

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗВИТИЯ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ
В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТОЛЩИНЫ ПУЧКА**

© 2017 г. А. А. Бадарин^{a, b}, С. А. Куркин^{a, b}, А. А. Короновский^b, А. О. Рак^c, А. Е. Храмов^{a, b, *}

^aСаратовский национально-исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

^bСаратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия

^cБелорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

e-mail: *hramovae@gmail.com

Поступила в редакцию 25.02.2016 г.

Окончательный вариант получен 06.05.2016 г.

Представлены результаты анализа развития и взаимодействия бурсиановской и диокотронной неустойчивостей в кольцевом релятивистском электронном потоке, распространяющемся в цилиндрической камере дрейфа, в зависимости от толщины пучка и величины внешнего однородного магнитного поля. Обнаружено, что взаимодействие неустойчивостей приводит к образованию виртуального катода со сложной вращающейся спиралевидной структурой с несколькими областями отражения (электронными сгустками) в азимутальном направлении. Аналитически и численно показано, что уменьшение толщины пучка приводит к увеличению количества электронных сгустков в азимутальном направлении. Выявлена сложная зависимость количества формирующихся в азимутальном направлении электронных сгустков от величины внешнего магнитного поля.

DOI: 10.7868/S0367292117030040

1. ВВЕДЕНИЕ

Релятивистские электронные потоки (РЭП) представляют значительный интерес для современной электроники больших мощностей. Активные исследования процессов транспортировки и развития различных типов неустойчивостей в РЭП определяются, во-первых, широтой их применения: интенсивные пучки заряженных частиц используются во многих современных генераторах и усилителях СВЧ- и ТГц-диапазонов [1–5], таких как гиротроны, виркаторы, релятивистские ЛБВ, ЛОВ и магнетроны, ЛСЭ и других. Во-вторых, РЭП в пространстве дрейфа часто демонстрируют сложную нестационарную динамику пространственного заряда и образование электронных структур [6–11]. В частности, при выполнении определенных условий в РЭП могут развиваться различные неустойчивости (например, диокотронная, слиппинг, пирсовская, бурсиановская неустойчивости и др.) [12–18].

Так, например, бурсиановская неустойчивость возникает при распространении электронного потока с плотностью тока, большей некоторого критического значения, через вакуумную камеру дрейфа. Эта неустойчивость накладывает

ограничения на максимальный ток, который может быть транспортирован через эквипотенциальное дрейфовое пространство [19–23], а также приводит к появлению нестационарного виртуального катода (ВК), на использовании интенсивных колебаний которого основан целый класс высокомошных приборов – генераторов/усилителей на ВК (виркаторов) [1, 24–33]. Возникновение данной неустойчивости обусловлено провисанием потенциала в пучке, вызванного действием его собственного пространственного заряда. Диокотронная неустойчивость заключается в том, что возникающая неоднородность распределения плотности тока или поля скорости в трубчатом электронном пучке приводит к появлению электрических полей, дрейфу электронов, усилению неоднородности и распаду пучка на токовые нити [34–39]. В частности, развитие диокотронной неустойчивости может приводить к появлению вихревых и спиральных структур в электронном потоке, что, в свою очередь, может негативно сказываться на функционировании мощного электро-вакуумного или пучково-плазменного прибора.

Исследованию физических процессов, происходящих в РЭП при развитии данных неустойчивостей, посвящены многие теоретические и экспериментальные работы [17, 40–45]. Тем не менее, вопрос о взаимодействии и сосуществовании различных неустойчивостей, условия для одновременного развития которых могут выполняться при определенных параметрах системы, остается до сих пор малоизученным. Поэтому настоящая работа посвящена исследованию процессов взаимодействия бурсиановской и диокотронной неустойчивостей в кольцевом РЭП, при этом особое внимание уделяется влиянию толщины пучка на динамику системы. Заметим, что помимо фундаментальной значимости подобных исследований, они имеют очевидное прикладное значение, так как обнаруженные эффекты и закономерности могут быть в перспективе использованы для создания новых схем мощных СВЧ- и ТГц-генераторов и усилителей, а также для оптимизации существующих.

2. ИССЛЕДУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования сложных нестационарных процессов электронно-волнового взаимодействия в исследуемой пучково-плазменной системе использовался современный лицензионный программный пакет трехмерного электромагнитного моделирования CST Particle Studio. Моделирование процессов в нем основано на методе крупных частиц, который хорошо апробирован в электронике сверхвысоких частот и физике плазмы [46]. Расчет возбуждаемых электромагнитных полей в программе CST Particle Studio основан на решении уравнений Максвелла в 3-х пространственных измерениях. Главной особенностью CST Particle Studio является возможность проведения эффективного численного моделирования электронных приборов с высокой степенью точности и достоверности [32, 45, 47–52]. Методы, используемые в данном программном пакете, позволяют рассматривать его как мощный и универсальный инструмент, дополняющий экспериментальные исследования.

