

СЕКЦИЯ 1. МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА (ГЕНЕРАТОРЫ И ПРИЕМНИКИ)

Исследование влияния остаточного содержания дейтерия в водном растворе NaCl на время спин-спиновой релаксации ^{23}Na	
<i>М.Г. Барышев, С.С. Джимаков, Д.В. Кашаев, Д.И. Шашков, Д.А. Лысак.....</i>	<i>3</i>
Система ближнего пассивного радиовидения с наклонно-коническим сканированием	
<i>В.В. Гладун, А.В. Котов, В.И. Криворучко, Р.А. Павлов, Ю.А. Пирогов, Д.А. Тищенко</i>	<i>6</i>
Физические принципы сложения мощностей генераторов на магнетронах	
<i>Ю. М. Егоров.....</i>	<i>11</i>
Математическая модель активной вибраторной антенны	
<i>В.В. Зайцев, А.В. Карлов.....</i>	<i>15</i>
Генерация и усиление мощных СВЧ-волн с использованием релятивистских электронных пучков и плазменных волноводов	
<i>И.Е. Иванов, П.С. Стрелков.....</i>	<i>20</i>
Электронно-позитронная материя, энергия и физический вакуум	
<i>В.И. Канавец.....</i>	<i>23</i>
Самоорганизация электронно - позитронного вещества в гамма-электронике	
<i>В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин.....</i>	<i>27</i>
Многоволновое взаимодействие ансамбля активных осцилляторов в двумерном волновом поле	
<i>В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев.....</i>	<i>31</i>
Отклик широкополосного ансамбля циклотронных осцилляторов на воздействие гауссова импульса	
<i>В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин.....</i>	<i>33</i>
Взаимодействие волн пространственного заряда в электронном потоке с электромагнитными волнами в продольном магнитном поле	
<i>Г.М. Краснова.....</i>	<i>37</i>
Электронный поток с виртуальным катодом во внешнем магнитном поле	
<i>С.А. Куркин, А.Е. Храмов.....</i>	<i>42</i>

Экспериментальное моделирование систем сверхкороткоимпульсной радиолокации	
<i>Е.В. Митрофанов, В.А. Вдовин, А.Э. Дудик</i>	44
Изучение динамики пучка в электронно-оптическом макете с реверсом магнитного поля.	
<i>Д.А. Михеев, А.В. Коннов, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i>	46
Уточнение математических моделей узлов электронно-оптической системы ЛБВ на ЦСР	
<i>В.М. Пикунов</i>	50
Эффективность фотовольтаических преобразователей с волноводным вводом излучения	
<i>А.Г. Ржанов, С.Э. Григас</i>	54
О КПД циклотронного преобразователя энергии	
<i>В.Л. Саввин, А.В. Пеклевский, Г.М. Казарян, А.В. Коннов</i>	58
Особенности самовозбуждения релятивистских черенковских и дифракционных генераторов	
<i>А. И. Слепков, О.В. Галлямова</i>	61
Некоторые вопросы линейной теории двухлучевой неустойчивости	
<i>А.В. Титов</i>	64
Взаимодействие сверхширокополосных сигналов со слоистыми неоднородными объектами	
<i>А. В. Трофимов П. Н. Захаров А. В. Козарь</i>	67

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОСТАТОЧНОГО СОДЕРЖАНИЯ
ДЕЙТЕРИЯ В ВОДНОМ РАСТВОРЕ NaCl НА ВРЕМЯ СПИН-
СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ^{23}Na

М.Г. Барышев^{1,2}, С.С. Джимаков^{1,2}, Д.В. Кашаев¹, Д.И. Шашков¹, Д.А. Лысак¹

¹ФГОУ ВПО Кубанский государственный университет

²Южный научный центр РАН

jimack@mail.ru

Изучению свойств жидкой воды посвящено большое число научных трудов. Из которых следует, что в жидкой воде присутствуют области, имеющие структуры порядка, кластерные структуры, льдоподобный каркас, клатраты. Т.е. вода, обладает способностью реагировать и изменять свои свойства (спектральные, а также физико-химические) подвергаясь различным воздействиям. Существует множество математических моделей, объясняющих свойства воды, однако оказалось, что фундаментально различные модели воды могут одинаково хорошо описывать ее термодинамические свойства. Большинство авторов сходятся во мнении, что основным фактором, принимающим участие в изменении свойств воды, является водородная связь [1].

Также известно, что воздействием различных физических факторов на воду и водные растворы можно изменять их физико-химические свойства [2]. Ранее нами было проведено исследование времен релаксации ядер ^{17}O в воде, обработанной электромагнитным полем низких частот. Определено, что время релаксации ядер кислорода зависит от частоты электромагнитного поля, которым обрабатывали воду [3].

В воде, даже дистиллированной, присутствует значительное количество дейтерия, порядка 330 мг/л. Авторами настоящей работы было сделано предположение, что при воздействии электромагнитного поля на воду, дейтерий может играть значительную роль в образовании и перестройке водородных связей. Для проверки данного утверждения, был использован 20% водный раствор NaCl, приготовленный на дистиллированной воде с содержанием дейтерия 330 мг/л и на воде с содержанием дейтерия 25 мг/л. Для проведения экспериментов использовали дистиллированную воду с удельным сопротивлением 300 кОм/см. Обработку проб воды ЭМП НЧ производили в стеклянной емкости при помощи генератора низкочастотных сигналов ГЗ-118, к которому подсоединяли катушку индуктивности с 2500 витков, в экранированной камере. Напряженность магнитного поля составляла 30-130 А/м. Нестабильность частоты в диапазоне от 1 Гц до 30 Гц составляла 0,2 %.

Съемка ЯМР спектров проводилась на приборе FT-NMR JEOLDELTA 400 MHz. Методом мультядерного ЯМР на ядрах ^{23}Na , имеющих спин $3/2$. Проводили измерение эффективной (T_2^*) спин-спиновой релаксации, исходя из данных ширины сигнала ЯМР на полувысоте пика.

В водном растворе ионы натрия существуют в виде акваионов и окружены гидратной оболочкой с координационным числом первой координационной сферы от 4 до 6 в зависимости от концентрации, температуры, природы аниона и внешнего давления.

В водных растворах при нормальной температуре согласно многочисленным данным рентгеновской дифракции существует акваион $\text{Na}(\text{H}_2\text{O})_6^+$, имеющий октаэдрическое строение со средним расстоянием $d_{\text{Na-Ow}}$ 2.40-2.50 Å в зависимости от природы противоиона и концентрации соли.

Обмен протонов воды с координационной сферой ^{23}Na обычно быстрый в шкале ЯМР [4].

Относительно второй координационной сферы акваиона натрия можно считать, что она состоит из 12 молекул воды, что было определено в работе [5] на основании данных рентгеновской дифракции.

Ядра ^{23}Na , находящиеся в растворе в виде акваионов релаксируют, в основном, по квадрупольному механизму:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_2} = R_1 = R_2 = \pi W = \frac{3(2I+3)}{10(2I-1)I^2} \cdot \left(1 + \frac{\eta^2}{3}\right)$$

где R_1, R_2 – скорости спин-спиновой и спин-решеточной релаксации;

$I=3/2$ – ядерный спин ^{23}Na ;

W – ширина линии ЯМР на полувысоте;

$\pi= 3,14159$;

η – фактор асимметрии;

Ω – константа квадрупольного взаимодействия;

τ_c – время корреляции, характеризующееся временем жизни молекулы воды в координационной сфере Na^+ .

Таким образом, для наших систем $1/T_2^* = \text{const} \cdot \tau_c$ ($\text{Na}(\text{H}_2\text{O})_n$). И измерения τ_c характеризуют изменения структуры всей системы.

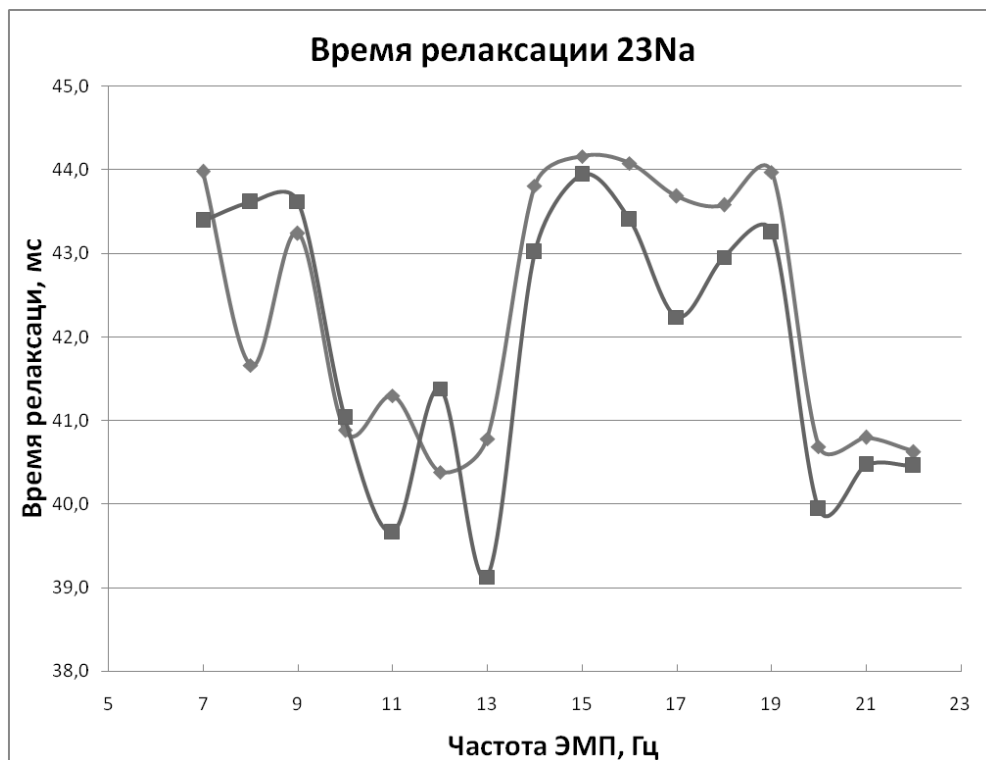


Рис. 1. Зависимость времени спин-спиновой релаксации ^{23}Na в водном растворе от частоты электромагнитного поля, которым его обрабатывали.

Как видно из рисунка 1, характер изменения времени спин-спиновой релаксации ядер ^{23}Na в 20% водных растворах NaCl с различным содержанием дейтерия имеют одинаковый характер. Следовательно, изменение сетки водородных связей при обработке водных растворов NaCl электромагнитным полем низких частот, не зависит от количественного содержания дейтерия в них.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н. Зацепина Свойства и структура воды. М.: изд-во МГУ. 1974. С. 168.
2. В.И. Классен Омагничивание водных систем. М.: Химия. 1982. С. 296.
3. S.S. Dzhimak, M.G. Barishev, N.S. Vasiliev, D.V. Kashaev // International Symposium and Summer School Nuclear Magnetic Resonance in Condensed Matter St. Petersburg, June-July 2010. P.71
4. Ф. Коттон, Дж. Уилкинсон «Основы неорганической химии», пер. с англ. М.Н. Варгафтика – М.: Мир, 1979. – С. 678.
5. Е.В. Виноградов, В.Н. Тростин, Г.А. Крестов // Журн. физич. химии. 1991. Т. 65. № 2. С. 379-384.

СИСТЕМА БЛИЖНЕГО ПАССИВНОГО РАДИОВИДЕНИЯ С НАКЛОННО-КОНИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ

В.В. Гладун, А.В. Котов, В.И. Криворучко, Р.А. Павлов, Ю.А. Пирогов,
Д.А. Тищенко

Центр Магнитной Томографии и Спектроскопии
МГУ имени М.В. Ломоносова
jawa@land.ru

Актуальная в настоящее время антитеррористическая деятельность направлена в первую очередь на выявление лиц, пытающихся пронести под одеждой огнестрельное и холодное оружие, взрывные устройства. Одним из способов предотвращения этого является разработка систем радиовидения, способных обнаруживать и визуализировать форму спрятанных под одеждой различных предметов.

Для решения обозначенных задач в ЦМТС МГУ была создана установка, в основе работы которой применён способ наклонно-конического сканирования радиотепловых сцен. При выборе метода сканирования между активным и пассивным предпочтение было отдано пассивному методу [1]. Он хотя и обладает меньшей чувствительностью и контрастом, но зато является скрытным и экологически абсолютно безопасным.

Выбранный способ сканирования сочетает в себе коническое сканирование, описанное в [2]. Цель, преследуемая при применении этого способа сканирования – увеличение зоны сканирования до размеров 60×160 см.

Блок-схема созданной системы показана на рисунке 1.

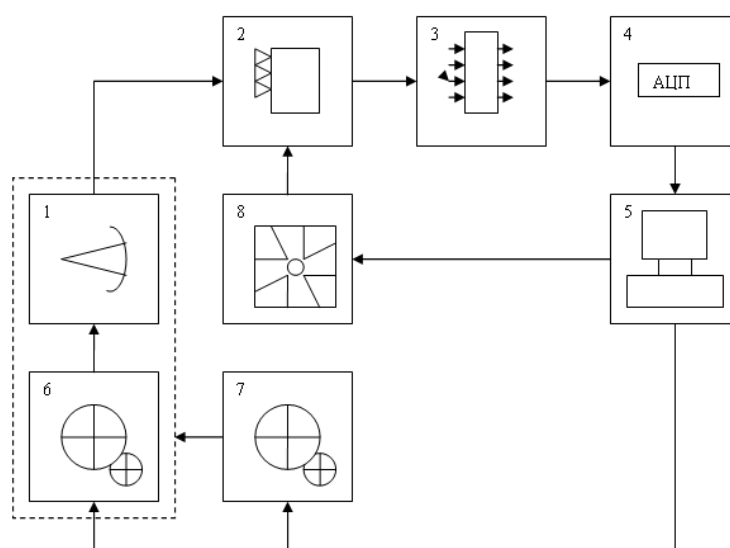


Рис. 1. Блок-схема системы радиовидения.

Система состоит из радиооптического (антенного) блока 1, приёмной матрицы сенсоров 2, многоканального блока обработки видеосигналов 3, АЦП 4, управляющего блока обработки и визуализации радиоизображений 5, систем сканирования 6 и 7, а также устройства термостабилизации 8.

Блок управления и визуализации содержит персональный компьютер, который выводит на монитор радиотепловое изображение сканируемой зоны.

Антенный блок состоит из эллиптической антенной системы, в первом фокусе которой расположена приёмная матрица сенсоров. Системы сканирования, управляемые с ПК блока обработки и визуализации радиоизображений, перемещают дальний фокус антенной системы по сканируемой зоне. При «контакте» луча сканирования с объектом сигнал, появляющийся на выходе приёмной матрицы, поступает в блок обработки видеосигналов, а затем через АЦП в блок обработки и визуализации для построения по специальным алгоритмам радиотеплового изображения и вывода его на монитор оператора.

Основным отличием данной системы от описанной ранее [2] является относительно сложный характер движения антенной системы – наклонно-конический, представляющий собой движение по окружности с одновременным вертикальным смещением.



Рис. 2. Внешний вид системы радиовидения. Антенная система, матрица сенсоров, система позиционирования и охлаждения.

Радиометрические каналы в составе линейки сенсоров представляет собой модуляционные радиометры, построенные по гетеродинной схеме. Чувствительность применяемых радиометров составляет 0,5 К при скорости обзора сцены до 10 кадров в секунду, что обеспечивает уверенный контроль неподвижных и перемещающихся объектов при площади наблюдаемой сцены 30×40 см.

Конструктивно система радиовидения состоит из корпуса (рисунок 2), в котором расположены антенная система, механизмы её позиционирования, блок обработки видеосигналов, АЦП, ПК в составе блока обработки и визуализации видеоизображений, блок термостабилизации, блок питания, а также некоторые вспомогательные блоки.

Основные технические характеристики созданной системы:

Рабочий диапазон – 3 мм,

Число радиометрических каналов – 8,

Пространственное разрешение - 0,5-1 см,

Температурное разрешение – 0,5 К,

Частота кадров - до 10 кадр/сек (при коническом сканировании),

- 1 кадр за 6 секунд (при наклонно-коническом сканировании),

Размер зоны сканирования - 600 × 1600 мм,

Расстояние до объекта сканирования - до 4 м.

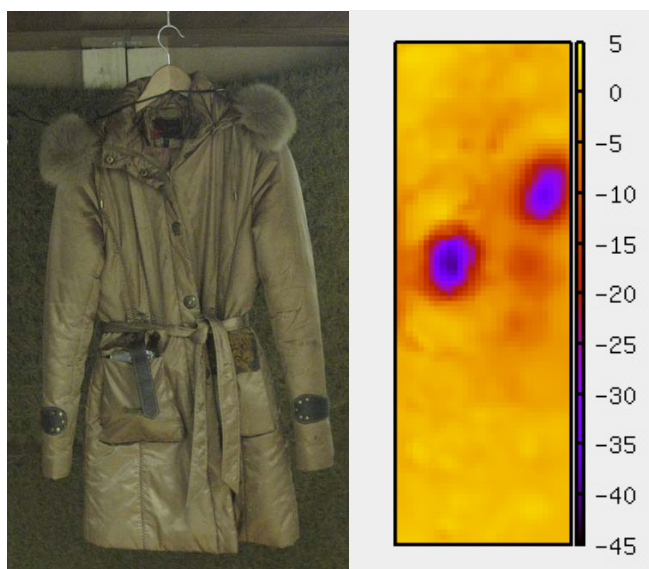


Рис. 3. Объекты, обнаруженные в карманах куртки.

На разработанной установке были получены различные радиоизображения предметов, изготовленных из металла, керамики и пластика. На рисунке 3 показаны фотография и радиоизображение потенциально опасного предмета из металла, расположенного в кармане куртки. Снижение контраста из-за влияния одежды практически не наблюдается.

На рисунке 4 представлено радиоизображение человека с предметом, находящимся под одеждой - получаемое радиотепловое изображение практически не отличается от радиоизображения человека с предметом над одеждой, на фоне тела человека.

Вместе с изображением предмета на радиоизображении виден контур тела человека с местом расположения предмета, что облегчает процедуру досмотра.

