

СЕКЦИЯ 1
**“ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕНЕРАТОРАХ,
УСИЛИТЕЛЯХ И ПРИЕМНИКАХ МИКРОВОЛН”**

ВАКУУМНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ШУМОПОДОБНЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов	3
ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ В МНОГОМОДОВОМ РЕЗОНАТОРЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев	6
КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ПОТОКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев	9
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПЛАЗМЕННОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ В ИОФ РАН ИМ. А. М. ПРОХОРОВА П.С. Стрелков	12
ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛН ПОПУТНЫМИ И ВСТРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин	15
ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ А.И. Слепков	18
МЦР В РЕЖИМЕ «НЕРЕЗОНАНСНОЙ» ГРУППИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ И.В. Бандуркин, В.Л. Братман, А.В. Савилов	21
НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИНАМИКА ВЫСОКОПЕРВЕАНСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КРУГЛОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин	24
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСОВ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ ВОЛНЫ НАКАЧКИ НА РЕЛЯТИВИСТКОМ ЭЛЕКТРОННОМ СГУСТКЕ В УСЛОВИЯХ ДВОЙНОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, Р.М. Розенталь	27

ВЛИЯНИЕ ПРИКОЛЛЕКТОРНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ НА УРОВЕНЬ ГЕНЕРИРУЕМЫХ КОЛЕБАНИЙ В НИЗКОВОЛЬТНОМ ОРОТРОНЕ С.Г. Чигарев, Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин	30
ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов	32

ВАКУУМНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ШУМОПОДОБНЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов

В настоящее время достигнуты определенные успехи в теоретических и экспериментальных исследованиях хаотической динамики и процессов структурообразования в пучках заряженных частиц с виртуальным катодом [1–3]. Эти исследования показали, что при определенных условиях интенсивные электронные пучки с виртуальными катодами могут являться источниками широкополосных шумоподобных колебаний (ШШК) в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн.

Представляет значительный интерес с практической точки зрения создание источников ШШК на основе интенсивных нерелятивистских электронных пучков в режимах с формированием виртуального катода для различных систем радиолокации, радиопротиводействия, систем связи на основе хаотических сигналов, промышленного применения и медицины (см., например, [4]).

В представленном докладе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований перспективных источников широкополосных шумоподобных колебаний СВЧ диапазона на основе интенсивных нерелятивистских электронных пучков с виртуальным катодом.

В качестве перспективных устройств ШШК СВЧ сигналов сантиметрового и миллиметрового диапазона длин волн в докладе рассматриваются следующие устройства, которые были исследованы с помощью экспериментальных макетов и численного моделирования.

1. Маломощные широкополосные генераторы хаотических колебаний с использованием интенсивного электронного пучка со сверхкритическим первеансом. В подобных системах для формирования виртуального катода используется дополнительное торможение электронного потока за счет подачи отрицательного потенциала на сетки, расположенные в пространстве взаимодействия, или коллектор.

Маломощный генератор ШШК (см. рис. 1) представляет собой электровакуумный прибор, состоящий из электронной пушки 1, формирующей сплошной сходящийся аксиально-цилиндрический пучок 2, пространства 3 с виртуальным катодом, который формируется за счет торможения пучка, съемника 4 (отрезок широкополосной замедляющей системы, нагруженной с одной стороны на поглотитель, а с другой стороны – на вывод энергии) СВЧ мощности, вывода 5 СВЧ излучения и тормозящего электрода 6 (коллектора, на который подается тормозящий потенциал). Прибор работает без магнитного поля с выходной мощностью от 100 мкВт до 100 мВт в диапазоне 1–3 ГГц. Как показали экспериментальные исследования и численное моделирование изменяя тормозящий потенциал (изменяя первеанс электронного потока)

существует возможность управлять как амплитудой ШШК, так и шириной полосы частот (от узкополосных, близких к одночастотным колебаниям, так и до ШШК с шириной более октавы) [5].

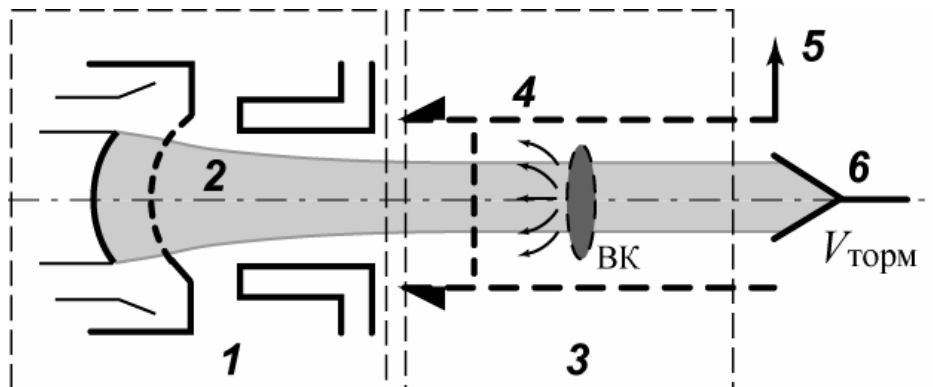


Рис. 1. Схема маломощного генератора ШШК на основе нерелятивистского электронного пучка с виртуальным катодом, формирующемся в тормозящем поле. Здесь 1 – электронно-оптическая система, формирующая интенсивный сходящийся электронный пучок 2, 3 – область взаимодействия, в которой формируется виртуальный катод (ВК), 4 – отрезок широкополосной электродинамической системы для вывода широкополосного генерируемого сигнала, 5 – вывод энергии, 6 – коллектор электронов, на который подается тормозящий потенциал.

При использовании в качестве источника электронов магнетронно-инжекторной пушки, формирующей трубчатый пучок с микропервеансом $5\text{--}10 \text{ мкА/В}^{3/2}$, на экспериментальном макете удалось достичь мощности до 5 Вт в непрерывном режиме в диапазоне 1–2 ГГц с к.п.д. 7–10%. Рассмотрено влияние увеличения давления остаточных газов в пространстве взаимодействия на качество спектра генерации виртуального катода.

2. Генераторы ШШК средней мощности, использующие в качестве источника колебаний используется виртуальный катод, который специальным образом формируется в области коллектора ЛБВ средней мощности. Сигнал, снимаемый из области виртуального катода с помощью диафрагмы, подается на вход ЛБВ, которая его усиливает. Эксперименты показывают, что в режиме генерации ШШК существует возможность получения сигналов с плотностью шума 3 мВт/МГц с интегральной мощностью 30 Вт с электронным к.п.д. 10% и техническим к.п.д. 17%.

В качестве примера в таблице 1 представлены результаты исследования данной схемы при различных параметрах широкополосной ЛБВО, работающей в диапазоне 1–2 ГГц в режиме усиления одночастотного сигнала и усиления широкополосного шумоподобного сигнала. Из таблицы видно, в оптимальном случае (вариант 2 в таблице) удастся получить интегральную выходную мощность порядка 30 Вт в режиме усиления ШШК с электронным к.п.д. 10%, техническим – 17% и спектральной плотностью шума 3 мВт/МГц .

Таблица 1

№	V_0/I_0	Одночастотный сигнал, η_e/η_T	Многочастотный сигнал, η_e/η_T	Плотность шума, P
1	2 кВ/100 мА	7% /17%	1% /6%	0.5 МВт/МГц
2	3 кВ/100 мА	23% /38.8%	10% /17%	3.0 МВт/МГц

3. Генераторы большой мощности на нерелятивистском электронном пучке с виртуальным катодом. Увеличение мощности колебаний в подобных системах с областями торможения электронов связано в первую очередь с увеличением первеанса электронных пучков. Такое увеличение тока пучка может быть выполнено с применением магнетронно-инжекторной электронной пушки (микропервеанс порядка 10–15 мкА/В^{3/2}) или многолучевой системы с суммарным микропервеансом 20 мкА/В^{3/2}. Увеличение выходной мощности в таких системах достигается применением усилительных цепочек, состоящих из входного генератора (прибор без магнитного поля), промежуточного усилителя (ЛБВ со спиральной замедляющей системы с аномальной дисперсией с коэффициентом усиления порядка 40–50 дБ) и выходного усилителя – «прозрачной» ЛБВ без магнитного поля. Сигнал на выходной усилитель подается в область катод–сетка. Как показывают предварительные исследования, подобные системы могут быть источниками ШШК с амплитудой 1–2 кВт в непрерывном приближении в полосе более одной октавы. Отметим также, что применение замедляющих систем типа спирально-свернутый волновод в «прозрачных» усилителях ШШК позволит увеличить выходную мощность усилительных цепочек до 10–20 кВт в непрерывном режиме.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что различные устройства с нерелятивистским электронным потоком с виртуальным катодом могут служить источниками ШШК с различным уровнем мощности и в различном диапазоне частот. Представлены результаты исследования экспериментальных макетов.

Работа поддержана гранта Министерства образования и науки РФ по программе "Развитие научного потенциала высшей школы" (проект 333), РФФИ (грант 05-02-16286), и U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF), grant REC-006.

1. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 6. С. 575.
2. А.А. Короновский, А.Е. Храмов // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 8. С. 722.
3. Ю.А. Калинин, Н.Н. Кузнецов, Т.Н. Украинская // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10. № 5. С. 32.
4. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2-х томах. М.: Физматлит, 2003, 2004.
5. Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Е.Н. Егоров, Р.А. Филатов // Физика плазмы. 2005. Т. 31, (принято к печати).

ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ В МНОГОМОДОВОМ РЕЗОНАТОРЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев

Колебания в интенсивном потоке заряженных частиц с виртуальным катодом являются типичным примером сложного поведения сильно неравновесной нелинейной системы. Они представляют суперпозицию динамического хаоса и регулярной компоненты. Динамика виртуального катода определяется интенсивным электромагнитным взаимодействием неоднородных встречных потоков, образованных при разделении инжектируемых в диодный промежуток частиц на пролетные и отраженные. Точный теоретический анализ самосогласованной задачи для нестационарного потока с виртуальным катодом не представляется возможным, поэтому исследуются простые модельные системы, позволяющие понять характерные особенности изучаемого явления. Большая часть второстепенных деталей реальной системы при этом игнорируется. Одной из распространенных моделей такого рода, применяемых при исследовании интенсивных потоков пространственного заряда, является модель плоских листов. Использование этой модели для описания процесса генерации мощного излучения в системах с виртуальным катодом дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Это относится, прежде всего, к моделированию систем с плоской геометрией электродов, зазор между которыми мал по сравнению с поперечными размерами.

Моделирование методом плоских листов колебаний в связанной системе виртуальный катод – многомодовый резонатор обнаружило возможность формирования автоколебательных режимов, близких к синусоидальному. В работе [1] показано, что эти автоколебания реагируют на внешний гармонический сигнал подобно классическому генератору Ван-дер-Поля. В некоторой полосе частот наблюдается захват частоты автоколебательной системы виртуальный катод – многомодовый резонатор внешним сигналом.

Эффекты синхронизации отчетливо проявляются в стохастической модели виртуального катода [2]. В этой вероятностной модели механизм формирования сложного поведения (сочетания порядка и хаоса) явным образом представляется как результат взаимодействия регулярного и случайного движения в потоке частиц, индивидуальные траектории которых наделены вероятностными свойствами.

