каждый период времени T . В спектре тока пучка наблюдаются только четные гармоники частоты f , что объясняется симметрией задачи ($d=0$).

При ненулевом расстоянии между плоскостью симметрии $B(z)$ и осью циклотронного вращения электронов ($d \neq 0$) задача становится несимметричной, и спектре тока возникают как четные, так и нечетные гармоники частоты f . При ($d \geq r_c$) в потоке сначала возбуждается модуляция на частоте f (как в аксиально-симметричном случае), а при дальнейшем увеличении Z возбуждаются и высшие гармоники частоты f .

В результате проведенных исследований выявлена пространственная 3D группировка электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях без начальной модуляции продольных скоростей электронов

Принципиальное отличие рассмотренной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов, заключается в том, что сгущения электронов при 3D группировке не сопровождаются увеличением плотности пространственного заряда. Из-за того, что траектории электронов трехмерны и не совпадают с осью группирователя, сгущения электронов распределены по площади поперечного сечения, а не сосредоточены вблизи оси, как при «классической» одномерной группировке. В результате силы пространственного заряда могут существенно слабее влиять на процесс группировки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.М. Борисов и др. // Электронная техника. 1993. Вып.1. С.455.

3D численное моделирование процессов развития и взаимодействия неустойчивостей в релятивистском электронном потоке

А.А. Бадарин^{1,2}, С.А. Куркин^{1,2}, Н.С. Фролов^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

¹*Саратовский национально-исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия*

²*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., Саратов, Россия*

Badarin.a.a@mail.ru

Релятивистские электронные потоки (РЭП) представляют значительный интерес для современной электроники больших мощностей. Активные исследования процессов транспортировки и развития различных типов неустойчивостей в РЭП определяется, во-первых, широтой их применения: интенсивные пучки заряженных частиц используются во многих современных генераторах и усилителях СВЧ и ТГц диапазонов [1–3], таких как гиротроны, виркаторы, релятивистские ЛБВ, ЛОВ и магнетроны, ЛСЭ и других. Во-вторых, РЭП в пространстве дрейфа часто демонстрируют сложную нестационарную динамику пространственного заряда и образование электронных структур [4–6]. В частности, при выполнении определённых условий в РЭП могут развиваться различные неустойчивости (например, диокотронная, слиппинг, пирсовская, бурсиановская неустойчивости и др.) [7–9].

Так, например, бурсиановская неустойчивость возникает при распространении электронного потока с плотностью тока, большей некоторого критического значения, через вакуумную камеру дрейфа. Эта неустойчивость накладывает ограничения на максимальный ток, который может быть транспортирован через эквипотенциальное дрейфовое пространство [10,11], а также приводит к появлению нестационарного виртуального катода (ВК), на использовании интенсивных колебаний которого основан целый класс высокомошных приборов — генераторов/усилителей на ВК (виркаторов) [1]. Возникновение данной неустойчивости обусловлено провисанием потенциала в пучке, вызванного действием его собственного пространственного заряда.

Диокотронная неустойчивость заключается в том, что возникающая неоднородность распределения плотности тока или поля скорости в трубчатом электронном пучке приводит к появлению электрических полей, дрейфу электронов, усилению неоднородности и распаду пучка на токовые нити. В частности, развитие диокотронной неустойчивости может приводить к появлению вихревых и спиральных структур в электронном потоке, что, в свою очередь, может негативно сказываться на функционировании мощного электровакуумного или пучково-плазменного прибора.

Исследованию физических процессов, происходящих в РЭП при развитии данных неустойчивостей, посвящены многие теоретические и экспериментальные работы [8]. Тем не менее, вопрос о взаимодействии и сосуществовании различных неустойчивостей, условия для одновременного развития которых могут выполняться при определённых параметрах системы, остается до сих пор малоизученным. Поэтому настоящая работа является продолжением исследования процессов взаимодействия бурсиановской и диокотронной неустойчивостей в кольцевом РЭП [12, 13], при этом особое внимание уделяется влиянию толщины пучка на динамику системы. Заметим, что помимо фундаментальной значимости подобных исследований, они имеют очевидное прикладное значение, так как обнаруженные эффекты и закономерности могут быть в перспективе использованы для создания новых схем мощных СВЧ и ТГц генераторов и усилителей, а также для оптимизации существующих.

В качестве исследуемой системы была рассмотрена следующая модель релятивистского виркатора. Она состоит из идеально проводящей цилиндрической камеры дрейфа длиной L и радиусом R с эмиттером на левой стороне и коаксиальным волноводным портом на правой. В систему инжектируется аксиально симметричный моноскоростной кольцевой РЭП с током I и начальной энергией We , с внешним радиусом R_b и толщиной d . Электроны могут покидать пространство дрейфа, оседая на боковых стенках волновода или на правой коллекторной части камеры дрейфа [5]. В данной работе геометрические параметры системы были выбраны следующими: $L = 45$ мм, $R = 10$ мм, $R_b = 5$ мм. Резонансные свойства электродинамической системы слабо проявляются в силу её сверхразмерности по отношению к длине волны, соответствующей основной частоте генерации виркатора. Внешнее однородное магнитное поле с индукцией B_0 прикладывается вдоль оси волновода. Предполагается, что инжектируемый в систему РЭП формируется с помощью магнитоизолированного диода. Импульс тока задавался в форме гладкой ступенчатой функции, характеризующейся временем нарастания $\tau = 1$ нс до постоянного значения I_0 . Общая длительность расчетов (и соответственно импульса тока) была равна $T = 100$ нс. Входе исследований анализировались образующиеся в РЭП пространственно-временные структуры, распределения плотностей пространственного заряда и тока в зависимости от толщины пучка d и индукции внешнего магнитного поля B_0 .

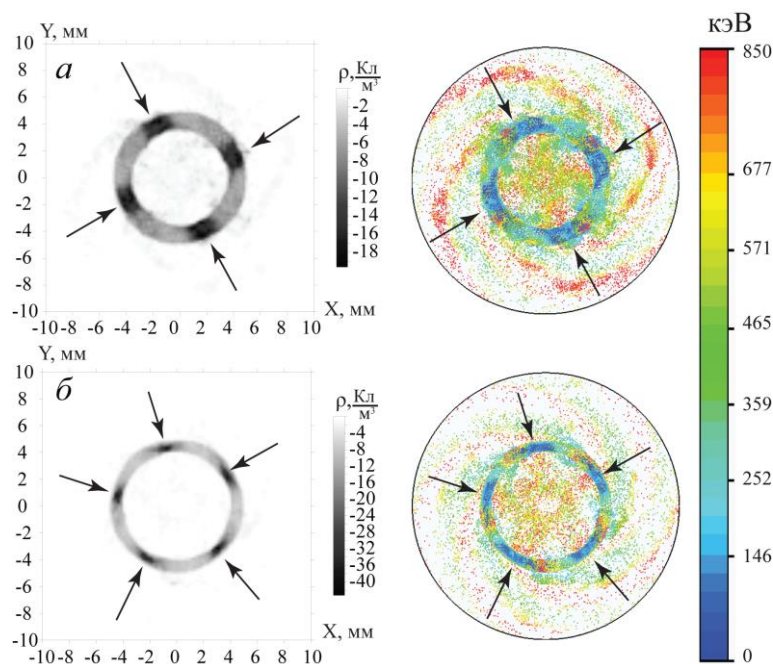


Рисунок 1. Распределения плотности пространственного заряда в сечении плоскостью XY в области ВК для режимов с различным количеством N электронных сгустков и соответствующие им конфигурационные портреты пучка. Стрелками показаны электронные сгустки. Фрагменту a соответствует режим с $N = 4$ ($B_0 = 0$ Тл, $d = 1.5$ мм), $b - N = 5$ ($B_0 = 0$ Тл, $d = 1$ мм).

Представлены результаты численного моделирования динамики релятивистского электронного потока с виртуальным катодом с помощью специализированного лицензионного программного пакета CST Particle Studio. Обнаружено, что в рассматриваемом кольцевом РЭП со сверхкритическим током начинают одновременно развиваться бурсиановская и диокотронная неустойчивости, при этом развитие бурсиановской неустойчивости способствует развитию диокотронной за счет повышения плотности пространственного заряда вблизи плоскости инжекции пучка за счет

торможения потока и последующего формирования виртуального катода. В результате взаимодействия неустойчивостей в области виртуального катода образуются вращающиеся в азимутальном направлении электронные сгустки, которые являются областями отражения, то есть виртуальный катод имеет сложную структуру в азимутальном направлении. В результате вращения сгустков в пролетном промежутке вдоль пространства дрейфа формируется спиральная электронная структура. Также в ходе проведения исследований было проанализировано влияние толщины пучка и величины внешнего магнитного поля на процессы взаимодействия неустойчивостей. Показано, что уменьшение толщины пучка d приводит к увеличению количества вращающихся в азимутальном направлении электронных сгустков (в данной работе обнаружены режимы с максимальным числом сгустков $N = 9$) за счет увеличения плотности пространственного заряда. Влияние величины внешнего магнитного поля является более сложным и может приводить как к увеличению, так и к уменьшению количества сгустков в азимутальном направлении.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-5426.2015.2), грантов РФФИ (№ 15-32-20299, №16-32-60059). Н.С. Фролов выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 16-32-60107) за индивидуальную поддержку научных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Benford J., Swegle J. A., Schamiloğlu E., High power microwaves, third edition ed., Series in Plasma Physics, CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016.
- 2 Collin R. E., Foundations for microwave engineering, second edition ed., IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2001.
- 3 Barker R. J., Schamiloğlu E., High-power microwave sources and technologies, New York: IEEE Press, 2001.
- 4 Ignatov A. M., Tarakanov V. P. // Physics of Plasmas, 1994, V. 1, № 3, pp. 741–744.
- 5 Uhm Han S. // Journal of Applied Physics, 1984, V. 56, № 7, pp. 2041–2046.
- 6 Klinger T., et al. // Phys. Plasmas, 2001, V. 8, № 5, pp. 1961–1968.
- 7 Davidson R. C., Physics of nonneutral plasmas, Imperial College Press and World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2001.
- 8 Кузелев М. В., Сепехри Джаван Н. // Физика плазмы, 2007, Т. 33, № 8, С. 738–749.
- 9 Shvets Gennady et al. // Physics of Plasmas, 2009, V. 16, № 5, p. 056303.
- 10 Бурсиан В. Р., Павлов В. И. // Журнал русского физико-химического общества, 1923, V. 55, № 1-3, pp. 71–80.
- 11 Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // Успехи физических наук, 1971, Т. 103, № 4, С. 609–640.
- 12 Бадарин А. А., Куркин С. А., Храмов А. Е. // Известия РАН. Серия физическая, 2016, Т. 79, № 12, С. 1646–1649.
- 13 Kurkin S. A. et al. // Physics of Plasmas, 2015, V. 22, № 12.

Исследование процессов взаимодействия релятивистских электронных пучков в многолучевом виркаторе с использованием CST Particle Studio

А.А. Бадарин, С.А. Куркин, Н.С. Фролов, А.Е. Храмов
*Саратовский национально-исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия*
*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., Саратов,
Россия*
Badarin.a.a@mail.ru

Важной задачей в настоящее время является повышение мощности электромагнитного излучения при одновременном повышении частоты электромагнитного излучения в пучково-плазменных устройствах СВЧ [1]. Учитывая неизбежное падение достижимой мощности излучения с ростом частоты вновь возникает интерес к анализу связанных мощных систем, в которых возможно достичь увеличения мощности за счет сложения сигналов от нескольких источников. Традиционный подход здесь – разработка фазированных антенных решеток и нелинейных антенн [2-4]. С учетом особенностей таких источников сверхмощного СВЧ излучения как приборы с виртуальным катодом (виркаторы, виртоды, редитроны и т.п.) [5-7] предложена схема, в которой сложение мощностей каждого из колеблющихся виртуальных катодов происходит в общем резонаторе (камере дрейфа) – многолучевая схема виркатора, в которой несколько пучков со сверхкритическими токами нагружены на общий резонатор. Такая схема может рассматриваться как перспективная для дальнейшего повышения мощности и частоты генераторов на виртуальном катоде. Схема многолучевого виркатора ранее не рассматривалась, поэтому в рамках численного моделирования была проанализирована возможность эффективного взаимодействия нескольких виртуальных катодов в едином пространстве взаимодействия и определены условия, при которых реализуется эффективное сложение мощности каждого из пучков на выходной нагрузке.

Впервые обнаружен эффект синхронизации виртуальных катодов в модели многолучевого релятивистского виркатора. Данный эффект является важным не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения, т.к. в перспективе может позволить продвинуть релятивистские виркаторы в более высокочастотный диапазон без существенного увеличения общего тока в системе. Такого результата возможно достигнуть, используя один РЭП с наибольшим током в качестве задающего частоту, а остальные (N-1) с меньшими токами – в качестве поддерживающих, «накачивающих» необходимую энергию в систему. Таким образом, для повышения частоты генерации виркатора (которая определяется плазменной частотой [7]) и мощности на данной частоте нет необходимости увеличивать общий ток, инжектируемый в систему, как в случае с одним РЭП, а достаточно увеличить лишь ток одного из N пучков (ведущего). В результате, за счет синхронизации ВК во всех электронных потоках начнут осциллировать на одной частоте, задаваемой частотой колебаний ВК в ведущем пучке, что приведет к увеличению мощности выходного сигнала на данной частоте. Образующиеся синхронно осциллирующие виртуальные катоды можно рассматривать как единую пространственно-распределенную неоднородную электронную структуру.

Исследуемая модель – пространство дрейфа в виде отрезка цилиндрического волновода, в который инжектируется N сплошных релятивистских электронных потоков с током I_n (где n – номер потока) и энергией We каждый. Количество пучков варьируется от N=1 до N=5. Позиции областей инжекции электронных потоков (эмиттеров) выбираются симметрично относительно оси симметрии системы. Вывод электромагнитной энергии из системы осуществляется через коаксиальный волновод, подключенный к выходной части

модели, который моделируется при помощи волноводного порта. Геометрические параметры модели: длина волновода $L=45$ мм, радиус волновода $R=10$ мм, радиус одного электронного потока $R_b=2$ мм. Система находится во внешнем фокусирующем продольном однородном магнитном поле с индукцией B .

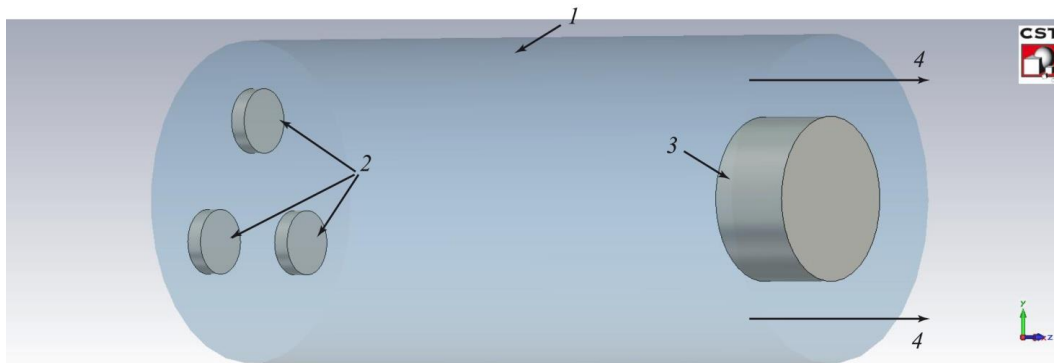


Рис. 1. Схема исследуемой в CSTPS модели, 1 – пространство дрейфа в виде отрезка цилиндрического волновода длиной и радиусом; 2 – N эмиттеров, формирующих N сплошных релятивистских электронных потоков с радиусом, током I_n и энергией каждый, где n – номер потока; 3 – коллектор; 4 – коаксиальный вывод мощности (волноводный порт).

Проведено исследование влияния различных факторов на характеристики генерации многолучевого виркатора (расстояние между пучками, расстройка токов пучков). Построены карты режимов на плоскостях основных управляющих параметров многолучевого виркатора. Для этого использовалась разработанная в лицензионной среде трехмерного электромагнитного моделирования CST Particle Studio модель многолучевого релятивистского виркатора. Рассматривались ситуации с 3 и 4 пучками; позиции областей инжекции электронных потоков (эмиттеров) выбирались симметрично относительно оси симметрии системы на расстоянии R_p от неё. Один из пучков выбирался в качестве «базового», относительно которого отсчитывались расстройки токов других – $dI_1, dI_2, \dots, dI_{N-1}$, которые определяются следующим образом: $dI_n = I_n/I_0 - 1$, где I_n – ток n -ого потока, I_0 – ток «базового» потока. Система находится во внешнем фокусирующем продольном однородном магнитном поле с индукцией $B=0.5$ Тл.

Было обнаружено сильное влияние расстройки на выходные характеристики генерации многолучевого виркатора. Так, на рис. 2а представлена зависимость выходной мощности, снимаемой с выходного коаксиального волноводного порта системы, от расстройки токов в случае инжекции в виркатор 4 пучков, когда расстройки для 3 пучков относительно «базового» совпадают, т.е. $dI_1=dI_2=dI_3=\Delta$, при этом ток «базового» пучка равен 5 кА. Эмиттеры располагались так, что «базовый» пучок инжектировался по оси симметрии, а 3 других – симметрично по азимуту относительно первого на расстоянии $R_p=5$ мм от него. Таким образом, существуют области оптимальных значений расстроек ($\Delta=(-0.5; -0.7)$, $\Delta=(0.2; 0.5)$), при которых выходная мощность достигает максимальных значений, при этом мощность в оптимумах возрастает приблизительно в 10 раз, по сравнению со случаем инжекции в систему только одного «базового» электронного потока (см. спектры на рис. 2а и б).

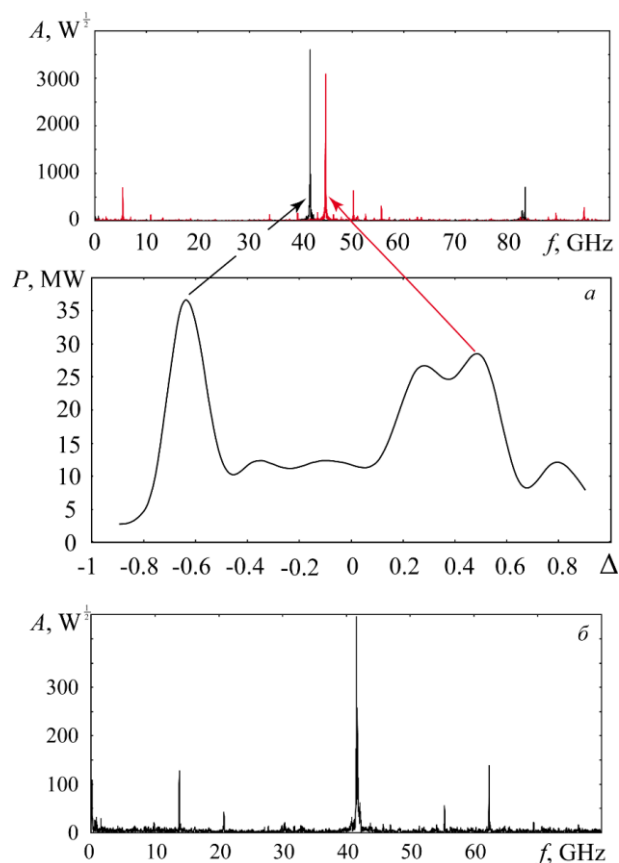


Рис. 2. (а) Зависимость выходной мощности, снимаемой с выходного коаксиального волноводного порта релятивистского многолучевого виркатора, от расстройки токов Δ в случае инжекции в виркатор 4 пучков, когда расстройки для 3 пучков относительно «базового» совпадают, т.е. $dI_1=dI_2=dI_3=\Delta$, при этом ток «базового» пучка – 5 кА, а также характерные спектры выходного сигнала для 2 значений расстройки. (б) Спектр выходного сигнала для релятивистского виркатора с одним электронным потоком с током 5 кА

В исследуемой системе наблюдается эффект синхронизации колебаний виртуальных катодов, который проявляется в «навязывании» спектральных характеристик генерации пучком с наибольшим током всей системе. Это демонстрируют спектры на рис.2а. Так, при отрицательной расстройке, когда токи дополнительных пучков меньше тока «базового» потока, частота в спектре выходного сигнала определяется плазменной частотой «базового» пучка. Напротив, когда расстройка становится положительной, частота в спектре сдвигается в большую сторону, что обусловлено «навязыванием» системе частоты, пропорциональной плазменной частоте дополнительных пучков с токами $I_0+\Delta$ (напомним, что плазменная частота пропорциональна току электронного потока), которые в данном случае становятся больше I_0 .

Проведен многопараметрический анализ релятивистского многолучевого виркатора с N электронными потоками. Обнаружено сильное влияние расстроек токов пучков, а также их взаимного расположения на динамику исследуемой системы, при этом оказывается возможным сделать следующие общие выводы: 1. чем ближе друг к другу располагаются потоки, тем более сильное влияние они оказывают друг на друга, и тем быстрее устанавливается синхронный режим динамики в системе; 2. чем выше разброс по токам пучков, тем сложнее становится установившаяся динамика системы. В частности, на рис. 3 приведена карта характерных режимов динамики системы с 3 электронными потоками на плоскости управляющих параметров (Δ_1, Δ_2) , где Δ_1 и Δ_2 – расстройки токов первого и второго пучков относительно «базового», соответственно. Видно, что наиболее сложные режимы динамики (черные области на рис. 2, характеризующиеся более, чем 3 интенсивными компонентами в спектре) система демонстрирует, когда расстройки токов

пучков заметно отличаются друг от друга (например, $\Delta_1 \sim -0.1$, а $\Delta_2 \sim -0.3$) или, когда расстройки относительно велики (например, $\Delta_1 \sim -0.4$, а $\Delta_2 \sim -0.5$). Общая тенденция такова, что режим динамики системы усложняется с увеличением разности между расстройками. Также карта содержит расположенные вдоль диагоналей «окна» с одночастотной генерацией (белые области на рис. 3), обусловленные подавлением одной частотой других.

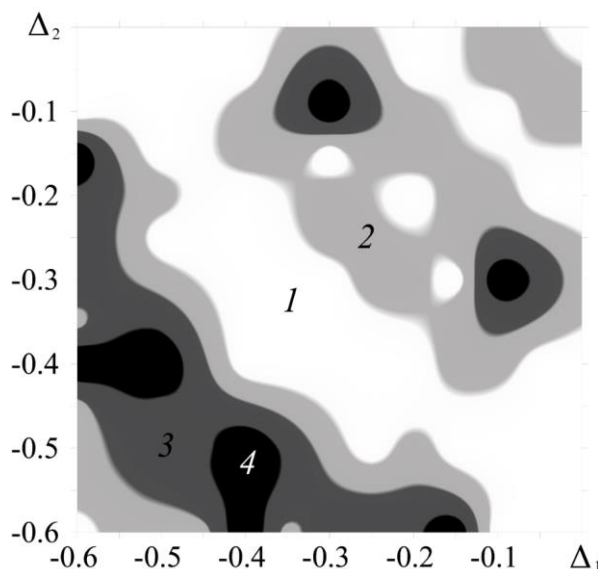


Рис. 3. Карта характерных режимов динамики системы с 3 электронными потоками на плоскости управляющих параметров (Δ_1 , Δ_2), где Δ_1 и Δ_2 – расстройки токов первого и второго пучков относительно «базового», соответственно; областям цвета 1, 2 и 3 соответствуют режимы с одно-, двух- и трехчастотным выходным сигналом, соответственно, области чёрного цвета 4 обозначают режимы, характеризующиеся более, чем тремя интенсивными компонентами в спектре выходного сигнала

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 14-02-00329) и гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-5426.2015.2). Н.С. Фролов выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 16-32-60107) за индивидуальную поддержку научных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Booske J. H. // *Physics of Plasmas*. 15 (5) (2008) 055502
- 2 Meadows B.K., et al., // *Proceedings of the IEEE* 90 (2002) 882
- 3 Мишагин К.Г. Шалфеев В.Д. Пономаренко В.П. *Нелинейная динамика систем фазирования в антенных решетках*. Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2007;
- 4 Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Царев А. В. // *Изв. вузов. Радиофизика*, XLIII (2000) 709)
- 5 Hoeberling R. F., Fazio M. V. // *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*. 34 (1992) 252;
- 6 Дубинов А.Е., Селемир В.Д. // *Радиотехника и электроника*, 47 (2002) 575;
- 7 Benford J., Swegle J. A., Schamiloğlu E., *High power microwaves*, third edition ed., Series in Plasma Physics, CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016.

Группировка электронного потока с циклотронным вращением в расходящихся магнитных полях.

Н.С. Балковой

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
ns.balkovoi@physics.msu.ru

Группировка электронного потока является основой работы таких устройств вакуумной электроники, как пролётный клистрон, лампа бегущей волны, лампа обратной волны [1], которые широко применяются в СВЧ-технике в качестве источника излучения в передатчиках, радиолокаторах. Все эти устройства требуют переменного электрического поля для создания группировки электронного потока [1]. Обнаружено, что группировки электронного потока можно достичь, используя вместо модуляции по скорости переменным электрическим постоянное магнитное поле [2].

Реверсом магнитного поля обычно называют область, где за счёт создания встречного поля поле меняет знак. В общем случае за счёт встречных полей можно добиться того, чтобы в конце области реверса поле достигло значения $C_0 \vec{B}_0$, где \vec{B}_0 - поле в начале области реверса, C_0 - константа, называемая параметром реверса (для реверса в узком смысле $C_0 = -1$). Для того, чтобы поток магнитного поля через полную границу области реверса был равен нулю (это требование следует из уравнений Максвелла), линии поля должны расходиться от продольного (направления от начала до конца области реверса) направления. То, каким образом расходятся линии поля, определяет поле на протяжении области реверса, а при определённой геометрии магнитов, создающих поле, можно добиться его симметрии.

В работе исследуется группировка электронного потока с циклотронным вращением в плоско-симметричном реверсе магнитного поля вида:

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

$$B_x = B_0 \frac{1-C_0}{2} \sin\left(\frac{\pi z}{l}\right) \frac{\pi x}{l}$$

$$B_y = 0$$

, где z - координата вдоль оси, направленной в продольном направлении, x - координата вдоль оси, перпендикулярной плоскости симметрии, y - в плоскости симметрии таким образом, что система координат правая, l - длина области реверса, B_x, B_y, B_z - проекции магнитного поля в направлении осей, соответствующим индексам.

Электроны влетают в область реверса с циклотронным вращением, частота которого определяется магнитным полем до начала области реверса $\omega_c = \frac{|e| B_0}{m}$, где $|e|$ - модуль заряда частицы, m - её масса. Вводятся безразмерные параметры $n_c = \frac{2\pi \omega_c l}{v_{z0}}$, где v_{z0} - продольная компонента начальной скорости (она одинакова для всех частиц, т.к. в задаче отсутствует продольная модуляция по скорости), $X_c = \frac{x_c}{l}$, где x_c - расстояние от оси пучка до плоскости симметрии; эти параметры вместе с C_0 определяют характер

группировки. $X_c = 0$ соответствует соосному случаю, т.е. ось пучка лежит в плоскости симметрии магнитного поля.