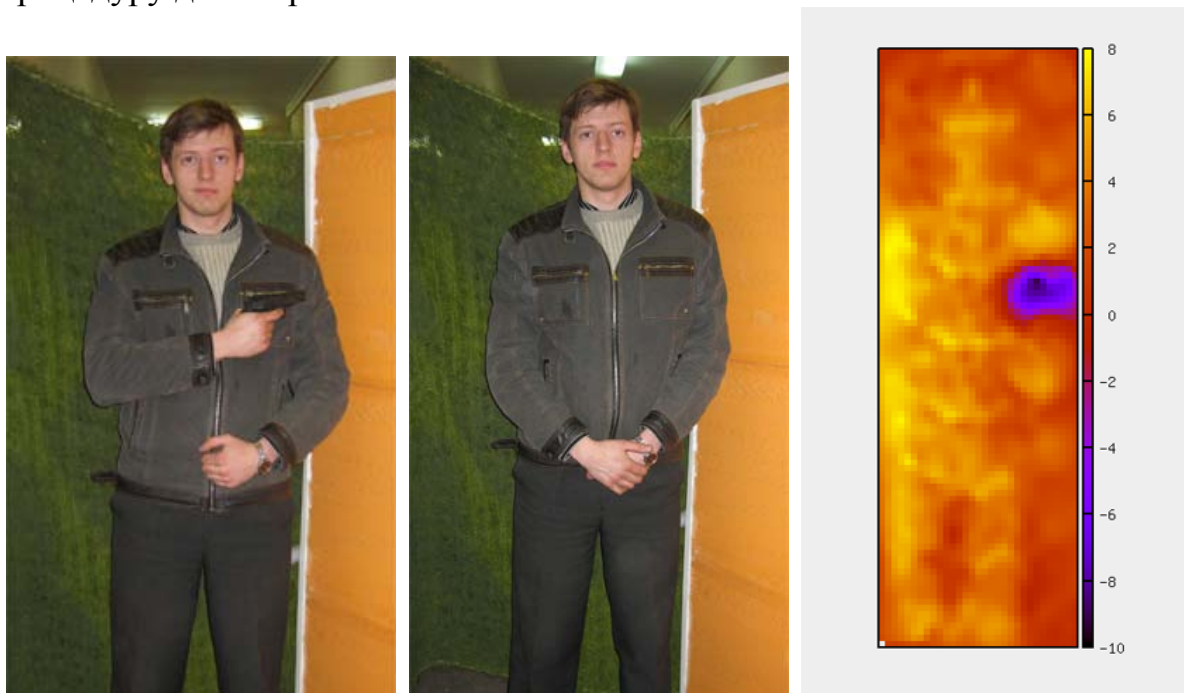


Рис. 4. Макет пистолета под одеждой.

Основными особенностями созданной системы радиовидения являются:

- быстродействие – радиоизображение наблюдаемого участка сцены размером 30х40 см формируется в течение 100 мс, что позволяет уверенно работать в реальном времени при температурном разрешении 0.5 К;
- наклонно-конический способ сканирования радиотепловых сцен, позволяющий получать изображение зоны 1600 см за время около 6 секунд при использовании всего 8 радиометрических каналов;
- реализована возможность сканирования подозрительной зоны с повышенным разрешением – с применением накопления сигнала;
- визуализация положения и формы предмета на фоне тела человека для упрощения процедуры досмотра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Пирогов. Пассивное радиовидение в миллиметровом диапазоне длин волн. Изв.вузов. Радиопизика. 2003. т.46. №8-9. С. 660-670.
2. В. В. Гладун, А. В. Котов, В. И. Криворучко, Р. А. Павлов, Ю. А. Пирогов, Д. А. Тищенко. Система ближнего пассивного радиовидения 3-мм диапазона, Журнал радиоэлектроники, № 7. 2010.

3. Е.А. Есепкина, Д.В. Корольков, Ю.Н. Парийский. «Радиотелескопы и радиометры», М.: Наука. 1973.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ ГЕНЕРАТОРОВ НА МАГНЕТРОНАХ

Ю. М. Егоров
МКБ «Горизонт»
egor2707@mail.ru

Создание направленных потоков электромагнитной энергии сантиметрового диапазона с уровнем мощности до 100 кВт является актуальной задачей для использования в различных технологических процессах объемного нагрева веществ: спекание, сушка, активизация диффузионных процессов и химических реакций. Существующие унитарные источники непрерывного излучения имеют, как правило, высокую стоимость (1 кВт ~ 1000\$), ограниченный ресурс работы (менее 5000 часов) и требуют высокой квалификации обслуживающего персонала. В техническом смысле это выражается в использовании высоких уровней питающего напряжения (до 50 кВ) и применения мощных систем охлаждения коллектора (анода) приборов. Высокая стоимость генераторов является одной из основных причин, сдерживающих применение СВЧ генераторов в различных технологиях. Выходом из положения является разработка модульных систем на базе относительно недорогих массово выпускаемых магнетронов для бытовых печей. Такие СВЧ генераторы, в которых складываются мощности нескольких отдельных магнетронов, будут существенно дешевле моноблочных магнетронов на одинаковую мощность.

Целью настоящей работы является решение задачи по созданию устройства, позволяющего осуществить сложение мощностей нескольких (более 3-х) магнетронов средней мощности (0,8÷1 кВт) от бытовых печей. Ранее неоднократно предпринимались попытки сложения мощностей нескольких магнетронов, но они не увенчались успехом из-за «конфликта» магнетронов между собой и быстрого выхода их из строя. Из литературы известно [1,2], что удалось сложить мощности двух и трех магнетронов с применением развязывающих элементов: двойных волноводных тройников, вентилей и циркуляторов. Но этот путь решения приводит к значительному увеличению массы, габаритов и стоимости такого устройства.

В данной работе поставленная задача решалась, исходя из требований простоты изготовления, сборки и обслуживания устройства, а также минимизации его габаритов, веса и стоимости. После проведения анализа совместной работы нескольких магнетронов, нагруженных на прямоугольный резонатор, выбор был остановлен на структуре, схема которой приведена на рис.1.

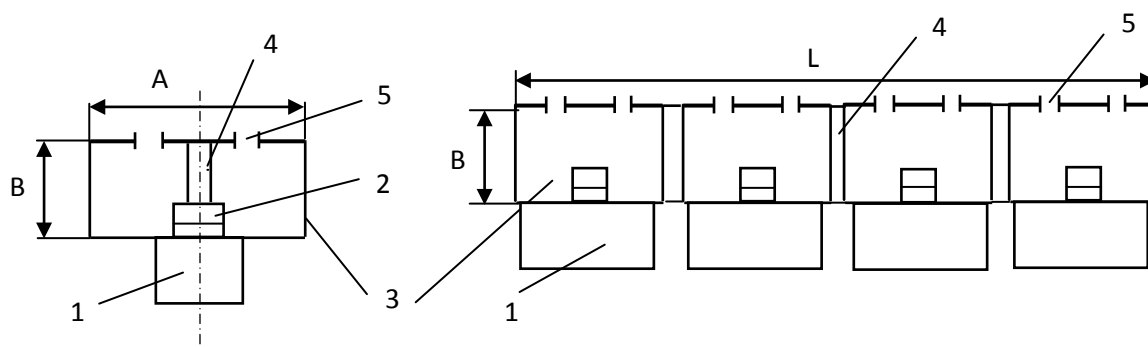


Рис.1. Схема сложения мощностей магнетронов. 1 – магнетрон; 2 – штырь возбуждения (вывод энергии магнетрона); 3 – резонатор; 4 – селекционная вставка; 5 – щели связи

Резонатор представляет собой прямоугольный волновод с размерами $A \times B \times L$, где $A > \lambda_g/2$; $B < \lambda_g/2$; $L \sim n \cdot \lambda_g/2$ (λ_g – длина волны в волноводе, n – число магнетронов). В верхней стенке $A \times L$ сделаны щели связи (прорези в виде «бубликов») напротив каждого магнетрона для вывода энергии из резонатора в окружающее пространство. Узкие стенки $B \times L$ сделаны подвижными, чтобы изменять размер A для настройки структуры на максимальную выходную мощность.

Поскольку предлагаемая схема сложения мощностей излучает в свободное пространство, то система диагностики должна обеспечивать в любой точке диаграммы направленности излучения измерение напряженности поля E . Величины напряженности поля E в экспериментах диагностировались с помощью датчика поля (штыревой антенны), подключенного к детекторной головке, выход которой соединялся с осциллографом. Между антенной и детекторной головкой включался аттенюатор с ослаблением $10 \div 20$ дБ для обеспечения работы детектора в квадратичной области вольтамперной характеристики, где выходной сигнал пропорционален мощности излучения ($P_{\text{изл}} \sim E^2$). Сначала поочередно включалось по одному магнетрону. Для каждого магнетрона с помощью осциллографов измерялась величина сигнала с датчика в μV , и волномером – частота излучения в зависимости от изменения величины A (это осуществлялось перемещением узких стенок B резонатора). Затем одновременно включались 4 магнетрона и фиксировались величины амплитуд сигналов с датчиков и частота излучения при изменении A . В пределах изменения величины A от 50 до 60 мм наблюдался скачок частоты, от $f < f_p$ до $f > f_p$, что является характерным для генераторов с реактивной связью при изменении одного из параметров системы [3].

Во всех случаях измерений максимальная выходная мощность излучения (по датчикам поля) структуры с магнетронами имеет место при расстоянии между узкими стенками $A \approx 60 \div 62$ мм. Но при этом частота излучения на $50 \div 60$ МГц выше рабочей частоты магнетронов и равна ~ 2510 МГц (при $f_p = 2463$ МГц).

В структуре по сложению мощностей использовались три вывода энергии со щелями излучения различных размеров и формы (сторона $A \times L$). Дальнейшее исследование структуры с различными выводами энергии показало, что при увеличении площади щелей выходная мощность излучения увеличивается, но максимум её соответствует той же величине $A = 60-62$ мм, а частота излучения при этом снижается. Очевидно, дальнейшее увеличение площади щелей (при этом сохраняется величина $A = 60-62$ мм) приведёт к ещё большему снижению частоты излучения и при равенстве её рабочей частоте магнетронов (на которой к.п.д. работы магнетронов максимален) получим максимальную выходную мощность такой системы.

При достижении равенства частоты излучения системы рабочей частоте магнетронов на расстоянии 1,5 м измерялось распределение поля с помощью перемещающейся дипольной антенны, которое показало, что излучение системы является когерентным. При совместной работе 4-х магнетронов в этой схеме сложения ширина спектра частот излучения сужается по сравнению со спектром одного магнетрона [4].

Калориметрическое измерение выходной мощности показало, что суммарная мощность излучения системы (без учёта потерь) составило 75% от суммы выходных мощностей отдельных магнетронов.

Схема сложения на медном отпаянном волноводе показала устойчивую и стабильную работу в режиме взаимной синхронизации магнетронов в течение длительного времени (более 5 часов непрерывной работы) при когерентном излучении.

Предложенный способ сложения мощностей магнетронов позволяет располагать по длине структуры N -ое число магнетронов, поскольку между выводами энергии магнетронов располагаются селекционные вставки, которые исключают возможность возникновения низших типов волн, а следовательно и снижение собственной частоты структуры при увеличении её длины (размера L).

По результатам исследований была подана заявка на изобретение и получен патент на «Устройство сложения мощностей генераторов на магнетронах».

Выводы:

1. Определены условия взаимной синхронизации 4-х магнетронов, при которых суммарная выходная мощность всей системы достигает максимального значения. К.п.д. сложения мощностей составляет 0,75-0,8. Одно из этих условий: размер широкой стенки прямоугольного резонатора равен половине длины волны, соответствующей рабочей частоте магнетронов.

2. Показано, что при сложении мощностей происходит сужение полосы генерации системы по сравнению с полосой генерации одного

магнетрона в данной системе, а сдвиг АЧХ системы происходит в нижнюю область частот.

3. При увеличении площади щелей, через которые выводится излучение в окружающее пространство, резонансная частота системы связи снижается и при равенстве её рабочей частоте магнетронов достигается максимальная выходная мощность всей системы.

4. Экспериментально подтверждён скачок частоты генерации при изменении одного из параметров системы связи между генераторами на магнетронах, а так же - эффект затягивания частоты генерации магнетронов на резонансную частоту системы связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дейвид. «Анализ характеристик генерирующих систем». «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями», М., Изд-во «Иностранной литературы», 1961. С. 338-342.

2. С.Ч. Ильин, В.С. Ильин, В.Г. Лобанов, А.А. Хоркина // Тезисы докладов на Всесоюзной VI научно-практической конференции «Применение СВЧ энергии в технологических процессах и научных исследованиях». Саратов, 11-13 июля 1991 г., С. 113.

3. Р. В. Хохлов // Радиотехника и электроника. №1. 1956. С.88-97.

4. В. И. Канавец , А. Ю. Стабинис // Радиотехника и электроника. 1972. Т.XVII. В.19. С. 2124-2129.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АКТИВНОЙ ВИБРАТОРНОЙ АНТЕННЫ

В.В. Зайцев¹, А.В. Карлов²

¹Самарский государственный университет

²ФГУП ГНПРКЦ «ЦСКБ-ПРОГРЕСС»

comphysics@ssu.samara.ru

В последние годы в зарубежной и отечественной литературе появились сообщения об экспериментальных исследованиях активных антенн, представляющих собой симметричные микрополосковые электрические вибраторы, к плечам которых подключены активные элементы – диоды Ганна [1], лавинно-пролетные диоды или полевые транзисторы [2]. Активные антенны сравнительно просты в изготовлении, и позволяют суммировать в пространстве мощности большого числа источников излучения, что является одним из способов компенсации снижения мощности твердотельных активных с повышением частоты генерации.

Математическое моделирование колебательно-волновых процессов в активных антеннах позволяет определить пути увеличения мощности, стабильности частоты и других характеристик генерации. Модель такой автоколебательной системы (АКС) должна включать в себя согласованное решение двух задач – линейной задачи электродинамики и нелинейной задачи теории колебаний. В настоящем сообщении приведен пример построения модели активной антенны на основе симметричного электрического вибратора, возбуждаемого током активного двухполюсника. Схематически активная антенна изображена на рис. 1.

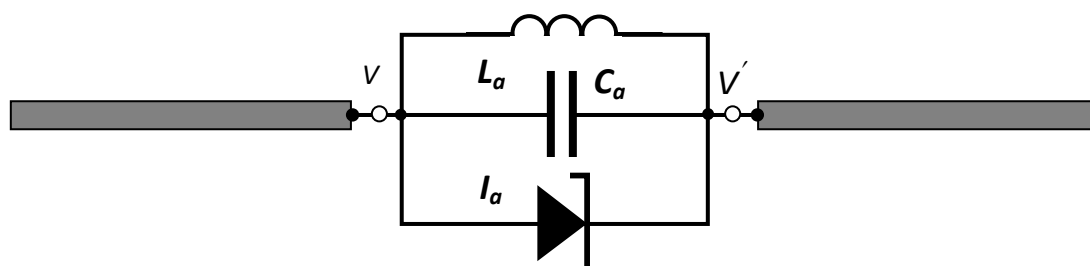


Рис. 1. Активная антенна

Активный двухполюсник описывается кубической вольт-амперной характеристикой:

$$I_a(u) = -g_0(1 - \beta u^2)u, \quad (1)$$

где g_0 – модуль малосигнальной отрицательной проводимости, β – параметр нелинейности.

Резонансную систему АКС образуют электрический вибратор и контур связи активного двухполюсника с вибратором (см. рис. 1). Ее импульсная характеристика $h(t)$ позволяет записать интегральное уравнение движения (ИУД) АКС в виде

$$u(t) = -\int_0^t I_a(u(t_0))h(t-t_0)dt_0 + u_0(t), \quad (2)$$

где $u_0(t)$ – свободные колебания, соответствующие состоянию резонатора в начальный момент времени $t=0$. Импульсная характеристика может быть вычислена обратным преобразованием Фурье входного импеданса $Z(\omega)$.

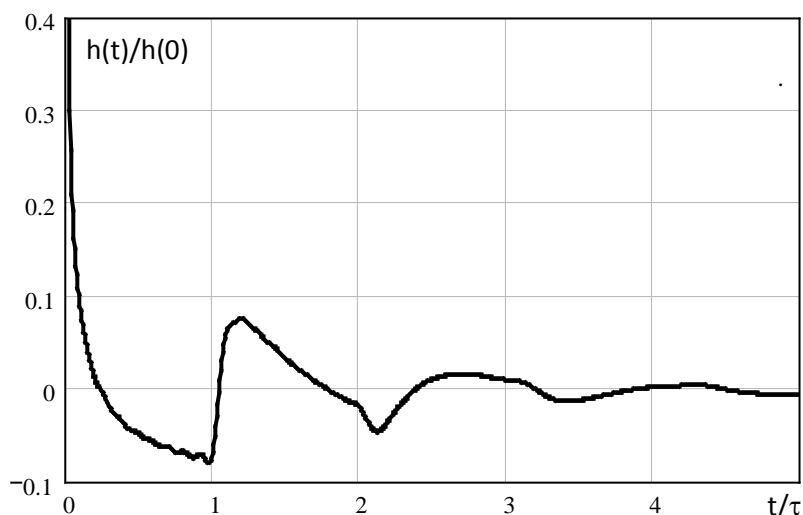


Рис. 2. Импульсная характеристика вибратора

Расчет входного импеданса вибратора проведен в тонкопроволочном приближении на основе численных решений интегрального уравнения Поклингтона в форме Ричмонда [3]:

$$\int_{-1/2}^{1/2} I(\xi')K(\xi - \xi'; \kappa)d\xi' = -j\kappa b^{-1}U. \quad (3)$$

Уравнение описывает распределение электрического тока $I(\xi)$ по продольной оси вибратора радиуса a , возбуждаемого однородным электрическим полем с напряженностью $E(\xi) = U/bl$, действующим в зазоре b между плечами вибратора; U – электрическое напряжение между плечами, $\xi = z/l$ – нормированная на длину вибратора l продольная координата. Ядро интегрального уравнения (3) имеет вид

$$K(\xi - \xi'; \kappa) = \frac{Z_0}{4\pi r^5} \left((1 + j\kappa r)(2r^2 - 3a^2) + \kappa^2 a^2 r^2 \right) \exp(-j\kappa r), \quad (4)$$

где Z_0 – волновое сопротивление вакуума, $r = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + a^2}$. Ядро (4) как от параметра зависит от нормированного волнового числа $\kappa = \omega l / c = \omega \tau$.

