

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ*

*С.А. Куркин^{1,2}, А.А. Бадарин^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2},
А.О. Рак³, А.Е. Храмов^{1,2}*

¹Саратовский государственный университет

²Саратовский государственный технический университет

³Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

Изучены режимы СВЧ-генерации высших гармоник в высокомономном виркаторе с релятивистским электронным потоком с виртуальным катодом. Характеристики данных режимов, в частности, характерные спектры и их трансформация с изменением параметров системы (тока пучка, индукции внешнего магнитного поля), а также физические процессы, происходящие в системе, проанализированы с помощью трехмерного электромагнитного моделирования. Показано, что с увеличением тока пучка исследуемая система демонстрирует тенденцию к существенному росту амплитуд высших гармоник в спектре токовых осцилляций в области виртуального катода. Полученные результаты позволяют рассматривать генераторы на виртуальном катоде, как перспективные высокомономные источники субтерагерцового и терагерцового излучения.

Ключевые слова: СВЧ-электроника высоких мощностей, виркатор, виртуальный катод, релятивистский электронный поток, высшие гармоники, ТГц излучение, электронные структуры, неустойчивости электронного потока, плазменная частота.

Введение

Релятивистские пучково-пламенные системы, использующие для генерации электромагнитного излучения колебания виртуального катода (ВК) являются перспективными устройствами вакуумной и плазменной СВЧ-электроники больших мощностей [1–3]. Генераторы на виртуальном катоде (такие как виркаторы, редитроны, виртоды и др.) представляют особый класс СВЧ-генераторов на тормозном излучении, работа которых основана на формировании ВК в электронном потоке со сверхкритическим током [1, 3–5]. В настоящее время такие устройства активно исследуются и рассматриваются в качестве источников импульсного высоко-

*Статья написана по материалам доклада, прочитанного на 24-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, Россия, 7–13 сентября 2014.

комощного СВЧ-излучения, а также систем для ускорения ионов и нагрева плазмы [1, 3, 6–10]. Основными преимуществами виркаторов являются высокая выходная мощность, простота конструкции (в частности, виркаторы могут работать без внешнего фокусирующего магнитного поля) и простота перестройки частоты и режима генерации (перестраиваемость) [3, 6, 11–14].

Основная частота генерации ω_{VCO} известных виркаторных схем без внешней резонансной структуры определяется плазменной частотой невозмущенного электронного потока ω_p^0 (невозмущенной плазменной частотой), как $\omega_{VCO} = k\omega_p^0$, где k – коэффициент пропорциональности, лежащий в диапазоне $[0.5, 2]$ и зависящий от конфигурации виркатора и режима его работы [3, 6, 15–17]. На практике ω_{VCO} находится, как правило, в диапазоне $[1, 20]$ ГГц. В то же самое время, создание эффективных высокоомощных генераторов в плохо освоенном суб-ТГц/ТГц диапазоне является актуальной задачей современной физики плазмы и электроники больших мощностей [18]. Такие устройства могут быть использованы для целей спектроскопии, томографии и рентгенографии, субмиллиметровой астрономии, коммуникации и т.д. [18–22].

Таким образом, увеличение частоты генерации и продвижение виркаторов в суб-ТГц диапазон при сохранении высокой выходной мощности является в настоящее время важной и актуальной задачей для практических целей [2, 3, 14]. Возможным направлением для улучшения характеристик виркаторов может быть разработка и создание новых модификаций виркаторов, использующих новые обнаруженные эффекты, происходящие в релятивистском и ультрарелятивистском электронных потоках со сверхкритическими токами [10, 16, 23, 24].

Перспективным направлением для увеличения частоты излучения виркаторных систем и продвижения их в суб-ТГц диапазон является использование высших гармоник основной частоты виркатора при его работе в сильно нелинейном режиме. В настоящее время высшие гармоники широко используются в гиротронах [25–28]. Также известно, что при определенных условиях пучково-плазменные системы с интенсивными потоками заряженных частиц демонстрируют режимы с развитыми высшими гармониками. Например, работа [29] посвящена исследованию процесса разряда в системе с полым катодом, а в работе [30] рассматриваются физические процессы в турботроне, высокоомощном импульсном источнике миллиметрового диапазона, состоящем из интенсивно осциллирующего турбулентного электронного потока, создаваемого между реальным и виртуальным катодами. Наши предварительные исследования показали, что спектры осцилляций ВК в релятивистских электронных потоках (РЭП) со сверхкритическими токами содержат интенсивные высшие гармоники основной частоты ω_{VCO} . Таким образом, изучение и разработка схем виркаторов, работающих на высших гармониках основной частоты колебаний ВК, представляют значительный интерес. Данные исследования помогут в решении задачи продвижения виркаторов в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн при сохранении их типично высокой выходной мощности.