В качестве исследуемой системы была рассмотрена следующая модель релятивистского виркатера (рис. 1). Она состоит из идеально проводящей цилиндрической камеры дрейфа 1 длиной L и радиусом R с эмиттером на левой стороне и коаксиальным волноводным портом 3 на правой. В систему инжектируется аксиально симметричный моноскоростной кольцевой РЭП 4 с током I и начальной энергией W_e (850 кэВ в данной работе), с внешним радиусом R_b и толщиной d . Электроны могут покидать пространство дрейфа, оседая на боковых стенках волновода или на правой коллекторной части камеры дрейфа 5 . В дан-

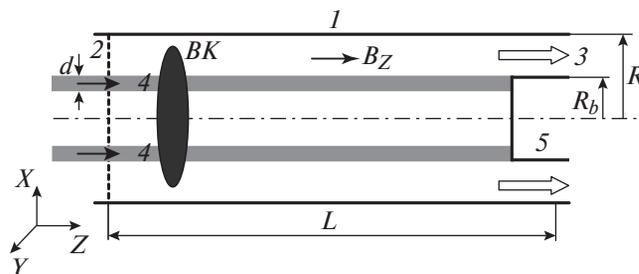


Рис. 1. Схема исследуемой модели: 1 – цилиндрическая камера дрейфа, 2 – плоскость инжекции электронного потока, 3 – коаксиальный волноводный порт, 4 – кольцевой моноскоростной релятивистский электронный поток, 5 – цилиндрический коллектор.

ной работе геометрические параметры системы были выбраны следующими: $L = 45$ мм, $R = 10$ мм, $R_b = 5$ мм. Резонансные свойства электродинамической системы слабо проявляются в силу ее сверхразмерности по отношению к длине волны, соответствующей основной частоте генерации виркатера. Внешнее однородное магнитное поле с индукцией B_0 прикладывается вдоль оси волновода. Предполагается, что инжектируемый в систему РЭП формируется с помощью магнитоизолированного диода [53]. Импульс тока задавался в форме гладкой ступенчатой функции, характеризующейся временем нарастания $\tau = 1$ нс до постоянного значения I_0 . Общая длительность расчетов (и соответственно импульса тока) была равна $T = 100$ нс. В ходе исследований анализировались образующиеся в РЭП пространственно-временные структуры, распределения плотностей пространственного заряда и тока в зависимости от толщины пучка d и индукции внешнего магнитного поля B_0 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БУРСИАНОВСКОЙ И ДИОКОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Если максимальное значение тока I_0 выбрано таким, что $I_0 > I_{cr}$, то в системе, когда $I_{cr} < i(t) < I_0$, где $i(t)$ и I_{cr} – мгновенное и критическое значения силы тока соответственно, начинает развиваться бурсиановская неустойчивость, и формируется нестационарный ВК, который обычно характеризуется сложной пространственно-временной динамикой [20, 21, 29, 50–52, 54–59]. Одновременно, релятивистский электронный поток обладает сильным собственным магнитным полем, благодаря которому в нем создаются условия для развития диокотронной неустойчивости даже в отсутствии внешнего магнитного поля [45].

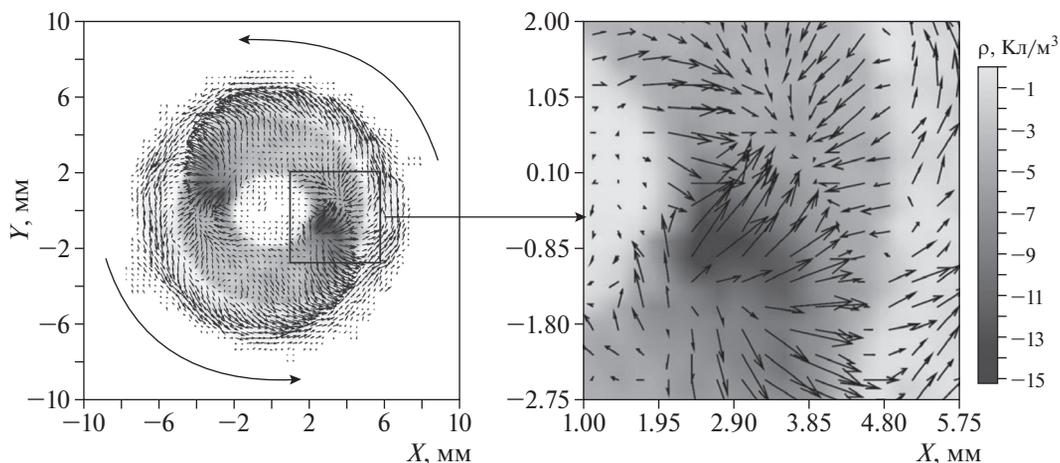


Рис. 2. Распределение плотности пространственного заряда в сечении плоскостью XU и наложенное на нее векторное поле скоростей электронного потока. На вставке представлен увеличенный фрагмент в области сгустка. Распределения построены при величине индукции внешнего магнитного поля $B_0 = 1.85$ Тл и толщине пучка $d = 3$ мм.

В ходе проведенных исследований были детально изучены особенности формирования ВК в рассматриваемой модели релятивистского виркатора. Обнаружено, что до образования ВК в системе возбуждается собственная мода высокого порядка с такой конфигурацией, которая вызывает азимутальное вращение пучка, при этом одна часть электронного потока (по азимуту) начинает двигаться по часовой стрелке, а другая — против [45]. Как следствие, в области по азимуту, где потоки движутся навстречу друг другу, наблюдается увеличение плотности пространственного заряда (ПЗ) (начальное возмущение плотности). Это, в свою очередь, является стартовым этапом развития диокотронной неустойчивости и последующей филаментации пучка.