На рис. 2 приведены результаты расчета импульсной характеристики резонансной системы без индуктивности связи L_a для вибратора с параметрами $a/l = 0.01$, $b/l = 0.02$. Емкость C_a , определяющая высокочастотную асимптотику импеданса

$$Z(\omega) = -j \frac{Z_0}{\omega \tau \theta_h} \text{ при } \omega \rightarrow \infty,$$

такова, что $\theta_h = 0.05$.

Уравнение (2) с использованием нормированной импульсной характеристики $H(t) = h(t)/h(0)$, безразмерного напряжения $V(t) = \sqrt{\beta} u(t)$ и безразмерного времени t/τ (для него сохранено прежнее обозначение) записывается в виде:

$$V(t) = \gamma \int_0^t (1 - V^2(t_0)) V(t_0) H(t - t_0) dt_0 + V_0(t). \quad (5)$$

где $\gamma = g_0 Z_0 / \theta_h$ – коэффициент глубины обратной связи.

ИУД (5) решается численно методом квадратурных формул с итерационной процедурой поиска корней системы нелинейных алгебраических уравнений. На рис. 3 для примера приведен график процесса установления автоколебаний в АКС с глубиной обратной связи $\gamma = 0.45$ при начальном импульсном возмущении $V_0(0) = 0.01$ [4]. Решение ИУД (5) проведено с шагом $\Delta t = 0.028\tau$ на основе квадратурной формулы Симпсона.

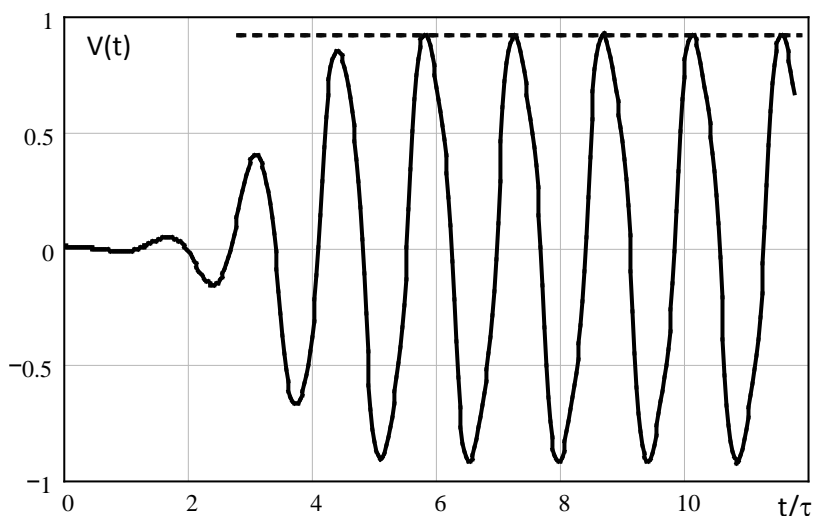
Рис. 3. Процесс установления автоколебаний

Поскольку в моделируемой АКС активный двухполосник представляет собой управляемый источник тока, то, как и следовало ожидать, возбуждение автоколебаний происходит на частоте параллельного резонанса вибратора. Возбуждение последовательного резонанса возможно лишь при использовании в схеме контура связи с индуктивностью L_a , или управляемого источника напряжения.

Решение уравнения (5) в гармоническом приближении для амплитуды установившихся автоколебаний дает значение $\sqrt{\beta}A = 0.92$. Соответствующий уровень обозначен на рис. 3 пунктиром. Таким образом, в приведенном примере результаты моделирования переходного процесса в АКС для первой гармоники полностью соответствуют оценкам параметров установившихся автоколебаний, полученным в квазигармоническом приближении. При увеличении глубины обратной связи степень согласованности результатов ухудшается. В частности, результаты моделирования указывают на понижение частоты генерации с ростом величины параметра γ , т.е. на неизохронность автоколебаний активного вибратора.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Любченко, В.Д. Котов, Е.О. Юневич // Изв. вузов – Радиофизика. 2003. Т. 46. № 8–9. С. 799–804.
2. В.Е. Любченко и др. // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 11. С. 117–119.
3. Д.М. Сазонов «Антенны и устройства СВЧ», М.: Высшая школа. 1988.



4. В.В. Зайцев, А.В. Карлов, П.С. Хлопков // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2009. Т. 12. № 4. С. 56–61.

ГЕНЕРАЦИЯ И УСИЛЕНИЕ МОЩНЫХ СВЧ-ВОЛН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ

И.Е. Иванов, П.С. Стрелков

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им.

А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, РФ

iei@fpl.gpi.ru

Рассматривается принцип действия плазменных релятивистских СВЧ-генератора [1] и СВЧ-усилителя [2]. Процесс передачи энергии релятивистского электронного пучка в электромагнитное поле происходит при черенковском резонансе: скорость релятивистских электронов примерно равна фазовой скорости электромагнитной волны в волноводе. В качестве замедляющей системы используется плазменный волновод: гладкая металлическая труба и расположенный в ней соосно трубчатый цилиндрический столб плазмы. В этом волноводе создаются условия для распространения медленных электромагнитных волн со скоростями, меньшими скорости света. Фазовая скорость в таких плазменных волноводах зависит от плотности плазмы. Плазма приготавливается при использовании специального источника электронов (~ 600 эВ) для ионизации ксенона при давлении $\sim 1,5 \cdot 10^{-4}$ Торр. Плотность плазмы нарастает в течение ~ 100 мкс и достигает значений $n_p = 1.5 \div 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Длительность тока релятивистского электронного пучка (РЭП) ($U = 500$ кВ, $I = 2$ кА) составляет 500 нс и определяет длительность импульса СВЧ-излучения. Можно считать, что в момент "впрыска" РЭП в плазменный волновод, плотность плазмы фиксирована на выбранном нами уровне. Сам релятивистский пучок за время импульса длительностью $\sim 0,5$ мкс плотность плазмы практически не изменяет. Плотность плазмы в момент выстрела РЭП определяет область частот, в которой происходит СВЧ-генерация (в случае генератора) или область частот, в которой усиление входной СВЧ-мощности максимально (в случае усилителя). Величина плотности плазмы определяется задержкой между началом приготовления плазмы и моментом "впрыска" РЭП. Пучок и плазма удерживаются на оси волновода продольным магнитным полем ~ 1 Тл. Основная часть экспериментов по плазменной СВЧ-электронике выполнена при использовании электронного пучка с энергией электронов 500 кэВ и токе пучка 2 кА, т.е. при мощности электронного пучка 1 ГВт. При этом мощность излучения составляет ~ 50 МВт (к.п.д. $\sim 5\%$) для СВЧ-генераторов, и ~ 100 МВт (к.п.д. 10%) для СВЧ-усилителей. Мощность входного СВЧ-сигнала ~ 50 кВт, т.е. усиление превышает 30 дБ.

Устройства усилителя и генератора во многом схожи. Экспериментально первоначально был реализован плазменный

релятивистский СВЧ-генератор (ПРГ) [1]. Положительная обратная связь автоматически возникает при отражении волн от перехода плазменного волновода к металлическому коаксиальному в области коллектора и с противоположной стороны пространства взаимодействия длиной $\Delta\ell$. Изменение плотности плазмы приводит к перестройке частоты генерации. Однако в этом случае также меняется и коэффициент усиления. Селекция на поперечных модах легко осуществляется в отличие от селекции продольных мод. Получение одномодовой генерации на продольных модах достигается при малой плотности плазмы. Переход на следующую моду происходит скачком. Таким образом, плавную перестройку частоты осуществить не удаётся [3].

Усилитель отличается от генератора добавлением поглотителя для уменьшения обратной связи и устройством ввода задающего излучения [4], рис.1.

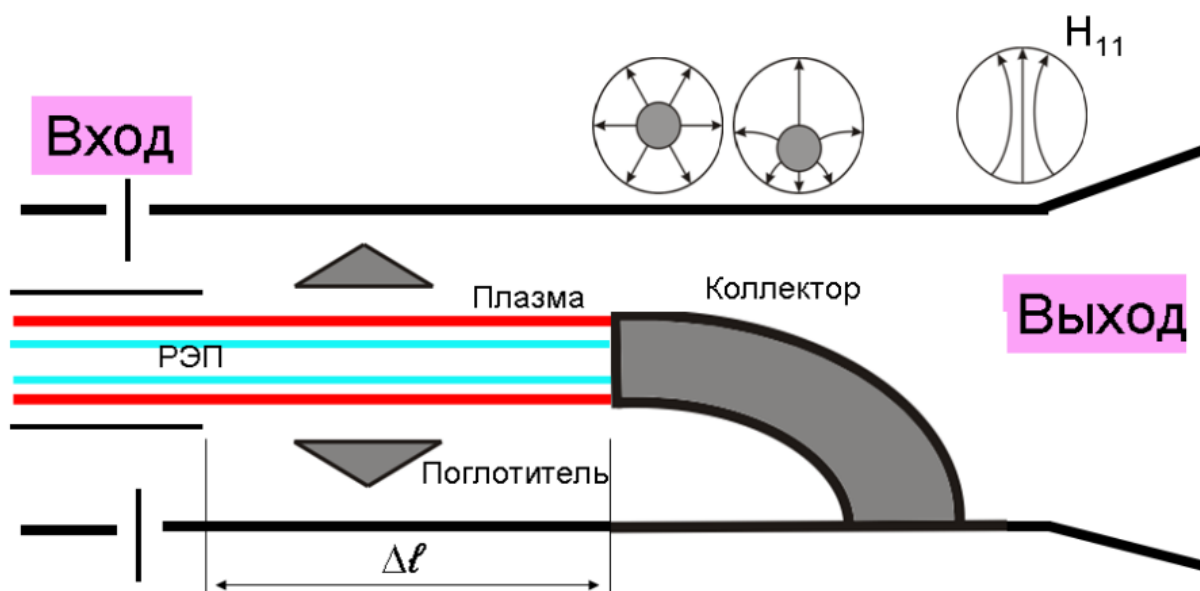


Рис. 1. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель на 2 – 3 ГГц.

Расчёты показывают, что коэффициент усиления электромагнитной волны при инжекции электронного пучка можно сделать постоянным в широкой полосе частот, подбирая для каждой частоты соответствующую плотность плазмы. В эксперименте не удаётся избежать отражений от коллектора. Это приводит к появлению положительной обратной связи. В результате выходная мощность определяется не только мощностью входного сигнала и коэффициентом усиления, но и величиной обратной связи, которая зависит от частоты. Возникает вопрос: возможна ли работа усилителя на любой частоте в широкой полосе частот, скажем, 2:53.5 ГГц? Ответ на этот вопрос можно было бы легко получить, если бы была возможность использовать в качестве задающего генератора

перестраиваемый в таком диапазоне источник СВЧ-излучения мощностью свыше 50 кВт. Однако такого источника пока не существует. Поэтому для наших экспериментов были взяты однотипные магнетроны на фиксированных частотах 2.715, 2.85 и 3.09 ГГц мощностью ~ 500 кВт. Исследовалась интенсивность выходного излучения в зависимости от длины пространства взаимодействия $\Delta \ell$ и плотности плазмы n_p для каждой из этих частот. Во всех случаях обнаружены волнообразные зависимости амплитуды выходного излучения с незначительной глубиной модуляции, коррелирующие с длинами волн в волноводе. Наличие немонотонных зависимостей говорит о том, что часть усиленной волны отражается и вновь участвует в процессе усиления, что нежелательно, т.к. это приводит к зависимости усиления от частоты входного сигнала. Однако экспериментально показано, что уровень отражённых волн незначителен и не вызывает резкого уменьшения амплитуды усиленного сигнала при варьировании $\Delta \ell$. Это означает, что усилитель будет работать во всём диапазоне 2.7÷3,2 ГГц. Использование перестраиваемого задающего генератора решает проблему получения мощного монохроматического СВЧ-излучения с плавной перестройкой частоты.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № П940 Министерства науки и образования Российской Федерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.С.Стрелков, Д.К.Ульянов // Физика плазмы. 2000. Т.26. С. 329 – 333.
2. А.В.Пономарёв, П.С.Стрелков // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 66-72.
3. И.Л.Богданкевич, И.Е.Иванов, О.Т.Лоза, А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков, В.П.Тараканов, Д.К.Ульянов // Физика плазмы. 2002. Т.28. № 8. С.1-9.
4. И.Е.Иванов, П.С.Стрелков, Д.В.Шумейко // Радиотехника и электроника. 2009. Т.54. № 9. С. 1091-1098.

ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННАЯ МАТЕРИЯ, ЭНЕРГИЯ И ФИЗИЧЕСКИЙ ВАКУУМ

В.И. Канавец

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Нулевые квантовые колебания различных полей физического вакуума считаются неисчерпаемым источником энергии. В рамках квантовой электродинамики основное внимание уделяется энергетике нулевых колебаний в ограниченном объеме вакуума электромагнитного поля и вакуума электронно-позитронного поля. В основном (низшем) вакуумном состоянии электромагнитного поля средние значения напряженностей электрического и магнитного полей равны нулю, фотоны отсутствуют, но поскольку средние значения квадратов напряженностей отличны от нуля, то суммарная энергия мод уходит в бесконечность. Нулевые колебания вакуума становятся наблюдаемыми и изучаются в качестве эффекта Казимира. Аналогичные выводы во многом справедливы и для более сложных процессов в электронно-позитронной системе.

Электронно-позитронная материя в общем случае проявляет себя в формах вещества, поля и энергии [1]. Бесстолкновительные процессы в веществе изучаются в рамках плазменного подхода макроскопической классической и квантовой теорий. В классической области вводятся ансамбли крупных частиц разного знака и исследуется нелинейное самосогласованное взаимодействие. В квантовой теории рассматриваются одночастичные волновые функции электронов и позитронов, квадраты модулей которых равны плотностям частиц. Решение уравнений Шредингера, Пуассона и Максвелла позволяет найти квантовые аналоги устройств радиофизики и электроники, в том числе сверхмощных импульсных электронных генераторов со сложным полем динамической моды. Высокий КПД достигается с использованием нелинейных плазменных колебаний потока при оптимальном выборе параметров пространственного заряда.

Эксперимент показал, что длительности импульсов излучения генераторов существенно меньше длительностей импульсов тока, что значительно ограничивает энергию излучения. Пространственное развитие системы снимает ряд трудностей. Однако принципиальное решение проблемы получения, транспортировки и применения предельных значений энергии поля связано с использованием коллективного взаимодействия пар частица-античастица, прежде всего пар электрон-позитрон. Излучение при аннигиляции пар служит контрольным примером полного перехода массы частиц в энергию квантов.

Коллективные процессы синхронизуют колебания в больших объемах активной среды. Наряду с интенсивным когерентным излучением распределенного электронно-позитронного вещества, существует альтернативный процесс пленения излучения с переходом от многомодовых полей к одной динамической моде электронно-позитронного поля. При определенных условиях эта мода является основным состоянием конденсированной электронно-позитронной среды или просто сверхтекучим конденсатом.

Модель крупных частиц может быть согласована с точечной моделью квантовой электродинамики. В процессе расчетов поля динамической моды в рамках макроскопической квантовой теории типичны модели частиц конечного радиуса с разделением осцилляторов электромагнитного поля и электронно-позитронного поля. Энергия нулевых колебаний является энергией основного состояния. Суммарная энергия нулевых колебаний конечного объема физического вакуума и конденсированной среды бесконечна. Для преодоления трудностей в теории переходят к отчету энергии не от нуля, а от нулевого уровня вакуумного состояния электромагнитного поля.

Процесс самоорганизации в условиях резонанса приводит к сближению волновых функций частиц и компенсации их кулоновских полей. На этом пути возможно получение электронно-позитронного плазмоида с обменным взаимодействием. Вдали от стенок плазмоид приобретает форму шара. При полной компенсации кулоновского поля в условиях центральной симметрии, равенстве нулю обменных сил, важной роли виртуальных частиц и ряда других факторов, электронно-позитронная материя приобретает свойства темной энергии. Примерами полей энергии в приложении к гравитации служат поля черных дыр. В качестве источника энергии рассматривается физический вакуум.

Электронно-позитронная конденсированная среда может обладать свойствами сверхжидкости, что означает медленное изменение ее свойств, в том числе медленное изменение фазы.

Рассмотрим соотношения между темной энергией и энергией электронно-позитронного вакуума как основного состояния конденсированной среды. Обнаружено отсутствие зависимости плотности темной энергии от времени и пространства.

Альтернативой вакууму служит энергия легкого поля, совпадающая с темной энергией. Считается, что это поле должно характеризоваться энергетическим масштабом $0,002 \text{ эВ/см}^3$. Легким полем может быть компенсированное электронно-позитронное поле весьма малой массы.

В современной Вселенной темная энергия составляет 72% общей энергии. Считается, что роль темной энергии в дальнейшем будет возрастать. Можно показать, что энергия вакуума обладает свойствами

темной энергии. В вакууме все время рождаются и умирают виртуальные частицы, в нем имеются конденсаты полей. Хотя вакуум представляет собой сложную среду, он слабо изучен. В качестве примера рассмотрим данные о плотности энергии вакуума. Исходя из масштабов энергии, характерных для фундаментальных взаимодействий, получается значение 200 МэВ/см^3 . Плотность энергии $0,002 \text{ эВ/см}^3$ следует из наблюдений. Большая разница указывает на необходимость дальнейшего развития теории.

Проблема энергии вакуума является одновременно проблемой космологической постоянной. В обширных частях Вселенной могут организоваться различные плотности энергии вакуума. Указывается, что для понимания вопроса возможен антропный взгляд на проблему энергии вакуума. Жизнь во Вселенной могла появиться только там, где энергия очень мала, что соответствует плотности темной энергии.

