

ЧАСТЬ 1
“ЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА”

ДВА МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ В ОТКРЫТЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ РОТРОННОГО ТИПА	
В.Н. Корниенко, С.Г. Чигарев	4
ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЕЙ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ НА СВЕРХРАЗМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ	
А.И. Слепков, Я.Ш. Гранит	7
СОЗВЕЗДИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ДАТ 2006 ГОДА	
Д.И. Трубецков	10
О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СТАБИЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫМ РЕЛЯТИВИСТСКИМ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОМ	
И.Л. Богданкевич, О.Т. Лоза, Д.А. Павлов	11
МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ТУННЕЛЬНЫХ СИСПЕРЕХОДАХ ДИАПАЗОНА 787-950 ГГц	
О.В. Корюкин, С.В. Шитов, М.А. Буковский, А.В. Уваров	14
ДИНАМИКА ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА АНСАМБЛЯ РОТАТОРОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧЕРЕЗ СОБСТВЕННОЕ БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ	
В.Н. Корниенко, О.А.Реутов, Е.С. Тевилин	17
КВАНТОВЫЕ ПЛАЗМОИДЫ СО СВОЙСТВАМИ СВЕРХЖИДКОСТИ	
В.И. Канавец	20
НАКОПЛЕНИЕ, КОМПЕНСАЦИЯ, СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ И СВЕРХПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ СРЕДЫ	
В.И. Канавец, С.А. Хриткин	23
О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МНОГОЛУЧЕВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ГЕНЕРАТОРОВ МИКРОВОЛН НА ЭЛЕКТРОННЫХ И ПОЗИТРОННЫХ ПОТОКАХ	
В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин	26
ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУЛУЧЕВОГО ДИСКРЕТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МОЩНЫХ ЛБВ НА РЕЗОНАНСНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ	
В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин, Ю.В. Евдокимов, И.Н.Тисов	29

СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ А.Н. Диденко	32
СПЕКТР СКОРОСТЕЙ И ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин	33
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕДАЧИ И ПРИЕМА ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ В ПОСТОЯННЫЙ ТОК В ДИАПАЗОНЕ МИКРОВОЛН В.Л. Саввин, Г.М. Казарян	36
НОВАЯ ЖИЗНЬ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНОВ Б.С. Дмитриев.....	39
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН В ДИФРАКЦИОННОМ ПРЕДЕЛЕ: ДОПУСКИ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ А.В. Уваров, С.В. Шитов, А.Н. Выставкин, С.Е. Банков	42
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ЗЕРКАЛОМ ПРИ ПОМОЩИ ГИБРИДНОЙ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ В.Н. Корниенко.....	45
АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ R-ФУНКЦИЯМИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ К КРАЕВЫМ ЗАДАЧАМ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В.Ф. Кравченко, А.В. Юрин	48
НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЁНОК М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский	51
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В КАЧЕСТВЕ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФАР ИЗ ЛЕНТОЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В.И. Чулков	54
РЕЗОНАНСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ В СФЕРИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев.....	57
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГИРОТРОННЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ М.Ю. Глявин, С.В. Егоров, М.В. Морозкин, В.В. Холопцев, А.И. Цветков	60

РЕЗОНАНСНЫЙ ГЕНЕРАТОР 2 ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН НА ВТОРОЙ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГАРМОНИКЕ ДВУХРЯДНОЙ
ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОРОТРОНА

Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин 63

ДВУМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СЛОЕ
ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА

С.Б. Бодров, М.И. Бакунов..... 66

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МОДУЛИРОВАННОГО ПО ПЛОТНОСТИ ПРЯМОЛИНЕЙНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Н. Кошелев, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков..... 69

ДВА МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ В ОТКРЫТЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ОРОТРОННОГО ТИПА

В.Н. Корниенко, С.Г. Чигарев

Институт радиотехники и электроники РАН

Открытые электродинамические системы оротронного типа (ОЭДС-О) состоят из открытого резонатора (ОР), образованного двумя параллельными зеркалами различной конфигурации и открытой периодической структуры (ОПС), представляющую собой ту или иную разновидность дифракционной решетки, помещенной в объем ОР. Как дифракционная решетка ОПС формирует излучение электромагнитных волн при прохождении вблизи нее электронного потока. Кроме того, ОПС в приборах типа оротрон выполняет функцию замыкающей системы, обеспечивая взаимодействие электронного потока с одной из гармоник поля ОР. Результаты экспериментов [1] и численного моделирования, приводимые в данной работе, показывают то, что в зависимости от геометрических размеров для некоторого набора частот ОПС представляет собой своеобразный резонатор. С другой стороны, излучательная способность ОПС так же различна для различных частот. При размещении ОПС в ОР ее частотная избирательность для обоих режимов только усиливается. Двойственность выполняемых ОПС функций и частотная избирательность ее свойств определяет два механизма формирования сигналов. Прежде всего она приводит к тому, что электронный пучок передает часть своей мощности $P_{ВЧ}$ ВЧ полю как непосредственно за счет излучения $P_{ИЗ}$, так и посредством электронно-волнового взаимодействия пучка с одной из гармоник поля ОР P_e , то есть

$$P_{ВЧ} = P_{ИЗ} + P_e \quad (1)$$

Как показывают оценки, проводимые согласно нелинейной теории (например, [2]), P_e составляет величину $\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ от мощности пучка, в то время как $P_{ИЗ}$ всего $10^{-3} - 10^{-5}$. Такое соотношение величин позволяет при расчетах пренебрегать вторым членом в (1), принимая его во внимание только в пусковом режиме работы оротрона. Однако по мере укорочения длины волны генерируемых колебаний обеспечивать условия для достижения указанных уровней P_e становится проблематично [2], причем уровни мощностей P_e и $P_{ИЗ}$ становятся соизмеримыми. Таким образом, в субмиллиметровом диапазоне волн, где уровни генерируемых колебаний менее процента от мощности пучка пренебрегать $P_{ИЗ}$ уже нельзя, что вызывает необходимость более детального исследования электронно-волнового взаимодействия при излучении электромагнитных волн предварительно немодулированным пучком, пролетающим вблизи ОПС.

В данной работе представлены некоторые результаты такого исследования, проведенные методом численного моделирования. Для

расчетов в качестве базовой модели была взята ОЭДС оротрона, работавшего в диапазоне частот 7 – 10 ГГц, при ускоряющем напряжении пучка до 10 кВ и токе пучка до 3 А ([1,3]). При численном исследовании использовалась упрощенная двухмерная модель ОЭДС оротрона, в которой сферическое зеркало было заменено плоским.

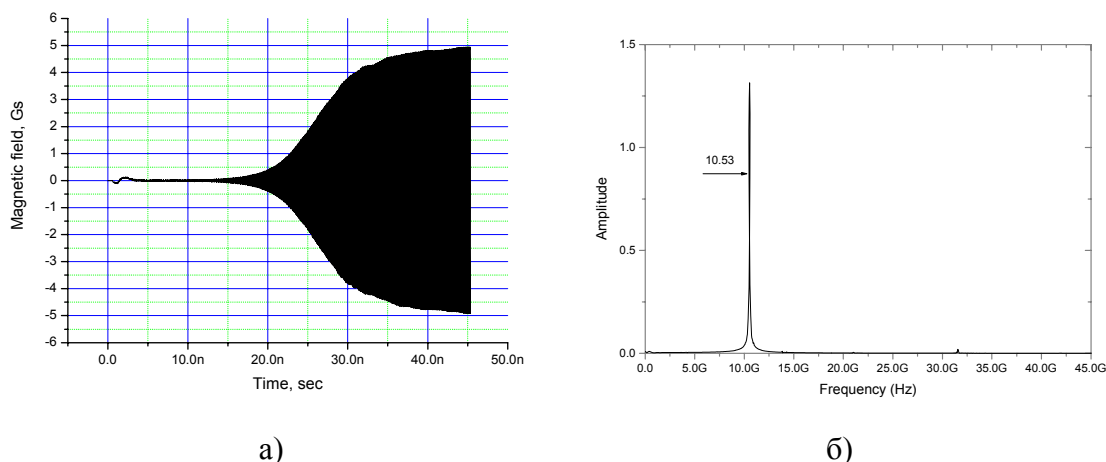


Рис.1. Зависимость магнитного поля от времени (а) и спектр генерации (б) в оротронном режиме.

На рис.1. представлен процесс формирования сигнала в обычном оротронном режиме. Спектр генерации имеет одну частоту, соответствующую одной из собственных частот ОПС. Для такого режима оптимальное значение параметра несинхронности b , определяемого соотношением $b = (V_e / V_{\phi n}) - 1$, равно 0,05 – 0,12, а угол излучения Q_n , определяемый соотношением $\cos Q_n = c / V_e + c / V_{\phi n}$, имеет значение близкое, но большее 90° . Здесь V_e – скорость электронов, $V_{\phi n}$ – фазовая скорость n -ой пространственной гармоники, n – ее номер, c – скорость света. В этом режиме мощность сигнала определяется членом P_e из соотношения (1) и имеет соответствующее значение.

В численном эксперименте расстройка оротронного режима осуществлялась изменением частоты собственных колебаний ОР за счет изменения расстояния между его зеркалами, при неизменном ускоряющем напряжении. На рис. 2 представлен такой диапазон частот, для которого условие оптимального синхронизма пучка с полем не выполняется. В этом случае спектр излучения немодулированного пучка представляет собой не белый шум, а дискретный спектр частот. По-видимому, это связано с частотной избирательностью излучательной способности ОПС. Полученный спектр излучения можно представить как ряд временных гармоник. При этом длину замедленной волны λ_n для каждой гармоники n можно определить из соотношения

$$\lambda_n = l n_p / n, \quad (2)$$

где l – период ОПС, а n_p – номер гармоники, для которой длина замедленной волны равна периоду. В отличие от оротронного режима

формирования сигнала, этот режим характеризуется, как правило, значением угла излучения, меньшим 90^0 и отрицательными значениями параметра несинхронности b для всех гармоник. В этом режиме фазовая скорость замедленной волны $V_{\phi n}$ больше скорости электронов V_e , Это препятствует образованию устойчивой обратной связи между пучком и ВЧ-полем. Свидетельством тому служит малый, на 3-4 порядка меньше, по сравнению с оротронным режимом, уровень сигнала, а так же отсутствие нарастания амплитуды поля со временем в момент начала работы оротрона.

Следует отметить, что многочастотный, с малым уровнем амплитуд, режим возможен при любой настройке ОЭДС. Для его возбуждения требуется лишь превышение током пучка некоторого, стартового, значения.

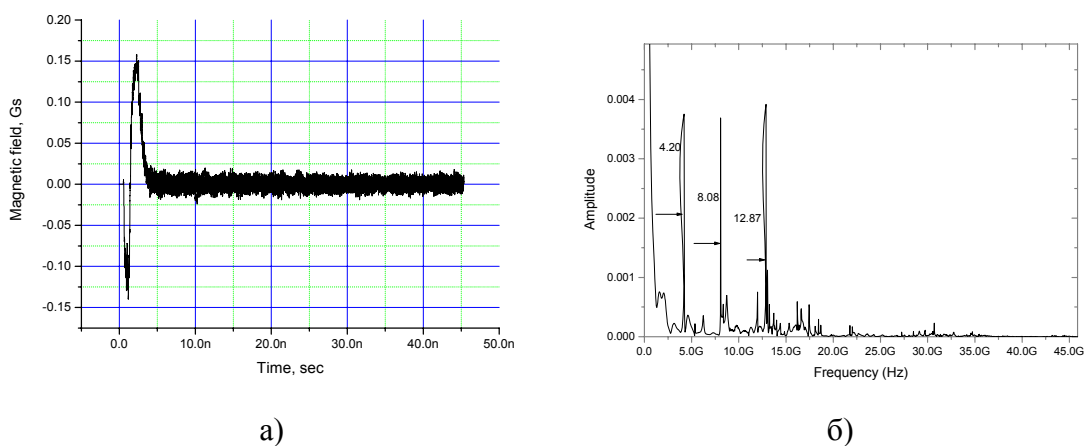


Рис.1. Зависимость магнитного поля от времени (а) и спектр сигнала (б) в многочастотном режиме.

Таким образом, методами вычислительного эксперимента установлено, что в открытых электродинамических системах оротронного типа возможно возбуждение как одночастотного режима генерации с образованием устойчивой положительной обратной связи между пучком и ВЧ-полем, так и многочастотный без образования такой связи. Результаты численного анализа имеют экспериментальное подтверждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев // РЭ. 1997. Т. 42. № 6. С. 733
2. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев. Тезисы докладов школы-семинара "Микроволны 2003".
3. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев и др. Тезисы докладов школы-семинара "Микроволны 2004".

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЕЙ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ НА СВЕРХРАЗМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

А.И. Слепков, Я.Ш. Гранит

*Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический
факультет*

Одним из направлений повышения уровней выходной мощности микроволнового излучения является переход к сверхразмерным периодическим системам и релятивистским электронным потокам. Использование сверхразмерных структур перспективно для оптимизации сил пространственного заряда и уменьшения вероятности пробоя вблизи металлических стенок структур. Наибольшее усиление и устойчивая генерация в устройствах данного класса наблюдается при реализации синхронизма потока и поля на частотах вблизи границ полосы прозрачности низшей аксиально-симметричной моды периодического волновода. В этих частотных диапазонах все периодические системы проявляют резонансные свойства, в них одновременно могут возбуждаться прямые и обратные волны. В сверхмощной электронике, где обычно применяются релятивистские сильноточные электронные пучки, активно исследуются черенковские и дифракционные генераторы, использующие резонансные периодические структуры с положительной дисперсией основной волны и поперечными размерами, значительно превышающими длину волны излучения.

Теоретический метод основан на представлении нерегулярных волноводов в виде цепочек связанных волновых трансформаторов. Такой подход позволяет единых позиций рассматривать линейные, нелинейные и нестационарные процессы при взаимодействии электронных потоков с полями резонансных одномодовых и многомодовых электродинамических структур, в том числе, на частотах границ полос прозрачности. Для решения конкретных задач могут использоваться различные реализации этого метода. В частности, для анализа многомодового взаимодействия потока и поля разработан вариант метода поперечных сечений [1].

Произвольный нерегулярный аксиально-симметричный волновод представляется в виде последовательности участков гладких волноводов. Для каждого выделенного участка записываются уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей, на скачках радиуса волновода производится сшивание полей, обеспечивающее непрерывность вектора Умова-Пойнтинга. В рамках конкретной реализации метода используется симметрия задачи и рассматриваются только аксиально-симметричные моды E_{0n} - типа.

При выводе уравнений возбуждения выбирается опорная частота и делается предположение о медленном изменении амплитуд во времени. Уравнения возбуждения дополняются условиями на входе и выходе системы (граничными условиями). Предполагается, при этом, что известны амплитуды волн, приходящих в систему на входе и выходе. Для анализа процессов в электронном потоке используется модель крупных частиц. Крупные частицы представляют собой тонкие кольца. Движение потока считается одномерным, силами пространственного заряда пренебрегается.

Система решаемых уравнений представляет собой разностный аналог уравнений возбуждения, записанных в матричном виде и уравнения движения крупных частиц. Система уравнений возбуждения совместно с граничными условиями на каждом временном шаге решается с помощью матричной прогонки. Интегрирование во времени ведется с использованием неявной двухслойной схемы с опережением.

Исследуемая система имела характерные размеры, близкие к размерам экспериментальных макетов, описанных в [2]. Поперечный размер периодического волновода составлял $D_g \sim 4\lambda_{изл}$. На рассматриваемых частотах в системе могут распространяться четыре моды периодического волновода – три из них являются объемными, их структуры близки к модам гладкого волновода. Низшая мода является поверхностной. Взаимодействие потока и поля осуществлялось на частотах, близких к частоте π -вида этой моды. Отсутствие идеального согласования системы на входе и выходе приводит к тому, что система проявляет резонансные свойства на частотах соответствующих возбуждению ближайших к π -виду продольных колебательных мод поверхностной волны. Результаты одномодового анализа [3] показывают, что возбуждение этих мод играет основную роль в процессе формирования спектральных характеристик генератора. Наличие объемных полей приводит к усложнению процессов взаимодействия потока и поля. Исследование резонансных свойств многомодовой системы проводилось в рамках приближения заданного тока – электронный поток был промодулирован по плотности на заданной частоте. На рисунке показаны особенности возбуждения полей заданным током. Наиболее сильно резонансные свойства системы проявляются на частоте ближайшей к π -виду продольной моды поверхностной волны. При этом анализ полей в системе показывает, что на резонансных частотах велика доля объемных полей. В частности в диапазоне $2d/\lambda=0.8-0.9$. Наряду с поверхностной волной возбуждается мода E_{04} . При удалении от частоты π -вида размеры волновода становятся запредельными для этой моды, система перестает проявлять резонансные свойства. Резонансные свойства системы начинают проявляться вновь на частотах вблизи отсечки моды E_{03} . Таким образом, формирование резонансов в многомодовых системах отличается от одномодовых наличием существенной роли

объемных полей и, прежде всего, связано с возбуждением моды, частота отсечки которой близка к рабочей области частот. Варьирование положения частоты отсечки этой моды может быть использовано для подавления одной из продольных мод поля поверхностной волны.

Исследование полей при самосогласованном взаимодействии потока и поля в режимах генерации показывает, что в системе наряду с поверхностной волной возбуждается поле моды E_{04} . Причем структура объемных полей внутри системы определяется в основном полем этой моды.

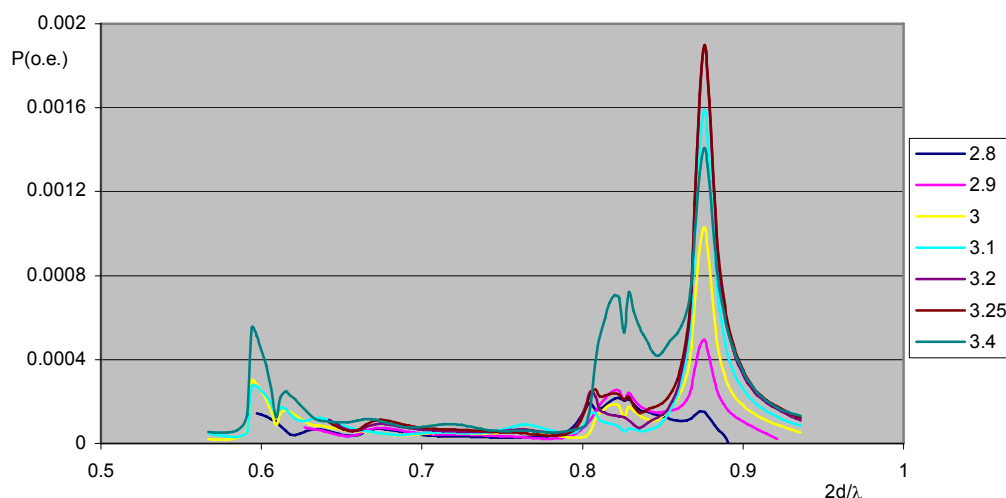


Рис.1. Зависимость выходной мощности излучения в режиме заданного тока от $2d/\lambda$ для разных значений продольного волнового числа $k_z d$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Слепков // Известия АН. Сер. физическая. 2003. Т. 67. № 12. С. 1678.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1991.- 296 с.
3. В.И. Канавец, Р.Н. Лазаренко, А.С. Нифанов, А.И. Слепков // Известия АН. Сер. физическая. 1997. Т. 61. № 12. С. 2303.

СОЗВЕЗДИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ДАТ 2006 ГОДА

Д.И. Трубецков

Саратовский государственный университет

Ушедший 2006 год был богат на электронные даты. Вот лишь некоторые из них.

150 лет назад родился Дж.Дж.Томсон, который экспериментально подтвердил существование электрона, измерил отношение заряда электрона к его массе,

Непосредственно заряд электрона, создал модель атома (модель атома Томсона - "Пудинг с изюмом").

125 лет назад родился Ирвинг Лэнгмюр, обладавший удивительной способностью использовать неожиданные случайности (в английском языке для обозначения этой способности есть специальный термин - serendipity).

100 лет назад Ли де Форест изобрел триод, который назвал аудионом.

85 лет назад Альберт Хэлл открыл принцип магнетрона.

125 лет назад родился Абрам Александрович Слуцкий - один из создателей харьковской школы радиофизики, много сделавший для разработки отечественных радиолокаторов.

100 лет со дня рождения Нобелевского лауреата Син-итиро Томонага, который в течение 2-ой мировой войны развил теорию магнетрона со сплошным анодом.

70 лет назад умер Дмитрий Аполинарьевич Рожанский - один из основателей советской радиофизики, внесший значительный вклад в исследование физики искрового и газового разрядов, разработку методов генерации электромагнитных волн метрового диапазона, радиолокацию.

Наконец юбилей и у магнетронной печи.

Этим людям и событиям посвящены лекции.

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СТАБИЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫМ РЕЛЯТИВИСТСКИМ СВЧ- ГЕНЕРАТОРОМ

И.Л. Богданкевич, О.Т. Лоза, Д.А. Павлов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской Академии наук

Плазменный релятивистский СВЧ-генератор (ПРГ) — это широкополосный источник СВЧ-импульсов, который способен перестраивать частоту излучения в несколько раз [1]. При определенных условиях [2] ПРГ генерирует узкую спектральную линию, ширина которой не превышает естественной, т.е. определяемой длительностью импульса, а частоту можно изменять в 1.5 — 2 раза.

ПРГ представляет собой черенковский СВЧ-усилитель (плазменная лампа бегущей волны, ЛБВ), в которой самовозбуждение обеспечивается частичным отражением волны от торцов резонатора. Трубчатая плазма, играющая роль замедляющей системы, создается в результате ионизации остаточного газа с концентрацией $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ током специального электронного пучка, эмитированного кольцевым термокатодом.

Нестабильность параметров экспериментальной установки приводит к разбросу значений концентрации плазмы, который может достигать нескольких процентов и особенно велик в режиме одиночных импульсов. От концентрации плазмы зависит частота излучения ПРГ (частота, на которой коэффициент усиления максимален, растет почти линейно с ростом ленгмюровской частоты плазмы [3]), и поэтому возможность генерации СВЧ-импульсов со стабильной частотой излучения постоянно подвергается сомнению.