1. Исследуемая модель

При анализе релятивистских виркаторов необходимо учитывать эффекты, несущественные для слаборелятивистских систем, в частности, влияние собственных магнитных полей РЭП [10, 24]. По этой причине в работе для проведения точного численного моделирования процессов генерации в модели релятивистского вирка-

тора использовался трехмерный полностью электромагнитный самосогласованный код, реализованный в среде CST Particle Studio. В данной работе представлены результаты трехмерного численного исследования процессов генерации высших гармоник в модели релятивистского виркатора с кольцевым РЭП во внешнем однородном аксиальном магнитном поле.

Исследуемая система состоит из идеально проводящего цилиндрического волновода (камеры дрейфа) длины L и радиуса R с сеточным электродом на левой стороне и коаксиальным волноводным портом на правой. Аксиально симметричный моноскоростной кольцевой РЭП с током I_0 и начальной энергией W_e (в данной работе 850 кэВ), с внешним радиусом R_b и толщиной d инжектируется в систему через левый электрод. Электроны могут покидать пространство дрейфа, оседая на боковых стенках волновода или на правой стенке камеры дрейфа (коллекторе). В данной работе геометрические параметры системы были выбраны следующими: $L = 45$ мм, $R = 10$ мм, $R_b = 5$ мм, $d = 1.5$ мм. Резонансные свойства системы слабо проявляются в силу значительного превышения физических размеров структуры длины волны, соответствующей основной частоте генерации виркатора. Внешнее однородное магнитное поле с индукцией $B_z = B_0 \in [0, 2]$ Тл прикладывается вдоль оси волновода. Предполагается, что инжектируемый в систему РЭП формируется с помощью магнитоизолированного диода [31].

2. Обсуждение полученных результатов

2.1. Анализ спектров осцилляций тока. Был проведен анализ эволюции амплитудных спектров осцилляций тока, отраженного от ВК обратно к плоскости инжекции, в зависимости от тока пучка I_0 и величины индукции внешнего магнитного поля B_0 . Подобные токовые реализации демонстрируют пространственно-временное поведение ВК и, следовательно, их анализ позволяет выявить и изучить сложную динамику электронного потока и характеристики возможного излучения релятивистского виркатора при различных параметрах системы. Спектр, соответствующий докритическому режиму, когда ток пучка меньше критического тока $I_{cr}(B_0)$ для заданного магнитного поля, является маломощным и шумоподобным. Заметим, что критический ток зависит от индукции внешнего магнитного поля B_0 [24, 32, 33].

С ростом тока пучка релятивистская виркаторная система переключается в сверхкритический режим, и в спектре токовых осцилляций появляется ярко выраженная спектральная составляющая на частоте ω_{VCO} ($f_{VCO} \approx 21.7$ ГГц для случая, изображенного на рис. 1, *a*) с модуляционными сателлитами, сами же осцилляции тока характеризуются динамикой, близкой к хаотической. Частота основной гармоники определяется значением плазменной частоты возмущенного РЭП, ω_p^d : $\omega_{VCO} \approx \omega_p^d$. Значение ω_p^d (возмущенной плазменной частоты) пропорционально коэффициенту редукции плазменной частоты [31, 34] и плотности пространственного заряда в области ВК, которая определяется процессами фокусировки/дефокусировки электронного потока при его распространении в системе. Предположим, что коэффициент пропорциональности k связывает частоту невозмущенного и возмущенного электронных потоков: $\omega_p^d = k\omega_p^0$. Данный коэффициент учитывает как процессы фокусировки/дефокусировки электронного потока, так и эффект редукции плазменной частоты и равен 0.8 для случая, изображенного на рис. 1, *a*.