Открытие темной энергии восходит к началу 90-х годов прошлого столетия. Оказалось, что большую часть нормальной (обычной) материи составляет темная материя, которая, по-видимому, состоит из неоткрытых пока элементарных частиц. Эти частицы не несут электрического заряда, поэтому не излучают свет. Далее было показано, что нормальной материи не хватает для объяснения темпа расширения Вселенной (недостача порядка 72%). Оказалось, что объяснение связано с присутствием новой формы материи, называемой темной энергией. Объяснение малого значения плотности энергии ($0,002 \text{ эВ/см}^3$) находится в том, что Вселенная расширяется с ускорением, космическое пространство является эвклидовым, темная энергия разлита по Вселенной равномерно. Свойства темной энергии говорят также о том, что она обладает антигравитацией.

Поскольку темная энергия связана с энергией физического вакуума, то абсолютное значение этой энергии определяется энергией гравитации. Вакуум – низшее состояние темной энергии, поэтому такую энергию от него отобрать нельзя. Вакуум везде одинаков, одинакова и его плотность энергии. Энергия вакуума равномерно распределена во Вселенной.

Проведенное рассмотрение физики процессов показывает, что оценки энергии, проведенные для выделенного объема и для всей Вселенной, существенно отличаются. Энергия вакуума (темная энергия) меньше энергии элементарных взаимодействий в 10^{11} раз. Такая несогласованность связана с различиями в постановке задачи. В частности, разложение по модам конечного объема предполагает наличие отражений от стенок. Динамическая мода находится для согласованной системы без отражений. Таким образом, следует внимательнее рассмотреть вопросы теории, касающиеся понятия энергии физического вакуума.

ЛИТЕРАТУРА

1. Канавец В.И. «Электронно–позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии», М.: Педагогическое общество России. 2009.

САМООРГАНИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО - ПОЗИТРОННОГО ВЕЩЕСТВА В ГАММА-ЭЛЕКТРОНИКЕ

В.И. Канавец¹, Ю.Д. Мозговой², С.А. Хриткин²

¹*МГУ им. М.В. Ломоносова,*

²*Московский государственный институт электроники и математики*

Рассматривается самоорганизация электронно-позитронного вещества в задачах гамма-электроники, посвященных исследованию взаимодействия электронных и позитронных потоков с электромагнитными полями в устройствах γ -диапазона длин волн.

В гамма-электронике также изучаются проблемы длительного существования электронно-позитронного вещества (ЭПВ) с уникальными свойствами, в том числе со свойствами сверхжидкости при отложенной коллективной аннигиляции [1].

В гамма-электронике, как и в микроволновой электронике при больших сигналах, важную роль играют нелинейные процессы в потоках заряженных частиц, приводящие к группированию частиц в сгустки и эффективному когерентному излучению. В группирователях и в выходных устройствах гамма-электроники и микроволновой электроники большую роль играют коллективные процессы, связанные с действием кулоновских сил и позволяющие организовать оптимальную группировку заряженных частиц и эффективное торможение сгустков.

Нелинейные эффекты при обменном взаимодействии в квантовой области имеют много общего с процессами в классических нелинейных средах. В СВЧ-электронике потоки электронов анализируются с учетом коллективного взаимодействия при пренебрежении столкновениями [2,3]. В этом же приближении рассматриваются потоки электронов и позитронов. Амплитуды волновых функций медленно меняются в пространстве и времени. Изменению этих функций может соответствовать поведение одночастичных функций в теории сверхтекучести. В этой связи важна обратная задача – минимизация излучения и увеличение времени жизни плазмоида путем перехода к отложенной коллективной аннигиляции [1].

Самоорганизация активного электронно-позитронного вещества в гамма-электронике отличается от соответствующих процессов в микроволновой электронике, что связано с проблемой использования большой запасенной энергии электронно-позитронных пар. Возможны два варианта построения устройств гамма-электроники:

- устройства со временем эффективного взаимодействия меньшим времени аннигиляции,
- устройства с использованием замедленной коллективной аннигиляции.

Отметим, что в гамма-электронике большую роль играют процессы взаимодействия, не известные в микроволновой электронике, основанные на взаимном превращении квантов электромагнитного поля излучения и частиц электронно-позитронного вещества.

Главное отличие задач микроволновой электроники и гамма-электроники связано с необходимостью учета изменения масс электронов и позитронов при примерном постоянстве скорости микрочастиц. Если изменение массы частиц сравнимо с энергией аннигиляции то получаем задачи построения устройств с использованием отложенной коллективной аннигиляции.

Процессы самоорганизации в гамма-электронике относятся к задачам макроскопической квантовой теории систем, содержащих много частиц. В этом случае квадраты плотностей волновых функций равны плотностям соответствующих частиц (электронов, позитронов и электронно-позитронных пар). В рамках модели «холодной» бесстолкновительной плазмы справедлив переход к уравнениям для вырожденных носителей заряда [1,4].

Компоненты плазмы описываются с помощью макроскопических одночастичных волновых функций с одновременно измеряемыми амплитудами $|\Psi_{e,p}|$ и фазами $S_{e,p}$ электронов и позитронов $\Psi_{e,p}(R, t) = |\Psi_{e,p}(R, t)| \exp[iS_{e,p}(R, t)]$. Усредненное описание с помощью волновых функций электронов Ψ_e и позитронов Ψ_p дает возможность рассмотрения электронных и позитронных жидкостей с плотностями зарядов $\rho_e = -|e||\Psi_e|^2$, $\rho_p = |e||\Psi_p|^2$. Рассматриваются самосогласованные задачи, основанные на решении уравнений Шредингера и Пуассона.

Макроскопическое электронно-позитронное поле получается после усреднения микроскопического поля. Это поле является полем частиц и античастиц с ненулевой массой покоя (полем материи), в отличие от электромагнитного поля излучения, являющегося полем безмассовых частиц – фотонов (гамма-квантов).

Если в системах мало меняется масса частиц, то получаем аналоги в микроволновой электронике, отличающиеся от электронно-позитронных потоков. В малосигнальном приближении справедлив подход, основанный на теории связанных волн в потоках электронов и позитронов. В общем случае можно рассматривать волны пространственного заряда, циклотронные и синхронные волны. Для экспериментов важны результаты, относящиеся к взаимодействию встречных потоков заряженных частиц разного знака.

В гамма-электронике существенны резонансные процессы, происходящие при коллективной аннигиляции электронов и позитронов. Резонансы наблюдаются на частоте, соответствующей энергии частиц

0,511 МэВ. Такую же энергию имеют процессы рождения электронно-позитронных пар.

Учет обратной связи позволяет получить режимы генерации на частоте резонанса. На этой же частоте возможно создание аннигиляционного гамма-лазера на свободных электронах и позитронах. Возможны и другие аналоги процессов, известных в СВЧ электронике.

Обсуждается возможность получения ЭПВ в виде сверхтекучей жидкости. Отдельно взятые электроны и позитроны, а также атомы и молекулы позитрония, очень легки и отличаются большой квантовой кинетической энергией локализации, мешающей объединению частиц. Электроны и позитроны, находящиеся в S-состоянии у поверхностей Ферми, могут образовать куперовские электронные и позитронные пары.

Пары являются бозонами и образуют сверхтекучие конденсаты электронных и позитронных пар. Динамическая самоорганизация ЭПВ основана на коллективном эффекте тождественности, присущем группам частиц, состоящим из равного числа электронов и позитронов. Самоорганизация сопровождается фазовой самофокусировкой. В пределах протяженного активного объема фаза становится медленно меняющейся, а вещество в объеме представляет собой единое целое.

Известным примером ЭПВ простого типа служат водородоподобные электронно-позитронные атомы – позитронии. Среднее расстояние между микрочастицами различных вариантов ЭПВ находится в пределах $1 \div 100 \text{ \AA}$. Это расстояние гораздо больше размеров области аннигиляции электронно-позитронных пар и таким образом обеспечивается получение замедленной (или отложенной) аннигиляции электронно-позитронных пар.

Для исследования макропроцессов применимо представление об ЭПВ как о бесстолкновительной плазме с электрическим взаимодействием и нулевым спином частиц вещества. Электроны и позитроны удовлетворяют статистике Ферми-Дирака, однако, электронные и позитронные куперовские пары, а также электронно-позитронные пары, являются бозонами и могут находиться в макроскопических квантовых состояниях, представляя собой единое целое – сверхпроводящий или сверхтекучий конденсаты. Эти объекты являются объектами большой массы (тяжелыми телами), взаимодействие с которыми существенно уменьшает вероятность аннигиляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Канавец В.И. «Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии», М.: «Педагогическое общество». 2009.
2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. «Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы», Наука. 1991.
3. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. «Излучение мощных

электронных потоков в резонансных замедляющих системах», МГУ. 1993.

4. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. // Радиотехника и электроника. Т. 55. №4. 2010. С. 500.

МНОГОВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНСАМБЛЯ АКТИВНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В ДВУМЕРНОМ ВОЛНОВОМ ПОЛЕ

В.Н. Корниенко¹, А.П. Привезенцев²

¹ИРЭ РАН, г. Москва, ²ЧелГУ, г. Челябинск

korn@cplire.ru, pap@csu.ru

В работе представлены результаты исследования взаимодействия ансамбля активных осцилляторов (автогенераторов) в двумерном волновом поле. Рассмотрены конфигурации системы, позволяющие реализовать многоволновой механизм взаимодействия осцилляторов и поля, когда ансамбль активных осцилляторов эффективно возбуждает большое количество пространственных гармоник волновой подсистемы с близкими частотами. Синхронизация осцилляторов и поля в этих условиях позволяет обеспечить эффективную передачу энергии осцилляторов волновому полю.

Динамику волнового поля, возбуждаемого ансамблем осцилляторов, описывает система уравнений в конечных разностях [1]

$$u(x, y, t + 1) - a_1 u(x, y, t) + a_2 u(x, y, t - 1) - bW(t, x \pm 1, y \pm 1) = gF(x, y, t), \quad (1)$$

где $W(x \pm 1, y \pm 1, t) = u(x - 1, y, t) + u(x + 1, y, t) + u(x, y - 1, t) + u(x, y + 1, t)$, $u(x, y, t)$ - функция дискретных аргументов, изменяющихся с единичным шагом, которая определяет состояние волнового поля в точке с координатами x, y в момент времени t , g - коэффициент связи волнового поля с автогенераторами (осцилляторами). $F(x, y, t)$ - функция, описывающая действие осцилляторов на поле. В точках, где расположены осцилляторы, она отлична от нуля, в других точках $F(x, y, t) = 0$. Коэффициенты системы (1) связаны с фазовой скоростью волны v и декрементом затухания γ равенствами

$$a_1 = 2(1 - 2v^2) \exp(-\gamma), a_2 = \exp(-2\gamma), b = v^2 \exp(-\gamma) \quad (2)$$

В работе рассмотрены три вида области изменения координат x, y , которые представляют аппроксимацию на прямоугольной сетке круга радиуса r_0 (мембрану), круговое кольцо, круговое кольцо с гофрированной внутренней границей. Потери энергии в системе определяла величина декремента γ . На границе области заданы нулевые условия для волнового поля.

Динамику осциллятора, взаимодействующего с полем в точке с координатами $x(n), y(n)$, описывает уравнение в конечных разностях второго порядка

$$z(n, t + 1) - d_1(z)z(n, t) + d_2(z)z(n, t - 1) = g \Delta u(x(n), y(n), t), \quad (4)$$

где функция $z(n, t)$ ($1 \leq n \leq N$) определяет состояние n -го осциллятора, $\Delta u(x(n), y(n), t) = u(x(n), y(n), t) - u(x(n), y(n), t - 1)$. Коэффициенты этого уравнения нелинейно зависят от состояния осциллятора:

$$d_1 = 2 \exp(\varepsilon(1 - \alpha z^2(n, t))) \cos(\beta), d_2 = \exp(2\varepsilon(1 - \alpha z^2(n, t)))$$

При малой нелинейности ($\varepsilon \ll 1, \varepsilon \alpha \ll 1$) уравнение (4) переходит в дискретную модификацию уравнения Ван-дер-Поля, при этом параметр β определяет собственную частоту колебаний осциллятора. В расчетах значения β для осцилляторов ансамбля задавали с разбросом в 4-6% от среднего значения. Осцилляторы могли полностью занимать узкую кольцевую область или располагаться на ней в виде системы сгустков заданной длины. Для кольцевой области с гофрированной внутренней границей осцилляторы помещали в ниши, образованные гофрами, и были полностью разделены границей.

Проведенные численные эксперименты подтвердили возможность возбуждения когерентных волн с высокой эффективностью передачи энергии осцилляторов волновому полю при многоволновом взаимодействии [2].

Для обеспечения условий возбуждения мод с вариациями по радиусу, целесообразно размещение осцилляторов вблизи границы. Волновое поле с максимальной интенсивностью было получено для системы с гофрированной внутренней границей. При этом высокая когерентность колебаний по времени сочетается с хаотическим характером пространственного распределения поля.

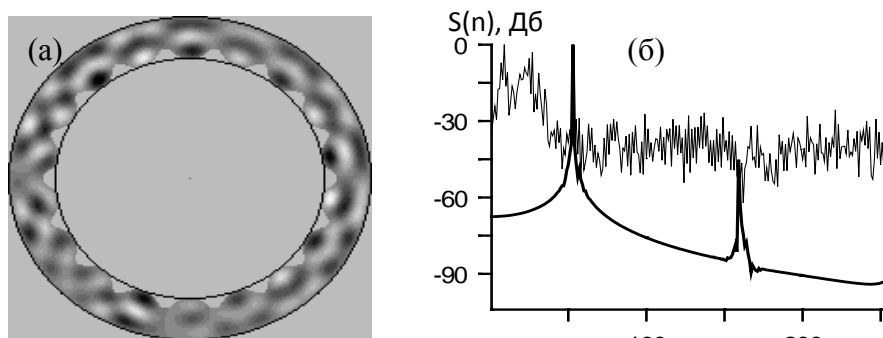


Рис. 1. Волновое поле в гофрированном кольце (а), спектры мощности пространственного распределения и реализации поля по времени (б)

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев // РЭ. 2010. Т. 55. № 3. С. 262.
2. В.А. Черепенин // УФН. 2006. Т. 126. № 10. С. 1124.

ОТКЛИК ШИРОКОПОЛОСНОГО АНСАМБЛЯ ЦИКЛОТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ГАУССОВА ИМПУЛЬСА

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

korn@cplire.ru

До настоящего времени актуальной задачей радиофизики и электроники является исследование коллективных процессов, имеющих место при взаимодействии пучков заряженных частиц с короткими электромагнитными импульсами. Делаются попытки выявления в классической электронике таких широко известных в оптике явлений как сверхизлучение, самоиндуцированная прозрачность, компрессия импульсов и др. [1]. В частности, в [2] для классической активной среды, представляющей собой моноэнергетический ансамбль циклотронных осцилляторов, была продемонстрирована возможность формирования короткого импульса когерентного спонтанного излучения (сверхизлучения).

Целью данной работы является исследование особенностей процесса фазовой группировки в ансамбле циклотронных осцилляторов, не взаимодействующих между собой, возникающей под воздействием короткого электромагнитного импульса с гауссовой огибающей амплитуды. В начальный момент времени спектр частот вращения осцилляторов близок к спектру падающего импульса, т.е. ансамбль не является моноэнергетическим.

Рассмотрим следующую задачу. Пусть в плоскости XU декартовой системы координат расположены заряженные частицы, занимающие площадку, линейный размер которой много меньше длины волны, соответствующей центральной частоте f_0^{um} линейно поляризованного гауссова импульса, распространяющегося вдоль оси Z . Импульс имеет плоский фронт и длительность τ . В системе существует однородное статическое магнитное поле, силовые линии которого также направлены по Z . В начальный момент времени t_0 частицы имеют отличные от нуля две компоненты скорости: v_x и v_y , и распределены по энергиям таким образом, что в диапазоне частот от $f_{мин}$ до $f_{макс}$ временной спектр набора циклотронных осцилляторов совпадает со спектром падающего импульса. Частоты $f_{мин}$ и $f_{макс}$ удовлетворяют условию

$$\frac{A_{\omega}(f_{мин})}{A_{\omega}(f_0^{um})} = \frac{A_{\omega}(f_{макс})}{A_{\omega}(f_0^{um})} = 0.01,$$

где $A_\omega(f)$ - амплитуда спектральной компоненты гауссова импульса на частоте f . Частицы, кинетическая энергия которых соответствует узкому диапазону частот $f \pm \Delta f$, равномерно распределены по фазе вращения. Таким образом, суммарный дипольный момент системы частиц P_Σ при $t = t_0$ равен нулю.

Динамика рассматриваемой системы описывается набором трехмерных релятивистских уравнений движения частиц:

$$\frac{d\vec{P}_i}{dt} = \frac{e}{m} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_i \times \vec{B}] \right), \quad (1)$$

$$\vec{E}(t) = \left\{ E_0 \exp\left(-\frac{(t-t_d)^2}{\tau^2}\right) \sin(2\pi f_0^{umm} t), 0, 0 \right\}$$

где \vec{P}_i , \vec{v}_i импульс и скорость i -й частицы соответственно, e , m - заряд и масса покоя электрона. Решение системы (1) будем проводить численно при помощи модифицированного метода «с перешагиванием».

В качестве характеристики отклика ансамбля осцилляторов на внешнее воздействие используем временную зависимость P_Σ , нормированную на сумму модулей начальных значений импульса частиц:

$$P_\Sigma^{norm}(t) = \frac{\sqrt{\left(\sum_i P_x^i(t)\right)^2 + \left(\sum_i P_y^i(t)\right)^2}}{\sum_i |P^i(t_0)|}$$

Было проведено моделирование динамики системы при следующих значениях параметров: частота $f_0^{umm} = 1$ ГГц, длительность импульса 3 нс, его амплитуда изменялась от 0.1 до 1000 Гс, величина ведущего магнитного поля 613 Гс. Спектральная полоса падающего импульса, рассчитанная по уровню 0.5, составляет в этом случае ~17%. В начальный момент времени циклотронные осцилляторы распределены в диапазоне частот от 0.285 до 1.72 ГГц.