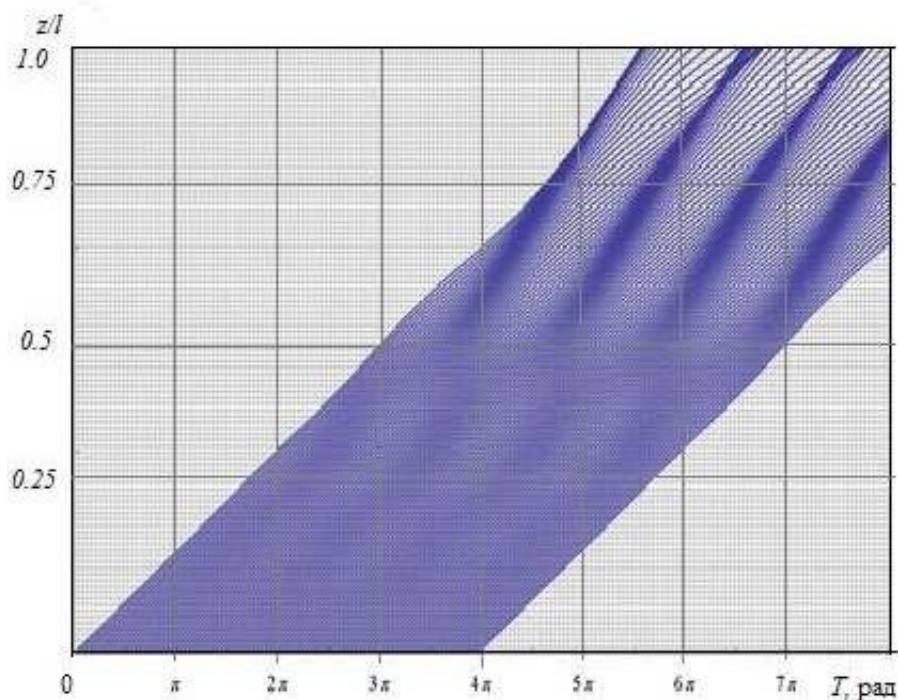


Рис. 1. Пример законов движения электронов, влетевших за два периода циклотронного вращения в безразмерных переменных $Z = \frac{z}{l}, T = \omega_c t$ в соосном случае

При рассмотрении фазовых траекторий электронов можно отчётливо увидеть эффект группировки электронного потока реверсом магнитного поля, а также ускорение потока электронов. В соосном случае ($X_c = 0$) на каждый период циклотронного вращения приходится два сгустка электронного потока, что может быть объяснено симметрией задачи относительно поворота вокруг оси z на 180° . С точки зрения тока, проходящего через сечение, это означает преобладание в переменной составляющей тока второй гармоники удвоенной частоты.

Эффекту группировки электронного потока сопутствует эффект увеличения средней продольной скорости электронного потока вплоть до 15% от начальной скорости влёта частиц в область реверса [3], что позволяет значительно увеличить эффективность взаимодействия переменного тока с выходным резонатором клистрона.

Рассматриваемая группировка может управляться несколькими параметрами: параметр реверса, несоосность пучка, начальная продольная скорость электронов. При параметре реверса близком к 1 ($C_0=1$ соответствует однородному магнитному полю) эффект группировки слабый, а переменная составляющая тока близка к синусоидальной. Увеличение параметра реверса приводит к усилению эффекта группировки вплоть до тех значений, при которых электроны начинают двигаться в обратном направлении - эти критические уменьшаются (изменяется в сторону большего изменения магнитного поля) при уменьшении n_c . При помощи параметра X_c можно регулировать соотношение амплитуд первой и второй гармоник в пределах от полного отсутствия первой гармоники до её преобладания над второй. Увеличение X_c ведёт также к увеличению эффекта

группировки электронного потока вплоть до эффекта “магнитной пробки”: Все электроны потока не долетают до выходного резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Гапонов "Электроника", Ч.II, М.: Физматгиз, 1960
2. Н.С. Балковой, В.Л. Саввин. О группировке электронов ленточного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2015. № 4. 154334
3. В.Л. Саввин и др. О динамике ленточного электронного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля // Известия РАН. Серия физическая. – 2013. – Т. 77. – №. 12. – С. 1785-1788.

Итеративный эквалайзер на основе нейронных сетей для многолучевого радиоканала

Д.Р. Валиуллин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
vdr91@mail.ru

Беспроводные системы связи, работающие в городской, пригородной местности и внутри зданий, работают в условиях выраженного многолучевого распространения радиоволн. Многолучевое распространение приводит к появлению замираний и межсимвольной интерференции, что, при отсутствии эффективной обработки сигнала, существенно ухудшает энергетическую эффективность радиосистем.

Одним из способов эффективной обработки межсимвольной интерференции являются эквалайзеры. Синтез эквалайзера сводится к оптимизационной задаче поиска минимума энергетической функции, которая может быть определена как норма разности принятого сигнала и ожидаемого сигнала:

$$\Lambda = \sum_{k=1}^{N+L-1} \left| r_k - \sum_{j=0}^{L-1} h_j s_{k-j} \right|^2 \quad (1)$$

Функция энергии принимает такой вид в предположении, что символы передаются передатчиком блоками длиной N , между которыми имеется защитный интервал длиной $L - 1$, где L – длина профиля задержек. Принятый сигнал в многолучевом радиоканале в таком случае может быть записан как:

$$r_k = \sum_{j=0}^{L-1} h_j s_{k-j} + \eta_k, \quad (2)$$

где r_k – значение k -го принятого символа, $k = 1..N + L - 1$, где N – длина блока переданных символов, L – длина профиля задержек, h_j – j -й элемент профиля задержек многолучевого канала, $j = 1..L - 1$; η_k – шумовая добавка; s_i – i -й элемент блока переданных символов $i = 1..N$.

Оптимальным является эквалайзер максимально правдоподобного последовательного оценивания (МППО), реализация которого основана на алгоритме Витерби. Он минимизирует функцию энергии с вычислительной сложностью, растущей экспоненциально с ростом глубины памяти, что делает невозможным его применение в реальных многолучевых каналах с длиной профиля задержек, превышающей 10-20 лучей.

В практических системах часто используется эквалайзер с обратной связью по решению (DFE), представляющий собой комбинацию двух трансверсальных фильтров – входом первого является принятый сигнал, а входом второго – детектированные решения по символам. Обладая удовлетворительной с практической точки зрения вычислительной трудоемкостью, данный приёмник по энергетической эффективности существенно (до 5 -6 дБ) уступает оптимальному.

В [1],[2] предлагается привести функцию энергии (1) к квадратичному виду и минимизировать её при помощи нейронных сетей Хопфилда-Танка [3]. В статье используется аббревиатура HNN (Hopfield-Tank Neural Network) для обозначения данного типа эквалайзера. Функция энергии (1) приводится к виду:

$$\Lambda = -\frac{1}{2} s^H T s - I s, \quad (3)$$

где s – ожидаемый сигнал, столбец размера $N \times 1$; T – симметричная матрица Тёплица размера $N \times N$, на главной диагонали расположены нули, на k -й диагонали – элементы α_k , выражение для которых определяется формулой (4), I – столбец размера $N \times 1$, элементы которого определяются выражением (5).

$$\alpha_k = 2 \sum_{j=0}^{L-k-1} h_j h_{j+k}, \quad (4)$$

где $k = 1..L - 1$.

$$I_k = 2 \sum_{j=0}^{L-1} r_{k+j} h_j, \quad (5)$$

где $k = 1..N$.

Представление Λ в форме (3), однако, не является точным эквивалентом выражения (1), так как опущены постоянные члены (не зависящие от s), а также квадратичные члены, зависящие только от одного из значений столбца s . Так например, если бы эти члены присутствовали, диагональные элементы матрицы T должны были быть ненулевыми. Для рассматриваемой задачи интересна минимизация функционала Λ по s . Если бы диагональные элементы матрицы T являлись ненулевыми, минимум Λ по s достигался при нулевом векторе s , что не позволило бы выделить из него информацию. С точки зрения рассматриваемых далее динамических уравнений (6), (7), то, что диагональные элементы матрицы T равны нулю также означает, что для итеративного поиска решений (7) по i -му элементу столбца s не используется значение этого i -го элемента столбца s , по которому принимается решение.

В [3] показано, что функция вида (3) может быть минимизирована при помощи нейронных сетей, динамические уравнения которых записываются в виде

$$\frac{du}{dt} = -\frac{u}{\tau} + Ts + I, \quad (6)$$

где u представляет собой промежуточный (скрытый) слой нейронной сети, выход которого подается на сигмоидную функцию для получения искомого столбца s . Итеративное решение представляет собой последовательное вычисление по следующим уравнениям:

$$u^{n+1} = Ts^n + I \quad (7)$$

$$s^n = g(\beta u^n) \quad (8)$$

где $g(x)$ – сигмоидная функция, β – коэффициент, который изменяется от итерации к итерации для обеспечения сходимости (подробнее см. [2]).

Энергетическая эффективность эквалайзера определяется зависимостью вероятности ошибки на бит от отношения сигнал-шум. На рис.1 приведены полученные в данной работе результаты моделирования работы вышеупомянутого эквалайзера на основе нейронных сетей Хопфилда-Танка (HNN), а также сравнение его энергетической эффективности с эквалайзером максимально правдоподобного последовательного оценивания (МППО) и эквалайзером с обратной связью по решению (DFE) в многолучевых каналах с различной глубиной памяти $L=10,20$. Коэффициенты передачи лучей профилей задержек имели Рэлеевское распределение.

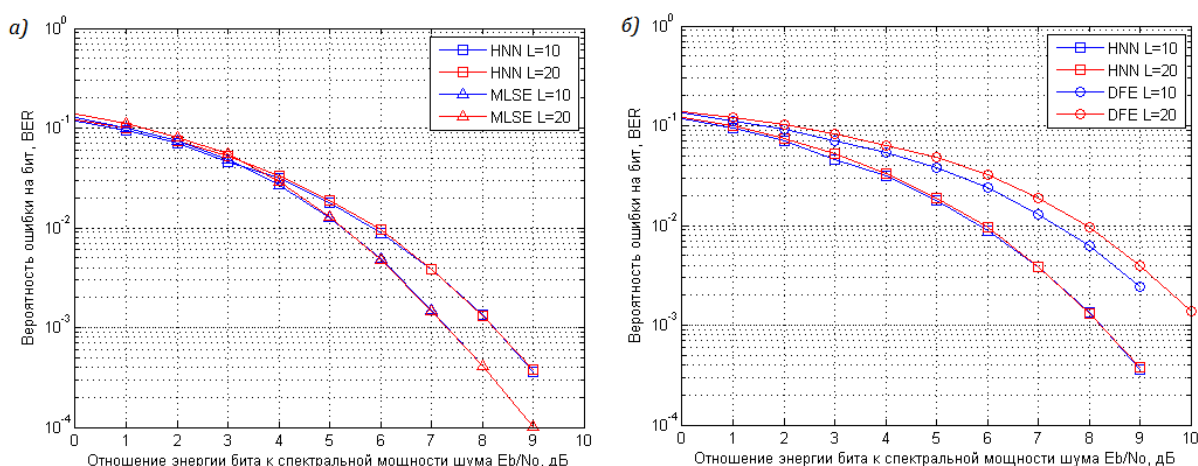


Рис. 1. Зависимость вероятности ошибки на бит от отношения E_b/N_0 в каналах с глубиной памяти с глубиной памяти $L=10,20$ для эквалайзера на основе нейронных сетей (HNN) и: а) эквалайзера максимально правдоподобного последовательного оценивания (МППО) б) эквалайзера с обратной связью по решениям (DFE)

При моделировании рис.1 проводилось логарифмическое усреднение по 100 реализациям канала для каждой глубины памяти. Мы можем видеть, что в среднем энергетический проигрыш эквалайзера HNN в среднем по сравнению с оптимальным приемником составляет порядка 1дБ, при этом преимущество в среднем перед эквалайзером с обратной связью по решению составляет 1 – 2 дБ.

Вычислительная сложность эквалайзера HNN растет квадратично с ростом длины профиля задержек, что делает возможным его использование в практических системах. Однако, моделирование показало, что, обладая хорошими характеристиками в среднем, в ряде реализаций канала, распределённых по Релею, а также при использовании профилей задержек, предложенных в [4], предложенный в [1], [2] эквалайзер HNN имеет значительный энергетический проигрыш относительно эквалайзера МППО и эквалайзера с обратной связью по решению DFE (более 10 дБ, см. рис.2).

В данной работе предлагается усовершенствовать эквалайзер HNN путем замены коэффициентов, которые определяют содержание матрицы T и столбца I в (3). Чтобы соответствовать правильным решениям уравнения (2), они должны меняться следующим образом. Предположим, в выражении (5) для столбца I_k коэффициент h_j заменяется на h'_j . Это означает, что и в матрице T должны измениться элементы, которые содержат в себе этот элемент. Причем выражение (4) для элементов, стоящих слева от главной диагонали матрицы T изменится на:

$$\alpha_k^{(l)} = 2 \sum_{j=0}^{L-k-1} h'_j h_{j+k} \quad (9)$$

в то же время выражение для элементов стоящих справа от главной диагонали матрицы T примет следующий вид:

$$\alpha_k^{(l)} = 2 \sum_{j=0}^{L-k-1} h'_j h_{j+k} \quad (10)$$

Таким образом, задача заключается в поиске некоторого нового набора коэффициентов $h' = \{h'_0; \dots; h'_{L-1}\}^T$. Проведенное в данной работе моделирование показало, что перебором возможных значений коэффициентов по сетке значений h' с шагом 0.1 для каждого из коэффициентов, удалось достичь значительного (более 10 дБ)

улучшения характеристик вероятности ошибки на бит при $h'_0 = 1$, $h'_1 = 0.7$, $h'_j = 0, j = 2..L - 1$ для профилей [4]. Результаты сравнения представлены на рис.2.

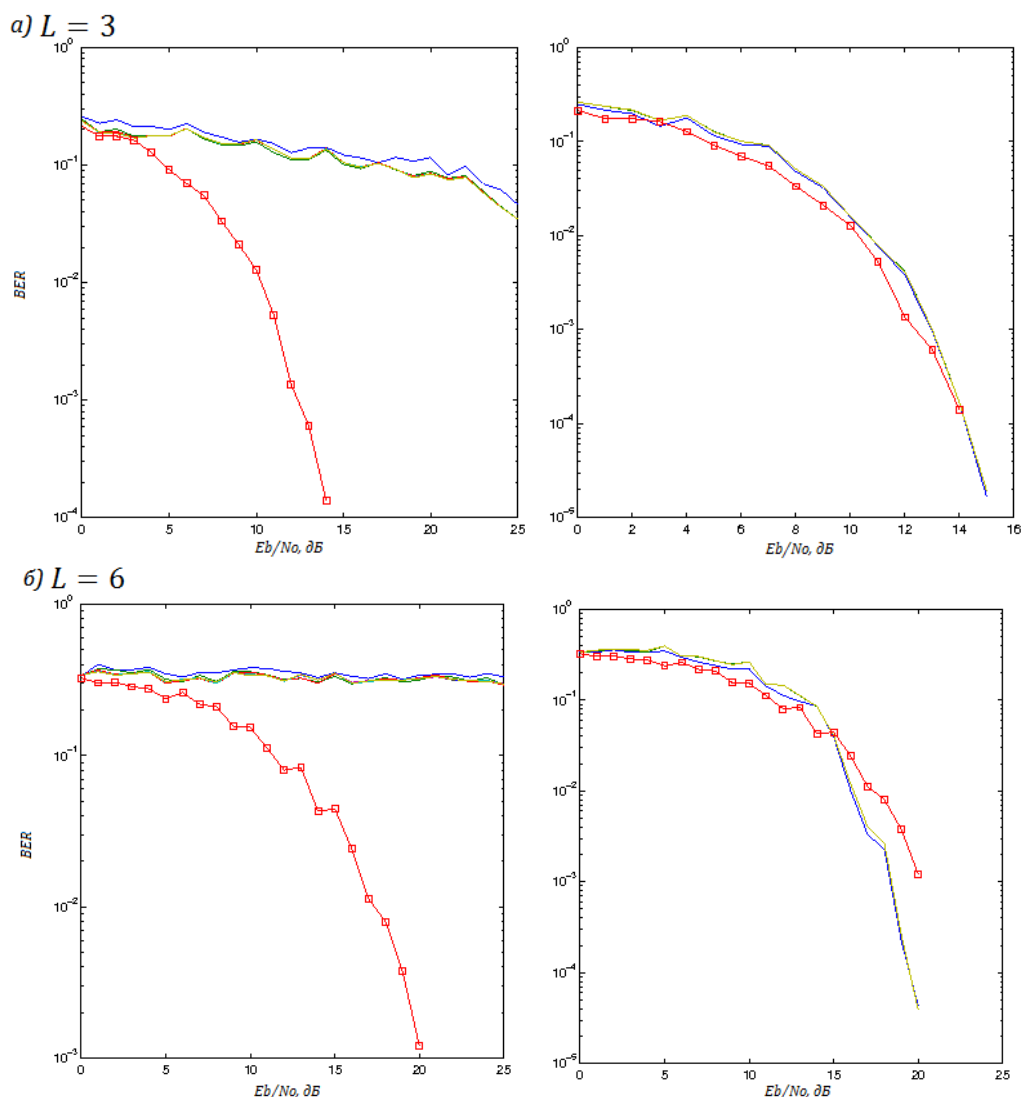


Рис. 2. Увеличение энергетической эффективности путем оптимизации коэффициентов эквалайзера HNN для профилей задержки [4] с глубиной канала а) $L=3$ б) $L=6$. График в левой части каждого блока соответствует стандартному эквалайзеру HNN, в правой – с изменёнными коэффициентами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Myburgh, J.C. Olivier. // Wireless Communications and Networking Conference, 2008, IEEE, P.226-230
2. Н.С. Myburgh, J.C. Olivier. // EURASIP Journal on Advances in Signal Processing Feb 2010, P.10
3. J.J. Hopfield, D.W. Tank // Biological cybernetics. 1985. V. 52. №. 3. P. 141-152
4. Дж.Дж.Прокис // Москва, Радио и связь, 2000.стр.529

Влияние разброса по скоростям в поперечном сечении электронного потока на пусковые условия генератора на обратной волне

Д.И. Трубецков¹, Г.М. Вдовина²

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

vdovinagm@gmail.com

Рассматриваются волновые процессы в дрейфующем электронном потоке с учётом разброса скоростей по поперечному сечению, вызванного провисанием потенциала в нём, а также процессы взаимодействия обратной электромагнитной волны с электронным потоком. Первоначально интерес к исследованию электронного потока с провисанием потенциала был вызван утверждением, сделанным в работе [1], что взаимодействие центральных и периферийных электронов может способствовать возникновению неустойчивости и усилению волн пространственного заряда. В той же работе приведены результаты эксперимента с однолучевой лампой, давшей усиление, подтверждающие выдвинутое предположение. Однако в дальнейшем строго поставленные эксперименты [1] и теоретические исследования ленточных и цилиндрических потоков [2 - 4] опровергли наличие усиления в однопотоковой системе, показав, что для объяснения наблюдаемого явления в [1] следует учитывать другие возможные причины.

Одна из первых работ по модели электронного потока с распределением скоростей по поперечному сечению была посвящена анализу волн пространственного заряда с акцентом на медленную волну пространственного заряда [6]. Основное внимание в ней уделено экспериментальным результатам и получению зависимости сопротивления связи и коэффициента его редукции от поперечного разброса. В общем виде задача сформулирована в монографии [7], но её решение не было доведено до конца. В рамках двухволнового подхода обратимся к исходным соотношениям, необходимым для анализа волнового взаимодействия в системе «электронный поток – обратная электромагнитная волна» и для определения пусковых условий генерации.

При взаимодействии с медленной волной пространственного заряда, возбуждаемой в электронном потоке, исходная система в дифференциальном виде включает в себя выражение для ВЧ тока и уравнение возбуждения

$$\frac{\partial I_M}{\partial x} + j(\beta_e + \beta_p)I_M = -\frac{\beta_e I_0}{4\beta_p V_0} E_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + j\beta_0 E_x = \frac{\beta_0^2 K_0}{2} I_M, \quad (2)$$

где I_M – искомая амплитуда продольной составляющей сгруппированного тока, связанного с возбуждением в пучке только медленной волны пространственного заряда, I_0 – постоянная составляющая тока пучка, β_p – фазовая постоянная волны пространственного заряда в потоке, β_e – фазовая постоянная волны в системе с электронным потоком, K_0 – сопротивление связи, V_0 – ускоряющее напряжение, x – продольная координата, вдоль которой движется электронный поток. Холодное поле задано соотношением $E(x, y) = E_0 e^{-ky} e^{-j\beta_0 x}$.

Разброс скоростей задан в линейном виде (рис. 1):

$$v_0(y) = \bar{v}_0 + \left(\frac{\partial v_0(y)}{\partial y} \right)_0 y, \quad (3)$$

где \bar{v}_0 – скорость электронов в центре электронного потока, y – поперечная координата.

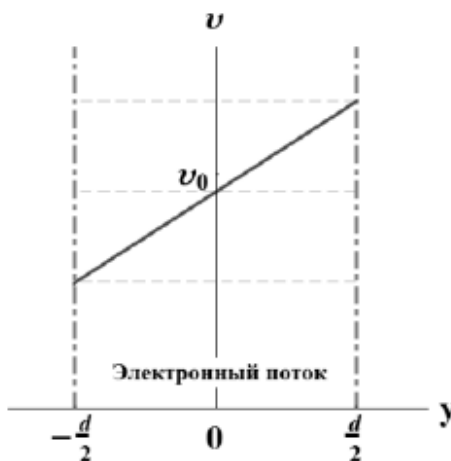


Рис. 1. Распределение скорости по поперечному сечению электронного потока.

В данном случае поле и ток являются функциями не только продольной координаты, но в общем случае зависят и от поперечного сечения:

$$E_x = E_0 \varphi(y, z) e^{-j\beta_0 x}, \quad (4)$$

$$I_M = J(x) \Psi(y, z), \quad (5)$$

где $\varphi(y, z) = e^{-ky}$ – функция распределения электрического поля по поперечному сечению, k – волновое число, $\Psi(y, z)$ – функция, определяющая распределение тока в поперечном сечении, нормированная на площади поперечного сечения потока S_e

$$\int_{S_e} \Psi(y, z) dS = 1. \quad (6)$$

С использованием [8, 9] осуществлён переход к уравнениям, содержащим усреднённое по поперечному сечению электрическое поле:

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial x} + j\beta_0 \bar{E}_x = \frac{\beta_0^2 K_0}{2} J(x). \quad (7)$$

Сопротивление связи в уравнении (7) определено как

$$K_0 = \frac{|E_0|^2 \bar{\varphi}^2}{2\beta_0^2 P_0}. \quad (8)$$

Выражение (1) для ВЧ тока с учётом (3) и (5) после некоторых преобразований примет вид:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left(1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) J_x = -\frac{\bar{\beta}_e I_0}{4\bar{\beta}_p V_0} \bar{E}_x, \quad (9)$$

где J_x – плотность тока, являющаяся функцией продольной координаты x ,
 $\bar{\beta}_e = \omega/\bar{v}_0$, $\bar{\beta}_p = \omega_p/\bar{v}_0$.

Используя преобразование Лапласа можно представить уравнение (9) при нулевых начальных условиях в интегральном виде

$$J(x) = -\frac{\bar{\beta}_e I_0}{4\bar{\beta}_p V_0} e^{-j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left(1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) x} \int_0^x \bar{E}_x(\xi) e^{j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left(1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) \xi} d\xi. \quad (10)$$

Подставляя полученное выражение для ВЧ-тока в уравнение возбуждения (7) и учитывая, что холодное поле теперь $\bar{E}(x) = \bar{E}_0 e^{-j\beta_0 x}$, определим напряжённость полного поля в системе в первом приближении

$$\bar{E}_x(l) = \bar{E}_0 e^{-j\beta_0 l} \left(1 + (2\pi CN)^3 F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p) \right), \quad (11)$$

$$F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p) = \frac{j \left(\bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) + e^{-j \left(\bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) - 1}}{2\bar{\theta}_p j \left(\bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right)^2}, \quad (12)$$

где введены дополнительные обозначения $\bar{\Phi}_0 = (\bar{\beta}_e - \beta_0)l$, $\bar{\theta}_p = \bar{\beta}_p l$, $C^3 = \frac{I_0 K_0}{4V_0}$.

На рис. 2 приведены кривые функции взаимодействия $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$ от относительного угла пролёта $\bar{\Phi}_0$ согласно формуле (12). Видно, что при одном и том же параметре пространственного заряда $\bar{\theta}_p$ минимальное значение активной составляющей и соответствующий ему ноль реактивной составляющей сдвигаются влево с увеличением разброса скоростей по поперечному сечению. Так как данные условия соответствуют началу генерации в системе, то с ростом параметра разброса по скоростям увеличивается значение $|\bar{\Phi}_{0\text{ниск}}|$. Минимальное значение действительной части функции $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$ остаётся неизменным при варьировании распределения по скоростям, что говорит о неизменности безразмерной пусковой длины $CN_{\text{ниск}}$, определяемой из условия

$$1 + (2\pi CN_{\text{ниск}})^3 \operatorname{Re} F(\bar{\Phi}_{0\text{ниск}}, \bar{\theta}_p) = 0. \quad (13)$$

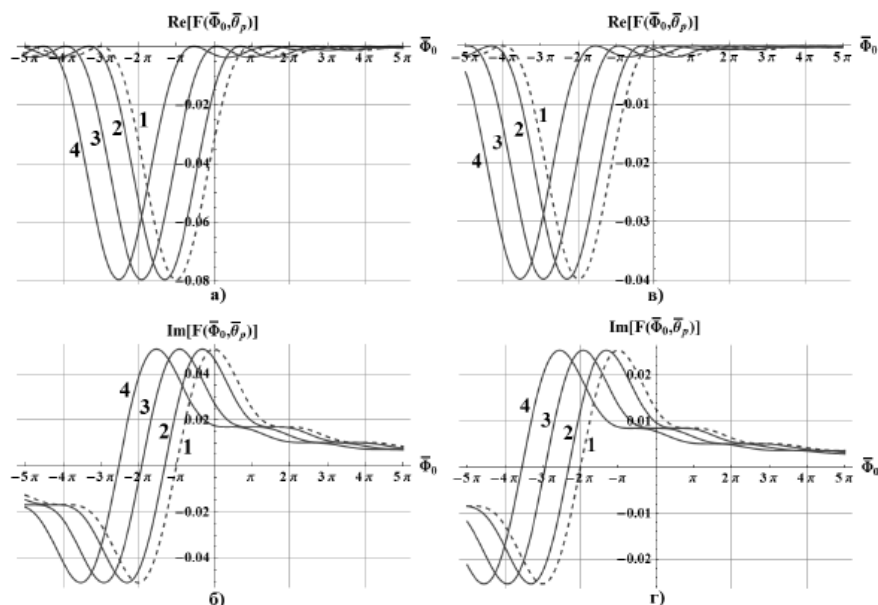


Рис. 2. Зависимости действительной и мнимой частей функции $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$ от относительного угла пролёта $\bar{\Phi}_0$ (а, б – $\bar{\theta}_p = \pi$, в, г – $\bar{\theta}_p = 2\pi$; (1) $\frac{d}{v_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 = 0$, (2) 0.01, (3) 0.03, (4) 0.05.

Однако, следует отметить то, что в величину C^3 входит сопротивление связи K_0 , которое в данном случае пропорционально e^{-2ky} . Таким образом, с ростом kd уменьшается величина сопротивления связи K_0 , так как увеличивается расстояние между электронным потоком и электродинамической структурой. Но для того, чтобы $CN_{\text{пуск}}$ оставалось постоянной величиной при убывающем K_0 , необходимо увеличение пускового тока пучка $I_{0\text{пуск}}$. При $kd = 1.0$ пусковой ток превышает в 2.72 раза величину, полученную без учёта данного фактора, а при $kd = 2.0$ в 7.39 раз.

Работа выполнена в рамках Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ – 7134.2016.2) и при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00329, № 16-32-00468 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.W. Naeff // Proc. IRE. 1949. V. 37. P. 4.
2. В.Н. Шевчик, Г.Н. Шведов, А.В. Соболева “Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах” Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1962.
3. W.R. Beam // Proc. IRE. 1955. V. 43. P. 454.
4. G. Kent // Jour. Appl. Phys. 1954. V. 25. P. 32.
5. Ю.А. Самородов // Вопр. радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1960. Вып. 9. С. 18.
6. N.C. Chang et al. // IRE Trans. on Electron Devices/ 1959. V. 6. № 4. P. 437.
7. Д.И. Трубецков, А.Г.Рожнёв, Д.В. Соколов “Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике” Саратов: ГосУНЦ “Колледж”, 1996.
8. Л.А. Вайнштейн, В.А. Солнцев “Лекции по сверхвысокочастотной электронике” М.: Советское радио, 1973.
9. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. “Аналитические методы расчета в электронике СВЧ” М.: Советское радио, 1970.

