

01;09;10

Динамика магнитоизолированного релятивистского электронного пучка с виртуальными катодами в составных трубах дрейфа

© А.Е. Дубинов, И.А. Ефимова

Саровский физико-технический институт,
Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: dubinov@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 3 июля 2000 г. В окончательной редакции 13 декабря 2000 г.)

Методом численного моделирования исследовалась динамика электронного пучка с несколькими виртуальными катодами в замагниченных составных трубах дрейфа. Для односекционной трубы дрейфа вычисленное значение предельного тока совпадает с точным. Для двух- и трехсекционных труб дрейфа обнаружен сдвиг предельных токов в сторону меньших значений и перестройка диаграмм токов. Этому дано объяснение: за сдвиги ответственна коротковолновая пирсовая неустойчивость. Исследовалась зависимость КПД СВЧ генерации от величины предельного тока. Найдено, что минимумы зависимости соответствуют сдвинутым значениям предельных токов.

Введение

Известно, что если сильноточный электронный пучок инжектировать в замкнутую эквипотенциальную полость, то при превышении силой тока пучка некоторого критического значения в полости начинает формироваться потенциальный барьер такой величины, что дальнейшее беспрепятственное прохождение пучка становится невозможным. При этом часть пучка отражается потенциальным барьером назад к месту инжекции. Место остановки и разворота электронов получило название виртуального катода (ВК), а критическое значение тока, при котором формируется виртуальный катод, — вакуумным предельным током пучка (ВПТ).

Для цилиндрических труб дрейфа, которые помещены в сильное аксиальное магнитное поле, значения ВПТ впервые были найдены в работах, обзор которых представлен в [1]. В общем случае значение ВПТ выражается в виде соотношения

$$I_{\text{lim}} = \frac{mc^3}{e} G(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} \approx 17G(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} \text{ [кА]}, \quad (1)$$

где m и e — масса и заряд электрона, c — скорость света, γ — лоренц-фактор электронов пучка в плоскости их инжекции в полость, G — безразмерный геометрический фактор.

Электронные пучки с ВК нашли очень широкое применение в различных областях сильноточной электроники. Укажем лишь некоторые из них: генерация мощного СВЧ излучения осцилляциями ВК [2–4], коллективное ускорение положительных ионов в системах с ВК [5,6], генерация мощных импульсов мягкого рентгена при многократном пролете электронов сквозь тонкую мишень тормозного излучения [7,8], измерение давления остаточного газа в условиях сверхглубокого вакуума [9] и др. Однако, несмотря на столь широкое применение, еще не все аспекты динамики электронных пучков с ВК до конца ясны, а значения ВПТ известны лишь для очень

ограниченного числа простых конфигураций труб дрейфа и пучков.

В данной работе исследуются закономерности динамики магнитоизолированного релятивистского пучка в составных цилиндрических трубах дрейфа, которые представляют собой последовательность соосных замкнутых цилиндрических резонаторов (секций), отделенных друг от друга тонкими, прозрачными для электронов фольгами. Одна из особенностей такой составной трубы дрейфа заключается в том, что при определенных условиях в ней могут одновременно существовать несколько ВК, максимальным числом $N = 2n - 1$, где n — число секций. Кроме того, как показано в [10–12], в таких трубах дрейфа может устанавливаться так называемое сжатое состояние пучка (ССП) (согласно первоначальной терминологии [10] — *squeezed state*), динамика электронов при установлении которого исследована недостаточно.

Выбранный метод исследований — компьютерное моделирование методом крупных частиц. С этой целью в работе использовался известный [13] релятивистский полностью согласованный PIC-код "Карат" (версия 707).

Сравнение точных значений ВПТ со значениями, полученными в результате моделирования

Для тестирования нами была выбрана простейшая геометрия в виде цилиндрического резонатора, ограниченного торцевыми проводящими стенками (обозначения всех геометрических размеров указаны на рис. 1). Считалось, что на всю моделируемую область наложено сильное аксиальное магнитное поле величиной 5 Т, а энергия инжектированных электронов равна $eU_0 = 511 \text{ keV}$ ($\gamma = 2$). В случае трубчатого моноэнергетического пучка значения ВПТ $I_{\text{lim}}^{\text{exact}}$ определяется точной форму-

лой [14]

$$I_{\text{lim}}^{\text{exact}} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{\left(\frac{\Delta r}{r_b} + 2 \ln \frac{R}{b}\right) \left(1 - \operatorname{sech} \frac{\mu_1 L}{2R}\right)}. \quad (2)$$

где μ_1 — первый корень функции Бесселя $J_0(\mu) = 0$.