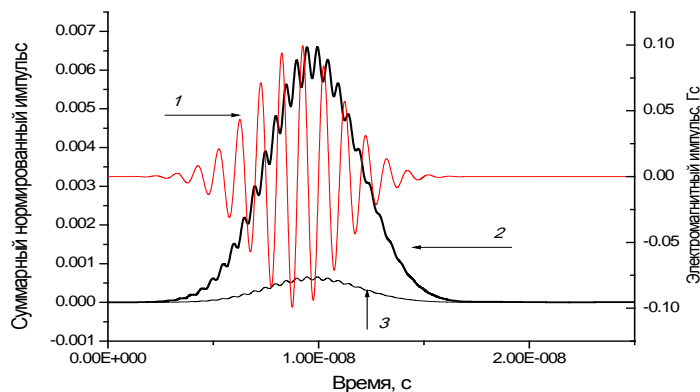


Рис. 1. Падающий импульс (1) и отклик ансамбля при амплитуде воздействия 1 Гс (2) и 0.1 Гс (3).

На рис.1. приведены временные зависимости электрического поля падающего импульса в месте расположения ансамбля циклотронных осцилляторов, а также зависимости $P_{\Sigma}^{норм}(t)$ для двух амплитуд импульса: 0.1 и 1 Гс. В этих двух случаях (кривые 2 и 3) реакция ансамбля с хорошей степенью точности соответствует форме падающего импульса.

Увеличение амплитуды падающего поля до значений, близких к релятивистским (для выбранной частоты значение ускорительного параметра $E_0^{норм} = \frac{e E_0}{2 \pi m c f_{имп}} = 1$ достигается при $E_0 = 360$ Гс), приводит к значительной перегруппировке ансамбля, и некоторому искажению отклика (рис.2).

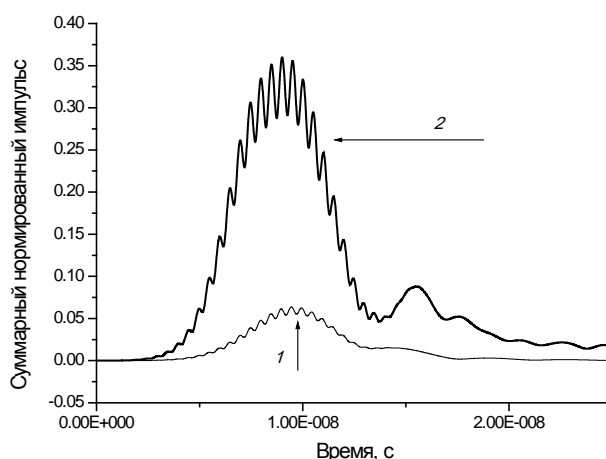


Рис. 2. Отклик ансамбля при амплитуде воздействия 10 Гс (1) и 100 Гс (2).

Из представленных результатов следует, что при умеренных (по сравнению с релятивистскими) амплитудами воздействия, отклик рассмотренного ансамбля циклотронных осцилляторов повторяет форму

падающего импульса. Это дает основание полагать, что данную систему можно рассматривать как широкополосную усиливающую активную среду, которая может послужить основой создания пространственно структурированных сред со специфическими электромагнитными свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.В. Зотова, Н.С. Гинсбург, А.С. Сергеев и др. // VIII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Тезисы докладов. Нижний Новгород. 2011. С.42.
2. В.И. Канавец, А.Ю. Стабинис // Вестник Московского университета. 1973. № 2. С.186.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.М. Краснова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
krasnovagm@rambler.ru

В работе рассмотрено влияние пространственного заряда на взаимодействие электронного потока и электромагнитной волны в продольном магнитном поле в рамках двумерной линейной теории.

1. Исходные соотношения.

Бесконечно тонкий электронный пучок движется в однородном магнитном поле с индукцией $B_0 = B_x = \text{const}$ вдоль положительного направления оси x со скоростью v_0 . В том же направлении по замедляющей системе распространяется прямая бегущая электромагнитная волна, компоненты напряжённости \bar{E}_s собственного электрического поля которой имеют вид

$$E_{sx} = E^0 \text{sh}(\beta \cdot y) e^{j(\omega t - \beta_0 x)}, \quad E_{sy} = jE^0 \text{ch}(\beta \cdot y) e^{j(\omega t - \beta_0 x)}, \quad E_{sz} = 0, \quad (1)$$

где E^0 - постоянная амплитуда волны, β_0 - фазовая постоянная волны в системе без пучка.

В качестве исходного уравнения для описания взаимодействия электронов и волны используется уравнение движения электронов [1]:

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = \eta \bar{E} + \eta \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{B} \right], \quad (2)$$

где $\bar{r} = \bar{r}(x) \exp(j\omega \cdot t)$ – ВЧ смещение электронов (\sim означает ВЧ переменные); $\eta = e/m$, e и m – заряд и нерелятивистская масса электрона; электрическое поле можно представить как сумму поля волны и поля пространственного заряда $\bar{E} = \bar{E}_s + \bar{E}_{\text{пз}}$.

Выражения для продольной и поперечной составляющих напряжённости возбуждённого электрического поля [2] имеют вид:

$$E_x = -\frac{\beta_0^2 K_0 I_0}{2 \text{sh}(\beta_0 d)} \text{sh}(\beta_0 y_0) \cdot e^{-j\beta_0 x} \int_0^x [j\beta_e \text{sh}(\beta_0 y_0) \tilde{x}(\xi) + \beta_e \text{ch}(\beta_0 y_0) \tilde{y}(\xi)] \cdot e^{j\beta_0 \xi} d\xi, \quad (3)$$

$$E_y = j \cdot \text{cth}(\beta_0 y_0) \cdot E_x, \quad (4)$$

где β_e - фазовая постоянная волны в системе с пучком, K_0 - сопротивление связи, I_0 - постоянная составляющая тока, $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ - ВЧ возмущения.

Вывод выражений для компонент поля пространственного заряда подробно приведен в [2] для случая бесконечно тонкого электронного пучка магнетронного типа. Направление магнитного поля сказывается лишь при записи уравнений движения и не оказывает влияния на вывод выражения для поля пространственного заряда. Когда пучок движется в системе ровно посередине, выражения для составляющих поля пространственного заряда можно записать как

$$E_{x\text{пз}} = -B\omega_p \tilde{x} \text{th}(\beta_0 y_0), \quad E_{y\text{пз}} = B\omega_p \tilde{y} \cdot \text{cth}(\beta_0 y_0), \quad (5)$$

где ω_p – плазменная частота.

2. Метод последовательных приближений.

Используя преобразование Лапласа, можем получить решение уравнения (2) в интегральном виде ($(\tilde{x}, \partial \tilde{x} / \partial x)_{x=0} = 0$ и $(\tilde{y}, \partial \tilde{y} / \partial x)_{x=0} = 0$):

$$\tilde{x}(x) = \int_0^x \frac{E^0}{2V_0} \text{sh}(\beta_0 y_0) \cdot \exp(-j\beta_0 \xi) \frac{\sin[(x-\xi)\beta_p]}{\beta_p} \exp(-j\beta_e(x-\xi)) d\xi, \quad (6)$$

$$\tilde{y}(x) = \int_0^x j \frac{E^0}{2V_0} \text{ch}(\beta_0 y_0) \cdot \exp(-j\beta_0 \xi) \frac{\sin[(x-\xi)\sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}]}{\sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}} \exp(-j\beta_e(x-\xi)) d\xi, \quad (7)$$

где β_c - фазовая постоянная циклотронной волны, $\beta_p^2 = \eta B(\omega_p / v_0^2) \text{th}(\beta_0 y_0)$, $V_0 = v_0^2 / 2\eta$ - ускоряющее напряжение.

Чтобы рассмотреть характер энергообмена в рамках двумерной теории взаимодействия электронов и волны, используем выражения для мощностей [2]:

$$P_{el} = \frac{1}{4} P_0 \xi_x^2 \bar{\varphi}_0 [F_{1a}(\Phi_0, \theta_p) + jF_{1r}(\Phi_0, \theta_p)], \quad (8)$$

$$P_{ell} = \frac{1}{4} P_0 \xi_y^2 \bar{\varphi}_0 [F_{1a}(\Phi_0, \phi_c, \theta_p) + jF_{1r}(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)], \quad (9)$$

где $\xi_x = E^0 l \cdot \text{sh}(\beta_0 y_0) / V_0$, $\bar{\varphi}_0 = \beta_e l$ – абсолютный невозмущенный угол пролета электронов, $P_0 = I_0 V_0$, $\theta_p = \beta_p l$. $\phi_c = \beta_c l$ – циклотронный угол пролета, $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0) \cdot l$ – невозмущенный относительный угол пролета электронов и волны, l – длина пространства взаимодействия. На рис.1 приведены зависимости действительных частей функций относительного угла пролета, циклотронного угла и параметра пространственного заряда.

Первые максимумы кривых (рис.1а) смещаются в сторону больших по абсолютной величине значения Φ_0 и достигаются при значениях θ_p , близких к Φ_0 . Увеличение θ_p приводит к уменьшению продольных смещений, а, следовательно, и к уменьшению максимума кривых активной

мощности взаимодействия за счет возрастающей разгруппировки электронных уплотнений вследствие расталкивающих сил. На поведение кривых (рис.1б) оказывает влияние как магнитное поле, так и поле пространственного заряда. В определенной степени они компенсируют друг друга. Максимум по мере увеличения разницы между ними смещается в сторону меньших значений Φ_0 . При определенных условиях должны иметь место резонансные эффекты.

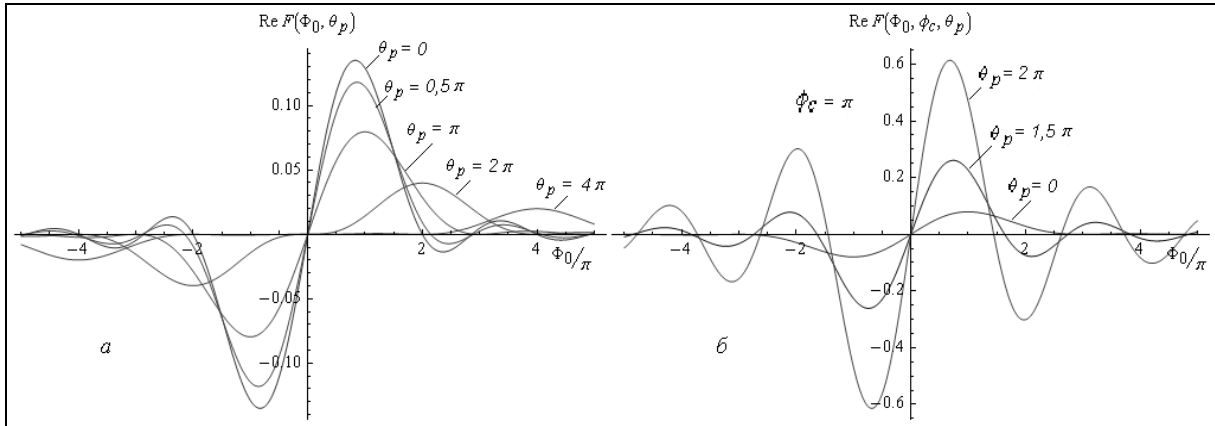


Рис. 1 а) Зависимость действительной части функции $F(\Phi_0, \theta_p)$ б) Зависимость действительной части функции $F(\Phi_0, \phi_c, \theta_p)$

3. Метод дисперсионного уравнения.

Подставляя интегральные выражения $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ в уравнение для компоненты электрического поля (3) с учетом связи продольной и поперечной составляющих (4) и добавляя к возбужденному полю «холодное» поле входного сигнала, приходим к интегральному уравнению продольной компоненты искомого поля. Из него можно получить дисперсионное уравнение пятой степени, решение которого найти в аналитическом виде не представляется возможным. Анализ, основанный на методе последовательных приближений, предсказал появление резонансных эффектов при определённых значениях Φ_0 . Это позволяет понизить степень общего дисперсионного уравнения, исключив нерезонансные члены, и рассматривать двухволновое взаимодействие.

Условие $\beta_2 = \beta_e - \beta_p$ ($\Phi_0 = \theta_p$) соответствует точному синхронизму волны в линии передачи без пучка с БВПЗ. Дисперсионное уравнение имеет вид (здесь и далее $\text{sh}(\beta_0 y_0) = 1$)

$$(\delta_i + jb + d)(\delta_i - j\sqrt{4QC_0}) = -\frac{\{\chi - 3 \cdot 4QC_0 + j4\sqrt{4QC_0}(\delta_i - j\sqrt{4QC_0})\}}{2\sqrt{4QC_0}(\chi - 3 \cdot 4QC_0)}, \quad (10)$$

где δ - корень характеристического уравнения, $b = (\beta_0 - \beta_e)/(\beta_e C_0)$, $d = \gamma_0/(\beta_e C_0)$, γ_0 - затухание на единицу длины в линии передачи без

пучка, $C_0^3 = I_0 K_0 / 4V_0$ - параметр усиления, $4QC_0 = (\beta_p / (\beta_e C_0))^2$ - параметр пространственного заряда и $\chi = (\beta_c / (\beta_e C_0))^2$ - параметр, связанный с наличием магнитного поля. Можно найти условия подавления сигнала

$$CN_{\text{нод}} = \frac{2n+1}{2} \frac{(QC)^{1/4}}{(1+bC)}, \quad b_{\text{нод}} = -\sqrt{4QC} - \frac{2(1+bC)^2}{\chi - 3 \cdot 4QC}. \quad (11)$$

Если имеет место точный синхронизм с быстрой циклотронной волной с учетом поправки, вносимой пространственным зарядом, то $\beta_4 = \beta_e - \sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}$ и $\Phi_0 = \sqrt{\phi_c^2 - \theta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}$ (условие неустойчивости $\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0) < 0$). Тогда условия подавления сигнала

$$CN_{\text{нод}} = \frac{2n+1}{4} \frac{(\chi - 2 \cdot 4QC)^{1/4}}{(1+bC)}, \quad b_{\text{нод}} = -\sqrt{\chi - 2 \cdot 4QC}. \quad (12)$$

Имеют место случаи синхронизма с МВПЗ ($\beta_3 = \beta_e + \beta_p$ или $\Phi_0 = -\theta_p$) и с МЦВ ($\beta_5 = \beta_e + \sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}$, $\Phi_0 = -\sqrt{\phi_c^2 - \theta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}$).

4. Пусковые условия ЛОВ (метод последовательных приближений).

В пренебрежении обратным излучением формулы возбуждения прямой волны в линии передачи могут быть использованы для описания взаимодействия электронного потока с обратной электромагнитной волной, если формально изменить знак сопротивления связи на противоположный. Пусковые характеристики генератора (рис.2) определяются из условия $\bar{E}_x(l) = 0$.

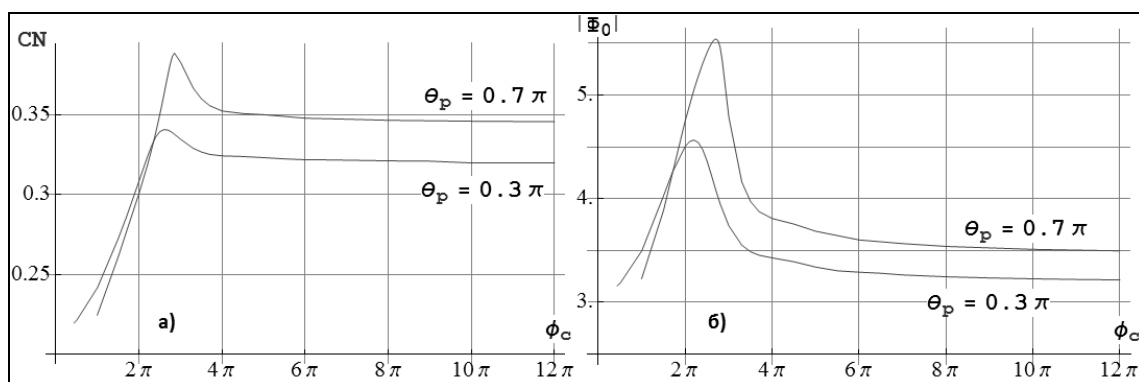


Рис. 2 Пусковые характеристики генератора ЛОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Андрушкевич, Г.А. Козлов, Д.И. Трубецков // Известия вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 1. С.105

2. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ», М.: Советское радио, 1970.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.А. Куркин, А.Е. Храмов

ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского»
aeh@nonlin.sgu.ru

Одним из важных и актуальных направлений исследований в современной микроволновой электронике больших мощностей является изучение колебательных процессов в интенсивных потоках заряженных частиц, возникающих под влиянием собственных высокочастотных полей (полей пространственного заряда) электронного потока и приводящих в результате развития неустойчивости Пирса к образованию минимума потенциала (виртуального катода, ВК) в пространстве дрейфа [1,2]. При этом ВК, отражая часть электронов обратно к плоскости инжекции, демонстрирует нестационарный нелинейные колебания. Подобные режимы с нестационарным ВК используются для создания различных устройств с ВК, которые находят применение в качестве источников мощного СВЧ излучения (генераторы на ВК или виркаторы) и систем ускорения ионов [3,4].

Одним из слабо изученных проблем в области исследования электронно-волновых систем с ВК является вопрос о влиянии величины и конфигурации внешнего магнитного поля (МП) на формирование и динамику ВК в электронном потоке со сверхкритическим током. Обсуждению данной проблемы и планируется посвятить обзорный доклад, в котором будут рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований следующих вопросов:

1. Влияние внешнего МП на механизмы и условия формирования ВК.
2. Зависимости критических токов слаборелятивистских и релятивистских пучков от величины внешнего МП.
3. Динамика ВК и характеристики генерации виркатора с внешним однородным магнитным полем.
4. Влияние неоднородностей внешнего МП на характеристики генерации виркатора. Оптимальная магнитная система виркатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.L. Granatstein, I. Alexeff, High Power Microwave Sources. Artech House Microwave Library, 1987.
2. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов, Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков, В 2-х томах. М.: Физматлит, 2003, 2004
3. А.Е.Дубинов, И.Ю.Корнилова, В.Д.Селемир // УФН 172 (2002) 1225

4. J. Benford, J. Swegle, E. Schamiloglu, High Power Microwaves. CRC Press, Taylor and Francis, 2007.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ СВЕРХКОРОТКОИМПУЛЬСНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

Е.В. Митрофанов¹, В.А. Вдовин², А.Э. Дудик³

¹Физический факультет МГУ

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

³Роде и Шварц ГмбХ и Ко КГ

В последнее время появляется значительный интерес к разработке систем сверхкороткоимпульсной радиолокации. Этот интерес связан как с преимуществами использования коротких импульсов, так и с совершенствованием элементной базы современных радиоэлектронных устройств. Узкая полоса частот ограничивает разрешение по времени и расстоянию радиотехнической системы. Для увеличения разрешения по времени (расстоянию) необходимо расширить полосу частот[1].