Применение решётки ректенн для сбора солнечной энергии

К.Т.Ч. Ву, Р.В. Егоров, Д.А. Михеев, В.Л. Саввин, Г.М. Казарян
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова.
kt.vu@physics.msu.ru

Одной из актуальных проблем современного мира является поиск и эффективное использование альтернативных источников энергии.

Полупроводниковые фотоэлементы, используемые солнечными батареями, обладают существенной особенностью: их рабочая частота определяется материалами, из которых они изготовлены. Для некоторых диапазонов частот подходящих материалов может не быть вовсе. Однако для данных участков спектра вполне возможно сконструировать принимающее устройство в виде решётки ректенн, так как их рабочая частота определяется уже геометрическими параметрами. Таким образом, вполне вероятно, что можно увеличить количество получаемой с солнечной батареи энергии, если дополнить её решёткой ректенн, настроенных на определённую частоту.

Тема ректенн достаточно актуальна в нынешнее время, существует большое число проектов, которые включают их в себя как основное средство достижения своей цели. Это, например, различные проекты беспроводной передачи энергии [1-4].

В данной работе рассматривается модель решётки ректенн, изучаются её характеристики и обсуждаются возможности её изготовления и применения. Исследование проводится при помощи численного моделирования.

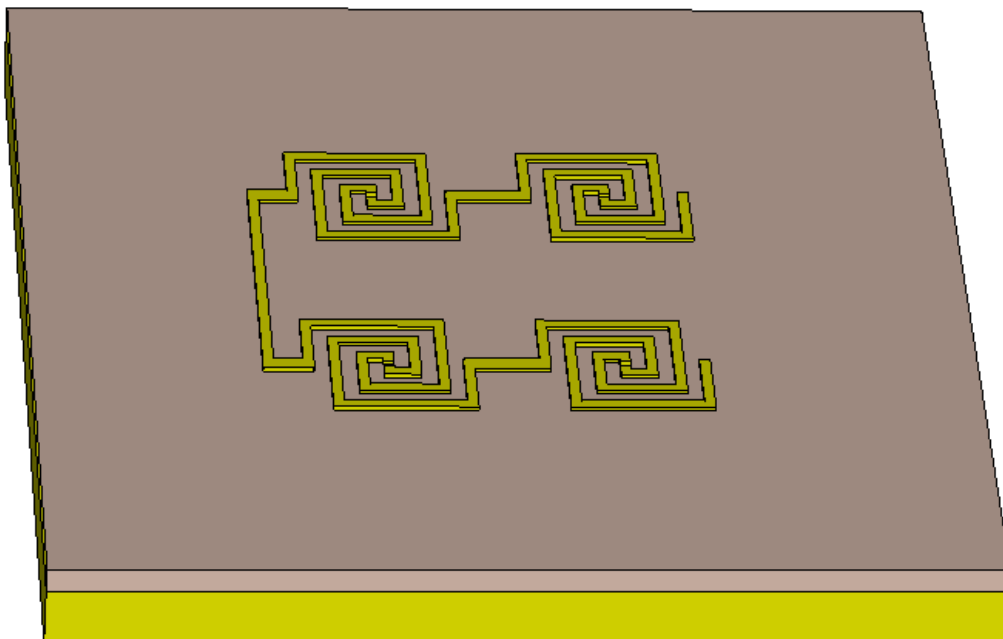


Рис. 1: Структура модели решётки ректенны. 1 – спиралеобразная антенна, 2 диэлектрический слой, 3 — металлический отражатель.

Модель решётки ректенн состоит из четырёх антенных элементов, соединённых между собой. Под антенными элементами находится диэлектрический слой, а под ним — металлический, который играет роль отражателя. В конфигурации, изображённой на рисунке 1, модель представляет собой угловой участок прямоугольной ректенной

решётки. Предполагается, что вывод энергии идёт от каждого антенного элемента, то есть каждый такой элемент снабжён выпрямителем тока, а все их выходы соединяются вместе.

Конфигурация антенных элементов основывалась на модели, предложенной в одной из предыдущих работ.

В ходе исследований выяснилось, что модель обладает хорошими резонансными характеристиками, а диаграмма направленности на резонансной частоте является в достаточной степени круговой. На рисунке 2 показана диаграмма направленности модели при угле места 30° .

Круговая диаграмма направленности, возможно, окажется полезной для предполагаемого применения ректенной решётки для преобразования солнечного излучения в электрический ток. В частности, это свойство может быть использовано для упрощения конструкции всей батареи, так как от системы наведения уже не будет требоваться очень большая точность.

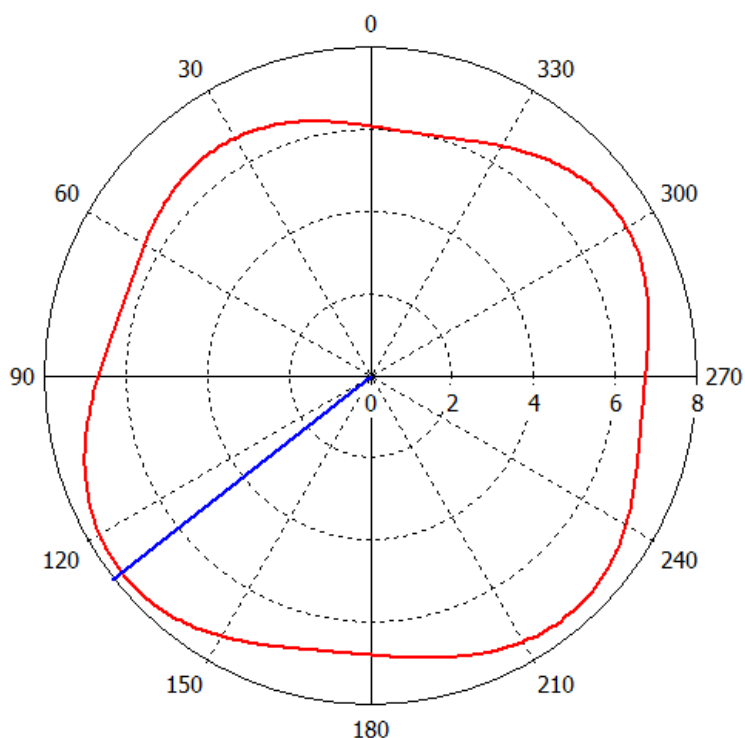


Рис. 2: Диаграмма направленности модели решётки ректенн

Рассматривается возможность изготовления структуры из графена. Такой подход, возможно, позволит выдержать все необходимые параметры с высокой точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М. Казарян Повышение эффективности передачи, приёма микроволнового излучения с преобразованием в постоянный ток. Дисс. к.ф.м.н., МГУ, физ. ф-т, 2007.
2. URSI White Paper on Solar Power Satellite (SPS) Systems. - URSI Inter-commission Working Group on SPS. - September 2006, <http://www.ursi.ca/SPS-2006sept.pdf>
3. S. Sheik Mohammed, K. Ramasamy, T. Shanmuganatham // International Journal of Computer Applications. 2010. V. 1. No. 13. P. 100-103.
4. G. Model, S. Grover, Rectenna Solar Cells, New York: Springer, 2013.

Взаимодействие релятивистского электронного потока, фокусируемого постоянным магнитным полем, с полем релятивистского генератора на сверхразмерном периодическом волноводе

А.И. Слепков, О.В. Галлямова

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
slepkov@phys.msu.ru, gallyamova@physics.msu.ru

Представлены результаты численного моделирования взаимодействия РЭП, фокусируемого постоянным магнитным полем, с полем осесимметричного периодического волновода. Проведен теоретический и численный анализ резонансного воздействия фокусирующего магнитного поля, выявлены области резонансного усиления сигнала и циклотронного поглощения

Разработка и анализ работы генераторов с длительным продольным взаимодействием электронного потока и электромагнитного поля периодической электродинамической системы вызывает интерес различных исследовательских групп как одно из перспективных направлений развития мощных источников когерентного электромагнитного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн [1]. Наибольшие мощности генерации могут быть получены при использовании взаимодействия релятивистских электронных потоков с полями сверхразмерных периодических волноводов. В частности, в многоволновом черенковском генераторе (МВЧГ) при уровне мощности микроволнового излучения до 15 ГВт в 3-сантиметровом диапазоне длин волн в экспериментах ИСЭ СО РАН [2] была получена эффективность до 50%. В таких генераторах существенную роль играет величина фокусирующего магнитного поля.

В работе представлены результаты численного моделирования взаимодействия когерентного черенковского излучения сильноточного электронного потока с полем сверхразмерного периодического волновода релятивистского генератора микроволнового излучения в условиях реализации циклотронного резонанса. В качестве замедляющей структуры рассматривался идеально проводящий волновод с периодическими неоднородностями в виде полуторов на пьедестале с периодом структуры 1.5 см. Численное моделирование проводилось с помощью многомодового метода [3], позволяющего описывать многоволновые механизмы взаимодействия потока и поля в генераторах на сверхразмерных периодических волноводах. Учитывалось возбуждение аксиально-симметричных полей периодического волновода. При анализе электромагнитных полей использовался метод Галеркина, электронный поток описывался моделью крупных частиц. При решении уравнений движения рассматривалось трехмерное движение электронов в приближении модели ведущих центров. Условие сверхразмерности (с отношением $D/l \sim 3 \div 5$, где D - диаметр волновода, l - длина волны генерации) предполагает, что на частоте генерации открытыми являются 3-5 мод периодического волновода. Для реализации одночастотного режима генерации использовалась «электронная» селекция мод, основанная на взаимодействии электронного потока и электромагнитного поля на частотах в области π -вида колебаний границы полосы прозрачности низшей аксиально-симметричной моды периодического волновода. В рассматриваемой структуре 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 (при котором происходит взаимодействие потока и поля с

обратной волной системы), так и с аномальными эффектами Доплера (соответствующим взаимодействием потока и поля с «+1» пространственной гармоникой).

Как показывает анализ дисперсионных характеристик, в рассматриваемой системе существенную роль играет также взаимодействие потока с «-1» обратной пространственной гармоникой системы. В этих условиях самовозбуждение системы возникает как из-за внутренних обратных связей, так и обратных связей, определяемых отражениями волн от концов структуры, в результате чего в системе конечной длины определяющую роль играют резонансы, соответствующие возбуждению продольных мод.

Таким образом, и представленная на рис. 1 зависимость мощности выходного излучения от нормированной циклотронной частоты (ω_c - значение циклотронной частоты, ω_0 - значение опорной частоты) является результатом наложения резонансов, соответствующих взаимодействию циклотронных осцилляторов потока на частоте генерации, с различными пространственными гармониками системы.

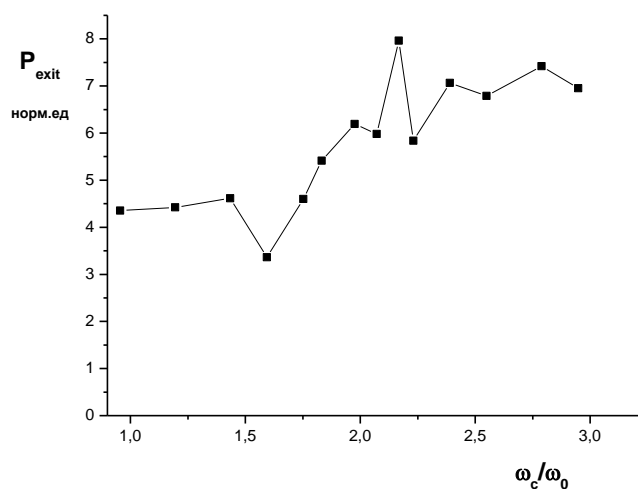


Рис. 1. Зависимость мощности выходного излучения от нормированной циклотронной частоты

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин//Ученые записки ФФ МГУ. №4,2015 г., 154308
2. С.П.Бугаев и др. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. (Новосибирск: «Наука», 1991).
3. А.И. Слепков//Известия АН. Сер. Физ., т. 67, №12, 2003 г. С.1678.

Высокоэффективный многолучевой клистрон S - диапазона

Р.В. Егоров¹, И.А. Гузилов², О.Ю. Масленников²

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

²ООО «Базовые технологии и компоненты вакуумных приборов»

mystUni@mail.ru

Мощные высокоэффективные клистроны на сегодняшний день находят широкое применение в различных областях науки и техники. Они могут использоваться для передачи СВЧ энергии на большие расстояния, найти применение в военном деле, а также в ускорительной технике.

ЦЕРН стимулирует развитие клистронных технологий. Предприятию ООО «Базовые технологии вакуумных приборов» было предложено провести разработку высокоэффективного клистрона S-диапазона (2,99855 ГГц) мощностью 6 МВт. Основные требования приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры клистрона

Параметр	Значение	Единица измерения
Частота	2,9985	ГГц
Выходная мощность	>6	МВт
Усиление	>45	дБ
КПД	>60%	%
Длина импульса	>7,5	мкс
Частота повторения	300	Гц
Напряжение	<60	кВ

По результатам оптимизации электродинамической системы принято решение использовать девять кольцевых резонаторов и 40 каналов, расположенных в два ряда. Два резонатора настроены на вторую гармонику. Индуктивная часть резонаторов (HFSS) подбирается таким образом, чтобы создать одинаковые электрические поля для внутреннего и внешнего рядов каналов.

В одномерных программах (Klys 4.5, DEV 5.1) были рассчитаны фазовые траектории электронов. Высокая эффективность этого прибора достигается с помощью колебания ядра сгустка. В современной литературе такой способ группировки получил название ВАС– метод [1]. Группировка электронного потока представлена на рисунке 1. Метод включает в себя группирование электронов (bunching), выравнивание скоростей электронов (alignment) и сбор частиц-аутсайдеров (collecting), то есть в этом методе происходит ослабление группировки, пока периферийные электроны догоняют сгусток. В одном таком колебании принимают участие три резонатора. ВАС-метод позволяет, во-первых, увеличить эффективность, во-вторых, уменьшить длину пространства взаимодействия.

Оптимизирована электронно-оптическая система, на основе реверсивной магнитной фокусировки. Значения магнитных полей после оптимизации представлены на рисунке 2. Увеличение магнитного поля необходимо для компенсации увеличения среднего радиуса пучка в последних резонаторах. Проведен выбор оптимальных значений магнитного поля в рабочих промежутках магнитной системы для получения 100% токопрохождения электронов через каналы резонаторного блока до коллектора.

Предложены методы динамической перестройки группировки сгустка с помощью вакуумных настроек частот разгруппирующего и выходного резонаторов, а также нагруженной добротности выходного резонатора. Разработана конструкция и проведены

эксперименты, подтверждающие эффективность перестройки. Вакуумная настройка позволяет компенсировать возможные сдвиги частот после пайки и сварки, различные двумерные и трехмерные эффекты, уменьшение тока и изменение радиуса пучка вдоль канала.

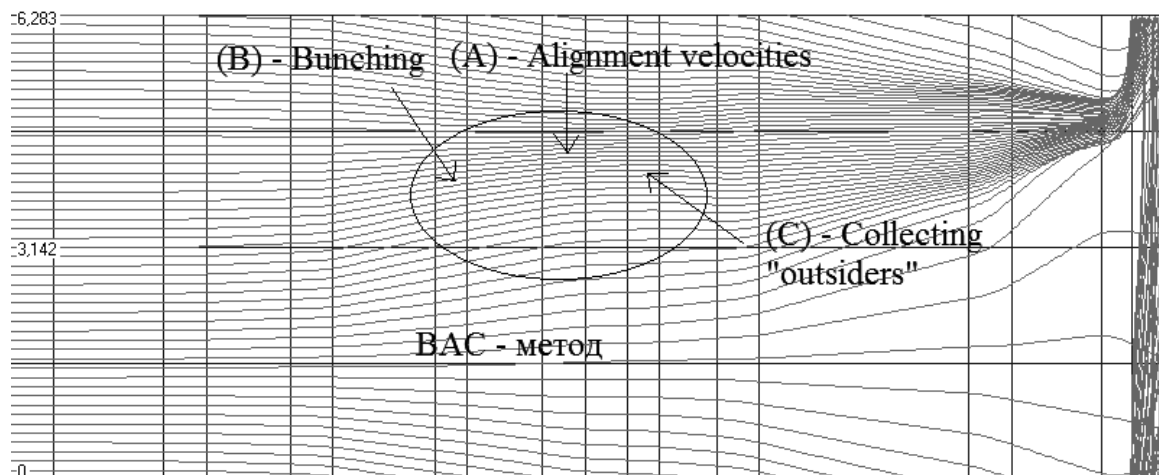


Рис. 1. ВАС – метод группировки электронного потока

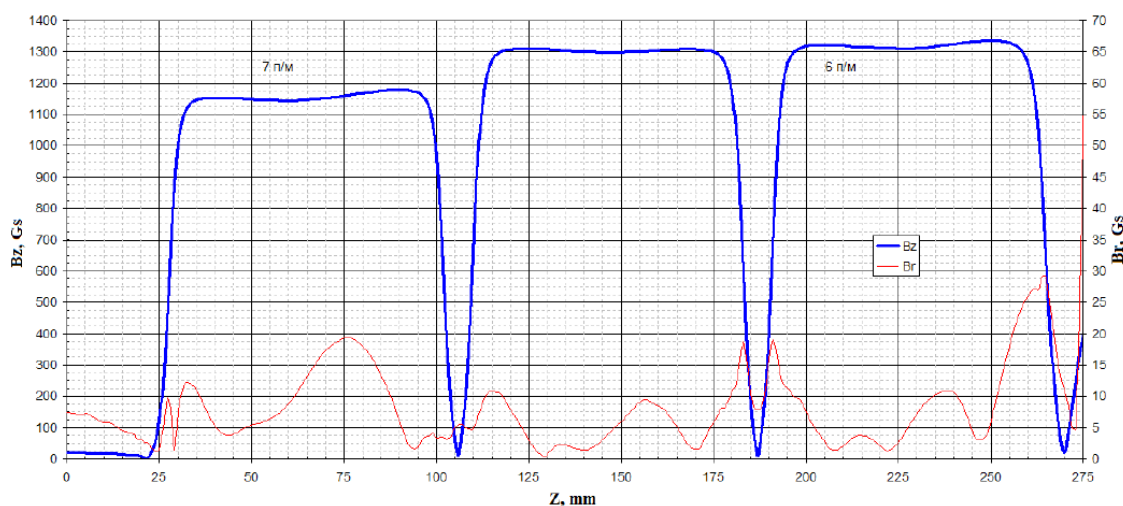


Рис. 2. Магнитная система

Проведены «холодные» измерения. Были настроены все резонаторы клистрона, при этом большое внимание было уделено выравниванию характеристического сопротивления (R/Q) во всех 40 каналах, так как для высокого КПД необходимо создать равные условия группировки электронов.

Частоты некоторых резонаторов после пайки отличались от частот до пайки. Электродинамика клистрона была пересчитана в программном комплексе Klys 4.5, расчеты показали, что частота, на которой наблюдается максимум КПД, сдвинулась на 5 МГц вверх с падением в эффективности на несколько процентов.

Испытания клистрона представлены на рисунке 3. Они были проведены в ОИЯИ г. Дубна. Выходная мощность измерялась, используя калиброванный детектор в цепи направленного ответвителя с ослаблением 60 дБ. На вход клистрона подавался импульс мощностью 105 Вт длительностью 5 мкс и частотой повторения 10 Гц, что является максимальным значением для используемого модулятора. Оптимальное катодное напряжение составило 51,7 кВ при катодном токе 205 А.



Рис. 3. Испытания клистрона

Результаты испытаний представлены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты испытаний.

Частота, ГГц	3,004	2,9985
Эффективность токопрохождения, %	96	96
Пиковая мощность, МВт	7,0	6,4
КПД (катодный ток), %	66,0	60,4
КПД (коллекторный ток), %	68,8	62,9
Усиление, дБ	48	48

В результате работы было получено усиление входного сигнала в 48 дБ на частоте 3,004 ГГц с эффективностью 66% и выходной мощностью 7 МВт при катодном напряжении 51,7 кВ. Частота, при которой наблюдалась максимальная эффективность сместилась на 5 МГц, поскольку была смещена вверх после пайки частота 3 резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.A.Guzilov. Land S-band high-efficiency multibeam klystron development. ВАС – method of increasing efficiency. CLIC workshop, Geneva, CERN, 3-7 February, 2014.

Мощный шумовой генератор в диапазоне 2 – 4 ГГц на базе плазменной релятивистской СВЧ установки

И.Е. Иванов

*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
(ИОФ РАН), Москва, РФ
iei@fpl.gpi.ru*

Использование плазменного волновода в совокупности с сильноточным релятивистским электронным пучком (РЭП) позволяет получать мощное микроволновое излучение с возможностью "мгновенной" перестройки частоты выходного излучения за счёт изменения плотности плазмы. Такие устройства получили название плазменных релятивистских генераторов (ПРГ)[1] и усилителей [2]. Энергия РЭП равна 500 кэВ, ток ~ 2,5 кА. Выходное СВЧ излучение имеет длительность релятивистского пучка (~500 нс) со средней мощностью 50-100 МВт.

В работе представлены экспериментальные результаты, связанные с получением режима широкополосной генерации в схеме стандартного плазменного релятивистского генератора (ПРГ). Для уменьшения положительной обратной связи в пространство взаимодействия был введён поглотитель СВЧ излучения, что позволило получить однопроходовую систему усиления, т.е. создать условия для усиления первоначальных собственных шумов. Поскольку инкремент усиления ПРГ достигает 1000 за проход, то мощность выходного шумового излучения становится значительной, а энергия в шумовом импульсе достигает значений, характерных для стандартных ПРГ, т.е. 15 – 20 Дж. Длительность импульса генерации приблизительно равна длительности релятивистского электронного пучка, т.е. составляет ~ 400÷500 нс. Диагностика выходного излучения осуществляется скоростным осциллографом TDS 7404 с шириной полосы 4 ГГц, на вход которого подаётся недетектированный сигнал со штыревой антенны, установленной вблизи выходного рупора. Там же установлен широкоапертурный калориметр для регистрации энергии выходного импульса в абсолютных единицах. Это позволяет получить информацию об амплитуде и спектральном составе импульса на произвольном временном интервале в течение СВЧ импульса и оценить спектральную мощность и напряжённость электрического поля электромагнитной волны выходного сигнала. Спектральная ширина области усиления при фиксированной плотности плазмы достигает 1,5 ГГц. Смещение этой области усиления до 1 ГГц осуществляется изменением плотности плазмы. Ширина шумового сигнала повторяет эти же значения. Для анализа качества монохроматичности или широкополосности выходных СВЧ сигналов, полученных в масштабе реального времени, используются графики мгновенной частоты, Фурье преобразование на различных временных интервалах, автокорреляционная функция. Экспериментально подтверждается справедливость равенства Парсеваля, устанавливающего связь между мощностью сигнала на любом временном интервале и мощностью спектра этого участка сигнала.

На рис.1,а) показана осциллограмма амплитуды электрического поля шумового импульса с энергией ~15 Дж при непосредственной регистрации на скоростном осциллографе (4ГГц). СВЧ импульс состоит из некоррелированной последовательности цугов длительностью 3 – 5 нс, что приблизительно соответствует времени одного прохода волны на длине пространства взаимодействия (~70 см). На рис. 1, б) показан Фурье спектр такого шумового сигнала, полученный FFT- преобразованием этого сигнала.

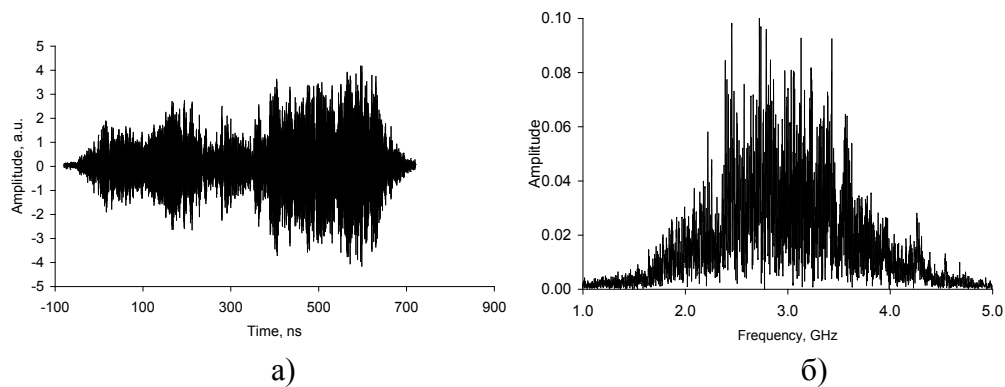


Рис. 1. Осциллограмма напряжённости электрического поля шумовой волны (а) и её Фурье преобразование за полное время сигнала (б).

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе, П.С.Стрелков, В.П.Тараканов, Д.К.Ульянов. Тонкая структура спектров излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора. // Физика плазмы, 2002, т.28, № 8, с.1-9.
2. И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, Д.В. Шумейко. Спектр излучения плазменного релятивистского микроволнового усилителя. // Радиотехника и электроника, 2009, т.54, № 9, с. 1091-1098.

Формирование потока обратных электронов в процессе генерации мощного импульса микроволнового излучения в многоволновых черенковских устройствах

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин
ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН
korn@cplire.ru

Известно, что значительное увеличение мощности генерации излучения устройствами, основанными на взаимодействии электромагнитного поля с потоками электронов, возможно получить только при увеличении мощности пучков заряженных частиц [1]. Интенсивные исследования, связанные с возможностью использования для этой цели релятивистских потоков, были начаты во второй половине XX века, образовав в итоге новое направление в радиофизике сверхвысоких частот – релятивистскую высокочастотную электронику (РВЭ) [2]. Одним из приборов РВЭ является многоволновой черенковский генератор (МВЧГ), обладающий уникальными характеристиками [3]. Именно на этом генераторе был получен рекордный уровень мощности импульсного излучения в трехсантиметровом диапазоне длин волн - до 15 ГВт. Одной из особенностей работы МВЧГ при использовании электронного пучка микросекундной длительности с начальной энергией заряженных частиц ~2 МэВ и общим током ~20 кА является относительно короткий импульс излучения (десятки наносекунд). Возможных причин столь значительной разницы в интервалах времени несколько. В частности, срыв генерации может быть вызван существенным изменением динамики пучка за счет образования потока электронов, движущихся навстречу основному пучку (потока "обратных" электронов). При достижении пиковых значений мощности генерации в МВЧГ одновременно могут выполняться два условия, необходимых для возникновения такого потока: в виду высокого к.п.д. прибора (>30%) у большей части частиц кинетическая энергия существенно уменьшается; электромагнитное поле внутри генератора достигает значений, при которых за один период колебаний высокочастотного поля над электронами совершается работа, сравнимая с их начальной энергией.

Цель данной работы состояла в выяснении методами вычислительного эксперимента факта наличия потока "обратных" электронов при работе МВЧГ, имеющего параметры, близкие к реализованным в реальном эксперименте, и, если такой поток существует, определение его основных характеристик.