Отмеченная возможность изменения частоты колебаний виртуального катода внешним сигналом связана с тем, что свободные колебания виртуального катода образованы потоком частиц, которые достаточно нерегулярно разделяются по траекториям двух видов: пролетающие и отраженные. Параметры этих траекторий (полное время движения в диодном промежутке, точка возврата) хаотично изменяются в достаточно широких пределах. Последнее обстоятельство и определяет хорошее согласие результатов детерминированной модели плоских листов и вероятностной модели [2], где вид траектории частицы определяется случайным выбором как

в классической вероятностной задаче о случайных блужданиях. Внешняя гармоническая сила упорядочивает параметры траекторий и происходит синхронизация с формированием колебательного режима, близкого к синусоидальному. Действие такого механизма формирования колебаний позволяет предположить, что при взаимодействии потока с многомодовым резонатором, собственные моды которого имеют постоянный сдвиг по частоте, каждая мода будет возбуждаться группой частиц с подходящими временными характеристиками траекторий, а интерференция многих, эффективно возбуждаемых, мод с близкими частотами приведет к формированию коротких импульсов излучения. Проведенный в настоящей работе численный эксперимент подтверждает сделанное предположение.

Для описания динамики пространственного заряда в виркаторе используем гамильтоновскую форму модели плоских листов, описанную в работе [1]. В принятых безразмерных переменных движение листов, пронумерованных в порядке возрастания координаты, в промежутках времени между моментами обгона, вылета листов из диодного промежутка и инжекции очередного листа определяются каноническими уравнениями для гамильтониана

$$H = \sum_{i=1}^N (p_i^2 / 2 + \lambda^2 \sum_{j=1}^N (\Theta(x_j - x_i) - x_j / 2)x_i - \lambda U x_i), \quad (1)$$

где $\Theta(x) = 0, 1/2, 1$ для $x < 0, x = 0, x > 0$ соответственно; N - число листов в диодном промежутке; x_i - координата i -го листа $p_i = dx_i/dt$ - его импульс; λ - безразмерная плотность заряда, U - действующее на листы поле. Далее используется описанный в работе [1] алгоритм численного моделирования движения системы N плоских листов, который представляет последовательность отображений с неравномерным шагом по времени в N -мерном пространстве. Используемые координаты y_i связаны с координатами листов равенством $y_i = x_i - x_{i-1}$. Конструкция оператора отображения W_n определяется гамильтонианом (1)

$$Y_n = W_n Y_{n-1},$$

где $Y_n = \{y_1(t_n), \dots, y_N(t_n), v_1(t_n), \dots, v_N(t_n)\}$ - $2N$ -мерный вектор, определяющий состояние виркатора, $y_i(t_n), v_i(t_n)$ - значение координат и скоростей в n -ый момент времени $t_n = t_{n-1} + \Delta t_n$. Шаги по времени Δt_n определяются реализацией одного из возможных событий, нарушающих порядок нумерации листов (обгон) или изменяющих их количество в диодном промежутке (инжекция очередного листа в точке $x=0$, вылет листа из промежутка в точке $x=0$ или $x=1$). Инжекция листов производится равномерно с интервалом $\Delta t_{инж}$. Время в рассматриваемом алгоритме проквантовано с постоянным шагом Δt_s , называемым интервалом поиска. Величина Δt_s задает временной промежуток, внутри которого из условий $y_i = 0, i = 1, 2, \dots, N, x_N = 1$ определяется очередной шаг по времени Δt_n . Таким образом, выполнено условие $\Delta t_n \leq \Delta t_s$. Интервал инжекции выбирается кратным интервалу поиска $\Delta t_{инж} = k \Delta t_s$, k - целое.

Моды резонатора определяются уравнением возбуждения

$$u_p(i) - a_p u_p(i-1) + b_p u_p(i-2) = \mu \Delta I_{ind}(i) \quad (2)$$

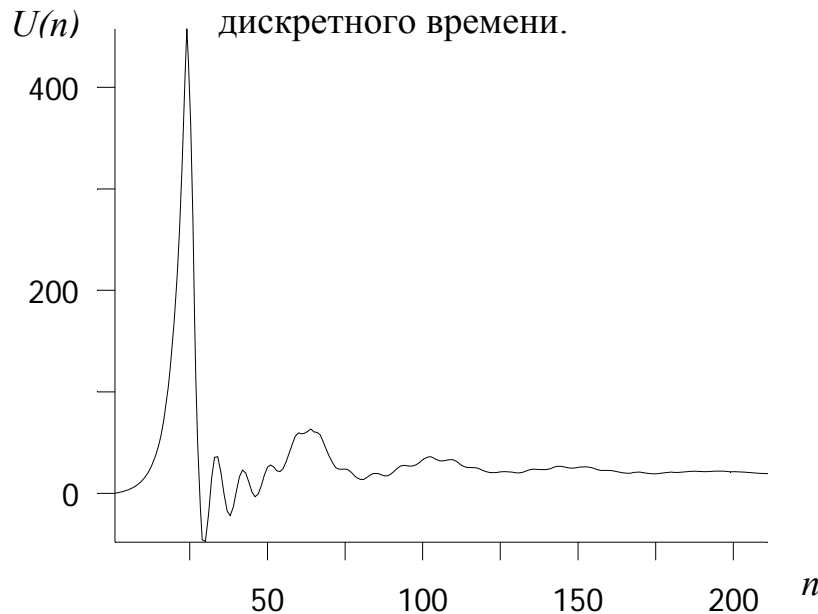
где параметры a_p, b_p определяют собственную частоту и затухание p -ой моды резонатора; I_{ind} – ток наведенный движущимися зарядами; $\Delta f(i) = f(i) - f(i-1)$ – разность функции $f(i)$ дискретного времени, изменяемого с шагом Δt_s ; μ – коэффициент, определяющий интенсивность взаимодействия в выбранных безразмерных единицах. Поле, действующее на частицы, вычисляется как сумма

$$U(i) = \sum_{p=1}^M u_p(i)$$

Обозначим $T[x_i]$ – оператор движения i -го листа в поле пространственного заряда. Тогда уравнение эволюции рассматриваемой системы листов в символической форме можно записать в следующем виде

$$T[x_i] = \lambda U, \quad i=1, \dots, N \quad (3)$$

где N – полное число листов в диоде. Система уравнений (2), (3) описывает самосогласованное взаимодействие потока пространственного заряда с полем резонатора. Уравнения подобного вида описывают синхронизацию в системах различной физической природы [3]. Таким образом, рассматриваемые когерентные эффекты, приводящие к формированию коротких импульсов в суммарном поле U , можно интерпретировать как явление синхронизации в потоке пространственного заряда, вызванной глобальной связью зарядов за счет поля излучения. Типичная реализация полного поля резонатора в режиме генерации короткого импульса представлена на рисунке. Заметим, что период свободных колебаний виртуального катода составляет около 170 единиц дискретного времени.



1. А.П. Привезенцев, Н.И. Саблин, Н.М. Филипенко, Г.П. Фоменко // РЭ. 1992. Т. 37. № 7. С. 1242.
2. В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев // РЭ. 2003. Т. 48. № 7. С. 836.
3. А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ПОТОКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев

Исследование простых моделей интенсивного потока пространственного заряда с виртуальным катодом показало, что в динамике этой системы сложным образом сочетаются динамический хаос и периодическая компонента, а временные реализации параметров аттрактора, формируемого потоком, имеют фрактальную структуру [1,2]. Отмеченные свойства делают сверхкритический поток и его простые модели интересным объектом исследования для активно развивающейся в последние десятилетия нелинейной динамики.

С точки зрения практических применений интерес к исследованию динамики виртуального катода связан с возможностью его использования для создания генераторов мощного электромагнитного излучения (виркаторов). Исследования различных модификаций виркаторов, после первых успешных экспериментов, проводятся более двух десятилетий, однако, механизм формирования колебательных режимов виртуального катода к настоящему времени понятен лишь в общих чертах. Количественная теория колебаний потока пространственного заряда в режиме сверхкритического тока до сих пор не создана.

Теоретической базой для анализа динамики виртуального катода могут служить результаты исследования динамического хаоса и фрактальной природы сложных явлений различной физической природы. Использование представлений об определяющей роли высокой чувствительности к начальным условиям в формировании динамического хаоса позволили построить простую дискретную модель колебаний виртуального катода с вероятностной динамикой, которая адекватно описывает спектральные характеристики колебаний виртуального катода, эффекты синхронизации этих колебаний и объясняет фрактальную природу аттракторов формируемых сверхкритическим потоком пространственного заряда [3].

Одной из важных и нерешенных к настоящему времени задач динамики виртуального катода является определение значения частоты колебаний. В ряде работ можно встретить утверждение, что эта частота определяется плазменной частотой инжектируемого потока. Однако, результаты численного исследования одномерной модели виртуального катода показывают [1], что при равных токах инжекции могут формироваться две нелинейные колебательные моды, отношение частот которых близко к трем. Из этого следует, что плазменная частота может служить лишь оценкой порядка значения частоты колебаний виртуального катода из соображений размерности и подобия, как величина определяемая параметрами процесса и имеющая подходящую размерность. Появление различных колебательных режимов связано с гистерезисом стационарных состояний потока заряженных частиц в диоде, который выражается в неоднозначной зависимости параметров и характера стационарных режимов потока пространственного заряда от тока инжекции. Обозначим максимальный ток инжекции, при котором возможен режим полного прохождения тока через диод I_c (критический ток). Минимальный ток инжекции для которого существует состояние с виртуальным

катодом обозначим $I_{c,2}$. Для рассматриваемого в настоящей работе эквипотенциального промежутка $I_{c,2} = I_c/2$. В интервале токов инжекции $I_{c,2} \leq I_{инж} \leq I_c$ существует три стационарных решения уравнений динамики пространственного заряда устойчивый поток с полным прохождением тока через промежуток, неустойчивый поток с полным прохождением и неустойчивый поток с виртуальным катодом, когда часть частиц возвращается к электроду, через который производится инжекция. Срыв различных неустойчивых состояний при одинаковых токах инжекции в области гистерезиса приводит к формированию различных колебательных режимов (нелинейных мод). Отношение частот этих мод близко к трем. Обнаруженный эффект гистерезиса колебательных состояний является демонстрацией общего положения теории нелинейных колебаний, согласно которому характер динамики системы зависит от числа и типа положений равновесия. Проведенные в настоящей работе расчеты показывают, что существуют области токов инжекции с высокой чувствительностью вида колебательного режима к величине тока инжекции.

Рассмотрим одномерный поток заряженных частиц, равномерно инжектируемых в эквипотенциальный пролетный промежуток, образованный двумя плоскими электродами. В принятых безразмерных единицах уравнения модели плоских листов, описывающие динамику пространственного заряда, можно записать, используя гамильтониан [1]

$$H = \sum_{i=1}^N (p_i^2 / 2 + \lambda^2 \sum_{j=1}^N (\Theta(x_j - x_i) - x_j / 2)x_i) \quad (1)$$

где $\Theta(x) = 0, 1/2, 1$ для $x < 0, x = 0, x > 0$ соответственно; N - число листов в пролетном промежутке; x_i - координата i -го листа $p_i = dx_i/dt$ - его импульс; λ - безразмерная плотность заряда. При записи гамильтониана предполагается, что листы пронумерованы в порядке возрастания координаты. В силу этого уравнения движения, определяемые гамильтонианом (1), справедливы для промежутков между моментами времени t_n , когда происходит одно из событий, изменяющее порядок нумерации листов или их количество. К таким событиям относятся: обгон одного листа другим, инжекция нового листа, вылет листа из пролетного промежутка в точке $x=1$ или возврат листа в точке $x=0$. Обозначим Y_n - точку в $2N$ -мерном фазовом пространстве, определяющую положение системы в момент t_n . В используемом алгоритме, движение системы определяется точечными отображениями в фазовом пространстве системы с переменным числом частиц

$$Y_{n+1} = W_n Y_n. \quad (2)$$

Итерации отображений представляют чередующуюся последовательность операторов $W_n = S_n R_n$, где R_n - оператор сдвига по траекториям в интервалах $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$, определяемый гамильтонианом (1), S_n - преобразование координат, соответствующее одному из перечисленных выше событий, которое произошло в момент t_{n+1} . Шаг по времени находится как интервал времени до ближайшего события из набора: обгон, инжекция, вылет, возврат. Условия для вычисления времени этих событий по распределению координат и скоростей в точке Y_n находятся из решения канонических уравнений гамильтониана (1), которые записываются в виде разложения по приращению времени $\Delta t = t - t_n$ с точностью до слагаемых третьего порядка.