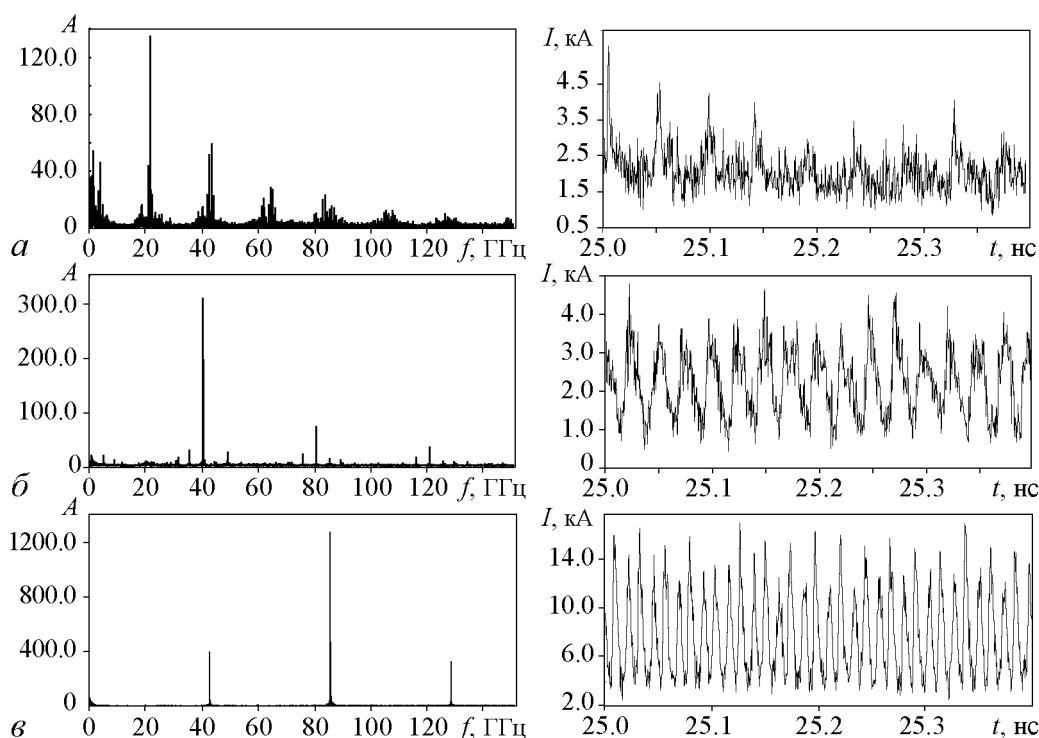


Рис. 1. Спектры и фрагменты токовых осцилляций, соответствующие характерным режимам работы исследуемой модели виркатора: *a* – сверхкритический режим, когда ВК колеблется на частоте $\omega_{VCO} = \omega_p^d$, и основная гармоника данной частоты (ориентировочно 21.7 ГГц) максимальна ($I_0 = 16$ кА); *б* – режим виркатора, при котором ВК колеблется на частоте $\omega_{VCO} = 2\omega_p^d$, и основная гармоника данной частоты (ориентировочно 40.2 ГГц) максимальна ($I_0 = 18$ кА); *в* – режим, при котором $\omega_{VCO} = 2\omega_p^d$, и вторая гармоника данной частоты (ориентировочно 85.3 ГГц) является максимальной ($I_0 = 28$ кА). Магнитное поле $B_0 = 1.2$ Тл

Спектр на рис. 1, *a* также демонстрирует наличие высших гармоник $n\omega_p^d$ возмущенной плазменной частоты (до $n = 7$, где n – номер гармоники). Кроме того, количество спутников n -й гармоники увеличивается с ростом n . Это соответствует сложным колебаниям ВК релаксационного типа в системе с основной частотой, равной возмущенной плазменной частоте. Введем нормированный параметр надкритичности по току $\delta I(B_0) = I_0/I_{cr}(B_0)$, определяемый отношением тока пучка I_0 к критическому (предельному вакуумному) току $I_{cr}(B_0)$ [24,35]. Параметр надкритичности $\delta I(B_0)$ характеризует степень развития осцилляций ВК в электронном потоке и зависит (в случае фиксированного тока пучка I_0) от величины индукции магнитного поля B_0 . В ходе исследования было обнаружено, что наблюдаемая динамика ВК на частоте ω_p^d характерна для относительно низких значений параметра надкритичности: от $\delta I(B_0) < 1.1$ для слабых магнитных полей $B_0 < 0.1$ Тл до $\delta I(B_0) < 2.5$ при $B_0 > 0.5$ Тл.

Дальнейшее увеличение параметра надкритичности приводит к последовательному качественному изменению спектра токовых осцилляций в рассматриваемой виркаторной системе. Прежде всего, происходит переключение основной спектральной гармоники с ω_p^d на $2\omega_p^d$ ($f_{VCO} \approx 40.2$ ГГц), при этом осцилляции тока становятся ближе к периодическим (рис. 1, *б*). Высшие гармоники и модуляционные спутники также присутствуют в спектре, причем амплитуды всех гармоник

вырастают по сравнению со случаем меньшей надкритичности по току. Диапазон параметра надкритичности, в котором наблюдается такая динамика системы, изменяется для различных величин внешнего магнитного поля от [1.1, 2.6] – для слабых магнитных полей ($B_0 < 0.1$ Тл) до [2.5, 2.7] – для более сильных магнитных полей ($B_0 > 0.5$ Тл). Это показывает, что ВК переключается в режим развитых колебаний, когда параметр $\delta I(B_0)$ преодолевает определенное пороговое значение. Заметим, что коэффициент k равен 0.7 для случая, представленного на рис. 1, б, что свидетельствует об уменьшении степени фокусировки электронного потока в области ВК по сравнению со случаем меньшего значения тока (см. рис. 1, а). Коэффициент редукции плазменной частоты остается постоянным при изменении тока пучка, начальной энергии и внешнего магнитного поля, так как он определяется только геометрией системы.

