

СЕКЦИЯ 6. МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

| | |
|--|----|
| Особенности определения импедансных характеристик клистронных резонаторных систем <i>К.А. Зайцев, А.И. Слепков, А.В. Коннов</i> | 2 |
| Магнитодипольная синхронизация спин-трансферных наноосцилляторов <i>К.А. Звездин, П.Н. Скирдков, А.Д. Белановский, Е.М. Плотникова, N. Locatelli, V. Cros, А.К. Звездин</i> | 5 |
| Релятивистский квантовый плазмOID <i>В.И.Канавец</i> | 7 |
| Динамика спектра широкополосного ансамбля циклотронных осцилляторов в круглом сверхразмерном резонаторе <i>А.П.Веселов, В.Н.Корниенко</i> | 10 |
| Проводимость графеновой сверхрешетки в режиме нелинейной электромагнитной волны <i>С.В. Крючков, Е.И. Кухарь</i> | 12 |
| Наносекундный радар для использования в системах радиовидения <i>Е.В. Митрофанов, В.А. Вдовин, А.Э. Дудик, В.В. Кулагин</i> | 16 |
| 3D-анализ влияния магнитной экранировки катода на внутреннюю структуру электронного пучка <i>Д. А. Михеев, В. Л. Саввин, Г. М. Казарян, А. В. Коннов</i> | 19 |
| Влияние пространственного заряда на обменное взаимодействие сгустков электронов и позитронов <i>В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин</i> | 23 |
| Приближенная нелинейная теория двухпучковой неустойчивости <i>А.В. Титов</i> | 26 |
| Динамика электронного потока с виртуальным катодом в виркаторе без магнитного поля и пространством взаимодействия, заполненном нейтральном газом <i>Р.А. Филатов, А.Е. Храмов</i> | 30 |
| Теоретический и экспериментальный анализ динамики генератора на виртуальном катоде под внешним гармоническим воздействием <i>Н.С. Фролов, А.А. Короновский, Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, А.Е. Храмов</i> | 34 |

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПЕДАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КЛИСТРОННЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ СИСТЕМ

К.А. Зайцев¹, А.И. Слепков¹, А.В. Коннов²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

²НФГУП «НПО ТОРИЙ»

zaytsev.k@gmail.com

Многорезонаторные клистроны или устройства клистронного типа, к которым относятся приборы с дискретным кратковременным взаимодействием электронного потока и электромагнитного поля, являются наиболее универсальными приборами для усиления и генерации электромагнитных волн сантиметрового диапазона, в ряде случаев превосходящими другие устройства по выходной мощности, стабильности частоты, КПД и массогабаритным параметрам.

При проектировании мощных СВЧ приборов активно используют компьютерное моделирование процесса динамического группирования пучка и его взаимодействия с резонансными структурами устройства. Несмотря на то, что на настоящий момент существуют программы полного трехмерного анализа электронно-вакуумных приборов от катода до коллектора, их использование для быстрой оптимизации выходных характеристик пока не доступно ввиду не достаточной производительности современной вычислительной техники. Для быстрой оптимизации приборов используют 2.5-мерные программные коды (например, Арсенал-МГУ [1]), в которых резонаторы клистрона представлены в виде эквивалентных схем или матриц импедансов.

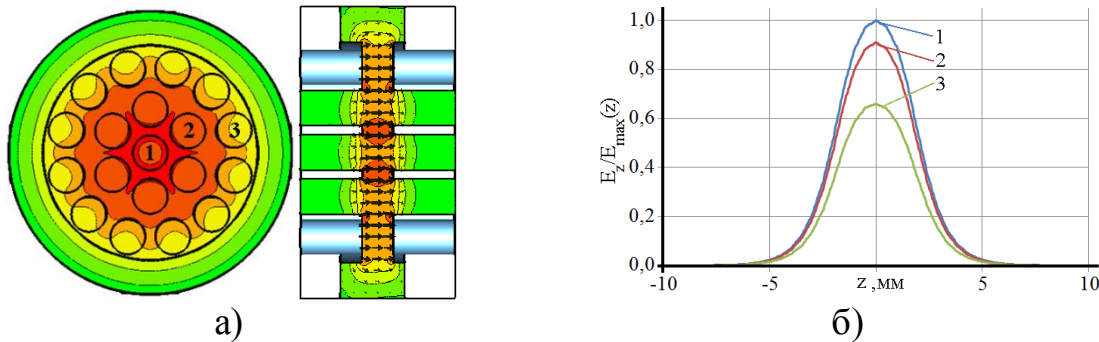


Рис.1. Основная мода исследуемой модели резонатора, $f_0 = 5,68$ ГГц

а) карты линий равного уровня и нумерация пролетных каналов;

б) распределения продольной компоненты электрического поля в каналах №1-3.

Импеданс взаимодействия Z электронного потока с собственными электромагнитными полями резонаторных структур определяет напряжение, наводимое током электронных сгустков в зазорах резонаторов. Получение Z чаще всего основывается на решении задачи на собственные значения (ЗСЗ) [2], определении эквивалентного напряжения зазоров на резонансной частоте f_0 , вычислении волнового сопротивления

$$\rho = \left(\int_z E_z(z) dz \right)^2 / (2\omega W)$$

и собственной добротности

$$Q_0 = \sqrt{2\omega \sigma \mu} \iiint_V H^2 dV / \iint_S H_\tau ds ,$$

где E_z - продольная составляющая электрической компоненты моды, W - запасенная энергия в резонаторе, H - амплитуда напряженности магнитного поля в объеме резонатора V , H_τ - амплитуда тангенциальной компоненты магнитного поля на внутренней поверхности резонатора S , σ - удельная проводимость и μ - магнитная проницаемость материала стенок резонатора. Тогда импеданс на частоте f_0 определяют как $Z = \rho \cdot Q_0$.

В данной работе рассматривается альтернативный способ получения импедансов зазоров, основанный на представлении каждого из зазоров резонатора многолучевого клистрона в виде плеча (порта) многополюсника и последующем моделировании его возбуждения средствами CST Microwave Studio. Порт является генератором тока с внутренним сопротивлением Z_0 . Он представляет собой линейный отрезок идеального проводника, подключаемого к металлическим поверхностям исследуемой структуры. По этой причине его не удастся расположить в центре пролетных каналов резонатора.

В работе исследуется модель однозазорного группирующего резонатора 19-лучевого клистронного усилителя 5 см диапазона длин волн. Он состоит из одной цилиндрической полости, пронизываемой 19 пролетными каналами, расположенными в виде двух концентрических окружностей с каналом в центре резонатора. Для определенности проводимость стенок резонатора была выбрана $\sigma = 10^5$ См/м.

На рис. 1а приведена схема резонатора и основная мода на частоте $f_0 = 5,68$ ГГц, определенная при решении задачи на собственные значения. Из-за симметрии конструкции ограничимся рассмотрением трех пролетных каналов №1-3. Для расчета эквивалентных напряжений были определены распределения продольной составляющей электрического компонента моды вдоль каналов. Нормированные распределения $E_z/E_{\max}(z)$ приведены на рис. 1б. Величины собственных добротностей и волновых сопротивлений приведены в табл. 1.

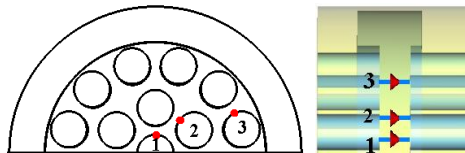


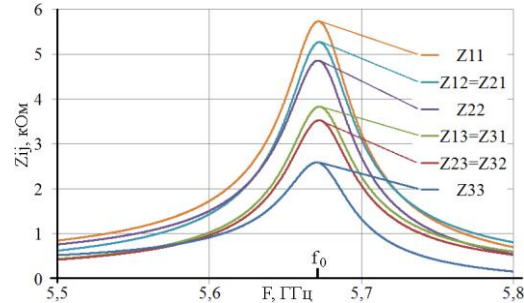
Рис. 2. Расположение дискретных портов 1-3 в одноименных каналах.

При использовании метода дискретных портов импедансы Z_0 трех рассматриваемых портов, изображенных на рис. 2, выбраны равными 5

кОм. После решения задачи рассеяния, определялась Z-матрица импедансов, состоящая из 9 элементов (рис. 3а). Отметим, что полная импедансная матрица исследуемой структуры состоит из 19*19 элементов, большинство из которых являются вырожденными. Частотные зависимости невырожденных элементов приведены на рис. 3б.

$$Z_{ij} = \begin{Bmatrix} Z_{11} & Z_{23} & Z_{13} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} \\ Z_{31} & Z_{32} & Z_{33} \end{Bmatrix}$$

а)



б)

Рис. 3. Импедансная матрица зазоров №1-3 для основной моды резонатора
а) Внешний вид; б) частотная зависимость элементов матрицы

Для сравнения импедансов зазоров, полученных при решении ЗСЗ и методом дискретных портов, значения $\rho \cdot Q_0$ и диагональные элементы импедансной матрицы Z_{ij} приведены в табл. 1.

Табл. 1. Сравнение методов определения импедансов зазоров

| № канала i | ЗСЗ | Дискретный Порт |
|------------|-------------------------------|-------------------------------|
| | $f_0 = 5,67$ ГГц; $Q_0 = 148$ | $f_0 = 5,68$ ГГц; $Q_0 = 145$ |
| | $\rho \cdot Q_0$, Ом | $Z_{ii}(f_0)$, Ом |
| 1 | 5970 | 5730 |
| 2 | 4910 | 4860 |
| 3 | 2580 | 2590 |

Резонансные частоты, собственные добротности и импедансы зазоров, полученные разными методами, различаются не более чем на 5%.

Метод дискретного порта позволяет более полно описывать структуру. Так классический метод определения импеданса зазора путем перемножения значения волнового сопротивления и собственной добротности не позволяет определять недиагональные значения импедансов, т.е. напряжения, наводимые в канале j при возбуждении током в канале i ($i \neq j$).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Сандалов “Нелинейные явления при усилении электромагнитных волн интенсивными электронными потоками в многолучевых микроволновых усилителях”. Докторская диссертация, МГУ, физ. факультет, 2006, 306 с.

2. А.Д. Григорьев, В.Б. Янкевич “Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ”. М.: Радио и связь, 1984.

МАГНИТОДИПОЛЬНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ НАНООСЦИЛЛЯТОРОВ

К.А. Звездин¹, П.Н. Скирдков¹, А.Д. Белановский¹, Е.М. Плотникова¹, N. Locatelli², V. Cros², А.К. Звездин¹

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова, РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Россия*

²*Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 1 ave A. Fresnel, 91767 Palaiseau, and Univ Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

В последнее время огромное внимание привлекает к себе исследование эффекта переноса спина [1,2]. Суть его заключается в том, что протекающий через магнитную систему спин-поляризованный ток переносит не только заряд, но и спин, т.е. является потоком момента импульса, при этом дивергенция потока спина приводит к возникновению вращающего момента, действующего на намагниченность. Данный эффект открывает новые возможности по перемагничиванию наноразмерных магнитных структур [3,4,5]. Однако при определённых условиях в перемагничиваемой таким образом системе может не наблюдаться энергетического минимума, в результате чего намагниченность образца не переключается в некоторое положение, а начинает осциллировать [6]. На основе этого явления были созданы перспективные гигагерцовые генераторы - спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО). Дальнейшим развитием этой области служат вихревые СТНО, в которых распределение намагниченности представляет собой двумерный солитон – магнитный вихрь. Для их работы не требуется внешнее магнитное поле (в отличие от обычных СТНО), при этом даже при достаточно низких плотностях тока достигается высокая мощность (до 1 мкВт) и узкая линия (<1МГц). Использование туннельного контакта позволяет дополнительно увеличить полезную мощность данных устройств [7]. Однако, несмотря на узкую спектральную линию и хорошую перестраиваемость током, для практического внедрения требуется дальнейшее увеличение мощности. Одним из вариантов решения этой проблемы является синхронизация ансамблей СТНО, которая также дополнительно уменьшает ширину линии. Изучаемые процессы представляют огромный фундаментальный интерес, так как на примерах подобных ансамблей можно наблюдать сложные явления самоорганизации и нелинейной динамики.