Проведенные расчеты показали, что граница области притяжения различных аттракторов отображения (2) (нелинейных мод) по току инжекции имеет вид пылевидного фрактала. Такой характер распределения вида колебаний по току инжекции, имеющий место в некоторых областях изменения $I_{инж}$, является следствием того, что в малой окрестности фазового пространства, принадлежащей к области притяжения одной моды, находятся точки притяжения другой моды. Результаты исследования вероятностной модели виртуального катода [3] указывают на то, что источником хаоса в динамике сверхкритического тока является разделение частиц по траекториям принципиально различного вида (пролетные и отраженные частицы). Неустойчивость потока, обусловленная высокой чувствительностью вида траектории частиц к начальным условиям, приводит к сильным флуктуациям и вероятностному характеру разделения частиц на пролетные и отраженные.

Для определения количественных характеристик хаотического процесса, формируемого колебаниями виртуального катода, по реализациям числа частиц $N(t)$ в диодном промежутке, определялась последовательность моментов времени τ_i , когда величина $N(t)$ переходит через среднее значение N_{cp} числа частиц, для рассматриваемой реализации. Значения моментов пересечения среднего изменились достаточно нерегулярно. Количественная оценка фрактальных характеристик для последовательностей значений токов инжекции $I_{инж}(i)$, приводящих к смене колебательного режима, и моментов пересечения среднего τ_i проводилась по вычисленной зависимости стандартного отклонения приращений последовательности как функции задержки дискретного аргумента.

Для последовательности $z(k)$, представляющей обобщенное броуновское движение, зависимость среднеквадратического отклонения приращений $\Delta z(m) = z(k+m) - z(k)$ от величины задержки удовлетворяет соотношению скейлинга

$$Std(m) = (E[(\Delta z(m))^2] - (E[\Delta z(m)])^2)^{1/2} = \sigma m^H, \quad (4)$$

где $E[x]$ - означает математическое ожидание величины x , σ - положительная константа. Значение $H=1/2$ соответствует винеровскому процессу. Для $H \neq 1/2$ процесс марковским свойством не обладает. При $H > 1/2$ это персистентный, а при $H < 1/2$ антиперсистентный случайный процесс.

Проведенные расчеты показали, что исследуемые последовательности обладают свойством самоподобия, характерным для обычного броуновского движения.

1. А.П. Привезенцев, Г.П. Фоменко // Известия вузов “ПНД”. 1994. Т. 2. № 5. С. 56.
2. А.П. Привезенцев, В.А. Черепенин // РЭ. 1968. Т. 43. №6. С. 738.
3. В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев // РЭ. 2002. Т. 47. № 8. С. 1008.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПЛАЗМЕННОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ В ИОФ РАН ИМ. А. М. ПРОХОРОВА

П.С. Стрелков

В лекции дается обзор экспериментальных работ по плазменным релятивистским СВЧ-генераторам и СВЧ-усилителю. Приводятся также элементы теории, которые позволяют объяснить закономерности, наблюдаемые в эксперименте. Созданы плазменные СВЧ-генераторы в диапазоне частот 1,5 - 28 ГГц на уровне мощности 50 МВт и к.п.д. 5 - 7% с широкой перестройкой частоты. Создан плазменный усилитель с полосой от 9 до 13 ГГц на уровне мощности 60-100 МВт и к.п.д. до 10%.

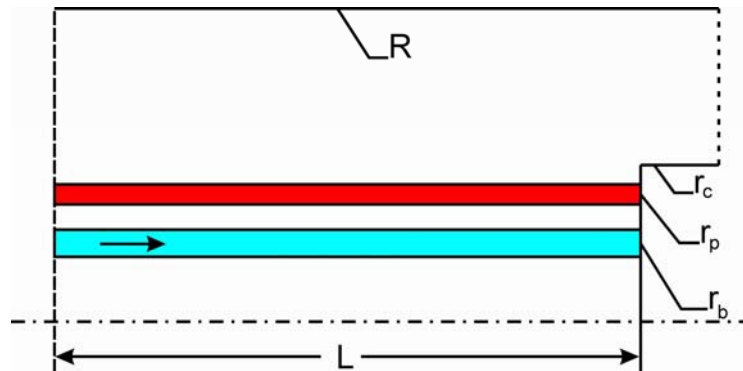


Рис. 1. Схема плазменного СВЧ-генератора.

На рис.1 приведена схема плазменного СВЧ-генератора. В цилиндрическом волноводе радиуса R создается трубчатая плазма с радиусом r_p и толщиной стенки Δr_p много меньшей радиуса плазмы, $\Delta r_p \ll r_p$. В этот плазменный волновод инжектируется трубчатый релятивистский электронный пучок с радиусом r_b с толщиной стенки $\Delta r \ll r_b$. Длина плазмы и электронного пучка L ограничена торцом центрального проводника коаксиального излучающего устройства. СВЧ-волна генерируется в плазменном волноводе, потом распространяется по вакуумному коаксиальному волноводу и затем излучается рупором (на Рис. 1 он не показан).

Принцип работы СВЧ-генератора состоит в возбуждении медленной плазменной волны электронным пучком на основе эффекта Вавилова-Черенкова. На рис.2 представлены дисперсия медленных волн плазменного волновода для двух значений плотности плазмы и дисперсия волны пространственного заряда электронного пучка в приближении малости тока пучка. Из рис.2 следует, что при малой плотности плазмы дисперсионные кривые волн плазмы и пучка не пересекаются. С увеличением плотности плазмы возникает точка пересечения ω^* , в которой выполняется условие эффекта Вавилова-Черенкова – фазовая скорость волны равна скорости электронов пучка. Таким образом, взаимодействие пучка с плазмой происходит

только тогда, когда плотность плазмы превышает пороговое значение. Из рис.2 также следует, что увеличение плотности плазмы позволяет увеличивать частоту излучения. Именно этот факт и позволяет реализовать СВЧ-генератор с широкой перестройкой частоты.

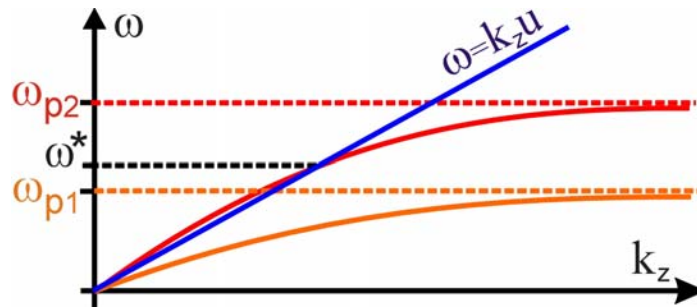


Рис. 2. Дисперсия медленных волн плазменного волновода для двух значений плотности плазмы и дисперсия волны пространственного заряда электронного пучка.

Структура электрического поля плазменной волны при малых значениях k_z в зазоре между плазмой и волноводом схожа со структурой моды ТЕМ коаксиального вакуумного волновода. Это обстоятельство, а также близость фазовой скорости плазменной волны к значению скорости света в вакууме приводит к возможности эффективного переизлучения плазменной волны в ТЕМ волну излучающего коаксиального волновода (Рис.1). В то же время различие структур поля в плазменном и вакуумном волноводах приводит к отражению плазменной волны от торца центрального проводника коаксиального волновода и возникновению режима генерации.

В эксперименте по плазменному релятивистскому СВЧ-генератору использовался электронный пучок с энергией электронов 500 кэВ, током пучка 2 кА и длительностью импульса 30 нс. Для выбранных поперечных размеров пучка, плазмы и волновода СВЧ-излучение возникало при значениях плотности плазмы $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Это значение совпадает с расчётным для возбуждения моды $E_{01}^{\text{пл}}$

Спектр излучения измерялся калориметрическим спектрометром. Калориметр регистрировал энергию полного потока СВЧ-излучения в 8 полосах частот от 0 до 32 ГГц. Грубо измерена ширина спектра, она превышает 4 ГГц, но была меньше 8 ГГц. Среднее значение частоты в импульсе при изменении плотности плазмы перестраивалось от 4 до 28 ГГц. Мощность излучения изменялась при этом в пределах от 30 до 60 МВт. Экспериментальная зависимость среднего значения частоты излучения от плотности плазмы совпадает с расчетной в предположении о возбуждении моды $E_{01}^{\text{пл}}$.

В описанных выше экспериментах спектр излучения измерялся интегрально, без разрешения во времени. В другом плазменном СВЧ-генераторе рассчитанном на частотный диапазон 1.5 – 6 ГГц (поперечные размеры этого генератора превышали размеры предыдущего ~ 3 раза) появилась возможность регистрировать зависимость напряженности электрического поля излучения от времени на скоростном осциллографе, т.е.

иметь самую полную информацию о спектре излучения. Оказалось, что при значениях плотности плазмы близких к пороговому значению удаётся получить монохроматическое излучение в течение ≈ 100 нс. Частоту монохроматического излучения удавалось перестраивать от 1,5 ГГц до 2,7 ГГц. При дальнейшем увеличении частоты до 6 ГГц за счет увеличения плотности плазмы спектр излучения всегда становился широким из-за генерации нескольких продольных мод. Уровень мощности этого генератора во всём диапазоне частот был равен 50 МВт.

Проведены эксперименты по исследованию плазменного релятивистского СВЧ-усилителя. Отличие схемы усилителя от схемы генератора состоит в следующем: на вход плазменного волновода подается мощность на заданной частоте и в середине плазменного волновода на радиусах близких к радиусу волновода помещен поглотитель СВЧ-излучения. В области поглотителя снижается эффективность усиления возбуждаемой волны и происходит эффективное поглощение (~ 1000 раз) волны отраженной от излучающего устройства. Это позволило исключить процесс генерации при наличии отражения части мощности от выхода плазменного волновода и высокого уровня выходной мощности. Измерена ширина спектра на частоте входного сигнала 9,1 ГГц. Её величина 0,2% равна естественной ширине радиоимпульса монохроматического излучения с длительностью 60 нс. Проведена оптимизация длины плазменного усилителя. В эксперименте показано, что существует плотность плазмы $\sim 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при которой эффективно усиливаются как частота 9,1, так и 13 ГГц ($P_{\text{вых}} = 40$ МВт). Это означает, что полоса усиления составляет $\approx 40\%$. Подстройка плотности плазмы для каждой частоты позволяла достичь $P_{\text{вых}} = 40$ МВт для $f = 9,1$ ГГц и $P_{\text{вых}} = 60$ МВт для $f = 13$ ГГц. В последних экспериментах на частоте 9,1 ГГц достигнута мощность 100 МВт и к.п.д. 10%. На частоте 13 ГГц последняя модификация усилителя ещё не испытана.

