

СЕКЦИЯ 5. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Численное моделирование динамики электронов в микрозазорах при приложении высоковольтных наносекундных импульсов напряжения	
И.И. Бондарев, В.А. Вдовин, В.В. Кулагин, А.И. Слепков.....	3
Электрический пробой неоднородных твердых диэлектриков в полях наносекундной длительности	
В.А. Вдовин, В.Г. Андреев, В.В. Кулагин	6
Изучение электродинамических характеристик спиралеобразной микроволновой ректенны	
К.Т.Ч. Ву, Р.В. Егоров, Д.А. Михеев, В.Л. Саввин.....	8
Спин-инжекционное стимулированное излучение терагерцевых волн в магнитных переходах	
Ю.В. Гуляев, Е.А. Вилков, П.Е. Зильберман, Г.М. Михайлов, В.Г. Попов, А.В. Черных, С.Г. Чигарев	10
Однослойное согласование высокоотражающих нагрузок в прямоугольном волноводе	
А.В. Козарь, А.В. Трофимов	12
Фазированная антенная решетка с малым уровнем боковых лепестков и круговой поляризацией	
Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.П. Сухоруков.....	15
Процессы энергообмена ленточного электронного пучка с высокочастотным поперечным полем резонатора в условиях циклотронного резонанса	
Д.А. Михеев, В.Л. Саввин, А.В. Коннов, Ю.А. Пирогов, Г.М. Казарян.....	18
Дисперсионные характеристики магнитостатических волн в слоистых структурах на основе магнитных кристаллов	
М.А. Морозова, А.Ю. Шараевская	21
Беспроводная передача энергии с помощью индуктивной связи	
В.В. Панков, И.И. Шуваев.....	24
Оценка предельных токов в пролетных каналах микроволновых устройств	
В.М. Пикунов.....	26

Технологические особенности получения тонких функциональных пленок для оптоэлектроники и светотехники и результаты их исследования

С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов, А.В. Мороз, Н.С. Вашурин, И.И. Попов 30

Разработка и исследование 3D модели электронного потока в низковольтном генераторе на виртуальном катоде в CST Particle Studio

Н.С. Фролов, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Ю.А. Калинин 32

Фотонное эхо, формируемое линейкой циклотронных осцилляторов

В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев, В.А. Черепенин 34

Численное моделирование динамики электронов в микрозазорах при приложении высоковольтных наносекундных импульсов напряжения.

И.И. Бондарев¹, В.А. Вдовин², В.В. Кулагин^{2,3}, А.И. Слепков¹

¹Физический факультет МГУ, Ленинские Горы 1, Москва

²ИРЭ РАН, Моховая 11, Москва)

³ГАИШ МГУ, Университетский просп. 13, Москва

vdv@cplire.ru

В предложенной авторами модели развития пробоя, основанной на электрострикционном механизме, разряд начинался вблизи положительно заряженного острия в микрозазорах небольшого объема. Для моделирования движения электронов в микрозазорах под действием нестационарного внешнего поля большой напряженности использовался численный двумерный код ХООРИС [1]. Слой плазмы, состоящий из электронов и ионов (однократно ионизованный кислород) имел начальную толщину 10 нм и располагался внизу окна моделирования, высота которого составляла 1 мкм, а ширина – 10 мкм (модель трещины в твердом диэлектрике). Разность потенциалов между верхней и нижней границей составляла от 10 до 100 В (поле от 10^7 В/м до 10^8 В/м). Для определения закона движения электронов и сравнения с аналитическим решением была выбрана модель поля с достаточно коротким фронтом, меньшим всех характерных временных масштабов в системе («ступенька»). При моделировании исследовались различные плотности плазмы, а также зависимость динамики электронов от напряженности поля в системе. Были промоделированы следующие плотности плазмы.

1. Плотность плазмы равна $n_1=3\cdot 10^{18}$ м⁻³= $3\cdot 10^{12}$ см⁻³, что соответствует случаю обычного электронного пучка. Разброс скоростей электронов в конце ускорения здесь составлял менее сотой доли процента, утолщения слоя практически не наблюдалось. Таким образом, при такой плотности слой двигался как целое.

2. Плотность плазмы равна $n_2=3\cdot 10^{20}$ м⁻³= $3\cdot 10^{14}$ см⁻³, что соответствует случаю плотного электронного пучка. Здесь уже разброс скоростей составляет около 0.1 %, но толщина слоя практически не увеличивается.

3. Плотность плазмы равна $n_3=3\cdot 10^{22}$ м⁻³= $3\cdot 10^{16}$ см⁻³. Распределение скоростей (а) и координат (б) частиц в конце цикла ускорения представлено на рис. 1. Здесь уже разброс скоростей значительно больше первых двух случаев и составляет почти 5 %. Утолщение слоя также существенно, причем заметно и нарушение его геометрии (большее ускорение электронов на концах слоя из-за влияния неоднородности собственного поля слоя).

4. Плотность плазмы равна $n_4=3\cdot 10^{24}$ м⁻³= $3\cdot 10^{18}$ см⁻³. Распределение скоростей (а) и координат (б) частиц для разных времен ускорения представлено на рис. 2. Здесь уже ускоряется только часть электронов, остальные остаются вблизи ионов из-за кулоновских сил притяжения, так что разброс скоростей электронов составляет 100 %. При растущем напряжении в процесс ускорения будут вовлекаться все новые электроны, так что длительность тока в этом режиме оказывается существенно увеличена по сравнению со случаями 1-3.

Зависимости максимальных скоростей электронов от времени для различных значений плотности слоя плазмы в зазоре (случаи 1-4 выше) представлены на рис. 3а. Для первых двух значений плотности ($3\cdot 10^{12}$ см⁻³ и $3\cdot 10^{14}$ см⁻³) кривые увеличения скорости со временем практически совпадают и являются прямыми линиями; фактически это равноускоренное движения слоя как целого во внешнем электрическом поле, соответствующее по своей динамике движению одиночного электрона в зазоре

плоского конденсатора. Численное значение ускорения электрона, посчитанное для внешнего поля, использованного при моделировании, здесь в точности совпадает с ускорением электронов в численном моделировании. В двух других случаях, и особенно для самой большой плотности, рассмотренной выше, влияние пространственного заряда электронов становится заметно, причем зависимость максимальной скорости электронов в слое от времени становится нелинейной, чего не должно быть при чисто одномерном характере движения электронов без пересечения траекторий. Возникновение нелинейности в этом случае может быть связано с двумерностью задачи (конечная ширина слоя плазмы) и с возникновением пересечений траекторий электронов с течением времени. Для умеренных плотностей слоя плазмы (случаи 1-3 выше) динамика электронов может быть легко рассчитана аналитически для произвольной зависимости напряжения на зазоре от времени и для различных величин зазоров. Кроме того, процесс ускорения, помимо внешнего приложенного напряжения, зависит также и от напряженности поля, создаваемого слоями электронов и ионов, т.е. от произведения плотности плазмы в слое на его толщину. Этот факт позволяет рассчитывать движение электронов для слоев плазмы различной начальной толщины.

Зависимости относительного увеличения разброса скоростей (отношения разности максимальной и минимальной скорости к максимальной скорости) электронов в слое от времени для различных значений напряжения на зазоре представлены на рис. 3б. Очевидно, что увеличение разности потенциалов уменьшает общее время ускорения (зазор при моделировании был выбран равным 1 мкм и не менялся для различных значений напряжения), и, следовательно, относительное влияние пространственного заряда также уменьшается, что и приводит к уменьшению разброса скоростей. Кроме того, необходимо отметить, что разброс скоростей сильно растет в основном на начальном этапе ускорения, оставаясь во второй половине этапа ускорения практически постоянным (наблюдается даже небольшое уменьшение разброса скоростей).

Таким образом, характерные времена пересечения свободными электронами микронных зазоров в диэлектрике при приложении пробойных напряжений могут составлять от долей до единиц пикосекунд. При этом набираемая энергия составляет от единиц до сотен электронвольт (порядка разности потенциалов на зазоре). Такие значения энергии электронов могут приводить к вторичной ударной ионизации противоположной поверхности зазора. Образующиеся при этом ионы будут двигаться в направлении, противоположном движению электронов. Если напряжение на зазоре сохраняется, то ионы достигнут поверхности, от которой начали двигаться электроны, за время, в корень из отношения масс иона и электрона большее, чем время пересечения зазора электронами. Для иона водорода это время будет в 45 раз больше электронного времени пересечения зазора, т.е. от 10 до 50 пс, а для однозарядного иона кислорода это время может достигать сотен пикосекунд. Далее процесс может повторяться циклически (ионизация поверхности ионами – ускорение электронов – ионизация противоположной поверхности электронами – ускорение ионов...) и т. д. до полного пробоя всей толщи диэлектрика.

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

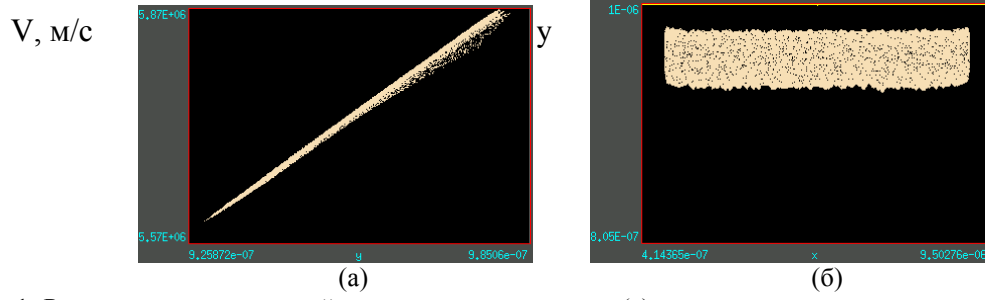


Рис. 1. Распределение скоростей электронов вдоль оси y (а) и координат электронов в пространстве x - y (б) в конце цикла ускорения внешним полем, приложенным вдоль вертикальной оси y , для слоя с начальной плотностью $n=3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (здесь и ниже все координаты заданы в метрах). Разброс скоростей составляет почти 5 %, утолщение слоя существенно. В начальный момент при включении внешнего поля все электроны имели нулевую скорость.

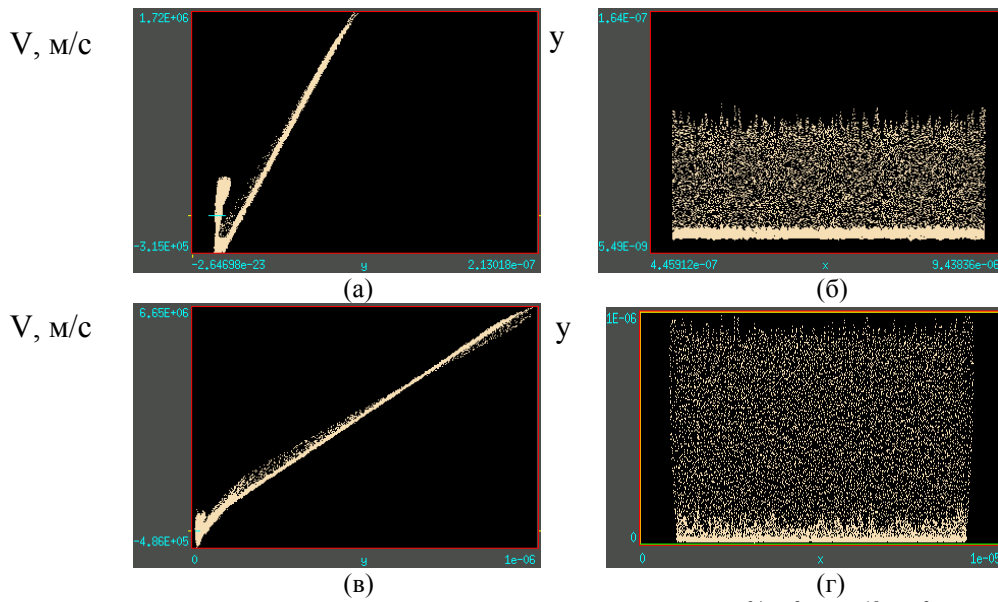


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для начальной плотности слоя $n=3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в момент времени спустя 0.1 пс после начала ускорения (а,б) и для времени ускорения 0.32 пс (в,г).

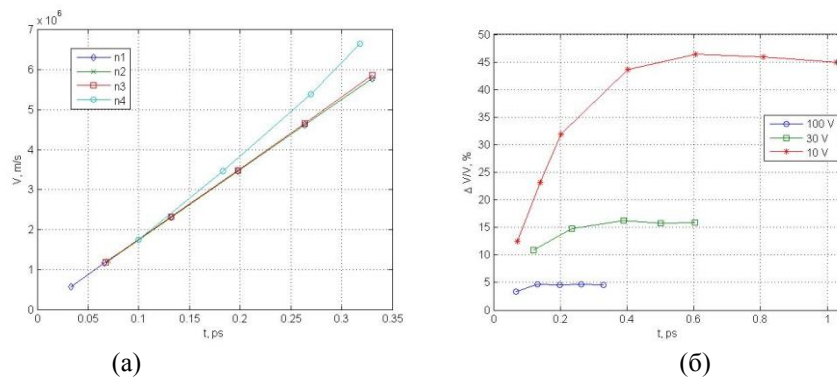


Рис. 3. (а) Зависимости максимальных скоростей электронов от времени для различных значений плотности слоя плазмы в зазоре. Кривые для n_1 и n_2 практически совпадают (на графике неразличимы). (б) Зависимости относительного увеличения разброса скоростей (отношения разности максимальной и минимальной скорости к максимальной скорости) электронов в слое от времени для различных значений напряжения на зазоре.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.P. Verboncoeur, A.B. Langdon, N.T. Gladd // Comput. Phys. Commun. 1991. V. 64. P. 252.