Как было сказано выше, для компьютерного моделирования нами был использован код "Карат" [13,14]. Дадим краткую характеристику этого кода.

Код "Карат" представляет собой универсальное средство вычислительного эксперимента для решения большого круга задач электродинамики, самосогласованно решающее уравнения Максвелла с помощью явных консервативных по энергии разностных схем с перешагиванием на сдвинутых сетках, имеющих второй порядок точности по координатам и времени; релятивистские уравнения движения частиц particle-in-cell-методом.

Расчеты проводились на сетке 65×210 . Точность расчетов контролировалась по точности выполнения энергетического баланса (его максимальное отклонение в наших расчетах не превышало 2%). В расчетах считалось, что с левого торца трубы дрейфа в некоторый момент времени начинает инжектироваться электронный пучок с постоянным током, т.е. профиль импульса тока представлял собой ступенчатую функцию. Такие расчеты проводились с разными значениями силы тока пучка I_0 . То минимальное значение $I_{\text{lim}}^{\text{calc}}$, при котором в трубе дрейфа формируется ВК, сравнили с ВПТ $I_{\text{lim}}^{\text{exact}}$, рассчитанным по формуле (2). Результаты расчетов для некоторых вариантов (при $L = 20$ см, $r_b = 1.01$ см, $\Delta r = 0.02$ см),

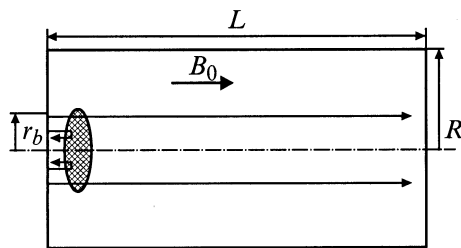


Рис. 1. Геометрия односекционной трубы дрейфа.

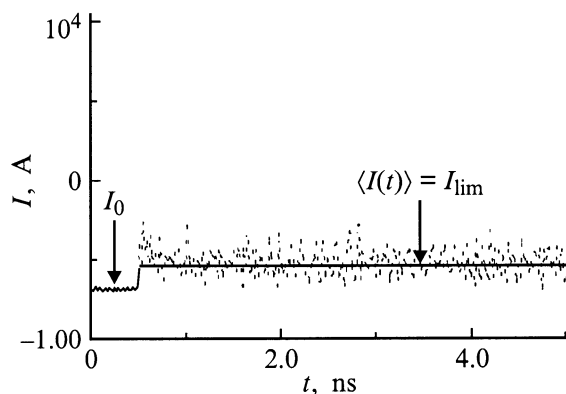


Рис. 2. Типичная расчетная осциллограмма тока пучка с ВК, проходящего в односекционной трубе дрейфа.

R , cm	$I_{\text{lim}}^{\text{exact}}$, kA	$I_{\text{lim}}^{\text{calc}}$, kA	$\langle I_{\text{up}}(t) \rangle$, kA	$\langle I_{\text{down}}(t) \rangle$, kA
2.0	5.55	5.6	5.59	5.63
2.5	4.12	4.1	4.14	4.12
3.0	3.51	3.4	3.50	3.51

различающихся только величиной R , сведены в таблицу. Аналогичное тестирование с помощью ранней версии "Карата"—кода "Рубин" было выполнено в [15].

Было также проведено тестирование и по другой методике. Согласно известным модельным представлениям о поведении пролетного тока пучка при наличии в нем ВК [16] считается, что величина пролетного тока осциллирует около средней величины, численно равной ВПТ. Для проверки этого были рассчитаны "осциллограммы" тока пучка в сечениях перед и за ВК $\langle I_{\text{up}}(t) \rangle$ и $\langle I_{\text{down}}(t) \rangle$ соответственно, которые в силу замкнутости цепи полного тока имеют одинаковый вид (рис. 2): на начальном этапе ток пучка равен току инжекции I_0 , большем ВПТ I_{lim} , а после формирования ВК ток пучка действительно становится осциллирующим со средним значением $\langle I(t) \rangle = I_{\text{lim}}$. Вычислялись средние значения тока пучка в сечениях перед и за ВК $\langle I_{\text{up}}(t) \rangle$ и $\langle I_{\text{down}}(t) \rangle$, результаты этих расчетов также представлены в таблице. Анализ табличных данных свидетельствует о достаточно высокой точности расчетов ВПТ, выполненных с помощью кода "Карат".