Важно заметить, что образование ВК в РЭП способствует развитию диокотронной неустойчивости за счет накопления пространственного заряда в его области, которое приводит к значительному росту начального возмущения плотности пространственного заряда в азимутальном направлении и, как следствие, к формированию в некоторой области по азимуту в плоскости, перпендикулярной распространению электронного потока (плоскости XU), выраженного электронного сгустка.

Образование электронного сгустка (структуры) в азимутальном направлении становится причиной того, что отражение потока обратно к плоскости инжекции происходит не равномерно по азимуту, а основная часть электронов отражается от области с большей плотностью пространственного заряда, т.е. от области сформировавшегося сгустка, где провисание потенциала пространственного заряда максимально. Заметим, что одновременно с появлением первых отраже-

ний, электронная структура, а вместе с ней и область отражения электронов, начинают вращаться в азимутальном направлении за счет присутствия продольного магнитного поля. При дальнейшем увеличении инжектируемого тока $i(t)$ заряд сгустка растет, и при некотором его критическом значении, когда фокусирующие силы уже не могут скомпенсировать возросшие кулоновские силы расталкивания, сгусток разделяется на два, тем самым уменьшая накопленный заряд в каждом из сгустков. Это делает новую конфигурацию РЭП в азимутальном направлении устойчивой. Если же ток продолжит возрастать, тосформировавшаяся структура снова становится неустойчивой, и разделение сгустков может произойти вновь.

Подробнее остановимся на динамике РЭП в области ВК. Для этого рассмотрим рис. 2, на котором изображена плотность пространственного заряда в плоскости XU и наложенное на нее векторное поле скоростей электронного потока. Градиентом серого показана величина плотности пространственного заряда, более темным областям соответствует большая плотность пространственного заряда. Стрелками показано направление вращения электронных сгустков. Из рисунка хорошо видно, что при заданных параметрах в системе образуется два электронных сгустка в азимутальном направлении, причем движение электронов в области сгустка (см. увеличенный фрагмент на рис. 2) такое, что с одной его стороны (с нижней на увеличенном фрагменте) электроны разбегаются — происходит сброс заряда и уменьшение плотности пространственного заряда, а с другой — электроны движутся навстречу друг другу, тем самым накапливая заряд и увеличивая его

плотность. Такая динамика РЭП заставляет сгустки вращаться в азимутальном направлении.

Особое внимание в данной работе уделяется влиянию толщины электронного потока d и индукции внешнего магнитного поля B_0 на совместное развитие и взаимодействие бурсиановской и диокотронной неустойчивостей. В ходе исследований толщина РЭП d менялась в диапазоне от 0.4 до 4 мм, а индукция внешнего магнитного поля B_0 – от 0 до 2 Тл. Обнаружено, что в рассматриваемом диапазоне параметров в пучке формируется от 2 до 9 вращающихся в азимутальном направлении электронных сгустков. На рис. 3 для иллюстрации некоторых характерных режимов динамики РЭП с развитыми бурсиановской и диокотронной неустойчивостями приведены распределения плотности ПЗ в области ВК в сечении плоскостью XU и соответствующие им конфигурационные портреты пучка, на которых градиентом показана энергия электронов. Заметим, что в системе происходит периодический сброс заряда с каждого из сгустков, в результате которого формируются вытянутые вдоль продольной оси электронные “нити”, образующие при дальнейшем распространении и вращении пучка в пространстве дрейфа характерную спиральную структуру.

Для детального анализа происходящих в РЭП процессов при совместном развитии неустойчивостей на плоскости управляющих параметров “толщина пучка d – индукция внешнего магнитного поля B_0 ” были выделены области, соответствующие различному количеству формирующихся в РЭП электронных сгустков, показанные на карте режимов на рис. 4. Из анализа полученной карты режимов следует, что изменение толщины пучка приводит к резким изменениям динамики РЭП при некоторых характерных значениях, а именно, с уменьшением d количество формирующихся электронных сгустков возрастает от двух до девяти через последовательность скачкообразных переключений режимов динамики. Отметим, что с уменьшением толщины пучка d для переключения между режимами требуется все меньшее изменение d . Также видно, что влияние внешнего магнитного поля более сложное, и его изменение может приводить как к увеличению, так и к уменьшению количества формирующихся в РЭП электронных структур.

Для понимания физических процессов, происходящих в РЭП при изменении управляющих параметров, рассмотрим упрощенную модель, которая качественно описывает динамику системы. Представим электронные сгустки в виде одинаковых точечных зарядов q ($q > 0$ – модуль заряда), равномерно расположенных по азимуту и вращающихся по окружности с радиусом $R_m = R_b - d/2$ вокруг оси пространства дрейфа с

частотой ω . Тогда в лабораторной системе отсчета каждый из зарядов будет вращаться с центростремительным ускорением $a = R_m \omega^2$ под действием силы Лоренца $F_L = q(N)R_m \omega B_0$ и результирующей кулоновской силы расталкивания $F_C = q(N)E_r(N)$, где $E_r(N)$ – напряженность электрического поля, создаваемая остальными зарядами (см. соотношение (1)), N – количество электронных сгустков,

$$E_r(N) = \frac{q(N)k}{R_m^2} \times \left(\sum_{i=1}^{\lfloor (N-1)/2 \rfloor} \frac{\cos \frac{\pi(N-2i)}{2N}}{\left(1 - \cos \frac{2\pi i}{N}\right)} + \frac{\delta(N \bmod 2)}{4} \right), \quad (1)$$

где k – коэффициент пропорциональности в системе СИ, δ – дельта функция.