В настоящее время совокупность экспериментальных результатов достаточно полно объясняется теорией плазменной СВЧ-электроники. Показано, что в течение ~ 100 нс электромагнитное поле с напряженностью ~ 10 кВ/см не изменяет параметров плазмы и плазма остается линейной средой. Таким образом, плазменный волновод может использоваться как замедляющая система в приборах релятивистской СВЧ-электроники, так как длительность импульсов релятивистских СВЧ-приборов обычно не превышает 100 нс. Однако сегодня плазменные релятивистские СВЧ-приборы уступают вакуумным как по эффективности, так и по уровню мощности. Но плазменные приборы способны перестраивать частоту излучения. Характерное время перестройки определяется скоростью, с которой можно изменить плотность плазмы. В реальных экспериментах это время составляет десятки микросекунд. Приборов вакуумной релятивистской СВЧ-электроники с электронной перестройкой частоты не существует. Этим объясняется практический интерес к исследованиям в области плазменной релятивистской СВЧ-электроники.

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛН ПОПУТНЫМИ И ВСТРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ

В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин

Взаимодействие двух попутных или встречных электронных потоков перспективно для усиления и генерации микроволн в режиме электронной моды, а также для вывода энергии с помощью направленного излучения. Будем считать, что в области дрейфа потоки хорошо перемешаны и реализуется продольное взаимодействие частиц. При ограниченной интенсивности потоков частицы движутся с постоянной скоростью, задаваемой ускоряющими потенциалами.

В двухлучевых устройствах на попутных потоках усиление сигнала определяется взаимодействием пучков, имеющих различные скорости, при этом часть кинетической энергии одного потока превращается в энергию возрастающей волны второго потока [1-2]. Использование встречных пучков позволяет рассмотреть процессы генерации микроволн при продольном взаимодействии с внутренней обратной связью по потоку. Электронная мода генерации отличается перекачкой энергии между волнами пространственного заряда без участия электродинамических систем.

В линейном приближении развиты методы теории связанных волн пространственного заряда для попутных и встречных потоков с учетом коэффициента редукции плазменных колебаний и релятивистского фактора. Записаны уравнения связанных волн и получено решение дисперсионного уравнения в режимах двух, трех и четырехволновой связи. Рассмотрены особенности режимов направленного ответвителя энергии при периодической и аперидической связях, с усилением и без усиления волн. Двухлучевое усиление без обратной связи (типа ЛБВ) наблюдается в системе попутных потоков. Двухлучевое усиление с обратной связью (типа ЛОВ – усилитель), а также двухлучевая генерация (типа ЛОВ – генератор) отмечаются в системе встречных пучков.

Взаимодействие в устройствах на попутных потоках зависит от редуцированных частот плазменных колебаний пучков и условий синхронизма волн пространственного заряда. Используется расширенное выражение для редуцированной плазменной частоты с учетом динамических поправок [3]. Если не учитывать коэффициент редукции, то условия синхронизма могут не выполняться. В частности, в случае попутных пучков эффективное взаимодействие достигается при синхронизме медленной волны широкого (с большим радиусом действия кулоновских сил) потока и быстрой волны узкого (с малым радиусом действия кулоновских сил) потока. В режиме малого сигнала при синхронизме медленной и быстрой волн потоков усиление сигнала в попутных потоках отличается экспоненциальным нарастанием амплитуд волн взаимодействующих потоков (аналог режима ЛБВ усилителя).

Дисперсионные характеристики 3-х волнового взаимодействия попутных пучков во многом аналогичны кривым дисперсии ЛБВ в трехволновом приближении. Как и в ЛБВ, отчетливо наблюдается смещение максимума усиления в сторону больших расстроек при увеличении параметра пространственного заряда.

В случае двух встречных пучков условия синхронизма также зависят от коэффициента редукции и выполняются при взаимодействии широких и узких потоков. Если быстрая волна широкого встречного потока находится в синхронизме с медленной волной прямого узкого потока, то получаем аналог режима ЛОВ усилителя. Основную роль играет интерференционный механизм периодической связи волн взаимодействующих потоков. При длине полной перекачки энергии волн возникает эффективная обратная связь с усилением, а при токах пучка, превышающих пусковые значения, совершается переход к режиму генерации (к аналогу ЛОВ генератора).

Взаимодействие встречных потоков позволяет реализовать 4-х волновое взаимодействие, объединяющее механизмы периодической связи с усилением (типа ЛОВ), а также периодической и аperiodической связей волн без усиления. Характер этих связей зависит от выбора величины параметра взаимодействия. С увеличением этого параметра низкочастотная граница области комплексного решения смещается в сторону меньших частот и переходит в комплексное решение на нулевой частоте. Вблизи нулевой частоты фазовая скорость стремится к бесконечности, тем самым в системе реализуется переход от конвективной к абсолютной неустойчивости.

Минимальные пусковые токи в режиме ЛОВ - типа достигаются при условии синхронизма и выборе длины области взаимодействия, соответствующей длине полной перекачке энергии между волнами. По мере приближения тока пучка к пусковому значению область усиливаемых частот сужается, а усиление заметно возрастает. При токах, превышающих пусковые значения, реализуется электронная мода генерации. Она отличается пространственным распределением полей потоков и нелинейной зависимостью частоты от амплитуды колебаний в каждом из лучей.

На начальном этапе исследования нелинейных процессов при генерации колебаний рассматриваются попутные и встречные пучки с заданной начальной скоростью и малым провисанием потенциала. Для сопоставления параметров развитых методик совершается переход к аналогам режимов усиления ЛБВ и ЛОВ типов при задании на входе малосигнальной модуляции. Режимы большого сигнала исследуются в рамках общего подхода, развитого с учетом провисания потенциала на основе нелинейной нестационарной методики и модели крупных частиц.

С помощью развитых методик нелинейной теории изучаются режимы принудительной и взаимной синхронизации генераторов. Целью исследования является анализ процессов в системе большого числа генераторов на встречных потоках, связанных посредством общего поля излучения (поля общих потерь). В такой системе возможна взаимная синхронизация генераторов с сужением спектральной линии [4].

Вывод энергии генерируемых колебаний в режиме электронной моды в нерелятивистской области происходит с помощью секций замедляющей системы. В релятивистской области вывод энергии происходит с помощью параметрического механизма излучения, типа механизма ЛСЭ, реализованного в выходной секции умножителя частоты на электронном потоке, фокусируемым продольным магнитным полем со слабой периодической пульсацией [5]. Первая секция умножителя частоты является генератором колебаний, осуществляющим модуляцию потока на частоте генерации. В промежуточной секции происходит параметрическая раскачка циклотронных осцилляций с преимущественным возбуждением быстрой циклотронной волны. Синхронизм этой волны с незамедленными волнами поля окружающего пространства позволяет реализовать направленное излучение типа антенны бегущей волны.

В случае попутных пучков используется модуляция потока на выходе двухлучевого усилителя. Величина модуляции зависит от характера нарастания полей попутных потоков в первой секции. В области параметрического воздействия основную роль в формировании диаграммы направленности, ориентированной в прямом направлении, играют прямые волны потоков.

В случае встречных пучков используется модуляция потока на входе и выходе двухлучевого генератора. Величина модуляции зависит от характера убывания поля вдоль системы, имеющего максимумы вблизи входа и выхода в систему. При включении параметрической накачки формируются две диаграммы направленности излучения, ориентированные в прямом и встречном направлениях.

В генераторах в области параметрического воздействия сгустки потока совершают поперечные колебания с частотой накачки. Возникающий поперечный ток приближенно можно выразить через дипольный момент, пульсирующий также с частотой накачки. Величина дипольного момента меняется вдоль системы, образуя излучатели типа антенн быстрой или медленной волн. В сверхразмерном волноводе основное антенное излучение электронных потоков заключено в пределах узкой диаграммы направленности.

1. *В.М. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М., 1953.*
2. *В.И. Канавец // Изв. вузов – Радиотехника. 1960. № 5. С. 497.*
3. *В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: изд. МГУ, 1993 .*
4. *В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. В. 6. С. 753.*
5. *А.Ф. Александров, С.Ю. Галузо, В.И. Канавец и др. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. В. 3. С. 578.*

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

А.И. Слепков

В докладе проводится теоретическое исследование процессов усиления, самовозбуждения и развития генерации в устройствах, основанных на длительном продольном и поперечном взаимодействии прямолинейного электронного потока с замедленными волнами резонансных одномодовых и многомодовых электродинамических структур. Специфика исследования заключается в изучении процессов взаимодействия потока и поля на частотах важных для практического применения резонансов вблизи низкочастотных или высокочастотных границ полос прозрачности низшей моды структуры.

В соответствии со спецификой исследования в рамках единого подхода, основанного на разделении вихревых и потенциальных полей, развиваются методы теоретического анализа, позволяющие исследовать процессы взаимодействия релятивистских электронных потоков с поперечными и продольными полями структур в линейном и нелинейном нестационарном приближениях, а также механизмы одновременного поперечного и продольного взаимодействия. Теоретический анализ основан на выделении характерных объемов нерегулярных волноводов и разложении полей в них по системам собственных функций. Для анализа одномодового взаимодействия потока и поля в отдельных резонансных объемах разлагаются по системам собственных функций резонаторов и осуществляется переход к эквивалентным схемам. Такой переход предпочтителен в тех случаях, когда можно сделать предположения о структуре поля в объеме, не решая точной электродинамической задачи [1].

При исследовании возбуждения многих мод сверхразмерного волновода произвольный нерегулярный аксиально-симметричный волновод представляется в виде последовательности участков гладких волноводов. В пределах каждого участка вихревое электрическое и магнитное поля разлагаются по полной для решений уравнений Максвелла системе функций - прямым и обратным волнам гладкого волновода [2,3]. Уравнения возбуждения дополняются условиями сшивания полей на скачках радиуса волновода, которые записываются в виде проекционных соотношений, обеспечивающих непрерывность вектора Умова-Пойнтинга. Для описания процессов в релятивистском электронном потоке используется либо гидродинамическая модель, позволяющая исследовать линейное взаимодействие потока и поля, либо модель крупных частиц.

Рассмотрим результаты исследования импульсных релятивистских источников на сильноточных электронных потоках. Прежде всего исследовались генераторы с относительно малыми поперечными размерами $b \sim \lambda$, рис.1 а,б. Экспериментальные и теоретические исследования таких генераторов, проведенные на физическом факультете послужили основой

нового направления – созданию релятивистских источников, принцип действия которых основан на реализации синхронизма потока и поля на частотах вблизи границ полосы прозрачности низшей аксиально-симметричной моды [4]. Отличительной особенностью таких генераторов является надежная селекция колебаний на частотах вблизи границы полосы прозрачности. Теоретические исследования генераторов с замедляющими структурами в виде гофрированного и диафрагмированного волноводов выявили основные механизмы взаимодействия потока и поля в таких системах - реализация одновременного взаимодействия потока и поля типа ЛБВ и ЛОВ при смещении границы полосы прозрачности внутрь полосы прозрачности, дополнительное рассогласование системы при введении сильноточного электронного потока.

В тех случаях, когда размеры периодического волновода значительно превышают длину волны излучения (рис 1 в,г), вблизи периодической поверхности возможно возбуждение поверхностной электромагнитной волны. Ее амплитуда экспоненциально спадает при удалении от поверхности. Селекция колебаний так же, как в одномодовых системах может быть достигнута реализацией синхронизма потока и поля на частоте π -вида границы полосы прозрачности поверхностной волны. Дисперсия волн в системах с поверхностной волной аналогична дисперсии волн в одномодовых системах. Вместе с тем в сверхразмерных системах структура полей в значительной степени определяется электронным потоком, в частности, волна, соответствующая активной связи потока и поля, имеет максимум в области потока. В системе конечной длины из-за переизлучения поверхностной волны на выходе системы возникает мощное приосевое излучение. При этом резонансные свойства системы определяются резонансными свойствами поверхностной волны.