Электрический пробой неоднородных твердых диэлектриков в полях наносекундной длительности

В.А. Вдовин¹, В.Г. Андреев², В.В. Кулагин^{1,3}

¹ИРЭ РАН, Моховая 11, Москва)

²Физический факультет МГУ, Ленинские Горы 1, Москва

³ГАИШ МГУ, Университетский просп. 13, Москва

vdv@cplire.ru

В последнее время все больший практический интерес проявляется к исследованиям модификации естественных минеральных сред под действием мощных электромагнитных импульсов [1,2]. Особенностью такого воздействия является взаимодействие импульсов с неупорядоченной и неоднородной средой, как по плотности, так и по электрофизическим свойствам. Процессы такого рода из-за их сложности практически не изучены, поэтому любые исследования в этой области представляют значительный интерес.

При воздействии мощных электромагнитных импульсов наносекундной длительности на естественные и искусственные диэлектрические среды с неоднородной структурой, в том числе с проводящими микро и наночастицами, возникает целый ряд эффектов, характеризующих развитие процесса пробоя таких сред. В первую очередь, это возникновение пондеромоторных сил, пропорциональных квадрату амплитуды поля. При этом существенное значение имеет неоднородность системы. Наличие неоднородности приводит к локальной концентрации поля и, следовательно, к увеличению пондеромоторных сил и диэлектрической проницаемости вблизи неоднородности. В результате около неоднородностей могут возникать разрывы в среде (микротрещины), внутри которых поле значительно увеличено по сравнению с окружающим диэлектриком. В работе [3] рассматривался процесс пробоя и роль дефектов в кристаллах при его развитии. При этом было показано, что при повышении напряжения начинается интенсивная генерация дефектов в кристалле, и образуются целые области с дефектами решетки, в которых и начинается развитие пробоя. Интересные результаты получены в работе [4], где измерены времена задержки пробоя и определены скорости формирования проводящего канала в пористых керамических материалах на основе оксида алюминия, пропитанных трансформаторным маслом, при импульсном электрическом пробое при напряжении 140 кВ в наносекундном диапазоне длительностей импульсов. Измерены также времена задержки пробоя для монолитной оксидно-алюминиевой керамики и монокристаллов лейкосапфира. Показано, что в пористых керамиках с увеличением доли объема образца, занятого жидким диэлектриком, средняя скорость прорастания канала пробоя уменьшается по сравнению с монокристаллом и сплошной керамикой.

В настоящей работе исследовался пробой как однородных, так и неоднородных диэлектриков в виде образцов горных пород. Для проведения исследований воздействия мощных электромагнитных импульсов на различные среды был разработан и создан экспериментальный стенд. Стенд включает в себя:

1. генератор импульсов напряжения длительностью 10 – 50 нс и амплитудой до 300 кВ. длительность фронта и спада импульса 2 – 3 нс, максимальная частота повторения импульсов – 500 Гц. Генератор работает как на активную, так и на емкостную нагрузку;

2. высоковольтный коаксиальный измеритель падающих и отраженных импульсов;

3. малоиндуктивный измеритель импульсного тока;

4. Измерительные ячейки с высоковольтными вводами и различной конфигурацией электродов (острие – плоскость, плоскость – плоскость). Изготовленные ячейки позволяют проводить измерения как с твердыми образцами, так и с различными жидкостями. Ячейка для жидких образцов имеет оптические окна для непосредственного наблюдения и для ввода лазерного излучения с целью визуализации ударных фронтов. В дальнейшем предполагается дооснастить разработанный стенд импульсным твердотельным лазером на алюмоиттриевом гранате с удвоителем частоты, который при синхронизации его с высоковольтным импульсом генератора позволит наблюдать эти процессы.

Предложена модель развития пробоя, основанная на электрострикционном механизме (рис.1). Разряд начинается вблизи положительно заряженного острия, где наиболее велики значения градиента электрического поля. В начальный момент образуется микротрещина, заполненная плазмой (голубой треугольник на рис.1). Под действием сильного электрического поля электроны практически мгновенно стекают на положительный электрод. В точках развития разряда возникает локальный положительный заряд, служащий виртуальным электродом (нижний угол голубого треугольника), который, в свою очередь, приводит к созданию сильного электрического поля и, как следствие, образованию плазмы. Далее ситуация повторяется, т.е. электроны мгновенно отводятся на положительный электрод и образуется виртуальный положительный электрод. Таким образом, процесс продолжается и разряд развивается в направлении катода пока не замкнется на нем. Распространение разряда сопровождается генерацией ударных волн, которые могут быть зарегистрированы в оптически прозрачных средах.

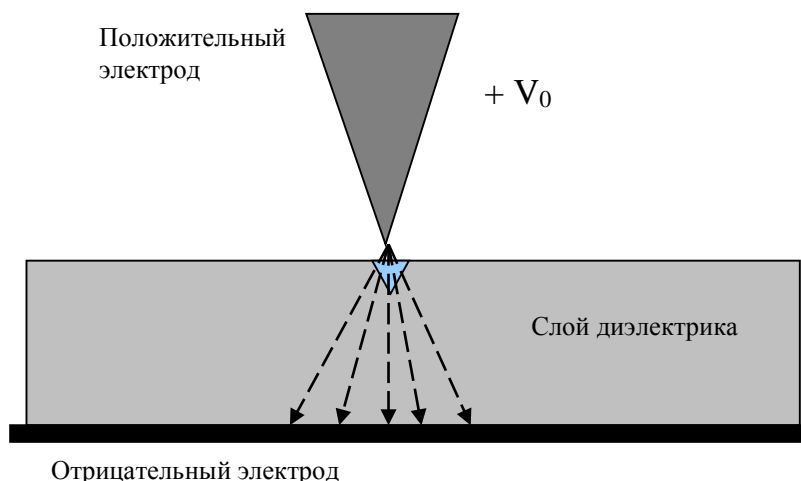


Рис.1. Электрострикционная модель развития пробоя. Пунктиром обозначены силовые линии электрического поля

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

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Чантурия и др.// Докл. РАН. 2001. Т.379. № 3. С. 372.
2. В.А. Вдовин и др.//Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С.1129.
3. Г. А. Воробьев, С. Г. Неханин, Н. С. Несмелов //ФТТ. 2005. Т. 47. С.1048.
4. И.Ф. Пунанов и др. //Известия ВУЗов. Физика. 2012. Т. 55. № 2. С. 57.

Изучение электродинамических характеристик спиралеобразной микроволновой ректенны

К.Т.Ч. Ву, Р.В. Егоров, Д.А. Михеев, В.Л. Саввин

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова.

kt.vu@physics.msu.ru

Работа посвящена изучению свойств спиралеобразной ректенны, состоящей из спиралеобразной антенны, настроенной на резонансную частоту 10 ГГц, и полупроводникового диода. Ранее были попытки применить похожие ректенны для непосредственного преобразования солнечной энергии [1]. В данной работе делается попытка использования этих принципов для создания ректенн с круговой диаграммой направленности в микроволновом диапазоне длин волн.

Особое внимание уделяется изучению диаграммы направленности устройства, которая не должна зависеть от азимутального угла. Интерес к такому прибору вызван возможностью его применения, например, для беспроводной передачи энергии на малые беспилотные летательные аппараты. Решение данной задачи позволило бы существенно увеличить срок их службы за счёт уменьшения количества взлётов и посадок, а также продлить время непрерывного полёта без использования дополнительных батарей. Для этой цели существенно, чтобы принимающие антенны имели небольшие размеры и обладали круговой диаграммой направленности. Малые габариты нужны для сохранения лётных характеристик, а круговая диаграмма направленности позволит принимать излучение с любой стороны одинаково эффективно. Размер антенны также не должен быть слишком мал, так как желательно, чтобы устройство работало в микроволновом диапазоне. Использование именно этого диапазона обусловлено наличием экспериментов, показавших возможность эффективной передачи энергии на большие расстояния при помощи микроволн [2].

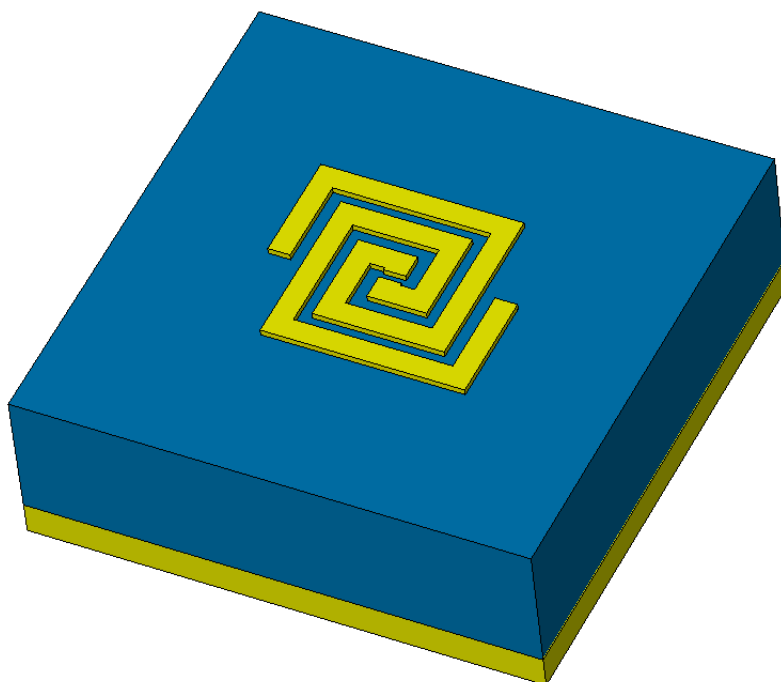


Рис. 1. Общий вид модели спиралеобразной антенны

В рамках работы была построена и изучена электродинамическая модель исследуемой ректенны. Она состояла из трёх слоёв: металлического слоя, соответствующего поверхности ректенны, другого слоя из металла, играющего роль заземления, и диэлектрического слоя между ними. Параметры системы были выбраны таким образом, чтобы обеспечить резонанс на частоте 10 ГГц и наилучшую форму диаграммы направленности. Вид модели можно видеть на рис. 1. В зазоре в центре антенной части установлен дискретный порт.

Проведено численное исследование распространения волн, излученных такой структурой, методом моделирования во временной области. Рассматривая полученные результаты, можно убедиться, что диаграмма направленности действительно круговая для широкого диапазона углов места. Диаграмма для угла 45° приведена на рис.2. Перепад между минимумом и максимумом составил не более 0.2 дБ (не более 5%). Для подобной модели также получают приемлемые КСВН (1,038), КПД (0,9978) и коэффициент отражения S_{11} (0,019). В моделировании также исследовались структуры с большим и меньшим числом витков. Было выяснено, что оптимальным количеством является 3 витка спирали.

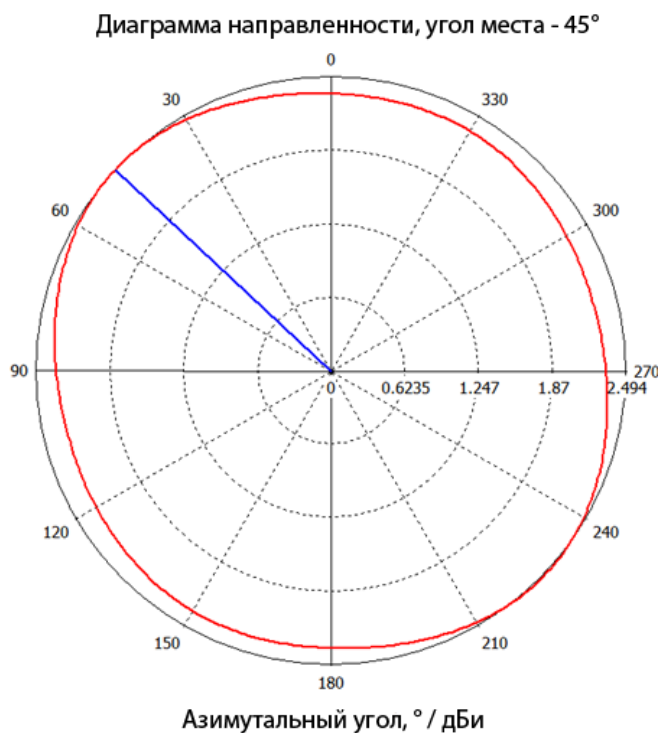


Рис. 2. Диаграмма направленности модели спиралеобразной ректенны при угле места 45°

Полученная таким образом ректенна хорошо подходит под требования, обозначенные в начале работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. K. Kotter et al. // Journal of Solar Energy Engineering 2010, V. 132, No 3.
2. N. Shinohara, "Wireless Power Transmission for Solar Power Satellite (SPS)"//Space Solar Power Workshop, 2005.

Спин-инжекционное стимулированное излучение терагерцевых волн в магнитных переходах

Ю.В. Гуляев¹, Е.А. Вилков¹, П.Е. Зильберман¹, Г.М. Михайлов², В.Г. Попов²,
А.В. Черных², С.Г. Чигарев¹

1. Институт радиотехники и электроники им. Котельников РАН, Москва – Фрязино, 141190, РФ.

2. Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка
Московской обл., 142432, РФ.

chig50@mail.ru

В последние годы широко осваивается терагерцевый (ТГц) диапазон волн (условно 0.3 – 30 ТГц) [1,2], что связано с перспективами применения новых физических механизмов для создания устройств этого диапазона. Доклад посвящен одному из таких механизмов, проявляющемуся в магнитоупорядоченных структурах (образующих магнитный переход), а именно, на контакте металлических ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) материалов. Здесь ТГц волны возбуждаются за счет нарушения спинового равновесия в протекающем в них токе перпендикулярно к их поверхности. Наша работа с *Fe*, *Ni*, *Pu*, *Co*, *FeMn* и др. магнитными металлами, показала возможность получать генерацию ТГц частот в широком диапазоне температур: от криогенных до комнатных и выше [3].

В наших предшествующих работах исследование ТГц излучения при комнатных температурах проводилось без специально создаваемой обратной связи с излучателем. В настоящей работе сообщается о первых наблюдениях влияния положительной обратной связи на энергетические и спектральные характеристики спин – инжекционного генератора.

Конструкция исследованного нами спин - инжекционного генератора подробно описана в обзоре [3]. Она включает в себя металлическую ФМ или АФМ пленку наноразмерной толщины, нанесенную на диэлектрическую или полупроводниковую подложку, прижатый к пленке токовый стальной электрод - ФМ, один конец которого заострен до диаметра $\sim 10 - 50 \mu$ и фокусирующую линзу. По границе острия стержня формируется рабочая область, определяемая толщиной ФМ или АФМ пленки и длиной спиновой релаксации в материале пленки (десятки нанометров). Дополнительно к этому, в предлагаемой работе для формирования обратной связи в рабочей области, на диэлектрическую подложку с противоположной стороны от ФМ или АФМ пленки наносилось полупрозрачное зеркало виде тонкой металлической (Ti) пленки. Спонтанно генерируемые в рабочей области волны излучаются практически равномерно по всему телесному углу [3]. При этом часть волн излучаются под углами, близкими к нормали пленки. Эти волны многократно переотражаются между обеими проводящими поверхностями, попадая в рабочую область. Кванты энергии волны, отраженной от полупрозрачного зеркала, способны стимулировать перевороты спинов с излучением. Таким образом, по нашему мнению, можно реализовать стандартную схему резонансного генератора с токовой накачкой.

Наша оценка показала, что селективность используемого нами резонатора (расстояние между зеркалами десятки полувольт) не велика. Ближайшие частоты разнесены на $\Delta f \sim 0.15$ ТГц. Такая селективность не позволяет получить одночастотный, достаточно узкополосный сигнал, но позволяет без перестройки резонатора наблюдать резонансный эффект (увеличение амплитуды регистрируемого сигнала, выделение на общем фоне отдельных частот при токах близких к пусковому значению) в некоторой полосе частот генерации.

Добротность такого резонатора во многом определяется поглощением излучения в подложке, две грани которой покрыты тонкими металлическими пленками, образующими резонатор типа Фабри-Перо. Поэтому, используя подложку с малыми потерями, например высокоомный кремний, можно получить резонансный эффект генерации, а для подложки с большими потерями (подложки из сапфира) такой эффект получить практически невозможно.

Наблюдения проводились на установке и по методике, описанной в [4]. В качестве детектора использовался опто-акустический преобразователь – ячейка Голя (ОАП), спектральные характеристики оценивались с помощью дифракционной решетке. Результаты исследования показали, что при малых токах генерировался слабый многочастотный сигнал не устойчивый во времени. При увеличении тока в ~1,5 раза выделялся один узкий по частоте пик с полосой до нескольких процентов. Без полупрозрачного отражателя при таком же токе полоса генерируемого сигнала более чем на порядок шире. Мы считаем, что наблюдаемый доминирующий пик возникает за счет стимулированных процессов излучения определяемых полем резонатора. Таким образом, впервые наблюдается функционирование квантового генератора типа лазера на ТГц частотах, который по аналогии можно назвать «твазером». При дальнейшем увеличении тока доминирующий пик расширяется т.к. селективность резонатора мала и начинают возбуждаться ближайшие от основной частоты колебания. Видимо, одновременно играют роль нелинейные процессы взаимодействия волн и процессы их стимулированного излучения. Возникает состояние электромагнитной турбулентности.

Сравнение интенсивности излучения для излучателя с зеркалом и без него показали: при использовании излучателя с подложкой из высокоомного кремния (малые потери) с полупрозрачным зеркалом регистрируемая ОАП мощность в 1,5 – 2 раза больше, чем без зеркала. В то же время при использовании излучателя с подложкой из сапфира, у которого потери более чем в 10 раз больше чем у кремния, регистрируемая мощность излучателя с зеркалом в 3 раза меньше чем для излучателя без зеркала. Ослабление сигнала как раз соответствует прозрачности зеркала.

Таким образом, положительная обратная связь приводит к изменению спектра ТГц излучения и к увеличению амплитуды излучения на определенных частотах. Подобные изменения вызваны влиянием стимулированных процессов излучения в спин-инжекционном генераторе с резонатором типа Фабри-Перо.

Результаты работы дают основание для создания когерентного источника ТГц диапазона частот типа лазера. Однако для этого необходимо существенно повысить качество резонансной системы спин-инжекционного генератора.

Работа поддержана РФФИ, гранты № № 13-02-12427 и 13-07-00259-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.S. Williams. Terahertz quantum – cascade lasers// Nature photonics, 1, 517 (2007).
2. В. Майская. Освоение терагерцевой щели// Электроника, 8 (00114) (2011).
3. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев. // Письма в ЖЭТФ, 98, 11 837 (2013).
4. С.Г. Чигарев, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов. // РЭ, 58, 3, (2013).

Однослойное согласование высокоотражающих нагрузок в прямоугольном волноводе

А.В. Козарь, А.В. Трофимов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн.

thtrofim@yandex.ru

Достаточно часто в современной СВЧ технике возникают задачи согласования высокоотражающих нагрузок с волноведущей системой. Для этих целей активно применяются многослойные интерференционные поглотители. Так как эти структуры [1] могут обеспечивать полное поглощение волновой энергии не только в слабопоглощающих слоях, но и в сильноотражающих материалах. Полное поглощение энергии в нагрузке можно обеспечить синтезировав первое многослойное зеркало с модулем коэффициента отражения, равным модулю коэффициента отражения от нагрузки, и с соответствующими фазами, отличающимися на кратное число π [2]. Однако такое решение обладает одним очевидным недостатком. Поскольку среда является сильноотражающей, первое зеркало должно иметь весьма высокий коэффициент отражения, т.е. должно иметь довольно большое число слоев. Использование большого числа слоёв приводит к появлению заметного, нежелательного поглощения в слоях зеркала и, кроме того, к большим геометрическим размерам самого зеркала, что в ряде случаев делает такой способ решения проблемы согласования неприемлемым (например, при работе в условиях низких и сверхнизких температур, где требуется минимально возможная теплоемкость системы в целом). Данного недостатка лишен способ, при котором, используются дисперсионные свойства волноведущей линии [3]. Применяя этот метод, можно обеспечить полное поглощение энергии электромагнитной волны в высокоотражающих материалах (металлы) с помощью лишь одного четвертьволнового слоя.

В настоящей работе, для анализа взаимодействия электромагнитной волны с согласующей слоистой структурой, был выбран метод импедансных характеристик. Характеристики многослойной структуры при этом описываются с помощью рекуррентного соотношения для входного импеданса [4], [5]. Рассмотрим общий случай согласования нагрузки со свободным прямоугольным волноводом в котором возбуждена основная мода H_{10} .

Пусть высокоотражающая нагрузка с волновым импедансом Z_s расположена в волноводе с импедансом Z и к ней примыкает слой с импедансом Z_L и толщиной d . Через слой на нагрузку падает электромагнитная волна от бесконечно удаленного источника. Импеданс нагрузки может иметь как мнимую, так и действительную части [6].

Обозначим мнимую часть постоянной распространения через β . Так же будем считать, что потери в согласующем слое пренебрежимо малы. Тогда применяя метод импедансных характеристик, можно получить условие полного поглощения энергии в высокоотражающей нагрузке в следующем виде:

$$\begin{cases} (Z_L^2 - |Z_s|^2) \operatorname{tg}(\beta d) + Z_L \operatorname{Im}(Z_s) (1 - \operatorname{tg}^2(\beta d)) = 0 \\ \frac{Z_L^2 \operatorname{Re}(Z_s) (1 + \operatorname{tg}^2(\beta d))}{|Z_s|^2 \operatorname{tg}^2(\beta d) - 2 \operatorname{Im}(Z_s) \operatorname{tg}(\beta d) + Z_L^2} = Z \end{cases} \quad (1)$$

Система уравнений (1) может быть существенно упрощена, когда известна зависимость Z_s от частоты. Воспользуемся моделью "диэлектрика с потерями". В этом случае среда будет характеризоваться комплексной относительной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'', \quad (2)$$

где ε' и ε'' - действительная и мнимая части комплексной относительной диэлектрической проницаемости среды. Рассмотрим два предельных случая, когда возможно упростить систему уравнений (1). Предположим, что высокоотражающая нагрузка – слой толщиной много больше глубины скин-слоя и с удельной проводимостью $\sigma \gg 1$. Тогда для импеданса нагрузки получим с точностью до членов первого порядка малости:

$$Z_s = (1+i) \frac{\varepsilon_s - 1}{\sqrt{\frac{\sigma}{2\pi\nu\varepsilon_0}}}, \quad (3)$$

здесь ε_0 - абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, ν - частота, ε_s - действительная часть относительной диэлектрической проницаемости нагрузки. Предположим, что $\nu \rightarrow \nu_c$, ν_c - критическая длина волны, то есть рассмотрим поведение системы (1) в области сильной волноводной дисперсии. Тогда для условия полного поглощения волновой энергии в высокоотражающем слое будем иметь с точностью до членов первого порядка малости:

$$\begin{cases} \operatorname{Im}(Z_s) \operatorname{tg}(\beta d) = Z_L \\ \frac{Z_L^2}{\operatorname{Re}(Z_s)} = Z \end{cases}, \quad (4)$$

Таким образом, при условии $\sigma \gg 1$ - система уравнений существенно упрощается. Теперь рассмотрим случай бесконечно малых потерь в нагрузке. При этом условии согласования, как было показано в [4], запишется в следующем виде:

$$\begin{cases} \operatorname{tg}(\beta d) = \infty \\ \frac{Z_L^2}{Z_s} = Z \end{cases}, \quad (5)$$

Первое равенство системы (5) равносильно условию $d = \frac{Z_L \lambda}{4}$, здесь λ - длина волны в свободном пространстве. Система (4) при $\operatorname{Im}(Z_s) \rightarrow 0$ совпадает с системой (5), так как в этом случае $\operatorname{Re}(Z_s) = Z_s$. Отсюда видно, что как в случае высокой проводимости, так и в случае пренебрежимо малой проводимости (малых потерь) можно пользоваться одной системой уравнений для определения необходимой толщины слоя и оптимальной частоты.

В качестве высокоотражающей нагрузки для экспериментальной апробации полученных теоретических результатов использовался полированный графитовый поршень. Поршень устанавливался в прямоугольный волновод сечением 16x8 мм, для согласования использовалась тефлоновая пластинка. Толщина четвертьволновой

пластинки равнялась 8мм. Был измерен коэффициент отражения от волноводного тракта с поршнем при наличии согласующего слоя (2) и при его отсутствии (1).

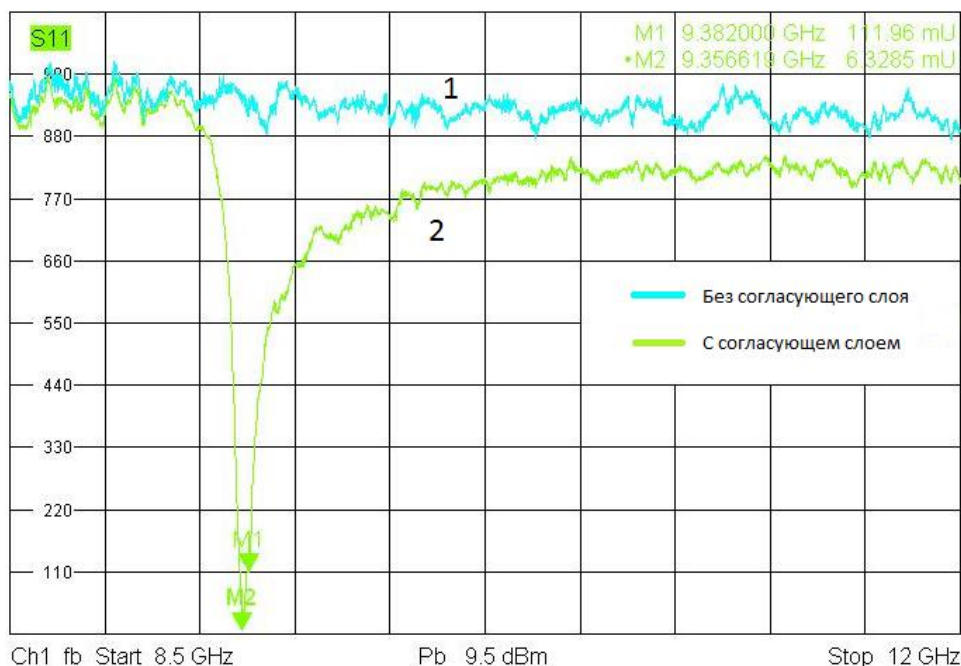


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от графитового поршня от частоты

Как видно из рис. 1 всего один согласующий слой существенно снижает коэффициент отражения от высокоотражающей нагрузки.