В работе рассмотрен процесс магнитодипольной синхронизации двух идентичных СТНО [8]. Результаты получены благодаря эффективному сочетанию микромагнитного моделирования, выполненного с помощью конечно-разностного пакета SpinPM, и аналитического описания динамики намагниченности, основанного на уравнении Тия. На основе данных результатов была вычислена энергия взаимодействия и изучена динамика процессов синхронизации в зависимости от расстояния между СТНО.

Также определена область синхронизации двух неидентичных СТНО в зависимости от различных параметров системы. На основе этого построена аналитическая модель синхронизации двух неидентичных СТНО. В завершении предложено аналитическое описание процессов синхронизации ансамблей СТНО.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Slonczewski // *J. Magn. Magn. Mater.* 159, L1-L7 (1996).
2. L. Berger // *Phys. Rev. B.* 54, 9353–9358 (1996).
3. А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский // *УФН* 178:4, 436–442 (2008).
4. A. Chanthbouala, R. Matsumoto, J. Grollier, V. Cros, A. Anane, A. Fert, A.V. Khvalkovskiy, K.A. Zvezdin, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima and S. Yuasa // *Nature Physics* 7, 626–630 (2011).
5. A.V. Khvalkovskiy, K.A. Zvezdin, Ya.V. Gorbunov, V. Cros, J. Grollier, A. Fert and A.K. Zvezdin // *Phys. Rev. Lett.* 102, 067206 (2009).
6. S. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph // *Nature* 425, 380 (2003).
A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando and A. Fert // *Nature Communications* 1, 8 (2010).
7. A.D. Belanovsky, N. Locatelli, P.N. Skirdkov, F. Abreu Araujo, J. Grollier, K.A. Zvezdin, V. Cros, A.K. Zvezdin // *Phys.Rev.B*, 2012 (in print); arXiv:1202.5499v1 (2012).

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КВАНТОВЫЙ ПЛАЗМОИД

В.И.Канавец

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

1. Использование резонансов в диапазоне гамма-излучения позволяет перейти к оптимизированным макроскопическим нелинейным процессам в резонансном релятивистском квантовом плазмоиде со свойствами высокотемпературной сверхтекучести. Установлена аналогия с задачами мощной электроники СВЧ. Отмечается важная роль коллективных резонансных процессов, описываемых с помощью макроскопических волновых функций и дискретных моделей плазмоидов.

Шаровые плазмоиды [1] классического типа имеют малую запасенную энергию и небольшое время жизни. Существенно лучшие параметры имеют квантовые плазмоиды, использующие эффекты рождения и аннигиляции пар электрон-позитрон в области энергий ~ 1 МэВ. Фотоэффект и комптоновское рассеяние малосущественны при энергиях больше 10 МэВ. В этой области используются релятивистские закономерности.

2. Шаровые квантовые плазмоиды с различным уровнем запасенной энергии [1] появляются на поверхности земли не только во время гроз в атмосфере, но и во время подземных гроз в областях разломов земной коры. Мощное электричество подземных пластов обеспечивает появление интенсивных потоков быстрых (релятивистских) электронов с достаточно большим свободным пробегом. Энергия ускоренных частиц может достигать 1000 МэВ. Шары различной светимости вылетают из земли. Обращается внимание на возможность появления газа микроплазмоидов, поступающего из небольших глубин. Такие малые шаровые объекты могут быть молекулами позитрония.

При большой энергии следует учитывать особенности резонансных процессов в плазмоиде. Прежде всего, исчезают потери на низкочастотное тормозное излучение электронов и спектр перестраивается с возникновением узкой спектральной линии, соответствующей синхронизму волн потока и поля.

Частицы и сгустки излучают вперед по направлению движения потока. Важную роль играют кванты поля и волны де-Бройля. Взаимодействие фотонов с кулоновским полем ядер и заряженных частиц приводит к рождению пар электрон-позитрон. Пары обычно разлетаются в противоположных направлениях нормально к оси системы. При энергиях частиц более 10 МэВ рассматриваются эффекты рождения пар и аннигиляции.

Резонансные процессы определяются свойствами металлической поверхности, в качестве которой часто используется поверхность свинца. Взаимодействие в ультрарелятивистской области имеет специфику. В этом случае энергия частиц E определяется модулем импульса $E=c|p|$, а изменением массы частиц можно пренебречь. При учете этого выражения записываются формулы связанных колебаний и волн теории релятивистских квантовых усилителей и генераторов, а также теории квантового плазмоида,

3. Коллективные нелинейные эффекты в плазмоиде важны на различных стадиях взаимодействия при условии выделенного направления. Произвольное вихревое поле выражается через два скалярных поля: продольного E - тип (ТМ) и поперечного H (ТЕ).

Оптимизация энергообмена вихревых полей и потоков частиц происходит с использованием кулоновского поля. В общем случае когерентные колебания и замедленная аннигиляция для конденсата типа плазмоида связаны с преимущественно продольным движением, лазерная конденсация определяется преимущественным поперечным процессом.

Продольное взаимодействие прямолинейного потока и электромагнитного поля в кинематическом режиме осуществляется путем наведения зарядов и токов на замедляющей системе (эффект наведения является аналогом поляризации кристалла). Механизм аналогичен процессам в мощных ЛБВ и ЛОВ микроволнового диапазона. Рабочая частота определяется периодом кристалла и доплеровским сдвигом частоты. Учет обратной связи и нелинейных плазменных колебаний позволяет уточнить параметры генератора, найти генерацию и оптимизировать процесс группировки и энергообмена.

Опыт работы с мощными и сверхмощными электронными устройствами позволяет утверждать, что в микроволновом диапазоне продольное взаимодействие эффективнее поперечного по уровню мощности, КПД, весогабаритных и иных характеристик.

В задачах с осевой и центральной симметрией в z -направлении нет излучения потока, нужен антенный механизм, определяемый распределением тока в активной области. Этот механизм обсуждается на примерах мощного клистрона и релятивистской ЛБВ или ЛОВ. Для расчетов используются характерная частота аннигиляции, соответствующая энергии аннигиляции. Если известна частота ω или длина волны λ ($0,1 \div 0,01 \text{ \AA}$) излучения, то волновые процессы мощных ЛБВ- и ЛОВ- типа (или резонансных колебаний клистрона) вблизи оптимума действуют при большом числе частиц.

4. Резонансная аннигиляция в электростатическом поле. Вначале берется модель точечных заряженных частиц. Электроны и позитроны рассматриваются в качестве точек с зарядами e^- и e^+ .

Единичные точечные заряды имеют электростатическое поле с потенциалом

$$\varphi_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r^2}.$$

Для зарядов электронов и позитронов ($e = \pm |e|$) имеем

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{e}{r^2}.$$

Потенциальная энергия взаимодействия электронов и позитронов отрицательна, что связано с учетом излучения

$$U_{\text{вз}} = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{e}{r}\right)^2 = -0,511 \text{ МэВ}, \quad R_c = 10^{-13} \text{ см.}$$

Энергия аннигиляции пар (e^+e^-) = $E_a = 1,022$ МэВ достигается за счет энергии электростатического поля при задании классического радиуса частиц R_c . Каждая частица имеет свою потенциальную яму. Для резонансной аннигиляции профили по модулю должны совпадать и иметь единый центр. В общем случае хаотического расположения частиц некоторые из них попадают в резонанс и наблюдается парная аннигиляция с энергией 1,022 МэВ.

В нелинейной квантовой теории плазмы утверждается, что электронную компоненту плазмы можно считать бесстолкновительной, если расстояние между электронами становится порядка боровского радиуса $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$, что соответствует концентрациям частиц 10^{26} см^{-3} и интенсивным коллективным процессам в плазме. При этом вдали от стенок обязательно должно выполняться условие компенсации постоянной составляющей заряда. В условиях компенсации бесстолкновительный режим означает отсутствие парных процессов, связанных с аннигиляцией.

Для перехода к уменьшенным концентрациям следует использовать опыт теории сверхжидкости и выделить в исходной системе резонансные парные процессы, соответствующие сверхтекучести и сверхпроводимости (аналог куперовских пар).

В случае упорядоченного расположения электронов и позитронов (кристалл) линии уровней обобщаются и максимумы постепенно пропадают. На плоскости можем получить двойной нерезонансный слой или два перемешанных сгустка электронов и позитронов (как в теории плазмоида). Аннигиляция оказывается замедленной или отложенной и не наблюдается. Таким образом, мы имеем сочетание микроскопической резонансной аннигиляции и макроскопической замедленной аннигиляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: Педагогическое общество России. 2009 г., 224 с.

ДИНАМИКА СПЕКТРА ШИРОКОПОЛОСНОГО АНСАМБЛЯ ЦИКЛОТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В КРУГЛОМ СВЕРХРАЗМЕРНОМ РЕЗОНАТОРЕ

А.П.Веселов¹, В.Н.Корниенко²

¹МГТУ имени Н.Э.Баумана

²ИРЭ имени В.А.Котельникова РАН

korn@cplire.ru

В целом ряде устройств вакуумной СВЧ-электроники, работающих в терагерцовом диапазоне электромагнитных волн, в качестве активной среды используется поливинтовой электронный пучок [1]. В большинстве случаев такой пучок транспортируется при помощи ведущего магнитного поля через электродинамическую структуру, характерный размер которой значительно превышает длину волны излучения [2]. Кроме того, для достижения максимальной эффективности передачи энергии от пучка полю, разработчики пытаются минимизировать разброс начальных скоростей заряженных частиц. Эти условия позволяют проводить теоретические исследования физических принципов работы приборов СВЧ-техники, использующих поливинтовые пучки, на основании понятия моноэнергетического ансамбля циклотронных осцилляторов [3].

Данная работа посвящена исследованию классической активной среды, образованной циклотронными осцилляторами с конечным временем жизни и с различными значениями начальной энергии. Активная среда расположена в круглом резонаторе вблизи стенок, которые имеют проводимость, близкую к проводимости меди. Линейные размеры резонатора в несколько раз превышают длину волны, соответствующую минимальной частоте вращения заряженных частиц в заданном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости рассматриваемой системы. В среде происходит постоянное обновление активной области за счет ввода в пространство взаимодействия новых осцилляторов и вывода частиц, время жизни которых превысило установленную величину.

Поведение рассматриваемой системы описывается при помощи уравнений Максвелла в пространственно-временном представлении и релятивистских уравнений движения заряженных частиц. Решение данных уравнений было проведено численными методами [4]. Основной контролируемой величиной было распределение осцилляторов по частоте вращения.

Моделирование проводилось при следующих условиях. В начальный момент времени поле внутри резонатора было равно нулю, осцилляторы равномерно распределены как по фазе вращения, так и по начальной энергии (в диапазоне от 100 до 500 кэВ). Время жизни осцилляторов (1 нс)

не зависело от их начальной энергии. Значение постоянного ведущего магнитного поля было равно 21 кГс.

На рис.1. представлена динамика изменения распределения частиц по частотам вращения и динамика изменения спектра электромагнитного поля.

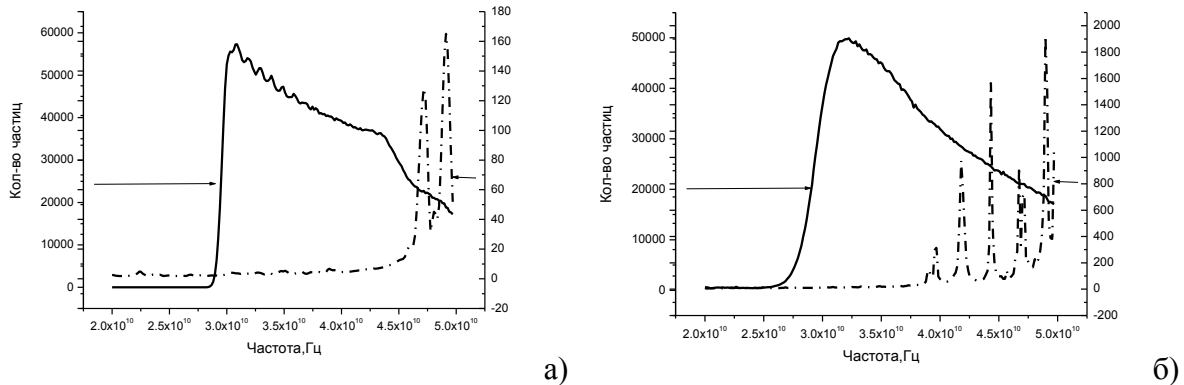


Рис.1. Распределение частиц по частотам вращения и спектр поля в моменты времени $t= 3.2$ нс (а) и 16 нс (б).