Таким образом, для рассматриваемой системы получаем уравнение

$$q(N)R_m \omega B_0 - q(N)E_r(N) = m R_m \omega^2, \quad (2)$$

где m – масса заряда.

Используя уравнения (1) и (2), можно легко получить равновесный заряд q_{eq} (под “равновесным зарядом” здесь мы понимаем заряд, который должен иметь каждый из сгустков для равномерного вращения системы зарядов при неизменных остальных параметрах)

$$q_{eq}(N, d) = \frac{(R_b - d/2)^3 \omega}{E'_r(N)} \left(B_0 - \frac{\omega}{\eta} \right), \quad (3)$$

где $E'_r(N) = E_r(N)(R_b - d/2)^2/q(N)$.

Рассмотрим теперь динамику $q_{eq}(N, d)$ с уменьшением толщины пучка d при фиксированных ω и $B_0 = 1.85$ Тл. С одной стороны, из соотношения (3) хорошо видно, что уменьшение d приводит к увеличению равновесного заряда, с другой стороны, как следует из карты режимов (см. рис. 4), при некотором критическом значении d_N^{cr} происходит увеличение количества электронных сгустков N , и в результате (см. соотношение (3) – возрастание $E'_r(N)$ и уменьшение $q_{eq}(N, d)$). Введем критический заряд $q_{cr}(N)$ (максимальный заряд) для каждого из режимов и рассмотрим его изменение, нормированное на критический заряд при $N = 2$, при переключении режимов N

$$\frac{q_{cr}(N)}{q_{cr}(N = 2)} = \frac{(R_b - d_N^{cr}/2)^3 E'_r(N = 2)}{E'_r(N)(R_b - d_N^{cr}/2)^3}. \quad (4)$$