С дальнейшим увеличением параметра надкритичности δI наблюдается тенденция к росту амплитуд высших гармоник (особенно второй гармоники) в спектре токовых осцилляций исследуемой релятивистской виркаторной модели. В частности, на рис. 1, в изображен спектр с максимальной второй гармоникой (частота основной гармоники в данном случае $\omega_{VCO} = 2\omega_p^d = 43$ ГГц). В данном режиме форма токовых осцилляций также изменяется существенным образом, и на временных реализациях хорошо проявляются резкие пики (ср. фрагменты на рис. 1, б и в). Таким образом, исследуемая модель виркатора характеризуется режимом работы с интенсивными высшими гармониками основной частоты. В данном случае коэффициент k равен 0.6, то есть степень фокусировки электронного потока в области ВК становится еще меньше при увеличении тока пучка, что является следствием возрастания сил пространственного заряда.

2.2. Особенности динамики РЭП с ВК. На рис. 2 изображены зависимости коэффициента k и частоты основной гармоники ω_{VCO} от тока пучка I_0 при фиксированном магнитном поле $B_0 = 1.2$ Тл. Хорошо видно, что зависимость $k(I_0)$ демонстрирует монотонное падение с ростом тока, что связано с возрастанием дефокусирующих сил пространственного заряда [36]. Условно данную зависимость можно разделить на три характерных области I, II и III (см. рис. 2) с качественно различными спектрами токовых осцилляций, которые характеризуются различными соотношениями между максимальной спектральной компонентой и возмущенной плазменной частотой ω_p^d . Когда ток пучка лежит в первом диапазоне (I: $10 < I_0 < 18$ кА, $0.7 < k < 1$), максимальной компонентой в спектре является основная гармоника с частотой ω_p^d . В третьем диапазоне (III: $I_0 > 20$ кА, $k < 0.67$) основная гармоника соответствует частоте $2\omega_p^d$, причем вторая гармоника данной частоты оказывается максимальной в спектре вследствие

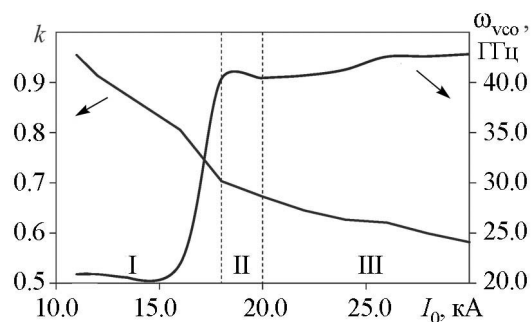


Рис. 2. Зависимости коэффициента k и частоты основной гармоники ω_{VCO} в спектре токовых осцилляций от тока пучка I_0 при фиксированном магнитном поле $B_0 = 1.2$ Тл. Римские цифры обозначают области с качественно различной динамикой

сильной нелинейности в системе. Наконец, вторая узкая область (II: $18 < I_0 < 20$ кА, $0.67 < k < 0.7$) – это переходная область, в которой частота основной гармоники равняется $2\omega_p^d$, и она оказывается максимальной в спектре. Переключение частоты основной гармоники с ω_p^d на $2\omega_p^d$ демонстрирует зависимость $\omega_{VCO}(I_0)$ на рис. 2. Также заметим, что до и после данного переключения ω_{VCO} изменяется несущественно с ростом I_0 , несмотря на то, что невозмущенная плазменная частота ω_p^0 пропорциональна току пучка. Это является следствием уменьшения возмущенной плазменной частоты ω_p^d , определяющей положение основной гармоники в спектре, с ростом тока I_0 из-за дефокусировки электронного потока.

Было выявлено, что переключение частоты основной гармоники с ω_p^d на $2\omega_p^d$ сопровождается качественным изменением динамики РЭП с ВК. Действительно, когда основная компонента имеет частоту ω_p^d (область I), ВК характеризуется сильно неоднородным распределением в азимутальном направлении с одним сосредоточенным, вращающимся с течением времени, минимумом потенциала пространственного заряда (данный минимум соответствует области наиболее интенсивного отражения электронов от ВК). В случае удвоенной частоты основной гармоники (область II) структура ВК демонстрирует другую характерную форму с двумя вращающимися минимумами потенциала в азимутальном направлении. Появление второго минимума потенциала объясняет эффект удвоения основной частоты. Физические механизмы, ответственные за изменение структуры ВК связаны, прежде всего, с особенностями развития азимутальной неустойчивости и возбуждения азимутальных вращательных мод в РЭП [10, 24].