Рассмотрим следующую электродинамическую структуру (ЭС), в основе которой лежит круглый волновод диаметром 14 см. Условно ЭС разделим на пять частей. Первая и последняя части представляют собой отрезки гладкого круглого волновода. Вторая и четвертая части (секции ЭС МВЧГ) имеют периодически расположенные неоднородности в виде полуторов, радиус которых равен 3 мм. Расстояние между неоднородностями фиксировано и составляет 1.5 см. Первая секция содержит 26 неоднородностей, вторая - 9. Секции ЭС разделены коротким отрезком гладкого волновода (трубой дрейфа) длиной 3.5 см. Кольцевой электронный поток, соосный с ЭС, имеет средний радиус 5.55 см и общий ток 16 кА. Он образован заряженными частицами, начальная энергия которых равна 1.8 МэВ. Длительность переднего фронта пучка не превышает 1 нс. Величина однородного статического магнитного поля, обеспечивающего транспортировку пучка заряженных частиц вдоль ЭС, равна 18 кГс. Его силовые линии параллельны оси симметрии ЭС.

Совместную динамику электромагнитного поля и электронов пучка будем описывать уравнениями Максвелла в пространственно-временном представлении и

уравнениями движения электронов. Для решения самосогласованной системы уравнений используем численный алгоритм, описанный в [4].

Проведенное численное моделирование описанной системы показало, что поток обратных электронов зарождается в месте оседания заряженных частиц на стенки ЭС (рис.1). Время его возникновения соответствует времени старта генерации (рис.2), т.е. моменту образования достаточно плотных сгустков электронов на выходе второй секции МВЧГ. Количество обратных электронов по отношению к общему количеству частиц незначительно (~0.2%).

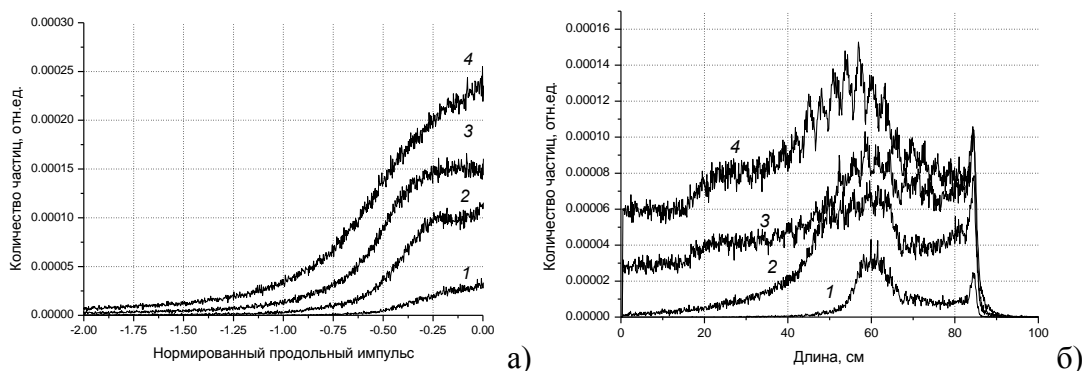


Рис. 1. Распределение "обратных" электронов по импульсам (а) и координатам (б) в моменты времени 30 нс (1), 33 нс (2), 40 нс (3) и 60 нс (4) после влета пучка.

С течением времени картина распределения обратных электронов по импульсам и координатам стабилизируется и оказывается близким к кривым 4 рис.1. Распределение по импульсам достаточно хорошо описывается Гауссовым законом. Концентрация обратных электронов в стационарном режиме имеет максимум в конце первой секции прибора.

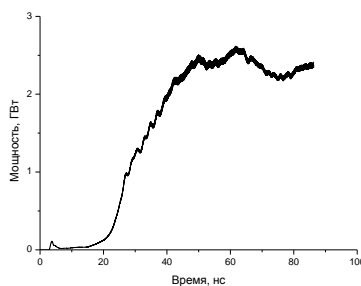


Рис. 2. Зависимость усредненного потока мощности излучения от времени через выходное сечение МВЧГ.

Моделирование было проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Ф. Ковалев, М.И. Петелин, М.Д. Райзер и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.18. Вып.4. С.232.
2. А.В. Гапонов-Грехов, М.И. Петелин // Вестник АН СССР. 1979. №4. С. 11.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канаец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин "Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы" Новосибирск: Наука, 1991.
4. В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин. // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. № 6. С.758.

Численное моделирование нового способа формирования виртуального катода в релятивистском электронном потоке в коаксиальном пространстве дрейфа с приложенным внешним магнитным полем

А.А. Короновский (мл.), С.А. Куркин, А.А. Бадарин, А.Е. Храмов,
Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А.
alexander.koronovskiy@gmail.com

При движении электронов в пространстве дрейфа минимум распределения потенциала будет находиться на некотором расстоянии от поверхности катода. При больших значениях плотности тока эмиссии в пространстве дрейфа формируется виртуальный катод - потенциальный барьер, отражающий часть электронного потока к плоскости инжекции и на боковую поверхность пространства дрейфа.

Возникновение потенциального барьера определяется пространственным зарядом инжектируемого в камеру дрейфа электронного потока. Часть электронов, имеющих энергию большую значения высоты потенциального барьера (значения потенциала в минимуме), продолжают движение к аноду, другая часть отражается от барьера обратно к катоду. Глубина потенциальной ямы «виртуального катода» равна средней кинетической энергии электронного потока.

При малых токах пучка глубина провисания потенциала мала, и электронный пучок полностью проходит без отражений к выходной плоскости пространства (режим стационарной транспортировки потока). С ростом тока пучка (при фиксированной энергии ускорения электронов) плотность пространственного заряда пучка также растет и, как следствие, увеличивается глубина потенциальной ямы.

При некотором токе пучка, называемом предельным вакуумным (или критическим) током глубина потенциального барьера становится достаточной для отражения электронов — происходит формирование виртуального катода. Виртуальный катод в пучке принципиально ведёт себя нестационарным образом, совершая колебания как во времени, так и в пространстве. Это позволяет использовать электронные потоки с виртуальным катодом для генерации мощного СВЧ-излучения [1].

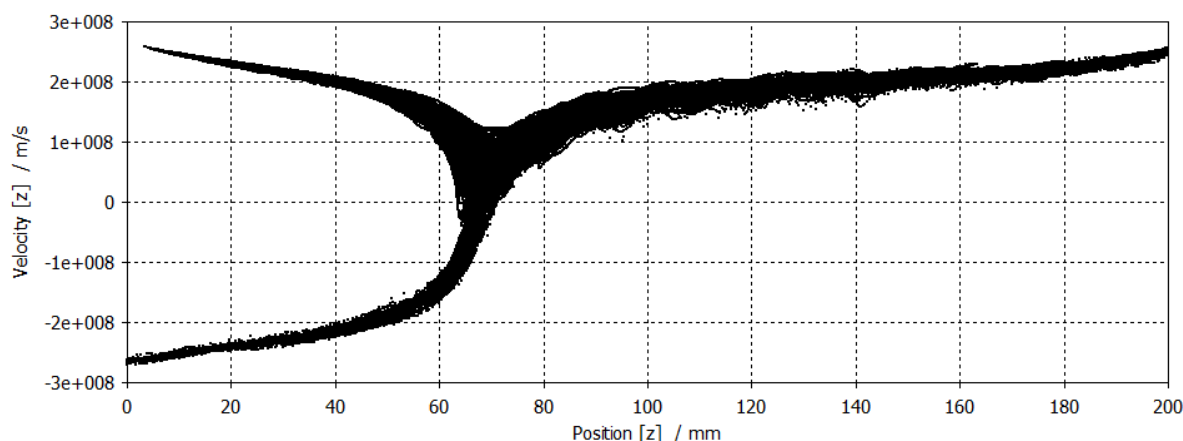


Рис. 1. Вид фазового портрета виртуального катода в программе CSTParticleStudio

Значение величины предельного вакуумного тока пучка в цилиндрическом пространстве дрейфа определяется законом Богданкевича-Рухадзе (1).

$$I_{кр} = \frac{mc^2}{e} \frac{\left(\gamma^{\frac{2}{3}} - 1\right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{\Delta}{r} + 2 \ln \frac{R}{r}}, \quad (1)$$

где m - масса электрона, e - величина заряда электрона, c – скорость света, γ - релятивистский параметр электронного пучка, R - радиус трубы цилиндрического пространства дрейфа, r - внешний радиус электронного пучка, Δ - толщина электронного пучка.

Из соотношения (1) видно, что при изменении геометрических параметров цилиндрического пространства дрейфа при заданном значении поданного на катод напряжения U_0 , также изменяется значение предельного вакуумного тока для рассматриваемой системы.

В рассматриваемых системах на области пространства дрейфа задано постоянное однородное магнитное поле, которое фокусирует электронный пучок. Значение такого приложенного внешнего магнитного поля для релятивистских виркаторов составляет величину порядка 0.2-1 Тл [2].

Известно, что реализуя переход электронного пучка в цилиндрическое пространство дрейфа большего радиуса, можно сформировать виртуальный катод в области пространства дрейфа большего радиуса при выполнении условия $I_{кр2} < I_0 < I_{кр1}$, где $I_{кр1}$ – величина критического тока в области пространства дрейфа меньшего радиуса, $I_{кр2}$ – величина критического тока в области пространства дрейфа большего радиуса, I_0 – значение величины тока, эмитируемого с катода.

Такой тип реализации формирования виртуального катода был применен в вакуумных плазменных генераторах для создания сжатого состояния пучка [3].

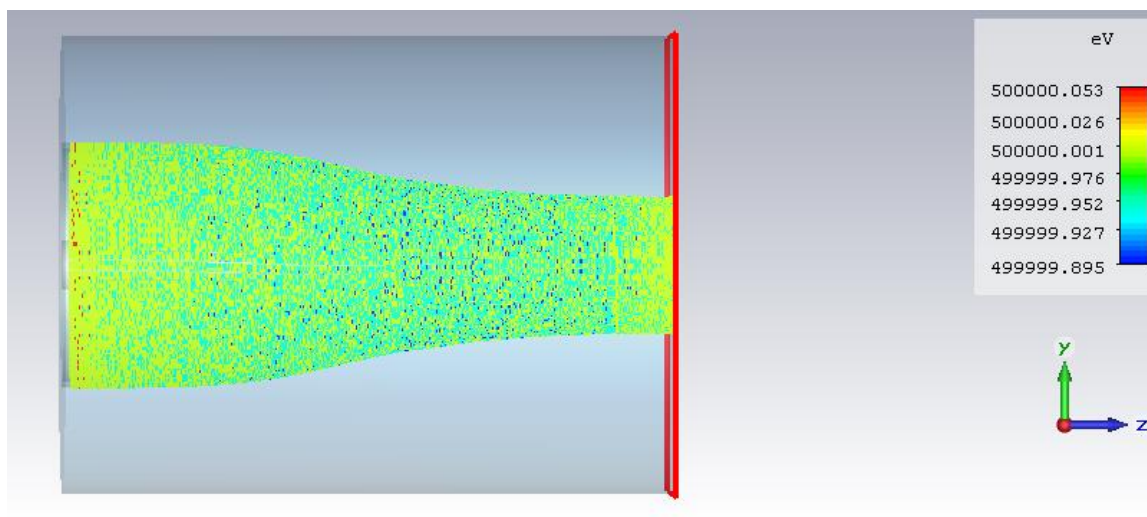


Рис. 2. Изменение радиуса электронного пучка магнитным полем, рассчитанное в программе CST Particle Studio. Параметры модели пространства дрейфа: радиус 75 – мм, длина – 200 мм, радиус внутреннего проводника – 10 мм, внешний радиус кольцевого эмиттера – 50 мм, внутренний радиус кольцевого эмиттера – 48 мм, изменение величины внешнего магнитного поля в системе – 1.7 Тл. Инжектируемое напряжение – 500 кВ.

Принципиально новая идея создания виртуального катода связана с изменением радиуса электронного пучка, который движется в цилиндрическом пространстве дрейфа, имеющим постоянный радиус (Рис. 2). Так как при сжатии электронного пучка, то есть

уменьшении его внешнего радиуса, согласно закону Богданкевича-Рухадзе, будет уменьшаться значение предельного вакуумного тока.

Рассматривается система, представляющая коаксиальное пространство дрейфа. Радиус цилиндрического пространства дрейфа – 75 мм, длина – 200 мм, радиус внутреннего проводника – 10 мм, внешний радиус кольцевого эмиттера – 50 мм, внутренний радиус кольцевого эмиттера – 48 мм. Инжектируемое напряжение – 500 кВ. Значение предельного вакуумного тока в системе – 9400 А, при постоянном внешнем магнитном поле, равном 0.5 Тл.

Приложенное внешнее магнитное поле задано функцией распределения магнитного поля на оси (Рис. 3). Модуль и направление вектора магнитной индукции в каждой точке рассматриваемой системы определяется из теоремы Гаусса для вектора магнитной индукции.

Численное моделирование проводилось с помощью лицензионного пакета трехмерного электромагнитного моделирования CST Particle Studio.

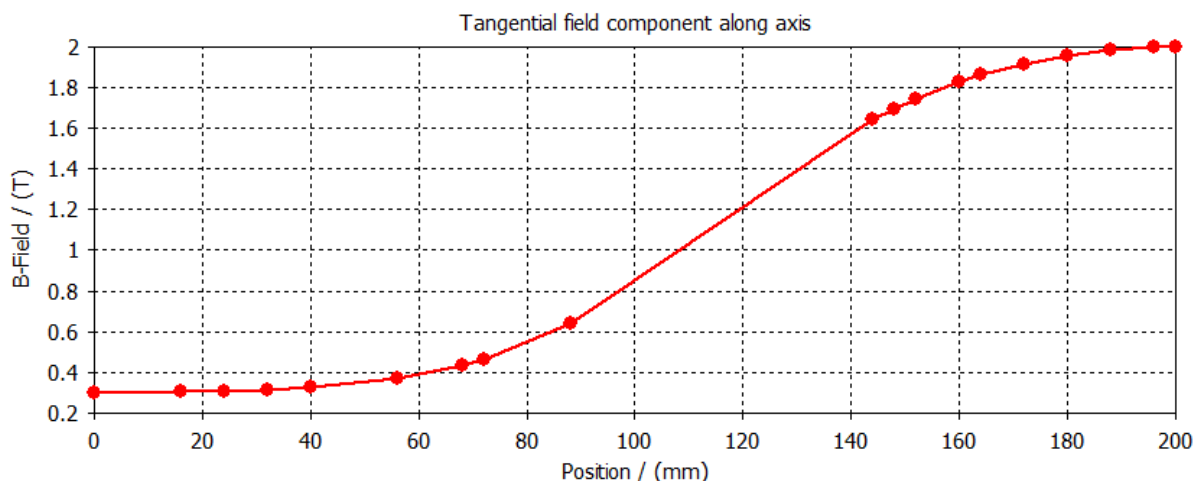


Рис. 3. Вид функции распределения магнитного поля, заданной на оси в программе CST Particle Studio

Изменить радиус электронного пучка позволяет приложенное внешнее неоднородное статическое магнитное поле, заданное на оси. Однако, следует учитывать тот факт, что образование виртуального катода при сжатии пучка может также достигаться за счет эффекта "магнитной ловушки", образующейся за счет сильной неоднородности статического магнитного поля. Виртуальный катод в области сильной неоднородности магнитного поля образуется для величины тока сильно ниже значения, при котором образуется ограничивающий пространственный заряд при постоянном магнитном поле.

Заданное плавное изменение величины магнитного поля на оси (Рис. 3) будет постепенно сжимать электронный пучок, уменьшая значение его внешнего радиуса. При таком задании магнитного поля эффект "магнитной ловушки" не проявляется, в области изменения внешнего магнитного поля колебания энергии частиц значительно меньше энергии пучка для значений тока порядка 3000 А.

С точки зрения применения в реальных генераторах на виртуальном катоде (виркаторах) особый интерес представляет поведение значения величины критического тока при введении в цилиндрическое пространство дрейфа дополнительного элемента-внутреннего проводника [4].

Закон Богданкевича-Рухадзе (1) дает лишь приблизительную оценку для расчета величины предельного вакуумного тока в коаксиальном цилиндрическом пространстве

дрейфа, т.к. значение предельного вакуумного тока зависит также от взаимного расположения электронного пучка и внутреннего проводника в пространстве дрейфа.

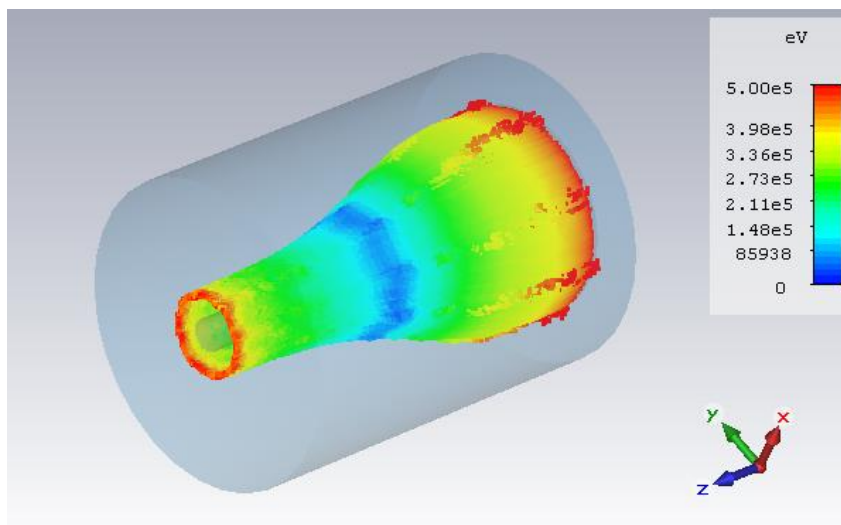


Рис. 4. Виртуальный катод, полученный за счет изменения радиуса релятивистского электронного пучка магнитным полем в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа в программе CST Particle Studio

В настоящей работе построена модель коаксиального цилиндрического пространства дрейфа. Исследовано поведение значений критического тока в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа в зависимости от геометрических параметров системы. Установлено, что наличие внутреннего проводника в системе увеличивает значение предельного вакуумного тока. Заданы параметры внешнего магнитного поля, при котором не проявляется эффект "магнитной ловушки", и электронный пучок плавно выводится на новый радиус. При увеличении значения инжектируемого тока релятивистского электронного пучка до 6000 А. в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа в области меньшего радиуса электронного пучка удалось сформировать ВК. Таким образом виртуальный катод сформирован за счет изменения радиуса релятивистского электронного пучка внешним магнитным полем в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа постоянного радиуса.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-5426.2015.2), грантов РФФИ (№ 15-32-20299, №16-32-60059).

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов "Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 2" М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
2. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир// Письма в ЖТФ, 2001, том 27, вып. 13
3. Петрик А.Г. //Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 22, 6 (2014) 35-41
4. M. I. Fuks, E. Schamiloglu //Proceedings of 2015 IEEE International Conference on Plasma Sciences (ICOPS), 15361016

Генерация второй гармоники микроволнового излучения под воздействием гравитационного поля Земли

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 слабoreлятивистского 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 слабoreлятивистского 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 слабoreлятивистский электрон, то уравнения (1) примут вид:

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

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{e_0 [\vec{v} \vec{B}_0]}{m_0 c (1 + 2\gamma U)} \sqrt{1 - 2U - \beta^2 (1 + 2\gamma U)} +$$

$$+ \left\{ \frac{GM(\vec{v} \vec{R})\vec{v}}{c^2 R^3} \left[\frac{2}{(1-2U)} - \frac{\sqrt{1-2U-\beta^2(1+2\gamma U)}}{(1-2U)^{3/2}} + \frac{2\gamma}{(1+2\gamma U)} \right] + \frac{GMR}{R^3(1+2\gamma U)} \left[\frac{\sqrt{1-2U-\beta^2(1+2\gamma U)}}{(1-2U)^{1/2}} - 1 - \gamma\beta^2 \right] \right\}, \quad (2)$$

где $\beta = v/c$, $\vec{g} = \{g = GM/R_{\oplus}^2, 0, 0\}$.

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:

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

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:

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

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

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

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

В асимптотически главном приближении электрон движется по окружности радиуса v_0/ω с частотой ω . В приближении малого сигнала он дрейфует со скоростью

$g[(A_1 + 2A_2)\omega - A_3v_0 + A_4(A_1 + A_2)]/(2\omega^2)$ в направлении, перпендикулярном векторам \vec{B}_0 и \vec{g} .

Двигаясь с частотой ω по окружности, радиус которой растет линейно со временем, электрон также совершает движение по окружности радиусом $|g[A_4(A_1 + A_2) - A_1\omega - A_3v_0]|/(4\omega^3)$ с удвоенной частотой.

Таким образом, такое движение электрона приводит к генерации второй гармоники, амплитуда которой пропорциональна $g\beta_0^2$ и она является прямым проявлением влияния гравитационного поля на закон движения электрона.

Анализ широкополосных спектров проводимости воды

А.О. Моисеев¹, В.Г. Артёмов², А.Ф. Королев¹

¹Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

wonderwally@yandex.ru

Чистая вода является диэлектриком с относительно низкой протонной проводимостью $\sigma_{dc} = 5.5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Небольшое количество растворенного вещества, однако, резко повышает электропроводность на порядки ($\sigma_{dc} = 2.1 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ уже при 0.01 моль/л NaCl). Исследование явления проводимости в водных электролитах ведется уже более столетия (со времен Кольрауша и Аррениуса), однако теории, связанные с именами Онзагера, Дебая, Хюккеля, Фалькенхагена, строятся на представлениях о переносе заряда в электролитах «на постоянном токе», где движение ионов может возмущаться взаимодействием, которое не учитывается.

В докладе представлен анализ широкополосных спектров воды на различных частотных участках и при различных температурах, приводится сравнение моделей, описывающих проводимость воды. Спектры действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости переводятся в термины динамической проводимости.

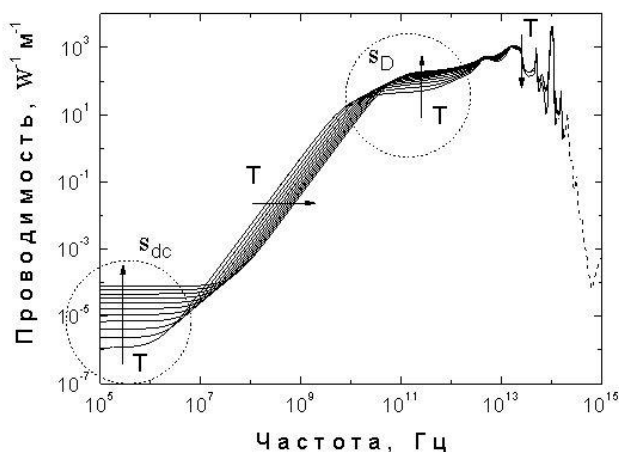


Рис. 1 Зависимости проводимости от частоты при различных температурах

В работе [1], на основе анализа широкополосного спектра было показано, что высокочастотная (дебаевская) проводимость воды σ_D может быть связана с наличием в воде большого количества (до 1%) собственных ионов в виде H_3O^+ и OH^- , что фактически делает ее сильным электролитом. Низкочастотная проводимость воды является, при этом, результатом коллективного перераспределения кулоновски взаимодействующих зарядов, что является причиной их низкой подвижности и как следствие низкой σ_{dc} .

Представление о воде как о сильном электролите с большим количеством собственных ионов было расширено на растворы в работе [2]. Показывается, что низкочастотная проводимость растворов σ_{dc} является не следствием миграции ионов растворенного вещества, а результатом его взаимодействия с собственными ионами воды H_3O^+ и OH^- , приводящего к повышению подвижности последних. Вывод подтверждается тем фактом, что высокочастотный предел проводимости растворов σ_D^S не зависит от концентрации и остается в пределах того же значения σ_D наблюдаемого для чистой воды.

В работе [3] приводятся результаты декомпозиционного анализа спектров диэлектрической проницаемости воды, аналогичные представленным. Однако, в докладе

рассмотрен более широкий диапазон частот и интервал температур. Исходные кривые спектров диэлектрической проницаемости являются результатом усредненного сглаживания по экспериментальным точкам различных авторов.

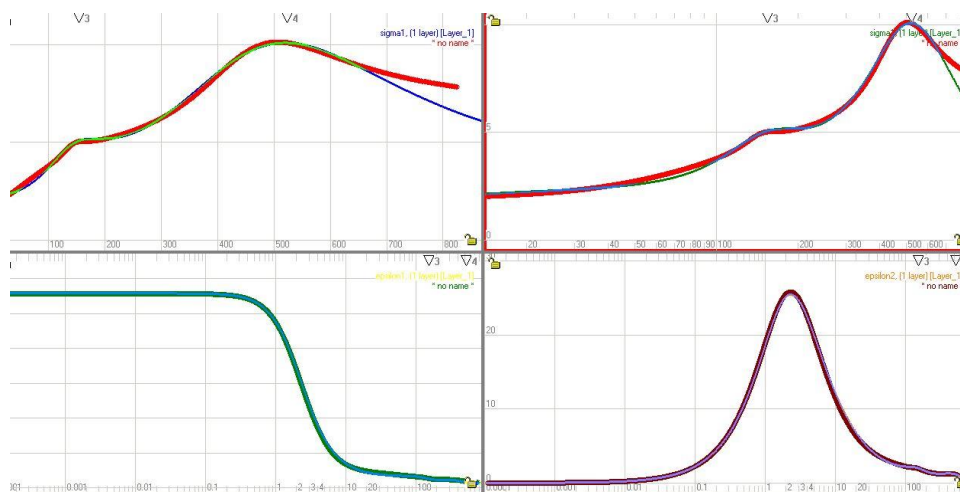


Рис. 2. Аппроксимация спектров диэлектрической проницаемости и проводимости

В докладе обсуждаются современные представления об электродинамических свойствах водных растворов, и рассматривается новый взгляд на проводимость электролитов, возникающий при анализе широкополосных диэлектрических спектров в диапазоне 10^3 - 10^{12} Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Volkov, V.G. Artemov and A.V. Pronin, A Radically New Suggestion about the Electrodynamics of Water: Can the pH Index and the Debye Relaxation be of a Common Origin? // EPL, – 2014. – 106. – P. 46004.
2. V.G. Artemov, A.A. Volkov, N.N. Sysoev, A.A. Volkov, Conductivity of aqueous HCl, NaOH and NaCl solutions: Is water just a substrate? // EPL, – 2015. – 109. – P. 26002.
3. K.Tanaka // Chemical Physics Letters 2008. V.464 P. 166-170.

Исследование влияния внешнего сигнала на динамику винтового электронного потока с виртуальным катодом

Е.Н. Егоров¹, А.Г. Петрик², А.Е. Храмов^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

evgeniy.n.egorov@gmail.com

Исследование сложной нестационарной динамики систем с виртуальным катодом (ВК) вызывает интерес исследователей в связи с тем, что они способны демонстрировать разнообразную динамику, вплоть до хаотической, турбулентность и образование диссипативных электронных структур [1,2]. Очевидно также их прикладное значение как перспективных генераторов шумового СВЧ излучения малого и среднего уровня мощности (виркаторов) [3,4]. Ранее проводились исследования, посвященные анализу влияния внешних сигналов на генерацию в виркаторе [5-7]. В данной работе проводится исследование влияния внешнего гармонического сигнала на генерацию в низковольтном виркаторе (НВ), с источником электронов в виде магнетронно-инжекторной пушки (МИП), пучок которой находится в так называемом сжатом состоянии [8-10]. В такой модификации возможно пронаблюдать не только явление классической синхронизации в распределённой электронно-волновой системе, но и изучить вопрос о влиянии внешнего сигнала на величину выходной СВЧ мощности низковольтного виркатора.

Численное моделирование процессов в низковольтном виркаторе с МИП под внешним гармоническим воздействием проводилось с помощью 2.5D-мерной математической модели, основанной на самосогласованной системе уравнений движения и уравнения Пуассона (квазистатическое приближение) для нахождения самосогласованного поля пространственного заряда. Моделирование динамики электронного потока проводилось методом крупных частиц (PIC-метод); интегрирование уравнения Пуассона проводилось с помощью стандартной пятиточечной сеточной схемы. При моделировании МИП учитывался максвелловский закон распределения полных тепловых скоростей инжектируемых электронов. Магнитное поле вводилось аналитически таким образом, чтобы в области пушки формировалась конфигурация магнитного поля в виде «магнитной пробки». Образование ВК в такой системе достигается за счёт введения дополнительного тормозящего электрода.