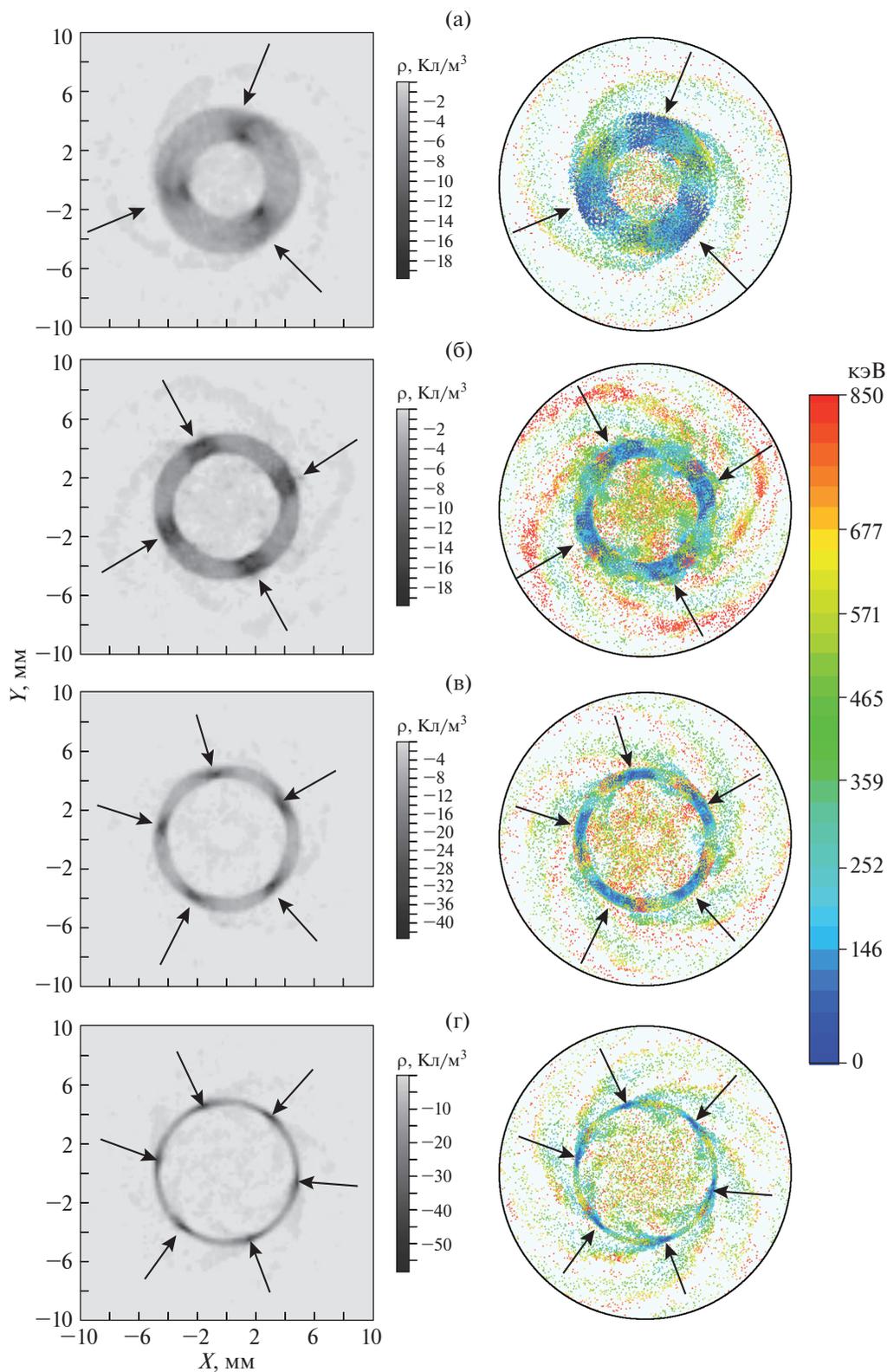


Рис. 3. Распределения плотности пространственного заряда в сечении плоскостью XY в области ВК для режимов с различным количеством N электронных сгустков и соответствующие им конфигурационные портреты пучка. Стрелками показаны электронные сгустки. Режим с $N = 3$ (при $B_0 = 0$ Тл и $d = 2.5$ мм) (а), $N = 4$ ($B_0 = 0$ Тл, $d = 1.5$ мм) (б), $N = 5$ ($B_0 = 0$ Тл, $d = 1$ мм) (в), $N = 6$ ($B_0 = 0$ Тл, $d = 0.5$ мм) (г).

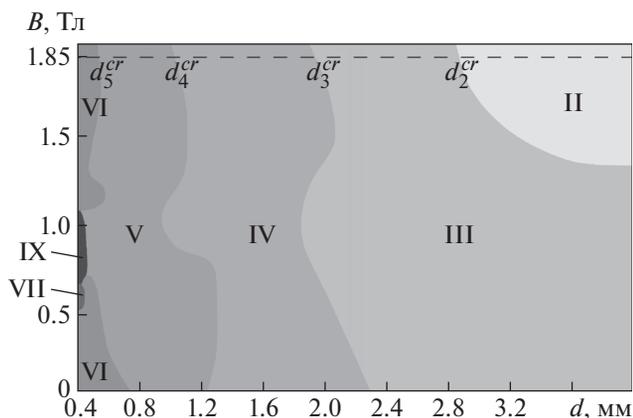


Рис. 4. Карта характерных режимов динамики РЭП на плоскости управляющих параметров “толщина пучка d – индукция внешнего магнитного поля B_0 ”. Градиентом серого выделены области с различным количеством N электронных сгустков. Римскими цифрами обозначено количество электронных сгустков в азимутальном направлении. Зависимость на рис. 5 построена при параметрах, соответствующих штриховой линии; d_2^{cr} , d_3^{cr} , d_4^{cr} , d_5^{cr} – критические величины толщины пучка для режимов $N = 2-5$.

Зависимость соотношения (4) от N изображена на рис. 5а.

При построении данной зависимости критическая толщина пучка d_N^{cr} бралась из результатов численного моделирования (см. рис. 4). Соотношение $q_{cr}(N)/q_{cr}(N=2)$ показывает, во сколько раз изменяется величина критического равновесного заряда при переходе от режима $N = 2$ к режиму N при уменьшении d . Из анализа данной зависимости (см. рис. 5а) следует, что критический заряд $q_{cr}(N)$ при увеличении количества сгустков N монотонно уменьшается. Таким образом, изменение количества электронных сгустков N оказывает большее влияние на величину равновесного заряда, чем изменение толщины пучка d .

Заметим, что при уменьшении толщины пучка возрастает плотность пространственного заряда невозмущенного РЭП, т.е. его плотность при инжекции в систему $\rho_0(d) = I_0/(\pi(2R_b d - d^2)v)$ (v – скорость электронного потока, I_0 – инжектируемый ток), что, в свою очередь, приводит к росту средней плотности пространственного заряда в области ВК и, следовательно, плотности заряда в самих сгустках ($\rho_b(d)$), так как $\rho_0(d) \sim \rho_b(d)$. По аналогии с введенным ранее критическим зарядом $q_{cr}(N, d_N^{cr})$ введем критическую плотность пространственного заряда невозмущенного РЭП $\rho_0^{cr}(N) = \rho_0^{cr}(d_N^{cr})$ (максимальную плотность про-

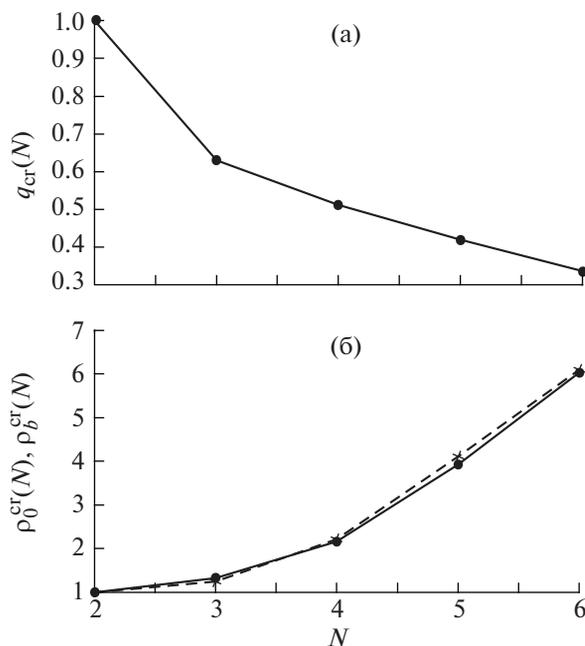


Рис. 5. Зависимость критического заряда в сгустке $q_{cr}(N)$ от номера режима N , нормированная на $q_{cr}(N=2)$ (а). Зависимости (б): непрерывная линия – зависимость невозмущенной критической плотности ПЗ $\rho_0^{cr}(N)$ от количества электронных сгустков N , нормированная на $\rho_0^{cr}(N=2)$; штриховая линия – зависимость критической плотности ПЗ в сгустке $\rho_b^{cr}(N)$ от количества электронных сгустков N , нормированная на $\rho_b^{cr}(N=2)$. Величина индукции внешнего магнитного поля фиксирована и равна $B_0 = 1.85$ Тл для обоих фрагментов.