В данной работе авторы ставили целью исследовать возможность поддержания стабильной частоты излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора. Проведены оценки и расчеты в рамках линейной модели, часть результатов получена путем численного моделирования с помощью популярного кода "Карат" [4].

Выше упоминалось, что обратная связь, необходимая для возникновения автоколебаний в плазменном СВЧ-генераторе, осуществляется при частичном отражении волн от границ резонатора. Как известно, в этом случае условия нарастания амплитуды и возникновения автоколебаний можно записать как:

$$\kappa^2 e^{2\delta L} > 1 \quad (1)$$

Здесь δ — погонный (линейный) коэффициент усиления поля волны, L — длина плазменно-пучкового взаимодействия, δ^2 — коэффициент отражения (по мощности) СВЧ-волны от границ. Другим известным условием генерации излучения в резонаторе является условие сохранения

фазы после прохождения области взаимодействия в обоих направлениях, т.е. длины $2L$, и отражений от обеих границ.

$$k_z \cdot 2L + \varphi_0 = 2\pi \cdot N, \quad (2)$$

где λ — длина волны, $k_z = 2\pi/\lambda$ — волновое число, φ_0 — изменение фазы, связанное с отражением от границ, $N = 1, 2, 3, \dots$ — номер продольной моды. Здесь подразумевается равенство длин двух плазменных волн: волны с нарастающей амплитудой и отраженной волны, распространяющейся без усиления. В этом случае получим известное соотношение: разность волновых чисел Δk_z для волн, индекс N которых отличается на единицу, равен:

$$\Delta k_z = \pi / L \quad (3)$$

Для фиксированной концентрации плазмы, т. е. для неизменной дисперсионной характеристики плазменной волны групповая скорость волны $V_{gr} = \partial\omega/\partial k_z \approx 2\pi \cdot \Delta f / \Delta k_z$; где частота волны f , а круговая частота $\omega = 2\pi f$. Таким образом, в одном импульсе излучения ПРГ, когда плотность плазмы не меняется, может генерироваться набор частот с интервалом:

$$\Delta f = \frac{V_{gr}}{2L} \quad (4)$$

Генерацию частот излучения именно с таким интервалом ($V_{gr} \approx 1.8 \cdot 10^{10}$ см/с, $L = 70$ см, $\Delta f \approx 0.13$ ГГц) наблюдали авторы [2].

Для численного моделирования была выбрана длина пространства плазменно-пучкового взаимодействия в ПРГ 15 см. Частотный интервал между соседними продольными модами СВЧ-генератора можно оценить по ф. (4). Расчеты дисперсионных характеристик позволили определить средние значения групповой скорости плазменных волн в точках черенковского резонанса: $V_{gr} \approx 2 \cdot 10^{10}$ см/с. Таким образом, частоты, которые ПРГ с заданными выше параметрами и длиной 15 см может генерировать в одном импульсе, должны быть расположены с интервалом $\Delta f \approx 0.7$ ГГц. Можно ожидать, что при попытке генерации нескольких СВЧ-импульсов с одинаковой частотой имеющиеся в эксперименте флюктуации концентрации плазмы от импульса к импульсу не будут приводить к изменениям частоты. Это предположение подтверждается моделированием с помощью кода "Карат" [4].

В численном эксперименте ПРГ с указанными выше параметрами "генерировал" СВЧ-импульс с узким спектром. На Рис.1 показана зависимость частоты излучения от концентрации плазмы. Вертикальными линиями обозначена ширина спектра, она зависит от длительности интервала 20 нс, на котором определялся спектр СВЧ-импульса. Видно, что существуют интервалы изменения концентрации, где частота излучения растет медленно, со скоростью приблизительно

$0.3 \text{ GHz}/10^{12} \text{ cm}^{-3}$, а между этими интервалами изменение частоты происходит скачкообразно.

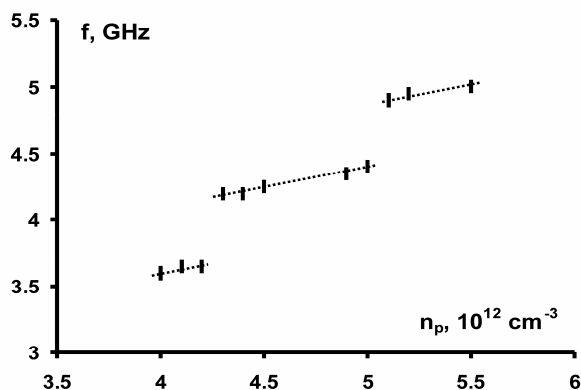


Рис. 1. Зависимость частоты СВЧ-излучения f от концентрации плазмы n_p .

Шаг изменения частоты (разница частот в начале или в конце соседних "ступенек") совпадает с оценкой по ф.(4): $\approx 0.8 \text{ GHz}$. В эксперименте разброс значений концентрации плазмы в режиме генерации одиночных СВЧ-импульсов не превышает 5% (для частотно-периодического режима он значительно меньше), т.е. $0.25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ для рассматриваемого случая. Если значение концентрации выбрано в середине

интервала "медленного" изменения частоты (напр., $4.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ на Рис. 1), то разброс частот излучения будет 75 МГц, т.е. порядка естественной ширины спектра импульса 50 МГц.

Итак, из приведенных результатов оценок и расчетов следует, что плазменный релятивистский СВЧ-генератор может излучать приблизительно одну и ту же частоту от импульса к импульсу. При изменении концентрации плазмы частота излучения меняется или слабо, или скачкообразно. Чтобы избежать значительного разброса частоты излучения от импульса к импульсу достаточно задать шаг дискретного изменения частоты достаточно большим, выбрав соответствующую длину плазменно-пучкового взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.С. Стрелков, Д.К. Ульянов // ФП. 2000. Т. 26. № 4. С. 329.
2. И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, О.Т. Лоза и др. // ФП. 2002. Т. 28. №8. С. 748.
3. М.В. Кузелев, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе и др. // ФП. 2001. Т. 27. № 8. С. 710.
4. V.P. Tarakanov // Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc.1992.
5. И.Н. Карташов, М.А. Красильников, М.В. Кузелев // РиЭ. 1999. Т. 44. № 12. С. 1502.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ТУННЕЛЬНЫХ СИС-ПЕРЕХОДАХ ДИАПАЗОНА 787-950 ГГц

О.В. Корюкин, С.В. Шитов, М.А. Буковский, А.В. Уваров
Институт радиотехники и электроники РАН

В настоящее время наиболее малошумящие гетеродинные приемники субмиллиметрового диапазона длин волн строятся на основе входных смесителей на сверхпроводниковых туннельных переходах сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник [1] (на СИС-переходах). Такие приемники применяются в радиоастрономии для наблюдения спектров излучения колебательных и вращательных переходов молекул межзвездного газа, что позволяет изучать эволюцию Вселенной. Одним из крупнейших проектов современной радиоастрономии является проект «ALMA» [2], объединяющий более 50 субмиллиметровых радиотелескопов в единый интерферометр, строящийся в Чили на высоте более 5000 м, где атмосфера достаточно прозрачна даже на частотах около 1 ТГц. Радиотелескопы состоят из приемной параболической антенны и системы зеркал, концентрирующих поток излучения на приемник, находящийся в криостате при температуре жидкого гелия (около 4 К). Сигнал через тонкое радиопрозрачное (вакуумированное) окно проходит внутрь криостата на приемный рупор смесителя, откуда через волновод попадает на чип смесителя, содержащий нелинейный смесительный диод (СИС-переход). Одновременно с внешним сигналом частоты около 1 ТГц на чип смесителя подается сигнал гетеродина, отличающийся от частоты сигнала всего на несколько гигагерц. На нелинейности СИС-перехода происходит преобразование спектра принимаемого излучения вниз на разностную частоту сигнала и гетеродина. После усиления примерно на 80 дБ сигнал ПЧ поступает на анализатор спектра.

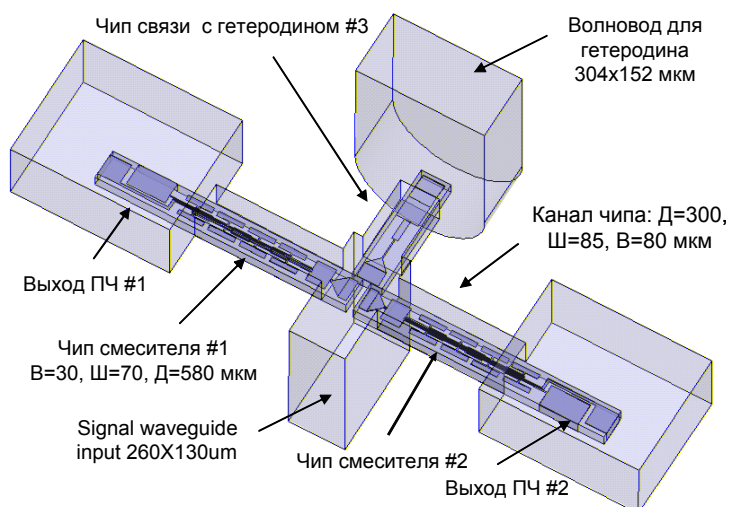


Рис. 1. Общая геометрия балансного смесителя.

В данной работе рассмотрен новый волноводный [3] балансный смеситель. Благодаря развязке между источниками сигнала и гетеродина, балансный смеситель может использовать все 100% мощности гетеродина, то есть такому смесителю требуется сравнительно маломощный источник гетеродина, что важно на терагерцовых частотах. Другим важным свойством балансного смесителя является подавление амплитудных шумов гетеродина, так как они складываются в противофазе на выходе смесителя. Конструктивно смеситель (рис. 1) представляет собой два идентичных кварцевых чипа, расположенных симметрично поперек широкой стенки волновода полного сечения (140 x 280 мкм). На чипы нанесена тонкопленочная сверхпроводниковая структура с СИС-переходами NbTiN-Nb/AlO_x/Nb-Al субмикронного размера и интегральными цепями настройки. Мощность гетеродина передается от отдельного смежного волновода через узкую стенку сигнального волновода при помощи третьего (пассивного) чипа связи. Каждый смесительный чип имеет выступающую в волновод антенну-пробник, согласованный через трансформатор импеданса со смесительной структурой на двух СИС-переходах. Трансформатор выполнен в виде микрополосковой линии из алюминия над экраном из нитрида титан-ниобиевого сплава (NbTiN/SiO₂/Al). Два СИС-перехода смесительной структуры разделены коротким отрезком такой же микрополосковой линии, которая играет роль индуктивности, отстраивающей паразитную емкость переходов [4].

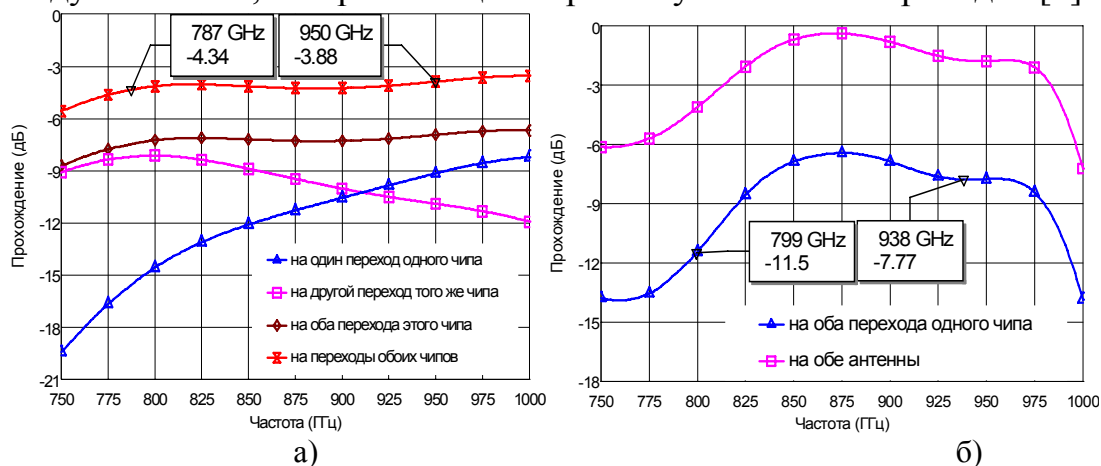


Рис. 2. Прохождение сигнала (а) и мощности гетеродина (б) на переходы смесительного чипа. Маркеры указывают границы диапазона частот сигнала (а) и гетеродина (б).

Смеситель моделировался с помощью трехмерного электромагнитного симулятора HFSS [5]. В процессе моделирования геометрии, представленной на рис. 1, проводилась максимизация прохождения сигнала и гетеродина на СИС-переходы смесительной структуры. В результате было получено прохождение сигнала на переходы лучше, чем -4,3 дБ во всем диапазоне 787-950 ГГц и -3,9 дБ в максимуме, как показано на рис. 2а. Здесь следует отметить, что традиционные сверхпроводниковые материалы такие, как ниобий, не эффективны на

частотах выше 800 ГГц, поэтому потери на уровне -3 дБ следует считать хорошим результатом. Прохождение мощности гетеродина на переходы составило лучше, чем -11,5 дБ во всем диапазоне и -6,5 дБ в максимуме, как показано на рис. 2б, что составляет примерно +3 дБ и +8 дБ к возможному уровню инжекции с помощью небалансного диплексера-ответвителя с уровнем пропускания -10 дБ. К сожалению, более плоскую характеристику передачи мощности гетеродина получить не удалось, по-видимому, из-за того, что на частотах чуть выше 1 ТГц существует паразитный резонанс, который приводит к сужению полосы. Однако, учитывая то, что на низких частотах требуется меньше мощность накачки, и там выше коэффициент преобразования, положение максимума выбрано так, чтобы наилучшее прохождение обеспечивалось в верхней части диапазона, а спад в нижней его части не сильно ухудшал работу смесителя.

Следующим этапом моделирования стала проверка стабильности смесителя к отклонению номинальных параметров, что является важным требованием, предъявляемым к реальному прибору. Проверялось влияние следующих отклонений: смещение чипа гетеродина на 10 мкм ближе к одному из смесительных чипов, что приводит к неодинаковой накачке двух смесителей, а также различие в параметрах самих СИС-переходов на каждом из чипов, что приводит к перекосу АЧХ. Площади СИС-переходов были изменены так, что их нормальное сопротивление изменялось в пределах $33 \pm 1,3$ Ом (на $\pm 4\%$). Анализ показал, что при наличии обоих типов отклонений, изменение уровня сигналов составляет менее 1 дБ, а сдвиг фаз между сигналами, пришедшими на разные чипы, менее 4 градусов. При этом утечка сигнала в канал гетеродина не превысила -30 дБ, что принципиально лучше, чем для небалансных смесителей.

В результате проведенного компьютерного исследования была разработана новая стабильная конструкция балансного СИС-смесителя, которая будет изготовлена и апробирована экспериментально с целью применения ее в проекте «ALMA» [2]. Авторы выражают свою благодарность ALMA-J Office (Япония) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.R. Tucker, M.J. Feldman // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. No. 4. P. 1005.
2. A. Wooten // Proc. SPIE, Large Ground-Based Telescopes. 2003. V. 4837. P. 110.
3. J. Kooi, G. Chattopadhyay, S. Withington, F. Rice, J. Zmuidzinas, C. Walker, G. Yassin // Int. J. IR MM Waves. 2003. V. 24. No. 3. P. 261.
4. J. Zmuidzinas, H. G. LeDuc, J. A. Stern, and S. R. Cypher // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1994. V. 42. P. 698.
4. Ansoft Corporation, <http://www.ansoft.com>

ДИНАМИКА ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА АНСАМБЛЯ РОТАТОРОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧЕРЕЗ СОБСТВЕННОЕ БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ

В.Н. Корниенко¹, О.А. Реутов², Е.С. Тевилин²

¹ *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва*

² *Московский государственный технический университет им.*

Н.Э.Баумана

В настоящее время значительный теоретический и практический интерес вызывает задача генерации мощных коротких (порядка 1 нс) импульсов микроволнового излучения. Одним из возможных физических механизмов, позволяющим генерировать такие импульсы, является эффект сверхизлучения электронных пучков малой длительности [1].

Как показано в [2], аналогичный эффект может проявляться и в активной среде, состоящей из классических диполей-ротаторов. Сделанные выводы основывались на результатах, полученных путем численного моделирования для случаев, когда частицы среды взаимодействуют между собой либо только через поле излучения, либо через полные электромагнитные поля. В [3] было отмечено существенное отличие во временных зависимостях потерь кинетической энергии ансамбля ротаторов для различных типов взаимодействия. В частности, было продемонстрировано, что в случае, если частицы взаимодействуют через полное поле, в системе формируется протяженный во времени частотно-модулированный импульс излучения. При этом суммарная кинетическая энергия ансамбля убывала со временем по экспоненциальному закону.

Целью представляемой работы является выяснение особенностей динамики ансамбля диполей-ротаторов, взаимодействующих только через ближние (увлекаемые) поля.

Согласно [2], будем рассматривать активную среду, состоящую из частиц, каждая из которых представляет собой две сосредоточенные массы $m_1 = m_2 = m$, расположенных на расстоянии $l = 2r_0$ друг относительно друга и закрепленных на невесомом абсолютно жестком стержне. На массах расположены заряды $+q$ и $-q$, равные по абсолютной величине и противоположные по знаку. Пусть среда заполняет цилиндрический объем с некоторой плотностью $\rho = \rho(\vec{r}, t)$ частиц, в начальный момент времени однородной по пространству.

Исходно все частицы имеют одинаковую кинетическую энергию, их вектора угловой скорости сонаправлены, однако начальные фазы вращения ротаторов равномерно распределены в интервале $[0, 2\pi)$.

Пространственно-временная зависимость увлекаемой составляющей электрического поля i -го диполя-ротатора описывается следующим выражением:

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = -\frac{\dot{\vec{d}}_i}{c R_i^2} - \frac{\vec{d}_i}{R_i^3} + 3\vec{n}_i \left(\frac{(\vec{n}_i \dot{\vec{d}}_i)}{c R_i^2} + \frac{(\vec{n}_i \vec{d}_i)}{R_i^3} \right) \quad (1)$$

где $\vec{d}_i = \vec{d}_i(\vec{r}', t')$ - дипольный момент, $R_i = |\vec{r} - \vec{r}'|$ - расстояние между центром ротатора и точкой наблюдения, $\vec{n}_i = \vec{R}_i / R_i$, c - скорость света в вакууме. Все величины в правой части (1) берутся в запаздывающий момент времени, определяемый из соотношения $t'_i = t - R_i / c$.

Электрическое поле в точке \vec{r} , создаваемое ансамблем, определяется как

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_i \vec{E}_i(\vec{r}, t) \quad (2)$$

Уравнение движения i -й частицы ансамбля в рассматриваемом случае имеет вид

$$\ddot{\varphi}_i = \frac{F_\varphi}{m r_0^2}, \quad F_\varphi = q(-E_x \sin \varphi_i + E_y \cos \varphi_i) \quad (3)$$

где φ_i - фаза вращения, E_x, E_y - компоненты суммарного электрического поля в декартовой системе координат.

Совместное решение (1-3) обеспечивает описание самосогласованной динамики диполей-ротаторов и возбуждаемого ими электромагнитного поля.

Динамику активной среды удобно описывать при помощи нормированного суммарного дипольного момента среды:

$$\vec{d}_\Sigma = \frac{1}{Nd} \sum_i \vec{d}_i \quad (4)$$

где N - общее число частиц в системе, d - модуль дипольного момента одного ротатора. Так, при $|\vec{d}_\Sigma| \rightarrow 0$ фазовая группировка ансамбля отсутствует. Если же $|\vec{d}_\Sigma| \rightarrow 1$, то движение всех частиц совершается синфазно.

Решение системы (1)-(3) проводилось численными методами. Движение ротаторов моделировалось методом макрочастиц. Для вычисления поля рассматриваемая область разбивалась на элементарные объемы, в каждом из которых содержалось достаточно большое число ротаторов. В (1) в качестве источников поля подставлялись дипольные моменты элементарных объемов. На каждом временном шаге выполнялись

последовательно следующие действия: - интегрирование уравнений движения; - определение, исходя из полученных значений фаз макрочастиц, дипольного момента элементарных объемов; - вычисление первой производной дипольного момента по времени; - нахождение электрического поля в точках наблюдения в следующий момент времени.

Было проведено моделирование системы, в которой начальная круговая частота вращения роторов равнялась $6.28 \cdot 10^9$ рад/с. Макрочастицы имели массу $2 \cdot 10^{-9}$ г и заряд 50 ед.СГС, их плотность изменялась в пределах от 10^3 до $2 \cdot 10^4$ см $^{-3}$.

Из кривых, изображенных на рис.1., следует, что с ростом плотности роторов, возрастает скорость увеличения дипольного момента системы, причем его максимальное

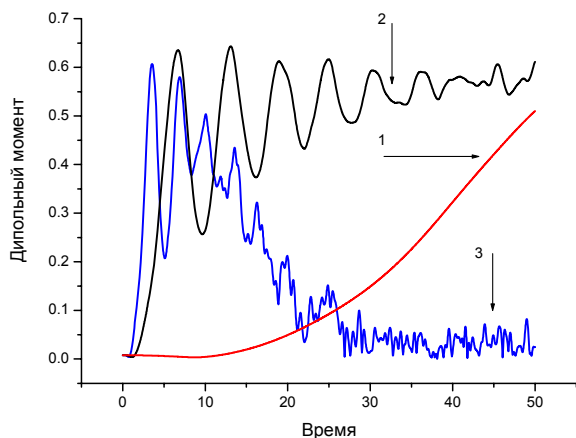


Рис.1. Зависимость дипольного момента от времени для системы с плотностью роторов 10^3 (1), 10^4 (2) и $2 \cdot 10^4$ (3) см $^{-3}$.