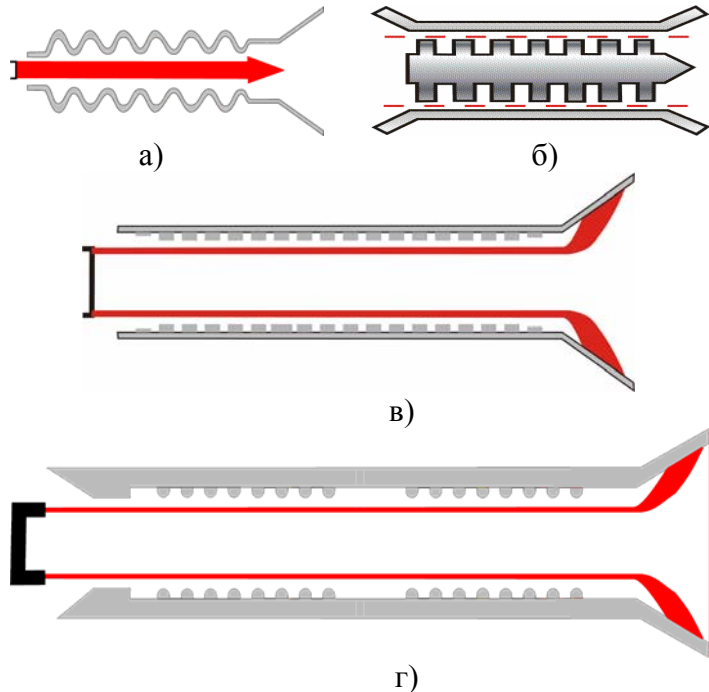


Рис. 1. Схемы рассмотренных устройств: а) – релятивистская ЛБВ-ЛОВ; б) – МЦР на аномальном эффекте Доплера; в) – релятивистский генератор поверхностной волны; г) – многоволновой черенковский генератор.

Анализ установления колебаний в генераторах поверхностной волны показал, что стартовые условия развития генерации могут выполняться сразу на нескольких частотах, соответствующих различным продольным модам [5]. С течением времени в результате конкуренции мод в системе устанавливается колебание соответствующее возбуждению ближайшей к π -виду продольной моды. Наибольшие уровни мощности генерации достигаются при использовании

многосекционных систем.

Анализ взаимной синхронизации секций показал, что в многосекционных генераторах спектр генерации в основном определяется процессами в первой секции. При изменении ускоряющих напряжений потока от 500 кВ до 1500 кВ в системе меняется соотношение между объемными резонансами и

резонансами поверхностной волны. На рис.2 показано распределение полей в черенковском генераторе с пониженным ускоряющим напряжением электронного потока. Резонансы объемных и поверхностных полей определяются длинами секций – такой генератор может быть назван генератором поверхностной волны. При увеличении ускоряющего напряжения в системе возбуждаются объемные поля, на резонансы которых наибольшее влияние оказывает общая длина системы – такие процессы характерны для многоволновых черенковских генераторов.



Рис. 2 Распределение полей в двухсекционном генераторе на сверхразмерном волноводе. $U=740$ кВ, $I=10$ кА.

1. Н.А. Гаруца, В.И. Канавец, А.И. Слепков // Р и Э. 1988. Т. 33. В. 4. С. 783.
2. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: Изд. Моск. Ун-та, 1993.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука. Сиб.отд-ние, 1991.
4. А.И. Слепков // Известия АН. Сер. Физическая. 2003. Т. 67. № 12. С. 1678.
5. В.И. Канавец, Р.Н. Лазаренко, А.С. Нифанов, А.И. Слепков // Известия АН. Сер. Физическая. 1997. Т. 61. № 12. С. 2303.

МЦР В РЕЖИМЕ «НЕРЕЗОНАНСНОЙ» ГРУППИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ

И.В. Бандуркин, В.Л. Братман, А.В. Савилов

В традиционных режимах работы мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) [1,2] электронный пучок на всем пространстве взаимодействия находится вблизи резонанса с электромагнитной волной, что может быть выражено соотношением

$$\omega \approx h\nu_{\parallel} + \Omega, \quad (1)$$

где ω и h – частота и продольное волновое число волны, ν_{\parallel} и Ω – продольная скорость и гирочастота электронов. В данной работе предлагается новая схема МЦР, основной отличительной чертой которой является длительное взаимодействие электронного пучка с волной, относительно далекой от резонанса (1). На рис. 1 схематически изображен МЦР, в котором реализуется данный режим. В нем пространство взаимодействия винтового электронного пучка с модой круглого волновода разделено на две секции. В первой секции магнитное поле таково, что частицы находятся относительно далеко от циклотронного резонанса с волной. При правильно подобранной величине и знаке отстройки от резонанса это приводит к группировке электронов. Показано, что предложенный режим позволяет достичь очень низкой зависимости эффективности такой группировки от скоростного разброса в пучке. Во второй секции, где величина магнитного поля близка к резонансному значению, энергия сгруппированного пучка преобразуется в энергию излучения.

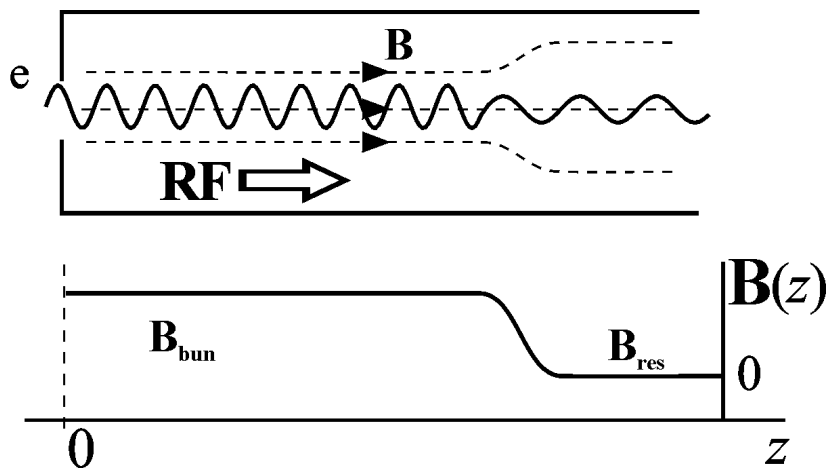


Рис. 1. Схема мазера в режиме «нерезонансной» группировки.

В предлагаемой схеме группировка электронов имеет тот же механизм, что и в традиционном клистроне, т.е. происходит за счет начальной модуляции энергий частиц. При этом аналогом входного резонатора клистрона, т.е. зоны, где происходит эффективная модуляция, является короткий отрезок в начале пространства взаимодействия, на котором набег фазы волны относительно электронов невелик и, соответственно, взаимодействие носит резонансный характер. При дальнейшем движении частиц в первой секции их энергия

претерпевает лишь слабые периодические возмущения, частота которых пропорциональна величине отстройки магнитного поля от резонансного значения. При этом, подобно режиму клистрона, модуляция энергии переходит в модуляцию плотности пучка, и сгруппированные таким образом электроны способны эффективно излучать во второй секции, где магнитное поле близко к резонансу.

Существенным отличием рассматриваемой системы от клистрона является то, что, несмотря на «нерезонансность», СВЧ сигнал может оказывать значительное влияние на скорость группировки пучка в пространстве дрейфа. Это связано с появлением «горячего» возмущения продольной структуры волны, индуцированного группирующимся пучком. При правильно выбранной отстройке магнитного поля это взаимодействие может существенно ускорить процесс образования электронных сгустков. Такой механизм группировки является определяющим в случае малой амплитуды волны на входе в первую секцию (например, в усилителе), поскольку при этом начальная модуляция энергии является слабой, а вклад «горячей» добавки в полное электромагнитное поле, напротив, возрастает.

Данный режим может быть использован для повышения эффективности различных разновидностей МЦР. Результаты расчетов показывают, что, в то время как коэффициент полезного действия МЦР в традиционных режимах быстро убывает с ухудшением качества пучка, эффективность предложенного режима практически не меняется и при относительной величине разброса порядка 40% практически вдвое превышает соответствующий КПД резонансных схем.

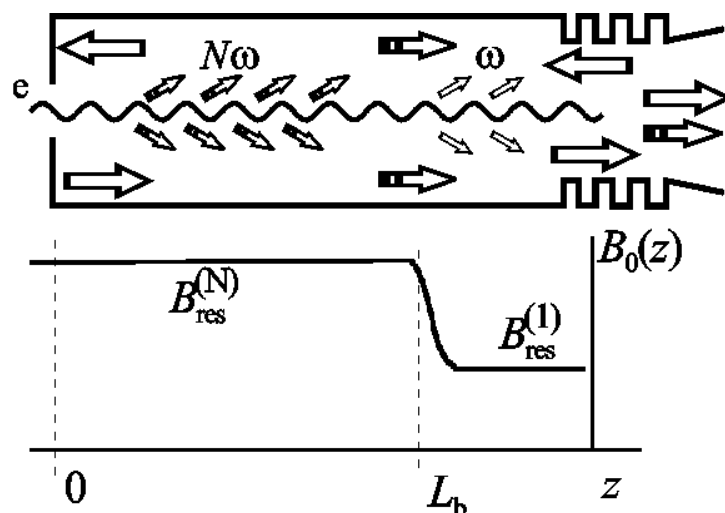


Рис. 2. Схема МЦР с умножением частоты в режиме «нерезонансной» группировки.

При реализации мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) в субмиллиметровом диапазоне длин волн возникают такие известные проблемы, как обеспечение селективности при использовании сверхразмерных электродинамических систем и необходимость создания сильных магнитных полей. Последняя проблема облегчается при переходе к генерации высоких циклотронных гармоник. При этом, однако, для слаборелятивистских энергий частиц факторы электронно-волновой связи резко спадают с ростом номера

гармоники, что приводит к затруднению возбуждения таких генераторов, а также к усугублению проблемы селективного возбуждения рабочей моды вследствие обострения конкуренции со стороны паразитных колебаний, возбуждающихся на низких циклотронных гармониках.

Предложенный режим «нерезонансной» группировки особенно перспективен для реализации МЦР с умножением частоты [3]. В таких приборах электронный пучок группируется относительно низкочастотной волной, которая поступает на вход системы либо извне (умножитель с внешним сигналом), либо из цепи обратной связи (генераторный вариант). Наряду с основной гармоникой тока на частоте этой волны в пучке появляются также высшие гармоники, которые могут возбуждать высокочастотные волны на частотах, кратных основной частоте. При этом за счет «навязывания» сгруппированным пучком частоты генерации частично решается проблема селективности и, кроме того, нет необходимости превышать стартовый ток высокочастотной моды.

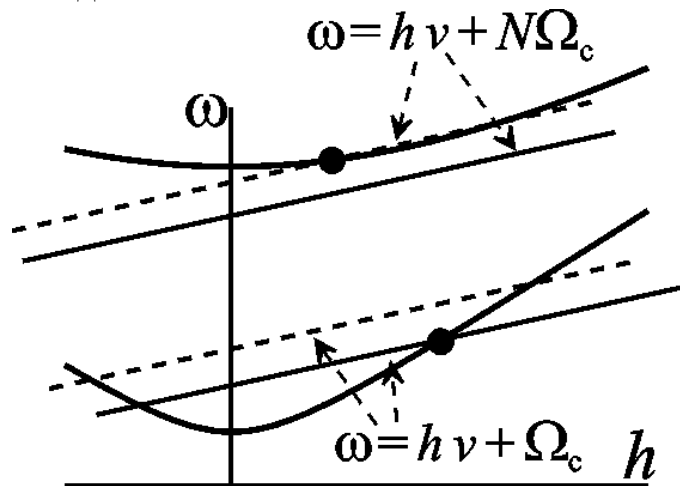


Рис. 3. Дисперсионная диаграмма для МЦР с умножением частоты.