Также было обнаружено, что описываемое переключение частоты основной гармоники в спектре происходит, когда радиус пучка превосходит некоторое пороговое значение R_{th} , различное для разных магнитных полей. Это означает, что переключение частоты происходит в момент, когда граничные электроны, достигающие порогового радиуса, более не удерживаются фокусирующими силами внешнего магнитного поля. Это соответствует случаю, когда сумма дефокусирующих сил (кулоновских и центробежной) начинает превышать фокусирующую силу магнитного поля на радиусе R_{th} . Оценим аналитически при фиксированном магнитном поле B_0 значение тока пучка, при котором происходит описанное изменение в балансе сил.

Будем считать внешнее магнитное поле достаточно сильным, что собственными магнитными полями пучка можно пренебречь. Пусть РЭП с током I_0 имеет радиус R_b в области инжекции, а в области ВК – радиус $R_{th} = bR_b$. Пороговое значение R_{th} и соответствующий $b > 1$ зависят от величины внешнего магнитного поля и определяются в процессе численного моделирования. Электроны при движении в постоянном магнитном поле между точками с радиусами R_b и R_{th} приобретают угловой момент, который пропорционален разности потоков индукции через сечения РЭП в точках с радиусами R_b , R_{th} [31], и определяется соотношением

$$R_{th}^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B_0}{2\gamma_0} (R_{th}^2 - R_b^2), \quad (1)$$

где $d\theta/dt$ – азимутальная скорость электронов. Движение электронов РЭП определяется действием центробежной силы $F_c = \gamma_0 m_e r (d\theta/dt)^2$, кулоновской силы отталкивания $F_k = -eE_r$ и силы Лоренца $F_L = -er(d\theta/dt)B_0$, где e и m_e – заряд

и масса электрона, соответственно; r – радиальная координата электрона; E_r – радиальная компонента напряженности поля пространственного заряда. Учитывая вышесказанное, соотношение (1) и уравнение траектории электрона в пучке $d^2r/dt^2 = (2\eta V_0/\gamma_0)d^2r/dz^2$, можно записать уравнение движения для граничного электрона пучка

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{\eta B_0^2}{8V_0\gamma_0} b R_b [1 - b^{-4}] - \frac{I_0 \sqrt{\gamma_0}}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} V_0^{3/2} b R_b} = 0, \quad (2)$$

где V_0 – ускоряющее напряжение.

Из уравнения (2) следует, что при фиксированном внешнем магнитном поле B_0 существует характерное значение тока пучка I_{ch} , при котором РЭП сохраняет в системе постоянный радиус R_{th} . Действительно, если положить $d^2r/dz^2 = 0$ в уравнении (2), что означает отсутствие ускорения в радиальном направлении, то легко можно получить значение характерного тока I_{ch} для фиксированной величины внешнего магнитного поля

$$I_{ch} = \frac{\pi\epsilon_0 B_0^2 \eta^{3/2} \sqrt{V_0} R_b^2}{\sqrt{2\gamma_0}^{3/2}} (b^2 - b^{-2}). \quad (3)$$

Когда ток пучка I_0 превышает I_{ch} , дефокусирующие силы становятся больше, чем фокусирующие и, как следствие, большая часть электронов выходит за пределы порогового радиуса R_{th} . Таким образом, ток I_{ch} соответствует току, при котором происходит переключение основной спектральной гармоники с ω_p^d на $2\omega_p^d$. Действительно, для рассмотренных параметров ($B_0 = 1.2$ Тл; $b = 1.47$) уравнение (3) дает $I_{ch} \approx 18.8$ кА, что хорошо соотносится с результатами численного моделирования. В самом деле, значение тока, соответствующее середине переходной области II (см. рис. 2, где частота основной спектральной гармоники переключается с ω_p^d на $2\omega_p^d$), приблизительно равняется 19 кА.

2.3. Характерные режимы работы виркатора.

Для детального анализа режимов работы модели релятивистского виркатора при изменении управляющих параметров системы была получена карта режимов на плоскости (I_0, B_0) . Рис. 3 демонстрирует три основных режима: докритический (область 1), сверхкритический с максимальной основной (первой) гармоникой в спектре токовых осцилляций (область 2) и сверхкритический с максимальной второй гармоникой основной компоненты (область 3). Основная тенденция здесь следующая: при увеличении тока пучка при любых внешних

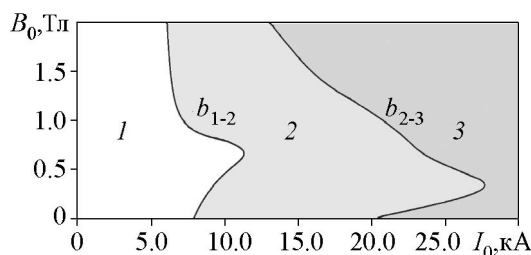


Рис. 3. Характерные режимы работы виркатора на плоскости «ток пучка I_0 –внешнее магнитное поле B_0 ». Область 1 соответствует докритическому режиму, когда ВК в системе не образуется (ток пучка $I_0 < I_{cr}(B_0)$); область 2 соответствует сверхкритическому режиму, когда основная гармоника ω_{VCO} максимальна в спектре токовых осцилляций; 3 – область максимального значения второй гармоники основной компоненты $2\omega_{VCO}$. Символы b_{1-2} и b_{2-3} обозначают границу между режимами (1→2) и (2→3), соответственно

магнитных полях сначала наблюдается переключение с докритического на сверхкритический режим; затем – рост второй гармоники основной компоненты, что в итоге приводит к ее преобладанию в спектре (см. область 3 на рис. 3). В то же время амплитуды высших гармоник с номерами $n > 2$ также возрастают с ростом тока пучка.