На начальной стадии процесса частоты возбуждаемого электромагнитного поля лежат, в основном, вблизи правой границы распределения частиц (рис.1.а) и с хорошей степенью точности совпадают с собственными частотами резонатора. В дальнейшем происходит возбуждение все более низкочастотных мод резонатора, а распределение осцилляторов становится близким к треугольному (рис.1б).

Таким образом, при взаимодействии рассмотренного широкополосного ансамбля циклотронных осцилляторов с электромагнитным полем, возбуждаемом в круглом резонаторе, максимально эффективно отдают свою энергию частицы, начальная частота которых лежит вблизи правого края кривой распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. 2-5 марта 2009 г., Нижний Новгород. Тезисы докладов.

2. В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, Н.Ф.Ковалев, Г.С.Нусинович, М.И.Петелин. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерциальной группировкой электронов. // В кн. «Релятивистская высокочастотная электроника», Горький, 1979. С. 258.

3. А.В.Гапонов, М.И.Петелин, В.К.Юлпатов // Изв. ВУЗов Радиофизика. 1967. Т.10. №9-10. С.1414.

4. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование: Пер. с англ.— М.: Энергоатомиздат, 1989.—452 с.

ПРОВОДИМОСТЬ ГРАФЕНОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В РЕЖИМЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.В. Крючков^{1,2}, Е.И. Кухарь¹

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный технический университет

eikuhar@yandex.ru

В настоящее время повышенный интерес вызывает исследование нелинейных кинетических свойств новых сверхрешеток (СР), образованных на графеновом листе. В [1] рассмотрена СР, формируемая на графитовом листе за счет периодически близко расположенных вакансий, в [2] – СР, образуемая на графене адсорбируемыми молекулами водорода. Электронный спектр СР, образованной графеновым листом, нанесенным на периодическую подложку, изучен в [3].

Неаддитивность электронного спектра графена и графеновой СР (ГСР) приводит к взаимному влиянию движений электрона вдоль взаимно перпендикулярных направлений, что объясняет необычные кинетические эффекты в этих материалах [4–9].

Пусть графен расположен в плоскости xz . Численный анализ дисперсионного соотношения [3], проведенный в [8], показал, что электронный спектр ГСР можно приближенно записать в следующем явном виде:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\varepsilon_0^2 + p_x^2 \nu_F^2} + \frac{\varepsilon_1^2}{\sqrt{\varepsilon_0^2 + p_x^2 \nu_F^2}} \left(1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar} \right), \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 0.059$ эВ, $\varepsilon_1 = 0.029$ эВ, $d = 2 \cdot 10^{-6}$ см – период ГСР, $\nu_F = 10^8$ см/с – скорость на поверхности Ферми, Oz – ось ГСР. В новых обозначениях: $q_x = p_x d / \hbar$, $q_z = p_z d / \hbar$, $\gamma = \hbar \nu_F / d \varepsilon_0$, $\gamma_1 = \varepsilon_1 / \varepsilon_0$, выражение (1) примет вид:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0 \sqrt{1 + \gamma^2 q_x^2} + \frac{\varepsilon_0 \gamma_1^2 (1 - \cos q_z)}{\sqrt{1 + \gamma^2 q_x^2}}. \quad (2)$$

Вычислим плотность тока проводимости вдоль оси Ox , возникающего под действием электрического поля с напряженностью, равной $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$. Здесь E_x – напряженность поперечного постоянного электрического поля, E_z – сумма напряженностей продольного постоянного электрического поля и электрического поля электромагнитной (ЭМ) волны, поляризованной вдоль оси Oz . Плотность электрического тока вдоль оси Ox в приближении постоянного времени релаксации τ определяется из формулы:

$$j_x = -\frac{e}{\tau} \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \sum_{\mathbf{p}} V_x \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} (\mathbf{A}(t') - \mathbf{A}(t)) + e \mathbf{E}(t' - t) \right) f_0(\mathbf{p}), \quad (3)$$

где $f_0(\mathbf{p})$ – равновесная функция распределения, $V_x = \partial\varepsilon/\partial p_x$ – скорость электрона вдоль оси Ox , $\mathbf{A}(t)$ – векторный потенциал поля ЭМ волны, поляризованной вдоль Oz . Таким образом, имеем:

$$j_x(t) = -\frac{eV_F\gamma}{\tau} \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \sum_{\mathbf{p}} f_0(\mathbf{p}) \left(\frac{q_x + \beta' - \beta + \gamma^2(q_x + \beta' - \beta)^3}{(1 + \gamma^2(q_x + \beta' - \beta)^2)^{3/2}} + \frac{\gamma_1^2(q_x + \beta' - \beta) \cos(q_z + \omega_B(t' - t) + \alpha' - \alpha)}{(1 + \gamma^2(q_x + \beta' - \beta)^2)^{3/2}} \right), \quad (4)$$

где $\omega_B = eE_z d/\hbar$ – частота блоховских осцилляций, $\alpha(t) = edA(t)/c\hbar$, $\alpha' = \alpha(t')$, $\beta(t) = bt/\tau$, $\beta' = \beta(t')$, $b = edE_x\tau/\hbar$. Далее считаем поперечное поле слабым: $b \ll 1$. После вычисления сумм по импульсам \mathbf{p} и интегрирования, при низких температурах выражение (5) в линейном приближении по параметру b , примет вид:

$$j_x(t) = -\frac{n_0 e V_F \gamma}{\tau} \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{t-t'}{\tau}} (\beta' - \beta) - \frac{n_0 e V_F \gamma_1^2 \gamma}{\tau} \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{t-t'}{\tau}} (\beta' - \beta) \cos(\omega_B(t' - t) + \alpha' - \alpha). \quad (5)$$

где n_0 – поверхностная концентрация свободных электронов графена.

Напряженность поля ЭМ волны, поляризованной вдоль оси CP , является решением уравнения sine-Gordon (SG), которое в качестве общего периодического решения имеет эллиптические функции Якоби. Вычислим поперечную проводимость графеновой CP в случае, когда поперек оси CP распространяется кноидальная ЭМ волна. Для этого в формулу (5) подставим следующее разложение в ряд Фурье:

$$e^{i\alpha(t)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(\kappa) e^{in\Omega(\kappa)t}. \quad (6)$$

где

$$\Omega(\kappa) = \frac{\pi\Omega_0}{2K(\kappa)}, \quad c_0 = \frac{2E(\kappa)}{K(\kappa)} - 1, \quad c_n = \frac{n\pi^2}{K^2(\kappa)} \frac{1}{q_\kappa^{-n/2} + (-1)^{n+1} q_\kappa^{n/2}} \quad \text{при } 0 < \kappa \leq 1,$$

$$\Omega(\kappa) = \frac{\pi\Omega_0\kappa}{K(\kappa^{-1})}, \quad c_0 = 1 - 2\kappa^2 + \frac{2\kappa^2 E(\kappa^{-1})}{K(\kappa^{-1})}, \quad c_n = \frac{4n\pi^2\kappa^2}{K^2(\kappa^{-1})} \frac{1}{q_{1/\kappa}^{-n} - q_{1/\kappa}^{3n}}, \quad \text{при } \kappa > 1,$$

$$\kappa = \frac{eE_0 d}{2\hbar\Omega_0}, \quad q_\kappa = \exp\left(-\frac{\pi K(\sqrt{1-\kappa^2})}{K(\kappa)}\right), \quad \Omega_0 = (\omega_{pl} u/c) \sqrt{|1-u^2/c^2|},$$

E_0 – амплитуда волны, u – скорость волны, c – скорость волны в отсутствие электронов, $K(x)$ и $E(x)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно,

$$\omega_{pl} = \frac{2ed\varepsilon_1}{\hbar} \sqrt{\frac{\pi n_0}{\varepsilon_0}}.$$

При низких температурах $\theta \ll \varepsilon_0$:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{\perp} & \left(1 + \gamma_1^2 c_0^2 \frac{1 - \omega_B^2 \tau^2}{(1 + \omega_B^2 \tau^2)^2} + \right. \\ & \left. + \gamma_1^2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{c_n^2 (1 - (\omega_B + n\Omega)^2 \tau^2)}{(1 + (\omega_B + n\Omega)^2 \tau^2)^2} + \frac{c_{-n}^2 (1 - (\omega_B - n\Omega)^2 \tau^2)}{(1 + (\omega_B - n\Omega)^2 \tau^2)^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (7)$$

В случае, когда $0 < \kappa \leq 1$, формула (7) принимает вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{\perp} & \left(1 + \gamma_1^2 c_0^2 \frac{1 - \omega_B^2 \tau^2}{(1 + \omega_B^2 \tau^2)^2} + \right. \\ & \left. + \gamma_1^2 \sum_{n=1}^{\infty} c_n^2 \left(\frac{1 - (\omega_B + n\Omega)^2 \tau^2}{(1 + (\omega_B + n\Omega)^2 \tau^2)^2} + \frac{1 - (\omega_B - n\Omega)^2 \tau^2}{(1 + (\omega_B - n\Omega)^2 \tau^2)^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Графики зависимостей поперечной проводимости от напряженности постоянного продольного поля и амплитуды кноидальной волны, построенные по формуле (8), показаны на рисунках 1 и 2 ($E_1 = \hbar\Omega_0/ed$).

Как видно из рисунка 1 зависимость поперечной проводимости имеет резонансный характер. Согласно графику, изображенному на рисунке 2, поперечная проводимость ГСР осциллирует с ростом амплитуды кноидальной волны.