В схеме с «нерезонансной» группировкой (рис. 2) отстройка для низкочастотной волны выбирается таким образом, чтобы в секции группировки пучок находился в резонансе с высокочастотной волной. Тогда на низкой частоте схема функционирует аналогично одночастотной схеме генератора, а высокочастотный сигнал возбуждается высокой гармоникой тока в режиме лампы бегущей волны (рис. 3). В такой схеме высокочастотная волна формируется электронным пучком, еще не «испорченным» вследствие генерации им низкочастотной волны (которая происходит в выходной секции прибора), что также, наряду с эффективной группировкой, повышает КПД прибора.

1. В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, Н.Ф. Ковалев, Г.С. Нусинович, М.И. Петелин // Сб. «Релятивистская высокочастотная электроника». Горький, 1979. С. 249.
2. Е.Д. Белявский // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. С. 208.
3. J.L. Hirshfield, C. Wang, and A.K. Ganguly // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. №. 3. P. 825.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИНАМИКА ВЫСОКОПЕРВЕАНСКОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КРУГЛОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин

В представляемой работе методами вычислительного эксперимента исследовалась динамика формирования сгустков трубчатого электронного потока, транспортируемого в постоянном магнитном поле вблизи поверхности периодического круглого волновода. Такие задачи часто возникают в релятивистской сильноточной электронике [1].

Была рассмотрена электродинамическая структура в виде отрезка круглого волновода диаметром 10 см с периодическими неоднородностями, азимутальное сечение которых представляло собой половину эллипса. Длины осей эллипса 3.5 мм и 5 мм. Период неоднородностей составлял 7 мм. Общая длина отрезка - 1 м. Периодическая секция состояла из 22 периодов. Первый период был удален от катода на 5 см.

Внутренний диаметр электронного пучка был равен 8.6 см, внешний - 8.8 см. Таким образом, пучок транспортировался на расстоянии 1 мм от вершин неоднородностей электродинамической структуры. Начальная энергия электронов в пучке составляла 600 кэВ. Оседание пучка на стенку структуры осуществлялось на расстоянии 52 см от катодной части.

Значение ведущего магнитного поля полагалось равным 20 кГс.

Динамика пространственного заряда пучка определяется электромагнитным полем, создаваемым заряженными частицами потока в пространстве, ограниченном поверхностью электродинамической структуры. Для описания поведения электронов необходимо совместное решение уравнений Максвелла в пространственно-временном представлении с уравнениями движения частиц. С учетом аксиальной симметрии рассматриваемой системы и поляризации электромагнитного поля, для которой отличными от нуля оказываются радиальная и продольная компоненты электрического поля и азимутальная компонента магнитного, уравнения Максвелла в дифференциальной форме имеют вид:

$$\frac{\partial H_{\varphi}(r, z, t)}{\partial t} = \frac{c}{\mu(r, z)} \left\{ \frac{\partial E_z(r, z, t)}{\partial r} - \frac{\partial E_r(r, z, t)}{\partial z} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_r(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{c}{\varepsilon(r, z)} \frac{\partial H_{\varphi}(r, z, t)}{\partial z} - \frac{4\pi}{\varepsilon(r, z)} j_r - \frac{4\pi\sigma(r, z)}{\varepsilon(r, z)} E_r \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_z(r, z, t)}{\partial t} = \frac{c}{\varepsilon(r, z)} \frac{1}{r} \frac{\partial (r H_{\varphi}(r, z, t))}{\partial r} - \frac{4\pi}{\varepsilon(r, z)} j_z - \frac{4\pi\sigma(r, z)}{\varepsilon(r, z)} E_z \quad (3)$$

Уравнения движения заряженных частиц с учетом отличных от нуля компонент поля записываются в виде:

$$\frac{dP_r}{dt} = \eta(E_r + \beta_\phi B_{0z} - \beta_z B_\phi) \quad (4)$$

$$\frac{dP_\phi}{dt} = -\eta\beta_r B_z \quad (5)$$

$$\frac{dP_z}{dt} = \eta(E_z + \beta_r B_\phi) \quad (6)$$

Плотность тока в (2),(3) определяется в каждый момент времени координатами и скоростями частиц потока. Система (1)-(6) при достаточно сложных граничных условиях может быть решена только при использовании численных методов. Частные производные, входящие в уравнения электромагнитных полей, были аппроксимированы конечными разностями.

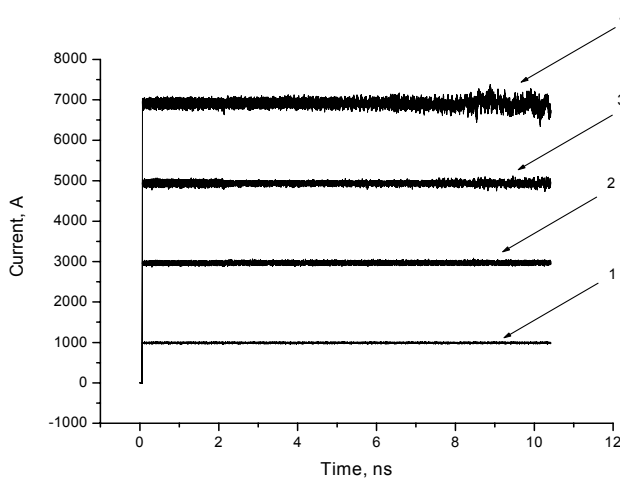


Рис.1. Зависимость тока пучка от времени при начальном токе 1 кА (1), 3 кА(2), 5 кА (3), 7 кА (4).

В области построения решения были введены пространственные сетки для компонент электромагнитного поля, сдвинутые друг относительно друга на половину пространственного шага. Кроме того, значения в узлах магнитного поля определяются в момент времени, смещенный на половину временного шага по отношению к моменту времени вычисления значений электрических компонент. Такое пространственно-временное расположение

сеток позволяет увеличить точность аппроксимации и получить условно-устойчивую вычислительную схему. Пучок моделировался методом крупных частиц. Для интегрирования уравнений движения использовался модифицированный метод "с перешагиванием". Начальные условия для электромагнитного поля были нулевыми. Начиная с первого момента времени, в пространство взаимодействия поступают частицы, имеющие одинаковые скорости, значения которых соответствует энергии 600 кэВ. Плотность влетающих частиц определяла ток пучка, который в процессе проведения вычислительного эксперимента изменялся от 1 до 7 кА. На рис.1. показаны зависимости тока пучка во входном сечении электродинамической структуры от времени. При значениях первеанса менее $8 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$ ток в прикатодной области с течением времени практически не изменяется. При этом происходит старт генерации микроволнового излучения, мощность которого на выходе рассматриваемого устройства при токе 3 кА через 10 нс после влета пучка достигает значения 10 МВт. При увеличении первеанса до $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ A/V}^{3/2}$ возрастает амплитуда СВЧ-поля и под его воздействием в пучке появляются

обратные электроны (рис.1.1, 8-10 нс). Со временем это приводит к разрушению пучка и срыву генерации.



Рис. 2. Распределение плотности электрического заряда в моменты времени, соответствующие 3 нс (а), 5 нс (б) и 9 нс (в) после влета пучка в пространство взаимодействия.

временной выборке 0-10 нс в точке наблюдения, удаленной от катода на расстоянии 50 см. Максимум СВЧ-поля соответствует частоте 9.23 ГГц.

Таким образом, срыв генерации микроволнового излучения в мощных черенковских устройствах может быть вызван СВЧ-полем большой амплитуды.

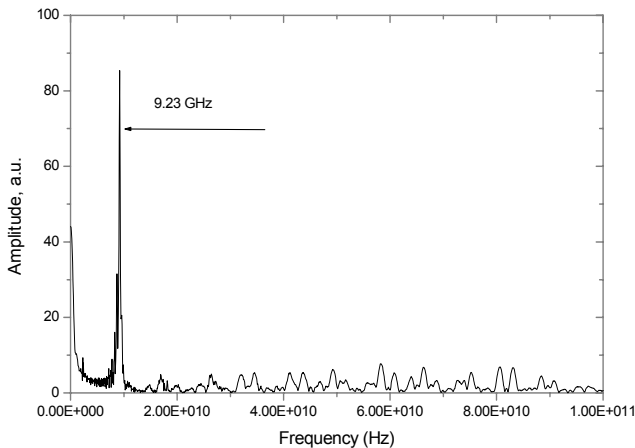


Рис. 3. Спектр электромагнитного излучения при токе пучка 7 кА.

На рис.2. показано пространственное распределение плотности электронного пучка (ток 7 кА). С течением времени область формирования плотных сгустков перемещается в сторону катода. На 10 нс происходит срыв генерации микроволнового излучения, при этом пиковая мощность на выходе устройства достигает 2 ГВт.

На рис.3. приведен спектр магнитной компоненты, рассчитанный по

временной выборке 0-10 нс в точке наблюдения, удаленной от катода на расстоянии 50 см. Максимум СВЧ-поля соответствует частоте 9.23 ГГц. Таким образом, срыв генерации микроволнового излучения в мощных черенковских устройствах может быть вызван СВЧ-полем большой амплитуды. Отметим, что рассмотренная модель, естественно, не учитывает некоторые существенно трехмерные эффекты (например, динамическую диокотронную неустойчивость). Для описания таких процессов можно использовать алгоритм, предложенный в [2].

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 03-07-90399

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, 1991.
2. В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин // РЭ. 2003. Т. 48. № 6. С. 758.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСОВ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЙЯНИИ ВОЛНЫ НАКАЧКИ НА РЕЛЯТИВИСТКОМ ЭЛЕКТРОННОМ СГУСТКЕ В УСЛОВИЯХ ДВОЙНОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, Р.М. Розенталь

Эффект сверхизлучения в процессе вынужденного встречного рассеяния волны накачки на протяженном релятивистском электронном сгустке является перспективным методом генерации электромагнитных импульсов в коротковолновых диапазонах [1]. Указанный эффект наблюдался недавно в экспериментах, проведенных в ИЭФ УрО РАН совместно с ИПФ РАН [2]. При рассеянии излучения мощной релятивистской 38 ГГц ЛОВ на 600 пс, 1 кА, 250 кэВ электронном сгустке, фокусируемом однородным магнитным полем, имела место генерация коротких 200 пс импульсов рассеянного излучения с частотой, значительно превосходящей частоту поля накачки. При этом была отмечена достаточно сильная зависимость пиковой мощности импульсов СИ от величины ведущего магнитного поля. В этой связи в настоящей работе исследуется специфика генерации импульсов СИ в условиях двойного циклотронного резонанса [3], когда для полей сигнала и накачки наряду с условием комбинационного синхронизма

$$\omega_s - h_s v_{\parallel} \approx \omega_i + h_i v_{\parallel} \quad (1)$$

одновременно выполнено условие циклотронного резонанса

$$\omega_{s,i} \mp h_{s,i} v_{\parallel} \approx \omega_H. \quad (2)$$

Рассмотрим простейшую одномерную модель, в которой электромагнитное поле представляется в виде двух циркулярно-поляризованных встречно-распространяющихся плоских волн сигнала (индекс s) и накачки (индекс i), заданных вектор-потенциалом

$$A_x + iA_y = \tilde{A}_i e^{i(\omega_i t + h_i z)} + \tilde{A}_s e^{i(\omega_s t - h_s z)}$$