Динамика формирования ВК в двухсекционной трубе дрейфа

Убедившись в предыдущем разделе в правильности расчетов ВПТ, приступим к исследованию поведения электронного пучка в двухсекционной трубе дрейфа (рис. 3). Отметим, что ранее аналогичная рис. 3, *b* труба дрейфа, но без фольги, исследовалась в [10], а в [11] исследовались лишь некоторые аспекты поведения электронного пучка в двухсекционной трубе с фольгой.

Условимся нумеровать секции и соответствующие индексы геометрических размеров секций слева направо, считая, что инжекция пучка происходит с левого торца первой секции.

Простейший анализ диаграммы токов для двухсекционной трубы дрейфа с помощью [10] дает следующее.

I. При $I_{\text{lim}1} < I_{\text{lim}2}$ (рис. 3, *a*) возможны две ситуации: а) при $I_0 < I_{\text{lim}1}$ пучок полностью проходит через всю трубу дрейфа; б) при $I_0 > I_{\text{lim}1}$ у левого торца первой секции формируется ВК_{1l} (здесь и далее индекс ВК содержит номер секции, а буква *l* или *r* обозначает, вблизи какого торца секции, левого или правого, сформировался ВК).

II. При $I_{\text{lim}1} > I_{\text{lim}2}$ (рис. 3, *b*) возможно четыре ситуации: а) при $I_0 < I_{\text{lim}2}$ пучок полностью проходит через всю трубу дрейфа; б) при $I_{\text{lim}2} < I_0 < 1/2(I_{\text{lim}1} + I_{\text{lim}2})$ образуется ВК_{2r}; в) при $1/2(I_{\text{lim}1} + I_{\text{lim}2}) < I_0 < I_{\text{lim}1}$

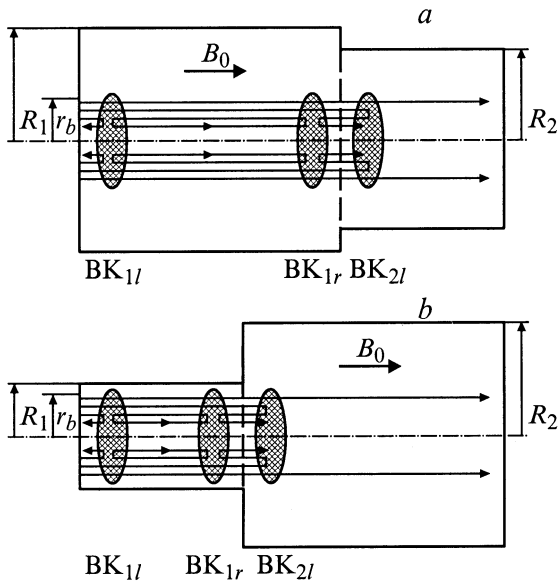


Рис. 3. Геометрия двухсекционной трубы дрейфа: *a* — для случая I, *b* — для случая II.

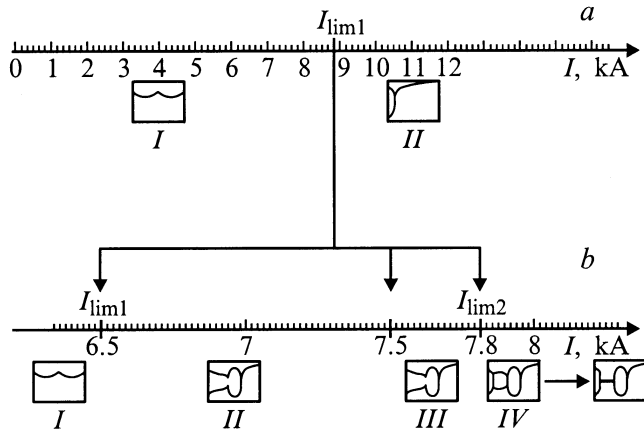


Рис. 4. Теоретическая (*a*) и расчетная (*b*) диаграмма токов для двухсекционной трубы дрейфа в случае I. В прямоугольниках показаны стилизованные фазовые портреты пучка.