странственного заряда инжектируемого РЭП для каждого из режимов и критическую плотность пространственного заряда в самих сгустках $\rho_b^{cr}(N) = \rho_b^{cr}(d_N^{cr})$. Рассмотрим изменение критических плотностей при переключении режимов. Для этого плотности $\rho_0^{cr}(d_N^{cr})$ и $\rho_b^{cr}(d_N^{cr})$ отнормируем на $\rho_0^{cr}(d_2^{cr})$ и $\rho_b^{cr}(d_2^{cr})$ соответственно. Таким образом, изменение критической плотности пространственного заряда невозмущенного РЭП будет определяться выражением

$$\frac{\rho_0^{cr}(d_N^{cr})}{\rho_0^{cr}(d_2^{cr})} = \frac{d_2^{cr}(2R_b - d_2^{cr})}{d_N^{cr}(2R_b - d_N^{cr})}, \tag{5}$$

где критическая толщина пучка d_N^{cr} определяется из численного моделирования. Изменение критической плотности пространственного заряда сгустков определяется следующим образом:

$$\frac{\rho_b^{cr}(d_N^{cr})}{\rho_b^{cr}(d_2^{cr})} = \frac{q_{cr}(N, d_N^{cr})V_b(N=2, d_2^{cr})}{V_b(N, d_N^{cr})q_{cr}(N=2, d_2^{cr})}, \tag{6}$$

где V_b – объем сгустка, который пропорционален толщине пучка d и длине сгустка в азимутальном направлении $R_m \delta\phi$, где $\delta\phi$ – угловой размер сгустка. При этом угловой размер сгустков обратно пропорционален их количеству N ($\delta\phi \sim 1/N$), так как они равномерно распределяются по азимуту. Таким образом, для объема сгустка получаем соотношение

$$V_b \sim \frac{d_N^{cr}(R_b - d_N^{cr}/2)}{N}. \quad (7)$$

Используя выражения (3), (6) и (7) для критической плотности ПЗ сгустков, получаем соотношение

$$\frac{\rho_b^{cr}(d_N^{cr})}{\rho_b^{cr}(d_2^{cr})} \sim \frac{(R_b - 1/d_N^{cr})^2 d_2^{cr} N E_r'(2)}{(R_b - 1/d_2^{cr})^2 d_N^{cr} 2 E_r'(N)}. \quad (8)$$

Рассмотрим рис. 5б, на котором изображены зависимости невозмущенной критической плотности пространственного заряда РЭП (непрерывная линия) и критической плотности пространственного заряда сгустков (штриховая линия) от номера режима N (от 2 до 6). При построении данных зависимостей критическая толщина пучка d_N^{cr} бралась из результатов численного моделирования (см. рис. 4, $B_0 = 1.85$ Тл). Хорошо видно, что обе критические плотности пространственного заряда возрастают при увеличении количества электронных сгустков N , причем при $N > 4$ рост становится близким к линейному. Заметим, что обе зависимости практически совпадают, что подтверждает корректность построенной модели.

Суммируя сказанное выше, при уменьшении толщины пучка d плотность ПЗ заряда в области ВК возрастает и при некотором ее критическом значении, когда возросшие силы отталкивания превосходят фокусирующие силы, нарушается баланс сил, происходит деление сгустков и перераспределение заряда между большим количеством сгустков. Таким образом, при увеличении количества сгустков средний заряд в сгустке уменьшается, баланс сил восстанавливается. Деление сгустков и уменьшение заряда в них делает новую конфигурацию устойчивой и согласуется с описанной выше моделью.

Рассмотрим теперь процессы, происходящие в РЭП при увеличении магнитного поля. С одной стороны, его увеличение влечет за собой сжатие (фокусировку) пучка, что приводит к росту плотности пространственного заряда и среднего заряда в сгустках. С другой стороны, согласно рассматриваемой модели, с увеличением магнитного поля возрастает и фокусирующая сила Лоренца, удерживающая сгустки. При этом рост плотности пространственного заряда в сгустках за счет увеличения внешнего магнитного поля происходит

нелинейным образом (величина плотности пространственного заряда быстро растет при малых магнитных полях и насыщается при больших), а сила Лоренца в рамках рассматриваемой модели возрастает линейно с увеличением B_0 (см. уравнение (2)). Также стоит отметить, что конкретный вид зависимости $\rho(B)$ будет различаться для разных d , причем возрастание плотности пространственного заряда за счет увеличения магнитного поля будет происходить быстрее при меньших d . Конкуренцией вышеописанных процессов можно объяснить сложное поведение карты режимов при изменении величины внешнего магнитного поля.