Волна накачки испытывает рассеяние на заполняющем все пространство электронном потоке, движущемся в однородном магнитном поле $\vec{H} = H_0 \vec{z}$ с поступательной скоростью $V_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$. В предположении, что амплитуда рассеянной волны является медленной функцией продольной координаты z и времени t , а амплитуда волны накачки фиксирована, процесс вынужденного рассеяния волны накачки на движущемся электронном сгустке в условиях двойного циклотронного резонанса может быть описан следующей самосогласованной системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_s}{\partial Z} + \frac{\partial a_s}{\partial \tau} &= f(\tau) \frac{1}{\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} P e^{-i\theta_s} d\theta_i^0 d\theta_s^0 \\ \frac{\partial w}{\partial Z} &= \text{Re}(2P^* a_s e^{i\theta_s}), \quad \frac{\partial P}{\partial Z} = -(a_s e^{i\theta_s} + a_i e^{i\theta_i}), \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial Z} &= w + |P|^2, \quad \frac{\partial \theta_i}{\partial Z} = \delta_i - w \end{aligned} \quad (3)$$

где $Z = zG^{1/2} \omega_H / 2\gamma_0^2 c$, $\tau = G^{1/2} (\omega_H / 2\gamma_0^2 c) (t - z/V_{\parallel}) (1/V_{\parallel} - 1/V_{gr})^{-1}$, V_{gr} - групповая скорость рассеянной волны, $\omega_H = eH_0 / m_0 c \gamma_0$ - гирочастота, $\gamma_0 = (1 - v_0^2 / c^2)^{-1/2}$ - релятивистский масс-фактор, $a_{s,i} = -iG^{-3/4} eA_{s,i} / mc^2$ - нормированные амплитуды волн сигнала и накачки, $w = G^{-1/2} (1 - \varepsilon / \varepsilon_0)$ - относительное изменение энергии электрона, $P = G^{-1/4} [(P_x + iP_y) / mc] \exp\left(-i \int_0^t \omega_H dt\right)$ - поперечный импульс электронов, $\delta_i = 2\gamma_0^2 (\omega_i / \omega_s) G^{-1/2} (1 + \beta_{\parallel 0} - \omega_{H0} / \omega_s)$ - расстройка циклотронного синхронизма для волны накачки, $G = 4\pi n e^2 \gamma_0 / m \omega_s^2 = \gamma_0 \omega_p^2 / \omega_s^2$. Функция $f(\tau) = 1$, $\tau \in (0, T)$ описывает невозмущенный профиль плотности электронного сгустка нормированной длительности T . Граничные условия для случая моноскоростного электронного

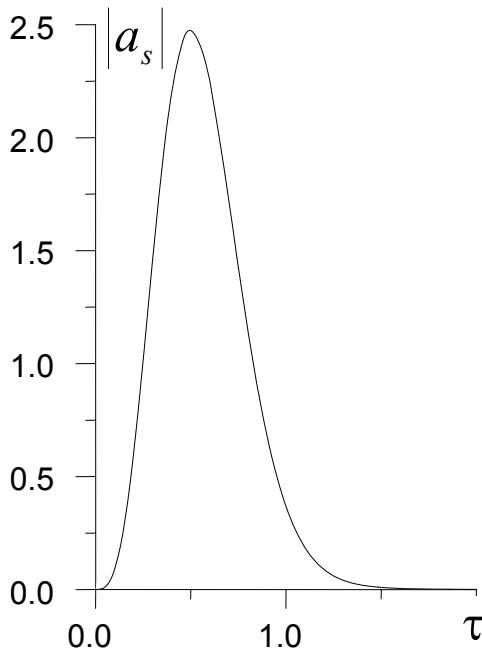


Рис. 1 Характерная форма импульса сверхизлучения ($L=3$, $T=1$, $\delta_i=1.2$, $r=0.01$, $a_i=5$).

потока на входе в область взаимодействия имеют вид:

$$\begin{aligned} a_s|_{z=0} &= 0, \quad P|_{z=0} = 0, \quad w|_{z=0} = 0, \\ \theta_{s,i}|_{z=0} &= \theta_{s,i}^0 + r \cos \theta_{s,i}^0, \quad \theta_{s,i}^0 \in [0, 2\pi), \end{aligned}$$

где параметр $r \ll 1$ описывает малые начальные возмущения плотности электронов.

На Рис. 1,2 приведены результаты численного моделирования системы уравнений (3) при длительности электронного импульса $T=1$ и длине пространства взаимодействия $L=3$. Видно, что при оптимально подобранных параметрах накачки излучение на выходе пространства взаимодействия представляет собой одиночный короткий импульс (Рис. 1). При этом при достаточно коротком электронном импульсе ($T < 3$) пиковая амплитуда импульсов рассеянного

излучения пропорциональна длительности электронного сгустка, что соответствует квадратичной зависимости пиковой мощности излучения от полного числа частиц в сгустке, характерной для эффекта сверхизлучения. Указанное обстоятельство означает, что все электроны сгустка излучают

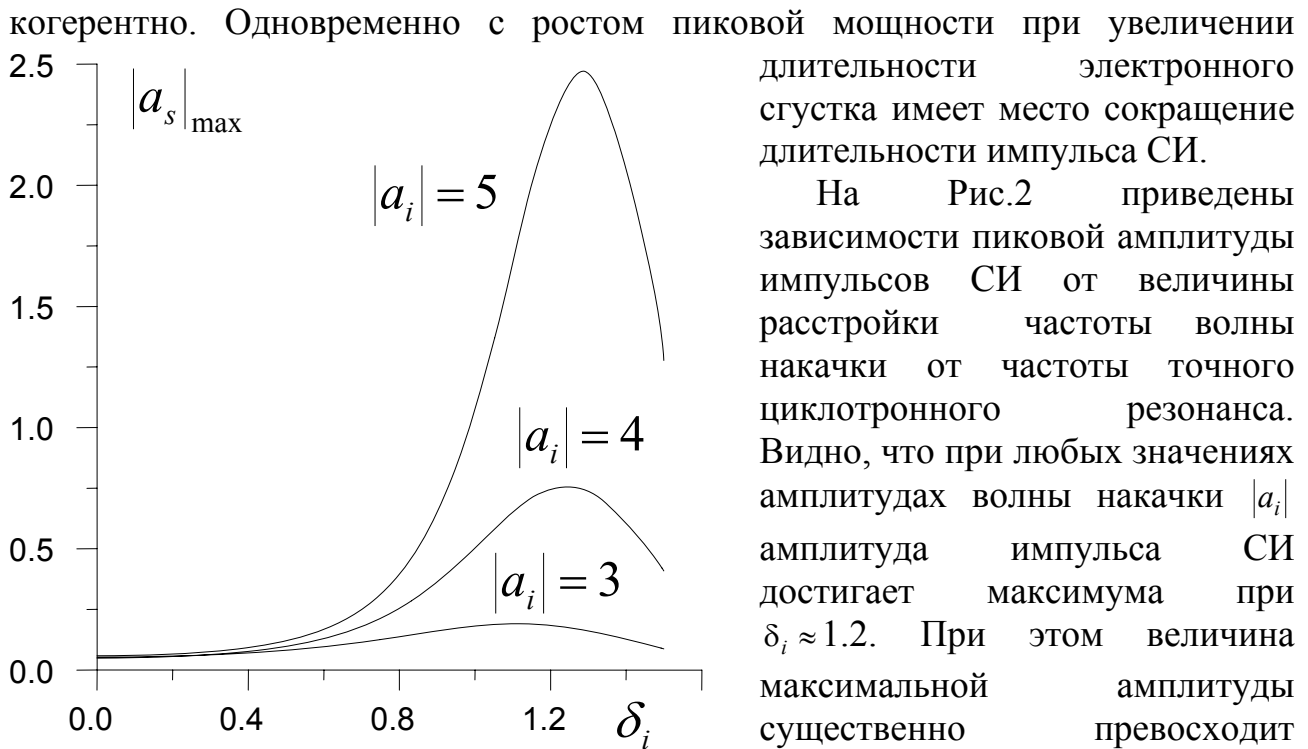


Рис. 2. Зависимость амплитуды импульса от расстройки синхронизма при различных значениях амплитуды волны накачки.

использование режимов близких к двойному циклотронному резонансу весьма благоприятно с точки зрения снижения амплитуд полей накачки, при которых возможно наблюдение генерации импульсов СИ в процессе вынужденного встречного рассеяния волн.

1. Н.С. Гинзбург, Р.М. Розенталь, А.С. Сергеев, М.И. Яландин // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 15. С. 103.
2. А.Г. Реутова, М.Р. Ульмаскулов, А.К. Шарыпов, В.Г. Шпак, С.А. Шунайлов, М.И. Яландин, В.И. Белоусов, Н.С. Гинзбург, Г.Г. Денисов, И.В. Зотова, Р.М. Розенталь, А.С. Сергеев // Тезисы докладов Всероссийский семинара по радиофизике миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Н. Новгород, 2005. С. 13
3. Н.С. Гинзбург, В.А. Кубарев, В.А. Черепенин // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 1. С. 53.

ВЛИЯНИЕ ПРИКОЛЛЕКТОРНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ НА УРОВЕНЬ
ГЕНЕРИРУЕМЫХ КОЛЕБАНИЙ В НИЗКОВОЛЬТНОМ ОРОТРОНЕ

С.Г. Чигарев, Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин

Обычно в оротронах (ГДИ) используют дифракционное излучение, распространяющееся под углами, близкими к нормальному относительно поверхности открытой периодической структуры (ОПС). Тем не менее, известны приборы этого класса, в которых используется излучение под углами, близкими к углам скольжения. Это планарный оротрон [1], а так же многоволновый черенковский генератор и релятивистский генератор дифракционного излучения. В двух последних используется многоволновый режим генерации. Известно [2] использование двухволнового режима генерации в нерелятивистском оротроне, когда одна из дифракционных гармоник соответствует резонансу дифракционного излучения. В этом случае удалось существенно повысить эффективность электронно-волнового взаимодействия в оротроне. Во всех упомянутых случаях используются электронные пучки, соответствующие $\beta = \frac{V_e}{c} > 0.3$, где V_e - скорость электронов, c - скорость света.

Результаты исследований последнего времени, прежде всего экспериментальных, показали присутствие в низковольтных оротронах (пучки с $\beta < 0.2$.) помимо дифракционного излучения, нормального относительно поверхности ОПС, достаточно интенсивного излучения под углами, близкими к углу скольжения. При этом интенсивность этого излучения соизмерима с уровнем оротронных колебаний.

Исследования показали жесткую связь излучения под углами скольжения с возбуждением в ОПС собственных колебаний (так называемый резонансный режим I-ого рода), т.е., когда ОПС можно рассматривать как цепочку связанных резонаторов. Это позволило в соответствии с [3] сделать предположение о том, что здесь мы имеем дело собственно с черенковским излучением зарядов, движущихся в системе цепочки связанных резонаторов. Действительно, сравнивая два соотношения, определяющие направление излучения для дифракционного излучения

$$\cos \theta = \beta^{-1} - n$$

и соотношение для черенковского излучения

$$\cos \theta = \beta^{-1}/n,$$

где $n =$ в обоих случаях есть коэффициент замедления, определяемый отношением длины волны в вакууме к замедленной длине волны в среде

(ОПС), видим что когда $\beta^{-1} \sim n$ для дифракционного излучения $\cos \theta \sim 0$ (излучение нормально к плоскости ОПС), а для черенковского излучения $\cos \theta \sim 1$ (излучение скользящее вдоль плоскости ОПС). Таким образом, когда ОПС оротрона представляет собой цепочку связанных резонаторов, в оротроне возможно присутствие как дифракционного излучения, так и черенковского. Причем их направления взаимно перпендикулярны, а частоты равны, так как задаются частотой собственных колебаний ОПС. Высокая интенсивность черенковского излучения объясняется тем, что мы имеем дело с излучением ступков электронов, которые формируются в электронном пучке в оротронном режиме.