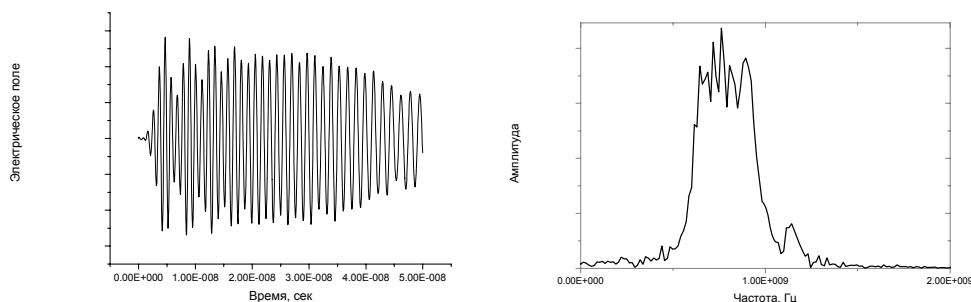


Рис.2. Зависимость электрического поля от времени (а) и его спектр (б) для системы с плотностью роторов 10^4 см $^{-3}$.

значение может достигаться за время, соответствующее нескольким оборотам ротора. Формируемое при этом электрическое поле имеет частотную модуляцию, близкую к ЛЧМ сигналу (рис.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т.60. В.7. С.501.
2. В.Н. Корниенко, В.А.Черепенин. //"Радиотехника". 2000. № 1. С.24.
3. В.Н. Корниенко // Тезисы докладов XI Международной зимней школы по СВЧ электронике и радиофизике. Саратов: 1999. С.36.

КВАНТОВЫЕ ПЛАЗМОИДЫ СО СВОЙСТВАМИ СВЕРХЖИДКОСТИ

В.И. Канавец

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В основе первого этапа работ [1] лежит предположение о возможности реализации электронно-позитронных плазмоидов на модернизированных, с добавлением вторичных источников медленных электронов и позитронов, импульсных сильноточных электронных ускорителях типа «Гамма» [2], причем такие плазмоиды имеют природную аналогию. Малая масса электронов и позитронов способствует получению высокотемпературной сверхтекучести электронно-позитронной жидкости, сопровождающейся сверхпроводимостью электронной и позитронной компонент.

Решаются уравнения нелинейной нестационарной теории коллективного самосогласованного взаимодействия при задании многих начальных областей волновых функций электронов и позитронов [3]. Квадрат модуля волновых функций равен плотности частиц. Расчеты фаз позволяют учитывать эффекты синхронизации и интерференции.

В [1] рассматривались квантовые процессы в электронно-позитронном плазмоиде вдали от металлических стенок при существенно нелинейном механизме обмена за время, соответствующее полупериоду обменных колебаний. Этот механизм включает взрывную неустойчивость, компенсацию заряда с занулением кулоновского потенциала и установление низшей волновой моды S-типа. Такая особенность связана с ведущей ролью коллективных процессов для групп частиц с нулевым общим спином при большой начальной плотности заряда.

В общем случае, электрическое взаимодействие зарядов дополняется квантовым эффектом обмена, происходящим в течении нескольких единиц или десятков периодов обменных колебаний, в зависимости от величины и радиуса действия кулоновских сил.

Эффекты обмена вдали от стенок приводят к самоорганизации сред с образованием шаровых квантовых плазмоидов, в том числе обладающих свойствами сверхжидкости. В плазмоидах следует различать волновую и кулоновскую части. Волновые части электронно-позитронной среды обладают свойством сверхпроникновения через диэлектрик. Кулоновская часть задерживается диэлектриком.

В основе второго этапа работ лежит физическая идея о возможности квантовой резонансной самоорганизации активных объемов различных нейтрализованных заряженных сред, возникающих в результате импульсных процессов. Резонанс появляется при равенстве величин зарядов и масс частиц разного знака и заключается в переходе системы в единое макроскопическое квантовое состояние волнового поля с

компенсацией кулоновского поля и связью частиц посредством квантовых сил. Компенсация сопровождается зарядовой независимостью сил. Основную роль при резонансе играет обменное взаимодействие, основанное на принципе тождественности. Острота резонанса уменьшается по мере нарушения условия равенства заряда и массы.

Реализованы варианты плазмоидов на основе протонов и антипротонов. В качестве тождественных частиц брались положительные и отрицательные ионы одинакового заряда и близкой по величине массы, а также различные кластеры. Многие единичные и двойные пары таких частиц эффективно взаимодействуют в условиях зарядовой независимости квантовых сил. Взаимодействие приводит к самоорганизации системы с уменьшением номера моды волнового поля вплоть до достижения низшей моды - основного состояния плазмоида на компенсированных по заряду парах частиц разного знака. В ряде случаев зафиксированы нулевые колебания плазмоида.

Следует отметить возможность экспериментальной проверки кластерной модели плазмоида с использованием СВЧ-разряда, возникающего в воздухе на выходе черенковского генератора диапазона 3 см [2]. Если в области фокуса менять состав воздуха, прежде всего процентное содержание водяного пара, то можно провести исследования резонансных условий образования кластерного плазмоида.

В случае электронно-позитронной среды необходимость перехода к макроскопическому порядку вызвана стремлением получить максимально большое время жизни позитронов до аннигиляции. Хаотическое движение позитронов при температуре выше критической сопровождается быстрой аннигиляцией при парных столкновениях. Время жизни существенно возрастает при коллективных процессах. Однако, следует отметить, что, хотя критическая температура перехода электронно-позитронной среды в состояние сверхжидкости может быть комнатной из-за малости масс частиц среды, нужно учитывать влияние большой неопределенности в атомных размерах из-за нулевых колебаний частиц малой массы.

В активной среде характерные времена жизни простых электронно-позитронных объединений достаточно малы, поэтому желательно использование импульсного воздействия. Большой интерес представляют одиночные импульсы тока ускорителя, приводящие к появлению импульсных токов медленных электронов и позитронов. Взаимодействие сгустков заряда медленных частиц разного знака может привести к получению плазмоида в основном (низшем) квантовом состоянии.

В теории энергия связи частиц или энергия сцепления зарядов разного знака часто определяется не кулоновским взаимодействием, а зависит от механизма квантового обмена. В частности, в методе Хартри-Фока при условии компенсации заряда энергия связи равна кинетической энергии нулевых колебаний электронов и энергии обменного взаимодействия.

В квантовой теории поля компенсированная пара электрон-позитрон является квантом волнового электронно-позитронного поля с двухчастичной волновой функцией и операторами Ψ и Ψ^+ . В более общем случае оператор Ψ описывает рождение электрона и поглощение как позитрона, так и дырки в активной среде, а оператор Ψ^+ относится к обратному процессу рождения позитрона (дырки) и уничтожения электрона.

Отметим тесную связь механизма притяжения электронов в плазмоиде с помощью многочастичных структур и экситонного механизма притяжения частиц при высокотемпературной сверхпроводимости. Притяжение возникает между электронами, находящимися в области энергий вблизи поверхности Ферми.

Электронно-позитронная среда в плазмоиде находится в состояниях, близких к области электронных (экситонных) фазовых переходов, например, от электронной жидкости к электронному кристаллу. При этом, как следует из опыта работы в СВЧ-электронике, граница полосы прозрачности (поверхности Ферми) зависит от электронной нагрузки, что меняет поправку к частоте плазменных колебаний, поправка может быть отрицательной и отталкивание электронов сменяется их притяжением.

Аналогичные рассуждения справедливы для системы позитронов, отталкивание позитронов сменяется их притяжением. В результате электронно-позитронная среда становится сверхжидкостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец. О возможности реализации на релятивистском сильноточном ускорителе квантового электронно-позитронного плазмоида. Электронно-позитронный шаровой плазмоид с S-волнами. Труды X Всероссийской школы-семинара. «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Наука. Новосибирск. 1991.
3. В.И. Канавец. Электронно-позитронный квантовый плазмоид со свойствами сверхжидкости. Приложение к трудам XI Всерос. школы-семинара «Волны-2007». Звенигород. 2007.

НАКОПЛЕНИЕ, КОМПЕНСАЦИЯ, СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ И СВЕРХПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ СРЕДЫ

В.И. Канавец¹, С.А. Хриткин²

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

²Московский государственный институт электроники и математики

Для применений плазмоидов следует рассматривать процессы вблизи металлических стенок. Представляют интерес вопросы накопления энергии большой плотности в электронно-позитронном плазмоиде (энергия высвобождается при коллективной аннигиляции), использование сверхтекучего движения в замкнутых волноводах и в волноводах конечной длины. При встречном движении электронной и позитронной компонент можно получить незатухающий сверхпроводящий ток. Перспективно ускорение электронно-позитронного плазмоида СВЧ-полем.

Реализация квантовых электронно-позитронных плазмоидов возможна лишь при достижении критических плотностей электронов и позитронов. Перспективно использование накопителей со сходящимися многолучевыми электронными и позитронными потоками.

Накопители могут быть цилиндрической или тороидальной формы. При накоплении в протяженной цилиндрической области естественно использовать сильные продольные внешние магнитные поля для фокусировки и разделения потоков позитронов с целью минимизации аннигиляции. В накопителях тороидального типа важную роль играют собственные магнитные поля противоположно направленных круговых потоков электронов и позитронов.

Накопители цилиндрической формы могут быть созданы на основе двух трубчатых противоположно направленных сильноточных электронных пучков модернизированного ускорителя «Гамма» [1]. Встречные потоки создаются двумя коаксиальными диодами с магнитной изоляцией. На выходе диодов потоки фокусируются общим, зависящим от координаты магнитным полем соленоидов. Электроны оседают на внутренних или внешних поверхностях конических коллекторов и производят направленные мощные потоки гамма-квантов. Далее располагаются две полусферические многослойные системы для получения многолучевых потоков позитронов и электронов, сходящихся в цилиндрическую область с большой плотностью заряда.

За основу можно взять трубчатый электронный поток СЭУ «Гамма» для МВЧГ диаметром 30 см, удерживаемый магнитным полем соленоида и оседающий на внутренней поверхности конического коллектора большого диаметра. Максимальный диаметр конуса близок к диаметру окна вывода СВЧ-энергии в атмосферу в однопучковом СЭУ $D_w = 2$ м.

Релятивистские трубчатые потоки фокусируются продольным магнитным полем соленоидов. В области конических коллекторов электронные потоки оседают и производят интенсивные потоки γ -квантов. Эти кванты попадают в слой вещества электродов, где формируются медленные вторичные электронные и позитронные потоки. Магнитные поля образуют магнитную бутылку, в которой удерживаются пространственно разделенные слои электронов и позитронов.

Расчеты цилиндрического накопителя следует вести с учетом внешнего и собственного магнитных полей. При ограниченной интенсивности и энергии гамма-квантов длительное накопление позитронов требует наличия сильного удерживающего внешнего магнитного поля. В длинной цилиндрической области вероятно возникновение прямых и встречных многолучевых потоков заряда с лучами чередующегося знака.

При большой импульсной энергии сильноточного электронного потока возникает интенсивный поток гамма-квантов и интенсивные вторичные потоки электронов и позитронов. В случае достижения критических значений плотностей зарядов образуется плазмоид цилиндрической формы или в виде последовательности цилиндров.

Процессы в цилиндрическом плазмоиде устанавливаются на «нулевой частоте» основной колебательной моды плазмоида (номер моды $n=0$), совпадающей с частотой «0»-вида динамической границы полосы прозрачности. Цилиндрическая форма плазмоида допускает проведение расчетов в двумерном приближении на плоскости (x, y) .

В электронно-позитронной плазме при малой температуре идут нелинейные процессы самоорганизации с переходом системы в одно макроскопическое квантовое состояние типа плазмоида со свойствами электронно-позитронной сверхжидкости.

В накопителях цилиндрической формы можно получить плазмоиды в виде коротких или длинных цилиндров. В случае реализации основного квантового состояния процессы в плазмоиде не зависят от продольной координаты и для исследования нелинейных эффектов можно использовать двумерное приближение.

Основу плазмоида составляют элементарные цилиндрические однородные по оси z парные области электронов и позитронов с почти совпадающими осями симметрии. На плоскости наблюдения (x, y) цилиндры изображаются в виде двух кругов с близкими центрами. Расстояние между центрами соседних цилиндров берется в несколько раз меньше радиуса действия кулоновских сил. В результате получается значительное перекрытие цилиндров и образуется однородный слой

активной среды. Получившийся скомпенсированный слой заряда не меняется во времени.

Ранее было показано, что электронная и позитронная жидкости обладают свойством сверхпроникновения через диэлектрик. В то же время эти жидкости отражаются от металлической стенки с граничным условием для потенциала $\Phi=0$. В силу малости размеров электронов и позитронов следует предполагать, что эти жидкости обладают свойствами сверхтекучести, могут двигаться без потерь через отверстия и трубки малого поперечного сечения.

Свойства сверхтекучести электронной и позитронной жидкостей можно промоделировать на плоскости (x, y) , если рассмотреть движение электронов и позитронов в прямоугольном однородном по z волноводе с малым расстоянием между стенками. На плоскости (x, y) след стенок этого волновода представляет собой два квадрата или два прямоугольника. Квадраты имеют общий центр. Размеры внешнего квадрата 10×10 , размеры внутреннего 9×9 . Расстояние между стенками равно 1. В двумерном приближении свойства системы не меняются вдоль оси z , движение частиц происходит только в направлении осей x и y . Два закрытых отрезка прямоугольных волноводов сечением $b \times 1$ с узкой общей средней стенкой образуют резонаторы, связанные через два отверстия в средней стенке в начале и в конце волноводов.

Если в такой волновод поместить сгусток электронов и придать ему начальную скорость, то при сверхтекучем движении поток волновой функции не затухает во времени. Результаты соответствующего двумерного расчета проводились для больших моментов времени после начала процесса, превышающих тысячу оборотов в волноводе. Если в центрах связанных волноводов поместить сгустки электронов и позитронов и придать им начальные скорости, то возникают незатухающие слабосвязанные колебания волновых функций, имеющие много общего с эффектом Джозефсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, 1991.
2. В.И. Канавец. О возможности реализации на релятивистском сильноточном ускорителе квантового электронно-позитронного плазмоида. Электронно-позитронный шаровой плазмоид с S-волнами. Труды X Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МНОГОЛУЧЕВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ГЕНЕРАТОРОВ МИКРОВОЛН НА ЭЛЕКТРОННЫХ И ПОЗИТРОННЫХ ПОТОКАХ

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

¹МГУ им. М.В. Ломоносова

²Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)

Возможность управляемого использования энергии электронно-позитронных пар для реализации квантовых плазмоидов и достижения важных для практики целей выдвигает на повестку дня вопросы получения мощных многолучевых пучков медленных электронов и позитронов, а также создания усилителей и генераторов микроволн для диагностики активных сред. Характерным размером активных сред является длина волны де-Бройля в интервале от 100-10000 ангстрем, что соответствует частотам терагерцового диапазона.

Взаимодействие электронных и позитронных потоков рассматривается в гладком и периодическом волноводах. Потоки могут быть прямыми или встречными. В них распространяются бегущие волны электронных или позитронных плазменных колебаний. Бегущие волны связаны между собой условиями синхронизма. Амплитуды и фазы волн могут медленно меняться в пространстве согласно картине интерференции волн на заданной частоте ω . Синхронизм быстрой волны одного потока и медленной волны другого потока в зависимости от направления движения частиц приводит конвективной неустойчивости - усилению электромагнитных полей или абсолютной неустойчивости - генерации. Усиление характеризуется комплексным волновым числом $h = \text{Re } h + i \text{Im } h$, а волна имеет вид $\exp[\text{Im } h z + i(\omega t - \text{Re } h z)]$.

В любой системе есть характерная длина, соответствующая переходу от волновых процессов к колебательным процессам, обусловленным внутренней обратной связью. По мере увеличения обратной связи в системе становится важным развитие процессов во времени, описываемое с помощью комплексной частоты $\omega = \text{Re } \omega + i \text{Im } \omega$ при заданном значении волнового числа h . Колебания имеют вид $\exp[-\text{Im } \omega + i(\text{Re } \omega t - h z)]$.

Возможная схема реализации усилителя микроволн на попутных электронных и позитронных потоках аналогична усилителям типа ЛБВ на двухлучевых попутных электронных потоках [1]. Электронные и позитронные потоки создаются специальной пушкой с напряжениями на катодах - V_{01} и V_{02} . Потоки заряженных частиц различного знака движутся в направлении оси z и имеют в общем случае различные постоянные составляющие скорости v_{01} и v_{02} , разные плазменные частоты ω_{p1} и ω_{p2} и

отличающиеся поправки к плазменным частотам R_1 и R_2 , $\omega_{q1} = \omega_{p1} R_1$, $\omega_{q2} = \omega_{p2} R_2$. На входе системы происходит модуляция одного из потоков на частоте ω и возбуждаются электронные и позитронные волны пространственного заряда [2-3].

Наиболее подходящим для исследований в линейном приближении служит режим двулучевого усилителя. Известен режим усиления, который реализуется, если функция распределения частиц одного сорта по скоростям имеет два максимума. Примером служит двулучевой электронный поток. Связь медленной волны быстрого потока и быстрой волны медленного потока изображается комплексной постоянной распространения в области частот, примыкающих к точке синхронизма двух электронных волн.

Аналогичный процесс в двулучевом позитронном потоке при некоторой расстройке параметров, приводит к комплексной постоянной распространения в частотной области вблизи точки синхронизма позитронных волн. Если расстройка велика, то электронная и позитронная области частот усиления сосуществуют. Уменьшение расстройки параметров вызывает компенсацию постоянных составляющих зарядов, области частот сливаются, возникает сначала 4-х волновое усиление, а затем 8-волновой механизм. В конечном счете, остается одна общая усиливаемая волна 4-х потоков заряженных частиц. Однако, при полной компенсации заряда, когда $|n_{e0} - n_{p0}| \rightarrow 0$, усиление падает до нуля [4].

Аналогично рассуждениям, приведенным по поводу усилительной задачи, можно провести анализ процессов в применении к встречным потокам электронов и позитронов. Продольные колебания происходят по оси z . Попутный электронный поток с увеличенным значением частоты ω_{q1} ($\omega_{q1} > \omega$) поступает на вход трубы дрейфа со скоростью v_{01} . Специальное устройство создает модуляцию по току и скорости, соответствующую начальному возбуждению быстрой волны, переносящей положительную мощность $P_{1+} > 0$. Фазовая скорость быстрой волны на частоте ω отрицательна ($v_{\phi 1+} < 0$), групповая скорость положительна ($v_{g1+} = v_{01} > 0$).

Встречный поток позитронов с отличающейся постоянной составляющей плотности заряда при условии ($\omega_{q2} < \omega$) движется со скоростью $v_{02} < 0$ и не имеет начальной модуляции. Медленная волна характеризуется отрицательной энергией заряженных частиц $W_2 < 0$ при положительной кинетической энергии потока зарядов $W_{k2} > 0$ и имеет отрицательную групповую скорость $v_{g2} = v_{02} < 0$, и в случае электронов переносила бы положительную мощность $P_{2e+} = W_{2e}, v_{02} > 0$ [4].

Поток позитронов имеет другой знак работы сил и потенциальной энергии, следовательно, медленная волна переносит отрицательную

мощность $P_{2p} < 0$. Быстрая волна прямого потока находится в синхронизме с медленной волной встречного потока $v_{\phi 1+} = v_{\phi 2-}$.

При токах, близких к пусковым, в генераторе выполняется условие синхронизма медленной волны пространственного заряда прямого потока со скоростью v_{01} и быстрой волны пространственного заряда встречного потока (скорость v_{02}) $v_{\phi 1+} = v_{\phi 2-}$, $c/v_{\phi 2-} = c/v_{02} (1 + \omega_{q2}/\omega)$, $c/v_{\phi 1+} = c/v_{01} (1 - \omega_{q1}/\omega)$, где ω_{q1} и ω_{q2} - редуцированные частоты плазменных колебаний в электронных и позитронных потоках.

В режиме двухволновой связи быстрой волны пространственного заряда встречного более плотного электронного потока и медленной волны пространственного заряда прямого слабого потока позитронов, при начальном возбуждении быстрой электронной волны, пространственное распределение амплитуд волн близко к распределению амплитуд в ЛОВ с начальным возбуждением обратной волны поля в сечении $z = L$.

При некоторой расстройке параметров на зависимостях комплексной частоты от постоянной распространения появляются две области мнимой части частоты $|\text{Im } \omega_{e,p}| > 0$. По мере компенсации заряда области сливаются и, в конечном счете, устанавливается единое поле низшей моды колебаний с частотой близкой к нулевой частоте. Заметим, что на частоте низшей моды генерации взаимодействие слабо зависит от разброса скоростей заряженных частиц разного знака.

Для связи с квантовой теорией электронно-позитронного плазмоида полезно исследование режима стоячих волн заряженных пучков электронов и позитронов в 4-х лучевом потоке с двумя парами встречных лучей разного знака [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: МГУ. 1993.
2. В.И. Канавец. О возможности реализации на релятивистском сильноточном ускорителе квантового электронно-позитронного плазмоида. Труды X Всероссийской школы-семинара. «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006.
3. В.И. Канавец. Электронно-позитронный шаровой плазмоид с S-волнами. Труды X Всероссийской школы-семинара. «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006.
4. В.И. Канавец. Электронно-позитронный квантовый плазмоид со свойствами сверхжидкости. Ч. I. М.: МГУ. 2007 г. 208 с. (рукопись).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУЛУЧЕВОГО ДИСКРЕТНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МОЩНЫХ ЛБВ НА РЕЗОНАНСНЫХ
ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

В.И. Канавец¹, Ю.Д. Мозговой², С.А. Хриткин², Ю.В. Евдокимов,
И.Н.Тисов²

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

²Московский государственный институт электроники и математики

Развитие микроволновой электроники больших мощностей привело к созданию мощных ламп бегущей волны (ЛБВ) на резонансных замедляющих системах (ЗС). Эти приборы нашли ряд важных применений в спутниковой связи и в радиолокационной технике. Однако разработанные мощные ЛБВ имеют ограниченную область усиления, и актуальной является задача расширения полосы усиления. Взаимодействие многолучевых потоков в резонансных ЗС позволяет существенно увеличить выходную мощность и расширить рабочую область усиления в мощных ЛБВ. В данной работе проводится теоретическое и экспериментальное исследование продольного непрерывного и дискретного взаимодействия двухлучевых потоков в мощных ЛБВ на резонансных ЗС. В линейном приближении методами теории связанных волн исследуются дисперсионные характеристики при непрерывном взаимодействии электронных потоков в гладком круглом волноводе. Методами теории многополюсников и связанных волн анализируется дискретное взаимодействие двухлучевых потоков и электромагнитных полей в мощных ЛБВ на резонансных ЗС.