Заметим, что границы между режимами b_{1-2} и b_{2-3} имеют схожую форму (см. рис. 3). Кривая b_{1-2} определяет критический ток пучка $I_{cr}(B_0)$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Форма данной кривой и наличие области роста критического тока определяются развитием азимутальной неустойчивости в РЭП (подробно этот эффект обсуждается в работе [24]). Развитие азимутальной неустойчивости приводит к уменьшению плотности пространственного заряда в области ВК и, как следствие, к увеличению критического тока.

Итак, схожие формы обеих границ показывают, что азимутальная неустойчивость также влияет и на условия переключения с режима 2 на режим 3, и данное переключение происходит, когда плотность пространственного заряда в области ВК превосходит некоторое характерное значение. Действительно, когда внешнее магнитное поле относительно мало ($B_0 < 0.4$ Тл), его рост приводит к уменьшению плотности пространственного заряда в области ВК вследствие развития азимутальной неустойчивости [10, 24], поэтому граница b_{2-3} демонстрирует увеличение критического тока в данной области значений B_0 . Более сильные внешние магнитные поля ($B_0 > 0.4$ Тл) приводят к подавлению азимутальной неустойчивости [10, 24]

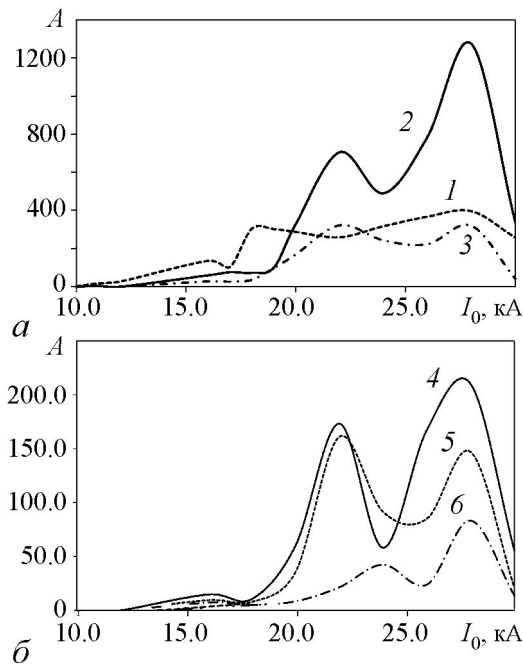


Рис. 4. Зависимость от тока пучка I_0 амплитуд первой (кривая 1), второй (кривая 2), третьей (кривая 3), четвертой (кривая 4), пятой (кривая 5) и шестой (кривая 6) гармоник основной компоненты в спектре токовых осцилляций при фиксированном магнитном поле $B_0 = 1.2$ Тл

и фокусировке электронного потока, вызывая увеличение плотности пространственного заряда. Как следствие, характерное значение тока пучка монотонно уменьшается вдоль границы b_{2-3} для $B_0 > 0.4$ Тл.

На рис. 4 изображены зависимости амплитуд 1–6-й гармоник основной составляющей в спектре осцилляций тока, отраженного от ВК, в зависимости от тока пучка I_0 . Анализ данных зависимостей позволяет определить условия (токи пучка), при которых большая часть энергии запасена в высших гармониках. Действительно, когда $I_0 \simeq 24$ кА или $I_0 \simeq 28$ кА, все шесть гармоник (за исключением шестой гармоники при $I_0 \simeq 24$ кА) демонстрируют ярко выраженные локальные максимумы при данном магнитном поле, причем вторая гармоника сильно превосходит остальные компоненты при этих значениях тока пучка. Заметим, что практически при

всех значения тока пучка, соответствующих развитому режиму работы виркатора ($I_0 > 20$ кА), вторая гармоника оказывается максимальной (исключение составляет слабонадкритический режим ($I_0 < 20$ кА), где максимальной является основная гармоника).

Заключение

Таким образом, с помощью трехмерного численного моделирования было показано, что с ростом тока пучка исследуемая модель виркатора демонстрирует тенденцию к существенному росту амплитуд высших гармоник в спектре СВЧ-колебаний. Полученные результаты позволяют рассматривать генераторы на виртуальном катоде, как перспективные высокоомощные источники ТГц излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-5426.2015.2) и гранта РФФИ (№ 15-52-04018).