Обнаруженное черенковское излучение в оротроне можно рассматривать как дополнительные потери мощности, отбираемой от пучка. Правомочен вопрос об использовании этого излучения для увеличения мощности генерируемых колебаний в оротроне. В работе представлены экспериментальные результаты, показывающие такую возможность. В частности, приводятся результаты, полученные при использовании двух разновидностей отражателей, расположенных в приколлекторной зоне. Использование плоского отражателя, ориентированного под некоторым углом к поверхности ОПС, так что мощность черенковского излучения возвращалась в открытый резонатор, дало существенное увеличение амплитуды генерируемых колебаний. Использование отражателя, выполненного в виде части поверхности цилиндра, образующая которого нормальна к поверхности ОПС, и расположенного так, что у поверхности ОПС могло формироваться поле своеобразного ОР, привело к изменению характера зависимости амплитуды генерируемых колебаний от частоты.

В целом, на основании полученных результатов, можно говорить о существовании в низковольтном оротроне одновременно двух разновидностей излучения, что можно использовать как для устройства оригинального способа вывода энергии, так и для увеличения амплитуды генерируемых колебаний.

1. *E.M. Marshall, P.M. Phillips, J.E. Walsh // IEEE Trans. On Plasma Science. 1988. V. 16. № 2. P. 199.*
2. *Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин, С.Г. Чигарев // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 3. С. 364.*
3. *Дж. Джелли. Черенковское излучение и его применение. М.: Иностранная литература, 1960.*

ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов

Предложенный в конце 70-х годов новый класс приборов мощной электроники, использующих в качестве активной среды электронный пучок с виртуальным катодом (ВК), продолжает оставаться объектом интенсивных исследований [1,2]. Из экспериментов и численных расчетов известна сложная нестационарная динамика излучения генераторов на ВК [2–4]. Исследование сложных колебаний ВК интересны как с фундаментальной точки зрения изучения хаотической динамики в распределенных автоколебательных системах, так и в практическом приложении для создания источников широкополосных шумоподобных колебаний СВЧ-диапазона. Заметим, что экспериментальное исследование генераторов на ВК является весьма сложной задачей в связи с необходимостью использования интенсивных релятивистских электронных пучков с токами, превышающими предельный вакуумный ток. В этом случае отсутствует возможность детального исследования характеристик генерации виркаторных систем и физических процессов в электронном пучке с ВК. Одним из возможных путей «смягчения» условий проведения эксперимента по генерации СВЧ колебаний с помощью ВК является использование систем с дополнительным торможением электронов, в которых нестационарный ВК формируется за счет сильного торможения пучка. В подобной системе возможно формирование виртуального катода и генерация хаотического широкополосного сигнала при малых токах и плотностях электронного пучка, что делает возможным детальное экспериментальное исследование физических процессов в пучке с ВК с привлечением методов физического эксперимента, традиционно используемых в электронике сверхвысоких частот. Отметим, что подобные системы с ВК при торможении электронного потока могут представить интерес в качестве источников шумоподобного широкополосного сигнала среднего уровня мощности в СВЧ диапазоне. В данной работе проведено экспериментальное исследование колебательных явлений в нерелятивистском электронном пучке с ВК, формируемом электронно-оптической системой, в диодном промежутке с тормозящим потенциалом, а также анализ поведения электронного потока в пролетном промежутке с тормозящим полем в рамках численного моделирования.

В качестве объекта экспериментальных исследований колебаний в пучке с ВК была выбрана диодная схема, в которой электронный пучок, формируемый электронно-оптической системой, инжектируется в систему, состоящую из двух сеточных электродов с тормозящим полем (см. рис. 1а, на котором показана схема установки). Последнее создается за счет подачи отрицательного относительно входной (первой) сетки потенциала $V_{\text{торм}}$ на выходную (вторую) сетку.

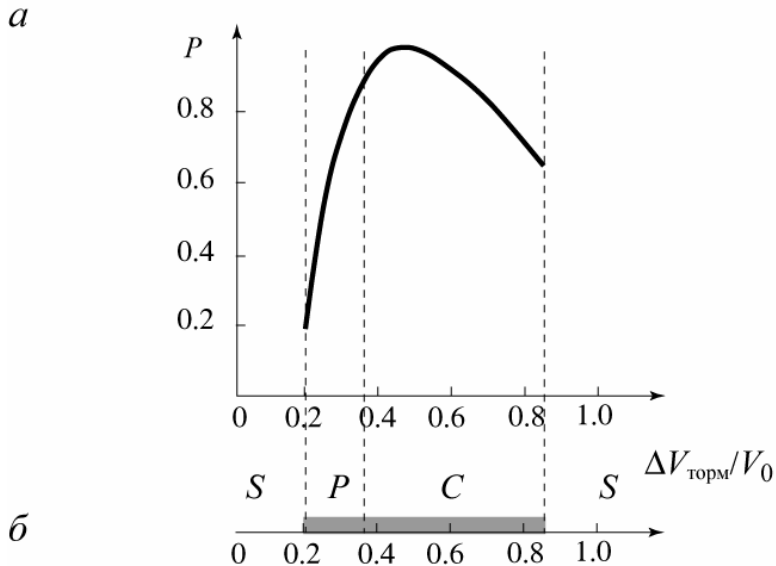
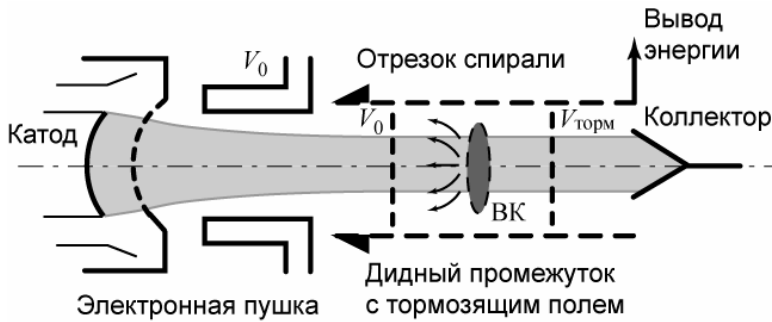


Рис. 1. (а) Схема экспериментального макета по исследованию хаотических колебаний в пучке с ВК. (б). Зависимость мощности P от разности потенциалов между сетками (сверху) и области различных режимов генерации ВК при изменении тормозящего потенциала (снизу): S – отсутствие генерации, P – регулярные колебания ВК, C – хаотическая генерация. Серым показана область СВЧ генерации в электронно-волновом генераторе.

Экспериментальное исследование системы с интенсивным нерелятивистским пучком показало, что, изменяя тормозящий потенциал, удается эффективно управлять мощностью и спектральным составом СВЧ излучения (см. рис. 1б). При малых тормозящих потенциалах в системе наблюдаются близкие к одночастотным колебания, с ростом тормозящего потенциала генерируемый ВК СВЧ-сигнал принимает вид шумоподобных колебаний в широкой полосе частот (более октавы). Сложность колебаний (которая характеризуется слабой изрезанностью спектра мощности и максимальной полосой генерируемых частот шумоподобного сигнала) максимальна при тормозящем потенциале $V_{\text{торм}}=0.5V_0$, при котором также максимальна мощность выходного излучения.

Численное моделирование исследуемой системы с помощью метода частиц в одномерном случае показало, что хаотизация колебаний в пучке с ВК в диодном промежутке с ростом тормозящего потенциала определяется формированием и взаимодействием когерентных структур. Для исследования образования и взаимодействия когерентных структур использовался метод декомпозиции пространственно-временных данных по Карунену-Лоэву (КЛ) [5,6]. На рис. 2 представлены зависимости энергии высших КЛ-мод в зависимости от величины тормозящего потенциала. Область значений $V_{\text{торм}}$, при которых имеют место развитые хаотические колебания, выделена на рис. 2 серым цветом. Видно, что в режиме развитых хаотических колебаний имеет место резкий рост энергии вторичных мод и резкое падение энергии высшей моды, описывающей колебания виртуального катода.

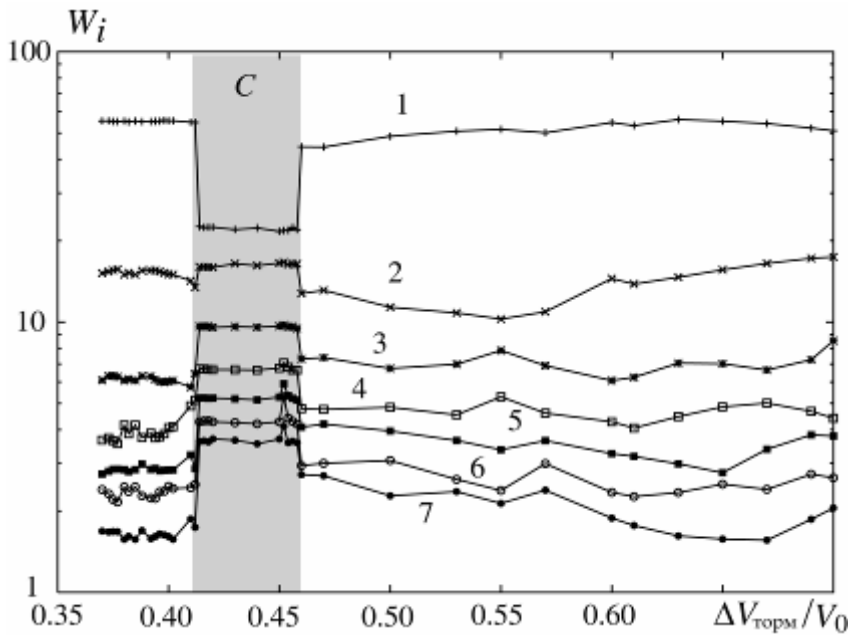


Рис. 2. Распределение энергии по КЛ-модам в зависимости от тормозящего потенциала

Таким образом, проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что в пролетном промежутке с тормозящим потенциалом наблюдаются широкополосные шумоподобные колебания, обусловленные образованием ВК. Хаотические колебания, как показывает численное моделирование, имеют динамическую природу и объясняются процессами образования и взаимодействия когерентных структур, которые выделялись с помощью разложения Карунена-Лоэва. Расширение спектра колебаний с ростом торможения связано с возникновением вторичных электронных структур по отношению к основной электронной структуре – виртуальному катоду.

Работа поддержана гранта Министерства образования и науки РФ по программе "Развитие научного потенциала высшей школы" (проект 333), Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект 05-02-16286), Федеральной программой поддержки ведущих научных школ (НШ-1250.2003.2) и U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF), grant REC-006. Авторы также благодарят ФНП "Династия" и МЦЦФМ за финансовую поддержку.

1. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // РЭ. 2002. Т. 47. С. 575.
2. В.Д. Селемир, Б.В. Алехин, В.Е. Ватрунин и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 7-8. С. 682.
3. В.Г. Анфиногентов, А.Е. Храмов // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. XLI. С. 1137.
4. А.А. Короновский, А.Е. Храмов // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 8. С. 722.
5. А.Е. Храмов // РЭ. 1999. Т. 44. № 5. С. 551.
6. N. Aubry et al // Physica D. 1989. V. 37. P. 1.