Данная система исследовалась при воздействии на неё внешнего сигнала. В качестве внешнего воздействия использовался гармонический сигнал вида

$$V_{ex} = sm \cdot \cos(2\pi f_{\text{вн}} t), \quad (1)$$

где sm – амплитуда модулирующего напряжения, $f_{\text{вн}}$ – частота сигнала, t – текущее время.

Ввод сигнала осуществляется с помощью короткого отрезка спирали, помещённой в область пучка вблизи катода пушки, потенциал которой модулировал скорость электронного потока. Соответственно этому представлению выбирался способ моделирования обратной связи для предварительных исследований. Спираль моделировалась с помощью эквивалентной длинной линии из последовательно соединённых индуктивностей L и ёмкостей C . Предполагалось, что пучок движется параллельно длинной линии (по оси спирали), в непосредственной близости к ней.

Для начала кратко остановимся на результатах, полученных для автономной системы. Так, предыдущие исследования (см., например, [9,10]) показали, что в низковольтной системе с интенсивным винтовым электронным пучком с дополнительным

торможением в режиме образования ВК характерно возникновение продольной динамики пространственного заряда. Возникновение продольных колебаний в системе определяется возникновением возмущений плотности пучка, которые возбуждаются колебаниями в области «магнитной пробки» и движутся вдоль пространства дрейфа со скоростью волн пространственного заряда. Последнее подтверждается изменением скорости возмущения вдоль пространства дрейфа пучка. В этом случае в спектре мощности появляется ярко выраженная спектральная компонента (по величине (в нормированных единицах) равная, примерно, $f = 0.033$, см. рисунок 1). Эта частота (с некоторой отстройкой) была выбрана в качестве частоты внешнего воздействия $f_{вн}$.

Рассмотрим подробнее результаты численного моделирования воздействия на исследуемую систему внешнего гармонического сигнала.

Частота внешнего сигнала в ходе численного эксперимента изменялась в диапазоне от $f_{вн} = 0,015$ до $f_{вн} = 0,051$ (в нормированных единицах); амплитуда внешнего воздействия принимала значения $sm = 0,3; 0,5$ и $0,7$. В эксперименте регистрировались колебания потенциала пространства дрейфа (пространственного заряда пучка), по которому вычислялась мощность колебаний по формуле:

$$P(t) = \frac{1}{T} \int_0^T U^2(t, x_0) dt. \quad (2)$$

Здесь T – длина временной реализации, x_0 – точка в пространстве дрейфа в которой снимался сигнал.

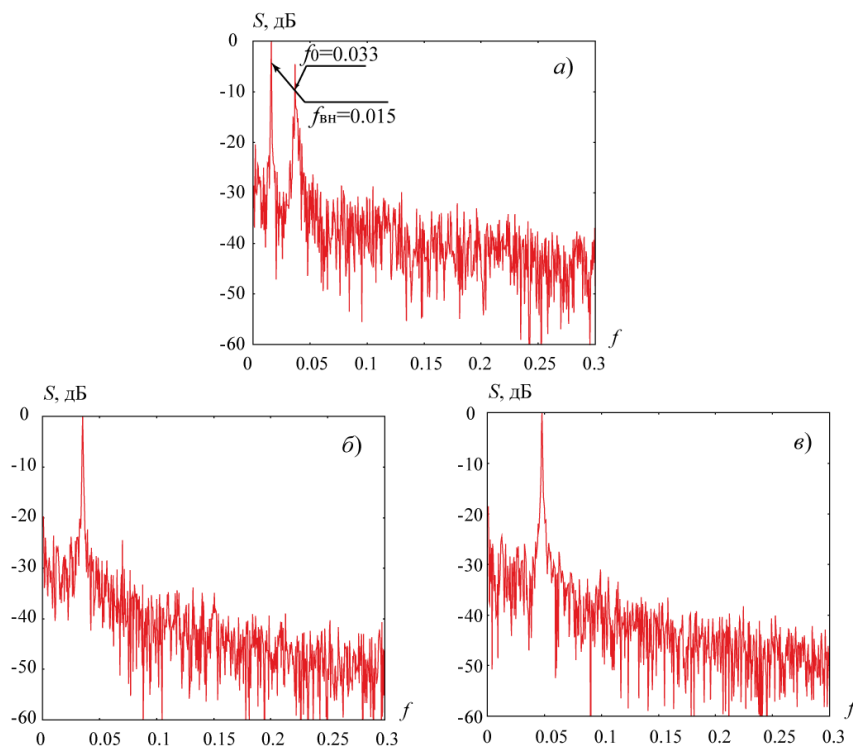


Рис. 1. Спектры мощности колебаний потенциала пространственного заряда пучка в пространстве дрейфа низковольтного виркатора, $sm = 0.3$, (а) $f_{вн} = 0.015$; (б) $f_{вн} = 0.033$; (в) $f_{вн} = 0.041$

На рис. 1 приведены спектры мощности колебаний потенциала пространственного заряда пучка. Каждому рисунку соответствуют разные частоты внешнего воздействия: (а) $f_{вн} = 0.015$; (б) $f_{вн} = 0.033$; (в) $f_{вн} = 0.041$. Как видно из рисунков, при большой отстройке частоты внешнего сигнала от частоты собственных колебаний в пучке (собственная

частота колебаний системы $f_0 = 0.033$, частота внешнего воздействия $f_{вн} = 0.015$) в спектре наблюдаются две частоты: частота собственных колебаний и частота внешнего сигнала (рис. 1а). При увеличении частоты внешнего сигнала происходит захват частоты системой, в результате чего в спектре мощности преобладает единственная частота (рис. 1б и в) – частота внешнего сигнала.

На рис. 2а приведена зависимость частоты собственных колебаний винтового пучка с ВК от частоты внешнего воздействия при амплитуде модуляции $sm = 0.3$. Отчётливо видно, что при частоте внешнего сигнала в диапазоне, примерно, $[0,027; 0.041]$ происходит синхронизация колебаний потенциала в пучке внешним сигналом, т.е. колебания потенциала в пучке происходят на частоте внешнего воздействия.

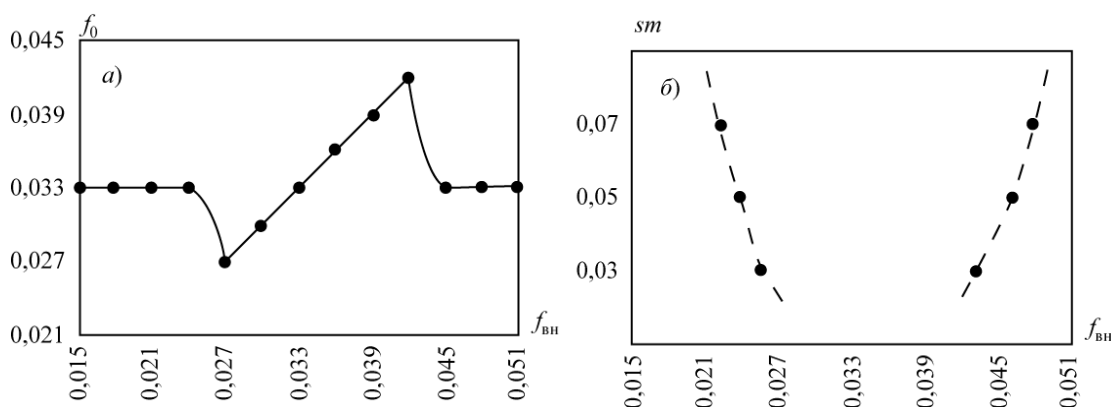


Рис.2. Зависимость частоты собственных колебаний винтового пучка с ВК от частоты внешнего воздействия (а), амплитуда модуляции $sm = 0.3$; границы зоны синхронизации колебаний в пучке внешним сигналом для трёх значений амплитуды внешнего сигнала (б), точки – численный расчёт, пунктирные линии – примерные границы зон синхронизации вне расчётного диапазона

На рис. 2б приведены рассчитанные численно границы синхронизации для трёх значений амплитуды внешнего сигнала: $sm = 0,3; 0,5$ и $0,7$. Кроме того, пунктирными линиями указаны приблизительные границы синхронизации для промежуточных значений величины амплитуды внешнего сигнала. Видно, что границы формируют характерную форму клюва синхронизации [11].

Также в работе рассчитывалась зависимость мощности колебаний потенциала пространства дрейфа в зависимости от частоты внешнего воздействия. Необходимо отметить, что значения потенциала можно снимать в различных точках пространства дрейфа рассматриваемой системы. При этом, геометрия пушки и особенности динамики потока в режиме ВК таковы, что в разных частях пучка может реализовываться различная динамика (см., например, [9,10]), и, соответственно, в спектре сигнала может наблюдаться различный спектральный состав. В частности, при значениях параметров, которые были выбраны для данных исследований, преобладающей частотой является частота $f_0=0,033$. Она проявляется в разных частях пучка с разной интенсивностью.

На рис. 3 приведена зависимость мощности колебаний потенциала пространства дрейфа для точки пространства дрейфа, находящейся близи тормозящего электрода (ближе к выходному концу системы) для трёх значений амплитуды внешнего воздействия: $sm = 0,3; 0,5$ и $0,7$. Видно, что зависимости имеют характерный вид кривой с одним максимумом, который приходится на частоты близкие к собственной частоте колебаний электронного потока $f_0 = 0,033$.

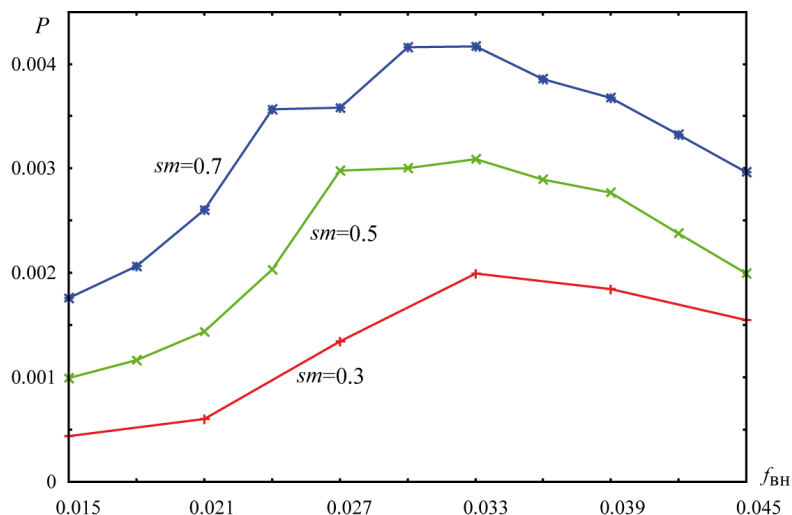


Рис.3. Зависимость мощности колебаний потенциала пространства дрейфа для точки пространства дрейфа, находящейся в тормозящего электрода для трёх значений амплитуды внешнего воздействия

Одним из важных выводов, который можно сделать на основании проведённых исследований является то, что явление синхронизации, которое наблюдается в неавтономном низковольтном виркаторе с винтовым пучком с ВК, подтверждает, что сложные колебания (вплоть до хаотических) в исследуемой системе носят динамический характер, а не являются следствием шумовых колебаний электронов пучка. Кроме того, интересным является результат, полученный по зависимостям мощности от частоты внешнего воздействия. На них прослеживается эффект резонансного взаимодействия пучка с полем. Изучение этого вопроса может позволить в дальнейшем создать приборы с эффективным механизмом управления выходной мощностью колебаний, и, поэтому, этот вопрос требует дополнительных исследований.

Исследования были выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ (задание 3.59.2014/К в рамках проектной части).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков. «Введение в теорию колебаний и волн». М.–Ижевск: РХД, 2000.
- 2 D. Walgraef. «Spatio-temporal pattern formation». N.Y.: Springer-Verlag, 1996.
3. А.А. Рухадзе, и др. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. № 3. С. 385.
4. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир. //Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 6. С. 575.
5. W. Woo, J. Benford, D. Fittinghoff et al. // J. Appl. Phys.1989. V. 65. № 2. P. 861.
6. Ю.А. Калинин Ю.А., и др. // Изв. РАН.Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1736.
7. Калинин Ю.А., Храмов А.Е. // Письма в ЖТФ. 2006.V. 32. № 13. P. 88.
8. А.М. Ignatov, V.P. Tarakanov. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. No. 3. P. 741.
9. E.N. Egorov etall. // Plasma Physics Reports. 2013. V. 39, No. 11.P. 925.
10. E.N. Egorov, // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No 2. PP. 233–236.
11. Н.М. Рыскин, Д.И. Трубецков. «Нелинейные волны». М.: Наука. Физматлит, 2000.

Пучково-плазменная неустойчивость в заряженной электронной плазме в отсутствие ионов

А.Е. Дубинов^{1,2}, А.Г. Петрик³, С.А. Куркин^{4,3}, Н.С. Фролов^{3,4}, А.А. Короновский^{4,3},
А.Е. Храмов^{3,4}

¹Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики

²Саровский физико-технический институт – филиал Национального исследовательского ядерного университета МИФИ

³Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

⁴Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
a.g.petrk@gmail.com

Пучково-плазменная неустойчивость (ППН) – важное фундаментальное явление, исследованию и многочисленным применениям которого посвящено большое число научных трудов. Данное явление открыто независимо Александром И. Ахиезером и Яковом Б. Файнбергом, а также David J. Bohm и Eugene P. Gross [1,2].

ППН заключается в раскачке продольных электронных колебаний в плазме при пропускании сквозь нее электронного пучка. На линейной стадии ППН ее инкремент пропорционален производной функции распределения электронов по скорости в точке синхронизма волны с электронами пучка. Квазилинейная теория взаимодействия, построенная в работах [3–5], дает представление о том, как эволюционирует суммарная функция распределения электронов пучка и плазмы (СФРЭ) в неустойчивости: провал между максимумами СФРЭ, которые соответствуют плазменным и пучковым электронам, постепенно сглаживается диффузионным образом. На нелинейной стадии ППН в плазме возникает сильно-турбулентное состояние с генерацией уединенных когерентных структур типа солитон [6] или фазовый вихрь [7]. Обширные обзоры результатов теоретического анализа и численного моделирования всех стадий ППН представлены в работах [8,9]. ППН используется в пучково-плазменных СВЧ-генераторах и усилителях [10–12], а также для возбуждения пучково-плазменных разрядов для технологий [13,14].

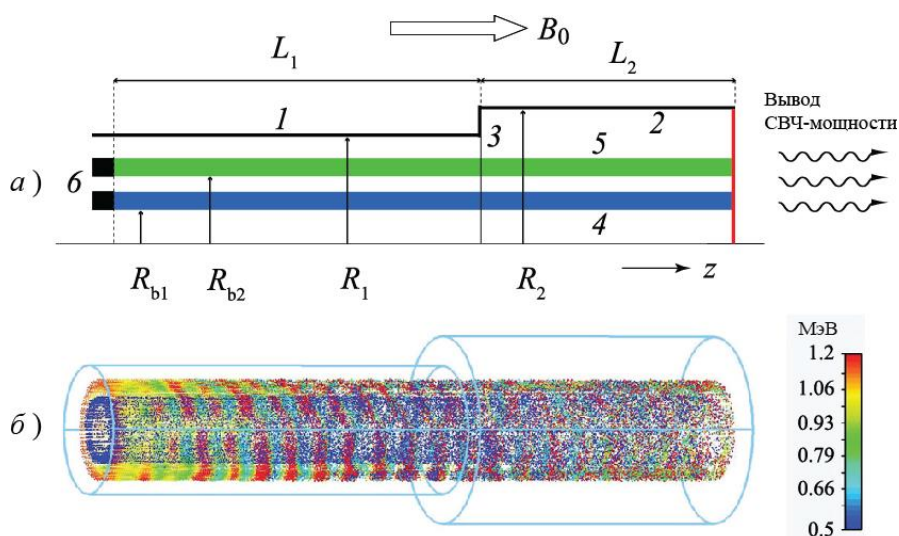


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой системы (а) и его реализация в качестве 3D-модели в CST Particle Studio в режиме пучково-плазменной неустойчивости (б).

Считается, что для развития ППН обязательно необходим неподвижный ионный фон, обеспечивающий квазинейтральность плазменно-пучковой системе и возникновение

возвращающей силы, действующей на отклоненные от положения равновесия плазменные электроны. Мы задались вопросом формирования ППН в случае, если электронный пучок инжектировать в неподвижную однокомпонентную горячую электронную плазму без ионов, например, удерживаемую в ловушке или созданную каким-либо другим способом.

Целью данной работы является PIC-моделирование развития ППН при инжекции электронного пучка в однокомпонентную горячую электронную плазму без ионов. В качестве такой плазмы было выбрано так называемое сжатое состояние электронного пучка (ССП).

Впервые ССП было обнаружено в магнитоизолированных виркаторах в [15]. Феномен ССП в виркаторах заключается в следующем. Сразу же после начала отражения электронов от виртуального катода (ВК) в потенциальной яме между реальным и виртуальным катодом устанавливается двухпотоковое состояние пучков встречных электронных потоков. Встречные пучки электронов в невозмущенном виде долго находиться не могут, и возбуждается двухпотоковая неустойчивость. Однако во встречных пучках с током, превышающим критический, существует более быстрая неустойчивость, опережающая в своем развитии двухпотоковую, а именно, формирование плотного горячего облака заряженной электронной плазмы, характеризующейся большой плотностью электронов и развитой турбулентностью. Фактически, ССП можно охарактеризовать как распределенный в пространстве дрейфа ВК. Явление ССП легко наблюдать по профилю фазового портрета, когда встречные пучки смыкаются вдоль оси скоростей, образуя область сильно нагретого электронного облака.

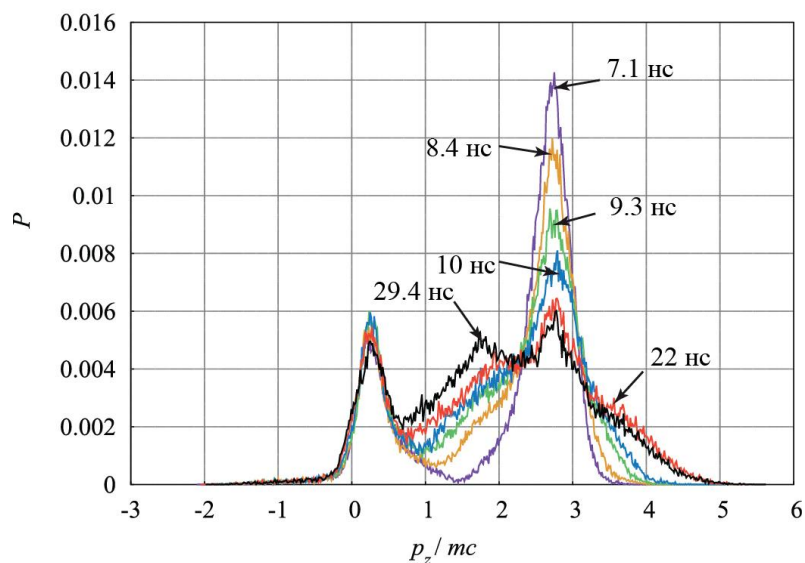


Рис. 2. Эволюция распределения частиц по скоростям.

Схема исследуемого виркатора представлена на рис. 1а. Система состоит из двух соосных трубок $L_1 = 90$ мм и $L_2 = 70$ мм, данные трубки имеют различный радиус $R_1 = 15$ мм, $R_2 = 22$ мм. Два цилиндрических электронных пучка (4 и 5 на рис. 1а) имеют внутренний радиус $R_{b1} = 6$ мм и $R_{b2} = 10$ мм соответственно, толщина пучков $\Delta = 2$ мм. Первый пучок имеет следующие параметры: $I_1 = 1.5$ кА, $U_1 = 1.2$ МэВ, а второй пучок: $I_2 = 15$ кА, $U_2 = 0.4$ МэВ. Вся система находится в продольном магнитном поле $B_0 = 5$ Т.

Второй пучок имеет меньшую энергию, и он формирует ССП — однокомпонентную плазму, которая играет роль активной среды в образовании ППН. Первый высокоэнергетический пучок дрейфует вдоль ССП и возбуждает высокочастотные волны пространственного заряда. Возбужденные волны пространственного заряда можно

отчетливо видеть на рис. 1б. Также необходимо отметить, что эти волны имеют вихревую структуру за счет вращения в магнитном поле.

В результате численного моделирования были получены детальные характеристики физических процессов, происходящих при взаимодействии двух пучков. Показательна эволюция функции распределения электронов, суммарной для ССП и дополнительного пучка. Пример такой эволюции показан на рис. 2. Видно, что функция распределения стремится сгладить провал между ССП и дополнительным пучком. Такое поведение функции распределения типично для процесса релаксации электронного пучка при ППН в электрон-ионной плазме [16,17].

Анализируя фазовые портреты первого пучка, можно получить длину волны, возбуждаемой в нем, а также пространственный инкремент неустойчивости. На рис. 3 показан график зависимостей длины волны и инкремента от тока первого пучка. Увеличение тока пучка приводит к образованию вихревых волн с более высокой частотой, длина волны уменьшается, а инкремент нарастает – неустойчивость развивается быстрее.

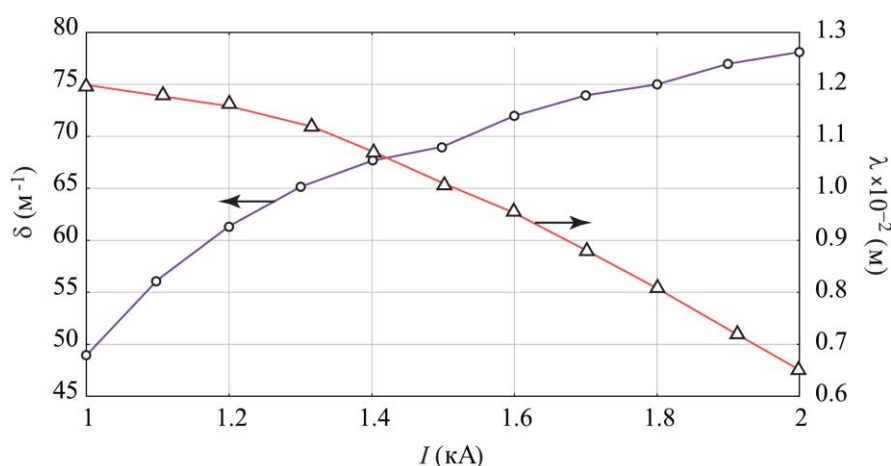


Рис. 3. Зависимость инкремента неустойчивости δ и длины волны λ от тока I пучка.

Таким образом для реализации электронной плазмы без ионов была использована идея формирования сжатого состояния релятивистского электронного пучка в магнитоизолированном двухсекционном виркаторе. Была показана возможность развития пучково-плазменной неустойчивости в системе с электронным пучком и неподвижной однокомпонентной горячей электронной плазмой без ионов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 15-32-20299, № 15-52-04018). Н.С. Фролов выражает благодарность РФФИ (грант № 16-32-60107) за индивидуальную поддержку научных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. ДАН СССР. 1949. Т.69. т. С.555-556.
2. Bohm D., Gross E. Phys. Rev. 1949. V.75. №11. P.1864-1869.
3. Y.A. Romanov, G.F. Filippov. Sov. Phys. JETP. 1961, V.13, P.87-92.
4. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. УФН. 1961, Т.73, С.701-766.
5. V.D. Shapiro, V.I. Shevchenko. Sov. Phys. JETP. 1968, V.27, P.635-642.
6. V.D. Fedorchenko. JETP Lett. 1973, V.18, P.281-282.
7. B.Eliasson, P.K. Shukla, and M.E. Dieckmann. Plasma Phys. Control. Fusion. 2006, V.48, P.257-265.
8. P.C. de Jagher, F.W. Sluijter, and H.J. Hopman. Phys. Reports. 1988, V.167, P.177-239.
9. A. Bret, L. Gremillet, and M.E. Dieckmann. Phys. Plasmas. 2010, V.17, P.120501-1-36.

10. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. УФН. 1981,Т.133,С.3-32.
11. M.V. Kuzelev. Sov. Phys. JETP. 1982,V.56, P.780-785.
12. I.L. Bogdankevich, I.E. Ivanov, and P.S. Strelkov. Plasma Phys. Reports. 2010,V.36, P.762-771.
13. A.K. Berezin. Sov. J. Atomic Energy. 1962,V.11, P.1143-1147.
14. S.G. Walton. Surface & Coating Techn. 2004,V.186, P.40-46.
15. A.M. Ignatov and V.P. Tarakanov. Phys. Plasmas. 1994,V.1, P.741-744.
16. V.P. Tarakanov and E.G. Shustin. Plasma Phys. Reports. 2007,V.33, P.130-137.
17. H. Ratcliffe. Phys. Plasmas. 2014,V.21, P.122104-1-9.

Вырождение гибридных мод в сверхразмерном периодическом волноводе с аксиальной симметрией

В.М. Пикунов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

ympikunov@mail.ru

В настоящее время, для генерации мощного когерентного черенковского излучения, часто используют аксиально-симметричные замедляющие структуры (ЗС) на основе диафрагмированных волноводов и рабочую моду E_{01} . В качестве источника электронов в таких системах используются сильноточные электронные ускорители с энергией частиц 0,5-10 МэВ и токами от единиц до десятков килоампер. Одним из способов реализации параметров таких электронных пучков является переход к сверхразмерным ЗС, когда $D/\lambda \gg 1$, D – диаметр волновода, λ – рабочая длина волны.

В работе рассматривается один из возможных механизмов конкуренции мод вблизи π – вида симметричной рабочей моды E_{01} .

Воспользуемся неполным методом Галеркина и сведем систему уравнений Максвелла в гофрированном волноводе, с учетом граничных условий к матричной задаче Коши для линейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка с периодическими коэффициентами [1-2]:

$$\begin{cases} \frac{d\hat{\mathbf{W}}}{dz} = \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}}, z \in [0, d], z \neq z_{irr}, \\ \hat{\mathbf{W}}(z_{irr} + 0) = \hat{\mathbf{T}}^{\pm} \hat{\mathbf{W}}(z_{irr} - 0), z = z_{irr} \\ \hat{\mathbf{W}}(\mathbf{0}) = \hat{\mathbf{E}}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь: $\hat{\mathbf{W}}(z)$ – матрицант амплитуд электромагнитных волн, $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{A}} + \frac{1}{r'_w} \frac{dr_w}{dz} \hat{\mathbf{R}} + \left(\frac{dr_w}{dz}\right)^2 \hat{\mathbf{R}}_1$ – периодическая матрица взаимодействия электромагнитных полей, $\hat{\mathbf{A}}$ – матрица электромагнитных полей гладкого волновода,

$\hat{\mathbf{R}}, \hat{\mathbf{R}}_1$ – матрицы дифракции на неоднородностях периодического волновода; $\hat{\mathbf{E}}$ – единичная матрица; $\hat{\mathbf{T}}^{\pm}$ – матрица трансформации электромагнитных полей в точках скачков z_{irr} радиуса волновода при рассмотрении периодического волновода с диафрагмами в виде полуторов на пьедестале; все матрицы квадратные, размера $N_F \times N_F$, N_F – размерность матрицы Коши; d – период периодического волновода.