Связанная система, включающая в себя два попутных электронных потока и резонансную ЗС, представляется в виде последовательности связанных 12-полюсников. Записаны уравнения связанных волн и получено дисперсионное уравнение 6-й степени для нахождения комплексных постоянных распространения. Анализируются решения дисперсионного уравнения в режимах многоволновых связей волн потоков и полей резонансных ЗС. Проводится теоретическое и экспериментальное исследование усиления сигнала в мощных многосекционных ЛБВ на частотах вблизи и за пределами границы полосы прозрачности.

В уравнениях движения дополнительно к кулоновскому полю первого потока $E_{\omega z1}$ учитывается продольная составляющая поля второго потока $E_{\omega z2}$, $dV_{e1,2}/dz + i(\omega/v_{01,2})V_{e1,2} = -(M_{12}E_{\omega z1,2} + M_{21}E_{\omega z2,1})$, где $M_{12} = M_{21}$ - коэффициенты связи потоков, $V_{e1,2}$ - кинетические потенциалы пучков [1]. Продольная составляющая кулоновского поля широкого потока $E_{k\omega z1,2}$ выражается через плотность конвекционного тока $j_{\omega z1,2}$, $E_{k\omega z1,2} = i j_{\omega z1,2} / (\omega \epsilon_0)$. После некоторых преобразований получаем уравнение $dV_{e1,2}/dz + i(\omega/v_{01,2})V_{e1,2} = -i(\omega_p/v_0)_{1,2} Z_{n1,2} J_{1,2} - i(\omega_p/v_0)_{2,1} Z_{n2,1} J_{2,1}$, где $J_{1,2} = j_{\omega z} S_{n12}$, S_{n12} - площадь потока, $Z_n = Z_{n0} / K_\gamma$ - волновое сопротивление.

В теорию вводятся амплитуды нормальных волн плазменных колебаний. Они даются соотношением $a_{p1,2\pm} = 1/(4 Z_1/Z_{п1,2}) [V_{e1,2\pm} Z_{п1,2}(-J_{1,2})]$. Кинетический потенциал $V_{e1,2}$ и ток $J_{1,2}$ выражаются через амплитуды нормальных волн

$$V_{e1,2} = 2 Z_{п1,2}^{1/2} (a_{p1,2+} + a_{p1,2-}), \quad J_{1,2} = (2/Z_{п1,2}^{1/2}) (a_{p1,2+} - a_{p1,2-}).$$

Уравнения связанных волн плазменных колебаний в первом (или втором) потоке, находящемся под воздействием кулоновского поля другого потока, имеют вид

$$\begin{aligned} [d/dz + i(\omega/v_{01} \gamma \omega_{p1} / v_{01})] a_{p1\pm} &= -c_{12} (a_{p2+} - a_{p2-}), \\ [d/dz + i(\omega/v_{02} \gamma \omega_{p2} / v_{02})] a_{p2\pm} &= -c_{21} (a_{p1+} - a_{p1-}), \end{aligned}$$

где коэффициенты двухволновой связи даются выражениями $c_{12} = (i\beta_{p2}/2) (Z_{п1}/Z_{п2})^{1/2}$, $c_{21} = (i\beta_{p1}/2) (Z_{п2}/Z_{п1})^{1/2}$, причем $c_{12} \cong c_{21}$ при условии $\beta_{p1} \cong \beta_{p2}$, $Z_{п1} \cong Z_{п2}$. В случае узкого потока происходит замена плазменной частоты ω_p на редуцированную плазменную частоту $\omega_{q1,2} = \omega_{p1,2} R_{1,2}$, $\omega_{p1,2} \Rightarrow \omega_{q1,2}$, $a_{q1\pm} = 1/(4Z_{п1}^{1/2}) [V_{e1\pm} Z_{п1}(-J_1)]$, $a_{q2\pm} = 1/(4Z_{п2}^{1/2}) [V_{e2\pm} Z_{п2}(-J_2)]$. Уравнения связанных волн для дуолучевых потоков приобретают вид

$$\begin{aligned} [d/dz + i(\beta_{e1} \gamma \beta_{q1})] a_{q1\pm} &= -i |c_{12}| (a_{q2+} - a_{q2-}), \\ [d/dz + i(\beta_{e2} \gamma \beta_{q2})] a_{q2\pm} &= -i |c_{21}| (a_{q1+} - a_{q1-}). \end{aligned}$$

Текущие значения амплитуд напряжений и токов эквивалентных схем, описывающих резонансные системы, и нормальных волн потоков, представленных в виде цепочек связанных многополюсников, преобразуются от ячейки к ячейке. В матричной форме записи это преобразование записывается с помощью следующего матричного уравнения: $X_{s+1} = G_s X_s$. Комплексный вектор X_s в матричном уравнении в случае s -й ячейки цепочки связанных 12-полюсников, описывающих дискретное взаимодействие двух потоков с полями ЗС, имеет следующий вид: $X_s = (U, I, a_1, a_2, a_3, a_4)_s$, где U, I – комплексные амплитуды напряжения и тока в s -й ячейке резонансной ЗС, a_i – комплексные амплитуды медленных и быстрых волн электронных потоков. Знание матрицы передачи отдельной s -й ячейки связанной системы G_s позволяет определить постоянные распространения нормальных волн $\Gamma_j = \alpha_j + i\varphi_j$, ($j=1, \dots, 6$) из следующего дисперсионного уравнения: $|G_s - E e^{-\Gamma_j}| = 0$, где α_j – параметр нарастания, φ_j – фазовый сдвиг j -й волны на ячейку, определяющий постоянные распространения волн связанной системы $\beta_j = \varphi_j / \Delta z$, E – единичная матрица.

Исследуемое многоволновое взаимодействие полей резонансных замедляющих систем и дуолучевых электронных потоков относится к одномодовому черенковскому излучению. В общем случае многоволнового и многомодового взаимодействия электронных пучков с полями замедляющих систем необходимо решать задачи, которые относятся к многомодовым процессам на заданной частоте [2].

Взаимодействие в мощных СВЧ устройствах на попутных потоках зависит от частот плазменных колебаний пучков и условий синхронизма волн пространственного заряда электронных пучков с бегущими волнами замедляющих систем. Теоретически и экспериментально рассмотрены особенности режимов взаимодействия вблизи границ полосы прозрачности в мощных однолучевых и двухлучевых ЛБВ на цепочках связанных резонаторов. Наблюдается удовлетворительное соответствие данных теории и эксперимента.

Двулучевое усиление в мощных ЛБВ на цепочках связанных резонаторов наблюдается при взаимодействии попутных потоков с полями замедляющей системы. Анализ дисперсионных характеристик показывает, что многоволновое взаимодействие потоков и поверхностного поля в резонансных системах зависит от вида резонанса у периодической поверхности и во многом определяет структуру собственных волн пучков. В результате динамическое значение плазменной частоты электронного потока может увеличиваться или уменьшаться, в то время как в гладком волноводе влияние стенок всегда уменьшает плазменную частоту потока.

Характер решений дисперсионного уравнения зависит от значений коэффициентов связи между волнами потоков и полями резонансных ЗС, а также от коэффициентов связи между потоками. При малых значениях коэффициентов взаимодействия легко выделяются области двухволновой связи между медленными волнами пространственного заряда и прямой бегущей волной замедляющей системы. По мере увеличения коэффициентов связи электронных потоков с полями резонансных ЗС совершается переход к многоволновым связям пучков и полей бегущих волн замедляющих систем. Области комплексных решений сливаются, и возникает единый механизм общей связи на электронной моде.

Аналогично реализуется многоволновый механизм связи полей ЗС с несколькими потоками, где также отдельные области усиления соединяются и образуется общая область усиления. Дополнительный учет взаимодействия между попутными пучками приводит к появлению сверхширокополосного усиления в расширенной полосе частот внутри и вне границ полосы прозрачности, определяемому в основном двухлучевым взаимодействием попутных электронных потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков “Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах” М., изд. МГУ, 1993 г.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы». Новосибирск.: Наука. 1991.

СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А.Н. Диденко

*Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет)*

Одним из способов решения проблемы энергосбережения является широкое внедрение СВЧ-технологий в промышленность, связь, для производства продуктов питания на основе последних достижений в СВЧ-электронике. Преимуществом СВЧ-энергетики является возможность передачи энергии на большие расстояния и простота преобразования ее в другие виды энергии. Область применения СВЧ-энергетики существенно расширяется в связи с развитием импульсной СВЧ-электроники, для которой создана в самое последнее время хорошая материальная база, благодаря успехам в области мощной релятивистской электроники.

СПЕКТР СКОРОСТЕЙ И ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова

Изучена динамика электронного потока в циклотронном преобразователе энергии (ЦПЭ) –мощном электровакуумном приборе, предназначенном для преобразования СВЧ энергии в постоянный электрический ток. Принцип действия прибора основан на преобразовании кинетической энергии циклотронного вращения потока в потенциальную электрическую энергию и подробно описан в [1]. Там же приводится аналитический вывод для области реверсивного изменения продольного магнитного поля (области преобразования): преобразование поперечных (вращательных) скоростей частиц потока в продольные скорости для бесконечно тонкого пучка в бесконечно коротком симметричном реверсе может быть полным. Однако приведенные там же экспериментальные данные показали очень низкую эффективность преобразования, что указывает на то, что применение модели бесконечно короткого реверса и бесконечно тонких (нитевидных) электронных пучков не адекватно для анализа работы и конструирования реальных приборов. Принципиально важно учитывать при анализе динамики электронных потоков протяженность области изменения магнитного поля, конечные размеры и форму пучка, а также действие кулоновских полей [2,3].

Традиционно профиль продольного магнитного поля на оси системы представляется в виде несимметричного косинуса:

$$B(z) = 0.5 \cdot B_0 \left[1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \left(\Theta \frac{z}{z_{\max}} \right) \right], \quad 0 < z < z_{\max},$$

где B_0 – значение продольного магнитного поля на входе в область преобразования, C_0 – отношение величины продольного магнитного поля на выходе из области реверса к начальному значению B_0 , $\Theta = \pi$, z_{\max} – протяженность области реверса. Значения радиального и продольного магнитных полей вне оси системы вычисляется с помощью известных формул параксиального приближения.

Однако на практике реализовать такой профиль вдоль оси магнитной системы довольно сложно, особенно для значений $0 < C_0 < -0.2$. В области малых значений фокусирующего электронный поток становится неустойчивыми, поэтому важно исследовать динамику электронного потока в расширяющихся магнитных с другой конфигурацией, легче реализуемой на практике.

Наиболее интересным является случай $\Theta = \pi/2$. Этот профиль соответствует четверти косинуса, а радиальные магнитные поля

увеличиваются вдоль рассматриваемой области по закону синуса, достигая максимального значения на выходе из нее. Учитывая, что именно радиальное магнитное поле «разворачивает» векторы радиальных скоростей электронов в продольном направлении, осуществляя, таким образом, непосредственно процесс преобразования, такой режим преобразования весьма интересен для изучения.

Численное моделирование движения электронного потока при различных профилях магнитного поля ($\Theta = \pi, 3\pi/4, \pi/2, \pi/4$) показало, что динамика процесса существенно зависит от профиля поля. Это выражается в изменении ряда наблюдаемых величин – величины разброса продольных скоростей в пучке, радиуса, формы пучка и, как результат, коэффициента трансформации вращательной энергии электронов в поступательную кинетическую энергию. Однако наиболее важным результатом моделирования является тот факт, что высокоэффективные режимы не исчезают; различным профилям поля соответствуют различные наборы значений оптимальных параметров. Это, с одной стороны, облегчит разработчикам задачу по конструированию магнитной системы, с другой стороны, позволит посредством изменения параметров магнитного поля несколько «сместить» высокоэффективные режимы преобразования в более предпочтительные области параметров.

На рис. 1. приведена контурная диаграмма величины коэффициента трансформации поперечной кинетической энергии в продольную (эффективности области преобразования) в зависимости от протяженности области реверса, выраженной в длинах циклотронных волн N_c , и глубины реверса магнитного поля, выраженного коэффициентом C_0 для случая расширяющегося магнитного поля ($\Theta = \pi/2$). Следует отметить, что при таком профиле поля процесс трансформации векторов скоростей пучка происходит весьма эффективно – высокоэффективные режимы трансформации (свыше 90%) протянулись в широком диапазоне параметров (на рисунке протяженные светлые области).

На рисунках 2 и 3 при тех же параметрах и в тех же осях приведены результаты вычислений среднеквадратичного отклонения продольных скоростей σ в пучке и относительный разброс скоростей в потоке δ . Минимальным значениям $\sigma = 0.004$ соответствуют светлые области. Эти рисунки показывают, что режимы с малым разбросом продольных скоростей в потоке ($\delta = 0.10 - 0.15$) реализуемы в узком диапазоне значений (узкие светлые полосы). В области пересечения светлых участков рисунков 1 и 2 реализуемы высокоэффективные режимы преобразования с низким разбросом скоростей.

Режимы преобразования с такими характеристиками электронного потока дадут значительно более высокую эффективность рекуперации электронного потока. Это особенно важно, т.к. именно проблемы вторичной эмиссии и эффективной рекуперации пучка не позволяют пока

реализовать на практике высокоэффективное преобразование СВЧ энергии [4].

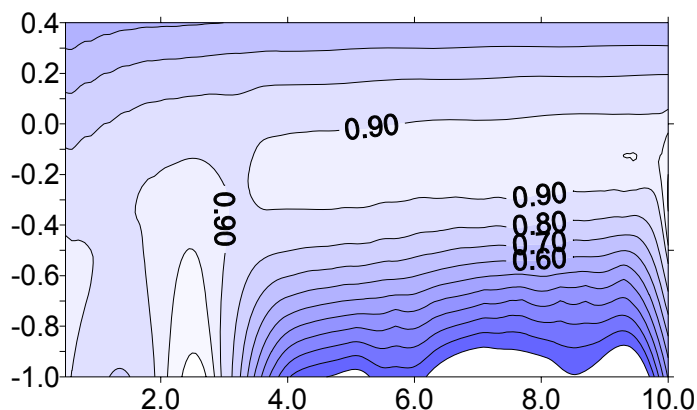


Рис. 1. Коэффициент преобразования энергии поперечного вращения пучка (5kV, 2A, $P_{вх}=50kW$).

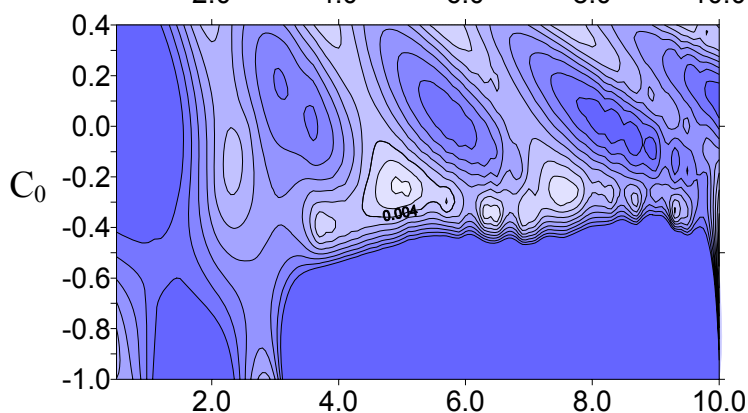


Рис. 2. Среднеквадратичное отклонение поперечных скоростей электронного потока (5kV, 2A, 50kW).

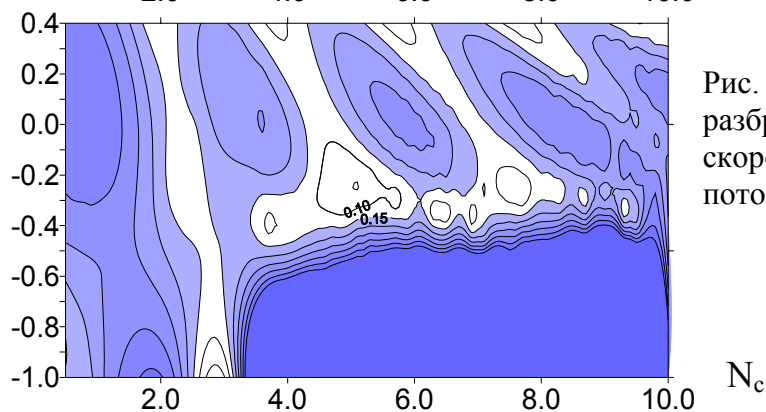


Рис. 3. Относительный разброс продольных скоростей в электронном потоке (5kV, 2A, 50kW).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Watson, R. Grow, C. Johnson // J. Microwave Power. 1970. V. 5. No. 2. P. 72.
2. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин, // Известия РАН, серия физическая. 1999. Т. 63. No. 12. С. 2368.
3. В.Л. Саввин, А.В. Пеклевский, Г.М. Казарян и др. // Известия РАН, серия физическая. 2001. Т. 65. No. 12. С. 1695.
4. Ю.А. Будзинский, С.В. Быковский, С.П. Кантюк и др. // Радиотехника. 1999. No. 4. С. 32.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕДАЧИ И ПРИЕМА ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ В ПОСТОЯННЫЙ ТОК В ДИАПАЗОНЕ МИКРОВОЛН

В.Л. Саввин, Г.М. Казарян
МГУ им. М.В. Ломоносова

Системы передачи энергии электромагнитным лучом (СПЭЭЛ) могут найти применение для передачи энергии между объектами в труднодоступных в геолого-климатическом отношении районах Земли (через глубокие каньоны, над водными массивами, болотами, горами), для снабжения энергией летательных аппаратов в атмосфере Земли, для транспортировки энергии с поверхности Земли на космические объекты также и от центральных космических станций производящих энергию на Землю и т.д. Среди достоинств СПЭЭЛ можно выделить возможность изменения направления передачи энергии путем переориентации передающей антенны, малые энергетические потери в достаточно широкой полосе частот при передаче энергии в атмосфере и в околоземном космическом пространстве.

Целью данной работы является: изучение возможности подавления фонового излучения боковых лепестков за пределами приемной антенны СПЭЭЛ за счет оптимизации дискретного амплитудного распределения электрического поля на передающей антенне; синтез равномерного распределения плотности мощности на плоскости приемной антенны с максимальным коэффициентом использования поверхности (КИП) ректенны, изучение вопросов повышения мощности и эффективности системы; анализ конструкции излучающего элемента и электрической схемы ректенного элемента с диодом Шоттки, оптимизация их параметров с целью улучшения эффективности преобразования микроволн и снижения уровня переизлучения; исследование процессов в реверсивной области циклотронного преобразователя с целью выявления механизмов возбуждения разброса продольных скоростей электронов и возможности повышения КПД преобразования и уровня преобразуемой мощности.

Предложен метод синтеза столбчатого распределения поля на приемной антенне, основанный на задании значений амплитуды и фазы

поля излучающих элементов передающей антенны в виде рядов Шлемильха, обеспечивает значение $KIP=0,98$ с эффективностью приема энергии до 70%. Такое равномерное распределение плотности мощности на приемной плоскости предполагает использование ректенны с однотипными равноудаленными приемно-преобразующими элементами.

Двухступенчатое распределение поля на передающей антенне системы передачи энергии электромагнитным лучом (СПЭЭЛ) позволяет обеспечить высокоэффективную передачу энергии микроволновым пучком (до 86%), что незначительно (на 1,6% по КПД) уступает системе с оптимальным гауссовым распределением. При этом уровень фонового излучения (-21,2 дБ для первого бокового лепестка) оказывается в два раза меньше, чем для системы с равномерным распределением поля. На примере наземной линии беспроводной передачи энергии показана возможность реализации уровня фонового излучения ниже медицинского стандарта РФ на длительное и безопасное СВЧ-облучение (10 мкВт/см^2). Показана возможность реализации экологически безопасной наземной СПЭЭЛ с максимальной мощностью передачи до $P_T=3.66 \text{ МВт}$ и $KPD=88.7\%$.

Рассмотрены приемно-преобразующие системы с ЦПЭ и ректенный элемент с ДБШ. Исследования процессов в ректенном элементе проводились с целью оптимизации параметров по эффективности и уровню переизлучения. Повышение КПД схемы возможно путем уменьшения потерь на барьере ДБШ. Показано что мощность высших гармоник рабочей частоты, возникающих на диоде Шоттки и переизлучаемых ректенным элементом с полуволновым диполем, может быть снижена до экологически безопасного уровня (-30дБ и более) путем введения фильтров с кратными резонансными частотами. Рассмотрен вопрос применения дисковой микрополосковой антенны вместо полуволнового диполя в ректенном элементе. Дисковый резонатор подсоединен к нагрузочному элементу через тонкий металлический контакт. Такая микрополосковая структура позволяет снизить вероятность возбуждения высших гармоник основной частоты. Моды TM_{24} и TM_{01} возбуждаются на частотах, близких к кратной резонансной частоте. Предложена новая конструкция дисковой антенны с разрезами,

расположенными перпендикулярно направлению линий тока для каждой моды соответственно. Использование предложенной дисковой микрополосковой антенны уровень переизлучения на кратных резонансных частотах и позволяет упростить схему выпрямляющего элемента.

В работе исследованы процессы преобразования энергии и динамика электронного потока в реверсивной области ЦПЭ. Выявлен механизм возбуждения разброса продольных скоростей в электронном пучке под действием сил пространственного заряда и радиального магнитного поля. Показано, что влияние кулоновских полей и проводящих границ в области преобразования приводит к периодическим изменениям результирующей эффективности преобразования вдоль длины реверсивной области ЦПЭ до 8-10%. При повороте электронного пучка с большим начальным радиусом ($\gamma=0.5-0.8$) вокруг своей оси под действием сил пространственного заряда на угол, кратный 2π , и сохранении формы поперечного сечения, относительный разброс продольных скоростей может быть существенно снижен (до 10%), что позволяет повысить эффективность преобразования до 80-85% и уровень входной мощности до 150 кВт.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.И. Елагин, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин // Известия Российской Академии Наук, Серия физическая. 2006. Т. 70. № 3. С. 448.
2. Г.М. Казарян, А.В. Рудаков, В.Л. Саввин // Вестник МГУ, Серия 3 Физика, Астрономия. 2005. № 5. С. 23.