образуются BK_{2l} и BK_{1r} ; d) при $I_0 > I_{lim1}$ образуются BK_{2l} , BK_{1r} и BK_{1l} , а между BK_{1r} и BK_{1l} , устанавливается ССП, причем если I_0 не намного превышает I_{lim1} , то BK_{2l} образуется ранее BK_{1l} ; если же знак неравенства выполняется с большим запасом, то, наоборот, BK_{1l} образуется ранее BK_{2l} ; ток, при котором BK_{2l} и BK_{1l} образуются одновременно, будем обозначать I_c .

Однако компьютерное моделирование показало, что для случая I при небольшой разности $I_{lim2} - I_{lim1}$ описанная выше диаграмма токов качественно изменилась: область предполагаемой границы между двумя ситуациями диаграммы токов сдвинулась в сторону меньших значений тока и имеет тонкую структуру, когда возможна реализация состояния с двумя или с тремя ВК (рис. 4). Что касается случая II, то описанная выше диаграмма

токов изменилась лишь количественно: граничные значения границ всех четырех ситуаций существенно, почти в два раза, сдвинуты в область меньших токов (рис. 5).

Анализ динамики эволюции фазового портрета пучка в различных ситуациях позволил найти объяснение такой трансформации диаграмм токов. Как видно из рис. 6 (для ситуации II, *b* в качестве примера), на фоне бурсиановской неустойчивости формирования ВК развивается более коротковолновая монотронная (пирсовская) неустойчивость, описанная в [17]. Эта неустойчивость приводит к сильной модуляции электронного пучка по импульсу, причем в целом количество электронов с энергией меньшей, чем энергия инжекции, на фольге, разделяющей секции трубы дрейфа, будет заметно больше, чем количество высокоэнергетичных электронов. Тогда в силу (1) имеет место снижение энергии электронов на входе во вторую секцию, что приводит к сдвигу I_{lim2} и, как следствие, к наблюдаемой перестройке диаграмм токов.

Таким образом, обнаружено, что в двухсекционной трубе дрейфа вследствие развития пирсовской неустойчивости происходит сдвиг и перестройка диаграмм токов. Кроме того, анализ фазовых портретов с BK_{2l} во второй секции трубы позволяет предположить, что в первой секции встречные пучки прямых и отраженных электронов (двухпотокное состояние) долго находиться не могут так как возможно возбуждение различных пучковых неустойчивостей. В частности, как показали предварительные оценки, длина первой секции, а также величины токов прямого и отраженного пучков могут быть достаточными для возбуждения двухпотокковой неустойчивости [18].

Было проведено специальное исследование этого вопроса. Обнаружено, что в данной ситуации существует более быстрая неустойчивость, опережающая в своем развитии двухпотокную, а именно формирование ССП. Эволюция фазового портрета электронов показана на рис. 7, из которого видно, что формирование ССП, как и в [10–12], имеет волновой характер, причем волна переключения двухпотокное состояние → ССП движется против направления прямого пучка. Скорость волны

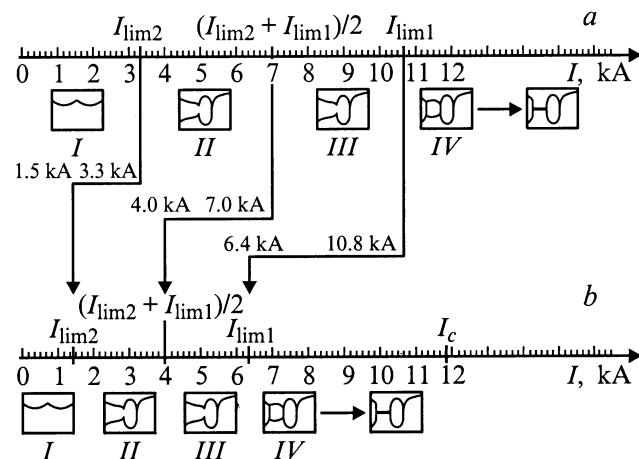


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для случая II.