При численной реализации нахождения матрицы монодромии $\hat{\mathbf{W}}(d)$ для задачи (1) с периодическими коэффициентами, рассмотрим неравномерное разбиение отрезка $[0, d]$:

$$0 = z_0 < z_1 < \dots < z_q < \dots < z_Q = d; \Delta_q = (z_q - z_{q-1}), 1 \leq q \leq Q, \quad (2)$$

и вычислим мультипликативный интеграл вида:

$$\hat{\mathbf{W}}(d) = \hat{\mathbf{W}}(0) \hat{\prod}_{q=1}^Q \exp \left\{ \hat{\mathbf{F}}((z_q + z_{q-1})/2) \Delta_q \right\} \quad (3)$$

Для нахождения постоянных распространения k_{zn} , $n \in \overline{1, N_F}$ воспользуемся теоремами Флоке-Ляпунова и Флоке [3], и запишем задачу на собственные значения [1]:

$$\begin{cases} (\hat{\mathbf{W}}(d) - \Lambda_n \hat{\mathbf{W}}(0)) \bar{\mathbf{e}}_n = 0 \\ ik_{zn} d = Ln(\Lambda_n), \end{cases}, \quad (4)$$

где: $\bar{\mathbf{e}}_n$ – собственный вектор электромагнитных волн; необходимая ветвь комплекснозначной функции $Ln(\Lambda_n)$ определяется из физического содержания задачи.

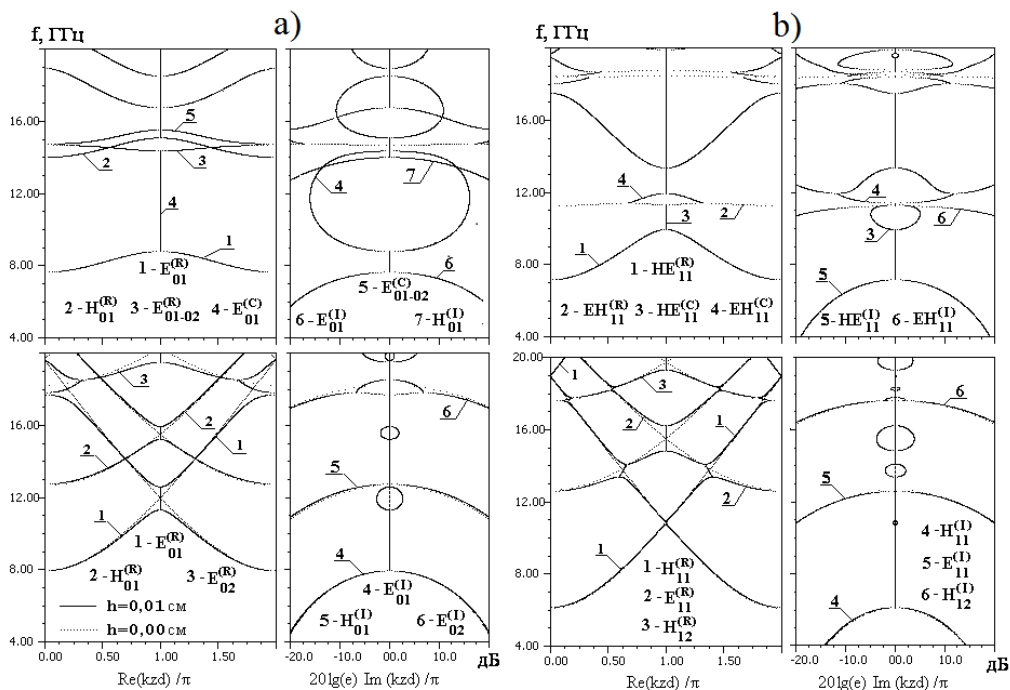


Рис. 1. а) Трансформация волн с азимутальным индексом $V=0$ при изменении высоты гофра: $h = 0$ см – пунктир и $h = 0,01$ см – сплошная линия, (нижний рисунок); $h = 0,445$ см – (верхний рисунок).
 б) Реальная и мнимая части ДД для волн с азимутальным индексом $V=1$, при изменении высоты гофра: $h = 0$ см – пунктир и $h = 0,01$ см – сплошная линия, (нижний рисунок); $h = 0,445$ см (верхний рисунок)

При численном исследовании образования гибридных мод, рассмотрим одномодовую ЗС с синусоидальной гофрировкой и геометрическими параметрами, из [4]. На рис.1 показан механизм образования π –вида для симметричной моды E_{01} (а) и несимметричной гибридной моды HE_{11} (б) при изменении высоты гофра h . В случае значений высоты гофра $h > 0$, происходит взаимодействие несимметричных мод регулярного круглого волновода E_{11} и H_{11} на неоднородностях волновода и образовании гибридной моды HE_{11} (см. рис.1б), имеющей все 6 компонент электромагнитного поля.

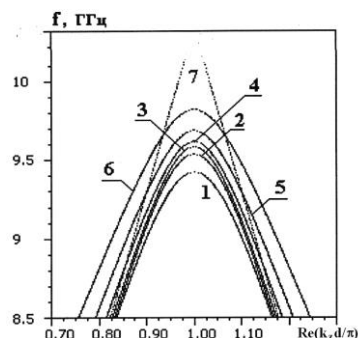


Рис.2. Дисперсионные диаграммы сверхразмерного периодического волновода $D/\lambda = 4$. 1 – мода E_{01} ; (2-6)– моды $HE_{\nu,1}$, $\nu = 1,5$; 7 – линии скорости света

Вычислялись дисперсионные характеристики несимметричных гибридных собственных волн, с различными азимутальными индексами ν для сверхразмерной ЗСс $D/\lambda \approx 4$ из [5], на основе полупроводников на пьедесталах, которая использовалась для создания многоволновых черенковских генераторов (МВЧГ), см. рис. 2. Поскольку вблизи π -вида моды E_{01} проходят ветви π -видов гибридных несимметричных мод $HE_{\nu,1}$, $\nu = 1,5$, мало отличающиеся по частоте от частоты π -вида моды E_{01} , то можно говорить о частотном вырождении несимметричных гибридных замедленных волн с различными азимутальными индексами при $D/\lambda \gg 1$.

Такое вырождение замедленных несимметричных гибридных волн существенно обостряет конкуренцию мод в электронных черенковских устройствах[5] и является одной из серьезных проблем, возникающей при создании мощных микроволновых электронных устройств на сверхразмерных ЗС с аксиальной симметрией[6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Б. Лузянин, В.М. Пикунов// Радиотехника и электроника, 1991, т.36, №1, стр.141-150.
2. В.М. Пикунов, А.Г. Свешников. Математическое моделирование задач сильнооточной релятивистской плазменной СВЧ электроники. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Том VII -1. Математическое моделирование в низкотемпературной плазме. Часть 2. Под редакцией Ю.П. Попова, Москва, ЯНУС-К, 2008, стр. 534-567.
3. В.А. Якубович, В.М. Старжинский. Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения. М., 1972, 720 с.
4. K Tanaka, K. Minami, X. Zheng, Y.Carmel, A.N.Vlasov and V.L.Granatstein // *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1998, 26, N 3, p.940.
5. M P. Deichuly, V. I. Koshelev, V. M. Pikunov and V. A. Popov. Melville, New York, 2002, AIPConf. Proc. 650, pp. 475-478.
6. М.П. Дейчули, В.И. Кошелёв// Радиотехника и электроника, 2013, т. 58, № 8, стр. 829-841.

Влияние радиальной неоднородности распределения полей резонаторов на группирование электронов в многолучевых клистронах

В.М. Пикунов, В.Е. Родякин

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

Продвижение клистронных усилителей по пути увеличения КПД, ширины полосы усиливаемых частот и укорочения длины волны происходит в направлении активного использования конструкций приборов с распределенными электронными потоками и многолучевых клистронов, в частности. На этом пути возникает ряд физических и технических проблем, решение которых требует тщательного теоретического анализа с использованием двумерных и трехмерных численных моделей процессов в многолучевом клистроне. Одной из таких проблем является радиальная неоднородность распределения полей в многолучевых резонаторах. Это приводит к тому, что группировка электронов в лучах различных слоев многолучевого клистрона не является идентичной и требует раздельного численного анализа динамики электронов в различных слоях.

В работе проводится сравнительный теоретический анализ систем взаимодействия двух приборов, как с учетом, так и без учета неидентичных амплитуд электромагнитных полей в зазорах резонаторов для лучей различных слоев многолучевых клистронов. 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».

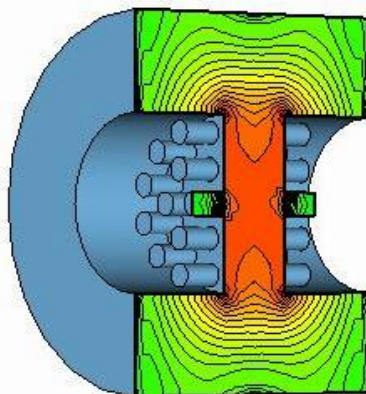


Рис. 1. Конструкция 18-лучевого резонатора

В качестве приборов для сравнения были выбраны 18-лучевые клистроны KL4113 (L диапазон) [2] и KS4060 (S диапазон) [3], выпускаемые Институтом Электроники Китайской Академии Наук (IECAS). Конструктивно многолучевые резонаторы в обоих приборах имеют одну и ту же схему (Рис.1), в которой лучи расположены в двух слоях (6 лучей в первом слое и 12 - во втором). Конструкции резонаторов отличаются только размерами. Для промежуточного резонатора клистрона KL4113 рассчитанные значения R/Q составили 52 Ом для лучей первого слоя и 47 Ом для лучей второго слоя. Небольшое отличие в распределениях электромагнитных полей для различных слоев не вызывает заметного отличия результатов расчета данного клистрона с учетом неидентичных условий группирования слоев и без их учета.

Для промежуточного резонатора клистрона KS4060 рассчитанные значения R/Q составили 48 Ом для лучей первого слоя и 37 Ом для лучей второго слоя. Таким образом, для многолучевых резонаторов данного прибора отличие в распределении электромагнитных полей в лучах различных слоев оказалось существенным. Расчет

характеристик прибора с учетом различия в структуре электромагнитных полей в лучах различных слоев показал значительное влияние данного фактора на процесс группирования и характеристики прибора в целом.

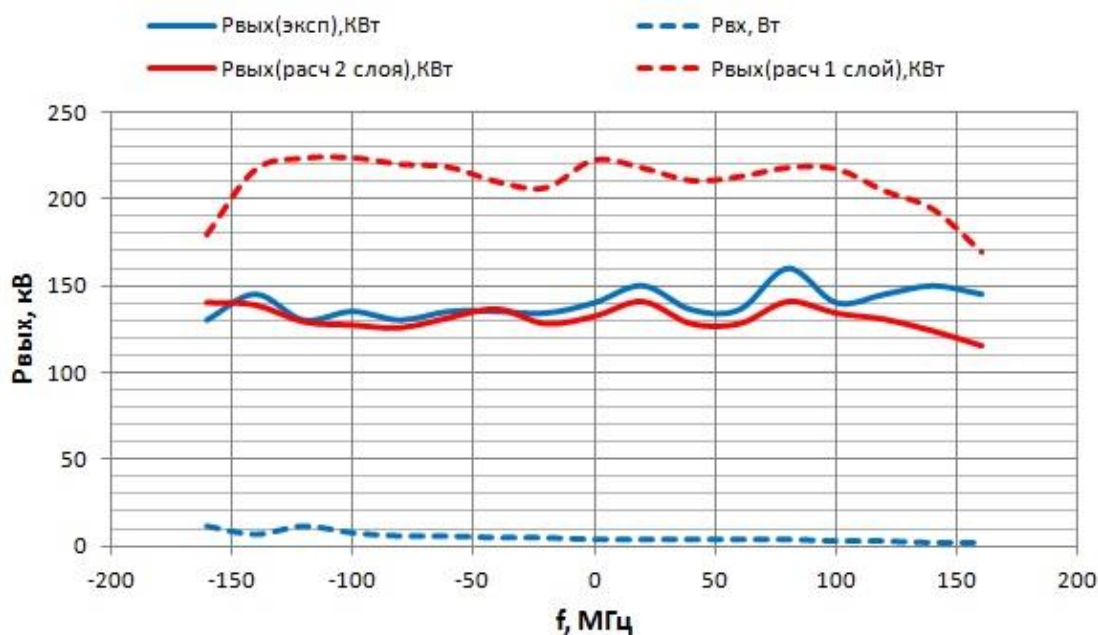


Рис. 2 Сравнение экспериментальной и рассчитанных полосовых характеристик KS4060

На Рис 2. приведено сравнение экспериментальных и теоретических полосовых характеристик клистрона KS4060. Как видно из их анализа, именно учет влияния на группирование электронов со стороны неидентичных структур электромагнитных полей в лучах различных слоев данного прибора позволил объяснить завышенное значение эффективности, полученное при анализе клистрона с идентичными условиями группирования электронов для лучей различных слоев. Проведенные исследования показали, что для ряда конструкций многолучевых резонаторов, особенно при продвижении в область высоких частот, имеется весьма значительное различие в распределении электромагнитных волн в зазорах резонаторов для различных слоев, что, в свою очередь, сильно влияет на характер группирования и конечные характеристики многолучевого клистрона.

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.
2. Yaogen Ding, et al. – 100 kW L-band CW Broadband Multi-Beam Klystron, 4th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC2003), pp368-369.
3. Yaogen Ding, Book: Design, Manufacture and Application of high Power Klystron. China, 2010, 480p.

Учет влияния эффектов краевого электрического поля на измерения, проводимые с помощью пьезокварцевых резонаторов

М.А. Сивков, Ю.К. Алешин

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн
Lavkrafft@gmail.com

Измерение большого количества физических величин зачастую выполняется с использованием плоскопараллельных конденсаторов различных конфигураций, в которых диэлектрический материал помещен между двумя проводящими пластинами, а изменение рассматриваемой физической характеристики находится в прямой зависимости с изменением емкости и проводимости между электродами. Между любыми двумя параллельными проводящими пластинами конечной величины присутствует краевое электрическое поле, и дополнительная емкость, которая не учитывается стандартной формулой, обычно сложна для расчета и существенно зависит от геометрии датчика. Таким образом знание количественных отношений между величиной краевых эффектов и геометрией датчика улучшит точность измерений при применении емкостных датчиков.

Одним из таких применений является исследование влияния диэлектрической проницаемости окружающей среды на изменение частоты пьезокварцевого резонатора (ПКР). Практика применения ПКР в жидких средах показала, что диэлектрическая проницаемость среды, окружающей пьезокварцевый резонатор, сильно влияют на изменение базовой частоты. Чувствительность метода очень высока. Современная схематехника позволяет измерить частоту пьезоэлектрического резонатора с большой точностью. При базовой частоте резонатора до 15 МГц погрешность измерения частоты 0.1 Гц, таким образом, относительная ошибка оценивается в 10^{-10} . Диэлектрические свойства окружающей датчик среды, обусловлены химическим составом и молекулярной структурой вещества, это означает, что их можно исследовать с помощью ПКР.

Высокочувствительный пьезосенсор, погруженный в жидкость с диэлектрической проницаемостью ϵ , представляет собой конденсатор, состоящий из двух цилиндрических металлических электродов с ограниченными размерами, между которыми находится пьезокварц (рис 1).

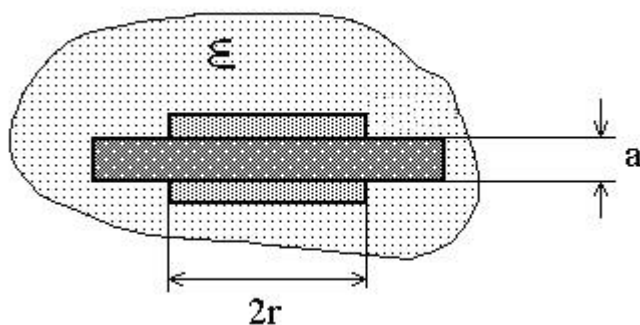


Рис. 1. Схематическое представление ПКР в жидкой среде, r - радиус электродов, a - толщина пьезокварца.

Для точного определения статической емкости ПКР численными методами решалась задача Лапласа со смешанными граничными условиями:

$$\Delta U = 0$$

$$U|_{z=0} = V_1, \quad \text{при } r \leq a$$

$$U|_{z=L} = V_2, \quad \text{при } r \leq a$$

$$\frac{\partial U}{\partial z}|_{z=0} = 0, \quad \text{при } r > a$$

$$\frac{\partial U}{\partial z}|_{z=L} = 0, \quad \text{при } r > a$$

$$U|_{z \rightarrow \infty} = 0$$
(1)

Где a – это радиус электродов.

Далее, емкость конденсатора представлялась в виде

$$C = C_0(1 + \Delta C),$$
(2)

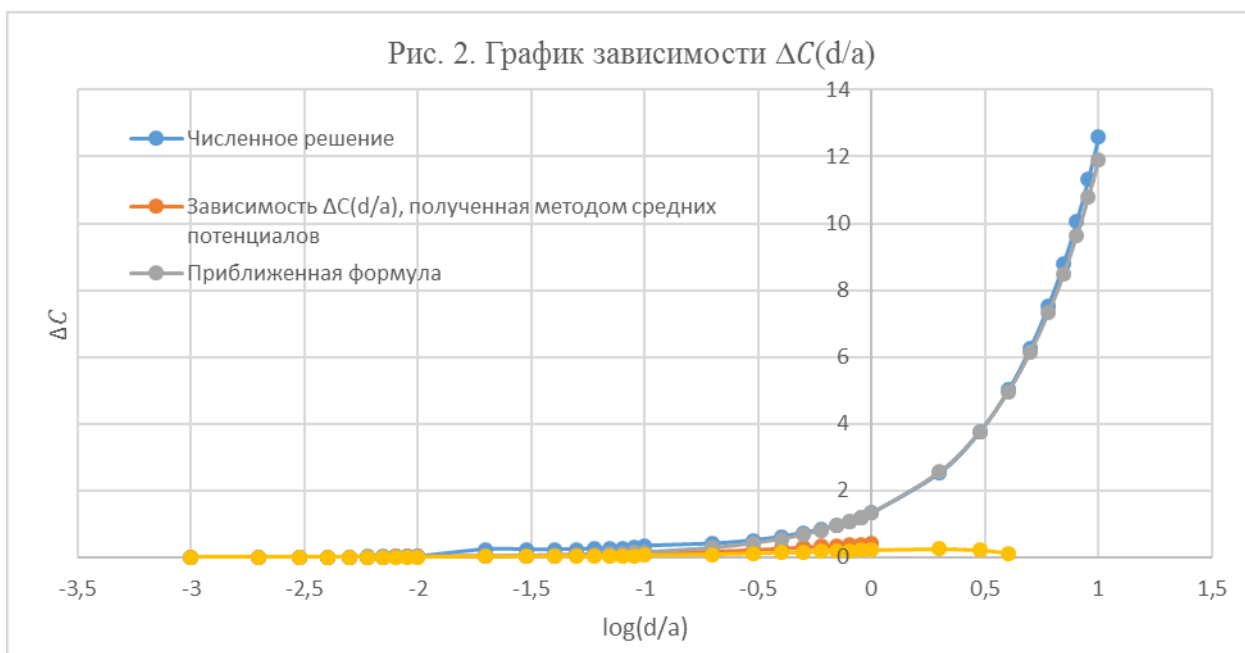
где $C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_k \pi a^2}{h}$, а ΔC – дополнительная емкость, появляющаяся в результате воздействия краевого электрического поля, то

$$\Delta C = \frac{C}{C_0} - 1.$$

Результаты вычисления ΔC , представленные на рис. 2, хорошо аппроксимируются формулой

$$\Delta C = 1.32 * \exp\left(2.2 \log\left(\frac{d}{a}\right)\right),$$
(3)

где d – это расстояние между обкладками конденсатора.



В эксперименте производились измерения ухода частоты ПКР-датчиков разных радиусов, но одной толщины $d = 15 \cdot 10^{-5}$ м, при погружении в воду одного электрода и обоих электродов.

Для отношения частот последовательного резонанса можно записать:

$$\frac{f_1^2}{f_2^2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{1 + \beta \varepsilon_{\text{ж}} \Delta C}{1 + \Delta C}, \quad (4)$$

Здесь f_1 – значение резонансной частоты ПКР в воздухе, f_2 – частота резонатора, полностью погруженного в жидкость, а C_1 и C_2 – соответствующие значения емкостей, а β – безразмерный коэффициент, учитывающий степень влияния окружающей среды. Для отношения частот резонатора, погруженного в жидкость только с одной стороны

$$\frac{f_1^2}{f_2^2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{1 + \frac{1}{2} \Delta C (\beta \varepsilon_{\text{ж}} + 1)}{1 + \Delta C} \quad (5)$$

Из этих соотношений находим коэффициент β . Если ПКР погружен в жидкость полностью

$$\beta = \frac{\frac{f_1^2}{f_2^2} (1 + \Delta C) - 1}{\varepsilon_{\text{ж}} \Delta C} \quad (6)$$

И при частичном погружении –

$$\beta = \frac{1}{\varepsilon_{\text{ж}}} \left[\frac{2 \left(\frac{f_1^2}{f_2^2} (1 + \Delta C) - 1 \right)}{\Delta C} - 1 \right] \quad (7)$$

Измерения частоты проводились четыре раза для каждой жидкости. Данные и полученные из них значения β и ΔC приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Радиус a , м	ΔC	Вид измерения	f генерации, МГц	Δf , кГц	β
$1,78 \cdot 10^{-3}$	0,254	На воздухе	9,97952	-	-
$1,78 \cdot 10^{-3}$	-	1 электрод в воде	9,97311	6,41	0.01272405
$1,78 \cdot 10^{-3}$	-	2 электрода в воде	9,961945	17,575	0.0127761
$3,34 \cdot 10^{-3}$	0,318	На воздухе	9,976324	-	-
$3,34 \cdot 10^{-3}$	-	1 электрод в воде	9,968634	7,69	0.01272465
$3,34 \cdot 10^{-3}$	-	2 электрода в воде	9.957906	18,418	0.0127691

Как видно из таблицы, при изменении значения ΔC на 25%, коэффициент β изменился менее чем на 0,15%. Таким образом можно сделать вывод, что его значение мало зависит от величины электродов, а является, скорее, характеристикой среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Зеленка, «Пьезоэлектрические резонаторы на объемных и поверхностных акустических волнах», с. 136-138, Москва, Мир, 1990.
2. Я.Ю. Ахадов. Диэлектрические свойства жидкостей. М., 1972. - 412с.
3. Ю.К. Алешин, “Диагностика поверхностных и объемных структурных модификаций различных веществ с использованием пьезокварцевого сенсора”, (2009).
4. Дж. Джексон, «Классическая электродинамика», Москва, Мир, 1965.
5. Н.И. Ахизер, “Элементы теории эллиптических функций”, Москва, “Наука”, 1970.
6. E.R. Hedrick, “Tables of Integrals and Other Mathematical Data”, New York, The Macmillan Company, 1957.
7. M.C. Hegg, A.V. Mamishev, “Influence of Variable Plate Separation on Fringing Electric Fields in Parallel-Plate Capacitors”, Conference Record of the 2004 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, September 2004.
8. R. F. Field, "Dielectric measuring techniques. A. Permittivity. 1. Lumped circuits," in Dielectric materials and applications, A. R. von Hippel, Ed. New York: Wiley, 1954, pp. 47-62.
9. I.N. Sneddon, Mixed Boundary Value Problems in Potential Theory. Amsterdam: North Holland, 1966, pp. 230-246.
10. E.R. Love, “The Electrostatic Field of Two Equal Circular Co-Axial Conducting Disk”, Quart. J. Mech. And Appl. Math., vol. 2, pp. 428-451, 1949.

Термические эффекты при воздействии мощных электромагнитных импульсов на проводящие частицы, интегрированные в диэлектрическую среду

П.С. Глазунов¹, В.А. Вдовин², А.И. Слепков¹

¹Кафедра общей физики Физического факультета МГУ

²Институт Радиотехники и электроники РАН

ps.glazunov@physics.msu.ru

При воздействии мощных электромагнитных импульсов (МЭМИ) наносекундной длительности [1, 2] на диэлектрические среды, содержащие металлические включения, могут возникать эффекты, приводящие к механическому разрушению материала. Использование этого явления может быть актуальным для широкого спектра прикладных задач в различных отраслях промышленности и медицине, среди которых адресная доставка лекарств в пораженные органы и ткани человека [1], дезинтеграция упорных минеральных руд [3], чистка рабочих поверхностей промышленных установок различного назначения [4].

Детальное исследование разрушения композитных материалов, состоящих из веществ с различными электрофизическими свойствами, под воздействием мощных электромагнитных импульсов является достаточно сложной задачей. Однако, во многих случаях для планирования и проведения экспериментальных исследований достаточно решения ряда идеализированных задач. К таким задачам, в частности, относится определение термических эффектов при воздействии МЭМИ на плоскую границу «диэлектрик-проводящая частица».

В рамках данной работы предлагается решение таких задач на основе математического моделирования с использованием численных методов. Решение задачи разбивается на две части - первоначально с помощью традиционных методов дифракции [5] определяется поле рассеяния МЭМИ на границе «диэлектрик-проводящая частица». Затем на основе решения задачи теплопроводности определяется временная зависимость температурного портрета вблизи границы раздела сред.

Проникая вглубь металла, электромагнитная волна затухает по экспоненциальному закону, вызывая его индукционный нагрев. Будем считать, что в металле выполняется соотношение:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1)$$

$$\sigma = \text{const} \quad (2)$$

Пусть электромагнитная волна является плоской, гармонической и падает на металл нормально. Сшиваем амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн с помощью граничных условий:

$$\overline{H}_\tau^{\text{II}}|_{z=0} = \overline{H}_\tau^{\text{I}}|_{z=0} \quad (3)$$

$$\overline{E}_\tau^{\text{II}}|_{z=0} = \overline{E}_\tau^{\text{I}}|_{z=0} \quad (4)$$

Для амплитуды прошедшей волны получаем выражение через амплитуду падающей волны:

$$\frac{E_{\text{пр}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{2\kappa_{\text{I}}\mu_{\text{I}}}{\kappa_{\text{I}} + \kappa_{\text{II}}} = \tau \quad (5)$$

где: k_I, k_{II} - волновые векторы соответственно в диэлектрике и проводнике, которые выражаются через электромагнитные характеристики сред, τ - коэффициент прохождения:

$$k_{II} = k_{III} + ik_{II2} \quad (6)$$

$$k^2_I = \kappa_I^2 = \omega^2 \mu_I \epsilon_I \quad (7)$$

$$k_{III} = \sqrt{\frac{\omega^2 \mu_{III} \epsilon_{III}}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon_{III}}\right)^2} + 1 \right]} \quad (8)$$

$$k_{II2} = \sqrt{\frac{\omega^2 \mu_{III} \epsilon_{III}}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon_{III}}\right)^2} - 1 \right]} \quad (9)$$

Здесь (и далее) индекс «II» относится к металлу, а индекс «I» - к диэлектрику. Тогда нетрудно рассчитать действующую в металле функцию тепловых источников:

$$w = \sigma (Re \vec{E}_{np})^2 \quad (10)$$

$$w = \sigma E_{пад}^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2) e^{-2k_{II2}z} \cos^2(\omega t - k_{III}z - \arctg(\frac{\tau_2}{\tau_1})) \quad (11)$$

где: τ_1, τ_2 - соответственно реальная и мнимая части коэффициента прохождения.