Действительно, при d , лежащей между 0.4 и 0.5 мм, увеличение магнитного поля приводит сначала к увеличению количества электронных сгустков, а затем – к их уменьшению (см. рис. 4). Это связано с тем, что возрастание кулоновских сил расталкивания между сгустками за счет роста заряда в них при увеличении внешнего магнитного поля происходит быстрее, чем возрастание силы Лоренца, удерживающей электронные сгустки. При некотором критическом значении магнитного поля кулоновские силы возрастают настолько, что фокусирующая сила Лоренца уже не может их скомпенсировать. Тогда происходит увеличение количества сгустков и перераспределение заряда между ними, что уменьшает средний заряд в сгустках и делает новую конфигурацию устойчивой. При дальнейшем увеличении магнитного поля рост кулоновских сил замедляется вследствие уменьшения скорости роста функции $\rho(B)$, а сила Лоренца продолжает линейно возрастать. В результате, при некотором значении магнитного поля сила Лоренца начинает превосходить кулоновские силы для текущей конфигурации РЭП. В таком случае в процессе временной динамики развития неустойчивостей, разделение сгустков прекращается раньше, чем при меньшей величине внешнего магнитного поля, так как баланс сил начинает выполняться при меньшем их количестве, что согласуется с картой режимов (см. рис. 4).

В случае больших d ($d > 2.8$ мм) наблюдается уменьшение количества электронных сгустков с увеличением величины внешнего магнитного поля. Это объясняется тем, что баланс сил в данном случае наступает при меньшем количестве электронных сгустков. Обратим внимание на следующую закономерность: при $d > 3.5$ мм величина магнитного поля, при которой происходит уменьшение количества сгустков, совпадает с магнитным полем, при котором равновесный радиус электронного потока R_{eq} становится равен радиусу трубы дрейфа R . Магнитное поле, при котором равновесный радиус $R_{eq} = R$, можно по-

лучить, анализируя движение электронов, и его вывод также основан на выполнении баланса сил [52]

$$B(R_{eq}) = R_{eq} \sqrt{\frac{\sqrt{2} I_0 \gamma_0^{3/2}}{\pi \epsilon_0 \eta^{3/2} \sqrt{V_0} (R_{eq}^4 - R_b^4)}}, \quad (9)$$

где V_0 – ускоряющее напряжение, η – удельный заряд электрона, γ_0 – релятивистский фактор инжектируемого пучка.

Подставляя $R_{eq} = 10$ мм в уравнение (9) получаем $B(R_{eq} = R) \approx 1.31$ Тл, что хорошо соответствует карте режимов (рис. 4).

Заметим, что на границе между режимами система демонстрирует гистерезис, выражающийся в том, что в зависимости от выбора начальных условий, развитие неустойчивостей может приводить к установлению режимов с разным количеством электронных сгустков, соответствующих одной из соседних областей на карте (подробнее см. в [60]).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты численного моделирования динамики релятивистского электронного потока с виртуальным катодом с помощью специализированного лицензионного программного пакета CST Particle Studio. Обнаружено, что в рассматриваемом кольцевом РЭП со сверхкритическим током начинают одновременно развиваться бурсиановская и диокотронная неустойчивости, при этом развитие бурсиановской неустойчивости способствует развитию диокотронной за счет повышения плотности пространственного заряда вблизи плоскости инжекции пучка за счет торможения потока и последующего формирования виртуального катода. В результате взаимодействия неустойчивостей в области виртуального катода образуются вращающиеся в азимутальном направлении электронные сгустки, которые представляют собой области отражения, т.е. виртуальный катод имеет сложную структуру в азимутальном направлении. В результате вращения сгустков в пролетном промежутке вдоль пространства дрейфа формируется спиральная электронная структура. Также в ходе проведения исследований было проанализировано влияние толщины пучка и величины внешнего магнитного поля на процессы взаимодействия неустойчивостей. Показано, что уменьшение толщины пучка d приводит к увеличению количества вращающихся в азимутальном направлении электронных сгустков (в данной работе обнаружены режимы с максимальным числом сгустков $N = 9$) за счет увеличения плотности пространственного заряда. Влияние величины внешнего магнитного поля является более сложным и может приводить

как к увеличению, так и к уменьшению количества сгустков в азимутальном направлении.

Исследования, связанные с изучением влияния толщины РЭП на динамику системы, выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-00222). Эволюция динамики РЭП с виртуальным катодом при изменении величины внешнего магнитного поля выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (задания 3.6723.2017/БЧ) и гранта РФФИ (№ 15-52-04018). Исследование физических процессов в системе выполнено при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-5426.2015.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benford J., Swegle J.A., Schamiloglu E. High power microwaves // Series in Plasma Physics. CRC Press, 2015.
2. Collin R.E. Foundations for microwave engineering // IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons, Inc., 2001.
3. Barker R.J., Schamiloglu E. High-power microwave sources and technologies. N.Y.: IEEE Press, 2001.
4. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2-х тт. М.: Физматлит, 2003.
5. Barker R.J., Booske J.H., Luhmann N.C., Nusinovich G.S. Modern microwave and millimeter-wave power electronics. N. Y.: Wiley, 2005.
6. Короновский А.А., Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Методы нелинейной динамики и хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы. М.: Физматлит, 2009.
7. Ignatov A.M., Tarakanov V.P. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 741.
8. Uhm Han S. // J. Applied Phys. 1984. V. 56. P. 2041.
9. Klinger T., Schroder C., Block D., Greiner F., Piel A., Bonhomme G., Naulin V. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1961.
10. Bliokh Yu.P., Nusinovich G.S., Felsteiner J., Granatstein V.L. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 056503.
11. Koronovskii A.A., Hramov A.E. // Plasma Phys. Rep. 2002. V. 28. P. 666.
12. Davidson R.C. Theory of nonneutral plasmas. W.A. Benjamin Inc., Advanced book program, 1974.
13. Miller R.B. An introduction to the physics of intense charged particle beams. N.Y.: Plenum Press, 1982.
14. Nezlin M.V. Physics of intense beams in plasmas // Ser. Plasma Phys. CRC Press, 1993.
15. Davidson R.C. Physics of nonneutral plasmas. Imperial College Press and World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2001.
16. Davidson R.C., Qin H. Physics of intense charged particle beams in high energy accelerators. World Scientific Publ. Company, 2001.
17. Кузелев М.В., Сенехри Джаван Н. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 738.