Библиографический список

1. *Sullivan D.J., Walsh J.E., and Coutsiias E.A.* Virtual cathode oscillator (vircator) theory // High Power Microwave Sources. 1987. Vol. 13.
2. *Gold S.H. and Nusinovich G.S.* // Review of Scientific Instruments. 1997. Vol. 68. P. 3945.
3. *Benford J., Swegle J.A., and Schamiloglu E.* High Power Microwaves. CRC Press, Taylor and Francis, 2007.
4. *Mahaffey R.A., Sprangle P.A., Golden J., and Kapetanacos C.A.* // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 843.
5. *Hramov A.E., Koronovskii A.A., and Kurkin S.A.* // Phys. Lett. A. 2010. Vol. 374. P. 3057.
6. *Dubinov A.E. and Selemir V.D., Commun J.* // Technology & Electron. 2002. Vol. 47. P. 575.
7. *Dubinov A.E., Kornilova Yu.I., and Selemir V.D.* // Physics-Uspekhi. 2002. Vol. 45. P. 1109.
8. *Biswas D.* // Physics of Plasmas. 2009. Vol. 16. 063104.
9. *Filatov R.A., Hramov A.E., Bliokh Y.P., Koronovskii A.A., and Felsteiner J.* // Physics of Plasmas. 2009. Vol. 16. 033106.
10. *Kurkin S.A., Hramov A.E., and Koronovskii A.A.* // APL. 2013. Vol. 103.
11. *Burkhart S.C., Scarpetty R.D., and Lundberg R.L.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 28.
12. *Hoerberling R.F. and Fazio M.V.* // IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. 1992. Vol. 34. P. 252.
13. *Hramov A.E., Koronovsky A.A., Kurkin S.A., and Rempen I.S.* // Int. J. of Electronics. 2011. Vol. 98. P. 1549.

14. *Clements K.R., Curry R.D., Druce R., Carter W., Kovac M., Benford J., and McDonald K.* // IEEE Trans. on Diel. and El. Insul. 2013. Vol. 20. P. 1085.
15. *Dubinov A.E., Efimova I.A., Mikheev K.E., Selemir V.D., and Tarakanov V.P.* // Plasma Physics Reports. 2004. Vol. 30. P. 496.
16. *Singh G. and Shashank C.* // Physics of Plasmas. 2011. Vol. 18. 063104.
17. *Verma R., Shukla R., Sharma S.K., Banerjee P., Das R., Deb P., Prabakaran T., Das B., Mishra E., Adhikary B., Sagar K., Meena M., and Shyam A.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. Vol. 61. P. 141.
18. *Booske J.H.* // Physics of Plasmas. 2008. Vol. 15. 055502.
19. *Siegel P.H.* // IEEE Trans. Microwave Theory Techniques. 2002. Vol. 50. P. 910.
20. *Kawase K., Ogawa Y., Watanabe Y., and Inoue H.* // Optics Express. 2003. Vol. 11. P. 2549.
21. *Ferguson B. and Zhang X.C.* // Nature Materials. 2002. Vol. 1. P. 26.
22. *Mann C.M.* Terahertz Sources and Systems. Kluwer, Dordrecht, 2001.
23. *Zhanfeng Yang, Guozhi Liu, Hao Shao, Jun Sun, Yuchuan Zhang, Hu Ye, and Meng Yang* // IEEE Trans. Plasma Science. 2013. Vol. 41. P. 3604.
24. *Hramov A.E., Kurkin S.A., Koronovskii A.A., and Filatova A.E.* // Physics of Plasmas. 2012. Vol. 19. 112101.
25. *Saito T., Yamada N., and Ikeuti S.* // Physics of Plasmas. 2012. Vol. 19. 063106.
26. *Hornstein M.K., Bajaj V.S., Griffin R.G., Kreischer K.E., Mastovsky I., Shapiro M.A., Sirigiri J.R., and Temkin R.J.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2005. Vol. 52. P. 798.
27. *Bratman V.L., Fedotov A.E., Kalynov Y.K., Manuilov V.N., Ofitserov M.M., Samsonov S.V., and Savilov A.V.* // IEEE Trans. Plasma Science. 1999. Vol. 27. P. 456.
28. *Notake T., Saito T., Tatematsu Y., Fujii A., Osagawara S., La Agusu, Ogawa I., Idehara T., and Manuilov V.N.* // PRL. 2009. Vol. 103. 225002.
29. *Vyalykh D.V., Dubinov A.E., Zhdanov V.S., L'vov I.L., Sadovoi S.A., and Selemir V.D.* // Technical Physics Letters. 2013. Vol. 39. P. 217.
30. *Brandt H.E.* // IEEE Trans. Plasma Science. 1985. Vol. 13. P. 513.
31. *Tsimring Shulim E.* // Electron beams and microwave vacuum electronics. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.
32. *Hramov A.E., Koronovskii A.A., Morozov M.Yu., and Mushtakov A.V.* // Phys. Lett. A. 2008. Vol. 372. P. 876.
33. *Kurkin S.A. and Hramov A.E.* // Technical Physics Letters. 2009. Vol. 35. P. 23.
34. *Lawson J.D.* The Physics of Charged-Particle Beams: Monographs on Physics. Oxford: University Press, 1977.
35. *Granatstein V.L. and Alexeeff I.* High Power Microwave Sources. Artech House Microwave Library, 1987.
36. *Kurkin S.A., Koronovskii A.A., and Hramov A.E.* // Technical Physics Letters. 2011. Vol. 37. P. 356.