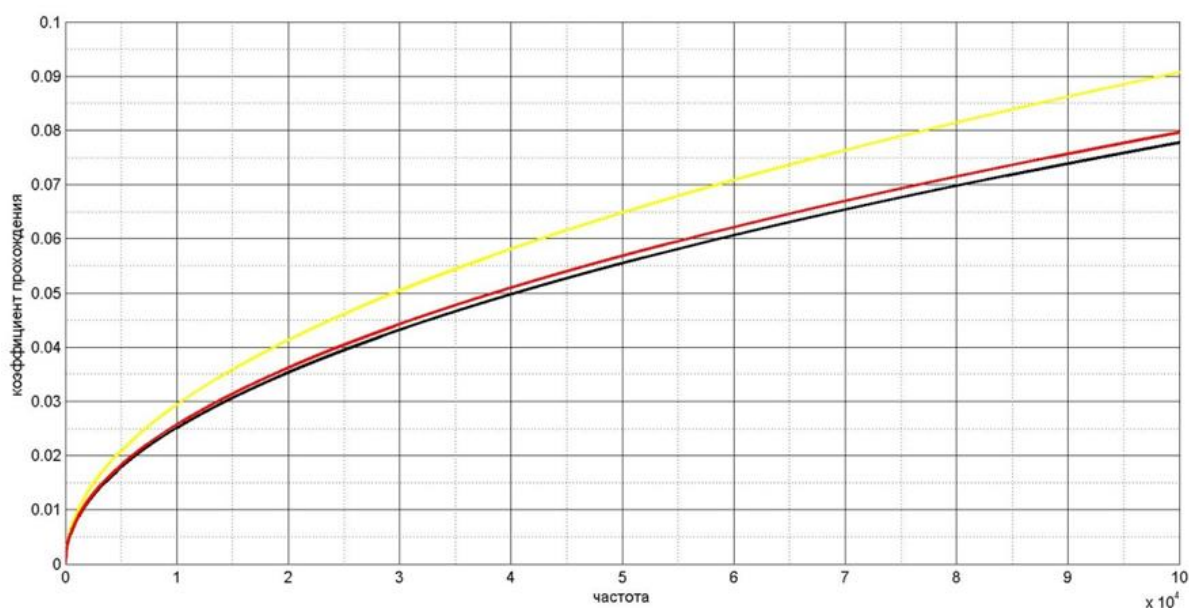


Рис. 1 Графики зависимости коэффициента прохождения от частоты (жёлтая линия – золото, красная линия – медь, чёрная линия – серебро)

Из рис. 1 видно, что с увеличением проводимости материала график становится более пологим. Объясняется это тем, что с увеличением проводимости растёт концентрации свободных электронов в металле, поэтому электромагнитная волна сильнее взаимодействует со средой и быстрее в ней затухает, т. е. волне «труднее» проникнуть вглубь среды.

На втором этапе решалась задача теплопроводности. Предполагалось, что первоначально тепло выделяется только в проводнике, а далее из-за процесса теплообмена от металла нагревается и диэлектрик. Математическая постановка задачи о распределении тепла следующая:

$$u_{1t} - a_1^2 u_{1zz} = 0 \quad (12)$$

$$u_{11t} - a_{11}^2 u_{11zz} = f(z, t) = \frac{w(z, t)}{c_{11\rho_{11}}} = \frac{\sigma E_{\text{пад}}^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2)}{c_{11\rho_{11}}} e^{-2qz} \cos^2(\omega t - bz - \arctg(\frac{\tau_2}{\tau_1})) \quad (13)$$

$$\frac{\sigma E_{\text{пад}}^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2)}{c_{11\rho_{11}}} = M \quad (14)$$

Начальное условие:

$$u_1(z, 0) = u_{11}(z, 0) = u_0 = \text{const} \quad (15)$$

Условия сопряжения:

$$K_1 u_{1z}(0, t) = K_{11} u_{11z}(0, t) \quad (16)$$

$$u_1(0, t) = u_{11}(0, t) \quad (17)$$

Естественные граничные условия:

$$u_1(z \rightarrow -\infty, t) = u_{11}(z \rightarrow \infty, t) = u_0 \quad (18)$$

Для упрощения получения аналитического решения функция тепловых источников была усреднена по периоду своих колебаний:

$$\langle f(z, t) \rangle = \frac{M}{2} e^{-2qz} \quad (19)$$

Аналитическое решение, полученное для усреднённой функции, приведено ниже:

$$u_1(z, t) = 2PP_0P_2 \left[e^{s^2t} e^{-\frac{sz}{a_1}} \frac{1}{s} f_{+s}^I + f_0^I \left[\frac{z}{a_1} - \frac{1}{s} \right] + 2 \sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4a_1^2t}} \right] + u_0 \quad (20)$$

$$u_{11}(z, t) = Pe^{s^2t} \left[-\frac{1}{2} e^{-\frac{sz}{a_{11}}} f_{-s}^{II} + (\Gamma_2 - \Gamma_1) e^{\frac{sz}{a_{11}}} f_{+s}^{II} + e^{-\frac{sz}{a_{11}}} \right] + \\ + 2PP_0f_0^{II} \left[P_1 - \frac{zP_2}{a_{11}} \right] + 2 \frac{M\Gamma_2}{s} \sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4a_{11}^2t}} - Pe^{-2qz} + u_0 \quad (21)$$

где: $P = \frac{M}{2s^2}$, $f_s^I = \text{erfc} \left(\frac{-z}{2a_1\sqrt{t}} + s\sqrt{t} \right)$, $f_s^{II} = \text{erfc} \left(\frac{z}{2a_{11}\sqrt{t}} + s\sqrt{t} \right)$, $s = 2a_{11}q$, $P_0 = \frac{1}{\frac{\kappa_I}{a_I} + \frac{\kappa_{II}}{a_{II}}}$,

$$P_1 = \frac{1}{2} \frac{\kappa_I}{a_I}, P_2 = qK_{11}, \Gamma_1 = \frac{1}{2} \frac{\frac{\kappa_I}{a_I}}{\frac{\kappa_I}{a_I} + \frac{\kappa_{II}}{a_{II}}}, \Gamma_2 = \frac{1}{2} \frac{\frac{\kappa_{II}}{a_{II}}}{\frac{\kappa_I}{a_I} + \frac{\kappa_{II}}{a_{II}}}$$

По причине громоздкости формул была велика вероятность совершения в них ошибки, поэтому данная задача теплопроводности решалась ещё и численными методами: методами разностных схем, в которых функция теплового источника уже бралась без усреднения. На рис. 2 приведено графическое сравнение аналитического (синий график) и численного (красный график) решений. Время показано в секундах, температура в градусах Кельвина.

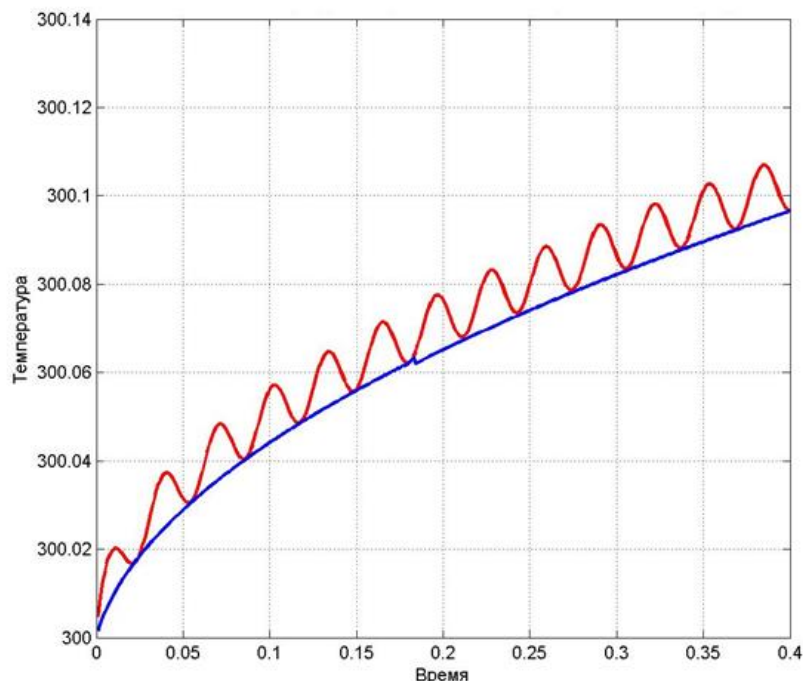


Рис. 2 Графическое сравнение аналитического и численного решений

График иллюстрирует зависимость температуры от времени на границе раздела двух сред при частоте излучения 15.6 Гц и описывает поведение реальной физической системы «кварц - золото». Так как численное решение построено без усреднения функции источников тепла, а аналитическое решение по-прежнему соответствует усреднённой функции источников тепла, то красный график на рис. 2 совершает осцилляции около синего, однако на больших временах эти колебания становятся незаметными.

Разработанная модель позволяет проводить количественную оценку механических напряжений или плотности энергии на границе раздела двух сред, а также определять условия для эффективного раскрытия ценных компонентов при дезинтеграции упорных руд или разрыва капсул при направленном транспорте лекарственного вещества в заданную область организма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Гуляев и др. // Радиотехника и электроника, 2015, том 60, № 10, с. 1051-1063.
2. В.А Чантурия. и др. // Физико-технические проблемы обогащения полезных ископаемых, 2001, № 4, с. 95-106.
3. В.А. Чантурия //Горный журнал, 2005, № 12, с. 56-64.
4. Isao Yoshimi et al. // Int. J. Mater. Eng. Resour. Vol.10, No.1, (Mar.2002), p. 66–70.
5. И.Н. Топтыгин Современная электродинамика, часть 2. Теория электромагнитных явлений в веществе: Учебное пособие. - Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2005. - 848 с.

Реализация радиолокационной системы на основе сигналов с ортогональным мультиплексированием и частотным разделением

А.А. Родович, А.А. Серяков, П.Н. Захаров

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
andrey_rodovich@mail.ru, hakstreet@yandex.ru, zakharov1@mail.ru

Использование зондирующего сигнала типа OFDM (мультиплексирование с ортогональным частотным разделением) с перестройкой центральной частоты и интерполяцией значений фазы в поддиапазонах позволяет получить ряд преимуществ перед РЛС, использующими зондирующий сигнал в виде ЛЧМ или коротких импульсов, включая повышенное разрешение по дальности и динамический диапазон. В работе рассматривается реализация системы, построенной по данному принципу. Приводятся результаты экспериментальных измерений, демонстрирующие полученное разрешение по дальности не хуже 10 см.

Характерными особенностями сверхширокополосных РЛС являются: 1) высокая разрешающая способность по дальности и высокая точность измерения расстояния до цели и скорости цели; 2) возможность распознавания типа и класса объекта, построения его очертаний; 3) высокая помехозащищенность ввиду использования сверхширокополосных сигналов; 4) возможность работы с малой дальности; 5) высокая электромагнитная скрытность; 6) определение скорости цели без использования эффекта Доплера; 7) возможность обнаружения небольших объектов на фоне отражений от подстилающей поверхности.

Существующие радары высокого разрешения в большинстве случаев построены по принципу излучения ультракоротких радиоимпульсов и аналогово-цифровом преобразовании отраженного радиосигнала. Такой подход имеет ряд недостатков:

1) необходимость высокоскоростного аналогово-цифрового преобразования (2 – 20 Гвыб/с), приводящего к высокому энергопотреблению, сложности и стоимости устройства;

2) наличие генератора ультракоротких радиоимпульсов. Длительность импульсов как правило ограничена быстродействием современных РЧ-ключей и для лучших устройств составляет единицы нс (в перспективных образцах заявлено до 0.3 нс);

3) необходимость построения сверхширокополосных приемно-передающих трактов с полосой пропускания 1 – 20 ГГц и равномерной АЧХ, включая специализированные антенные системы. Такие тракты сложны в изготовлении и имеют высокую стоимость;

4) невысокий динамический диапазон, обусловленный тем, что разрешение по уровню высокоскоростных АЦП составляет 6.5 – 8.5 эффективных бит;

5) трудности применения ФАР: ширина полосы измерений ограничивается полосой когерентности ФАР, что не позволяет работать с ультракороткими импульсами.

Радары, основанные на частотном сканировании [1], свободны от указанных недостатков. Принцип работы таких РЛС следующий. При каждом угле поворота антенны РЛС, как и в классической схеме, производится измерение импульсного отклика. Однако, вместо прямого измерения (измерения временной формы отраженного сигнала) производится косвенное измерение. Измеряется комплексная частотная характеристика (ЧХ) передачи радиоканала между передатчиком и приемником, умножается на спектр выбранного зондирующего радиоимпульса, производится обратное преобразование Фурье. Полученный отклик математически эквивалентен отклику на выбранный радиоимпульс при прямом измерении (эквивалентность измерений в частотной и во временной области).

Измерение комплексной ЧХ канала в простейшем случае осуществляется путем последовательной перестройки частоты синусоидального сигнала с определенным шагом; на каждой частоте настройки измеряется отношение амплитуд принятого и переданного сигналов и разность фаз между ними.

Для существенного повышения дальности действия и скорости сканирования РЛС может быть использован сигнал OFDM, содержащий одновременно множество несущих частот [2], [3]. Сигналы на данных поднесущих являются ортогональными во времени, что позволяет проводить независимое измерение комплексного коэффициента передачи канала на поднесущих.

Сигналы OFDM [4]нашли чрезвычайно широкое применение в системах беспроводной связи. Тем не менее, такие сигналы лишь в последнее время начали применяться в радиолокации ([2], [3], [5], [6]).

В [6] исследуется детектирование наличия/отсутствия цели в определенном направлении при наличии радиолокационных помех (сигналов, отраженных от посторонних статичных объектов). С использованием статистического моделирования методом Монте-Карло показано, что применение OFDM-сигналов по сравнению с ЛЧМ позволяет увеличить вероятность правильного обнаружения более чем в 2 раза.

Недостатком описанных в [2] и [3] систем является небольшая ширина полосы частот измерений, ограниченная тактовой частотой АЦП и ЦАП, и определяющая разрешение по дальности. Используется один сигнал OFDM с фиксированной несущей.

В данной работе реализован экспериментальный образец РЛС, реализующий зондирование OFDM сигналом.

Блок – схема обработки сигнала в процессоре РЛС представлена на рис. 1.

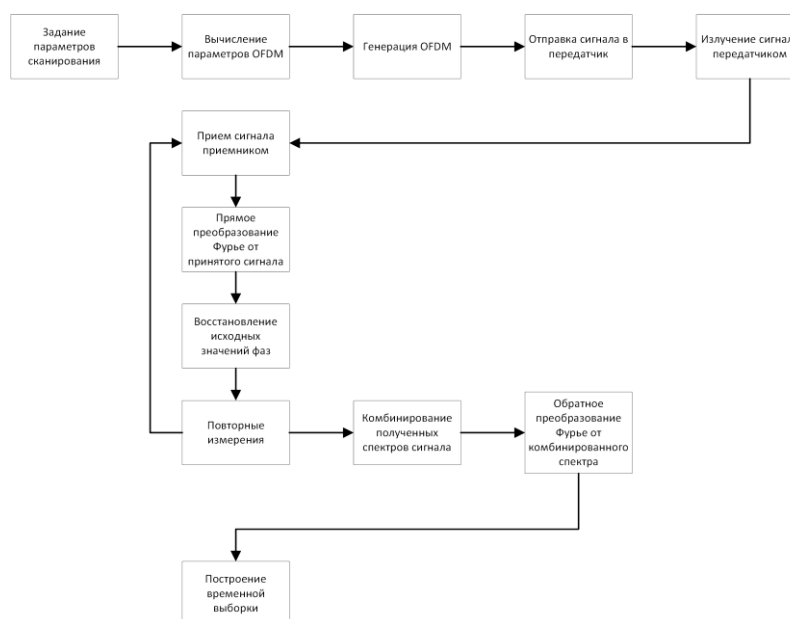


Рис. 1. Блок – схема обработки сигнала в процессоре РЛС

Блок-схема обработки сигнала в ПЛИС передатчика РЛС представлена на рис.2.

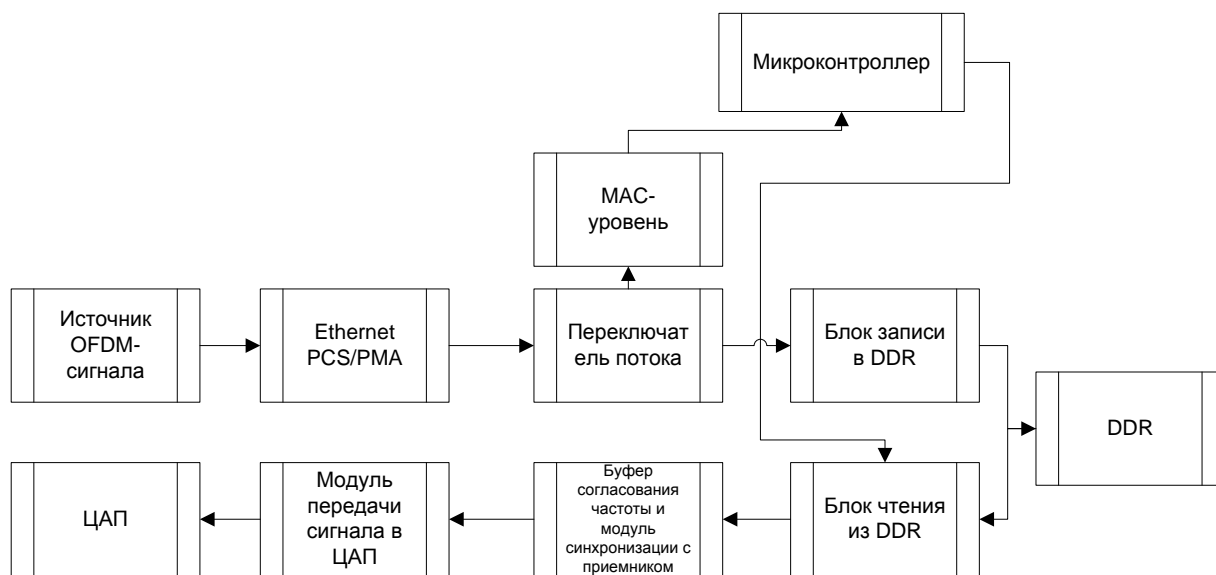


Рис.2 Блок-схема обработки сигнала в ПЛИС передатчика РЛС

Этапы обработки сигнала в ПЛИС передатчика:

- 1) OFDM-сигнал, сформированный процессором, принимается по Ethernet-интерфейсу в ПЛИС
- 2) Данные записываются в DDR при помощи контроллера памяти
- 3) При помощи микроконтроллера настраиваются параметры излучаемого сигнала – число импульсов и др.
- 4) По команде от процессора микроконтроллер подает команду начала излучения радиосигнала; сигнал вычитывается из DDR-памяти
- 5) Данные из DDR проходят этап синхронизации с частотой ЦАП, передатчик генерирует синхросигнал приемнику о старте излучения
- 6) Данные записываются в ЦАП

Результат лабораторных измерений с использованием разработанного экспериментального образца РЛС представлен на рис. 3.

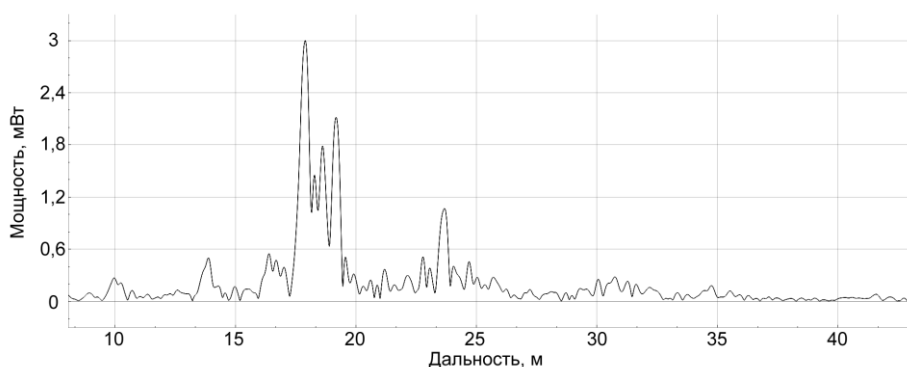


Рис. 3. Дальностный портрет, полученный с помощью экспериментального образца РЛС

Измерения рис.4 проводились в диапазоне частот 4 ГГц – 8 ГГц с использованием отдельных широкополосных рупорных антенн для передачи и приема. На рисунке изображен измеренный импульсный отклик от объектов внутри нескольких помещений здания. Экспериментально полученное разрешение по дальности составило 10 см.

Разрешение по дальности в предложенной реализации РЛС не зависит от быстродействия РЧ-ключей, определяется полосой перестройки частоты. В рассмотренной экспериментальной реализации разрешение составило не хуже 10 см. Измерения в каждый момент времени производятся в сравнительно узкой полосе (десятки – сотни МГц), что упрощает построение трактов. Тракт может быть построен из различных, оптимальных для каждого диапазона частот, трактов обработки и антенных систем. Используются сравнительно низкоскоростные АЦП и ЦАП. Система имеет высокий динамический диапазон и чувствительность измерений, благодаря использованию узкополосной фильтрации на каждой поднесущей OFDM. РЛС позволяет использовать сверхширокополосные ФАР: на каждой поднесущей OFDM имеется возможность задать свой сдвиг фаз для каждого элемента ФАР.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. van Genderen "A multi frequency radar for detecting landmines: design aspects and electrical performance", труды 31st European Microwave Conference, стр. 1-4, 2001.
2. OFDM Concepts for Future Communication Systems, под ред. H. Rohling, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011.
3. M. Braun, M. Fuhr, F. K. Jondral, "Spectral Estimation-based OFDM Radar Algorithms for IEEE 802.11a Signals", труды конференции IEEE VTC 2012, в печати.
4. R. van Nee and R. Prasad, OFDM for Wireless Multimedia Communications. Artech House, 2000.
5. Патент США №US7994969, V. Caekenberg et al., "OFDM Frequency Scanning Radar", 2011.
6. S. Sen, A. Nehorai, "Target Detection in Clutter Using Adaptive OFDM Radar", IEEE Signal Processing Letters, том 16, вып. 7, стр. 592 - 595, 2009.

Теория двухпоточковых оротронов.

А.В. Титов

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского (НИУ СГУ)
titovav88@gmail.com

В последнее время значительно возрос интерес исследователей к способам генерации и усиления электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот. Одним из наиболее перспективных прибором для применения в терагерцовом диапазоне частот на сегодняшний день является оротрон [1]. В данной работе представлена линейная теория оротрона обычной конструкции, в котором используются два взаимодействующих электронных пучка. Подобная модель в приближении больших пространственных зарядов была рассмотрена в работе [2]. В ней была построена линейная теория двухлучевого оротрона на основе метода связанных волн с учетом взаимодействия только двух волн пространственного заряда (по одной в каждом потоке). Результатом явилось увеличение мощности взаимодействия и снижение пусковых токов по сравнению с однолучевым оротроном.

Рассмотрим систему, состоящую из резонатора и двух электронных пучков. Взаимодействие двух электронных потоков с открытым резонатором описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_1(x)}{dx^2} + 2jk_{e1} \frac{di_1(x)}{dx} - (k_{e1}^2 - k_{p1}^2) i_1(x) + k_{p1}^2 i_2(x) &= j \frac{k_{e1} I_{01} \bar{S}}{2U_{01} S_0} E(x) \\ \frac{d^2 i_2(x)}{dx^2} + 2jk_{e2} \frac{di_2(x)}{dx} - (k_{e2}^2 - k_{p2}^2) i_2(x) + k_{p2}^2 i_1(x) &= j \frac{k_{e2} I_{02} \bar{S}}{2U_{02} S_0} E(x) \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $i_{1,2}$ – переменные составляющие токов пучков, $k_{e1,e2} = \frac{\omega}{v_{01,02}}$, $k_{p1,p2} = \frac{\omega_{p1,p2}}{v_{01,02}}$, ω – частота, $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты пучков, $I_{01,02}$ – полные токи пучков, $U_{01,02}$ – ускоряющие напряжения пучков, \bar{S} – эффективная площадь, пучков, S_0 – площадь поперечного сечения пучков.

Будет рассмотрено два случая. В первом случае будем предполагать, что поле в резонаторе имеет постоянную амплитуду, то есть его распределение задается так:

$$E(x) = E_0 \exp(-j\beta x) \quad (2)$$

В этом случае выражение для суммарного тока имеет вид:

$$i(x) = \frac{j}{2} E_0 \exp(-j\beta x) \times \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01} \bar{S}}{U_{01} S_0} (\gamma_1 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02} \bar{S}}{U_{02} S_0} (\gamma_1 + jk_{e1})^2}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_1 + j\beta)x] - 1}{(\gamma_1 + j\beta)} \right] +$$

$$\begin{aligned}
 & + \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_2 + j\beta)x] - 1}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] + \\
 & + \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e1})^2}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_3 + j\beta)x] - 1}{(\gamma_3 + j\beta)} \right] + \\
 & + \left. \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e1})^2}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_4 + j\beta)x] - 1}{(\gamma_4 + j\beta)} \right] \right\}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

здесь γ_i – корни дисперсионного уравнения

$$\left[p^2 + 2k_{e1}p - (k_{e1}^2 - k_{p1}^2) \right] \left[p^2 + 2k_{e2}p - (k_{e2}^2 - k_{p2}^2) \right] - k_{p1}^2 k_{p2}^2 = 0 \quad (4)$$

Если предположить малое отличие постоянных скоростей электронных потоков относительно их средней скорости, то можно использовать приближенную формулу для вычисления корней

$$\gamma_i = -\frac{2j}{\frac{1}{k_{e1}} + \frac{1}{k_{e2}}} \pm \frac{2j}{\frac{1}{k_{p1}} + \frac{1}{k_{p2}}} \sqrt{\left(\frac{\frac{1}{k_{p1}} - \frac{1}{k_{p2}}}{\frac{1}{k_{e1}} + \frac{1}{k_{e2}}} \right)^2 \pm \sqrt{4 \left(\frac{\frac{1}{k_{p1}} - \frac{1}{k_{p2}}}{\frac{1}{k_{e1}} + \frac{1}{k_{e2}}} \right)^2 + 1}} \quad (5)$$

Мощность взаимодействия выражается общей формулой

$$P = \frac{1}{2} \int_0^L i(x) E^*(x) dx, \quad (6)$$

где L – длина пространства взаимодействия, что дает нам:

$$\begin{aligned}
 & P = \frac{j}{4} E_0^2 \times \\
 & \times \left\{ \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e1})^2}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_1 + j\beta)L] - 1}{(\gamma_1 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_1 + j\beta)} \right] + \right. \\
 & \left. + \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_2 + j\beta)L] - 1}{(\gamma_2 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e1})^2}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_3 + j\beta)L] - 1}{(\gamma_3 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_3 + j\beta)} \right] + \\
 & + \left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e1})^2}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_1)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_4 + j\beta)L] - 1}{(\gamma_4 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_4 + j\beta)} \right] \left. \right\} (7)
 \end{aligned}$$

Для корректного сравнения запишем аналогичное выражение для однолучевого оротрона:

$$\begin{aligned}
 P_0 = \frac{j}{4} E_0^2 & \left\{ \left[\frac{\frac{k_e I_0 \bar{S}}{U_0 S_0}}{(\gamma_1 - \gamma_2)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_1 + j\beta)L] - 1}{(\gamma_1 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_1 + j\beta)} \right] + \right. \\
 & \left. + \left[\frac{\frac{k_e I_0 \bar{S}}{U_0 S_0}}{(\gamma_2 - \gamma_1)} \right] \times \left[\frac{\exp[(\gamma_2 + j\beta)L] - 1}{(\gamma_2 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] \right\} (8)
 \end{aligned}$$

В случае с одним пучком γ_i – корни дисперсионного уравнения

$$p^2 + 2jk_e p - (k_e^2 - k_p^2) = 0 \quad (9)$$

Так же как и в классической теории оротрона введем безразмерные функции мощности вида. Отметим, что для двухлучевого оротрона подобная функция получена после наложения условия $k_{e1}I_{01}/U_{01} = k_{e2}I_{02}/U_{02}$. Тогда можно представить функции мощности (7) и (8) как

$$P = \frac{j}{4} E_0^2 \frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}} \frac{\bar{S}}{S_0} f(\varphi_{e1}, \varphi_{e2}, \varphi_{p1}, \varphi_{p2}, \Phi_0), \quad (10)$$

здесь $\varphi_{e1} = k_{e1}L$, $\varphi_{e2} = k_{e2}L$, $\varphi_{p1} = k_{p1}L$, $\varphi_{p2} = k_{p2}L$, $\Phi_0 = \beta L$.

$$P_0 = \frac{j}{4} E_0^2 \frac{k_e I_0}{U_0} \frac{\bar{S}}{S_0} f_0(\varphi_e, \varphi_p, \Phi_0), \quad (11)$$

здесь $\varphi_e = k_e L$, $\varphi_p = k_p L$, $\Phi_0 = \beta L$.