Аналитический, численный анализ и экспериментальные исследования показали, что используя явление сильной волноводной дисперсии можно обеспечить эффективное согласование высокотражающей нагрузки с волноведущей линией.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Баскаков, А.В. Козарь и др. // Письма в ЖТФ, 1976. Т.2, вып.19 С. 891-893.
2. А.В. Козарь, Ю.А. Пирогов, А.В. Тихонравов. // Электр.тех., сер.11, Лазерная техника и оптоэлектроника, 1978, №5.
3. А.В. Козарь // Всесоюзный научный семинар. М.: 1984, С. 116-117.
4. Л.М. Бреховских "Волны в слоистых средах" М.: Наука, 1973.
5. А.В. Козарь, В.С. Колесников, Ю.А. Пирогов // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1978. 19. №.1. С. 76.
6. А.В. Козарь, А.В. Трофимов // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2013. 3. №5. С. 38.

Фазированная антенная решетка с малым уровнем боковых лепестков и круговой поляризацией

Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.П. Сухоруков

Физический факультет МГУ им Ломоносова

luguoming.hit@gmail.com, zakharov1@mail.ru, apsmsu@gmail.com

В работе проведено исследование формы элементов для построения фазированных антенных решеток с круговой поляризацией; разработана фидерная система, обеспечившая Чебышевское распределение амплитуд токов по элементам и равномерное распределение фаз для решеток 4×4 ; проведено моделирование решеток 4×4 с элементами в форме квадрата, позволившей получить подавление боковых лепестков до -26 дБ.

В современных системах беспроводной связи при использовании фазированных антенных решеток существует необходимость подавления боковых лепестков, расширения рабочей полосы частот и уменьшения взаимной электромагнитной связи между элементами. Улучшение данных параметров позволяет повысить коэффициент направленного действия антенн, энергетическую эффективность систем связи, в частности, для ММО-систем, беспроводных локально-высокочислительных сетей и др. Исследования проводились при помощи моделирования в программном пакете CST Microwave Studio, использующем численное решение уравнений Максвелла в интегральной форме. Параметры антенной решетки оптимизировались для получения следующих характеристик: центральная частота $f_0=1.616$ ГГц, полоса частот не менее 120МГц, круговая поляризация излучения, уровень боковых лепестков не более -20 дБ.

В ФАР при помощи оптимизации расположения излучателей и возбуждения в них токов определенных амплитуд и фаз можно получить различные диаграммы направленности [1]. Один из многих способов, позволяющих получить существенное подавление боковых лепестков (в т.ч. дифракционных)—управление распределением мощностей по элементам антенной решетки [1]. Поляризация электромагнитной волны, излучаемой антенной, зависит от многих факторов, в частности, геометрической формы элементов антенны, топологии фидерной системы [2] и других. Один из способов получения круговой поляризации – использование элементов в форме квадрата с усеченными углами [3]. Для уменьшения электромагнитной взаимосвязи между элементами антенны и фидерной системой была разработана структура, состоящая из пяти слоев. На верхнем слое размещаются антенные элементы (медь), далее: диэлектрик-1, земля (медь), диэлектрик-2, фидерная система. Размещение антенных элементов и фидерной системы на отдельных слоях позволяет уменьшить электромагнитную взаимосвязь между ними [4]. С целью получения заданной центральной частоты элемента антенной решетки проведено моделирование элемента в форме квадрата с усеченными углами с размером 28×28 мм, толщиной меди 18 мкм. При моделировании использовались следующие параметры: материал диэлектрика-1—керамика с $\epsilon=9.8$, толщина диэлектрика-1 3.2 мм, толщина меди земли 18 мкм. Моделирование показало, что элемент обеспечивает центральную частоту 1.616 ГГц, при этом коэффициенты эллиптичности элементов при изменении угла отклонения от нормали антенной плоскости θ от 0 до 90° были не хуже -5 дБ, таким образом, на центральной частоте элементы излучают волну с круговой поляризацией в верхней полуплоскости удаленного поля. Ввиду этого данный элемент был выбран для последующего моделирования решеток.

В настоящей работе использовалось неравномерное распределение токов по элементам. В аналоговых фидерных системах часто применяется Т-образный делитель мощности, выполненный по микрополосковой технологии. Для решеток с топологией 4×4 требуется распределение мощностей по элементам с коэффициентами 1:9:9:1 (что обеспечивает Чебышевское распределение токов), однако при использовании Т-образных делителей мощности трудно получить указанное распределение мощностей. Ввиду этого в настоящей работе был разработан новый делитель мощности, представляющий собой модификацию направленного ответвителя. Форма делителя мощности представлена на рис. 2, а. Порт 1 является входным, порты 2 и 3 – выходными. Расстояние между портами 2 и 3 равно $\lambda_0/2$, расстояние от порта 1 до линии, соединяющей порты 2 и 3, составляет $\lambda_0/4$. При моделировании использовались следующие параметры: центральная частота 1.616 ГГц, диэлектрик-2 FR-4 с $\epsilon=4$, толщина меди 18 мкм, толщина диэлектрика 2 мм. Моделирование показало, что на центральной частоте 1.616 ГГц $S_{11}=-17.9$ дБ, $S_{21}=-10.27$ дБ, $S_{31}=-0.59$ дБ, $S_{31}-S_{21}=9.68$ дБ, фазы выходных сигналов на портах 2 и 3 равны. $10 \lg 9=9.5$ дБ, что близко к значению $S_{31}-S_{21}=9.68$ дБ. Таким образом, обеспечиваются распределение мощностей с коэффициентами 1:9 и равные фазы на выходных портах делителя мощности. Разработанный делитель мощности был выбран для построения фидерной системы. Изображение решетки 4×4 представлено на рис. 1, изображение фидерной системы – на рис. 2.

Для построения решетки 4×4 была использована фидерная система для формирования диаграммы направленности, состоящая из двух типов делителей мощности [5]. Первый класс – Т-образный делитель мощности, второй – разработанный делитель мощности с коэффициентами 1:9; было выбрано расстояние между элементами, равное $\lambda_0/2$. КСВН, диаграмма направленности, коэффициент эллиптичности решеток 4×4 с элементами в форме квадрата с усеченными углами представлены на рис. 3, а, рис. 3, б, рис. 3, в соответственно.

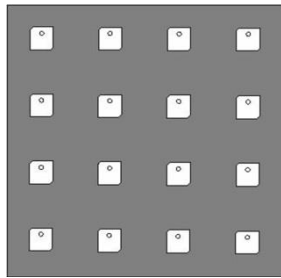


Рис. 1. Решетка в форме квадрата

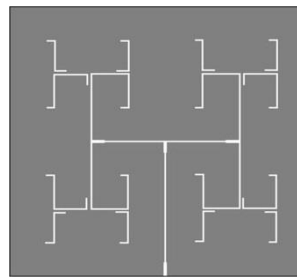


Рис. 2. Фидерная система

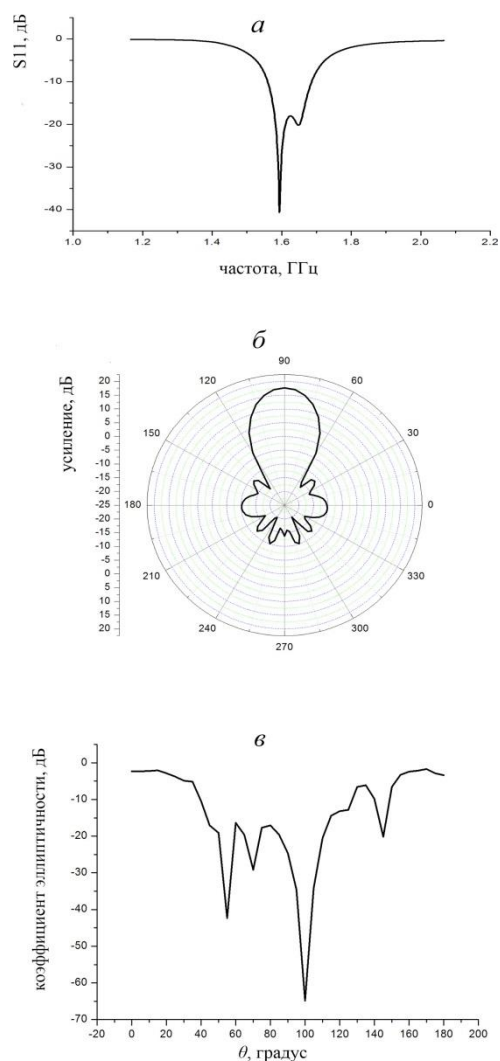


Рис. 3. Характеристики решетки

ЛИТЕРАТУРА

1. Заикин И.П., Тоцкий А.В., Абрамов С.К., Лукин В.В. Основы теории антенн: учебное пособие. М., 2005.
2. А. Н. Пластиков. // Журнал Радиоэлектроники. 2012. 8. С. 3.
3. Naresh Kumar Joshi, Kamal Kumar Verma, Sandeep Yadav. // International Journal of Scientific Engineering and Technology. 2012. 2. С. 103.
4. K.S. Beenamol. // Microstrip Antenna Designs for Radar Applications. // DRDD Science Sepctrum. 2009. 2. С. 84.
5. Жексенов М.А., Печурин В.А., Волченков А.С. // Электронный журнал «Труды МАИ». 2011. 45. С. 1.

Процессы энергообмена ленточного электронного пучка с высокочастотным поперечным полем резонатора в условиях циклотронного резонанса.

Д.А. Михеев¹, В.Л. Саввин¹, А.В. Коннов², Ю.А. Пирогов¹, Г.М. Казарян¹

¹Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

²ФГУП «НПП «ТОРИЙ»

prodimm@mail.ru

В современной вакуумной микроволновой электронике в последние годы получило развитие новое перспективное направление, связанное с применением ленточных электронных пучков в микроволновых усилителях и преобразователях волн [1]. Ранее 3D-моделирование динамики электронного пучка круглого сечения в осесимметричном реверсивном магнитном поле в устройствах, принцип работы которых основан на поперечной модуляции электронного потока, показало возможность прямого преобразования энергии микроволн в энергию постоянного электрического тока в присутствии тормозящего электрического поля. Экспериментальные образцы устройства продемонстрировали высокую эффективность преобразования (до 70%) при входной мощности до 10 кВт на частоте $f = 2,45$ ГГц [2].

Повышение мощности устройств за счет увеличения диаметра пучка круглого сечения, как правило, приводит к росту величины разброса скоростей вследствие неоднородности поперечной составляющей реверсивного магнитного поля по сечению пучка и, как следствие, значительному снижению эффективности устройства. Кроме того, величину тока в пучке круглого сечения ограничивают поля пространственного заряда. Использование же многолучевых приборов сопряжено с проблемой фокусировки пучков, которые находятся в разных условиях, что сказывается не только на эффективности устройства, но и ограничивает его входную мощность.

Использование ленточных электронных пучков открывает новые перспективы для увеличения мощности микроволновых устройств. Так, в циклотронных преобразователях с ленточным пучком уровень входной мощности может быть существенно увеличен (до 100 кВт и больше) за счёт ширины пучка, которая может значительно превосходить его толщину. При этом толщина пучка может быть сопоставима с диаметром пучков круглого сечения, используемых во многих классических электровакуумных приборах.

Основным затруднением при формировании и транспортировке ленточного пучка является корректная организация сопровождающего магнитного поля, компенсирующего действие сил пространственного заряда и позволяющего сохранить плоскостность ленточного пучка [3]. Во избежание роста неоднородности поперечной составляющей реверсивного магнитного поля по сечению пучка предлагается использовать плоско-симметричное реверсивное магнитное поле вида:

$$B_z = \frac{1}{2} B_0 \left(1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \left(\frac{\pi Z}{N_c} \right) \right), \quad (1)$$

где B_0 – величина магнитного поля в начале области реверса, Z – нормированная координата, $N_c = \frac{Z_0}{v_{z0}} f$ – нормированная длина реверсивной области (Z_0 и v_{z0} –

координата и скорость пучка в начале области реверса), $C_0 = \frac{B_1}{B_0}$ – параметр изменения магнитного поля (B_1 – величина магнитного поля в конце области реверса).

Для преобразования энергии микроволн в постоянный ток в устройствах, принцип работы которых основан на поперечной модуляции электронного потока, используются резонаторы типа Каччия. В рамках работы предложен вариант объёмного резонатора, в конструкцию которого заложена возможность использования ленточного электронного потока. В полости резонатора имеется два цилиндрических и одно прямоугольное отверстия. Верхние грани прямоугольного отверстия образуют ламели, в узком и протяжённом зазоре между которыми возбуждается поперечное высокочастотное поле микроволнового сигнала, вводимого посредством петли связи. Согласование высокоомной нагрузки, вносимой пучком, с 50-омной нагрузкой на входе микроволнового сигнала осуществляется посредством треугольного узла согласования.

Электронный пучок инжектируется в резонатор через отверстие в торце, проходит через зазор между ламелями и выходит из резонатора через отверстие в противоположном торце. При взаимодействии высокочастотного поля с электронным пучком подводимая энергия микроволн преобразуется в поперечное циклотронное вращение пучка при условии циклотронного резонанса.