НОВАЯ ЖИЗНЬ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНОВ

Б.С. Дмитриев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

В Саратовском университете в течение многих лет проводились исследования по разработке методов физического эксперимента, направленных на изучение характерных явлений в приборах СВЧ. Касаясь “старой” жизни обсуждаемой темы, необходимо отметить метод электронного зонда, позволяющий проводить оперативное физическое моделирование и оптимизацию взаимодействия потока электронов с СВЧ полями в приборах различных типов, включая многорезонаторные клистроны [1].

В последние годы в Саратовском университете на факультете нелинейных процессов проводятся теоретические и экспериментальные исследования фундаментальных процессов нелинейной динамики, и в частности, в микроволновой электронике. Были разработаны и реализованы различные методы физического эксперимента для исследования процессов в различных системах типа “электронный поток – электромагнитное поле”. Эти работы и вызвали “новую” жизнь такого традиционного прибора, как многорезонаторный клистрон.

Для многих практических приложений весьма перспективными представляются автогенераторы с запаздывающей обратной связью на основе многорезонаторных клистронов, отличающихся высоким уровнем мощности и большим КПД. Однако вопросы сложной динамики таких генераторов остаются почти неисследованными. Особенно следует отметить недостаток экспериментальных результатов. Экспериментальным исследованиям особенностей автогенератора на лампе с бегущей волной с запаздыванием посвящены работы группы Кислова В.Я. [2]. Исследованию некоторых вопросов сложной динамики в многорезонаторных клистронных автогенераторах с запаздывающей обратной связью посвящены работы [3, 4].

Для проведения детальных экспериментальных исследований основных закономерностей и особенностей сложной динамики в таких приборах, в которых электронный поток взаимодействует с полями резонансных колебательных систем, необходимо было выбрать объект исследования, разработать и создать многофункциональную измерительную установку и методики измерений с оперативным управлением изменения режимов и параметров.

В качестве объекта исследований был взят промышленный пятирезонаторный клистрон среднего уровня мощности десятисантиметрового диапазона. В клистроне использованы двухзакорные объемные резонаторы, работающие на противофазном виде колебаний.

Входной резонатор клистрона соединен с выходной коаксиальной линией обратной связи.

Измерительная установка давала возможность изучать работу клистронного автогенератора при одновременном наблюдении огибающей сигнала, его полного спектра, проекции фазового портрета, измерении частоты и уровня выходной мощности как в автономном, так и в режимах синхронизации при различных частотах и уровнях мощности внешнего воздействия. Таким образом, имелась возможность идентифицировать характер колебаний в различных режимах работы автогенератора. В качестве управляющих параметров использовались ток и напряжение электронного пучка, затухание в цепи обратной связи и параметры внешнего сигнала.

На рис. 1 изображена карта динамических режимов автогенератора на плоскости параметров ток – ускоряющее напряжение (I_0, U_0), т.е. разбиение плоскости параметров на области с различным характером колебаний. На этой диаграмме выделены области одночастотной генерации, периодической автомодуляции, автомодуляции с удвоенным и учетверенным периодом и области хаотической динамики. Области автомодуляции имеют вид отдельных зон, разделенных обширными участками одночастотной генерации. Максимально достижимая мощность колебаний в хаотическом режиме составила 41 Вт при КПД 35%.

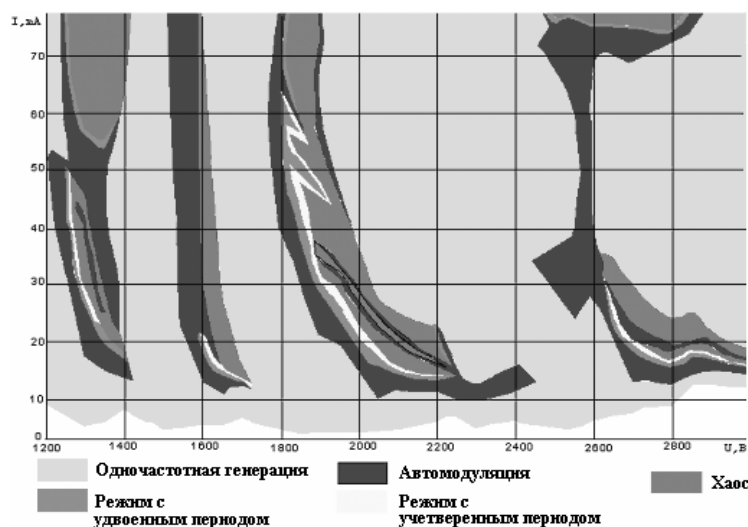


Рис. 1. Карта динамических режимов клистронного автогенератора.

Воздействие внешнего сигнала на автогенератор приводило к существенному изменению его свойств и характера колебаний в зависимости, как от исходного режима автономной системы, так и от частоты и амплитуды внешнего воздействия.

Отметим, что подобный автогенератор является удобным объектом для физических исследований закономерностей хаотической синхронизации с простыми способами управления сложной динамикой. На

нескольких схемах были исследованы различные типы синхронизации: влияние внешнего гармонического сигнала на характер колебаний автогенератора при разных исходных режимах работы, взаимная синхронизация двух связанных автогенераторов, режим полной синхронизации. Заметный интерес представляет подробное исследование эффекта полного подавления хаоса в клистронном автогенераторе внешним сигналом в широком диапазоне частот и мощностей внешнего воздействия.

В связи с интересом к прямохаотическим системам связи был предложен генератор хаотических радиоимпульсов, построенный на основе клистронного автогенератора [5]. Подачей внешнего сигнала от ЛБВ рабочая точка на амплитудной характеристике переводилась в область развитого хаоса. Во время внешнего импульсного воздействия и генерировались хаотические радиоимпульсы. Были проведены эксперименты по передаче и приему в эфире хаотических радиоимпульсов в лабораторных условиях. На рис.2 показаны фотографии спектра и

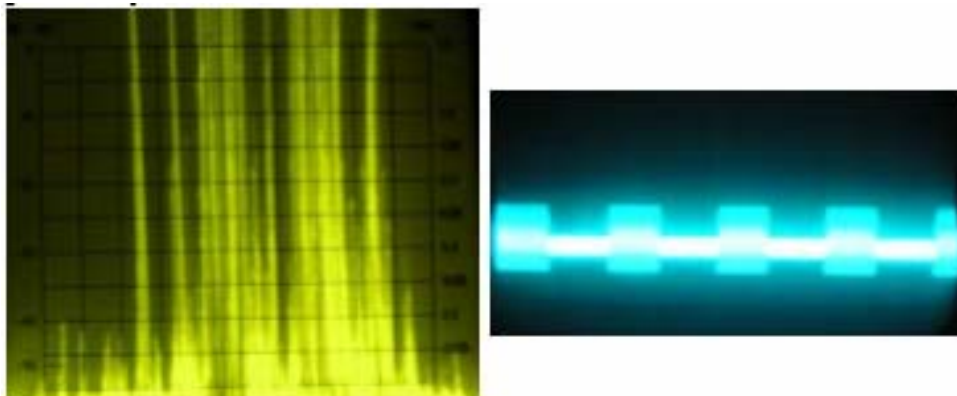


Рис. 2. Фотографии спектра и хаотических радиоимпульсов.

радиоимпульсов с хаотическим заполнением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков. // Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов. изд-во СГУ. 1978. кн.IV. с.38-92.
2. В.Я. Кислов, Е.А. Мясин, Н.Н. Залогин // Радиотехника и электроника. 1980. Т. XXV. №10. С. 2160.
3. Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков, Д.В. Клокотов, Н.М. Рыскин. // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. № 7. С. 105.
4. A.M. Shigaev, B.S. Dmitriev, Yu. D. Zharkov, N.M. Ryskin. // IEEE Transactions On Electron Devices. 2005. V. 52. № 5. P. 790.
5. Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков, В.Н. Скороходов, А.А. Бирюков. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т.14. №4. С. 36.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН В ДИФРАКЦИОННОМ ПРЕДЕЛЕ: ДОПУСКИ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ

А.В. Уваров, С.В. Шитов, А.Н. Выставкин, С.Е. Банков
Институт радиотехники и электроники РАН

Линзовые антенны, состоящие из иммерсионной диэлектрической линзы и планарного облучателя, помещенного в фокус линзы непосредственно на ее поверхности, находят в последнее время все большее применение в приемниках субмиллиметровых длин волн для радиоастрономии. Связано это с такими преимуществами линзовых антенн перед рупорными, как отсутствие ограничений на размер чипа, что связано с размерами волновода, дешевизна и простота изготовления. Однако в отличие от скалярных рупоров ДН линзовых антенн обладает относительно большими боковыми лепестками (-18 дБ). Вследствие чего типичное значение для коэффициента перехвата мощности линзового облучателя рефлектором телескопа равно ~ 0.8 . Однако шумы, вносимые с приемную систему для такого значения коэффициента перехвата будут эквивалентны 1 дБ атмосферных потерь, и при типичном поглощении атмосферы на частоте 1000 ГГц -3 дБ шумовая температура приемника не слишком сильно возрастает при переходе с классического волноводного дизайна на квазиоптический (интегральные линзовые антенны).

Иммерсионные линзовые антенны могут применяться как с прямыми детекторами (например, ДКП-боллометрами [1]), так и со смесительными диодами (например, на сверхпроводниковых туннельных переходах [2, 3]). Часто конструкция приемников основывается на симметрии планарной структуры, в том числе симметрии возбуждения элементов планарного облучателя (например, щелей в двойной щелевой антенне) и точности установки чипа с планарной антенной в фокус линзы. В данной работе определены возможные причины деградации диаграммы направленности для двухвibratorной интегральной линзовой антенны: нарушение симметрии возбуждения vibratorов вызванное рассовмещением слоев во время фотолитографического процесса, неточность установки чипа с планарной антенной структурой в фокус линзы, неточность нанесения просветляющего покрытия.

Для анализа свойств линзовой антенны была применена техника физической оптики (интеграл Кирхгофа-Гюйгенса). Приближение синусоидального распределения токов вдоль vibratorных элементов планарной антенны было использовано, для облегчения электродинамического расчета. Продемонстрированные результаты (см. рис. 1) оказались в хорошем соответствии с известными работами [4, 5]. Это послужило основанием для применения разработанной нами методики

для изучения характеристик интегральной линзовой антенны с нарушенной симметрией.

Были рассмотрены два типа планарных облучателей: двойная щелевая антенна и двойная дипольная антенна с задним отражателем – с включенными в них смесителями на двух сверхпроводниковых туннельных переходах. Неизбежное рассовмещение слоев при оптической фотолитографии приводит к измерению длины микрополосковых линий и к разнице в фазовой задержке в возбуждении вибраторов. Такое различие может возникать вследствие неодинаковости параметров пары детекторов. Мы рассмотрели случаи рассовмещения слоев до 1 мкм и разброса в параметрах переходов до 20%. Оказалось, что отношение мощностей возбуждения может достигать 1.6, а фазовая задержка – 15 градусов. Более устойчивой к нарушениям симметрии интегральной структуры оказалась двойная дипольная антенна с задним отражателем, что можно объяснить большим числом элементов.

В данной работе мы остановились на рассмотрении только удлиненных полусферических кремниевых линз, которые особо привлекательны, благодаря простоте их изготовления. Фокусировка линзы зависит от расстояния между планарным облучателем и центром сферической поверхности линзы L_{ext} . Наиболее широко применяются фокусировка на бесконечность (эллиптическая фокусировка, $L_{ext}=0.39(D/2)$) и безабберационный режим (апланатическая фокусировка, $L_{ext}=0.29(D/2)$). Первый случай характеризуется тем, что формирует плоский фронт на раскрытие линзы, поэтому ДН такой линзовой антенны будет определяться дифракционными эффектами на апертуре линзы (ширина ДН определяется диаметром D). Апланатическая фокусировка позволяет формировать чисто сферическую волну, в результате ДН будет в меньшей степени зависеть от частоты. Однако, использование такой антенны напрямую с телескопом затруднительно вследствие большого углового размера главного лепестка, поэтому применяют промежуточную согласующую оптику между телескопом и линзовой антенной, влияние которой нами не рассматривались.

В качестве заключения можно отметить, что характеристики линзовых антенн, работающих в дифракционном пределе и имеющие чуть ниже интегральную эффективность пучка, оказались более устойчивыми к неизбежным погрешностям изготовления и юстировки. Апланатические линзовые антенны из-за наличия в главном лепестке остаточных дифракционных максимумов при нарушении симметрии дают более сильное искажение фазового фронта и самой ДН (см. рис. 1). При этом дополнительные оптические элементы, необходимые в апланатической системе, могут только усилить влияние указанных негативных эффектов.

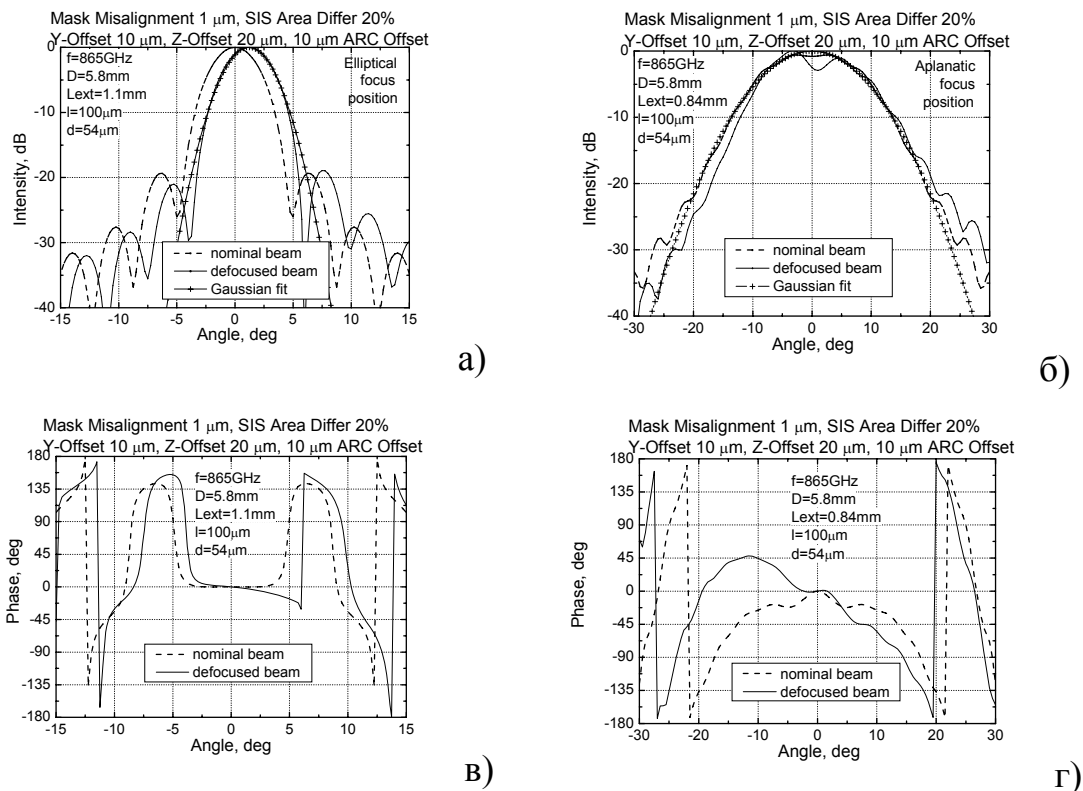


Рис. 1. ДН двойной щелевой линзовой антенны для различных фокусировок иммерсионной линзы.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.N. Vystavkin, S.V. Shitov, A.G. Kovalenko, A.V. Pestriakov, I.A. Cohn, A.V. Uvarov, "Arrays of TES Direct Detectors for Supersensitive Imaging Radiometers of 1.0 – 0.2 mm Waveband Region", Invited talk, Proceedings #WPP264 of European Space Agency, Seventh International Workshop on Low Temperature Electronics, WOLTE-7, 21-23 June 2006, Noordwijk, the Netherlands, pp. 101-108.
2. S. Shitov, B. Jackson, A. Baryshev, A. Markov, N. Iosad, J. Gao, T. Klapwijk, "A low-noise double-dipole antenna SIS mixer at 1 THz," Physica C, vol. 372, no. 1, pp. 374–377, 2002.
3. S.V. Shitov, T. Noguchi, T. Matsunaga, T. Tamura, A. V. Uvarov, I.A. Cohn, T. Hasegawa, "A SIS mixer for ALMA band 10: development concept", Abstracts for the Sixteenth International Symposium on Space Terahertz Technology, Gothenburg, Sweden, May 2-4, 2005.
4. D. Filipovic, S. Gearhart, and G. Rebeiz, "Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptic silicon dielectric lenses," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 41, pp. 1738–1749, Oct. 1993.
5. M. J. M. van der Vorst, "Integrated lens antennas for submillimeter-wave applications", PhD thesis, ISBN 90-386-1590-6, Technical Univ. of Eindhoven, Netherlands, Apr. 1999.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ЗЕРКАЛОМ ПРИ ПОМОЩИ ГИБРИДНОЙ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

В.Н. Корниенко

Институт радиотехники и электроники РАН, г.Москва

В последнее время значительное внимание уделяется проблеме генерации импульсов когерентного электромагнитного излучения аттосекундной длительности. Один из возможных способов предложен в [1] и состоит в использовании эффекта преобразования амплитуды и частоты пробной электромагнитной волны, рассеивающейся на плоском сгустке электронов, движущихся во встречном направлении с релятивистской скоростью. В [2] показано, что такой сгусток ("электронное зеркало") может быть сформирован в результате взаимодействия мощного импульса лазерного излучения с тонким плазменным слоем. При этом амплитуда и форма лазерного импульса должны удовлетворять определенным условиям, среди которых можно выделить следующие: ускорительный параметр $\alpha_0 = eE / mc\omega$ (здесь E - напряженность электрического поля, e, m - заряд и масса электрона, c - скорость света, ω - круговая частота лазерного излучения) должен быть значительно больше единицы; импульс должен иметь крутой передний фронт (три-пять колебаний электромагнитного поля). Характеристики формируемого электронного зеркала зависят, в свою очередь, от поперечного распределения поля в лазерном импульсе и от толщины и плотности исходного плазменного слоя.

Исследование процессов, происходящих как в момент образования электронного зеркала, так и при рассеянии на нем пробной волны, удобно проводить методами вычислительного эксперимента. Обычно для решения задач самосогласованной пространственно-временной динамики электромагнитного поля и заряженных частиц плазмы используют систему уравнений Максвелла и уравнения движения частиц. Численный алгоритм строится на основе различных модификаций метода конечных разностей, который предполагает введение в области построения решения пространственных сеточных функций. Расстояние между ближайшими узлами сетки определяется характерным масштабом наиболее мелкого из рассматриваемых процессов. Шаг по времени должен удовлетворять условию Куранта, т.е. произведение его величины на скорость света должно быть меньше, чем шаг по пространственной координате. В задачах формирования когерентного излучения за счет эффекта Доплера самым малым масштабом выступает длина волны рассеянного поля, которая на два-три порядка меньше длины пробной волны. Кроме того, амплитуда

отраженного сигнала оказывается на 4-5 порядков ниже амплитуды поля, формирующего электронное зеркало.

Разница в величинах полей существенно затрудняет анализ получаемых результатов: выделить сигнал высокой (но не фиксированной)

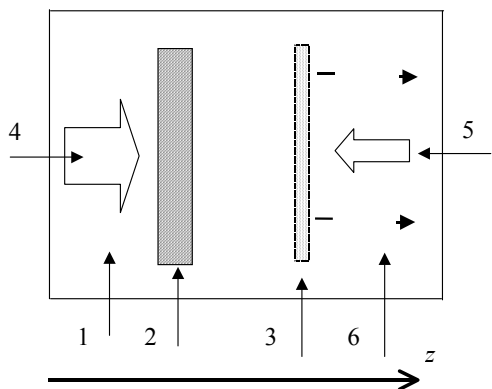


Рис.1. Конфигурация системы. 1 - область построения решения; 2 - начальное положение плазменного слоя; 3 - сформированное электронное зеркало (изображено схематически); 4 - направление распространения ускоряющего импульса; 5 - пробная волна; 6 - рассеянное высокочастотное поле.

частоты с исчезающе малой амплитудой на фоне большой амплитуды относительно низкочастотной ускоряющей волны, при наличии целого ряда "сеточных" эффектов практически невозможно. В данной работе предложена модификация численной схемы, позволяющая проводить такое выделение. Схема основана на конечно-разностном алгоритме вычисления полей, использует метод "облако-ячейке" для определения компонент плотности тока и метод макрочастиц для моделирования движения электронов и ионов плазменного слоя. Вычисление же

поля, вызванного ускоренным движением электронов зеркала под действием только пробной волны, проводится при помощи интегральных соотношений с запаздыванием.

Рассмотрим систему, вид которой представлен на рис.1. В области построения решения введем пространственную сетку. Расстояние между узлами выберем, исходя из оценки длины волны рассеянного излучения. Предположим, что в начальный момент времени электромагнитное поле в системе отсутствует, а макрочастицы, моделирующие плазменный слой, неподвижны. На каждом шаге по времени будем проводить следующие действия: - вычисление компонент поля на основе конечно-разностных соотношений; - расчет новых значений координат и скоростей макрочастиц с учетом действия ускоряющей волны, собственного поля частиц (как увлекаемого, так и излучаемого) и поля пробной волны; - определение по полученным характеристикам движения пространственного распределения составляющих плотности тока в узлах выбранной сетки; - расчет значений координат и скоростей частиц для случая, когда они взаимодействуют только с собственным полем и полем ускоряющей волны; - определение токового распределения для этого случая; - формирование сеточной функции разности распределений компонент тока; - сохранение значений разности распределений в файл.