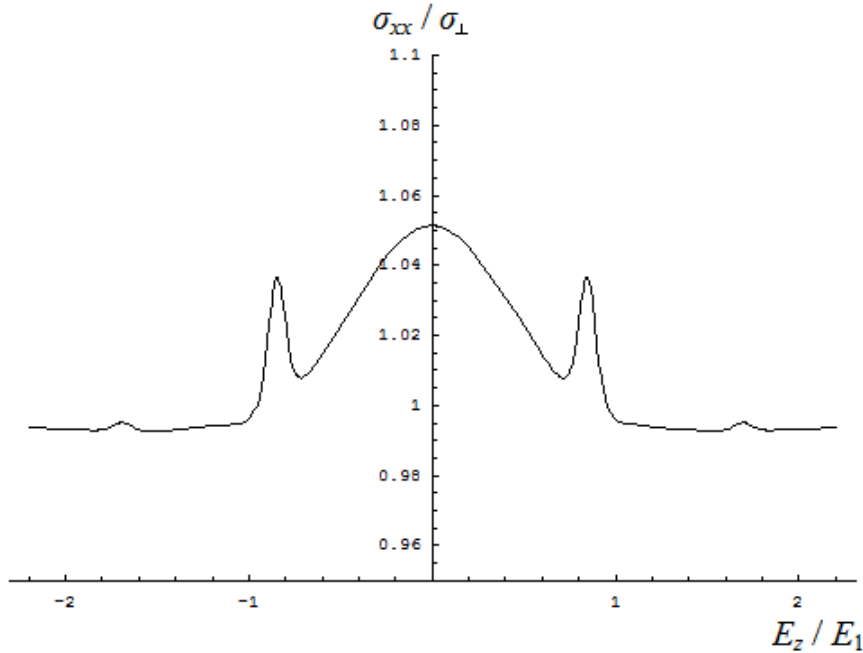


Рис. 1. $a=0.5, \Omega_0\tau=10$

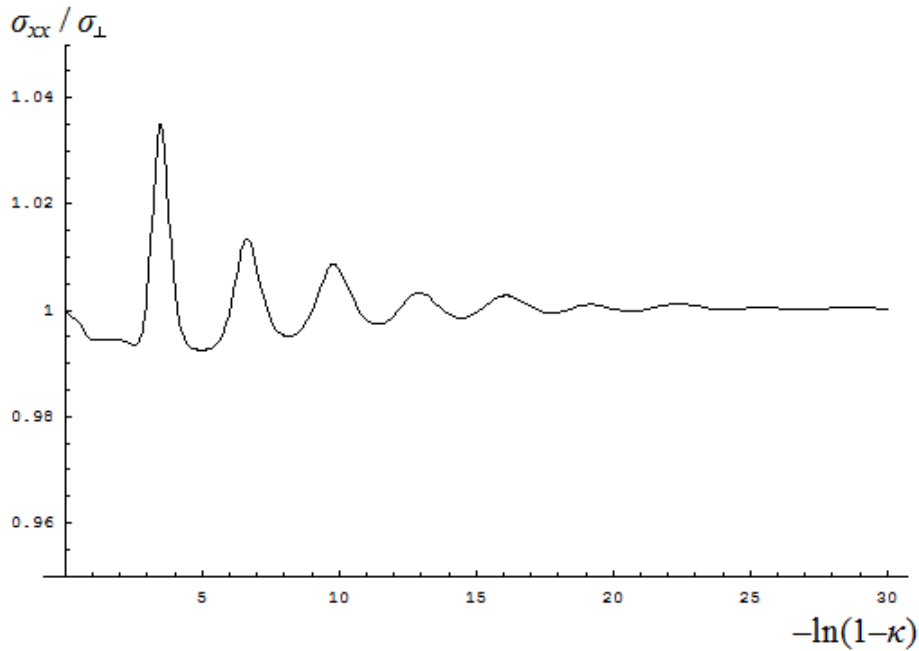


Рис. 2. $\omega_B = \Omega_0$, $\Omega_0 \tau = 10$

Работа поддержана государственным научным грантом Администрации Волгоградской Области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.А. Чернозатонский, П.Б. Сорокин, Е.Э. Белова, Й. Брюнинг, А.С. Федоров // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 3. С. 141.
2. Л.А. Чернозатонский, П.Б. Сорокин, Е.Э. Белова, Й. Брюнинг, А.С. Федоров // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 1. С. 84.
3. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 6. С. 515.
4. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, A. K. Geim // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 109.
5. S. Reich, J. Maultzsch, C. Thomsen, P. Ordejon // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 035412.
6. P.R. Wallace // Phys. Rev. 1947. V. 71. P. 622.
7. С.В. Крючков, Е.И. Кухарь // ФТП. 2012. Т. 46. № 5. С. 684.
8. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В.Крючков // ФТП. 2012. Т. 46. № 1. С. 113.
9. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В.Крючков // ФТТ. 2010, Т. 52. № 4. С. 746.

НАНОСЕКУНДНЫЙ РАДАР ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СИСТЕМАХ РАДИОВИДЕНИЯ

Е.В. Митрофанов¹, В.А. Вдовин¹, А.Э. Дудик², В.В. Кулагин³

¹*ИРЭ имени В.А.Котельникова РАН*

²*Роде и Шварц ГмбХ и Ко КГ*

³*МГУ имени М.В.Ломоносова*

mitrjohn@inbox.ru

Работа посвящена исследованию лабораторного макета радара с длительностью зондирующего импульса около 20 нс. Выбор таких длительностей сигнала (в перспективе до 1-3 нс) связан с преимуществами, определяемыми использованием коротких импульсов. При изменении длительности зондирующего импульса с 1 мкс, например, до 1 нс разрешающая способность увеличивается до 15 см. Это позволяет создать систему, с помощью которой можно будет получить форму и очертания исследуемого объекта [1]. Такие системы имеют особенности, связанные как с конструкцией локаторов, так и с использованием и обработкой короткоимпульсных сигналов. Эти особенности должны быть исследованы до этапа построения реальных образцов локаторов, вследствие сложности и дороговизны подобных систем. Первым этапом для решения этих задач может быть разработка и создание лабораторного макета на основе выпускаемых промышленностью современных аналого-цифровых устройств.

Ниже представлены результаты исследования работы экспериментального макета наносекундного радара на основе современного оборудования фирмы Rohde&Schwarz и экспериментальная проверка возможности его использования в системах радиовидения. Общая схема экспериментального макета радиолокатора приведена в работе [2].

В реализованной экспериментальной установке излучались радиоимпульсы с длительностью 20 нс и частотой заполнения 10 ГГц. Такая длительность импульса позволяет разрешать объекты, отстоящие на расстоянии 3 м друг от друга по дальности. Эксперименты проводились в помещениях ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. В качестве зондируемых объектов использовались уголковые отражатели разных размеров, которые устанавливались на одной оси на разных расстояниях. На рис.1 представлена осциллограмма отраженных сигналов от двух уголковых отражателей: первый из них (с малой ЭПР) располагался на расстоянии 3 м, второй (с большой ЭПР) - на расстоянии 10 м от платформы с излучающей и приемной рупорных антенн.

График огибающей отраженного сигнала обработанный на персональном компьютере показан на рис. 2.

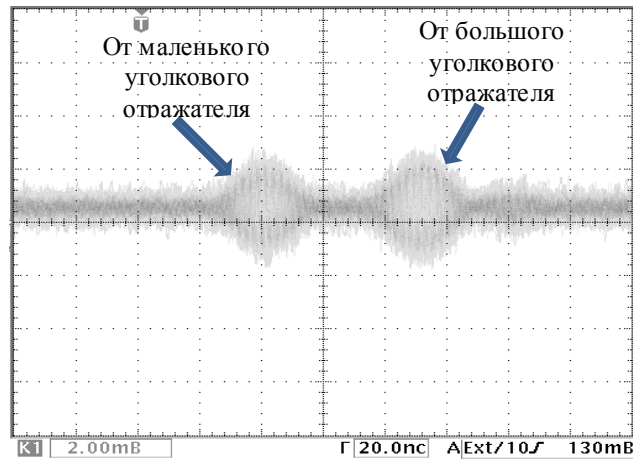


Рис. 1. Осциллограмма отраженного сигнала от большого и маленького уголкового отражателей

Компьютерная обработка проводилась путем возведения в квадрат численных значений сигнала и дальнейшее усреднение по 10 измерениям. Красной чертой показано значение времени соответствующее нулевому расстоянию. Задержка сигнала отраженного от маленького уголкового отражателя равна 20 нс, что соответствует расстоянию 3 м. В свою очередь задержка по времени от большого уголкового отражателя составляет порядка 70 нс, что соответствует 10 м. Эти измерения показывают, что при такой длительности импульса возможно высокое разрешение и точное измерение дальности как на больших, так и на малых расстояниях.



Рис. 2. График огибающей отраженного сигнала

В серии экспериментов исследовались отражения от реальных объектов (облучение стены здания с окнами). На рис. 3 представлена зависимость квадрата амплитуды отраженного сигнала от угла поворота антенны. Зеленым цветом обозначены участки стен и окна между ними. Ширина стены составляет 2.1 м, а ширина окна 1.8 м, расстояние от экспериментальной установки до стены с окнами равно 6 м. Нормальное падение излучения на стену соответствует углу поворота антенн 0 градусов. Диаметр пятна излучения составлял порядка 3 м. Максимальное

отражение соответствует случаю, когда большая часть излучения падает на средний простенок, что соответствует углу поворота антенны -5 градусов. При поворотах антенны влево или вправо от этого значения, мощность принимаемого излучения падает, что объясняется тем, что часть излучения уходит в окно. При значениях угла поворота антенны 5 градусов и -14.5 градусов мощность на приемнике равна нулю, так как при большом угле вследствие зеркального отражения от стен, на приемник не попадает отраженный сигнал. Хвост кривой на рис. 3 отличный от нуля при углах от 5 до 15 градусов, объясняется тем, что ось платформы с рупорными антеннами была смещена вправо относительно середины среднего простенка.

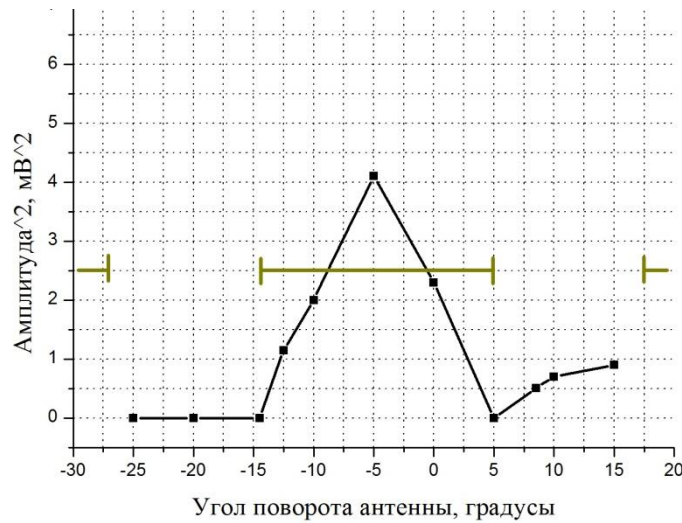


Рис. 3. Зависимость квадрата амплитуды отраженного сигнала от угла поворота антенны

Результаты экспериментов по сканированию стены здания с окнами, а также другие проведенные эксперименты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности использования наносекундного радара в системах радиовидения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скосырев В.Н., Осипов М.Л. Особенности и свойства короткоимпульсной радиолокации. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана №4. Спец. выпуск «Радиоэлектроника», 1999, стр. 21-30.

2. Митрофанов Е.В., Вдовин В.А., Дудик А.Э. Экспериментальное моделирование систем сверхкороткоимпульсной радиолокации. Труды школы-семинара «Волны-2011», Звенигород, Московская обл., секция 1, 2011, стр. 44-45.

3D-АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОЙ ЭКРАНИРОВКИ КАТОДА НА ВНУТРЕННЮЮ СТРУКТУРУ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

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

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова

² ФГУП «НПП ТОРИЙ»

prodimm@mail.ru

На кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ ведется работа по созданию демонстрационного прототипа циклотронного преобразователя с входной мощностью 1 кВт на частоте 2.45 ГГц [1]. В настоящее время особое внимание уделяется определению геометрии пушки прибора и моделированию сформированного ей электронного пучка.

Так как работа преобразователя базируется на поперечных волнах электронного потока, необходимо трёхмерное изучение движения пучка вдоль оси прибора. Для численного моделирования используется известный, хорошо зарекомендовавший себя пакет 3D-программ CST Studio. Он позволяет проводить трёхмерное моделирование формирования электронного пучка в прикатодной области, изучать его транспортировку в реальных магнитном и статическом электрическом полях прибора.



Рис.1. Схема электронной пушки преобразователя и распределение ячеек сетки для расчёта электронной эмиссии. 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – управляющий электрод, 4 – анод.

В качестве исследуемой модели была выбрана пушка ЛБВ УВ-384 [2]. Она содержит четыре основных электрода: катод, кольцевой фокусирующий электрод, управляющий электрод и анод (рис. 1). Катод имеет сферическую поверхность, площадь которой примерно в 10 раз превышает сечение пучка в трубе дрейфа. В конструкцию пушки были внесены изменения с целью увеличения микропереанса, в частности, управляющий электрод придвинут к катоду. Для эффективной компрессии пучка центр катода помещён в область нулевого магнитного поля внешней магнитной системы. Электрическое поле между катодом, фокусирующим электродом и управляющим электродом образуют электронную линзу, которая заставляет электроны сходиться к оси. Важную роль в формировании пучка играет сходящееся фокусирующее магнитное поле, темп нарастания которого оптимизируется с целью уменьшения пульсаций в пучке (рис. 2).