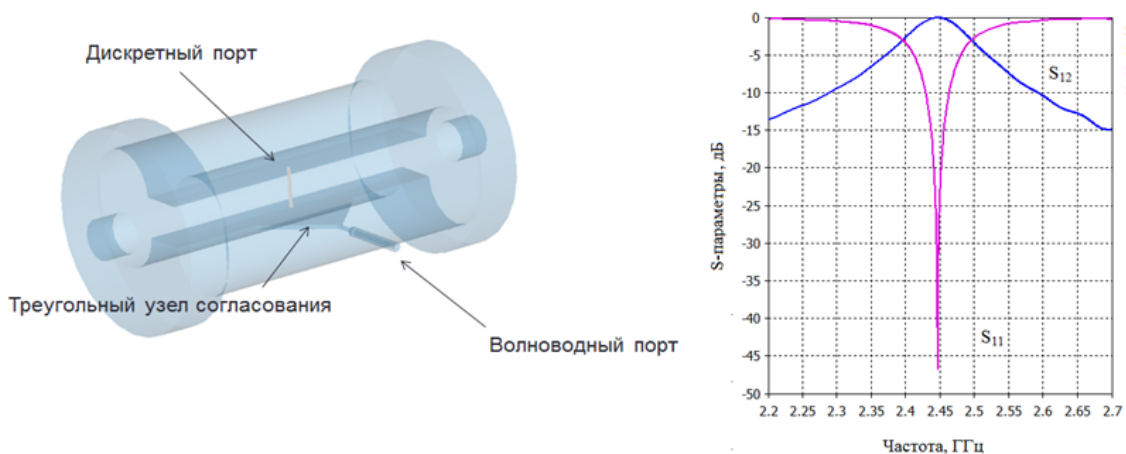


Рис. 1. Внутренняя полость резонатора и S-параметры матрицы рассеяния.

Создана трёхмерная модель резонатора (рис. 1). Её геометрические размеры подобраны так, чтобы обеспечить циклотронный резонанс на частоте 2,45 ГГц при входной мощности до 10 кВт. Эволюция полей в рамках данной модели прослеживается посредством алгоритма решений уравнений Максвелла во временной области. В рамках данного алгоритма модель разбивается гексагональной сеткой. Число разбиений сетки определяет время расчёта модели.

Моделирование резонатора проводится в два этапа. На первом (или оценочном) этапе используется симуляция пучка дискретным портом с определённым импедансом, рассчитанным по изначально заданным параметрам пучка:

$$Z = \frac{1}{G_e} = \frac{8U_0}{I_0} \left(\frac{d_0}{l_0} \right)^2, \quad (2)$$

где G_e – электронная проводимость пучка в условиях циклотронного резонанса, I_0 – ток пучка, U_0 – ускоряющее напряжение, d_0 – величина зазора между ламелями, l_0 – длина ламели. Мощность микроволнового сигнала подаётся через волноводный порт. Моделирование резонатора на оценочном этапе позволяет получить S-параметры матрицы рассеяния, в частности, коэффициент отражения (S_{11}) и коэффициент передачи (S_{12}) (рис. 1). Проведена оптимизация данных параметров с целью получения максимально возможного коэффициента передачи при минимально возможном коэффициенте отражения для обеспечения высокоэффективного энергообмена резонансной моды с электронным пучком. Эффективность энергообмена может составлять более 99 %.

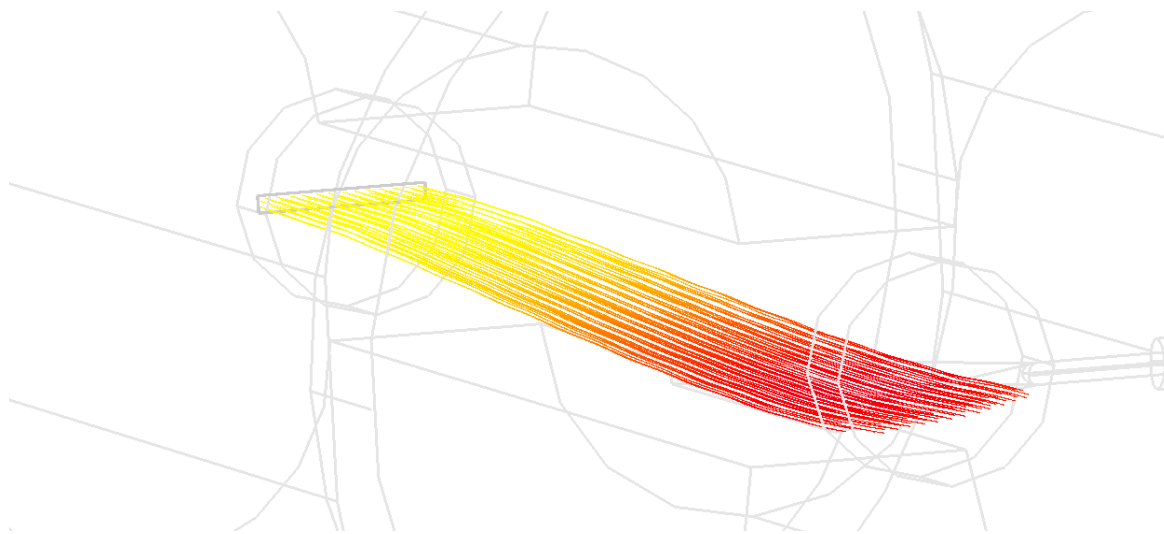


Рис. 2. Ленточный пучок в резонаторе. Моделирование методом крупных частиц.

На втором этапе для моделирования взаимодействия пучка с полем используется метод крупных частиц, подразумевающий, что в каждую ячейку гексагональной сетки помещается заряженная частица. Данный метод позволяет проследить поведение пучка во времени с непосредственной визуализацией данного пучка (рис. 2). Сопровождение пучка осуществляется магнитным полем B_z , взятым из выражения (1) при $C_0=1$. Плотность тока на прямоугольном катоде составляет $j \sim 1-10$ А/см². При этом за счёт большей площади поверхности катода величина тока в пучке при использовании ленточного пучка значительно больше, чем при использовании пучка круглого сечения при тех же размерах резонатора. Таким образом, мощность на входе резонатора можно значительно увеличить. Эффективность энергообмена при этом, как показывают расчёты, остаётся достаточно на высоком уровне (более 95 %).

ЛИТЕРАТУРА

1. Joe X. Qiu et al. // IEEE Microwave Mag. 2009. V. 60. No 7. P. 47.
2. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин // Известия РАН, Серия физическая. 2008. том 72. No 1. С. 139.
3. G. Scheitrum // Proc. 7th Workshop on High Energy Density and High Power RF. AIP Conf. 807. 2005. PP. 120–125.

Дисперсионные характеристики магнитоэлектрических волн в слоистых структурах на основе магнитных кристаллов

М.А.Морозова, А.Ю. Шараевская

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: upark@inbox.ru, maluginama@yandex.ru

В последнее время большой интерес вызывает получение кристаллов, подобных фотонным [1], на основе магнитных плёнок – магнитных кристаллов (МК) [2,3], в которых распространяющимися волнами являются спиновые волны (магноны). МК имеют определенные преимущества по сравнению с фотонными кристаллами: возможно управление свойствами магнитных кристаллов внешним магнитным полем; в частности, магнитной запрещенной зоной, можно создавать кристаллы в диапазоне СВЧ размером порядка нескольких миллиметров, использование планарной технологии и др.. Интерес к периодическим структурам на основе ферромагнитных пленок связан с тем, что такие планарные структуры представляют интерес для разработки перестраиваемых магнитным полем устройств обработки информации в СВЧ диапазоне [4]. Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованиям характеристик магнитных кристаллов (см, например, [2-6], в основном, в них рассматриваются одиночные структуры. В настоящее время особый интерес вызывают исследования структур в виде набора слоев, представляющих собой волноведущие структуры с различными параметрами и в которых существенную роль в формировании волнового процесса играет электродинамическая связь между слоями.

Настоящая работа посвящена исследованию механизмов формирования брэгговских запрещенных зон в ферромагнитных периодических структурах, представляющих собой два связанных одномерных МК, параметры которых могут различаться, и структуру типа МК-ферритовая пленка, при возбуждении в них магнитоэлектрических волн (МЭВ). Важной особенностью связанных структур является возбуждение на одной частоте двух нормальных мод - быстрой и медленной волн с различными групповыми и фазовыми скоростями. Впервые механизм формирования запрещенных зон в периодической структуре, представляющей собой два связанных одномерных МК с одинаковыми параметрами, рассмотрен авторами в [7].

Периодическая структура, рассматриваемая в работе, в общем случае представляет собой два МК, разделенных диэлектрическим слоем толщиной D , как показано на рис. 1.

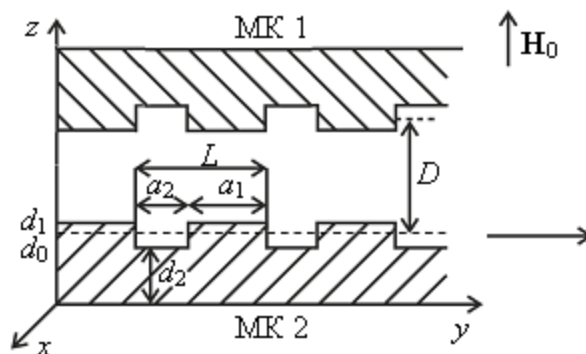


Рис. 1. Структура из двух одномерных МК, разделённых диэлектрическим слоем

Каждый из магнитных кристаллов, в свою очередь, представляет собой ферромагнитную пленку с намагниченностью насыщения M_0 , на поверхности которой

нанесены неоднородности в виде канавок. Толщина исходной пленки d_1 , эффективная толщина пленки d_0 , глубина канавки $\Delta d = d_1 - d_2$, её ширина $a_2 = L - a_1$, период структуры L . Будем считать, что указанные геометрические размеры могут быть различны для МК-1 и МК-2.

На основе метода связанных волн для рассматриваемых структур построена общая модель в виде системы алгебраических уравнений для огибающих прямых и встречных волн, которая имеет вид:

$$\begin{cases} (-\omega^2 + \omega_H^2 + \beta k_0)A_{1,2} + \beta k_0 K A_{2,1} + \beta \frac{\delta d_{1,2}}{2} \frac{k_{-1}^2}{k_0} (B_{1,2} + K B_{2,1}) = 0 \\ (-\omega^2 + \omega_H^2 + \beta k_{-1})B_{1,2} + \beta k_{-1} K B_{2,1} + \beta \frac{\delta d_{1,2}}{2} \frac{k_0^2}{k_{-1}} (A_{1,2} + K A_{2,1}) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

где $A_{1,2}, B_{1,2}$ - амплитуды прямых и встречных волн МСВ; $\beta = \frac{\omega_M \omega_H d_0}{2}$ [4], K - электродинамический параметр, определяющий связь между магнотными кристаллами, $\delta d_{1,2}$ - параметры, характеризующие геометрические размеры периодических структур 1 и 2, соответственно. Если параметр $\delta d = 0$ для одного из МК, то такой случай соответствует структуре МК- ферромагнитная пленка.

Используя в (1) условие Брэгга $k_0 + k_{-1} = \frac{2\pi}{L}$ и приравнявая детерминант системы (1) к нулю, получаем дисперсионное уравнение $\omega = \omega(k)$ для связанных периодических структур с разными геометрическими параметрами. Здесь и далее расчеты проводились при следующих параметрах структуры: $\omega_M = 2\pi \cdot 4,9$ ГГц, $\omega_H = 2\pi \cdot 2,45$ ГГц, $d_1 = 7$ мкм, $d_2 = 4$ мкм, $d_0 = 5,5$ мкм, $a_{1,2} = 50$ мкм, $L = 100$ мкм. Результаты расчетов дисперсионных характеристик, постоянных затухания в области запрещенных зон и ширины запрещенных зон представлены на рис.2,3.