18. *Shvets G., Polomarov O., Khudik V., Siemon C., Kaganovich I.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 056303.
19. *Бурсиан В.Р., Павлов В.И.* // Журн. русского физико-химического общества. 1923. Т. 55. С. 71.
20. *Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* // УФН. 1971. Т. 103. С. 609.
21. *Thode L., Godfrey B.B., Shanahan W.R.* // Phys. Fluids. 1979. V. 22. P. 747.
22. *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 248.
23. *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 258.
24. *Mahaffey R.A., Sprangle P.A., Golden J., Kapetanacos C.A.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 843.
25. *Диденко А.Н., Красик Я.Е., Перельгин С.Ф., Фоменко Г.П.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 321.
26. *Sullivan D.J., Walsh J.E., Coutsias E.A.* Virtual cathode oscillator (vircator) theory / Eds. V.L. Granatstein, I. Alexeff // High Power Microwave Sources. V. 13. Artech House Microwave Library, 1987.
27. *Дубинов А.Е., Селемир В.Д.* // Радиоэлектроника. 2002. Т. 47. С. 575.
28. *Калинин Ю.А., Храмов А.Е.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. С. 25.
29. *Shlapakovski A.S., Queller T., Bliokh Yu.P., Krasik Ya.E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V. 40. P. 1607.
30. *Дубинов А.Е., Ефимова И.А., Михеев К.Е., Селемир В.Д., Тараканов В.П.* // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 541.
31. *Hramov A.E., Koronovsky A.A., Kurkin S.A., Rempen I.S.* // Intern. J. Electronics. 2011. V. 98. P. 1549.
32. *Kurkin S.A., Frolov N.S., Rak A.O., Koronovskii A.A., Kurayev A.A., Hramov A.E.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 1.
33. *Ju J., Cai D., Du G., Wang Y., Liu L., Zhang J.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. V. 43. P. 3522.
34. *Peratt A.L., Snell C.M.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1167.
35. *Cutler C.C.* // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. P. 1028.
36. *Kuhl R.L., Webster H.R.* // IRE Trans. 1956. V. ED-3. P. 172.
37. *Webster H.F.* // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. P. 1388.
38. *Карташов И.Н., Кузелев М.В.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 566.
39. *Mikhailenko V.V., Kim J.S., Jo Y.H., Mikhailenko V.S., Lee H.J.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 052105-1.
40. *Rome J.A., Briggs R.J.* // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 796.
41. *Kapetanacos C.A., Hammer D.A., Striffler C.D., Davidson R.C.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1303.
42. *Mostrom M.A., Jones M.E.* // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 1649.
43. *Carmel Y., Nation J.A.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 286.
44. *Mikhailenko V.V., Lee H.J., Mikhailenko V.S., Azarenkov N.A.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 042101-1.
45. *Kurkin S.A., Badarin A.A., Koronovskii A.A., Hramov A.E.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 122110.
46. *Birdsall C.K., Langdon A.B.* Plasma Physics Via Computer Simulation. Taylor and Francis Group, 2005.
47. *Kurkin S.A., Koronovskii A.A., Hramov A.E., Rak A.O.* Vacuum Electronics Conf. IEEE Inter. April 2014. P. 389.
48. *Einat M., Pulosof M., Ben-Moshe R., Hirshbein H., Borodin D.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 185101.
49. *Balk M.C.* Vacuum Electronics Conf. IEEE Intert. 2008 (IVEC-2008). 2008. P. 459.
50. *Kurkin S.A., Hramov A.E., Koronovskii A.A.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 043507.
51. *Kurkin S.A., Badarin A.A., Koronovskii A.A., Hramov A.E.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 093105.
52. *Hramov A.E., Kurkin S.A., Koronovskii A.A., Filatova A.E.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 112101.
53. *Tsimring Shulim E.* Electron beams and microwave vacuum electronics. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons, Inc., 2007.
54. *Biswas D.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 063104.
55. *Filatov R.A., Hramov A.E., Bliokh Y.P., Koronovskii A.A., Felsteiner J.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 033106.
56. *Singh G., Chaturvedi S.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 063104.
57. *Куркин С.А., Короновский А.А., Храмов А.Е.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. С. 26.
58. *Куркин С.А., Храмов А.Е., Короновский А.А.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. С. 102.
59. *Phrolov N.S., Koronovskii A.A., Kalinin Yu.A., Kurkin S.A., Hramov A.E.* // Phys. Lett. A. 2014. V. 378. P. 2423.
60. *Бадарин А.А., Куркин С.А., Храмов А.Е.* // Изв. РАН. Сер. физическая. 2016. Т. 79. С. 1646.