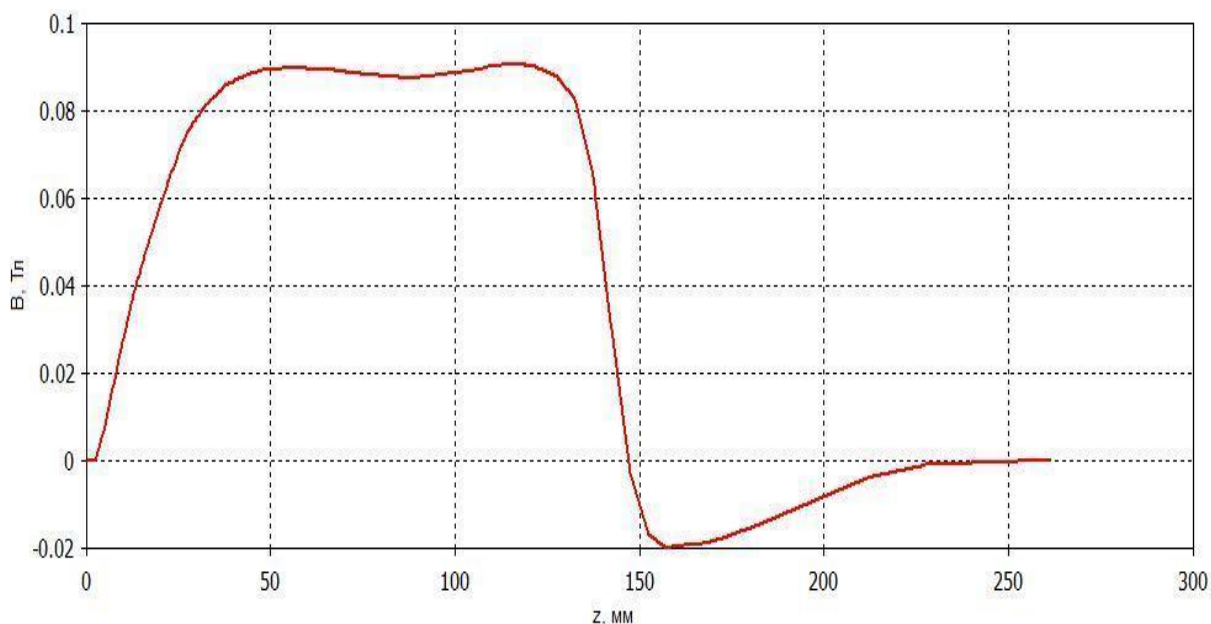


Рис. 2. Профиль экспериментально измеренного фокусирующего магнитного поля вдоль оси прибора.

Корректное моделирование эмиссии методом крупных частиц (метод «частица в сетке») с поверхности катода в режиме ограничения тока пространственным зарядом является определяющим для получения достоверных значений параметров электронного пучка. С этой целью, а также для уменьшения времени счёта, необходима оптимизация гексагональной сетки, которая используется пакетом программ. Наиболее частой она задаётся в прикатодной области (рис. 1). В области дрейфа шаг сетки по оси, совпадающей с осью прибора, может быть увеличен в 5-10 раз, что практически не сказывается на результатах расчёта. В остальных областях сетка строится ещё крупнее. В итоге сетка содержит около 3,5

миллионов ячеек, число частиц, эмитируемых с катода, не превышает 15 тысяч.

Таким образом, были разработаны следующие критерии по выбору размеров сетки и областей разбиения в задачах моделирования электронных пушек с помощью пакета программ CST Studio:

- 1) В прикатодной области шаг сетки составляет 0,1 мм по всем координатам, и, начиная с данного значения, уменьшать размеры ячеек нецелесообразно.
- 2) В области дрейфа шаг сетки по оси, совпадающей с осью прибора, составляет 0,5 мм, по другим осям – 0,1 мм.
- 3) В остальных областях шаг сетки составляет 0,5 мм по всем координатам.

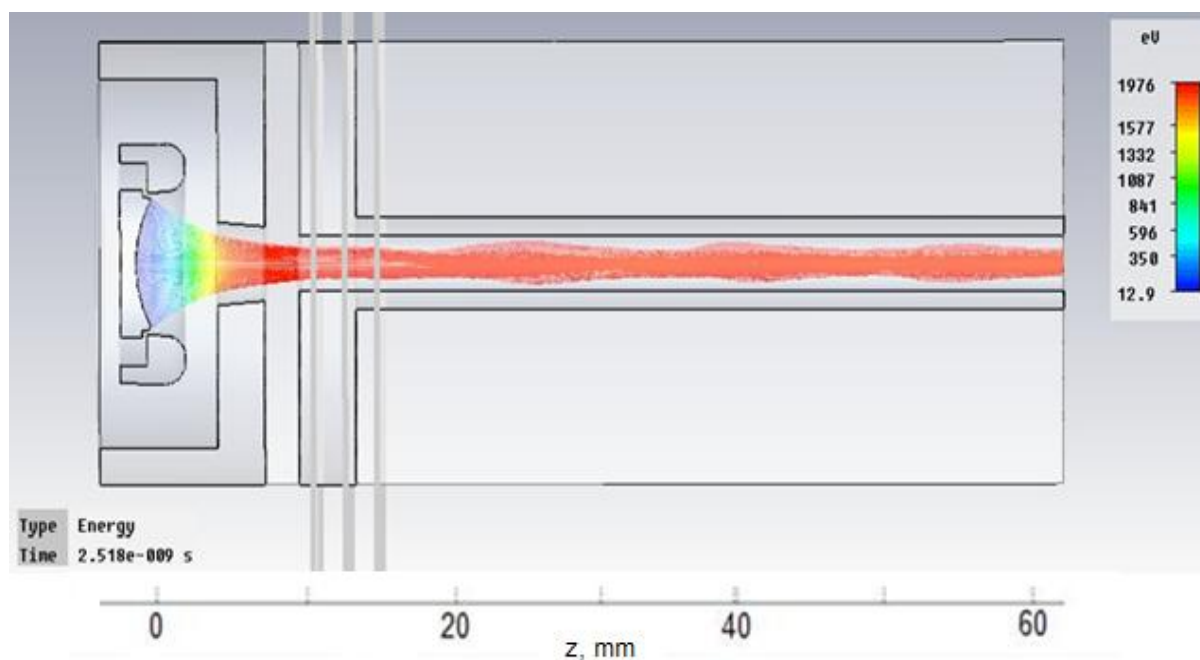


Рис.3. Траектории электронного пучка в оптимизированном поле электронной пушки.

Особый интерес вызывает внутренняя структура электронного пучка вдоль оси пушки и в его поперечном сечении (рис. 3 и 4). Частицы, эмитируемые с периферии катода, фокусируются значительно лучше, нежели те, что эмитируются с его центральной поверхности. Следовательно, источником пульсаций в большей мере служат электроны, эмитируемые с центральной поверхности катода. Важной задачей является формирование электронного пучка с микропервеансом $1-2 \text{ В/А}^{3/2}$ и минимальными пульсациями радиуса (менее 10%). Установлено, что при движении электронного пучка в области однородного магнитного поля величина пульсаций снижается до 15% при токе 115 мА и максимальном радиусе 0,9 мм (рис. 3).

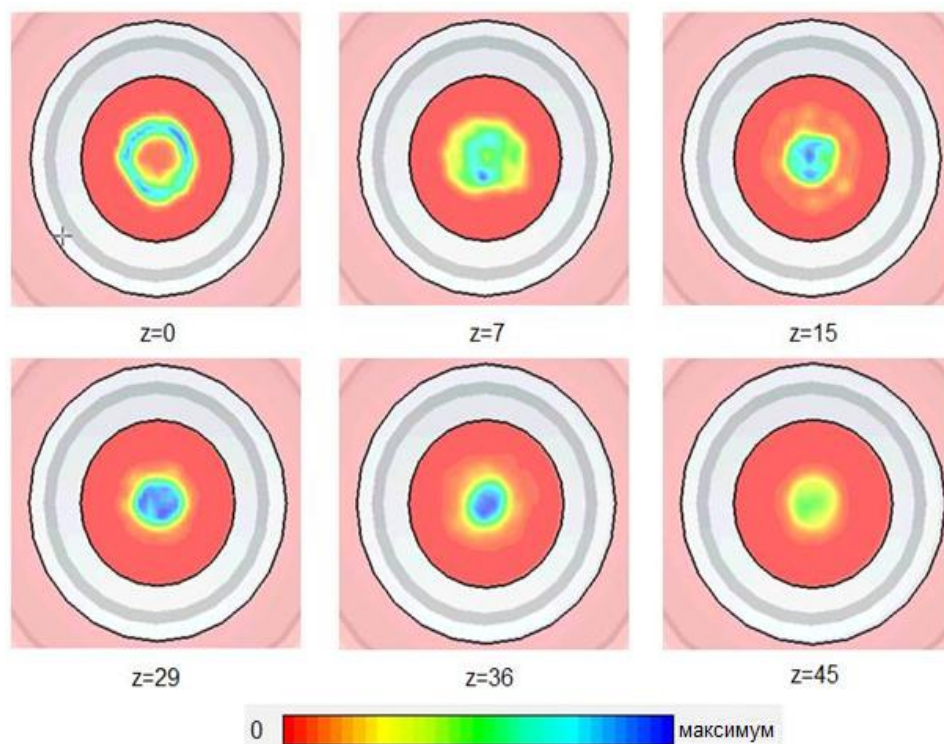


Рис. 4. Плотность тока в поперечном сечении электронного пучка вдоль области дрейфа. В качестве нулевого положения выбрано начало трубки дрейфа. Диаметр трубки – 3 мм, длина – 45 мм.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы о внутренней структуре электронного пучка:

- 1) В момент влёта в область дрейфа электронный пучок имеет кольцевую структуру за счёт большей эмиссии с периферийной части катода.
- 2) При движении вдоль трубки дрейфа электронный пучок трансформируется из кольцевого в сплошной цилиндрический под действием сходящегося магнитного поля.
- 3) На входе в резонатор пучок имеет плотную центральную часть с диаметром 1 мм, окружённую ореолом с низкой плотностью тока толщиной 0,4 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Саввин, Г.М. Казарян, Д.А. Михеев, А.В. Коннов Пространственный заряд и рекуперация энергии в циклотронном преобразователе. // Журнал радиоэлектроники, №11, 2011
2. Разработка СВЧ усилительных цепочек в трёх частотных диапазонах для наземных мобильных станций. // Научно-технический отчёт №14-9366, ФГУП «НПП «Исток», М., 2010

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СГУСТКОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

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

¹МГУ имени М.В. Ломоносова

²МИЭМ НИУ ВШЭ

Рассматривается влияние пространственного заряда на обменное взаимодействие сгустков электронов и позитронов в задачах гамма-электроники, посвященных исследованию взаимодействия потоков заряженных частиц с электромагнитными полями в γ -диапазоне длин волн. В гамма-электронике, как и в микроволновой электронике сверхбольших мощностей, оптимизация процессов взаимодействия в большой степени определяется ролью сил пространственного заряда в режиме большого сигнала [1-4].

При малых сигналах в потоках заряженных частиц возбуждаются электронные и позитронные волны. По мере увеличения входного сигнала и плотности активной среды проявляются нелинейные процессы. В микроволновой электронике влияние этих процессов оценивается по величине провисания потенциала кулоновского поля. Аналогичный подход можно использовать в задачах гамма-электроники. Провисание потенциала способствует расслоению потоков, оседанию заряженных частиц на стенках труб дрейфа и приводит к нарушению макроскопической компенсации кулоновского поля.

Ограничимся рассмотрением многолучевых потоков с чередующимися знаками зарядов лучей. В первом приближении влияние кулоновских полей может быть оценено по величине провисания потенциала. В свою очередь, провисание потенциала зависит от плотности заряда (концентрации частиц) и радиуса действия кулоновских сил с расстоянием.

В рамках коллективного взаимодействия роль бозонов играют крупные группы электронов и позитронов с четным числом частиц и общим нулевым спином в отдельно взятых группах. Предполагается, что заряженные частицы отличаются упорядоченным взаимодействием и могут описываться с помощью одночастичных волновых функций электронов $\Psi_e(t, x, y, z)$ и позитронов $\Psi_p(t, x, y, z)$. Нулевой спин позволяет использовать уравнения Шредингера, записанные для зависящих от времени волновых функций электронов (Ψ_e) и позитронов (Ψ_p) [1]

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_e}{\partial t} = H_e \Psi_e, \quad H_e = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_e, \quad i\hbar \frac{\partial \Psi_p}{\partial t} = H_p \Psi_p, \quad H_p = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_p,$$

где U_e , U_p – потенциальные энергии электронов и позитронов в кулоновском поле с потенциалом Φ , $U_e = -|e|\Phi$, $U_p = |e|\Phi$.

Частицы имеют одинаковую массу m и отличаются знаком заряда. Берется заряд $-|e|$ для электронов и $+|e|$ для позитронов ($|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К). Потенциал общего кулоновского поля электронов и позитронов Φ удовлетворяет уравнению Пуассона, в правой части которого стоят плотности заряда $\rho_{e,p}$, пропорциональные плотностям частиц $n_{e,p}$, последние, в свою очередь, равны квадратам модулей волновых функций

$$\Delta\Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \rho = \rho_e + \rho_p, \quad \rho_e = -|e| n_e = -|e| |\Psi_e|^2, \quad \rho_p = |e| n_p = |e| |\Psi_p|^2,$$

$$\Delta\Phi = \frac{|e|}{\varepsilon} (|\Psi_e|^2 - |\Psi_p|^2),$$

ε – диэлектрическая проницаемость среды.