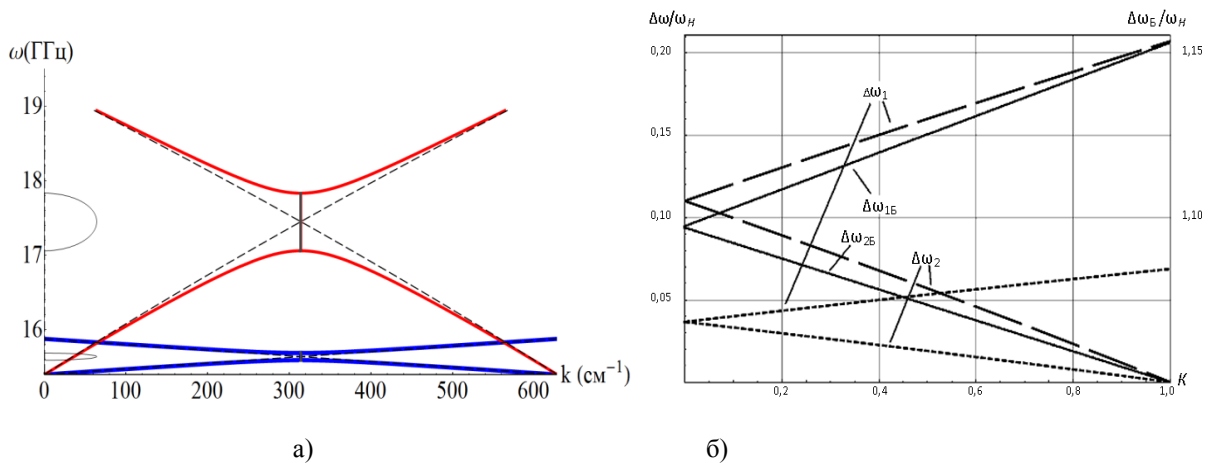


Рис.2. Дисперсионные характеристики (а) и зависимости запрещенных зон (б) от параметров структуры МК-МК: а) - дисперсионные характеристики для быстрой (красные кривые) и для медленной (синие кривые) волн при $\delta d_{1,2}=0.3$, $K=0.8$; б) - ширины запрещённых зон ($\Delta\omega_1$ - для быстрой волны, $\Delta\omega_2$ - для медленной волны) от параметра K при $\delta d = 0.5$ (пунктирные прямые с короткими штрихами) и $\delta d = 1.5$ (с длинными штрихами). Сплошными линиями показаны зависимости центральных частот запрещенных зон ($\Delta\omega_{B1}$ - для быстрой волны, $\Delta\omega_{B2}$ - для медленной) от параметра K

В случае связанных однородных плёнок ($\delta d_{1,2}=0$) связь приводит к тому, что дисперсионная кривая, соответствующая одиночной однородной пленке, расщепляется

на две, соответствующие быстрой и медленной волнам - нормальным модам связанной структуры (пунктирные кривые на рис. 2а и 3а). Если плёнка представляет собой периодическую структуру, то возникают встречные быстрые и медленные волны. Если в рассматриваемой структуре параметры МК одинаковые, то на частотах фазового синхронизма взаимодействие быстрых прямой и встречной волн, а также медленных прямой и встречной волн приводит к формированию только двух запрещенных зон (см. серые кривые на рис.2а). В этом случае параметры запрещенных зон, как показано на рис. 2б, линейно зависят от величины связи.

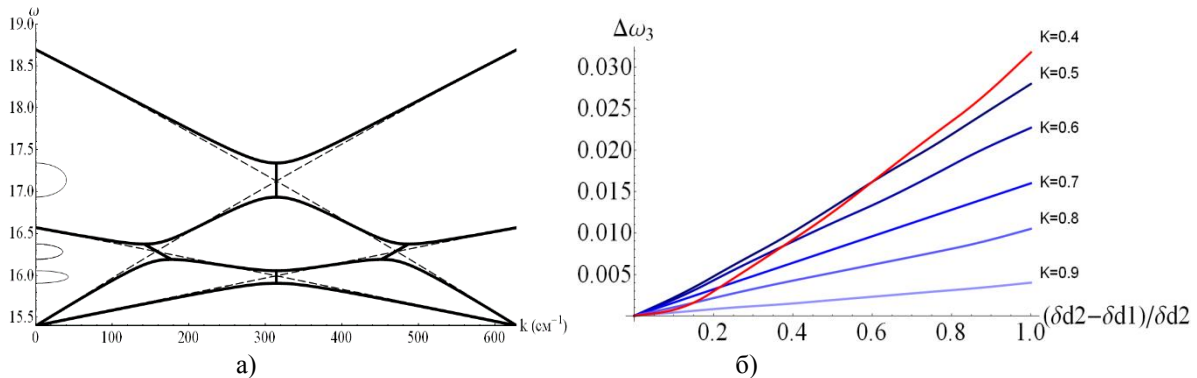


Рис.3. Дисперсионные характеристики (а) при $\delta d_1=0$, $\delta d_2=0.5$, $K=0.5$ и зависимости дополнительной ширины дополнительной запрещенной зоны $\Delta\omega_3$ (б) от параметров структуры МК-Пленка

Для случая связанной структуры в виде МК-пленка формируются три запрещенные зоны (рис. 3а). Аналогичный результат получается и для структуры МК-МК с разными геометрическими параметрами, что обусловлено несимметричностью структур. Из результатов, представленных на рис.3б, видно, что ширина дополнительной зоны $\Delta\omega_3$ увеличивается с ростом параметра несимметричности и уменьшается с ростом коэффициента связи.

Таким образом, на основе результатов численного моделирования показана возможность эффективного управления характеристиками запрещенных зон в связанных периодических ферромагнитных структурах.

Работа выполнена при поддержке грантов Правительства РФ (ГК № 11.G34.31.0030) и РФФИ (№ 14-07-31142) и в рамках президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-828.2014.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь., Г.П. Агравал "Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам". М.: Физматлит. 2005.
2. Ю.В. Гуляев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. №10. С. 670.
3. А.А. Serga // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V.43. P.264002.
4. А.В. Ustinov // Appl. Phys. Lett. 2010. V.96, P.142513.
5. V.V. Kruglyak // Journal of Physics D. 2010. V.3, P. 264001.
6. А.В. Chumak // Appl. Phys. Lett. 2008. V.93, P.022508.
7. Морозова М. А., Шараевская А. Ю. // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2013. Вып. 15. С. 82–93.

Беспроводная передача энергии с помощью индуктивной связи

В.В. Панков, И.И. Шуваев

Московский государственный университет Им.М.В. Ломоносова
pankov.valeriy@physics.msu.ru

Беспроводная индуктивная связь является одним из наиболее перспективных методов передачи электроэнергии, развиваемых в последнее время. Передача энергии происходит посредством процесса, известного как взаимная индукция. Электрический ток, протекающий через первичную обмотку индуктора, создает магнитное поле на вторичной обмотке приемника, которое возбуждает в ней электрический ток. Этот метод широко применяется для подзарядки мобильных телефонов и других бытовых приборов малой мощности. Главный недостаток этой формы беспроводной передачи является малая дальность передачи. Приемник должен быть в непосредственной близости от передатчика или индукционного устройства для эффективной связи с ним.

Применение резонансных методов несколько увеличивает дальность передачи. При использовании резонансной связи, катушки индуктивности передатчика и приемника настроены на ту же частоту собственных колебаний [1]. Эффективность передачи может быть дополнительно улучшена путем изменения синусоидальной формы тока возбуждения [2]. Таким образом, значительный уровень мощность может передаваться между двумя взаимно настроенными LC контурами, имеющих относительно низкий коэффициент связи. Передающие и приемные контуры содержат рамки с небольшим числом витков и параллельно включенные конденсаторы, настроенные на частоту передачи.

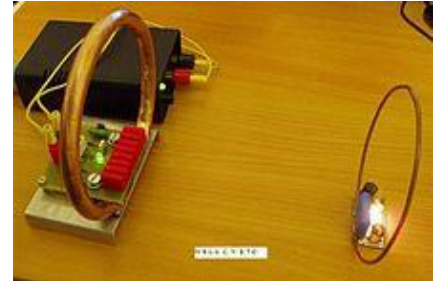
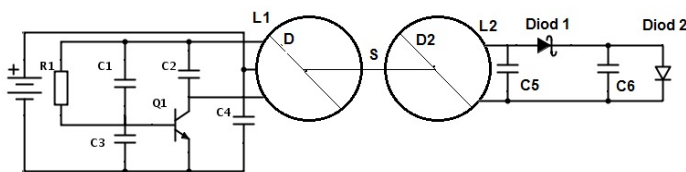


Рис. 1. Принципиальная схема и внешний вид установки.

Для проведения экспериментов на основе транзистора VD139 был собран генератор синусоидальных колебаний с частотой 220 кГц. На рис.1 представлена принципиальная схема установки.

Принцип действия этого метода передачи энергии заключается в возбуждении тока в приемной катушке L2 высокочастотным магнитным полем, создаваемым током в передающей катушке L1 в резонансном контуре (L1, C2) генератора высокочастотных колебаний (рис.1). Приемная катушка L2 вместе с конденсатором C5 образуют приемный резонансный контур, настраиваемый на частоту передающего генератора. С помощью диода с барьером Шоттки (Diod 1) и конденсатора C6 энергия принятого высокочастотного тока преобразуется в энергию постоянного тока. К выходу приемного устройства подключена нагрузка в виде светодиода (Diod 2) или резистора.

Как показывает эксперимент, на выходе приемного устройства может быть получено напряжение в 3-3,8 раз превышающее напряжение питания передающего

устройства. КПД передачи на расстояниях до половины диаметра передающей катушки остается сравнительно высоким – до 80%. С ростом расстояния между катушками значение КПД уменьшается.

На рис.2 представлен график с теоретической и экспериментальной зависимостями КПД передачи от расстояния между катушками.

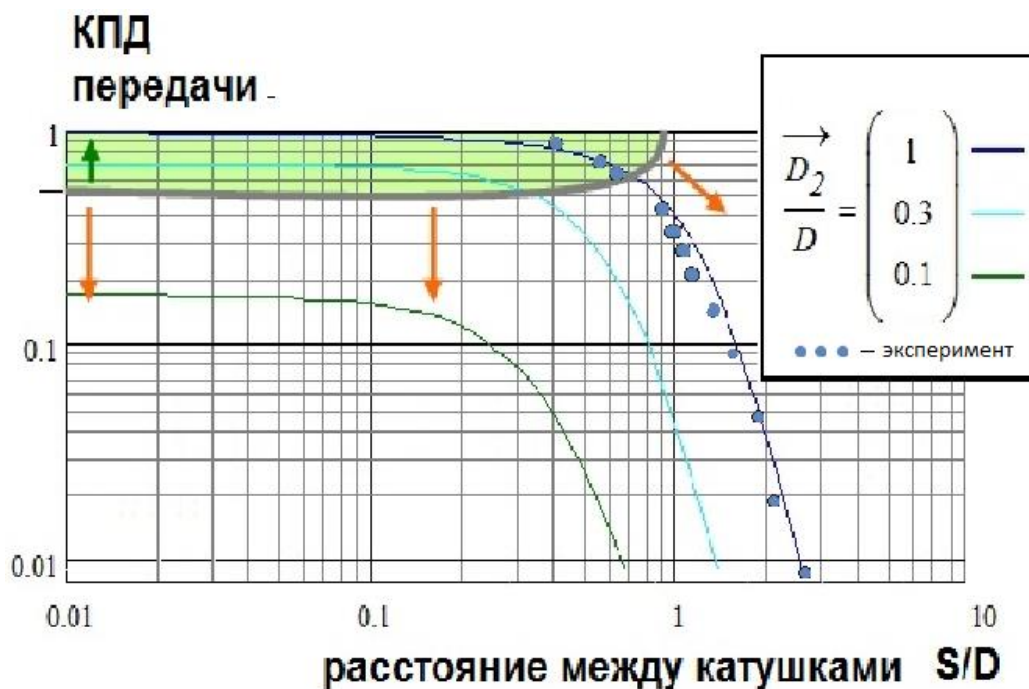


Рис. 2. Зависимость КПД передачи от расстояния между катушками

При малых расстояниях, сравнимых с диаметром катушек, КПД передачи близок к 90%. В эксперименте использовались два типа катушек с диаметром D равным 5 и 12 см. Потери энергии в 10% являются небольшой платой за повышенный комфорт и удобство.

Изучены свойства беспроводной передачи энергии с помощью индуктивной связи резонансных контуров. Собрана схема и проведены измерения зависимости коэффициента передачи от диаметров катушек, расстояния между катушками во взаимно перпендикулярных направлениях и угла между катушками.

Таким образом, на основе данной схемы можно собрать практическую установку для подзарядки каких-либо маломощных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. P. Müller “Wireless/Contactless power supply: Inductively coupled resonant converter solutions” VDM Verlag, 2009.
2. T.Buley et al. // Proc. Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI). 2013. P. 387.

Оценка предельных токов в пролетных каналах микроволновых устройств

В.М. Пикунов

Физический факультет Московского Государственного Университета
имени М.В. Ломоносова
vmpikunov@mail.ru

Размеры пролетных каналов микроволновых устройств определяются: типом устройства, рабочей длиной волны (рабочей частотой), требуемой мощностью электронного пучка и многими другими факторами.

С появлением эффективных и доступных источников сильноточных релятивистских электронных пучков (СРЭП) резко возросли выходные мощности практически всех известных ранее типов СВЧ приборов. Однако, успехи в ускорительной технике и разработке источников СРЭП не могут быть использованы в полной мере в классических вакуумных СВЧ устройствах, таких как клистроны, ЛБВ, ЛОВ, и др. Дело в том, что в этих приборах ток пучка ограничен сверху так называемым “предельными вакуумным” током. Для реализации преимуществ использования СРЭП необходимо использовать устройства со сверхразмерными замедляющими системами (ЗС), например, многоволновые черенковские генераторы

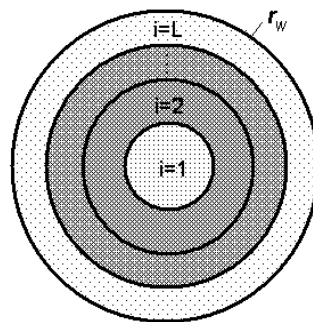


Рис. 1. Модель поперечного сечения волновода сравнения с частичным заполнением диэлектриком и нагруженного электронным пучком

(МВЧГ) [1].

Для увеличения предельного тока электронного пучка могут использоваться микроволновые устройства на основе диэлектрической ЗС. Например, черенковский диэлектрический мазер [2] или релятивистский генератор поверхностной волны (РГПВ) [3].