Для создания радаров с широкой полосой необходима специальная теория, которая позволит правильно рассчитывать такие системы. Очень важными являются вопросы разработки устройств формирования, излучения, приема и обработки широкополосных сигналов.

Если изменить длительность зондирующего импульса с 1 мкс, например, до 1 нс разрешающая способность увеличивается до 15 см. Что позволит создать систему, с помощью которой можно будет получить форму и очертания исследуемого объекта.

Среди преимуществ короткоимпульсного локатора отметим следующие[2]:

- Малый импульсный объем, обеспечивающий высокую разрешающую способность по дальности и высокую точность измерения расстояния до цели.
- Распознавание типов объектов по их дальностному портрету.
- Возможность работы с малой дальности.
- Высокая детализация радиолокационной карты местности и ее хорошее совпадение с топографической картой.
- Высокая электромагнитная скрытность и хорошая электромагнитная совместимость.

Целью работы является лабораторное моделирование систем короткоимпульсной радиолокации с длительностью зондирующего импульса около 2-3 нс. Такие источники сигналов очень сложны. Решение данной проблемы осуществляется с использованием промышленного измерительного оборудования высокого класса. В экспериментальном разрабатываемом макете радиолокатора в качестве основных составных элементов используется оборудование компании Rohde&Schwarz. Зондирующий сигнал синтезируется с помощью генератора сигналов СВЧ

диапазона SMF100A и генератора модулирующих сигналов AFQ100B. В качестве приемника будет использоваться цифровой осциллограф RTO1024 с полосой 2 ГГц. Функциональная схема локатора представлена на рис.1.

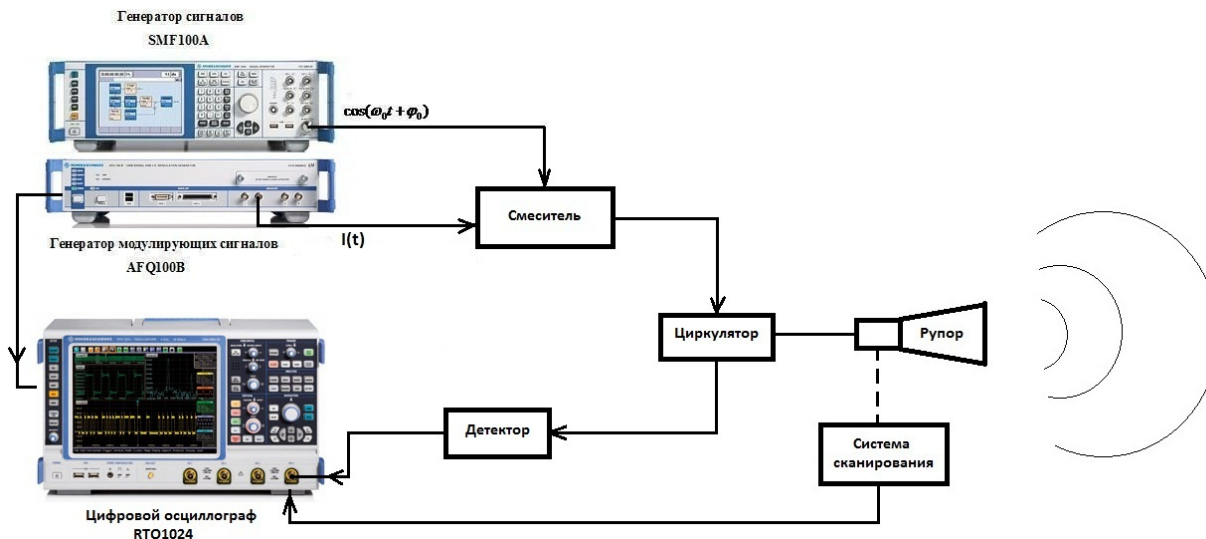


Рис. 1. Схема радиолокационной установки

Генератор сигналов SMF100A обеспечивает на выходе несущую частоту 37.5 ГГц. Генератор модулирующих сигналов AFQ100B создает меандр с длительностью импульса 2-3 нс. Колебания с генератора несущей частоты и меандр с генератора модулирующих сигналов подаются на смеситель, где происходит их перемножение. В результате на выходе смесителя синтезируются радиоимпульсы с длительностью 2-3 нс и несущей частотой 37.5 ГГц.

Высокочастотный сигнал со смесителя попадает на циркулятор, а далее в рупорную антенну. Продетектированный отраженный сигнал поступает на вход осциллографа RTO1024, на другой вход подается импульс синхронизации с генератора AFQ100B. В результате, предлагаемая схема будет работать в режиме локации.

Таким образом, используя стандартные современные приборы высокого класса можно промоделировать основные элементы радиолокатора без его постройки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ю. Астанин, А.А. Костылев «Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений», М.: Радио и связь. 1989. С. 192
2. В.Н. Скосырев, М.Л. Осипов // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1999. №4 С. 21-30.

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОМ МАКЕТЕ С РЕВЕРСОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

Д.А. Михеев, А.В. Коннов, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин

МГУ имени М.В. Ломоносова

prodimm@mail.ru

На кафедре фотоники и физики микроволн разрабатывается проект циклотронного преобразователя энергии мощностью 1 кВт на рабочей частоте в 2,45 ГГц. Его конструкция содержит электронную пушку, резонатор, коллектор, область реверсивного изменения магнитного поля, форма которого задаётся с помощью специально сконструированной системы радиально намагниченных магнитов.

Принцип действия прибора состоит в следующем [1,2]. Пушка формирует электронный поток, который попадает в ёмкостный зазор резонатора с поперечным электрическим полем. Входная мощность СВЧ в резонаторе преобразуется в поперечную кинетическую энергию вращательного движения этого потока. Затем вращающийся электронный поток попадает в область реверса. При этом векторы поперечных скоростей электронов разворачиваются вдоль продольного направления. Далее происходит замедление электронного потока тормозящим полем коллектора, вследствие чего кинетическая мощность преобразуется в мощность постоянного тока.

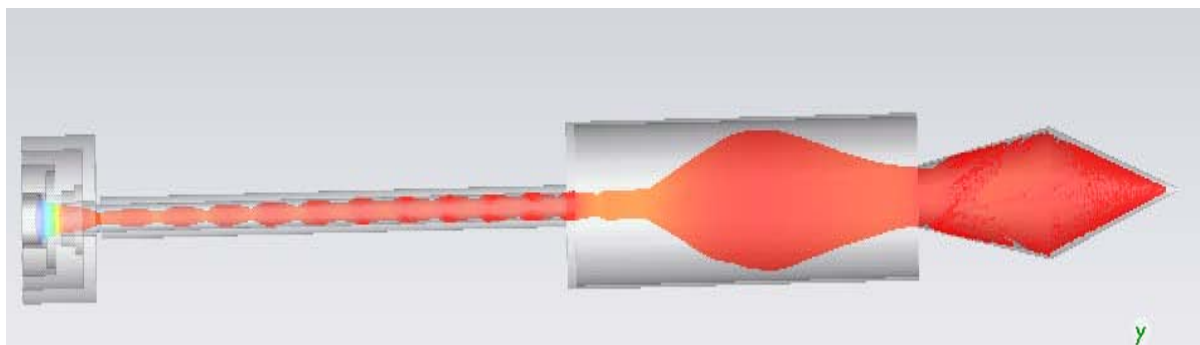
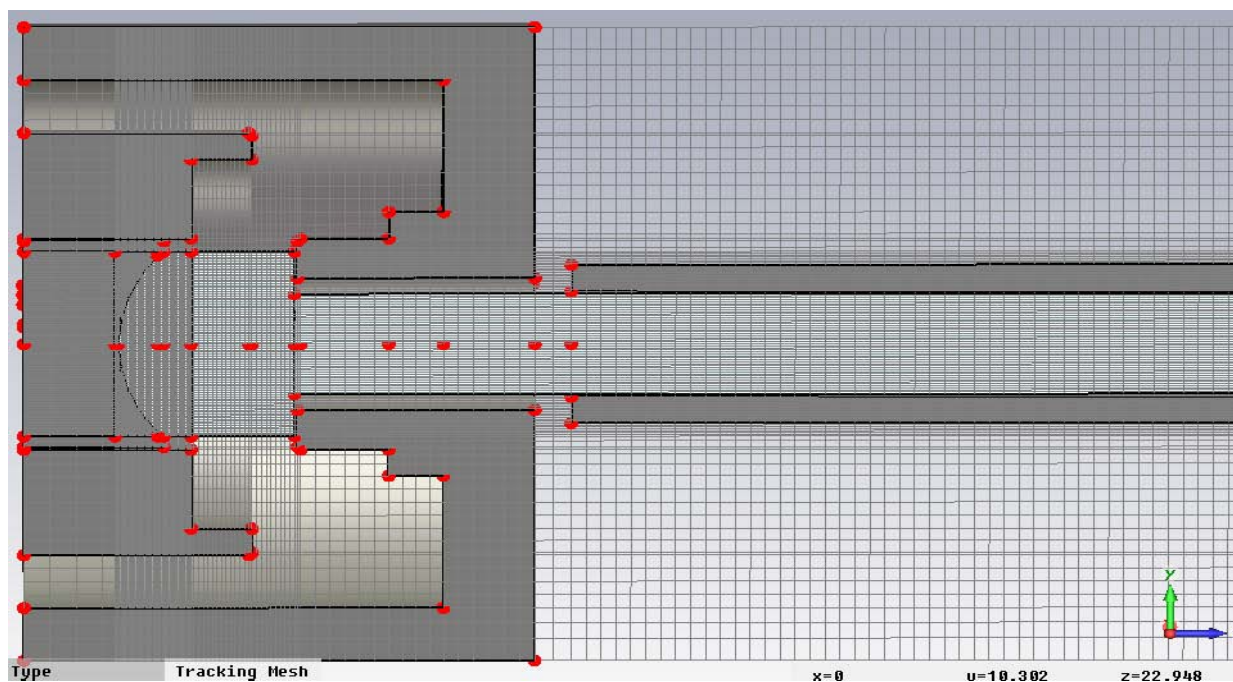


Рис.1. Схема электронно-оптического макета преобразователя и траектории движения электронов от катода до коллектора

Первоочередной задачей является создание электронно-оптического макета (рис.1) преобразователя, его расчёт и испытание в статическом режиме. Для эффективной работы преобразователя необходимо хорошее токопрохождение (более 95%) на коллектор при заданных размерах пучка и магнитном поле. В макете особое внимание обращено к пушке с частично экранированным катодом. Магнитное сопровождение пучка без оседания на стенки трубы дрейфа осуществляется за счёт оптимизации

размеров катода и фокусирующего электрода. Для этого используется специальный пакет программ, позволяющий рассчитывать траектории пучков.

Несколько слов о конструкции пушки. Она содержит три основных электрода: катод, анод и фокусирующий электрод. Катод имеет сферическую поверхность, площадь которой в несколько раз превышает сечение пучка в трубе дрейфа. Для эффективной компрессии пучка катод помещён в область нулевого магнитного поля внешней магнитной системы. Между катодом и фокусирующим электродом вставлен незэмтирующий кольцевой электрод, который позволяет избежать эмиссии электронов в радиальном направлении. Той же цели служит и сам фокусирующий электрод, имеющий потенциал катода. Кроме того, фокусирующий электрод имеет выступ для создания необходимого угла наклона (около 60 градусов) эквипотенциалей ускоряющего поля на краю катода. Эквипотенциали поля между катодом, фокусирующим электродом и анодом образуют электронную линзу, которая заставляет электроны сходиться к оси. Важную роль в формировании пучка играет сходящееся фокусирующее магнитное поле, темп нарастания которого необходимо

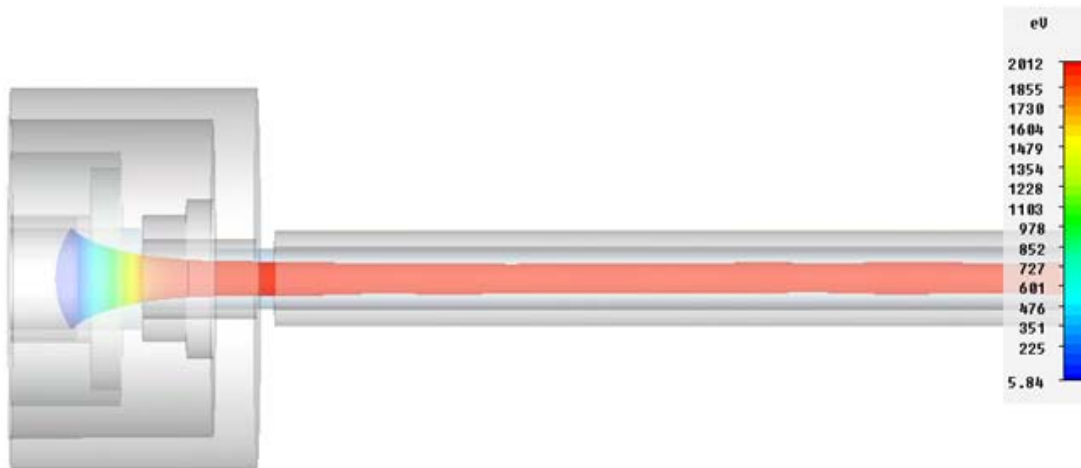


оптимизировать для устранения пульсаций внешнего радиуса пучка.

Рис.2. Схема электронной пушки преобразователя и распределение ячеек сетки для расчёта электронной эмиссии.

При расчётах особое внимание заостряется на моделировании электронной эмиссии. С целью достижения оптимальных результатов и времени счёта требуется оптимизация сетки, которая используется пакетом

программ. Наиболее частой она задаётся в прикатодной области (рис.2). В этой области шаг сетки составляет 0,05 мм по всем координатам. В области дрейфа шаг сетки может быть увеличен в 5-10 раз, что практически не сказывается на результатах расчёта. В итоге сетка содержит около 4 миллионов ячеек, число частиц, эмитируемых с катода,



не превышает 50 тысяч, а время счёта – 3 часов на компьютере с процессором IntelCorei7-930.

Рис.3. Траектории электронного пучка в оптимизированном поле электронной пушки

Важной задачей является формирование электронного пучка с микропервеансом 1-2 и минимальными пульсациями внешнего радиуса (менее 10%). Для достижения этой цели использовались следующие пути решения. Сначала подбиралась оптимальная величина радиуса кривизны катода, затем менялось положение катода относительно анода. При этом можно было также менять положение заданного магнитного поля вдоль оси электронной пушки. В итоге были получены малые пульсации (менее 10%) в пучке с током 100-110 мА и внешним радиусом 0,8 мм (рис.3).

Расчёт электронно-оптического макета показал, что максимальное отклонение пучка от оси в области реверса магнитного поля не превышает 9 мм (рис.1). В дальнейшем радиус пучка уменьшается, и он оседает в статическом режиме на внутренней поверхности коллектора конусообразной формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A.Vanke, H. Matsumoto, N. Shinohara, A. Kita // High Power Converter of Microwaves into DC, Journal of Radioelectronics. 1999. V. 2. P. 45-53.

2. D.C. Watson, K.T. Tabbot, C.C. Johnson // A Cyclotron Wave Microwave Power Converter, Proc. IEEE. 1966. V. 11. P.1797.

УТОЧНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ УЗЛОВ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЛБВ НА ЦСР

В.М. Пикунов

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

pikunov@phys.msu.ru

Расширение областей использования устройств с продольным взаимодействием и задачи модернизации существующих приборов требуют уточнение математических моделей узлов электронно-оптических систем (ЭОС), с целью повышения точности и эффективности их оптимизации.

Использование закона Чайлда-Ленгмюра ("трех вторых") приводит к большим ошибкам (до 10-20%) при расчете микропереванса и тока электронных пушек [1]. Ниже рассматривается математическая модель инжектора ЛБВ на ЦСР с учетом тепловых скоростей электронов на катоде.

Пренебрежение вторичной электронной эмиссией приводит к существенным погрешностям в расчетах токов оседающих на электродах многоступенчатых рекуператоров, токов электронов возвращающихся в пролетный канал и оценке полного КПД устройств [2]. Далее обсуждается численная модель вторичной электронной эмиссии для многоступенчатого рекуператора энергии электронов.

Компьютерные программы для промышленных расчетов, должны давать возможность переборки большого числа параметров для оптимизации исследуемых устройств. Это обстоятельство, помимо использования высокопроизводительных компьютеров, требует и использования эффективных численных методов. В работе предлагается эффективный алгоритм расчета собственных полей электронных ступок в запредельных трубах дрейфа клистронов и пролетных каналах ЛБВ на ЦСР.

Для моделирования физических процессов в указанных выше устройствах разработаны 2,5D компьютерные программы. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными измерениями параметров, для инжектора электронов и трехступенчатого рекуператора остаточной энергии электронов ЛБВ на ЦСР, выполненными в Московском радиотехническом институте Российской академии наук (МРТИ РАН) [1, 2].

1. Численная модель инжектора электронов ЛБВ на ЦСР с учетом тепловых скоростей электронов на катоде.

Инжектор электронов рис.1 определяет важные характеристики ЛБВ - ее долговечность, ток электронного пучка, выходную мощность, стабильность работы и др. Построена 2,5D численная модель инжектора

электронов с учетом тепловых скоростей электронов на катоде. Рассмотрены три режима работы диодов с накаливаемыми катодами (аппроксимирующих прикатодную область) - начальных токов, ограничения тока пространственным зарядом и насыщения тока эмиссии. С помощью программы eInjector-2 анализируется ряд инжекторов ЛБВ на ЦСР [1]. Получено хорошее сравнение, с погрешностью не более 2-3%, результатов моделирования с экспериментальными измерениями накальной и вольтамперной характеристик инжектора ЛБВ на ЦСР.