Уравнения Шредингера являются кинематическими уравнениями. Поле пространственного заряда является внешним полем. Только в результате самосогласованного взаимодействия возникает электронно-позитронная структура в виде квантового плазмоида. Тем самым плотность заряда должна быть достаточно велика, чтобы проявилось влияние провисания кулоновского поля. В процессе взаимодействия плотности могут меняться в широких пределах. Необходимо только так поставить задачу, чтобы все время выполнялось условие наличия большого числа частиц в системе.

Заметим, что в ранее проведенных расчетах процессов образования электронно-позитронного плазмоида классическим методом крупных частиц были получены шаровые структуры в виде чередующихся сгустков электронов и позитронов [1, 4]. Размеры сгустков сравнимы с радиусом действия кулоновских сил. Для получения капли сверхтекучей жидкости необходим переход от многоволнового состояния к одной выделенной волне квантового состояния с центрально-симметричным полем типа стоячей S-волны, с динамической компенсацией кулоновского поля и с учетом эффекта спонтанного нарушения симметрии.

Детализация процесса коллективного обмена требует проведения расчетов при различных значениях параметра пространственного заряда. Используется сеточный метод. Размеры ячеек даются гораздо меньше радиуса распределения R кулоновских сил. В каждой ячейке находится большое число частиц, позволяющее одновременно вычислять амплитуды и фазы волновых функций, усредненных по ячейкам.

Значение потенциала в максимуме функции распределения нормируется на эквивалентное ускоряющее напряжение электронной (или позитронной) пушки. Профиль потенциала одного из взаимодействующих полей имеет максимум, который используется для нормировки всех других величин.

Для получения возбужденных упорядоченных состояний плазмоида в виде стоячих волн желательно иметь в начальные моменты времени и на границах чередующиеся сгустки электронов и позитронов, расположенные

в определенном порядке. Рассматривается шаровой плазмоид с радиусом, в общем случае много большим длины волны де Бройля. Полагается, что в нем установились процессы с энергией E , соответствующей колебаниям на частоте ω . Тогда плазмоид должен находиться в одном макроскопическом квантовом состоянии и может резонировать на частоте ω . Обсуждается фазировка в объеме среды (на удалении от границ) с помощью стоячих волн электронов и позитронов.

Динамическая компенсация с выделением моды плазмоида может происходить с использованием стоячих волн электронов и позитронов, сдвинутых по фазе на π . Оценку роли потенциальной энергии кулоновского поля $U = e\Phi$ проведем с использованием волновых функций объемных стоячих волн с чередованием знака заряда [1]

$$\Psi_e = \sqrt{2}A \cos kr \exp(-i\omega t), \quad \Psi_p = \sqrt{2}A \sin kr \exp(-i\omega t),$$

где $k=2\pi/\lambda$ – волновое число волны де Бройля, связанное с ускоряющими потенциалами потоков электронов и позитронов. Даются выражения для потенциала $\Phi(r)$ и потенциальной энергии $U = |e|\Phi$

$$U = |e|\Phi = -\frac{e^2}{\epsilon} \frac{1}{r} A^2 \frac{\cos 2kr}{4k^2}.$$

Уравнение Шредингера для волнового поля в приближении стоячих волн электронов и позитронов имеет вид [1]

$$-i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi - |e|\Phi \Psi = \frac{(\hbar k)^2}{2m} [1 + \xi \cos 2kr] \Psi / r, \quad \text{где } \xi = 2U_w \frac{2m}{\hbar^2} \frac{A^2}{k^4} -$$

параметр пространственного заряда, $A^2 = n [1/\text{м}^3]$ – объемная плотность частиц, $U_w = e^2/8\epsilon = 3,5 \cdot 10^{-28}$ Дж·м.

Оптимизация нелинейного обменного процесса происходит при $\xi \ll 1$. Если $\xi \approx 1$, то велика нелинейность и могут появиться пики и воронки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Канавец В.И. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: Педагогическое общество России. 2009.
2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука. 1991.
3. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: МГУ. 1993.
4. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Обменное взаимодействие электронных и позитронных сгустков. //Радиотехника и электроника. Т. 55. №4. 2010. С. 500.

ПРИБЛИЖЕННАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ДВУХПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А.В. ТИТОВ

Саратовский Государственный Университет

titovav88@gmail.com

Эффект двухпучковой неустойчивости известен давно и заключается в возможности возникновения неустойчивости во взаимодействующих друг с другом электронных потоках [1]. Ранее были предприняты попытки создания приборов СВЧ на его основе, в частности, была создана электронно-волновая лампа – усилитель сантиметрового диапазона волн [2]. В данной работе построена последовательная приближенная нелинейная теория двухпучковой неустойчивости, а также на ее основе проведен расчет коэффициента усиления двухлучевого усилителя.

Рассмотрим пространство, в котором взаимодействуют два электронных потока. Предположим, что один из них до входа в это пространство был промодулирован сигналом с частотой ω полем отрезка замедляющей системы (ЗС). Введем время в лагранжевой системе координат. Пусть теперь времена $t_{1,2}(x, t_0)$ – это моменты времени, в которые электроны первого и второго потока, влетевшие в пространство взаимодействия в момент t_0 , окажутся в точке с координатой x [3].

$$\omega t_{1,2}(x, t_0) = \omega t_0 + \frac{\omega x}{v_{01,02}} + \theta_{1,2}(x, t_0); \quad (1)$$

здесь $\theta_{1,2}$ – возмущение фазы электронов под действием поля, $v_{01,02}$ – скорости пучков. Уравнения движения в переменных Эйлера имеют вид:

$$\frac{dv_{1,2}}{dt_{1,2}} = \eta E_{пз}. \quad (2)$$

Будем считать, что поле пространственного заряда $E_{пз} = E_{пз1} + E_{пз2}$ где, согласно дисковой модели электронного пучка:

$$E_{пз1,2} = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n,2n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_{1,2}} I_{1n,2n}(x) e^{jn\omega t_{1,2}} \right\}, \quad (3)$$

здесь $p_{1n,2n}^2 = \frac{n^2}{n^2 + k_{1,2}^2}$, где $k_{1,2}$ – величины обратно пропорциональные радиусам первого и второго.

Введем параметры Пирса для первого и второго пучка, характеризующие их взаимодействие с входной ЗС: $C_{1,2} = \sqrt[3]{I_{01,02} K_0 / U_{01,02}}$, здесь $I_{01,02}$ – токи пучков, K_0 – сопротивление связи входной ЗС, $U_{01,02}$ – ускоряющие напряжения первого и второго пучка.

Далее введем безразмерную координату $\xi = \beta_{e1} C_1 x$. Легко видеть, что с учетом малости модуляции система уравнений движения для возмущения фаз электронов после введения следующих величин:

$$\omega_{p1,2}^2 = \eta I_{01,02} / \varepsilon_0 S_{1,2} v_{01,02} \quad - \quad \text{плазменные частоты,} \quad \beta_{p1,2}^2 = \omega_{p1,2}^2 / v_{01,02}^2,$$

$$q_{1,2} = (\beta_{p1,2} / \beta_{e1,2} C_{1,2})^2 \quad - \quad \text{параметры пространственного заряда,} \quad S = \frac{v_{02}}{v_{01}},$$

можно привести к виду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = -\text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2}{n} q_1 I'_{1n} e^{j n u_1} + \frac{j p_{2n}^2}{n} q_2 S \frac{C_2^2}{C_1^2} I'_{2n} e^{j n u_2} \right\} \\ \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \xi^2} = -\text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2}{n} q_1 \frac{1}{S^3} I'_{1n} e^{j n u_1} + \frac{j p_{2n}^2}{n} q_2 \frac{C_2^2}{C_1^2} \frac{1}{S^2} I'_{2n} e^{j n u_2} \right\} \end{array} \right. \quad (4)$$

где $I'_{1n,2n}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-j n u_{1,2}} d(u_0)$, $u_0 = \omega t_0$, $u_{1,2} = u_0 + \theta_{1,2}(x, t_0)$

После разложения возмущения фаз в ряд Фурье [4] можно получить систему вида:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 B_1}{\partial \xi^2} + \frac{p_{1n}^2 q_1}{n} Q(B_1) + \frac{p_{2n}^2 q_2 S C_2^2}{n C_1^2} Q(B_2) = 0 \\ \frac{\partial^2 B_2}{\partial \xi^2} + \frac{p_{1n}^2 q_1}{n S^3} Q(B_1) + \frac{p_{2n}^2 q_2 C_2^2}{n S^2 C_1^2} Q(B_2) = 0 \end{array} \right. \quad (5)$$

здесь $Q(B) = 2J_n(nB)[J_{n-1}(nB) - J_{n+1}(nB)]$, $J_n(B)$ – функция Бесселя n -го порядка, $B_{1,2}$ – амплитуды первых пространственных гармоник возмущений фаз после разложения в ряд.

Выражения для токов примут вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} I'_{1n} = 2J_n(nB_1) e^{-j n \frac{\pi}{2}} \\ I'_{2n} = 2J_n(nB_2) e^{-j n \frac{\pi}{2}} \end{array} \right. \quad (6)$$

Решения системы (5) после подстановки в (6) дадут пространственное распределение токов в области дрейфа.

Смоделированный прибор делится на три секции: входную секцию, пространство дрейфа и выходную секцию. Первая секция представляет собой короткий отрезок ЛБВ с двумя пучками и служит для модуляции электронного потока входным сигналом. Для расчета будем использовать нелинейную теорию ЛБВ с учетом пространственного заряда [5] и построенную теорию.

Выходная секция представляет собой отрезок замедляющей системы, с которой взаимодействуют оба электронных потока. При расчете усилителя были получены графики распределений токов пучков во всем пространстве взаимодействия и распределения полей волн в замедляющих системах. На рис. 1. видно, что токи пучков ведут себя похожим образом, при этом во входной секции имеет место модуляция обоих пучков. Пунктирными рамками обозначены положения входной и выходной ЗС.

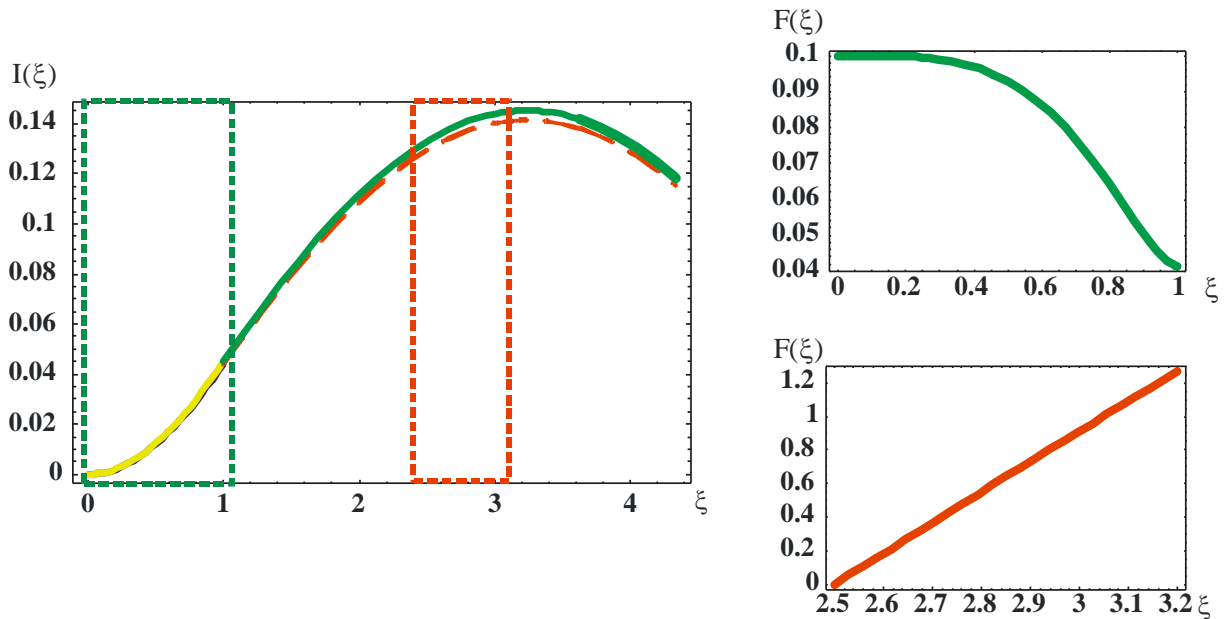


Рис. 1. Распределения токов пучков и полей в модуляторе (сверху) и выходной секции (снизу) при учете двух пучков в модуляторе.