Описанная процедура циклически выполняется до заданного предельного момента времени. Полученная в результате проведенных вычислений функция разности распределений компонент тока соответствует действию на движущиеся частицы только пробной волны. Эта зависимость используется в качестве источника поля $\vec{J}(\vec{r}', t')$ в интегральном соотношении

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \int_V \left\{ \frac{[\vec{J}(\vec{r}', t') \times \vec{R}]}{R^3} + \frac{1}{c} \left[\frac{\partial \vec{J}(\vec{r}', t')}{\partial t'} \times \vec{R} \right] \right\} dV',$$

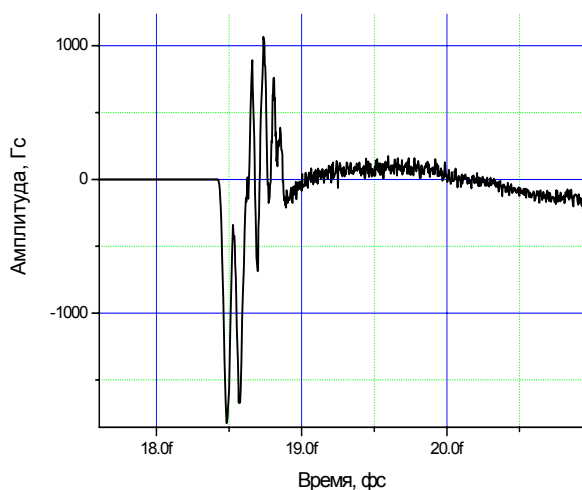


Рис. 2.

амплитудой $5 \cdot 10^8$ Гс. При этом была выбрана пробная волна с частотой $3 \cdot 10^{14}$ Гц и амплитудой 10^7 Гс. Временная зависимость полученного в результате вычислений рассеянного поля показана на рис.2. Характерная частота заполнения импульса составила около $1.2 \cdot 10^{16}$ Гц, что соответствует 40-кратному увеличению относительно частоты пробной волны.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17297-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Ильин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин // Радиотехника и Электроника. 1999. Т. 44. № 4 С. 389.
2. В.В.Валуев, В.Н.Корниенко, В.В.Кулагин, В.А.Черепенин // Материалы XIII Зимней школы-семинара по СВЧ электронике и радиофизике. Саратов. 2006. С.32.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ R-ФУНКЦИЯМИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ К КРАЕВЫМ ЗАДАЧАМ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

В.Ф. Кравченко¹, А.В. Юрин²

¹Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Согласно теории, изложенной в [1-2], рассмотрим планарную цепь полоскового типа сложной геометрической формы [3] и основные соотношения позволяющие получить ее характеристики методом R-функций.

В схеме, показанной на рис. 1, а, центральный проводник, расположен между двумя заземленными пластинами, расстояние между которыми $2d$. На краях центрального проводника имеются несколько выводов шириной B_i . Остальные края центрального проводника являются разомкнутыми. Выберем направление координатных осей так, чтобы рассматриваемый центральный проводник произвольной формы лежал в плоскости xOy , перпендикулярной оси z . Соотношения центрального проводника по осям x и y будут соизмеримы с длиной волны, а размером по оси z можно пренебречь. Следовательно, поле по направлению оси z можно считать постоянным. Уравнение Гельмгольца имеет вид:

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon, \quad (1)$$

где μ и ε — магнитная и диэлектрическая проницаемости материала диэлектрика; ω — угловая частота. Формула (1) описывает поле внутри диэлектрика. Тангенциальные составляющие электрического поля вблизи центрального проводника и заземленных пластин равны нулю. Предполагается, что на краях двумерного планарного компонента существует магнитная стенка. Поскольку в направлении оси z поле не изменяется, то обе его составляющие E_x и E_y внутри диэлектрика равны нулю. Поле на краях планарного компонента учитывается перемещением магнитной стенки на некоторое расстояние $\delta = (2d \cdot \ln 2)/\pi$ от физического края центрального проводника. Так как составляющие E_x и E_y равны нулю, то электрическое поле двумерных компонентов запишем в виде:

$$\mathbf{E} = a_z E_z(x, y), \quad (2)$$

где a_z — единичный вектор, направленный вдоль оси z . Подставив (2) в (1), и полагая $\partial E_z / \partial z = 0$, получаем

$$\Delta E_z + k^2 E_z = 0. \quad (3)$$

Магнитное поле имеет вид $\mathbf{H} = -\frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} a_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} a_y \right)$, (4)

где a_x, a_y — единичные векторы, направленные вдоль осей x и y .

Поверхностный ток центрального проводника получим из граничного условия $\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2)$, где \mathbf{n} — единичный вектор внешней нормали к

границе; $\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2$ — напряженности магнитных полей с двух сторон центрального проводника. Для центрального проводника двумерной цепи полоскового типа $\mathbf{H}_1 = -\mathbf{H}_2$. Следовательно, J_s (А/м) определяется так

$$\mathbf{J}_s = \frac{2}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} a_y + \frac{\partial E_z}{\partial y} a_x \right). \quad (5)$$

Для точек на краях поверхностный ток \mathbf{J}_s имеет вид:

$$\mathbf{J}_s = \frac{2}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial s} \mathbf{s} + \frac{\partial E_z}{\partial n} \mathbf{n} \right), \quad (6)$$

где \mathbf{s}, \mathbf{n} — единичные векторы, направленные тангенциально и нормально к границе (рис. 1, а). Для точек на краях двумерного планарного компонента, где отсутствуют выводы, нормальные составляющие поверхностного тока должны быть равны нулю $\partial E_z / \partial n = 0$ (7)

Характеристики планарных компонентов [3] выражаются через СВЧ напряжение v в центральном проводнике. Для $\partial E_z / \partial z = 0$ из (2) получим

$$v = -E_z d. \quad (8)$$

Уравнения (3), (6) и (7) запишем в виде

$$\Delta v + k^2 v = 0, \quad (9)$$

$$J_1|_{\partial\Omega_I} = -\frac{2}{j\omega\mu d} \frac{\partial v}{\partial n}, \quad J_2|_{\partial\Omega_{II}} = \frac{2}{j\omega\mu d} \frac{\partial v}{\partial n}, \quad J_3|_{\partial\Omega_{III}} = \frac{2}{j\omega\mu d} \frac{\partial v}{\partial n}, \quad \partial v / \partial n|_{\partial\Omega_{IV}} = 0. \quad (10)$$

Определим собственную функцию v в области Ω (рис. 1, а). Тогда структура решения для краевой задачи [1,2] имеет вид:

$$u = \Phi - wD\Phi - w\varphi, \quad (11)$$

где Φ являются произвольными функциями, подлежащими определению линейными комбинациями базисных функций χ_i , функция w описывает границу $\partial\Omega$ с граничными условиями Неймана, φ — функция продолжения граничных условий внутрь области, D — дифференциальный оператор, зависящий от формы области w . Уравнение области w (рис 1,а) нормализованное до первого порядка имеет вид:

$$w(x, y) = \omega_1(x, y)\Lambda_\alpha\omega_2(x, y)\Lambda_\alpha\omega_3(x, y)\Lambda_\alpha[\omega_4(x, y)\Lambda_\alpha\omega_5(x, y)], \quad (12)$$

$$\text{где } \omega_1(x, y) = \left([a_1^2 - (x - x_1)^2] / 2a_1 \right) \Lambda_\alpha \left([b_1^2 - (y - y_1)^2] / 2b_1 \right) = 0,$$

$$\omega_3(x, y) = \left([a_3^2 - (x - x_3)^2] / 2a_3 \right) \Lambda_\alpha \left([b_3^2 - (y - y_3)^2] / 2b_3 \right) = 0,$$

$$\omega_4(x, y) = \left([a_4^2 - (x - x_4)^2] / 2a_4 \right) \Lambda_\alpha \left([b_4^2 - (y - y_4)^2] / 2b_4 \right) = 0,$$

$$\omega_2(x, y) = a_2x + b_2y + c_2 / \sqrt{a_2^2 + b_2^2} = 0, \quad \omega_5(x, y) = a_5x + b_5y + c_5 / \sqrt{a_5^2 + b_5^2} = 0$$

Продолжение граничных условий внутрь области осуществляется следующим образом:

$$\varphi = \left(-\frac{1}{2} j\omega J_1 \mu d \cdot \omega_I^{-1} + \frac{1}{2} j\omega J_2 \mu d \cdot \omega_{II}^{-1} + \frac{1}{2} j\omega J_3 \mu d \cdot \omega_{III}^{-1} \right) / (\omega_I^{-1} + \omega_{II}^{-1} + \omega_{III}^{-1} + \omega_{IV}^{-1}), \quad (13)$$

где $\omega_I(x, y)$, $\omega_{II}(x, y)$, $\omega_{III}(x, y)$, $\omega_{IV}(x, y)$ - функции, которые равны нулю на соответствующих участках границы $\partial\Omega_i$, и больше нуля внутри области Ω .

Тогда
$$\Phi = \sum_{i=1}^m C_i \chi_i, \quad (14)$$

где C_i – неопределенные коэффициенты, подлежащие определению. Подставив (14) в (11), получим уравнение

$$v_m = \sum_{i=1}^m C_i \chi_i - wD \sum_{i=1}^m C_i \chi_i - w\varphi, \quad (15)$$

являющееся искомым решением (9) с граничными условиями (10).

На рис. 1, б, представлены линии уровня функции $v_m(x, y)$ при следующих параметрах: $f = 5$ ГГц, $\epsilon = 2.55$, $\mu = 1$. Зная распределения v и

$$i_n = \frac{2}{j\omega\mu d} \int_{B_n} \frac{\partial v}{\partial n} ds$$

определим параметры матрицы сопротивлений Z .

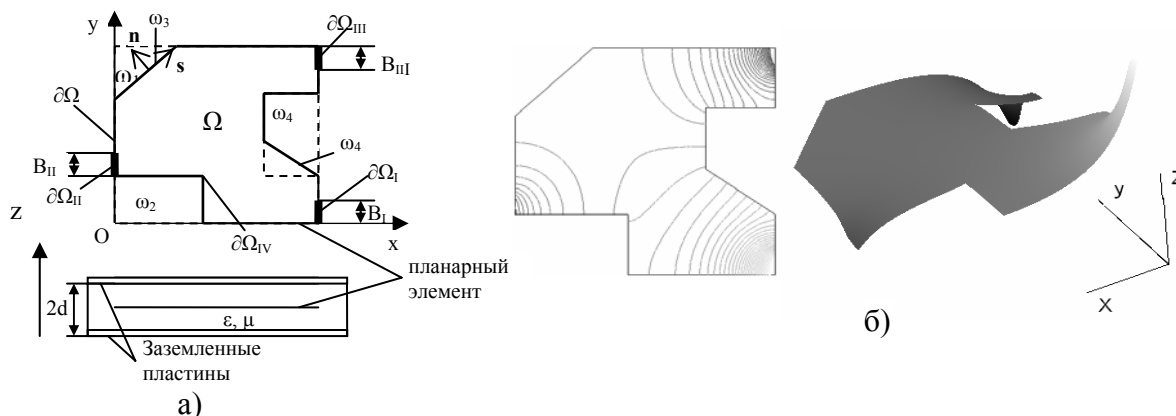


Рис. 1. а) Конфигурация планарной цепи полоскового типа; б) линии уровня и вид $v(x, y)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Кравченко, В.Л. Рвачёв “Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях” М.: Физматлит, 2006.
2. М.А. Басараб, В.Ф. Кравченко “Булева алгебра и методы аппроксимации в краевых задачах электродинамики” М.: Физматлит, 2004.
3. К. Гупта, Р. Гардж, Р. Чадха “Машинное проектирование СВЧ устройств”. Пер. с англ.: М. Радио и связь, 1987.

НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЁНОК

М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Магнитостатические волны, распространяющиеся в ферромагнитных плёнках и интенсивное изучение которых продолжается фактически два последних десятилетия, занимают особое место в физике нелинейных волновых процессов, т.к. они обладают рядом существенных преимуществ перед другими типами волн в твердых телах [1]. Это связано с многообразием нелинейных явлений, сопровождающих распространение МСВ и удобством их экспериментального исследования. Изучение нелинейных свойств этих волн представляет интерес также в связи с возможностью использования их в различных нелинейных СВЧ устройствах: ограничителях мощности, шумоподавителях, фазовых и амплитудных корректорах и др. К настоящему времени накоплен обширный теоретический и экспериментальный материал по исследованию нелинейных явлений на магнитостатических волнах в одиночных волноведущих структурах, характеристики которых, в основном, определяются ферромагнитной плёнкой.

В последние годы начали развиваться исследования, посвященные изучению распространения связанных волн в нелинейных средах, например, волн в плазме, электромагнитных волн, оптических сигналов и т.д. Что касается волн в ферромагнитных связанных структурах, то в настоящее время достаточно хорошо изучены лишь их линейные свойства. Исследованию нелинейных волн в подобных структурах посвящено небольшое число работ, причём направленных, либо на рассмотрение дисперсионных особенностей нелинейных магнитостатических волн (МСВ) в структурах, состоящих из слоёв природы [2], либо на изучение взаимного влияния волн, распространяющихся на разных частотах в одной плёнке [3,4].

Однако, использование связи значительно расширяет функциональные возможности электродинамических систем и в радиофизике всё более широкое применение находят связанные системы в виде длинных линий, волноводов, периодических замедляющих систем и т.д. Таким образом, задачи, посвященные исследованию связанных волн в различных нелинейных системах и средах, в том числе и в ферромагнитных структурах представляют значительный научный интерес.

Анализируемая структура представляет собой два тонких ферромагнитных слоя, разделенных диэлектрическим промежутком. Подобная структура может рассматриваться как две связанные линии

передачи. Можно также сказать, что в такой структуре распространяются связанные магнитостатические волны.

С использованием различных подходов в работе построены нелинейные модели и получены системы нелинейных уравнений для описания распространения магнитостатических волн в подобной связанной ферромагнитной структуре. В частности, показано, что поведение амплитуды огибающей магнитостатической волны в связанной структуре, состоящей из двух ферромагнитных плёнок, в предположении, что связь носит чисто электродинамический характер и нелинейность каждой из плёнок зависит только от переменной намагниченности этой плёнки, можно описать на основе модели в виде двух связанных нелинейных уравнений Шредингера.

В полученной модели связь приводит не только к изменению значений групповой скорости волн, коэффициентов дисперсии и нелинейности в уравнениях, но и к появлению перекрёстных членов, т.е. к появлению нелинейной связи. Следовательно, кроме линейной связи между волнами в рассматриваемой структуре возникает нелинейная связь, которая приводит к существенному отличию нелинейных эффектов в связанной структуре по сравнению с аналогичными эффектами, которые имеют место в одиночной плёнке.

На основе численного решения системы связанных уравнений в работе рассмотрены основные нелинейные эффекты самовоздействия при распространении прямых объёмных МСВ (ПОМСВ) в нормально намагниченной структуре.

В результате численного моделирования при импульсном возбуждении системы и при величине сигнала больше некоторого порогового значения, а также при параметрах, удовлетворяющих условию модуляционной неустойчивости в одиночной плёнке, выявлены следующие особенности:

– При возбуждении одной нормальной волны в связанной структуре в зависимости от параметров возможно либо формирование уединённых волн, либо расплывание начального профиля (в одиночной нормально намагниченной плёнке всегда имеет место формирование уединённых волн огибающей).

– При одновременном возбуждении двух волн в связанной структуре всегда имеет место формирование уединённых волн огибающей.

Для случая, когда характеристики ПОМСВ рассчитываются с учётом обменного взаимодействия в плёнках, и при возбуждении системы непрерывным сигналом показано, что [5]:

– Самомодуляция ПОМСВ в связанной структуре наблюдается при любой величине связи независимо от способа возбуждения системы. Величина связи существенно влияет только на значение частоты самомодуляции.

– При разных способах возбуждения системы (возбуждение одной моды либо двух мод) при постоянном уровне входного сигнала и при изменении величины связи возможны различные сценарии развития модуляционной неустойчивости, включая одночастотную и многочастотную модуляцию, а также хаотическое поведение амплитуды огибающей. При возбуждении двух волн и при увеличении связи возможно последовательное изменение характера волновой эволюции в направлении «хаос-порядок-хаос-порядок».

Таким образом, в работе показано, что использование электродинамической связи в слоистой ферромагнитной структуре даёт возможность эффективно управлять различными характеристиками нелинейных процессов при возбуждении магнитоэлектронных волн: параметрами процессов, связанных с образованием уединённых волн; параметрами, характеризующими развитие самомодуляции; характером развития сложной динамики поведения амплитуды огибающей сигнала, в частности, переходом к хаотическому поведению.

Работа выполнена в рамках Программы Федерального агентства по образованию и CRDF «Развитие научного потенциала высшей школы на 2006-2007 гг.» (Appendix–06-04) и при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00639 and № 05-02-16273).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский "Магнитоэлектронные волны в электронике сверхвысоких частот" Саратов: Изд. СГУ, 1993.
2. А.С. Киндяк // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 6. С. 119.
3. А.О. Короткевич, С.А. Никитов // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. Вып. 6(12). С. 2058.
4. T.Ueda, M.Tsutsumi // IEEE. Intermag2002. 2002. P. BW12.
5. Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский // Изв.ВУЗов–ПНД. 2004. Т. 12. № 1-2. С. 40.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В КАЧЕСТВЕ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФАР ИЗ ЛЕНТОЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

В.И. Чулков

КНИРТИ, г. Жуков, Калужская обл.

В статье [1] сформулированы два требования к ленточным излучателям (ЛИ) широкополосной, широкоугольной фазированной антенной решетки (ФАР): они должны иметь малые электрические размеры и располагаться в плоскости, волновой импеданс Z которой во всей рабочей полосе частот удовлетворяет условию $|Z| \gg W$, где $W = 120\pi$ - волновое сопротивление свободного пространства.

В настоящей работе исследуется возможность применения решетки прямоугольных волноводов малых электрических размеров с диэлектрическим заполнением для получения требуемых импедансных свойств в пространстве в непосредственной близости от апертуры решетки.

Решение строится для бесконечной периодической плоской ФАР с использованием теоремы Флоке [2]. В пределах каждой единичной ячейке находится $N \geq 1$ непересекающихся между собой прямоугольных волноводов, имеющих общий фланец, совпадающий с апертурой решетки. Расчеты проводились с использованием программы [ArrayGuides Rectangular](#) и формул из статьи [1]. При этом погрешность вычислений, установленная по внутренней сходимости численной процедуры, не превышает 1...3% при использовании для описания поля в раскрытии прямоугольного волновода базисных функций, соответствующих волнам H_{10} , H_{01} , H_{11} , E_{11} .

Как показал численный эксперимент, использование более одного волновода в периоде ФАР не позволяет существенно улучшить поведение импеданса Z . Наиболее существенно на величину импеданса влияют изменение широкой стенки волновода и расстояния поверхности от апертуры решетки. Применение решетки запредельных прямоугольных волноводов не позволяет получить вблизи ФАР большой по модулю величины поверхностного импеданса ни при какой геометрии решетки и волноводов. При использовании решетки докритических волноводов, частота среза основной волны которых равна примерно $0.96 f_i$, удается получить поверхностный импеданс, обеспечивающий как минимум двукратную полосу частот и сектор по углу места $\pm 55^\circ$ для ЛИ на этой поверхности.

С целью выяснения предельных возможностей докритического волновода в получении требуемого поверхностного импеданса $|Z| \gg W$,

была проведена оптимизация волноводной решетки. В качестве параметров оптимизации использовались: диэлектрическая проницаемость ε волновода и его размеры a , b и диэлектрическая проницаемость ε_i и толщина t_n диэлектрического покрытия. При этом $\Delta_z = t_n$, а все магнитные проницаемости выбирались равными единице.

На рисунке 1 приведены кривые зависимости Z над оптимизированной АР волноводов от частоты в точке $x=y=0$. Геометрия решетки – $T_x = T_y = 0.2\lambda_i$ (λ_H – длина волны, соответствующая нижней частоте диапазона), прямоугольная сетка. Размеры волноводов – $a = 0.19\lambda_H$, $b = 0.2\lambda_H$, диэлектрическое заполнение $\varepsilon = 7.89$, однослойное диэлектрическое покрытие решетки имеет параметры $\varepsilon_n = 1.247$, $t_n = 0.127\lambda_H$. Плоская волна падает нормально к поверхности ФАР. В волноводе учитывались волны H_{10} , H_{01} , H_{11} , E_{11} , H_{21} , E_{21} , H_{12} , E_{12} .