Поступила в редакцию 6.04.2015

HIGHER HARMONICS GENERATION IN A RELATIVISTIC ELECTRON BEAM WITH VIRTUAL CATHODE

*С.А. Куркин, А.А. Бадарин, А.А. Короновский, А.О. Рак, А.Е. Храмов
Изв. вузов «ПНД», т. 23, № 1, 2015*

*Semen A. Kurkin^{1,2}, Artem A. Badarin^{1,2}, Alexey A. Koronovskii^{1,2},
Aleksy O. Rak³, Alexander E. Hramov^{1,2}*

¹Saratov State University

²Saratov State Technical University

³Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics

The study of the microwave generation regimes with intense higher harmonics taking place in a high-power vircator consisting of a relativistic electron beam with a virtual cathode has been made. The characteristics of these regimes, in particular, the typical spectra and their variations with the change of the system parameters (beam current, the induction of external magnetic field) as well as physical processes occurring in the system have been analyzed by means of 3D electromagnetic simulation. It has been shown that the system under study demonstrates the tendency to the sufficient growth of the amplitudes of higher harmonics in the spectrum of current oscillations in the VC region with the increase of beam current. The obtained results allow us to consider virtual cathode oscillators as promising high power mmw-to-THz sources.

Keywords: High-power microwave electronics, vircator, virtual cathode, relativistic electron beam, higher harmonics, THz radiation, electron structures, instabilities of electron beam, plasma frequency.



Куркин Семён Андреевич родился в Саратове (1986). Окончил с отличием факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского по специальности «радиофизика и электроника» (2008), кандидат физико-математических наук (2011), доцент кафедры физики открытых систем СГУ. Автор ряда статей в центральных реферируемых журналах, участник Всероссийских и Международных конференций. Область научных интересов – исследование электронно-волновых систем с интенсивными пучками заряженных частиц, изучение нелинейной динамики релятивистских электронных потоков, а также генераторов, основанных на колебаниях виртуального катода (виркаторов).

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410054 Саратов, ул. Политехническая, 77
Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
E-mail: KurkinSA@gmail.com



Бадарин Артем Александрович – студент 4 курса факультета нелинейных процессов Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Область научных интересов – применение методов численного моделирования и анализа для исследования процессов, происходящих в интенсивных электронных потоках.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410054 Саратов, ул. Политехническая, 77
Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
E-mail: badarin.a.a@mail.ru



Короновский Алексей Александрович родился в Саратове (1972). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1995), доктор физико-математических наук (2007), начальник управления научной деятельности СГУ, профессор кафедры физики открытых систем СГУ. Область научных интересов – нелинейная динамика и ее проявления в различных сферах человеческой деятельности, в том числе, нелинейная динамика социально-экономических процессов. Автор ряда статей в центральной печати, а также монографий (в соавторстве).

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410054 Саратов, ул. Политехническая, 77
Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
E-mail: alexey.koronovskii@gmail.com



Рак Алексей Олегович родился в Минске (1984). Окончил с отличием факультет телекоммуникаций Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники по специальности «Сети телекоммуникаций» (2008), кандидат физико-математических наук (2013), доцент кафедры проектирования информационно-компьютерных систем БГУИР. Область научных интересов – исследование сверхмощных релятивистских черенковских СВЧ-генераторов, а также генераторов, основанных на колебаниях виртуального катода (виркаторов).

220013 Минск, ул. П. Бровки, 6

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

E-mail: Rak@bsuir.by



Храмов Александр Евгеньевич окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1996). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата (1999) и доктора (2006) физ.-мат. наук. Профессор кафедры электроники, колебаний и волн факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов – радиофизика в той ее части, которая связана со взаимодействием свободных электронов с электромагнитными полями, нелинейная динамика распределенных активных сред, методы анализа и моделирования динамических систем. Автор ряда статей в центральной печати, а также монографий (в соавторстве).

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

410054 Саратов, ул. Политехническая, 77

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: hramovae@gmail.com