По результатам расчета данной модели максимальный коэффициент усиления по мощности был равен 22 дБ. Ниже приведены результаты расчета для случая, когда в модуляторе нет второго пучка, а появляется он только во второй секции.

На рис. 2. видно, что в этом случае значительно улучшается группировка модулируемого пучка. Коэффициент усиления при этом может достигать 40 дБ.

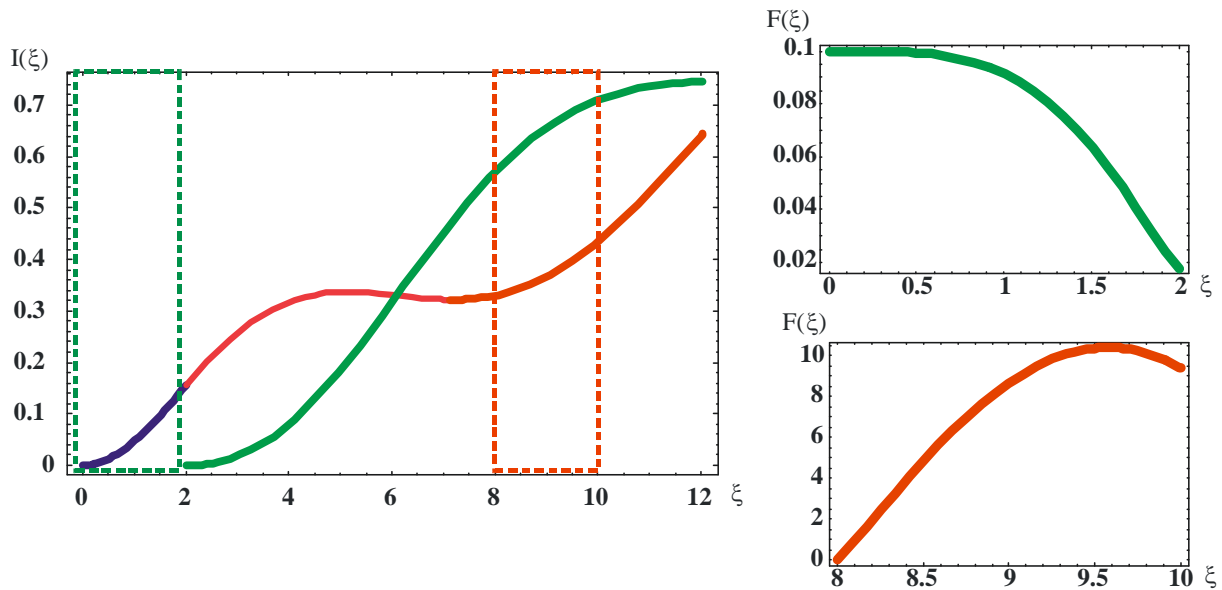


Рис. 2. Распределения токов пучков и полей в модуляторе (сверху) и выходной секции (снизу) при учете только одного пучка в модуляторе.

Построена приближенная нелинейная теория двухпучковой неустойчивости. На основе теории был проведен расчет коэффициента усиления двухлучевой лампы. Показано, что коэффициент усиления в зависимости от конфигурации лампы может достигать 40 дБ. Также показано, что при модуляции сразу двух пучков существенно ухудшается группировка и существенно снижается коэффициент усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Бриггс. Двухпучковая неустойчивость. Достижения физики плазмы. т. 3 и 4.// Изд-во «Мир»; М.:1974.
2. В.М. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками.// М.: 1953, 324 с.
3. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. // М.: Сов. Радио, 1970, 584 с.
4. В.А. Солнцев. Нелинейные волны в электронных потоках. // «Известия ВУЗов.», «Радиофизика». 1974, Т. 17, №4 ,
5. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Т.1. // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496с.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (проект № НШ-1430.2012.2), РФФИ (проект № 11-02-00047, 10-02-00256)

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ В ВИРКАТОРЕ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПРОСТРАНСТВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ЗАПОЛНЕННОМ НЕЙТРАЛЬНОМ ГАЗОМ

Р.А. Филатов, А.Е. Храмов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
aeh@nonlin.sgu.ru

Одной из важных и актуальных задач современной физики плазмы и электроники больших мощностей является изучение колебательных и волновых процессов в интенсивных потоках заряженных частиц, возникающие под влиянием собственных полей пространственного заряда и процессов образования минимума потенциала (виртуального катода (ВК)) в пространстве дрейфа электронного потока [1–3]. Одним из важных достоинств генераторов на виртуальном катоде (виркаторов) является возможность работы без внешних фокусирующих магнитных полей. Одной из интересных и привлекающих большое внимание исследователей задач физики пучков заряженных частиц является изучение влияния положительных ионов на формирование и динамику ВК, что фактически является исследованием колебаний пространственного заряда в газовом разряде с током пучка выше критического.

В этой связи следует отметить исследования, связанные с ускорением ионов в поле виртуального катода, формирующегося в интенсивном пучке заряженных частиц [4], а также работы по изучению процессов в кнудсеновских диодах с поверхностной ионизацией [5]. В нашей работе [6] при рассмотрении разряда в одномерном промежутке с торможением был обнаружен эффект генерации хаотических радиоимпульсов, возникающий вследствие модуляции плотности ионного фона в системе.

В данном докладе приводятся результаты детального исследования физических процессов в электронном потоке с ВК в пространстве дрейфа, заполненном нейтральным газом, ионизируемым электронным пучком, с учетом двумерных эффектов динамики заряженных частиц.

Исследуемая система представляла собой пространство дрейфа электронного потока в виде замкнутого отрезка цилиндрического волновода, закрытого с обоих торцов сеточными электродами, прозрачными для электронного потока. На правый электрод подается потенциал ΔV_r , который может меняться в широких пределах ($\Delta V_r = 0$ соответствует классическому виркатору). Аксиально-симметричный моноскоростной сплошной электронный пучок инжектируется в пространство дрейфа через левую и выводится через правую сетки, а также может оседать на боковой стенке пространства взаимодействия. Плотность и скорость электронного потока на входе системы поддерживаются постоянными. Внешние магнитные поля отсутствуют.

Пространство дрейфа предполагается равномерно заполненным нейтральным газом (H_2 в данной работе) малого давления $p = 10^{-5} - 10^{-3}$ мм рт. ст. Электроны пучка вызывают ударную ионизацию молекул газа с образованием положительного иона и вторичного электрона.

Численное моделирование нестационарных процессов проводилось методом крупных частиц с использованием программы, разработанной для моделирования генераторов с электронной обратной связью [7]. Для анализа выходного излучения использовался отрезок спирали, который моделировался методом эквивалентных схем [7].

Учет ионизации газа электронным потоком проводился с использованием подхода, описанного в [8] для двумерной системы, основанного на расчете коэффициента ионизации и модифицированного для изучения системы в двух пространственных измерениях.

Рассмотрим кратко результаты численного моделирования. На рис. 1 показано разбиение плоскости параметров «тормозящая разность потенциалов между сетками ΔV_r – давление нейтрального газа p » на характерные режимы колебаний. На рис. 2, показаны характерные выходные сигналы системы $U(t)$ для значений давления p и тормозящего потенциала ΔV_r , соответствующих различным режимам.

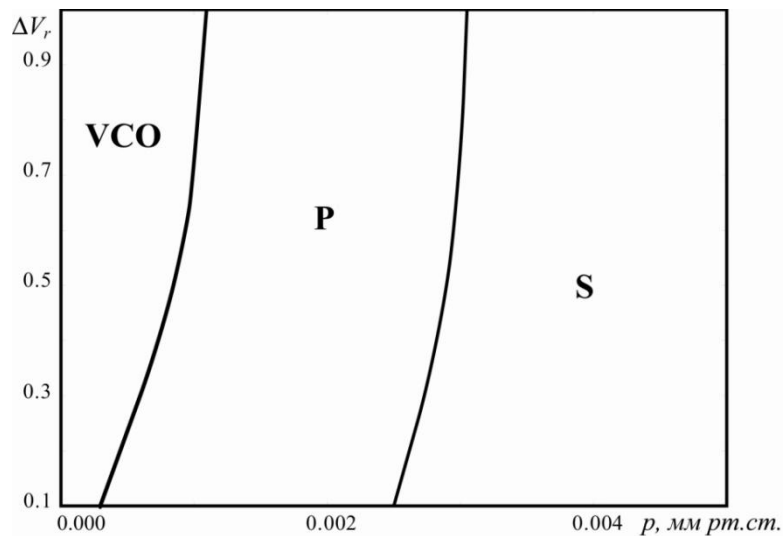


Рис. 1. Карта характерных режимов поведения электронного потока в пространстве дрейфа, заполненном нейтральным газом, на плоскости параметров «давление p нейтрального газа – тормозящий потенциал ΔV_r ».

В области S реализуется режим подавления колебаний ВК за счет полной компенсации пространственного заряда пучка положительными ионами. Соответствующая этому режиму временная реализация выходного сигнала системы $U(t)$ приведена на рис. 2(a). Видно, что после некоторого промежутка времени, в течение которого происходит накопление положительного пространственного заряда, амплитуда колебаний резко падает и дальнейшего возобновления генерации не происходит, т.к.

пространственный заряд электронного потока оказывается скомпенсирован облаком положительных ионов.

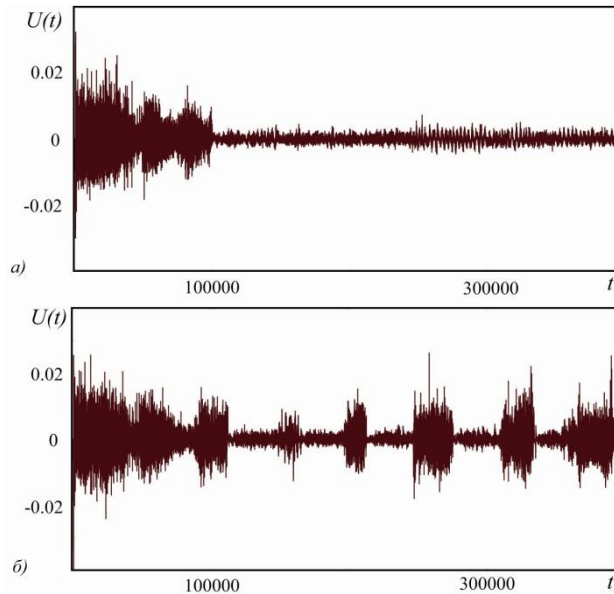


Рис. 2. Выходной сигнал системы в различных режимах работы исследуемой системы: а – подавление колебаний ВК, б – область импульсной генерации

При меньших величинах давления p нейтрального газа реализуется режим импульсной генерации (область P на рис.1), подобный обнаруженному ранее в [6] в одномерной модели. На реализации выходного сигнала системы $U(t)$ (рис. 2(б)) хорошо видны импульсы высокочастотных колебаний с приблизительно одинаковыми временными интервалами между ними, обусловленные возникновением и подавлением колебаний ВК.

Следует отметить, что в рассмотренных выше режимах (S и P) при вытеснении ВК из пространства дрейфа (прекращении генерации), наблюдается эффект коллективного ускорения положительных ионов, захваченных полем ВК. Это приводит к удалению большого количества ионов из трубы дрейфа. В режиме импульсной генерации, этот эффект определяет механизм возобновления генерации после вытеснения ВК из пространства дрейфа.