Другим предельным случаем являются электронные устройства с распределенным взаимодействием электромагнитных полей с электронными потоками в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [4]. Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями многозакорных резонаторов необходимы пролетные каналы диаметром сравнимым и меньше рабочей длины волны. Это приводит к существенному уменьшению предельных токов и выходной мощности устройств.

Указанные выше обстоятельства требуют наличия методов расчета для нахождения предельных токов в пролетных каналах микроволновых устройств для определения их возможных предельных уровней выходной мощности.

Рассмотрим многослойную модель ЗС на основе круглого волновода с частичным заполнением диэлектриком, нагруженную сильноточным кольцевым электронным пучком, рис. 1. Запишем нелинейную краевую задачу для уравнения Пуассона для оценок провисания потенциала $U(r)$ и предельного вакуумного тока I_{inj} инжектируемого в пролетный канал:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = - \frac{I_{inj}}{\varepsilon_0 \varepsilon v_0 S_0} \Psi(r), 0 < r < r_w, \quad (1)$$

$$I_{inj} = \rho_{inj} v_{inj} S_0 = \rho_0 v_0 S_0, \quad (2)$$

$$v_0 = c \sqrt{1 - 1/(1 + U/mc^2)^2}, \quad (3)$$

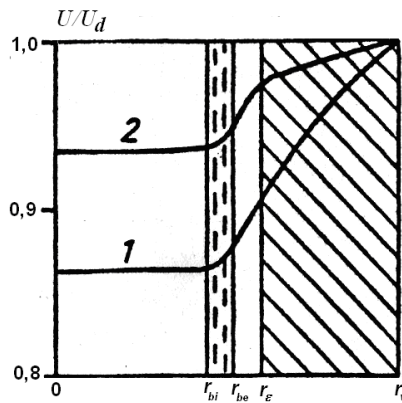


Рис. 2. Распределение постоянной составляющей потенциала по радиусу для регулярного (1) и частично-заполненного диэлектриком, того же радиуса (2) волноводов, нагруженных трубчатым электронным пучком.

$$|U(0)| < \infty, U(r_w) = U_d, \quad (4)$$

где: $\Psi(r) = \begin{cases} 1, r \in [r_{bi}, r_{be}] \\ 0, r \notin [r_{bi}, r_{be}] \end{cases}$ - r_{bi}, r_{be} - внутренний и внешний радиусы инжектируемого кольцевого электронного пучка.

Здесь первое уравнение (1) нелинейное уравнение Пуассона. Второе (2) – уравнение непрерывности для инжектируемого электронного пучка. Третье (3) – релятивистский закон сохранения потенциальной и кинетической энергии электрона. Соотношения (4) – краевые условия для скалярного потенциала $U(r)$.

Будем искать численное решение задачи (1)-(4) методом последовательных итераций. Разобьем поперечное сечение волновода сравнения радиуса r_w , на L кольцевых слоев, см. рис. 1. Пусть каждый k -тый слой характеризуется следующими параметрами: r_{k+1}, r_k - внешний и внутренний радиусы слоя, $I_{inj,i} = \rho_{0k} v_{0k}$, $\rho_{0k} v_{0k}$ - постоянная составляющая конвекционного тока слоя, усредненная плотность и скорость электронного слоя соответственно; ε_k - усредненная по сечению слоя, относительная диэлектрическая проницаемость; $U_{0k}(r)$ и $E_{rk}(r)$ - потенциал и нормальная компонента напряженности электрического в слое; $\kappa = \overline{1, L}$.

Найдем решение нелинейной задачи (1)-(4). методом последовательных итераций на каждой из которых будем считать $\rho_{0k}^j = \frac{I_{inj}}{v_{0k}^{j-1} S_0}$ величиной не зависящей от r , $\kappa = \overline{1, L}$, j -номер итерации, v_{0k}^{j-1} - определяется по формуле (3) на предыдущем шаге в середине каждого слоя. Запишем решение для потенциала и напряженности электрического поля на j -ой итерации в k -ом слое:

$$U_k^j(r) = -\frac{\rho_k^j}{\varepsilon_k \varepsilon_0} \frac{r^2}{4} + \alpha_k \ln\left(\frac{r}{r_w}\right) + \beta_k, \quad (5)$$

$$E_{rk}^j(r) = \frac{\rho_k^j}{\varepsilon_k \varepsilon_0} \frac{r}{2} - \alpha_k \frac{r}{r_w}. \quad (6)$$

Воспользуемся условиями непрерывности искомого потенциала U и радиальной компоненты индукции электрического поля $\varepsilon \varepsilon_0 E_r$ на границах слоев, и граничными условиями (4). На каждой итерации, полученную таким образом систему линейных алгебраических уравнений, будем решать методом прогонки. Прямой ход прогонки позволяет найти коэффициенты α_k :

$$\alpha_{\kappa+1} = \alpha_k + \frac{\rho_{\kappa+1}^j - \rho_k^j}{\varepsilon_0} \frac{r_{\kappa+1}^2}{2}, \quad (7)$$

где: $k = \overline{1, L}$, $\alpha_1 = 0$.

На обратном ходе прогонки определяются коэффициенты β_k :

$$\beta_{\kappa-1} = \beta_k - \frac{\rho_k^j - \rho_{\kappa-1}^j}{\varepsilon_0 \varepsilon_k} \frac{r_{\kappa-1}^2}{4} + (\alpha_k - \alpha_{\kappa-1}) \ln \frac{r_{\kappa-1}}{r_w}, \quad (8)$$

где: $k = \overline{L, 2}$, $\beta_L = U_d + \frac{\rho_L}{\varepsilon_0 \varepsilon_L} \frac{r_w^2}{4}$.

Число слоев L выбирается из условия необходимой точности нахождения распределения искомого величин по радиусу ЗС. Для достижения сходимости результата обычно достаточно 10-15 итераций. На рис. 2 представлена кривая скалярного потенциала в волноводе с диэлектрической втулкой, для случая следующих параметров: $r_w = 2,5$ см, $r_\varepsilon = 1,5$ см, $r_{bi} = 1,1$ см, $r_{be} = 1,3$ см, $\varepsilon = 3,67$ (текстолит), $I_0 = 0,2$ кА, $U_d = 117$ кВ. При этом выбиралась стационарная ветвь решения. Наличие кольцевого электронного пучка в волноводе приводит к провисанию скалярного потенциала по его радиусу. Для уменьшения провисания электронного потока необходимо транспортировать его вблизи стенок ЗС. Наличие диэлектрического заполнения также приводит к уменьшению провисания потенциала (рис.2) и увеличению предельного вакуумного тока пучка. Рассматриваемый алгоритм, позволяет находить предельные токи I_{lim} достижимые в волноводе с частичным заполнением диэлектриком. Этот режим определялся началом области расходимости итераций. Критический ток рассматриваемого регулярного волновода составляет $I_{lim} \approx 0,67$ кА. В случае наличия диэлектрической втулки предельный ток увеличивается примерно в два раза до $I_{lim} \approx 1,3$ кА.

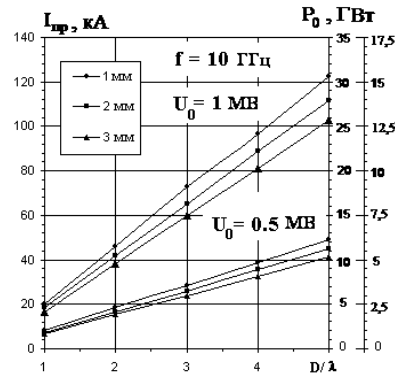


Рис.3. Графики оценок предельного тока электронного пучка и выходной мощности СВЧ в зависимости от параметра D/λ . Первая шкала справа соответствует $U=1\text{МВ}$, вторая $U=0.5\text{МВ}$.

Увеличение выходной мощности и длительности импульса микроволнового излучения остается одной из наиболее важных проблем физики релятивистских микроволновых устройств. Уровень мощности порядка 1 ГВт и длительность импульса более 1 нс являются желательными параметрами для многих разрабатываемых СВЧ источников. Уровни мощности 0,5 – 15 ГВт достижимы с помощью уже существующих устройств, например, с помощью СВЧ ($P_{\text{СВЧ}} = 15 \text{ ГВт}$, $U_0 = 2,1 \text{ МВ}$, $I_b \approx 15 \text{ кА}$, $\tau_{\text{СВЧ}} = 60 \text{ нс}$, КПД=50%) [1]. Оценки предельного уровня токов кольцевого электронного пучка конечной толщины транспортируемого в круглом волноводе для различных параметров сверхразмерности D/λ , в присутствии бесконечного магнитного поля и для фиксированной частоты $f = 10 \text{ ГГц}$ представлены на рис.3. Зазор, между внешней стороной электронного пучка и внутренней стороной волновода, фиксирован и выбирался равным 5 мм; толщина электронного кольца выбиралась равной 1 мм, 2 мм или 4 мм. Напряжение диодного ускоряющего промежутка составляет $U=1 \text{ МВ}$ и $U=0.5 \text{ МВ}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А.Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение. 1991. 296 с.
2. А.С. Шлапаковский. ЖТФ, 1997, том 67, выпуск 5. с. 66-72.
3. В.А. Вдовин, А.В Корженевский., В.А. Черепенин. Известия АН. Сер. Физич, 2003, т. 67, №12, с. 1665-1668.
4. А.И. Тореев, В. К. Федоров. Прикладная физика № 5, 2008. с. 117-121

Технологические особенности получения тонких функциональных пленок для оптоэлектроники и светотехники и результаты их исследования

С.А. Степанов¹, Н.И. Сушенцов², А.В. Мороз², Н.С. Ващурин², И.И. Попов²

¹Марийский государственный университет

²Поволжский государственный технологический университет

Принцип работы нанoeлектронных устройств основан на использовании новых физических свойств наноструктурированных полупроводниковых материалов. Обнаружение этих свойств и разработка методов контроля материалов нанoeлектронных устройств является востребованной задачей развития современной радиотехники. Получение износостойких пленок и получение нанoeлектронных датчиков первичной информации для контроля их работоспособности является актуальной задачей развития науки и техники.

Рассматриваются технологические подходы к получению тонких пленок методом магнетронного вакуумного распыления. Оригинальные технологические решения сопровождаются авторскими техническими решениями по технологическому оборудованию[2], о которых сообщается в докладе. Приводятся возможные варианты тонких пленок, полученных на оригинальном технологическом комплексе (Рис.1,2) и результаты их исследования.

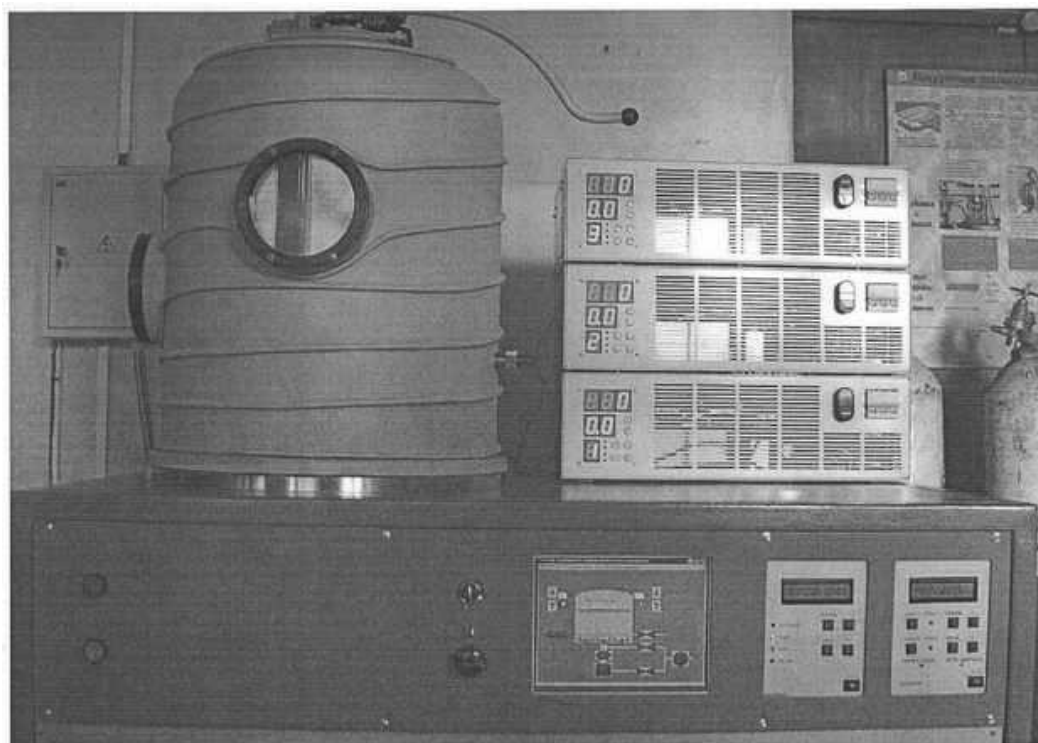


Рис1. Общий вид установки магнетронного распыления.



Рис2. Установленные магнетроны.