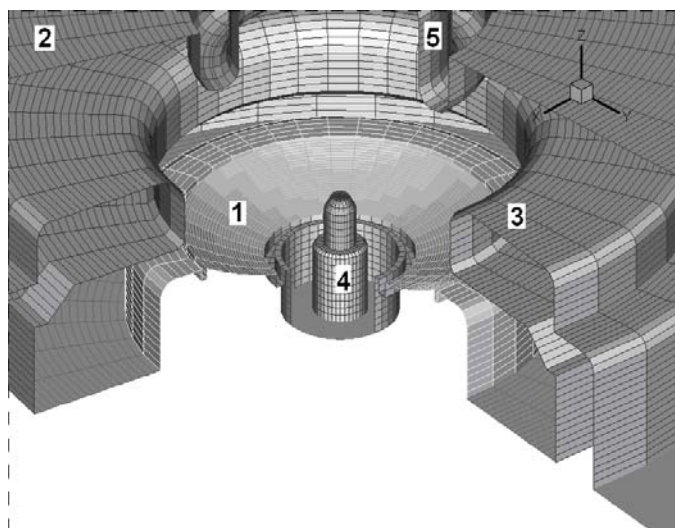


Рис.1. Внутренняя поверхность инжектора электронов. 1 – металлопористый катод, 2 – анод, 3 – фокусирующий электрод, 4 – штырь, 5 – пролетный канал.

2. Эффективный метод расчета собственных полей электронных сгустков в трубах дрейфа микроволновых устройств с продольным взаимодействием.

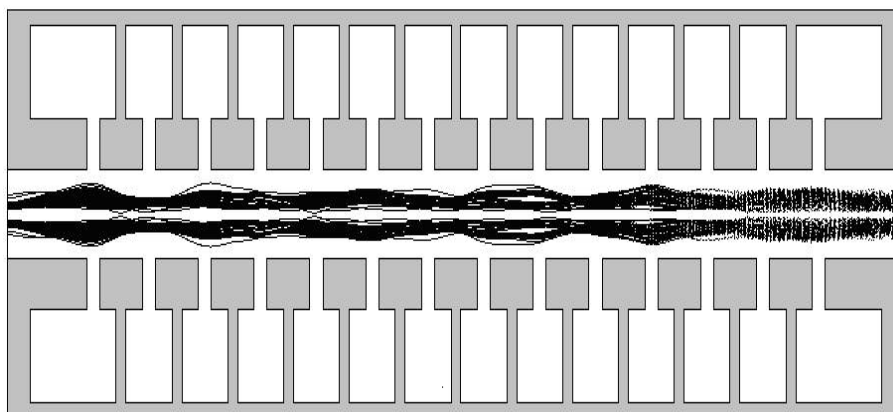


Рис.2. . Результаты расчета транспортировка электронного пучка методом «частицы в ячейке».

В качестве труб дрейфа используются отрезки круглых волноводов. Как правило, рабочая частота электронных устройств лежит существенно ниже критической частоты волновода и распространение

электромагнитных волн невозможно. В трубах дрейфа будем пренебрегать излучаемыми полями движущихся электронных сгустков и рассмотрим безызлучательную модель [3]. В этом случае можно ограничиться учетом собственных увлекаемых электромагнитных полей локализованных вблизи движущихся зарядов и экспоненциально затухающих при удалении от них.

Результаты расчета транспортировки электронного пучка методом «частицы в ячейке» в пролетном канале ЛБВ на ЦСР, полученные с помощью программы eWakeField, см. на рис.2. Рассматриваемый алгоритм позволяет существенно сократить время расчетов.

3. Модель трехступенчатого рекуператора остаточной энергии электронов ЛБВ на ЦСР с учетом вторичной электронной эмиссии.

При моделировании рекуператора остаточной энергии электронов ЛБВ на ЦСР вначале задаются параметры первичных трубок тока во входном сечении рекуператора. Затем выполняется внутренний цикл метода последовательных итераций по пространственному заряду. Ток вторичной эмиссии, создаваемый каждой первичной трубкой тока, делится на некоторое число вторичных трубок тока переносящих одинаковый ток ΔI . К полученному таким образом большому ансамблю вторичных трубок тока применяется метод Монте-Карло. Для построения самосогласованного решения учитывается несколько порядков (поколений) g вторичных электронов [2]. Траектории вторичных трубок тока первого порядка $g = 1$ в трехступенчатом рекуператоре электронов, вычисленные программой eRecuperator, показаны на рис.3.

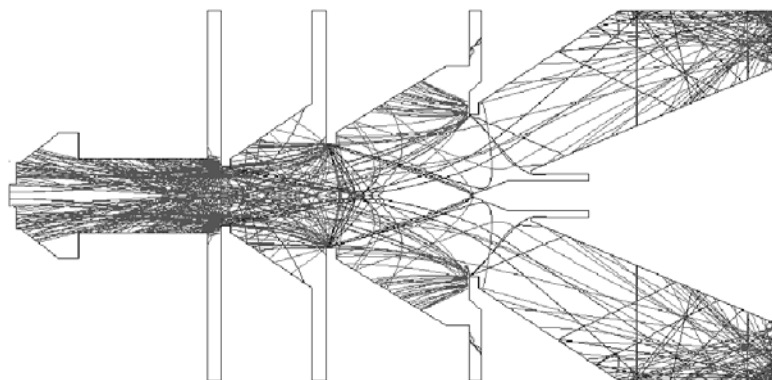


Рис. 3. Траектории вторичных электронов первого порядка для трехступенчатого рекуператора

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А.Е. и др. К учету прикатодных явлений при расчетах инжектора электронов для ЛБВ. Препринт физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. 2005. № 11. С. 11.

2. Белугин В.М. и др. Разработка и тестирование программы расчета коллекторных систем с учетом каскада вторичных электронов. Препринт

физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. 2005. №10. С. 14.

3. Пикунов В.М. // Электромагнитные волны и электронные системы. №9. 2010. С. 32-50.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С ВОЛНОВОДНЫМ ВВОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г. Ржанов, С.Э. Григас

Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики колебаний.

rjanov@mail.ru

В последние десятилетия ведутся интенсивные исследования в области передачи энергии с использованием электромагнитного излучения. Рассматривается вопрос о передаче энергии по оптическим волокнам с последующим преобразованием её в электрическую энергию [1]. Основным элементом системы является фотовольтаический преобразователь (ФВП). Эффективность преобразования для узкополосного излучения существенно выше, чем для солнечного света, поэтому в системах используется лазерное излучение [2].

Существует два варианта ввода излучения в ФВП – боковой (волноводный) и фронтальный. В ФВП на основе р-і-n структуры с боковой засветкой [3] отсутствуют недостатки, присущие ФВП с фронтальной засветкой [4]. В них нет затенения рабочей области контактной сеткой, минимизировано отражение, возможно добиться почти 100% эффективности поглощения излучения, получить малые значения скорости рекомбинации носителей и последовательного внутреннего сопротивления. Следствием этого ожидается высокая эффективность ФВП с боковым вводом излучения (ФВП-БВИ). Эти устройства представляют собой многослойную структуру с двумя гетеропереходами, между которыми расположен активный і-слой из чистого или слаболегированного полупроводника, что напоминает полупроводниковый лазерный диод на гетероструктуре [6]. Тонкий активный слой связан с планарным оптическим волноводом, по которому подаётся узкополосное лазерное излучение, как показано на рис. 1 .

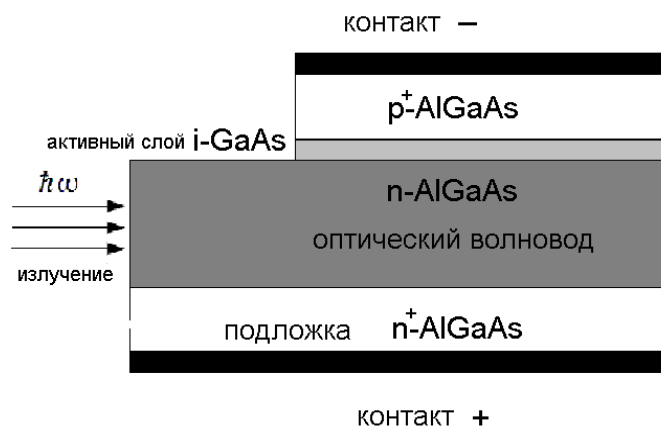
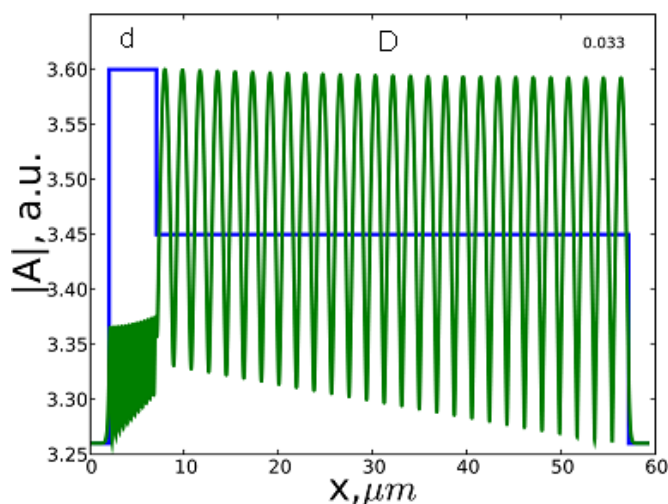


Рис. 1. Схема ФВП-БВИ.

Рассматриваемая нами модель ФВП-БВИ состоит из оптической и электрической частей. В оптической части рассчитывается распределение оптического поля внутри составного планарного волновода $|A|$ и коэффициент перекрытия поля с активным слоем Γ . Мы пользовались численной моделью четырехслойного волновода с поглощением [5]. Распределение показателя преломления и интенсивности вытекающей моды TE_{40} , соответствующей значению эффективного показателя преломления $n_{эфф} = 3.44$, в структуре ФВП-БВИ показаны на рис. 2. Для данной моды коэффициент перекрытия оптическим полем активного слоя оказался равным $\Gamma = 3.3\%$, что близко к максимальному.

Рис. 2. Вытекающая мода TE_{40} .

В электрической части модели рассчитываются фототок. Для этого решается кинетическое уравнение для стационарного случая:

$$\frac{J(z)}{e(D+d)} + \frac{N(z)}{\tau_{sp}} - D_a \frac{d^2 N(z)}{dz^2} - \Gamma \alpha_0 \frac{P_{ph}}{\hbar \omega W (D+d)} \exp[-(\alpha_{int}(1-\Gamma) + \alpha_0 \Gamma)z] = 0, \quad (1)$$

где z — продольная координата; $J(z)$, $N(z)$ — ток и концентрация носителей заряда; τ_{sp} — время спонтанной рекомбинации носителей; D_a — коэффициент диффузии; P_{ph} — мощность оптического излучения; \hbar — энергия фотона; α_{int} — коэффициент нерезонансного поглощения в волноводе; α_0 — коэффициент вынужденного поглощения в активном слое; W — ширина волновода; D — толщина волновода (слой 1); d — толщина активного слоя (слой 2).

К.п.д. устройства определяется затуханием излучения в волноводе, которое зависит от величины $\alpha_{int}(1-\Gamma)/\alpha_0\Gamma$, и потерями носителей в полупроводнике в результате спонтанной рекомбинации. Эти потери зависят от времени жизни τ_{spi} , подвижностей μ_{npi} носителей заряда в слоях

и величины электрического поля $E \approx \Delta E_k / (d + D)e$. Среднее время пролёта носителем каждого слоя равно $\Delta\tau_{npi} = d_i / \mu_{npi} E$, где d_i – толщина слоя, ΔE_k – контактная разность потенциалов, как показано на рис. 3.

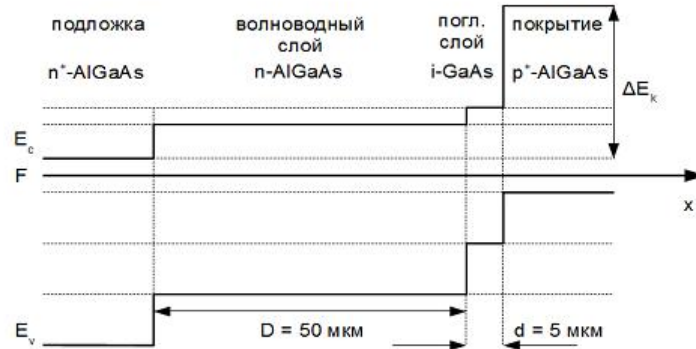


Рис. 3. Энергетическая диаграмма ФВП-БВИ.

К.п.д. ФВП-БВИ можно рассчитать согласно:

$$\eta = \frac{\exp\left[-\frac{\Delta\tau_{p2}}{\tau_{sp2}}\right] + \exp\left[-\frac{\Delta\tau_{n1}}{\tau_{sp1}} - \frac{\Delta\tau_{n2}}{\tau_{sp2}}\right]}{2(1 + \alpha_{int}(1 - \Gamma)/\alpha_0\Gamma)}, \quad (2)$$

где τ_{sp1} и τ_{sp2} – времена спонтанной рекомбинации носителей в слоях 1 и 2.

Оценки выражения (2) для реальных значений параметров дают максимальное отклонение к.п.д. от 100% в результате рекомбинации электронов в волноводном слое ($\Delta\tau_{n1} \approx 0.7$ нс) около 12%. Согласно проведённым расчётам для волновода сечением 50×50 мкм при вводимой оптической мощности $P_{ph} = 1$ Вт оптимальная нагрузка, соответствующая максимальному к.п.д. устройства, равна 2.5 Ом. При этом возможно достижение эффективности преобразования 80%. Вклад в потери от диссипации света и спонтанной рекомбинации носителей составил 8% и 12% соответственно. После оптимизации параметров структуры можно ожидать достижения лучших результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Heino, R. Saethre // Proc.SPIE. 2007. V. 3613. P. 40.
2. <http://www.jdsu.com>
3. О.Н. Крохин // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 441.
4. R. Peña, C. Algora // IEEE Trans. Electron Devices. 2001. V. 48. No. 2. P. 196.
5. “Волноводная оптоэлектроника” // Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991.

6. А.Г. Ржанов, С.Э. Григас // Вычислительные методы и
программирование. 2009. Т. 10. С. 258.

О КПД ЦИКЛОТРОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ

В.Л. Саввин¹, А.В. Пеклевский², Г.М. Казарян¹, А.В. Коннов³
¹МГУ имени М.В. Ломоносова, ²ЦНИИМАШ, ³ФГУП «НПО ТОРИЙ»
gohark@mail.ru

Целью исследования является выявление закономерностей, присущих нелинейному преобразованию поперечных волн интенсивного электронного потока для реализации высокоэффективных режимов в циклотронном преобразователе энергии (ЦПЭ) [1].

Актуальность изучения процесса нелинейного преобразования поперечных волн в присутствии тормозящего электростатического поля связана с тем, что в практических конструкциях не удаётся полностью изолировать пространственно-разделенные области от взаимного влияния, и в область преобразования ЦПЭ проникает тормозящее электрическое поле коллектора. Моделирование взаимодействия поперечных волн электронного потока в присутствии тормозящего электростатического поля показало возможность реализации высокоэффективных режимов (до 98%) преобразования энергии БЦВ интенсивного пучка непосредственно в его потенциальную энергию (рис. 1.).

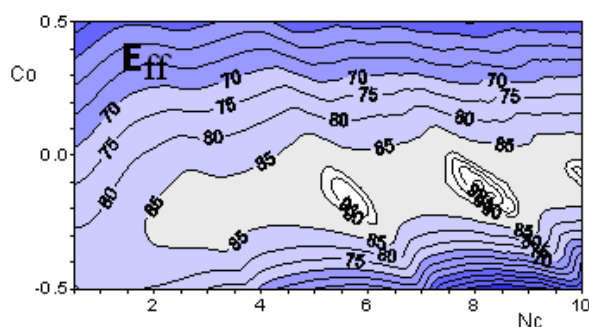


Рис. 1. Линии уровней эффективности преобразования E_{ff} в процентном выражении в зависимости от параметров глубины и протяженности реверса магнитного поля C_0 и N_c . Ускоряющее напряжение пучка 5кВ, ток 0.2А, относительный радиус $g=0.09$, параметр мощности $W=5$, параметр профиля магнитного поля $\Theta = \pi/2$.

Ранее проведенные исследования показали, что в сверхвысокочастотных приборах с поперечным взаимодействием наиболее эффективные режимы работы определялись параметрами области резонатора и реверсивного изменения магнитного поля.

Резонатором в циклотронном преобразователе энергии может служить резонатор Каччия (РК). В резонаторах с полуволновым распределением высокочастотного поля в области взаимодействия существуют условия, при которых вся подводимая СВЧ мощность трансформируется в энергию БЦВ пучка. Энергетически предпочтительны

режимы, когда отношение поперечной энергии пучка к энергии его продольного движения $W > 1$, что соответствует $v_{z0}/c < 0.2$ и максимальным уровням мощности 20-50 кВт.

Анализ энергоемкости электронного пучка в РК в нерелятивистском случае показал, что резонаторы с поперечным полем могут использоваться при уровнях мощности СВЧ, превышающих мощность электронного потока в несколько раз. Применение РК особенно перспективно на уровне мощности 1-10 кВт, при которых $W \gg 1$.

В области преобразования ЦПЭ действует стационарное аксиально-симметричное магнитное поле. Амплитуда поля имеет косинусоидальное распределение на оси системы, что соответствует случаю расходящихся магнитных полей. Профиль магнитного поля $B(z)$ определяется аппроксимирующей функцией вида:

$$B(z) = B_0 \begin{cases} 1, & z \leq 0 \\ 0.5 \left[1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \left(\frac{\pi z}{z_{\max}} \right) \right], & 0 < z < z_{\max} \\ C_0, & z \geq z_{\max} \end{cases}$$

Глубина реверса магнитного поля $C_0 = B_1 / B_0$, где B_0, B_1 – значения (продольного) поля на оси системы в начале и конце области соответственно. Коэффициент C_0 изменяется от -1 до 1 , позволяя варьировать значение магнитного поля в конце области ($z = z_{\max}$) от $-B_0$ до B_0 . Изменение величины C_0 в указанном диапазоне охватывает не только случаи симметричного и несимметричного реверса, но и случаи спадающего до нуля магнитного поля ($C_0=0$) или до определенной конечной величины ($C_0>0$). Значение $C_0=1$ соответствует случаю однородного магнитного поля.