При малых давлениях возможна ситуация, когда наличие положительных ионов не приводит к вытеснению ВК и срыву генерации. Этот режим соответствует области VCO на карте режимов на рис. 1. В этом случае, благодаря низкому давлению газа, скорость производства положительных ионов оказывается малой и за счет дрейфа ионы оказываются не способными создать необходимый для вытеснения ВК положительный пространственный заряд. Спектр колебаний в этом случае расширяется и сильно зашумляется. Однако, в этом режиме после переходного процесса, связанного с накоплением ионов, наблюдается перескок частоты генерации f примерно в два раза, как показано на рис. 3.

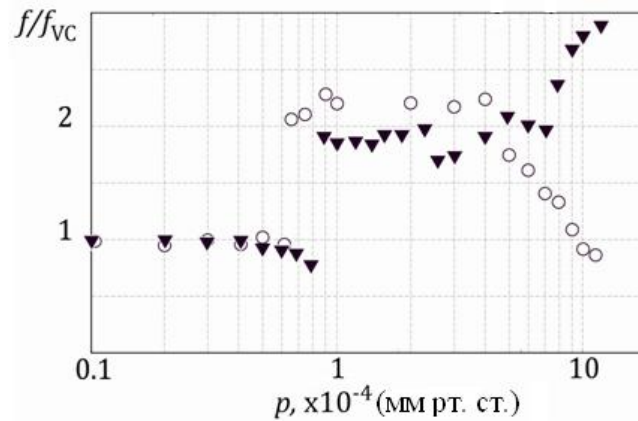


Рис. 3. Зависимость частоты генерации виркатора с ионным заполнением при увеличении давления газа: \circ – $\Delta V_r = 0.2$, \blacktriangledown – $\Delta V_r = 0.4$. f_{VC} – частота колебаний ВК в системе без ионов.

Аналогичные режимы колебаний наблюдается и в виркаторной системе без торможения $\Delta V_r = 0$, при этом сохраняется основной физический механизм, который связан с ускорением ионов до больших энергий движущимся виртуальным катодом.

Таким образом, в работе были изучены физические процессы в двумерной модели газового разряда с интенсивного электронным потоком с виртуальным катодом. Были обнаружены три характерных динамических режима системы: полное подавление колебаний ВК за счет компенсации пространственного заряда пучка положительными ионами; режим импульсной генерации, при котором наблюдается подавление и возобновление колебаний ВК, обусловленное динамикой ионов, и режим непрерывной генерации с аномально высоким уровнем шумовых колебаний.

Работа поддержана РФФИ (проект 12-02-00345).

ЛИТЕРАТУРА

1. Granatstein V.L., Alexeff I. «High Power Microwave Sources», Artech House Microwave Library, 1987
2. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. // РЭ. 2002. Т. 47. С.575.
3. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. «Лекции по СВЧ электронике для физиков» М.: Физматлит, 2003, 2004.
4. Miller R.V. «Collective Methods of Acceleration», Geneva: Harwood Academic Publishers, 1979.
5. Гвердцители И.Г. и др, // ЖТФ. 1972. Т. XLII. С. 103.
6. Filatov R.A., Храмов А.Е., Bliokh Yu.P. et al // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. P. 033106.
7. Храмов А.Е., Куркин С.А., Егоров Е.Н., Короновский А.А., Филатов Р.А. // Математическое моделирование. 2011. Т.23. С.3.
8. Филатов Р.А., Храмов А.Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 429.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАТОРА НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ ПОД ВНЕШНИМ ГАРМОНИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

Н.С. Фролов, А.А. Короновский, Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов,
А.Е. Храмов

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

В настоящее время проходят интенсивные исследования источников мощного СВЧ излучения на основе электронных потоков с виртуальным катодом (ВК) – виркаторов [1,2]. Генераторы на виртуальном катоде обычно используют релятивистские электронные потоки и являются источниками сверхмощного СВЧ излучения. В работах [3,4] была предложена нерелятивистская модификация виркатора, получившая название «низковольтный виркатор», в которой формирование ВК происходит в интенсивном нерелятивистском пучке за счет дополнительного торможения электронов. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования [4,5], низковольтный виркатор является источником как узкополосного, так и широкополосного СВЧ излучения среднего уровня мощности и может рассматриваться как перспективный генератор хаотического сигнала. Остается открытым вопрос о возможности создания усилителя электромагнитных колебаний на основе электронного пучка с ВК. В данной работе рассматривается вопрос о воздействии внешнего гармонического сигнала на низковольтный виркатор и его усилении в виркаторной системе.

В качестве объекта исследования был выбран низковольтный виркатор, который представляет собой пролетный промежуток, пронизываемый электронным потоком со сверхкритическим первеансом [4], который определяется дополнительным торможением электронов посредством создания отрицательной разности потенциалов между сетками, образующими пролетный промежуток. Увеличение тормозящего потенциала приводит к формированию колеблющегося ВК, возбуждающего отрезок спиральной системы (ОСС), которая производит вывод мощности колебаний ВК. Внешний сигнал вводится с помощью модулирующей ОСС, установленной между электронной пушкой и диодным промежутокком.

На первом этапе была проведена аналитическая оценка возможности усиления сигналов в пучке с ВК. Была построена аналитическая стационарная теория, предполагающая модуляцию потока как на входе в систему внешним сигналом, так и в пространстве взаимодействия с тормозящим полем колебаниями ВК. Была показана возможность усиления выходного сигнала виркатора при увеличении мощности внешнего

воздействия (глубины модуляции по скорости электронного потока). Аналитическая оценка коэффициента усиления сигнала в низковольтном виркаторе показывает, что увеличение глубины предварительной модуляции пучка приводит к усилению выходной мощности системы и что бóльшим значениям тормозящих потенциалов соответствуют бóльшие критические значения внешнего воздействия, при которых наступает усиление сигнала.

Результаты анализа в рамках стационарной теории были дополнены нестационарным анализом с помощью одномерной численной модели. Численное моделирование осуществлялось методом частиц в ячейке, совместного решения в безразмерных переменных уравнения движения заряженной частицы (метод частиц в ячейке) и уравнения Пуассона, определяющего распределение поля между сетками пролетного промежутка. Для моделирования ввода и вывода сигналов было использовано описание спиральных систем с помощью метода эквивалентных схем, в рамках которого составляются телеграфные уравнения, позволяющие описать токи и напряжения в ОСС. В ходе численного анализа были получены зависимости интегральной выходной мощности низковольтного виркатора от величины внешнего сигнала и частоты внешнего воздействия.

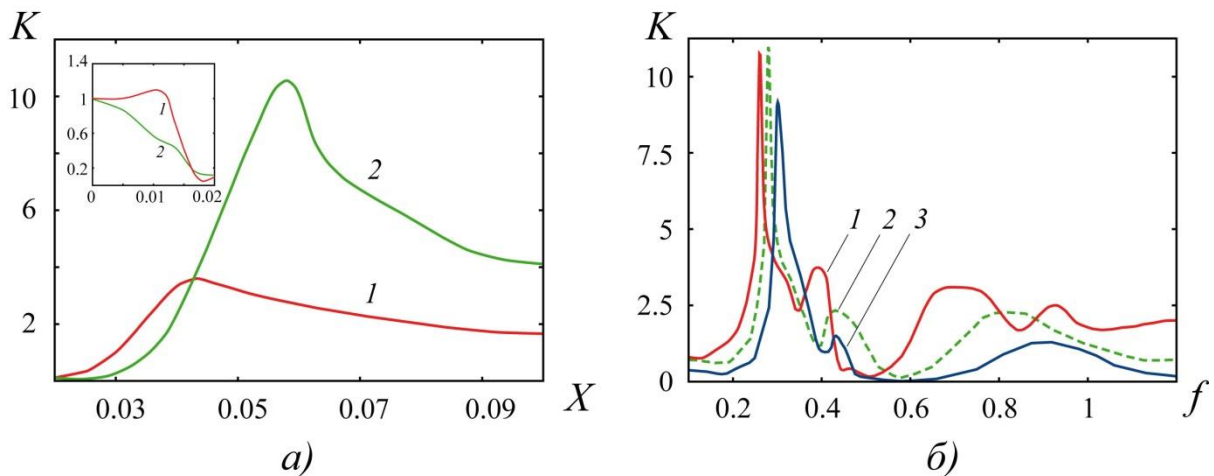


Рис.1. Зависимости усиления мощности от глубины предварительной модуляции (а) и частоты внешнего воздействия (б), полученные численно.

Численно рассчитанная зависимость выходной мощности от глубины скоростной модуляции электронного потока показана на рис. 1,а для различных тормозящих потенциалов ($1 - V_T/V_0 = 0.45$, $2 - 0.5$). Из нее видно, что при подаче внешнего сигнала наблюдается его усиление в виркаторной системе. Коэффициент усиления достигает максимума при некотором значении глубины скоростной модуляции, и дальнейшее увеличение внешнего воздействия приводит к уменьшению выходной мощности. Расчет выходной мощности для различных тормозящих

потенциалов при изменении частоты внешнего воздействия (рис. 1,б, $V_T/V_0 = 1 - 0.425, 2 - 0.475, 3 - 0.525$) показывает, что достижение максимальных мощностей происходит при воздействии на систему внешним сигналом с частотой близкой к собственной частоте колебаний ВК и к кратным ей, вне зависимости от величины торможения.

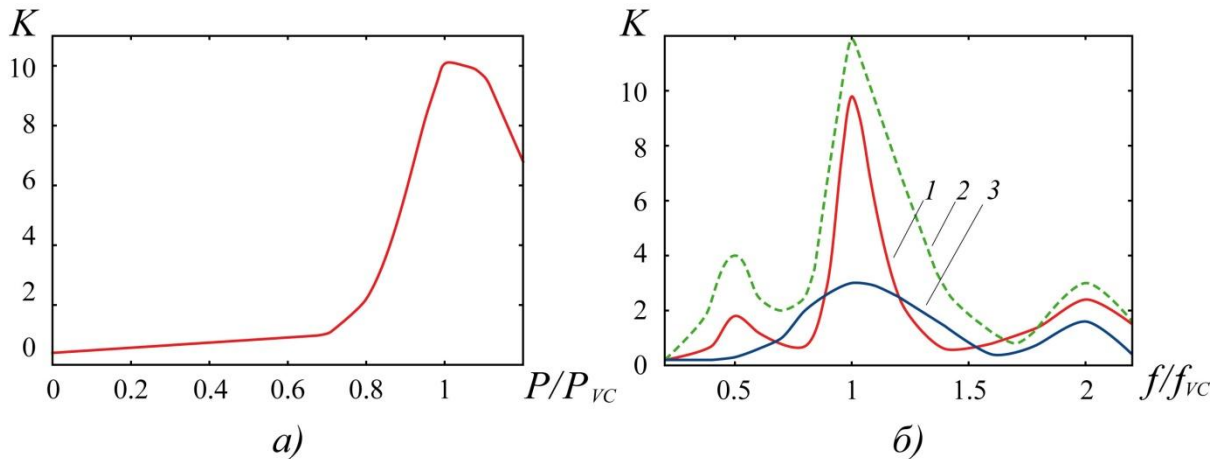


Рис. 2. Экспериментальные зависимости усиления от величины внешнего воздействия (а) и частоты внешнего воздействия (б).

Полученные аналитические и численные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальным анализом усиления сигналов в низковольтном виркаторе. Результаты эксперимента (его описание можно найти в [6]) показаны на рисунке 2, демонстрируют аналогичную динамику коэффициента усиления при изменении управляющих параметров.

Работа поддержана РФФИ (проекты 12-02-90022 и 12-02-90411).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Рухадзе, С.Д. Столбецов, В.П. Тараканов // Виркаторы (обзор). РиЭ. 1992 Т. 37. № 3. С. 385.
2. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Электронные приборы с виртуальным катодом. РиЭ. 2002 Т. 47. № 6. С. 575.
3. Е.Н. Егоров, С.А. Куркин, А.Е. Храмов “Низковольтный виркатор. 1. Нелинейная динамика интенсивного электронного потока с виртуальным катодом” Saarbrucken, Germany: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co.KG, Dudweiler Landstr., 2010.
4. Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Е.Н. Егоров, Р.А. Филатов // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 11. С. 1009 – 1025.
5. Ю.А. Калинин, И.С. Ремпен, А.Е. Храмов // Изв. РАН, Сер. Физич. 2005, Т. 69. № 12. С. 1736-1740.
6. Калинин Ю.А., Храмов А.Е. // Письма в ЖТФ. 2006 Т.32. №13 С. 88–94