Для получения информации о полученных образцах тонких пленок применялись методы рентгеноструктурного анализа, зондовой спектроскопии и фемтосекундного фотонного эха[2]. Приведены технологические режимы магнетронного распыления пленок нитрида алюминия и оксида цинка и методы контроля их параметров. Сообщается о результатах контроля пленок оксида цинка с помощью фотонного эха и рентгенодифракционного анализа. По данным рентгенодифракционного анализа количество кристаллитов, ориентированных в направлении $\langle 002 \rangle$, в пленках толщиной 800 и 600 нм отличается в 1,87 раза, в то же время интенсивности сигналов ФЭ отличаются в 3,6 раза. По результатам зондовой микроскопии установлено, что с увеличением микротвердости подложки микротвердость пленки нитрида алюминия возрастает нелинейно. В то время как, толщина покрытия из нитрида алюминия слабо влияет на его микротвердость. При этом структура подложки определяет механические свойства пленки, а именно анизотропию модуля упругости.

Показаны пути коррекции регистрируемых параметров и свойств пленок, определяющих их микроэлектронные свойства, за счет различных вариаций технологического режима.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сушенцов, Н.И. Установка магнетронного распыления для формирования функциональных тонких пленок/ Н.И. Сушенцов, А.В. Мороз, А.С. Степанов и др. // Материалы VII Международной научно-технической конференции «Вакуумная техника, материалы и технология», под ред. А.Ф. Беянина, Ю.В. Панфилова, М.И. Самойловича г. М.: «Техномаш», 2012. С.203–206.

2. Степанов С.А., Сидорова В.Т., Вашурин Н.С., Попов И.И., Сушенцов Н.И. Поликристаллические структуры тонких пленок ZnO и фотонное эхо как метод контроля их толщины // Когерентная и оптическая спектроскопия: XVI Всероссийская молодежная научная школа: сборник статей / Под ред. М.Х. Салахова. – Казань: Казан. Ун-т, 2012. – С. 108-111.

Разработка и исследование 3D модели электронного потока в низковольтном генераторе на виртуальном катоде в CST Particle Studio

Н.С. Фролов¹, С.А. Куркин¹, А.А. Короновский^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}, Ю.А. Калинин¹

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

phrolovns@gmail.com

Изучение пучков заряженных частиц имеет огромное значение в плане понимания физических свойств плазмы, а также имеет явное прикладное значение. К примеру высокомошные релятивистские электронные потоки в настоящее время находят широкое применение в ряде задач, связанных с нагревом плазмы, ядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы, генерации мощного СВЧ излучения и т.д. [1-8]. Одним из наиболее важных и перспективных направлений исследований в области вакуумной и плазменной СВЧ электроники, привлекающих научное сообщество, является изучение пространственно-временных колебаний виртуального катода (ВК). СВЧ приборы, чей принцип генерации электромагнитного излучения основан на колебаниях ВК в пучках со сверхкритическим током, получили название виркаторов. Генераторы на ВК были разработаны в 70-х годах и с тех пор вызывают серьёзный интерес у исследователей в силу многих характерных особенностей. К ним можно отнести простоту конструкции (в частности, виркаторы могут работать без внешнего магнитного поля), лёгкость в перестройке частоты и режима колебаний, а также высокая выходная мощность [2,4,9]. Эти аспекты обуславливают фундаментальную и прикладную значимость работ по изучению нелинейной динамики электронных потоков с ВК.

Известно, что образование ВК связано с развивающейся в пучке неустойчивостью, возникающей при превышении током пучка некоторого критического значения [1,10]. Ранее был проведен ряд экспериментальных и теоретических исследований, направленных на изучение процессов, приводящих к формированию нестационарного ВК в интенсивных электронных пучках, и выявление механизмов генерации пучково-плазменных систем с ВК. Детальный анализ процессов образования ВК был проведен в рамках одномерного моделирования полностью замагниченного электронного потока [6,11]. В связи с этим представляет огромный интерес исследование нелинейной нестационарной динамики электронного потока со сверхкритическим первеансом в рамках полностью электромагнитной 3D модели, которая позволит в ходе численного исследования получить результаты приближенные к экспериментальным данным.

Подобный анализ 3D модели возможно провести с помощью программного продукта CST Particle Studio (CST PS). Данный программный комплекс позволяет проводить численное моделирование процессов протекающих в реальных приборах и устройствах СВЧ электроники, зная их основные конструктивные особенности, характеристики инжектируемого потока и подаваемые напряжения.

Исследование динамики электронного потока в режиме формирования ВК проводилось на основе модели низковольтного виркатора [3,12,13]. Этот прибор представляют собой нерелятивистский генератор широкополосного СВЧ излучения среднего уровня мощности. В ходе проведенного исследования была разработана полностью электромагнитная 3D модель этого устройства в среде CST PS, которая позволяет провести анализ механизмов генерации и формирования ВК в такой низковольтной системе. Анализ поведения пучка в низковольтном виркаторе показал, что в системе формируется два виртуальных катода - в пространстве дрейфа

электронного потока и в пушечной части. Причем первичным является ВК в пространстве дрейфа, создающий обратный поток заряженных частиц, который порциями отражается к области инжекции. Встречный поток способствует развитию неустойчивости в прикатодной области, что приводит к образованию вторичного ВК, совершающего колебания на частоте первичного ВК. Формирование нестационарного ВК в пушечной части приводит к модуляции потока на входе в пространство дрейфа и усиливает колебания первичного ВК. Широкий спектр излучения объясняется тем, что в такой системе формируется турбулентный электронный пучок. Колебания заряженных частиц на разных временных масштабах обеспечивают богатый спектральный состав выходного сигнала.

Также в работе проводится оптимизация параметров существующей схемы низковольтного виркатора, для того чтобы добиться лучшего эффекта формирования ВК в пространстве дрейфа. Как и ожидалось, оптимизация, касающаяся в основном изменения некоторых геометрических параметров и элементов конструкции СВЧ прибора, привела к более быстрому развитию неустойчивости в потоке и образованию более плотного колеблющегося сгустка электронов в пространстве дрейфа.

Следует отметить, что полученные результаты находятся в хорошем согласии с известными экспериментальными результатами, полученными в рамках экспериментов с низковольтным виркатомом [3, 14–17].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №14-02-31204, 12-02-33071, 13-02-01209) и Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - докторов наук (МД-345.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Sullivan, J. E. Walsh, and E. A. Coutsias "Virtual Cathode Oscillator (Vircator) Theory, High Power Microwave Sources" NY:Artech House Microwave Library, 1987.
2. A. E. Dubinov, V. D. Selemir // J. Commun. Technol. Electron. 2002. V. 47. P. 575.
3. Калинин Ю.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т.31. №11. С. 1009.
4. J. Benford, J. A. Swegle, and E. Schamiloglu, "High Power Microwaves" CRC Press, Boca Raton, 2007.
5. D. Biswas // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 063104.
6. R. A. Filatov et al. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 033106.
7. G. Singh, C. Shashank // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 063104.
8. A. E. Hramov // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. 112101.
9. R. A. Mahaffey et al. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 843.
10. Hramov A.E. et al. // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. N. 8. 082302.
11. W. Jiang et al. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 982.
12. Егоров Е.Н. и др. // Радиотехника и электроника. 2007. Т.52. №1. С. 51.
13. Егоров Е.Н. и др. // ЖТФ. 2007. Т. 77. №10. С. 139
14. Калинин Ю.А., Стародубов А.В., Кузнецов Н.Н. // ЖТФ. 2013. Т. 83, 6 С.151.
15. Фокин А.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2012. Т. 76, № 12 С. 1489.
16. Калинин Ю.А., Стародубов А.В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, № 16. С. 37
17. Калинин Ю.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, № 1. С. 56

Фотонное эхо, формируемое линейкой циклотронных осцилляторов

В.Н. Корниенко¹, А.П. Привезенцев², В.А. Черепенин¹

¹ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН

²Челябинский государственный университет

korn@cplire.ru

Эффект фотонного эха, заключающийся в переизлучении с некоторой временной задержкой падающего на систему атомов светового импульса, известен достаточно давно [1, 2]. Он широко используется в спектроскопии [3], так как параметры импульса эха (в частности, время задержки) позволяют судить о структуре энергетических уровней (зон).

Интересное теоретическое описание рассматриваемого явления дано в [4], где показано, что этот эффект – линейный. В [5] были рассмотрены энергетические характеристики отклика системы возбужденных линейных осцилляторов, обладающих дискретным набором частот, на короткий падающий импульс. Как и следовало ожидать (согласно [4]), в такой системе формируется периодический отклик. При этом суммарная энергия последовательности излученных импульсов не превышает поглощенной осцилляторами энергии падающего поля. Если же осцилляторы являются нелинейными, то можно ожидать, что суммарная энергия излученного ими поля будет превосходить поглощенную.

Целью данной работы является исследование характеристик электромагнитного поля, формируемого несколькими широкополосными ансамблями циклотронных осцилляторов, расположенных на прямолинейном отрезке заданной длины.

Рассмотрим двумерную прямоугольную область пространства, границы которой являются прозрачными для поля излучения. В центральной части расположено несколько широкополосных ансамблей циклотронных осцилляторов, каждый из которых представлен набором заряженных частиц, движущихся в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно рассматриваемой области. В начальный момент времени частицы обладают конечной кинетической энергией, причем распределение частиц по частоте вращения имеет линейчатый характер. Расстояние между спектральными линиями одинаково. Для каждой частоты частицы равномерно распределены по фазе вращения. Центры циклотронных орбит частиц каждого ансамбля совпадают. Центры всех ансамблей расположены на отрезке прямой, длина которого существенно превосходит максимальную длину волны, соответствующую минимальной частоте вращения. В дальнейшем такое расположение частиц будем называть линейкой ансамблей. При описанных условиях рассматриваемая система в начальный момент времени имеет нулевой суммарный дипольный момент и не излучает.

Пусть под некоторым углом к нормали линейки ансамблей падает короткий (длительностью в один период) импульс электромагнитного излучения, спектральная ширина которого перекрывается линейчатым спектром каждого из ансамблей. Исследуем динамику поля, формируемого собственно заряженными частицами.

В данном случае определить динамику поля можно путем решения самосогласованной системы уравнений, включающей в себя уравнения Максвелла в пространственно-временном представлении и уравнения движения заряженных частиц. Построение решения будем проводить при помощи численных методов, используя алгоритм, описанный в [6].

Зададим, не ограничивая общности, следующие значения параметров. Величина ведущего магнитного поля 21 кГс, диапазон распределения частиц по начальным кинетическим энергиям – от 100 до 500 кэВ, суммарный ток одного ансамбля 5 А, центральная частота падающего импульса 40 ГГц, его амплитуда 1 Гс.

Проведенный вычислительный эксперимент показал, что линейка ансамблей формирует две последовательности импульсов фотонного эха, отличающихся направлением распространения. Направление первой совпадает с направлением распространения падающего импульса, направление второй соответствует направлению зеркально отраженной от линейки волны.

На рис.1. показана зависимость энергии поля, рассчитанной по всей области моделирования, от времени. Значения нормированы на энергию подающего импульса. Период следования импульсов составил 1.5 нс, что соответствует исходно заданному расстоянию между спектральными линиями ансамбля (~670 МГц).

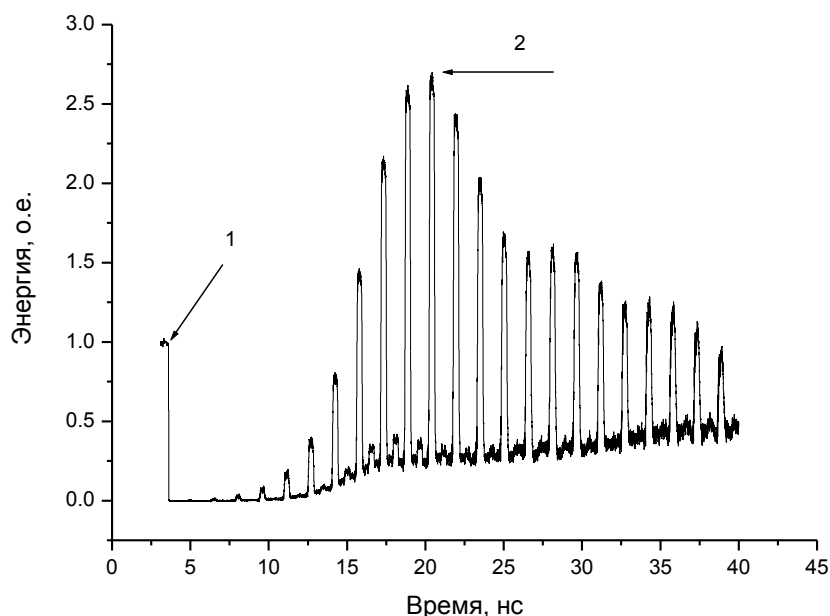


Рис.1. Зависимость энергии электромагнитного поля от времени. 1 – падающий импульс, 2 – импульсы фотонного эха

Таким образом, в рассмотренной системе формируется периодический отклик (фотонное эхо), суммарная энергия которого существенно превосходит энергию падающего электромагнитного импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.A.Kurnit et al. //Phys. Rev. Letters. 1964. V.13. P.567.
2. R.M.Hill, D.E.Kaplan. // Phys. Rev. Letters. 1965. V.14. No 26. P.1062.
3. Э.А.Манькин, В.В.Самарцев «Оптическая эхо-спектроскопия» М.: Наука, 1984.
4. Б.Я.Дубецкий, В.П.Чеботаев. //Письма в ЖЭТФ. 1985. Т.41. Вып.6. С.267.
5. В.Н.Корниенко, А.П.Привезенцев, В.А.Черепенин. //Журнал радиоэлектроники. 2013. № 10. (URL <http://jre.cplire.ru/jre/oct13/10/text.html>).
6. В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин. //Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. № 6. С.758.