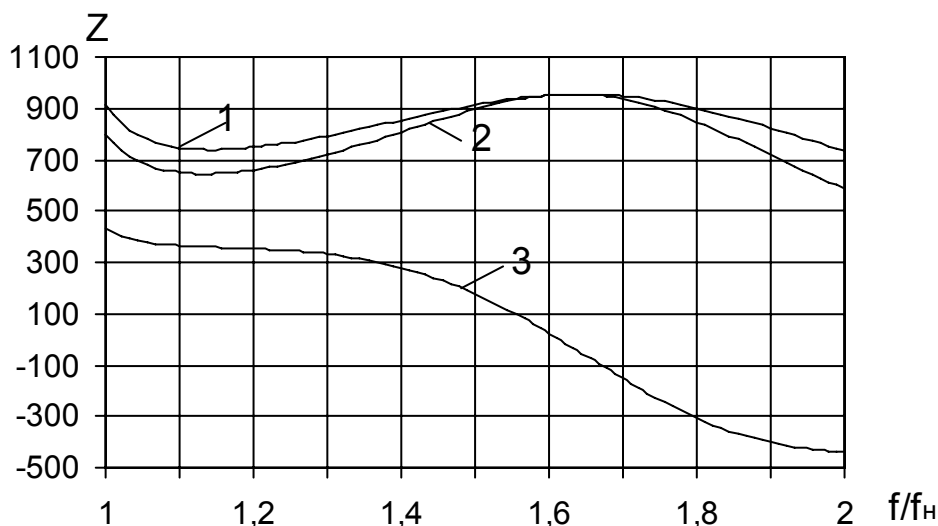
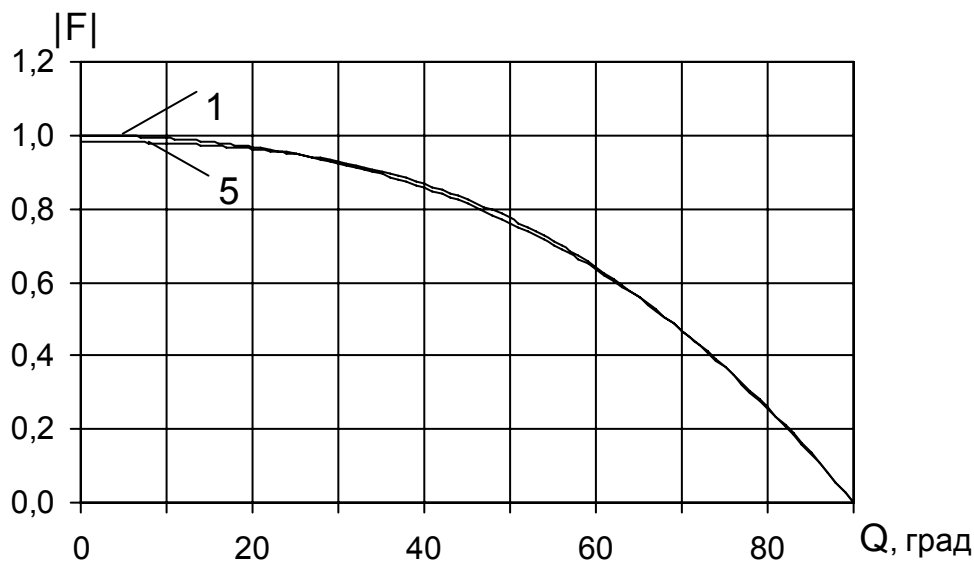
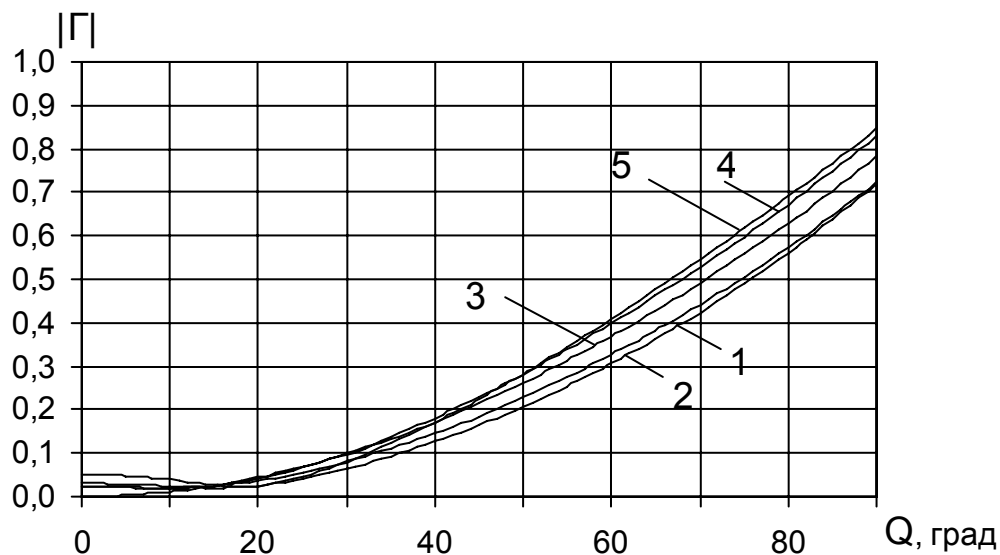


Рисунок 1. Поведение модуля (кривая 1), действительной части (кривая 2) и мнимой части (кривая 3) поверхностного импеданса оптимизированной структуры "покрытие – решетка прямоугольных волноводов" в полосе частот f/f_i .

Для ЛИ длиной $l = T_x = 0.2\lambda_i$, ориентированного вдоль оси OY , на рисунках 2а и 2б приведены рассчитанные на основе решение соответствующей системы операторных уравнений (с использованием формул из статьи [1]) диаграммы направленности (рисунок 2а) и модули коэффициентов отражения (рисунок 2б) в H -плоскости в зависимости от частоты. Излучатели полностью согласованы в направлении нормали к решетке на средней частоте. Используемая оптимизированная импедансная структура поддерживает хорошую работоспособность ЛИ в полосе частот с перекрытием 2:1 и секторе углов $\pm 55^\circ$, причем, как показал расчет, суммарная активная мощность, прошедшая в прямоугольный волновод, не превышает 0.33 от мощности возбуждения ЛИ.



a)



b)

Рисунок 2. ДН (а) и модуль коэффициента отражения (b) ЛИ, расположенного в АР над оптимизированной импедансной структурой из прямоугольного волновода и диэлектрического покрытия, в полосе частот (1– $f = f_i$, 2– $f = 1.25 f_i$, 3– $f = 1.5 f_i$, 4– $f = 1.75 f_i$, 5– $f = 2 f_i$).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Чулков. Использование ленточных излучателей в антенных решетках // Радиотехника и электроника. 1992. № 5. С. 834.
2. Н. Амтей, В. Галиндо, Ч. Ву "Теория и анализ фазированных антенных решеток" М.: Мир, 1974.

РЕЗОНАНСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ В СФЕРИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

При падении электромагнитной волны на сферический диэлектрический резонатор в нем возможно возбуждение вынужденных колебаний с малым затуханием. Плотность электромагнитной энергии в резонаторе при этом многократно превышает плотность энергии в падающей волне, как следствие в диэлектрическом резонаторе создаются условия, благоприятные для нелинейных волновых взаимодействий.

Эффективность накопления энергии характеризует отношение энергии W , накопленной в резонаторе к энергии возбуждающей волны, заключенной в объеме, равном объему частицы: $\bar{W} = W/W_0$. Величина \bar{W} зависит от добротности резонансов и от степени их связи с возбуждающей волной. Представляет интерес исследование зависимости нормированной энергии \bar{W} от параметра дифракции q ($q = 2\pi a/\lambda_0$, где a – радиус шара, λ_0 – длина волны в вакууме падающего излучения) при различных показателях преломления вещества шара $m_1 = m_1' + im_1''$ и окружающей среды $m_2 = m_2' + im_2''$, $m_2'' = 0$.

В ряде работ [1–3] были получены аналитические формулы для \bar{W} , однако они обладают существенными недостатками. Во-первых, соотношения [1, 3] справедливы только тогда, когда показатель преломления окружающей среды $m_2 = 1$. Во-вторых, что более существенно, контрольный расчет по формулам [1, 2] выполненный при $m_1 \rightarrow m_2$, показал, что величина \bar{W} стремится к пределу, отличному от 1. Так, расчет по формулам [1] (при $m_1'' \rightarrow 0$ но $m_1' \neq 0$) дает $\bar{W}(q) \rightarrow 1.25$, а по формулам [2] – $\bar{W}(q) \rightarrow 1.33$. Это свидетельствует о том, что указанные формулы содержат ошибки. Проверка формул [3] не производилась, поскольку они получены с использованием результатов работы [1] (в других обозначениях).

В настоящей работе были заново выведены формулы для \bar{W} . В качестве исходных взяты обозначения [4]. В итоге получены следующие соотношения:

При $m_1'' \neq 0$:

$$\overline{W}(q) = \frac{3}{4q^2 m_1'' |m_2|^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 (n+1)^2}{(2n+1)^3} \left(|{}^e A_n|^2 + |{}^m A_n|^2 \right) \cdot \left(m_1'' (n+1) |\psi_{n-1}(m_1 q)|^2 - m_1'' n |\psi_{n+1}(m_1 q)|^2 + \operatorname{Im} \left[(m_1 + 2m_1' n) \psi_{n-1}(m_1^* q) \psi_{n+1}(m_1 q) \right] \right) \quad (1)$$

Для $m_1'' = 0$:

$$\overline{W}(q) = \frac{3}{4q^2 m_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 (n+1)^2}{(2n+1)^3} \left(|{}^e A_n|^2 + |{}^m A_n|^2 \right) \cdot \left((m_1^2 q^2 + (n+1)) |\psi_{n-1}(m_1 q)|^2 + (m_1^2 q^2 - n) |\psi_{n+1}(m_1 q)|^2 + 2(m_1^2 q^2 - 2n(n+1)) \psi_{n-1}(m_1 q) \psi_{n+1}(m_1 q) \right) \quad (2)$$

где ${}^e A_n, {}^m A_n$ – парциальные амплитуды колебаний внутри резонатора:

$${}^e A_n = i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{im_1}{m_2 \zeta_n(m_2 q) \psi_n'(m_1 q) - m_1 \psi_n(m_1 q) \zeta_n'(m_2 q)} \quad (3)$$

$${}^m A_n = i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{im_1}{m_1 \zeta_n(m_2 q) \psi_n'(m_1 q) - m_2 \psi_n(m_1 q) \zeta_n'(m_2 q)}$$

Функции Рикатти–Бесселя ψ_n, ζ_n определены здесь так же, как в [4].

При $m_1 \rightarrow m_2$ расчет по формулам (1), (2) для частиц любых размеров дает $\overline{W}(q) = 1$. Именно такое значение \overline{W} получается при $q \rightarrow 0$ из анализа квазистатических полей.

Формулы (1), (2) имеют смысл для показателя преломления вещества шара как большего, так и меньшего, чем у окружающей среды.

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты вычислений $\overline{W}(q)$ для капель воды с малым поглощением и для воздушных пузырьков в воде. На рис.1,а проведено сопоставление расчетов для капель, выполненных по различным формулам.

Отметим, что расчет панорамной зависимости нормированной энергии в диэлектрическом шаре с низкими потерями в широком диапазоне параметров дифракции требует корректного учета вкладов резонансов с высокой добротностью [5]. А именно: в области больших параметров дифракции следует находить резонансные значения q с высокой точностью, и именно для них вычислять экстремальные значения $\overline{W}(q)$, что ранее не было учтено должным образом, в частности в [1]. Расчет по формулам настоящей работы показал, что в области $q \ll 1$ зависимость $\overline{W}(q)$ (рис. 1,б) состоит из семейства резонансных пиков,

причем отдельные резонансы группируются в серии с одинаковым радиальным индексом l . При увеличении параметра дифракции эффективно возбуждаются резонансы с большими значениями l .

Для воздушных пузырьков в воде расчет дал $\overline{W}(q) < 1$, хотя известно, что добротность возбуждаемых в них мод составляет порядка 100. Это является следствием слабой связи резонатора – пузырька с полем падающей волны.

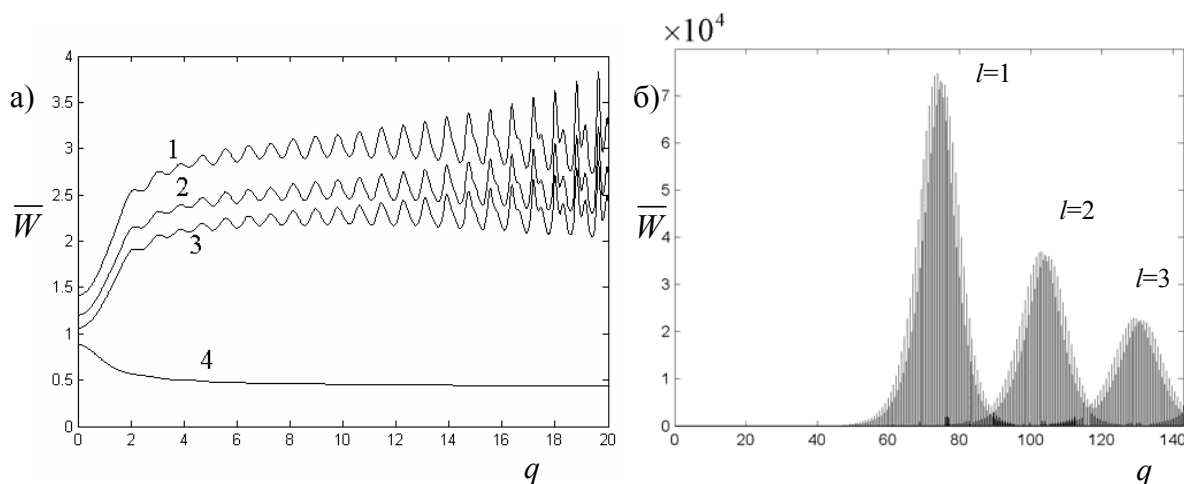


Рис. 1. Зависимости нормированной электромагнитной энергии \overline{W} , накопленной в резонаторе, от параметра дифракции q : а) Кривые 1– 3 – расчет для $m_1 = 1.334 \pm 1.5 \cdot 10^{-9}i$ (знак следует полагать в [2, 1] – “–”, а в (1) – “+”), $m_2 = 1$: 1 – по формулам [2], 2 – по формулам [1], 3 – настоящая работа, (1). Кривая 4 – расчет для воздушного пузырька ($m_1 = 1$), находящегося в воде ($m_2 = 1.334$). б) расчет $\overline{W}(q)$ в капле воды ($m_1 = 1.334 + 1.5 \cdot 10^{-9}i$, $m_2 = 1$) по формуле (1) с корректным учетом резонансных вкладов. У групп резонансов указаны радиальные номера мод l .

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Bott, W. Zdunkowski, // J. Opt. Soc. Am. A. 1987. V. 4. P. 1361.
2. P. Affolter, B. Eliasson // IEEE Trans. on microwave theory and techniques. 1973. V. 21. P. 573.
3. R. Ruppin // J. Opt. Soc. Am. A. 1998. V. 15. No 2. P. 524.
4. М. Борн, Э. Вольф Основы оптики.— М.: Наука, 1973.— 720 с.
5. Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев // Вестник Московского Университета, сер. 3 физика астрономия. 2003. Т. 44. № 2. С. 34.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГИРОТРОННЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ

М.Ю. Глявин, С.В. Егоров, М.В. Морозкин, В.В. Холопцев,
А.И. Цветков

Институт Прикладной Физики РАН

Использование интенсивного излучения миллиметрового диапазона длин волн перспективно для решения технологических задач, таких, например, как микроволновая высокотемпературная обработка материалов, выращивание алмазных пленок и дисков, создание пучков многозарядных ионов. Созданные в ИПФ РАН микроволновые комплексы на основе непрерывных 24-30 ГГц гиротронов являются уникальными по своим функциональным возможностям [2], а одной из наиболее актуальных проблем их дальнейшего совершенствования остается повышение энергетической эффективности. В настоящее время наиболее перспективными представляются два подхода – использование системы рекуперации остаточной энергии электронного потока [3] и поддержание высокого КПД генерации в течении всего процесса микроволновой обработки материалов за счет многопараметрического управления выходной мощностью гиротронов.

Рекуперация энергии.

В качестве источника микроволнового излучения комплексы используют гиротроны на второй гармонике гирочастоты с выходным КПД более 40%. Поскольку эффективность энергообмена электронов с ВЧ полем в современных гиротронах близка к теоретическому пределу, то наиболее значительное повышение максимальной эффективности генерации может быть достигнуто за счет рекуперации остаточной энергии электронного потока. При этом оптимальные с точки зрения выходного КПД параметры лампы (длина резонатора, рабочие значения тока и напряжения) с рекуперацией и классического гиротрона отличаются. Результаты расчетов электронов показывают, что эффективная рекуперация требует перехода к более длинному резонатору, при этом выходной КПД лампы может быть увеличен в 1.2÷1.3 раза.

В настоящий момент в ИПФ РАН изготавливается гиротрон с электрически изолированным от корпуса коллектором. По результатам расчетов, в данном гиротроне для технологического применения при типичных параметрах винтового электронного пучка - доле осцилляторной энергии ~65% и разбросе скоростей ~20% - КПД может достигать 60%, что является рекордным значением для гиротронов на второй гармонике гирочастоты.

Многопараметрическое управление процессом нагрева.

Еще один способ снижения энергопотребления при реализации процессов микроволновой обработки заключается в оптимизации управления выходной мощностью гиротрона. Как правило, в процессе СВЧ нагрева материалов для реализации заданной зависимости температуры образца от времени требуются значительные изменения мощности микроволнового излучения. В настоящее время типичный метод регулировки мощности заключается в изменения ускоряющего напряжения электронного пучка, при фиксированном магнитном поле соленоида и токе пучка. Этот способ управления дает быстрый отклик и удобен для реализации, но, в результате, большую часть времени гиротрон работает в неоптимальном по КПД режиме.

Использование алгоритмов многопараметрического управления позволяет существенно снизить общее энергопотребление при выполнении процессов обработки. В настоящей работе предложен алгоритм двухпараметрического управления нагревом обрабатываемых материалов, при котором каждому значению мощности однозначно соответствует набор двух параметров – ускоряющего напряжения и магнитного поля, что обеспечивает работу в зоне генерации, соответствующей режиму максимальных КПД при неизменном токе электронного пучка.

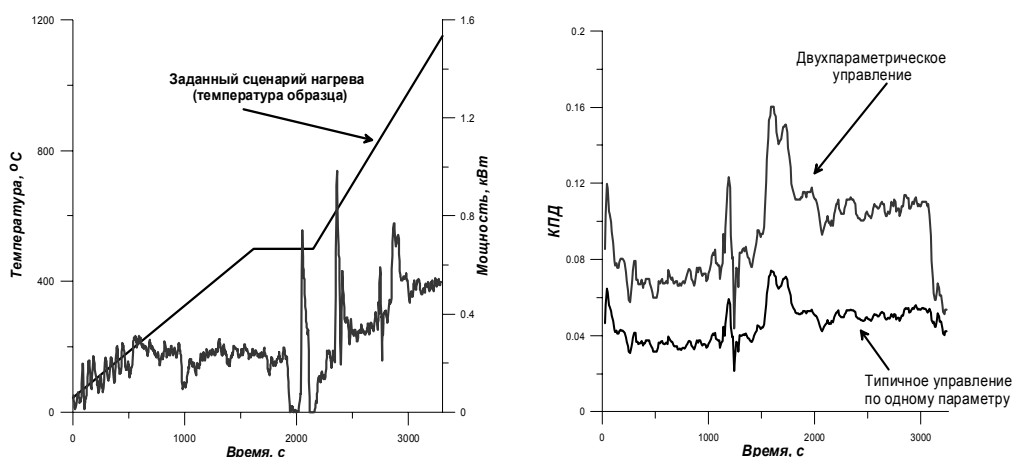


Рис. 1. Заданный сценарий нагрева образца, соответствующие экспериментальные значения мощности; изменение КПД со временем.

В качестве примера на рис. 1. показано изменение КПД генерации со временем для реального процесса нагрева с использованием существующей схемы управления мощностью и оценка эффективности при управлении его по двум параметрам. Энергопотребление может быть снижено в несколько раз для процессов, требующих малой СВЧ мощности, и почти в полтора раза для процессов, требующих мощностей, близких к максимальной выходной мощности комплексов.

На рис. 2. схематически изображен алгоритм управления по двум параметрам. Трехмерная поверхность представляет собой

экспериментальную зависимость мощности излучения от магнитного поля и ускоряющего напряжения. Пунктиром изображена линия максимальной

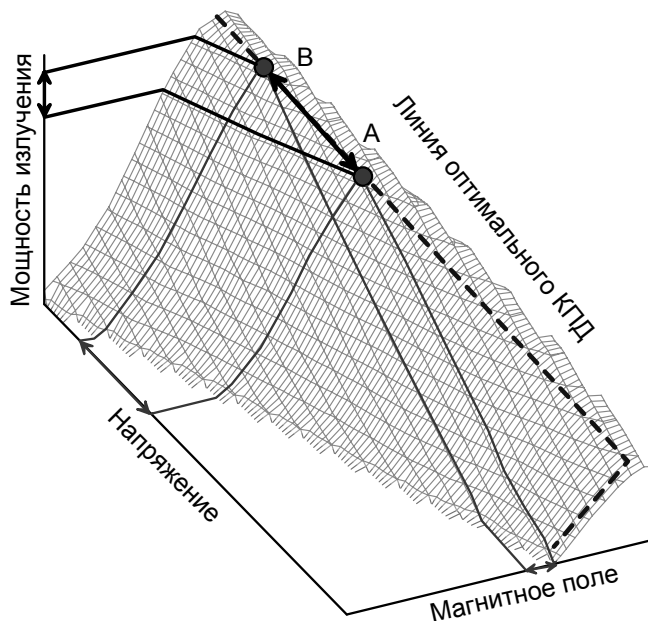


Рис. 2. Алгоритм двухпараметрического управления нагревом.

эффективности генерации. Изменяя параметры таким образом, чтобы всегда оставаться на этой линии, можно получать необходимую величину мощности с максимальным КПД. При этом, чтобы избежать срыва автоколебаний для перехода на большую мощность необходимо сначала увеличить рабочее магнитное поле, а затем увеличить напряжение, а для снижения мощности сначала уменьшить напряжение, а потом уменьшить магнитное поле. На настоящий момент с высокой точностью измерены выходные характеристики гиротрона в различных режимах и написан программный код, имитирующий процесс управления при микроволновом нагреве, что позволит реализовать предложенный алгоритм при выполнении процессов микроволновой обработки материалов на существующих технологических комплексах.

ЛИТЕРАТУРА

1. "Novel Materials Processing by Advanced Electromagnetic Energy Sources" MAPEES'04, Elsevier Ltd, London, UK, ed. S. Miyake, (458 pages), 2005.
2. Yu. Bykov, A. Eremeev, et al. 24-84 GHz Gyrotron Systems for Technological Microwave Applications // IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. V. 32. No.1. P. 67.
3. K. Sakamoto, M. Tsuneoka, A. Kasugai, T. Imai, T. Kariya, K. Hayashi, and Y. Mitsunaka. Major Improvement of Gyrotron Efficiency with Beam Energy Recovery // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 35.

РЕЗОНАНСНЫЙ ГЕНЕРАТОР 2 ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН НА ВТОРОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГАРМОНИКЕ ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОРОТРОНА

Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин
Фрязинский филиал ИРЭ РАН

Введение

В работах [1,2] была рассмотрена возможность продвижения оротрона в терагерцовый диапазон частот с использованием высших пространственных гармоник периодической структуры (ПС). При этом результаты эксперимента хорошо объяснялись на основе теоретического рассмотрения работы [3], в которой получена зависимость амплитуд пространственных гармоник от геометрических параметров гребенчатой ПС. В данной экспериментальной работе была предпринята попытка выяснить возможность возбуждения генерации в оротроне на высших пространственных гармониках при значении $d/l \sim 0,9$ (d -ширина канавки ПС, l – ее период). Такую ПС легче изготовить, чем ПС с $d/l \sim 0,1$, и в случае успеха появляется возможность реализовать двухволновый режим генерации [2].