По мере увеличения собственного объемного заряда электронного пучка, он начинает заметно влиять на характер движения электронов. Здесь очень важно отметить, что по мере удаления пучка от оси системы, относительная неоднородность воздействия радиального магнитного поля по его поперечному сечению снижается. Пучки с большим циклотронным радиусом (в случае больших значений W) оказываются в условиях меньшей неоднородности воздействия магнитного поля при тех же размерах поперечного сечения. Поэтому снизить влияние неоднородного воздействия на электронный поток со стороны радиального магнитного поля можно не только за счет уменьшения его поперечных размеров, но и путем увеличения его поперечной вращательной мощности W , что наиболее интересно, но на практике существенное увеличение вводимой в поток мощности ограничено возможностями резонаторов.

Конструкция ЦПЭ с комбинированной реверсивной областью, в которой кинетическая энергия вращения электронного пучка преобразуется непосредственно в его потенциальную энергию при сохранении продольной скорости электронов на постоянном уровне, существенно снижает возможность появления вторичной эмиссии с поверхности коллектора и облегчает рекуперацию энергии электронного потока [2].

Для ограничения вторичной эмиссии с коллекторной области в предколлекторную область помещается потенциальный барьер. Для оценки вклада в значение потенциального барьера пространственного заряда потока заряженных частиц был проведен численный анализ. По результатам расчетов (см. Рис. 2.а,б) это значение может быть ощутимым. Для ЦПЭ с расчетной входной мощностью $P_{вх}=1$ кВт величина такого вклада составляет от 150В (при $W=10$) до 200В (при $W=2$), а для $P_{вх}=20$ кВт эта величина увеличивается и составляет от 200В (при $W=2$) до 400В (при $W=10$). Так как основная часть преобразования происходит в области реверсивного изменения магнитного поля, то для оценки КПД преобразования ЦПЭ вводится минимальное значение U_{min} потенциала барьерного электрода, при котором происходит отражение электронов пучка. Показано, что реальные значения эффективности составляют порядка 85%.

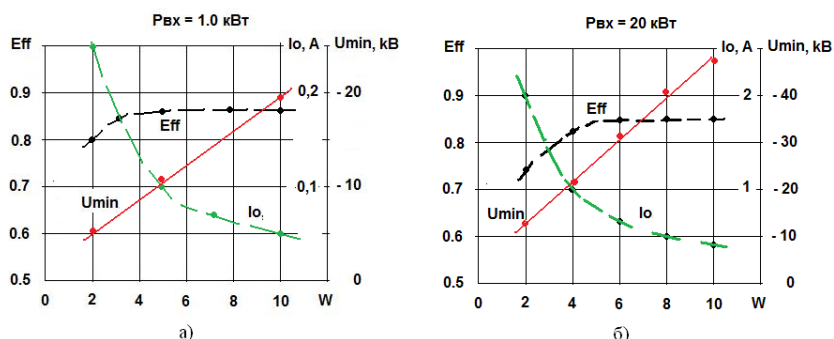


Рис. 2. Расчетные характеристики ЦПЭ с учетом потенциального барьера в предколлекторной области, а) $P_{вх}=1$ кВт, б) $P_{вх}=20$ кВт, где Eff -эффективность преобразования, U_{min} - потенциал барьерного электрода, I_0 - ток пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин // Известия РАН, Серия физическая. 1999. Т. 63. №12. С.2368.
2. А.В. Пеклевский. «Нелинейное взаимодействие поперечных волн электронного потока в расходящихся аксиально-симметричных магнитных полях». - Дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат.наук. Москва, физический факультет МГУ, 2010.

ОСОБЕННОСТИ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧЕРЕНКОВСКИХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

А. И. Слепков, О.В. Галлямова

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

olga1glm@googlemail.com

Релятивистские генераторы дифракционного излучения (РГДИ) и многоволновые черенковские генераторы (МВЧГ) относятся к мощным источникам микроволнового излучения с длительным продольным взаимодействием потока и поля сверхразмерных периодических структур. С их помощью получены гигаваттные уровни мощности в см и мм диапазоне. В двухсекционных МВЧГ в области частот π -вида колебаний получены рекордные уровни мощности до 15 ГВт при эффективности генерации до 50% [1]. В релятивистском дифракционном генераторе (РДГ) в сантиметровом диапазоне длин волн получена мощность излучения в импульсном режиме до 4.5 ГВт с длительностью импульса до 0.8 нс в области частот 2π -вида колебаний [2].

В РГДИ благодаря использованию дифракционного вывода энергии с помощью объемных волн уменьшается риск СВЧ-пробоя из-за высокой концентрации плотностей энергии у поверхности структуры и снимается проблема укорочения импульса излучения. Важное отличие дифракционного генератора от черенковского состояло в том, что длительность импульса излучения $\tau_{ген}$ практически совпадала с длительностью импульса тока $\tau_{имп}$, в то время как в черенковском наблюдался срыв генерации и $\tau_{ген} \sim 0.1 \tau_{имп}$ [1].

Работа посвящена численному анализу режимов возбуждения РДГ и МВЧГ при численном исследовании нестационарных процессов самосогласованного взаимодействия релятивистского электронного потока с полями сверхразмерных периодических систем, типичных для РДГ и МВЧГ. Анализ проводился с помощью матричного многомодового метода, описанного в [3]. В методе, который является вариантом метода поперечных сечений, произвольный нерегулярный цилиндрический волновод представляется в виде последовательности участков гладких волноводов. На каждом участке фиксированного радиуса вихревое электрическое и магнитное поля разлагаются по полной для решения уравнений Максвелла системе функций - прямым и обратным волнам гладкого волновода. Сшивание полей между соседними участками проводится с учетом непрерывности вектора Умова-Пойнтинга. Система уравнений возбуждения записывается в слабонестационарном приближении и дополняется граничными условиями на входе и выходе структуры. Процессы в пучке описываются моделью крупных частиц в

виде тонких колец, для которых записывается релятивистское уравнение движения.

Параметры структур подбирались исходя из характеристик экспериментально реализованных в работах [1, 2] релятивистского генератора дифракционного излучения и многоволнового черенковского генератора. Электродинамическая система и черенковского, и дифракционного генератора имеет вид одного или двух (соединенных гладкой трубой дрейфа) отрезков периодического круглого сверхразмерного волновода с неоднородностями в форме полуторов на пьедестале. МВЧГ при отношении $D/\lambda \sim 5$ (D - диаметр волновода, λ - длина волны генерации) самовозбуждается в области частот π -вида колебаний, в РГДИ при отношении $D/\lambda \sim 10 \div 13$ генерация отмечается на критической частоте одной из высших аксиально-симметричных мод цилиндрического волновода при синхронизме потока и пространственных гармоник в области частот 2π -вида колебаний.

Процессы самовозбуждения МВЧГ и РГДИ имеют несколько общих черт. В частности, на временных графиках мощности излучения от нормированного времени $\tau = \frac{t}{T}$ и в режиме МВЧГ, и в режиме РГДИ можно выделить характерные реперные точки, связанные с временем пролета электронами отдельной секции или всей длины системы. Важной характеристикой импульса излучения является момент времени замыкания цепи обратной связи во второй секции, который соответствует нарастанию мощности обратного излучения. Но есть и важные отличия. Прежде всего, режим МВЧГ характеризуют на порядок меньшие значения стартового тока: $J_{ст\ МВЧГ} \approx 0.1 J_{ст\ РГДИ}$. Кроме того, форма импульса генерации в режиме МВЧГ имеет резкий фронт, максимальное значение эффективности генерации в котором в 1.5-2 раза больше устанавливающегося затем среднего значения. Это отличает ее от формы импульса в режиме РГДИ, где максимальное значение КПД генерации достигается постепенно и затем без существенных спадов устанавливается на одном уровне, образуя более широкое плато.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы», Новосибирск: Наука. 1991. С. 293.
2. Бугаев С.П. и др. // В сб: Релятивистская дифракционная электроника. Вып. 6. Горький: Изд. ИПФ АН СССР. 1990. С.185-205.
3. А.И. Слепков // Известия РАН Сер. Физ. Т. 67. №12. 2003. С.1678.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ДВУХЛУЧЕВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А.В. ТИТОВ

Саратовский Государственный Университет имени Н.Г. Чернышевского
titovav88@gmail.com

Двухпучковая неустойчивость – классический пример неустойчивости в консервативных системах. К тому же эта неустойчивость является хрестоматийным примером конвективной и абсолютной неустойчивостей (см., например, [1,2]).

В свое время делались попытки создания двухлучевых усилителей с целью продвижения в миллиметровый диапазон длин волн [3,4]. Однако, на каком-то этапе эти исследования прекратились, в первую очередь из-за низкой плотности электронных потоков и трудностей в изготовлении мелкоструктурных элементов входных и выходных устройств.

Сегодня интерес к подобным устройствам возрождается. В частности, можно упомянуть интригующие, но малопонятные тезисы доклада К. Birhofberger, В.Е. Carlsten, R. Faehl [5].

Современные работы в области вакуумной микроэлектроники с использованием катодов с полевой эмиссией также позволяют надеяться на возрождение приборов типа двухлучевой лампы.

Цель настоящей работы состояла в последовательном рассмотрении различных вариантов взаимодействия попутных и встречных электронных потоков на основе теории связанных волн пространственного заряда. Рассмотрение включало двух-, трех- и четырехволновые взаимодействия.

Система уравнений, описывающая два одномерных электронных потока с гидродинамической точки зрения приведена в работе [6]. Далее из нее можно получить интегральную форму уравнений для тока.

Из интегральной формы уравнений работы [6] видно, что токи представляют собой сумму быстрой и медленной волн. Далее можно легко получить систему уравнений в форме связанных колебаний.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{di_{1\delta}}{dx} = -j(k_{e1} - k_{p1})i_{1\delta} + j\frac{k_{p1}}{2}i_{2\delta} + j\frac{k_{p1}}{2}i_{2M} \\ \frac{di_{1M}}{dx} = -j(k_{e1} + k_{p1})i_{1M} - j\frac{k_{p1}}{2}i_{2\delta} - j\frac{k_{p1}}{2}i_{2M} \\ \frac{di_{2\delta}}{dx} = -j(k_{e2} - k_{p2})i_{2\delta} + j\frac{k_{p2}}{2}i_{1\delta} + j\frac{k_{p2}}{2}i_{1M} \\ \frac{di_{2M}}{dx} = -j(k_{e2} + k_{p2})i_{2M} - j\frac{k_{p2}}{2}i_{1\delta} - j\frac{k_{p2}}{2}i_{1M} \end{array} \right., \quad (1)$$

здесь $i_{1б}, i_{1м}, i_{2б}, i_{2м}$ – амплитуды тока быстрой волны и медленной волны первого и второго потока соответственно, $k_{e1,2} = \omega / v_{1,2}$, $k_{p1,2} = \omega_{p1,2} / v_{1,2}$, $v_{1,2}$ – постоянные составляющие скоростей электронных потоков, $\omega_{p1,2}$ – плазменные частоты. Аналогичным образом можно провести выкладки для случая встречных потоков. Ниже приведены графики решений для случаев попутных и встречных потоков.

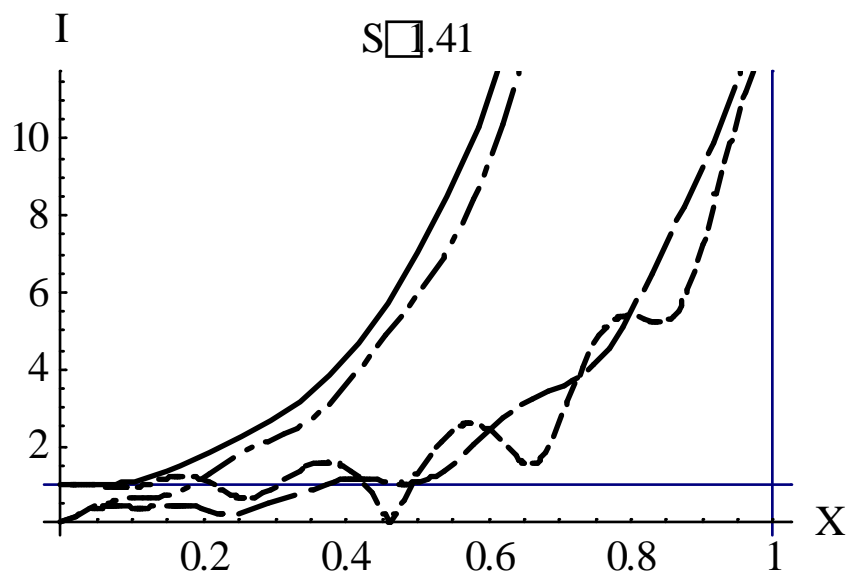


Рис.1. Распределение токов волн для случая попутных потоков. Сплошная и мелко-пунктирная линия описывают амплитуды токов БВПЗ и МВПЗ первого потока соответственно. Крупно-пунктирная линия и линия «пунктир-точка» описывают БВПЗ и МВПЗ второго потока соответственно. Здесь I – безразмерная амплитуда тока, X – безразмерная координата, S – отношение скоростей первого и второго потока.

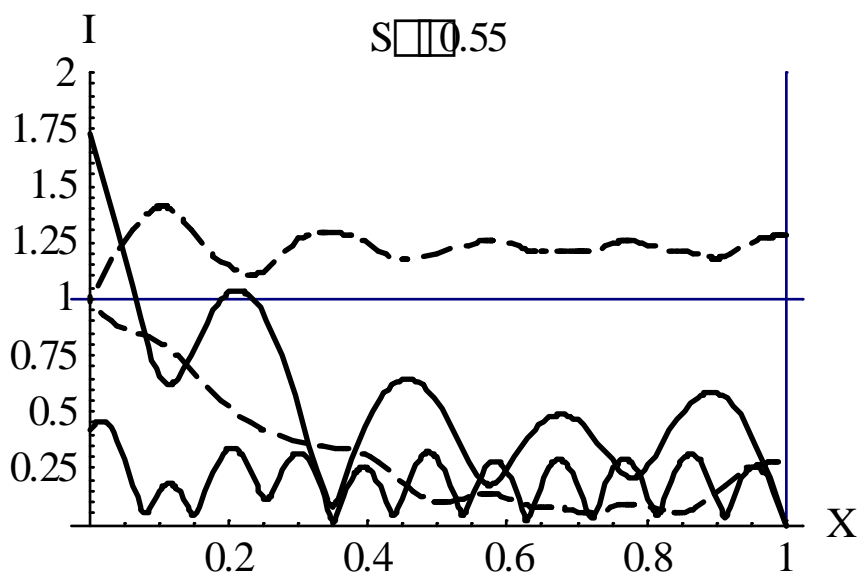


Рис.2. Распределение токов волн для случая встречных потоков. Верхняя и нижняя пунктирные линии описывают МВПЗ и БВПЗ первого потока соответственно. Верхняя

и нижняя сплошная линия описывают БВПЗ и МВПЗ второго потока соответственно. Здесь I – безразмерная амплитуда тока, X – безразмерная координата, S – отношение скоростей первого и второго потока.

Все графики пространственного распределения токов волн были получены впервые. От общего случая четырехволнового взаимодействия можно легко перейти к случаям двух- и трехволнового взаимодействия, что и было сделано для проверки справедливости выкладок. Были получены серии графиков с пространственным распределением токов волн в случаях двух- и трехволнового взаимодействия.

В результате работы была построена последовательная линейная теория двухпоточкового взаимодействия на основе метода связанных волн, что позволило подробно изучить: двухволновые взаимодействия, трехволновые взаимодействия, четырехволновые взаимодействия. Для случая встречных электронных потоков столь подробное исследование проведено впервые. Самостоятельный интерес представляют возможные аналогии с ЛБВ и ЛОВ «О-типа».

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Бриггс. «Двухпучковая неустойчивость. Достижения физики плазмы», т.3 и 4. Изд-во «Мир»; М.:1974.
2. М.С. Рабинович, Д.И. Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн, 2-е изд., перераб. и доп. // М. Наука 1992. С. 454.
3. В.М. Лопухин. «Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками» М.: 1953. С. 324.
4. В.Н. Шевчик, Г.Н. Шведов, А.В. Соболева. «Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах», Изд. СГУ. 1962.
5. К. Birhofberger, В.Е. Carlsten, R. Faehl. // IVEC 2008. april 22-24. 2008. P. 164.
6. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков. «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ» М.: Сов. Радио, 1970, С. 584.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ СО СЛОИСТЫМИ НЕОДНОРОДНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

А. В. Трофимов П. Н. Захаров А. В. Козарь
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет
TНtrofim@yandex.ru

Развитие сверхширокополосных (UWB) коммуникаций позволяет создавать эффективные системы передачи информации в зданиях. Основной причиной этого является небольшое затухание сигнала на низкочастотных составляющих спектра при распространении сквозь стены. Для обеспечения требований электромагнитной совместимости область рабочих частот должна быть сдвинута в диапазон выше 3 ГГц.

В данной работе исследовалась многослойная структура (конструкционные элементы зданий) представилась совокупностью плоскопараллельных слоев с постоянным коэффициентом диэлектрической проницаемости. Для теоретического моделирования использовался метод импедансных характеристик.

Для изучения механизма распространения, а также определения диэлектрических характеристик материалов конструкционных элементов, использовался экспериментальный комплекс, осуществляющий прямое измерение комплексной частотной характеристики канала. Комплекс был построен на базе векторного анализатора Rohde & Schwarz ZVB-50 (частотный диапазон 10 МГц – 20 ГГц). Исследуемая искусственная многослойная структура моделировалась, путем помещения в волновод тефлоновых пластинок (количество слоев от 1 до 5).

Для получения отклика во временной области использовалось Фурье преобразование. Было произведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов во временной и частотной областях. Наблюдалось качественное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф. «Основы оптики», под ред. Г.П. Мотулевич, Наука. 1973.
2. И.Я. Имореєв // Радиотехника и электроника. 2009. Т.54. №1. С.5-31.
3. А.Н. Muqaibel Characterization of Ultra Wideband Communication Channels. PhD Dissertation, Virginia Polytechnic Institute 2003.
4. F. J. Agee, C. E. Baum, W. D. Prather et al.// IEEE Trans. Plasma Science, V. 26. P. 860-873. 1998.
5. Christophe Liebe, Pierre Combeau, Alain Gaugue // International Journal of Antennas and Propagation Volume 2010. ID 934602. P. 14.