Во втором случае амплитуда поля в резонаторе изменяется по закону Гаусса:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x^2}{r^2}} e^{-j\beta x}, \quad (12)$$

здесь r определяет характерный размер поля на поверхности решетки. В этом случае мощность взаимодействия имеет вид

$$P = \frac{\pi k_{e1} I_{01} \bar{S}}{2 U_{01} S_0} E_0^2 r^2 \left\{ \frac{\left[j\gamma_1^2 - \gamma_1(k_{e2} + k_{e1}) - \frac{j}{2}(k_{e2}^2 + k_{e1}^2) \right] \left[1 - \operatorname{Erf} \left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_1 r}{2} \right) \right]}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)} e^{2\left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_1 r}{2}\right)^2} + \right. \\ + \frac{\left[j\gamma_2^2 - \gamma_2(k_{e2} + k_{e1}) - \frac{j}{2}(k_{e2}^2 + k_{e1}^2) \right] \left[1 - \operatorname{Erf} \left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_2 r}{2} \right) \right]}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} e^{2\left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_2 r}{2}\right)^2} + \\ + \frac{\left[j\gamma_3^2 - \gamma_3(k_{e2} + k_{e1}) - \frac{j}{2}(k_{e2}^2 + k_{e1}^2) \right] \left[1 - \operatorname{Erf} \left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_3 r}{2} \right) \right]}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)} e^{2\left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_3 r}{2}\right)^2} + \\ \left. + \frac{\left[j\gamma_4^2 - \gamma_4(k_{e2} + k_{e1}) - \frac{j}{2}(k_{e2}^2 + k_{e1}^2) \right] \left[1 - \operatorname{Erf} \left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_4 r}{2} \right) \right]}{(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)(\gamma_4 - \gamma_1)} e^{2\left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_4 r}{2}\right)^2} \right\}, \quad (13)$$

здесь $\operatorname{Erf}(x)$ – функция ошибок.

Выражение (12) также получено при условии равенства первенсов пучков. Аналогичное выражение для однолучевого оротрона имеет вид:

$$P = j \frac{k_e I_0 \bar{S} E_0^2 r^2}{2 U_0 S_0} \left\{ \frac{\frac{\pi}{2} \left(1 - \operatorname{Erf} \left[\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_1 r}{2} \right] \right)}{(\gamma_1 - \gamma_2)} e^{2\left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_1 r}{2}\right)^2} + \frac{\frac{\pi}{2} \left(1 - \operatorname{Erf} \left[\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_2 r}{2} \right] \right)}{(\gamma_2 - \gamma_1)} e^{2\left(\frac{j\beta r}{2} + \frac{\gamma_2 r}{2}\right)^2} \right\} \quad (14)$$

Результатом сравнения является тот факт, что в случае использования двух пучков мощность взаимодействия электронных потоков с резонатором значительно выше, что должно привести к значительному снижению пусковых токов. Это позволяет говорить о перспективности использования двух пучков в данном приборе.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (проект № НШ-828.2014.2), РФФИ (проекты №№ 14-02-00329, 13-02-01209).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.С. Русин, Г.Д. Богомолов // Электроника больших мощностей. сб. 1968. № 5. С. 45.
2. С.В. Подин, Д.И. Трубецков // Радиотехника и электроника, вып. 8, 1995, стр. 1273-1277.

Уравнение дисперсии электромагнитных волн в слое с магнитоэлектрическими эффектами

С.К. Тлеуенов, А.Б. Бобеев, Д.С. Сабитова
Евразийский национальный университет им.Л.Н.Гумилева
matricant@inbox.ru, dianasabitova@yahoo.com

В работе получены уравнения дисперсии электромагнитных волн в слое ромбической симметрии с магнитоэлектрическим эффектом [1]. Плоские границы слоя металлизированы.

1. Уравнение Максвелла при гармонической зависимости от времени имеет вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -i\omega \vec{B} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = i\omega \vec{D} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Материальные уравнения:

$$\begin{aligned} D_i &= \varepsilon_{ij} E_j - \alpha_{ij} H_j, \quad \hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \\ B_i &= \mu_{ij} H_j - \alpha_{ij} E_j, \quad \hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_x & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_y & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_z \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

Решения волновых полей приняты в виде:

$$\vec{F} = \vec{f}(z) e^{i\omega t - ik_x x - ik_y y} \quad (3)$$

2. На основе метода матрицанта [2] система уравнений (1) - (2) приводится к системе четырех обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка.

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{W}}{dz} &= B\vec{W}; \quad \vec{W} = (E_y, H_x, H_y, E_x)^+ \\ B &= \begin{pmatrix} 0 & b_{12} & 0 & b_{14} \\ b_{21} & 0 & b_{23} & 0 \\ 0 & -b_{14} & 0 & b_{34} \\ -b_{23} & 0 & b_{43} & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

3. Для системы уравнений получено аналитическое решение в форме матрицанта:

$$T = \frac{1}{\kappa^2 - k^2} \left[(B^2 + \kappa^2 E) \cos \kappa z - (B^2 + k^2 E) \cos kz \right] -$$

$$-\frac{1}{\kappa^2 - k^2} (k^2 B + k^2 \kappa^2 B^{-1}) \frac{\sin kz}{k} + \frac{1}{\kappa^2 - k^2} (\kappa^2 B + k^2 \kappa^2 B^{-1}) \frac{\sin \kappa z}{\kappa} \quad (5)$$

k, κ – компоненты волнового вектора вдоль оси z для (E_y, H_x) и (H_y, E_x) поляризации электромагнитных волн.

4. Уравнения дисперсии волн следуют из условия:

$$\vec{W}(2h) = T(0, 2h) \vec{W}(0) \quad (6)$$

на границах слоя при $z=0$ и $z=2h$ принято:

$$E_y(0) = 0; E_x(0) = 0; E_y(2h) = 0; E_x(2h) = 0 \quad (7)$$

5. Из (6) получены уравнения дисперсии в виде:

$$\frac{tg\kappa h}{tgkh} = \left(\frac{k\Delta_1 b_{43} + \kappa\Delta_2 b_{12}}{k\Delta_2 b_{12} + \kappa\Delta_1 b_{43}} \right)^{\pm 1} \quad (8)$$

$$\Delta_1^2 = b_{12} b_{34} + b_{14}^2; \Delta_2^2 = b_{21} b_{43} + b_{23}^2$$

6. Проведен анализ уравнений (8). Определены предельные скорости в случае тонких слоев и условия существования поверхностных волн при $\lambda \ll 2h$ (λ – длина волны).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау и др. «Электродинамика сплошных сред» М.: Наука, 1982.
2. S.K. Tleukenov // Acta Mechanica. V. 225, I. 12. P. 3535-3547.

Влияние скоростного разброса на формирование высших гармоник в спектре выходного сигнала генератора с турбулентным электронным пучком

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, А.С. Фокин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
alexander1989fokin@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Актуальными задачами современной вакуумной СВЧ-электроники являются повышение уровня выходной мощности и переход в более коротковолновую область излучения [1-3]. Одним из способов повышения рабочей частоты является работа на i -й гармонике основной частоты. Подобный подход достаточно хорошо известен и используется, в частности, в гиротронах [4]. Также известны работы, посвященные исследованию эффектов, приводящих к генерации высших гармоник в релятивистских системах с виртуальным катодом [5], и в турботроне [6], использующем осцилляции турбулентного пучка между катодом и виртуальным катодом. В связи с этим определенный интерес представляет исследование применения данного способа повышения рабочей частоты в генераторах с турбулентным электронным пучком. Такие приборы используют собственную сложную динамику электронного пучка и являются перспективным классом современных СВЧ-приборов, поскольку характеризуются простотой конструкции, имеют широкие возможности перестройки режимов работы и могут рассматриваться, в частности, как компактные нерелятивистские источники излучения малого и среднего уровней мощности [7].

Основным механизмом возникновения пространственно-временной неустойчивости в рассматриваемом классе приборов является турбулизация электронного пучка. Наиболее значимые факторы, влияющие на турбулизацию пучка – это разброс электронов по скоростям в прикатодной области и торможение пучка в области коллектора, а также величина и конфигурация магнитного поля [7]. Разброс электронов по скоростям в прикатодной области обеспечивается следующими факторами: работой катода в режиме температурного ограничения (большой разброс тепловых скоростей электронов); одиночной сеткой, работающая в режиме превышения естественного потенциала ($U > U_{ест}$); двойной сеткой; управляющим электродом (его потенциалом); разбросом электронов по скоростям из-за провисания потенциала по сечению пучка ($\Phi(r, z)$). В турбулентном пучке создаются области с неоднородным распределением продольных V_z , поперечных V_r и угловых V_ϕ скоростей электронов, а также с неоднородной плотностью электронов $n(r, z, \phi)$. В этих областях при наличии магнитного поля возникают спирально закрученные вихревые нити (вихри), движение которых приводит к развитию слипинг-неустойчивости в сплошных пучках или диокотронной в полых [8]. Отклонение плотности электронов $n(r, z, \phi, t)$, скоростей $V_z(r, z, \phi, t)$ и $V_r(r, z, \phi, t)$, а также потенциала $\Phi(r, z, \phi, t)$ от равновесных значений (образование электронных сгустков в пучке) приводит к изменению характеристик электронных сгустков – их формы, протяженности и значения плотности тока по сравнению со значением плотности тока на входе в пространство взаимодействия. Электронный сгусток представляет собой импульс тока, содержащий набор гармонических составляющих, амплитуды которых определяются формой этого импульса [9], что при наличии эффективного широкополосного вывода энергии определяет спектральный состав выходного сигнала.

Целью данного исследования является рассмотрение влияния скоростного разброса электронов в пучке на формирование электронных сгустков, обеспечивающих рост старших гармоник в спектре выходного сигнала генератора с турбулентным электронным пучком.

ИССЛЕДУЕМАЯ СИСТЕМА

Исследуемая система представляет собой отпаянный макет генератора с турбулентным электронным пучком, принципиальная схема которого приведена на рис.1. Питание лабораторного макета осуществляется в непрерывном режиме. Основными параметрами, управляющими динамикой исследуемой системы выступают ускоряющее напряжение U_2 , напряжение на коллекторе U_{col} , которое является тормозящим по отношению к электронному пучку, потенциал на управляющем электроде $U_{упр}$, определяющий величину скоростного разброса электронов в пучке. В процессе экспериментального исследования были установлены следующие параметры: ускоряющее напряжение на первом аноде $U_1=1200$ В, тормозящий потенциал на коллекторе $U_{col}=100$ В. Потенциал на втором аноде не изменялся и был выбран $U_2=830$ В. Система помещалась в статическое магнитное поле амплитудой $B=0,05$ Тл. Для измерения амплитуды гармоник выходного сигнала был использован цифровой анализатор спектра Agilent Technologies E44008B ESA-L. Численное моделирование движения турбулентных электронных пучков проводилось по методике, описанной в [10].

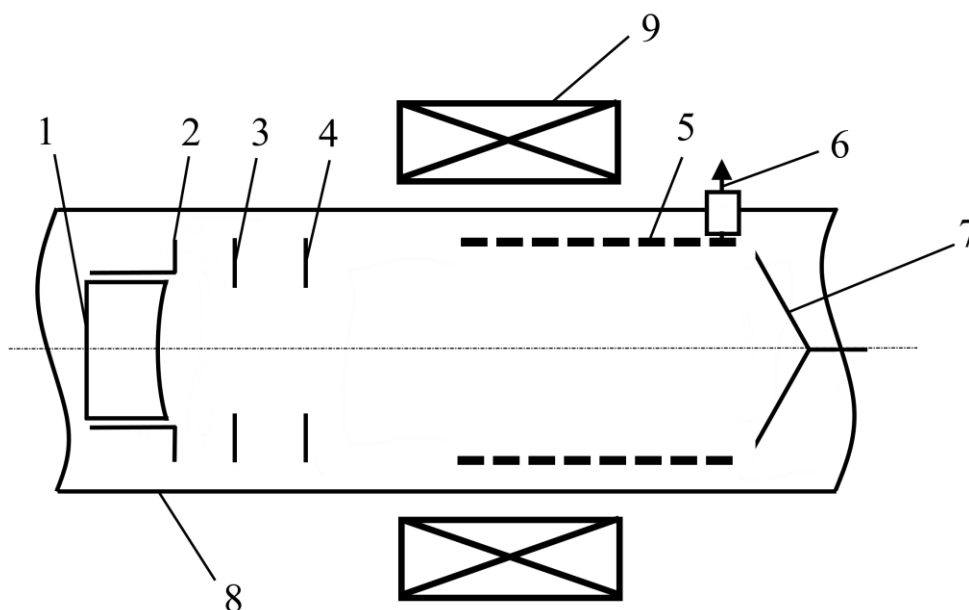


Рис 1. Принципиальная схема исследуемого макета генератора. 1 – катод, 2 – управляющий электрод, 3 – первый анод, 4 – второй анод, 5 – отрезок спиральной замедляющей системы, 6 – коаксиальный вывод энергии, 7 – коллектор 8 – труба дрейфа, 9 – магнитная система.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование показало, что в области с магнитным полем возникает пульсирующий электронный поток, значение плотности тока в котором периодически

изменяется (рис.2а). При наличии дополнительного скоростного разброса электронов из-за различия условий, воздействующих на приосевые и периферийные электроны, период пульсаций для этих электронов оказывается разным, в результате чего траектории перемешиваются, а вместо одиночных протяженных сгустков типа 1, показанных на рис.2а, имеем на большой длине сгустки типа 2, показанные на рис.2б, что соответствует распаду одиночного сгустка на структуры более высокого порядка. Как показывает численное моделирование траекторий электронов, на большой длине пульсирующий характер движения переходит в турбулентный.

Фурье-анализ импульсов различной формы, соответствующих случаям без скоростного разброса электронов и с разбросом позволил установить, что возрастание амплитуды старших гармоник происходит в результате перехода от импульса, соответствующего по форме сгустку типа 1, к импульсу, соответствующему сгустку типа 2 (см. рис. 2с). При этом происходит изменение формы спектра как показано на рис.2с.

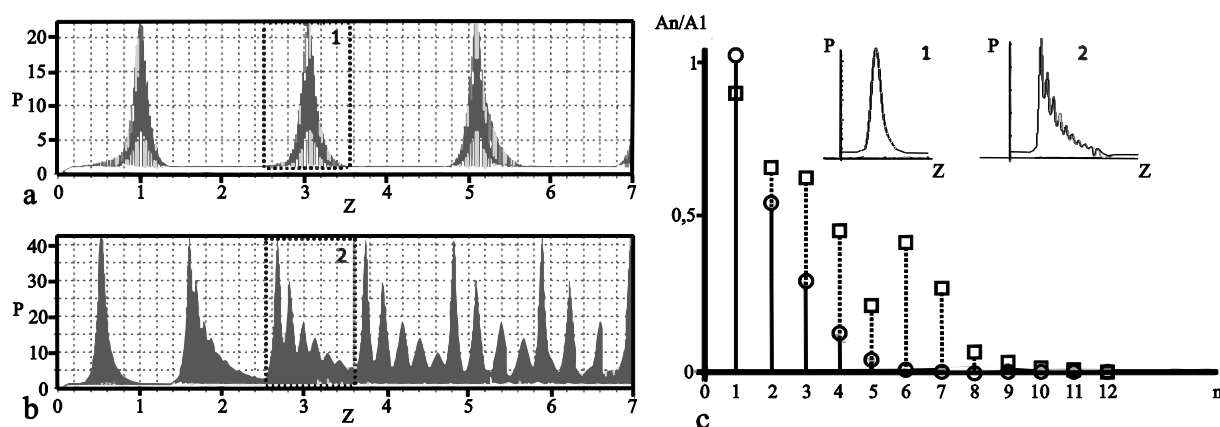


Рис.2 Распределение плотности тока в пучке без скоростного разброса электронов (а) и со скоростным разбросом (б), спектр импульсов(с), соответствующих сгустку типа 1 (круглый маркер) и типа 2 (квадратный маркер). Амплитуды гармоник нормируются на $A1$ для сгустка типа 1.

Численное моделирование показало, что начальный скоростной разброс электронов оказывает существенное влияние на турбулизацию пучка и форму спектра выходного сигнала.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

В экспериментальном макете управление величиной скоростного разброса электронов и динамикой турбулентного пучка осуществляется за счет формирования трансламнарного слоя [8] посредством изменения потенциала на управляющем электроде. Диапазон изменения составляет $U_{упр} = -190 \div 40$ В. Было установлено, что оптимальным для формирования в спектре высших гармоник является значение управляющего напряжения -40 В, при этом в спектре выходного сигнала наблюдаются 13 гармоник основной частоты. Таким образом максимальная рабочая частота составила 5.52 ГГц при основной частоте $f_0 = 424$ МГц. Большие отрицательные напряжения на управляющем электроде ограничивают ток пучка и препятствуют формированию в нем плотных сгустков. При $U_{упр} > -40$ В электрод не оказывает достаточного воздействия на электронный поток, плотность тока в сгустках оказывается мала, а величина скоростного разброса электронов недостаточна для трансформации электронных сгустков от типа 1 к типу 2.

Результаты исследования влияния разности потенциалов на управляющем электроде на спектр выходного сигнала и формирование высших гармоник приведены на рис.3, где 1 – «оптимальная» величина скоростного разброса электронов; 2 – «неоптимальная» величина скоростного разброса электронов ($U_{упр} > -40$ В).

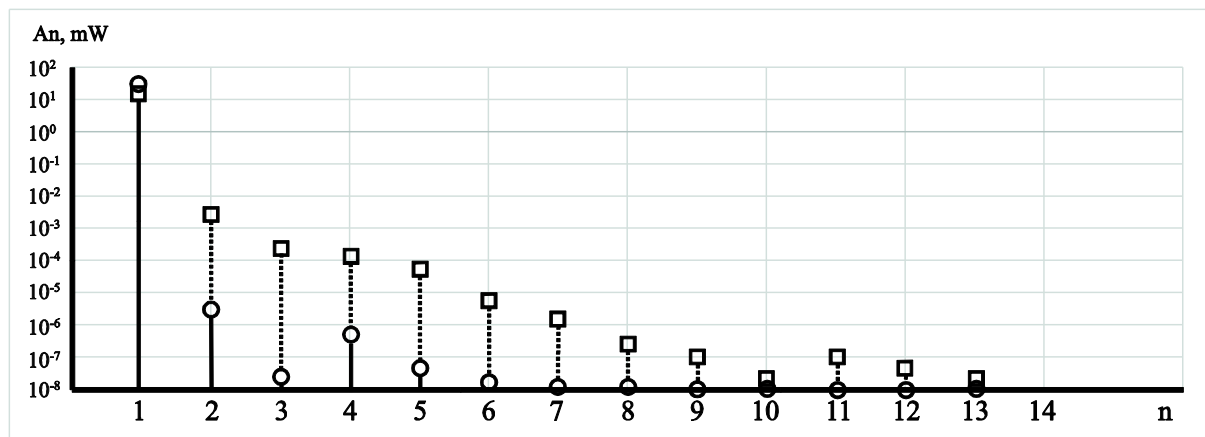


Рис.3 Амплитуды гармоник основной частоты: круглый маркер – «оптимальная» величина скоростного разброса электронов в пучке при $U_{упр} = -40$ В; квадратный маркер – «неоптимальная» величина скоростного разброса электронов в пучке $U_{упр} > -40$.

Таким образом, в ходе исследований установлен способ формирования высших гармоник в спектре выходного сигнала лабораторного макета генератора с турбулентным электронным пучком. Показано качественное соответствие результатов численного моделирования и экспериментально полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-02-00238, 14-02-00329, Министерства образования и науки РФ, а также Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-7134.2016.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.H. Abrams et al. Vacuum Electronics for the 21st Century.– IEEE Microwave Magazine, Sept. 2001, p.61–72.
2. Report of Department of Defense Advisory Group on Electron Devices. – Special Technology Area Review on Vacuum Electronics Technology for RF Applications. Dec. 2000.
3. B. Levush et al. Vacuum Electronics: Status and Trends. – www.radar2007.org.
4. Saito T., Yamada N., and Ikeuti S. // Physics of Plasmas. 2012. Vol. 19. 063106.
5. С.А.Куркин и др. // Изв. вузов «ПНД», т. 23, № 1, 2015.
6. Н.Е. Brandt // IEEE Trans. Plasma Science. 1985. Vol. 13. P. 513.
7. Yu.A Kalinin., Starodubov A.V., Fokin A.S. // Physics of wave phenomena. 2012. V. 20. N3. P. 193–198.
8. И.В.Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио,1966.
9. В.Н. Дулин Электронные и квантовые приборы СВЧ. Учебник для студентов высш. техн. учеб. заведений. Изд. 2-е, перераб. М., "Энергия", 1972. 224 с
10. Ю.А.Калинин, Л.Н. Волкова// Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 14. С. 65-72.

Формирование вихревых структур в сжатом состоянии кольцевого релятивистского электронного пучка

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

¹Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

phrolovns@gmail.com

В настоящее время задача о распространении протяженных релятивистских электронных пучков (РЭП) является объектом пристального изучения специалистов, работающих в области физики плазмы и вакуумной СВЧ электроники. Интерес к исследованию таких электронных систем продиктован тем, что протяженные РЭП находят широкое применение в ряде практических задач – от генерации широкополосного и сверхмощного СВЧ и ТГц излучения до работы в ускорителях частиц, в том числе для ускорения ионов [1].

Для сильноточных РЭП характерны высокая интенсивность собственных электрических и магнитных полей. Движение заряженных частиц в интенсивном электромагнитном поле самосогласовано с изменением поля под действием движения этих частиц [2,3]. Поэтому возникновение малейшей пространственной неоднородности характеристик РЭП (распределения скорости, плотности, положения носителей заряда) приводит к развитию различных типов пучковых неустойчивостей в следствии взаимодействия волн пространственного заряда и электромагнитных волн [2,3]. Это может проявляться в сложной пространственно-временной динамике пучка, включая режимы турбулентного движения РЭП или формирования электронных паттернов.

В литературе известны и детально описаны волновые процессы развития пучковых неустойчивостей, а также причин, приводящих к неустойчивому поведению пучка [4,5]. В основном рассматриваются случаи, когда электронный пучок распространяется в пространстве дрейфа в докритическом режиме. Также, популярность приобретают исследования, направленные на выявление особенностей возникновения и сосуществования различных типов пучковых неустойчивостей [6]. В частности, в работе [7], описывается влияние возникновения азимутальной неустойчивости в пучке с виртуальным катодом на характеристики выходного электромагнитного излучения.

Отдельный интерес вызывает исследование нелинейных нестационарных процессов и развития неустойчивостей в протяженном РЭП в сжатом состоянии. Впервые, термин «сжатое состояние пучка» был введен в работе [] и означает формирование в пучке пространственно-распределенного виртуального катода. Описанное состояние электронного пучка характеризуется высокой плотностью пространственного заряда и низкими величинами энергии заряженных частиц в области сжатого состояния. Таким образом сжатое состояние электронного пучка можно трактовать как однокомпонентную заряженную плазму.

Сформировать сжатое состояние РЭП можно, например, с использованием схемы, приведенной на рисунке 1 (а). Схема представляет собой две металлических трубы дрейфа цилиндрической формы с радиусами R_1 и R_2 ($R_2 > R_1$) и длинами L_1 и L_2 . Предполагается, что пространство дрейфа заполнено вакуумом, а трубы разделены бесконечно тонким сеточным электродом. Для распространения электронного пучка в описанной системе будет существовать две величины критического тока I_1 для трубы с радиусом R_1 и I_2 для трубы с радиусом R_2 (при этом $I_1 > I_2$). При инжекции электронного пучка с током I_0 , удовлетворяющим условию $I_2 < I_0 < I_1$ виртуальный катод образуется на входе в трубу с радиусом R_2 , а отраженная часть пучка индуцирует развитие плотного

низкоэнергетического электронного облака (рисунок 1 (б)), распределенного в пространстве от сеточного электрода, до области инжекции пучка.

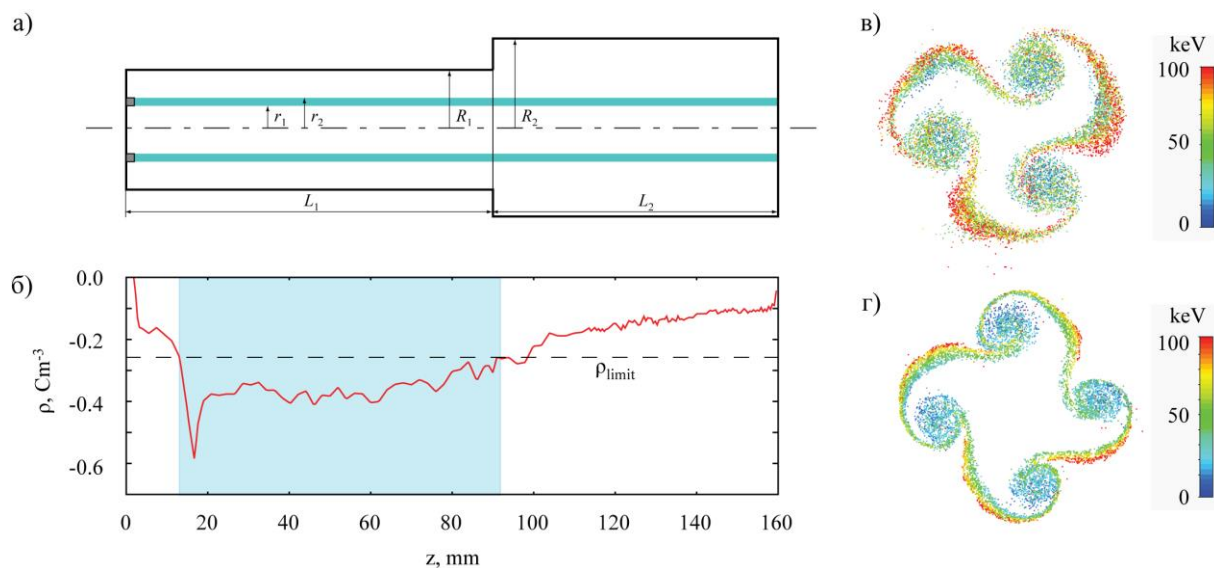


Рис. 1. (а) Схематичное представление исследуемой модельной СВЧ системы, содержащей кольцевой РЭП; (б) Распределение плотности пространственного заряда РЭП вдоль оси z ; (в), (г) Вихревые структуры, формирующиеся в сжатом состоянии РЭП при $B_0=1.0$ Тл и $B_0=2.0$ Тл соответственно.

В рамках проведенной работы было проведено детальное численное моделирование процессов формирования «сжатого состояния пучка» в описанной электродинамической системе с помощью PIC-кода в среде компьютерного моделирования CST Particle Studio. В ходе работы особое внимание было уделено процессам развития диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии РЭП. В частности, было установлено наличие азимутальных мод в структуре сжатого состояния пучка, а также изучено влияние величины тока пучка и внешнего магнитного поля на форму и структуру электронных паттернов, сформированных под действием диокотронной неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№16-32-60107).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Benford, J. A. Swegle, E. Schamiloglu “High Power Microwaves” CRC Press, Taylor and Francis, 2015.
2. R.C. Davidson “Physics of Nonneutral Plasmas” Imperial College Press and World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.. 2001.
3. R.C. Davidson, H. Qin “Physics of Intense Charged Particle Beams in High Energy Accelerators” World Scientific Publishing Company, 2001.
4. R.B. Miller “An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams” Plenum Press, New York, 1982.
5. A.Y.Ender et al.// Physics of Plasmas. 2011. V.18. 033502.
6. S.A. Kurkin et al.// Physics of Plasmas. 2015. V. 22. 122110.
7. S.A. Kurkin et al. // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. 093105.
8. A.M. Ignatov, V.P. Tarakanov // Physics of Plasmas. 1994. V. 1.P. 741.