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

Была создана двухрядная ПС с такими параметрами: период $l = 0,625$ мм, $b_1 = 0,225$ мм, $b_2 = 0,125$ мм, $d/l = 0,8$ и числом периодов 39. Эта ПС размещалась на плоском зеркале полусферического ОР с радиусом кривизны сферических зеркал $R = 93$ мм и апертурой $D_1 = 35$ мм и $D_2 = 26$ мм. Вывод ВЧ энергии осуществлялся через прямоугольное отверстие связи сечением $1,2 \times 2,4$ мм² в плоском зеркале у коллекторного края ПС. Диапазон рабочих напряжений был от 3,1 кВ до 11 кВ, рабочий ток изменялся соответственно от 120 мА до 380 мА. При этом во всех экспериментах генерация наблюдалась только при определённых положениях сферического зеркала. Результаты измерений напряжения, частоты генерации и угла излучения представлены на рис.1. В процессе обработки результатов измерений было установлено, что генерируемое излучение можно идентифицировать как следствие взаимодействия электронного потока со 2-й пространственной гармоникой ПС, так как замедления электронного потока и фазовой скорости этой гармоники наиболее близки. Однако связь между изменением напряжения и длиной волны излучения вплоть до напряжения 9,46 кВ не подчинялась закону Смита – Парселла, и только при этом напряжении длина волны генерации «оротронных» колебаний составляла 1,54 мм – 1,58 мм при перестройке

ОР (точка «С- П» на рис.1) и удовлетворяла ему. При дальнейшем увеличении напряжения «оротронные» колебания также не возбуждались. Таким образом, оставалось связать эту генерацию с генерацией на поверхностных волнах при участии дифракционного поля ОР за счёт «захвата» им неизвестного излучения электронного потока и обеспечения обратной связи электронного потока с излучением и дополнительной группировкой его в сгустки. Так как генерация однозначно была связана только с определённым положением сферического зеркала, а частота генерации увеличивалась с ростом напряжения, то взаимодействие могло происходить только на обратной поверхностной волне, и в приборе, следовательно, мог реализовываться режим резонансной ЛОВ, либо резонансного ЛОВ – усилителя с обратной связью при недостаточной длине ПС. Однако вывод энергии в нашем приборе не позволял выводить в нагрузку ВЧ мощность, соответствующую её максимальному значению, так как был расположен у коллекторного конца ПС. Таким образом, если бы даже генерация на обратной поверхностной волне имела место, зафиксировать её наличие в нашем приборе было невозможно. Но в случае резонансного ЛОВ – усилителя с обратной связью мы могли бы (и наблюдали) сигнал на его входе. Однако следует заметить, что поверхностная волна не может возбудить ОР, так как спадает практически до нуля вблизи ПС.

Таким образом, несмотря на то, что ПС имеет отрицательную дисперсию, возбуждения ЛОВ - генерации, по-видимому, не происходит. Однако вопрос по поводу возможного возбуждения генерации в резонансном ЛОВ – усилителе с обратной связью через ОР остаётся открытым.

Генерация в приборе может быть также связана с излучением Черенкова, которое возникает при прохождении электронного потока через двухрядную гребенчатую ПС, играющую роль искусственной среды, и может излучаться в полупространство над ПС. В этом случае вычисление угла излучения при перестройке частоты генерации путём изменения напряжения может быть представлено как $\Theta = \arccos(n_e/n_\phi)$, где n_e , n_ϕ – соответственно замедление электронного потока и фазовой скорости. Зависимость этого угла от генерируемой частоты представлена на рис.1. Но это излучение электронного потока в сторону сферического зеркала ОР не могло его возбуждать, так как падало на него под большим углом к его нормали. Этот факт был проверен в нескольких экспериментах путём последовательного увеличения расстояния между зеркалами ОР (от 8мм до 18мм), которое не повлияло на возбуждение генерации. Не влиял на процесс генерации и поглотитель, нанесённый на коллектор. Возбуждение ОР можно связать с излучением электронного потока в сторону плоского зеркала, которое в результате последующих отражений

от него и от ламелей периодической структуры к сферическому зеркалу обеспечивает возбуждение колебаний в ОР.

Заключение

На основании всего сказанного выше можно заключить, что в приборе с открытым резонатором и двухрядной гребенчатой ПС механизм генерации до выяснения распределения мощности по длине ПС может трактоваться двояко. Либо генерация возникает в результате излучения Черенкова и поверхностные волны в этой генерации не принимают участия, а группировка электронного потока в сгустки происходит также как при взаимодействии с излучением Смита – Парселла, либо поверхностные волны играют важную роль, и мы имеем дело с резонансным ЛОВ – усилителем с обратной связью.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы ОФН РАН, раздел «Освоение терагерцового диапазона»

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин // Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т.12. №4. (в печати).
2. Е.А. Мясин // X всероссийская школа – семинар «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006. Труды школы – семинара «Волны – 2006». Секция 4-5. С.37.
3. Ф.С. Русин, Г.Д. Богомоллов // Электроника больших мощностей. М. Наука.1968. В. 5. С. 38.

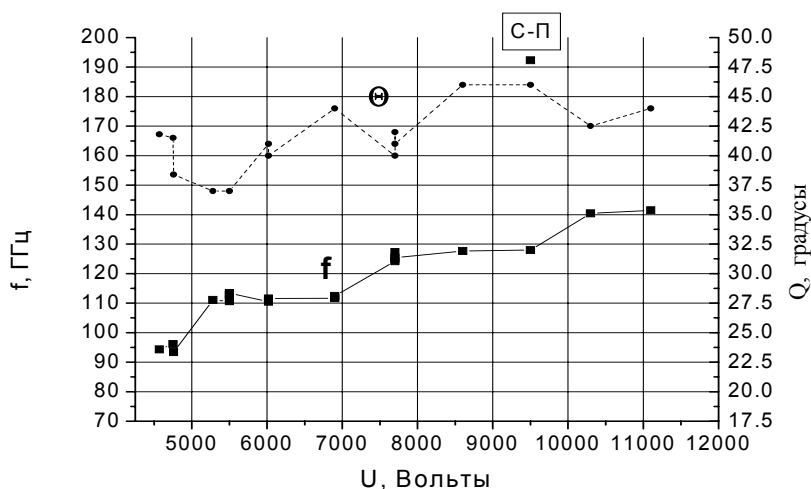


Рис.1. Зависимости частоты генерации (f) и угла излучения (Θ) от напряжения.

ДВУМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СЛОЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА

С.Б. Бодров^{1,2}, М.И. Бакунов^{2,1}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

Разработка перестраиваемых, компактных и эффективных источников когерентного излучения терагерцового (ТГц) диапазона частот – актуальная задача современной науки и техники [1]. Среди различных способов генерации ТГц волн большую популярность приобрели методы, основанные на механизме оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов в объеме нелинейных кристаллов. Недостатком этих методов является малая эффективность оптико-терагерцового преобразования ($10^{-5} - 10^{-6}$). Чтобы понять причины малой эффективности конверсии и указать пути ее повышения, необходимо представлять динамическую картину возбуждения ТГц волн. До настоящего времени такой картины построено не было. В теоретических расчетах (см., например, [2]) часто используется одномерное приближение с неточными граничными условиями для ТГц излучения на входной поверхности нелинейного материала (где ТГц поле полагается нулевым). Двумерные и трехмерные модели рассмотрены в основном в бесконечном кристалле [3], что не учитывает важные переходные явления на границе.

В данной работе развита теория оптико-терагерцовой конверсии при цилиндрической фокусировке фемтосекундного лазерного импульса в слой электрооптического материала. Теория учитывает наличие границ нелинейной среды и конечность поперечного размера лазерного импульса.

Геометрия задачи приведена на Рис. 1. На слой нелинейного кристалла толщины d падает фемтосекундный лазерный импульс длительности τ , сфокусированный цилиндрической линзой вдоль оси x до поперечного размера ℓ_{\perp} . Размер импульса вдоль оси y полагается бесконечным. Внутри слоя лазерный импульс распространяется с групповой скоростью $V = c/n_g$. В области огибающей лазерного импульса наводится нелинейная поляризация \mathbf{P}_{NL} , которая и является источником терагерцового излучения. Форма лазерного импульса при распространении в кристалле полагается неизменной, т.е. не учитываются дифракционное и дисперсионное расплывание, а также истощение лазерной накачки из-за линейного и двухфотонного поглощения.

Терагерцовое поле, генерируемое \mathbf{P}_{NL} , рассчитывалось на основе линейных уравнений Максвелла, куда в качестве источника входит ток $\mathbf{j} = \partial \mathbf{P}_{NL} / \partial t$. Для решения уравнений Максвелла вначале к ним применялось

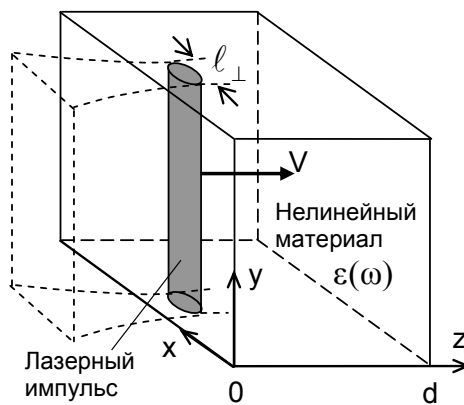


Рис. 1. Геометрия задачи.

Фурье-преобразование. Затем поля в Фурье-пространстве сшивались на границах $z = 0$ и $z = d$. Результирующие поля находились через обратное Фурье-преобразование.

Нами было проведено исследование временной динамики структуры ТГц поля как в одномерном приближении ($l_{\perp} \rightarrow \infty$), так и двумерном. На Рис. 2 приведены моментальные снимки терагерцового поля, рассчитанные в одномерном приближении, при двух режимах генерации ТГц волн: сверхсветовом (Рис. 2(а)) и субсветовом (Рис. 2(б)). В этих режимах групповая скорость лазерного импульса соответственно больше и меньше максимальной фазовой скорости терагерцового излучения. В сверхсветовом режиме (расчет выполнен для LiNbO_3 и длины волны лазера 800 нм) возбуждаются два противоположно направленных терагерцовых импульса: первый распространяется глубь кристалла вместе с огибающей лазерного импульса со скоростью V_g , второй – со скоростью терагерцового излучения, равной c/n_0 (n_0 – показатель преломления ТГц излучения на нулевой частоте). Около входной границы эти импульсы совпадают и частично компенсируют друг друга, затем на “длине разбегания” L_f

$$L_f = \frac{c\tau}{n_0 - n_g} \left(1 + \frac{n_0}{n_g} \right) \quad (1)$$

импульсы расходятся: первый распространяется без искажения формы, второй испытывает затухание и дисперсионное расплывание (моменты времени 2 и 3). В субсветовом режиме (расчет выполнен для ZnTe и длины волны лазера 800 нм) вначале амплитуда ТГц импульса нарастает, при этом форма ТГц импульса изменяется незначительно, затем, начиная с некоторой “длины формирования” L_f , амплитуда ТГц импульса остается неизменной, а длительность увеличивается. Нами было показано, что длину L_f можно оценить по формуле

$$L_f = \min L_c^{\omega}(\omega), \text{ где } L_c^{\omega} = \frac{\pi c}{\omega[n_g - \sqrt{\varepsilon(\omega)}]}, \quad (2)$$

L_c^{ω} – длина когерентности для терагерцовой частоты ω , $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость кристалла в терагерцовом диапазоне.

На Рис. 3(а) и Рис. 3(б) показана динамика возбуждения терагерцового излучения сильно фокусированным ($\ell_{\perp} \sim 30$ мкм) импульсом титан-сапфирового лазера ($\tau = 150$ фс) в кристаллах LiNbO_3 (сверхсветовой режим) и ZnTe (субсветовой режим), соответственно. В LiNbO_3 четко виден черенковский конус, длина которого увеличивается при распространении лазерного импульса в кристалле. В ZnTe наблюдается возбуждение квази-плоского ТГц импульса, временная динамика которого сходна динамикой в одномерном приближении.

На основе развитой теории рассчитаны спектрально-угловые характеристики высвечиваемого из кристаллов ZnTe и GaAs ТГц излучения. Показано, что зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от степени фокусировки лазерного импульса имеет насыщение при $\ell_{\perp} \sim 20\text{-}40$ мкм.

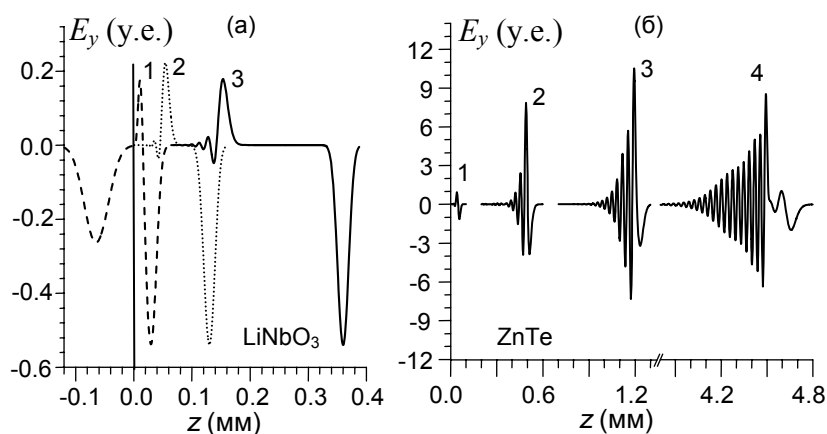


Рис. 2. Динамика ТГц поля в одномерном приближении при сверхсветовом (а) и субсветовом (б) режимах генерации.

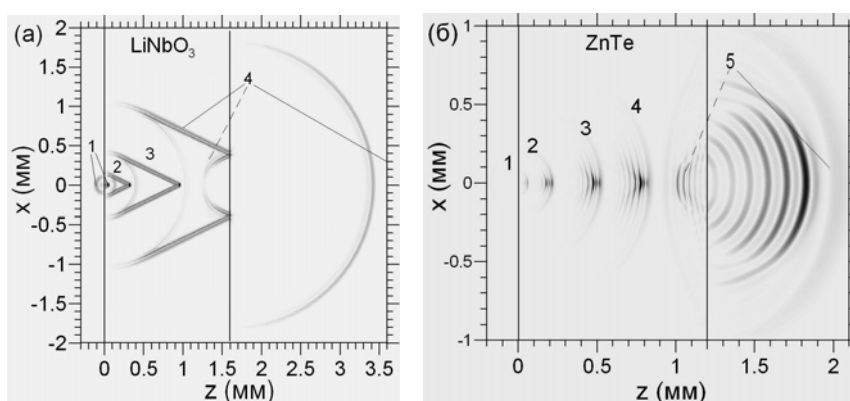


Рис. 3. Динамика ТГц поля в LiNbO_3 (а) и ZnTe (б) при $\ell_{\perp} \sim 30$ мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Tonouchi // Nature Photonics. 2007. V. 1. P. 97.
2. K. Wynne and J.J. Carey // Opt. Commun. 2005. V. 256. P. 400.
3. J.K. Wahlstrand and R. Merlin // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 054301.

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОДУЛИРОВАННОГО ПО ПЛОТНОСТИ ПРЯМОЛИНЕЙНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Н. Кошелев, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Создание электронных генераторов и усилителей когерентного электромагнитного излучения в терагерцовой области электромагнитного спектра требует развития адекватных методов теоретического описания процессов взаимодействия электронных пучков с полем. Весьма эффективным может являться развитие представлений об электронном потоке как активной среде, обладающей спектром собственных частот. Важной характеристикой определяющей спектр собственных частот электрона осциллятора является спонтанное излучение.

В работе проведен анализ системы уравнений Максвелла-Лоренца для слабoreлятивистского электронного потока, промодулированного по плотности. В результате линеаризации данной системы уравнений получено уравнение осциллятора, описывающее поведение волн пространственного слабoreлятивистского электронного пучка в переменных Эйлера.

Представлена в операторной форме система уравнений для волн пространственного заряда, позволившая сформулировать квантовоподобное описание. Полученные в результате здесь уравнения являются аналогами уравнения Шредингера, а величина, обратная электронной и плазменной постоянным распространения аналогами постоянной Планка.

Критерием стационарности процессов в рамках предложенного формализма является кратность длины волны пространственного заряда длине волны де-Бройля.

Полученные результаты позволяют исследовать тонкую структуру спектра электронного потока по аналогии с активными средами квантовой электроники.

Исследованию особенностей поведения электронного потока промодулированного по плотности в собственном поле излучения, что является аналогом классического рассмотрения задачи о спонтанном излучении коллектива частиц, посвящена данная работа.

Исходной системой уравнений рассматриваемой задачи служит система уравнений Максвелла-Лоренца. Она представляет собой совокупность уравнений Максвелла и уравнения движения слабoreлятивистского электрона, которое записывается в общем случае с учетом радиационного трения.

Записав уравнение движения так же как систему уравнений Максвелла-Лоренца в переменных Эйлера, осуществив разложение

входящих в нее величин в ряд Фурье, после преобразований получим соотношения, аналогичные телеграфным уравнениям, записанным для скорости и плотности пространственного заряда:

$$\frac{\partial v_1}{\partial z} = i \frac{1}{b} \left(\frac{4\pi e \rho_0}{m\varepsilon} \frac{1}{\omega v_0} - \frac{a\omega}{v_0} \right) v_1 + i \frac{4\pi e \rho_0}{m\varepsilon} \frac{1}{\omega \rho_0} \rho_1$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial z} = i \left(\frac{4\pi e \rho_0}{m\varepsilon} \frac{1}{\omega v_0} + \frac{\omega}{v_0} \right) \rho_1 - i \frac{\rho_0}{v_0} \left(\frac{4\pi e \rho_0}{m\varepsilon} \frac{1}{\omega v_0} - \frac{a\omega}{v_0} \right) v_1.$$
(1)

Параметры a и b играют роль слаборелятивистских поправок и имеют вид: $a = 1 + \frac{3v_0^2}{2c^2}$, $b = 1 + \frac{5v_0^2}{2c^2}$.

Физический смысл этих уравнений заключается в том, что промодулированный по плотности электронный поток является волноведущей электродинамической системой. Введя безразмерные переменные, амплитуды колебаний скорости $\xi_1 = \frac{v_1}{v_0}$ и плотности

пространственного заряда $\xi_2 = \frac{\rho_1}{\rho_0}$ электронного потока, систему

уравнений (1) можно свести к линейному дифференциальному уравнению второго порядка. В такой форме уравнения для волн пространственного заряда приобретают вид осцилляторного уравнения, записанного в переменных Эйлера:

$$\frac{\partial^2 \xi_n}{\partial z^2} + i2\Gamma \frac{\partial \xi_n}{\partial z} + k_0^2 \xi_n = 0, \text{ где } n = 1, 2.$$
(2)

Параметры такого осциллятора имеют следующий вид:

$$\Gamma = -\frac{\omega_p}{\omega} \beta_p + \frac{y}{2} \left(5 \frac{\omega_p}{\omega} \beta_p - 2\beta_e \right) - \text{постоянная затухания,}$$

$$k_0^2 = \beta_p^2 - \beta_e^2 - y\beta_e \left(5 \frac{\omega_p}{\omega} \beta_p - 2\beta_e \right) - \text{квадрат волнового числа,}$$

$$\text{где } y = \frac{m_0 v_0^2}{2m_0 c^2} - \text{релятивистский фактор.}$$

Решение осцилляторного уравнения представляет собой суперпозицию двух волн:

$$\xi_n = A_1 e^{-i(\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 + k_0^2})z} + A_2 e^{-i(\Gamma - \sqrt{\Gamma^2 + k_0^2})z}, \text{ где } n = 1, 2$$
(3)

при условии, что $\Gamma^2 + k_0^2 \geq 0$.

Рассмотренный нами способ анализа телеграфных уравнений не является единственным. Поэтому далее рассматривается другой способ анализа «телеграфных уравнений» с помощью матричного подхода.

В качестве величины, характеризующей электронный поток, введем так называемый «вектор состояния» $\vec{\xi} = \{\xi_1, \xi_2\}$, компонентами которого являются безразмерные амплитуды колебаний скорости и плотности пространственного заряда. Систему телеграфных уравнений можно записать в векторной форме для вектора $\vec{\xi}$, одновременно сделав несколько тождественных преобразований:

$$-\frac{i}{\beta} \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial z} = \hat{A} \vec{\xi}. \quad (4)$$

Это уравнение включает в себя два случая, которые условно назовем электронным и плазменным состояниями. Каждое состояние характеризуется своей постоянной β и матрицей \hat{A} .

Для «электронного» состояния:

$$\beta = \beta_e, \quad \hat{A} = \hat{A}_e, \quad \text{где } \hat{A}_e = \begin{vmatrix} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 - \gamma \left(5 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 2 \right) & \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \\ - \left\{ \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 - \gamma \left(5 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 2 \right) \right\} & - \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + 1 \right) \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Для «плазменного» состояния:

$$\beta = \beta_p, \quad \hat{A} = \hat{A}_p, \quad \text{где } \hat{A}_p = \begin{vmatrix} \frac{\omega_p}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_p} - \gamma \left(5 \frac{\omega_p}{\omega} - 2 \frac{\omega}{\omega_p} \right) & \frac{\omega_p}{\omega} \\ - \left\{ \frac{\omega_p}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_p} - \gamma \left(5 \frac{\omega_p}{\omega} - 2 \frac{\omega}{\omega_p} \right) \right\} & - \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + 1 \right) \end{vmatrix}. \quad (6)$$

Записанный в левой части уравнения (4) оператор $-\frac{i}{\beta} \frac{\partial}{\partial z}$, является аналогом оператора импульса в координатном представлении $-i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$, а величины обратные постоянным распространения $\frac{1}{\beta_e}$ и $\frac{1}{\beta_p}$ – аналогами постоянной Планка, соответственно для «электронного» и «плазменного» состояний.

Представленная таким образом система уравнений для волн пространственного заряда позволяет сформулировать квантовоподобное описание.