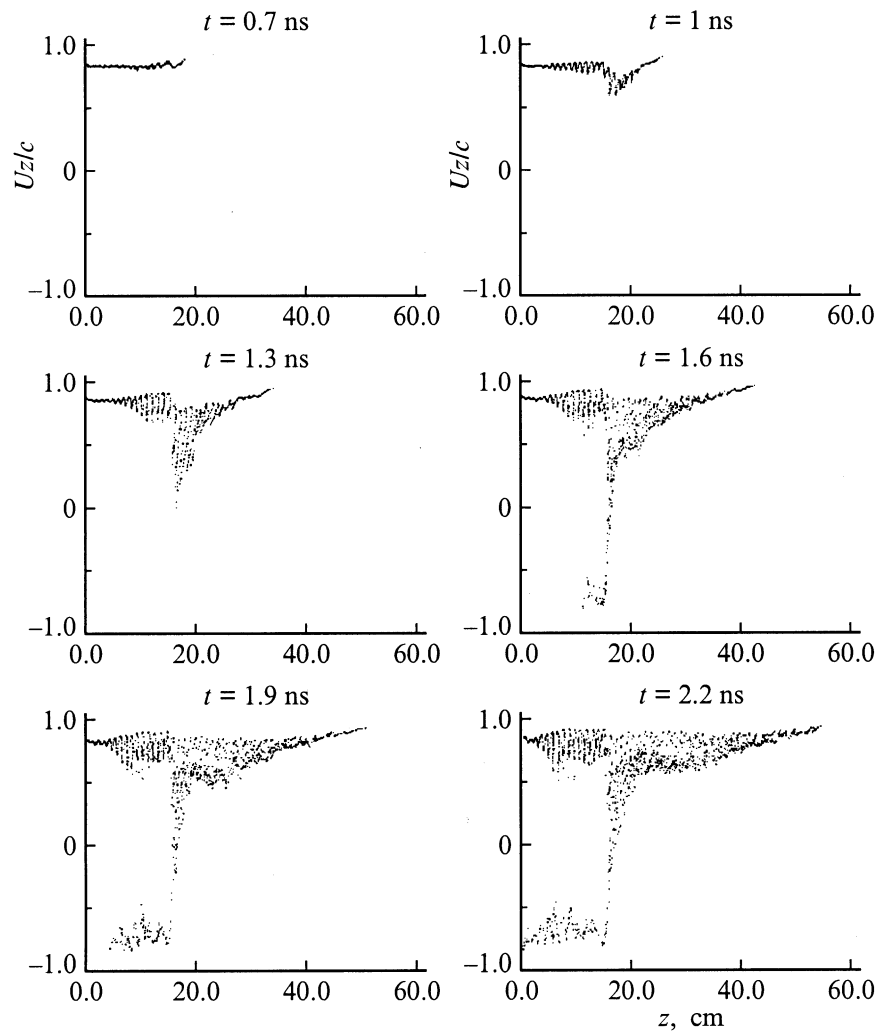


Рис. 6. Эволюция фазового портрета пучка в двухсекционной трубе дрейфа для ситуации II, *b*.

переключения была оценена как $\sim 3 \cdot 10^9$ cm/s, а границы режимов, в которых возможно установление ССП, также сдвинуты в область меньших значений токов.

Анализ диаграмм токов для трехсекционной трубы дрейфа

Если для двухсекционной трубы было всего два случая ($I_{lim1} < I_{lim2}$ и $I_{lim1} > I_{lim2}$), для каждого из которых для различных значений тока инжектируемого пучка существуют несколько различных ситуаций, то для трехсекционной трубы существуют шесть случаев. Причем для некоторых случаев токовая диаграмма имеет до десяти участков с различными режимами в динамике пучка.

В качестве примера приведем результаты моделирования одного случая $I_{lim1} > I_{lim2} > I_{lim3}$ (геометрия на рис. 8). На рис. 9 приведена рассчитанная диаграмма токов, имеющая всего шесть участков, так как диапазоны тока некоторых ситуаций малы или даже перебивают-

ся, что затрудняет анализ. На рис. 9 также показаны последовательности образования ВК. Здесь, как и для двухсекционной трубы, был обнаружен сдвиг предельных токов в область низких значений. Аналогичная картина наблюдается и для других случаев геометрии трехсекционной трубы, но последовательности образования ВК для различных случаев могут различаться.

Расчет КПД СВЧ генерации для односекционной и двухсекционной труб дрейфа

При разработке СВЧ генераторов представляет интерес, с какой эффективностью происходит генерация электромагнитного излучения. Для исследуемых в данной работе конфигураций этот вопрос приводит к задаче о синфазности электромагнитных колебаний, генерируемых каждым ВК, и о согласовании этих колебаний с колебаниями, возбуждаемыми коротковолновой пирсовской неустойчивостью. Можно надеяться, что существуют

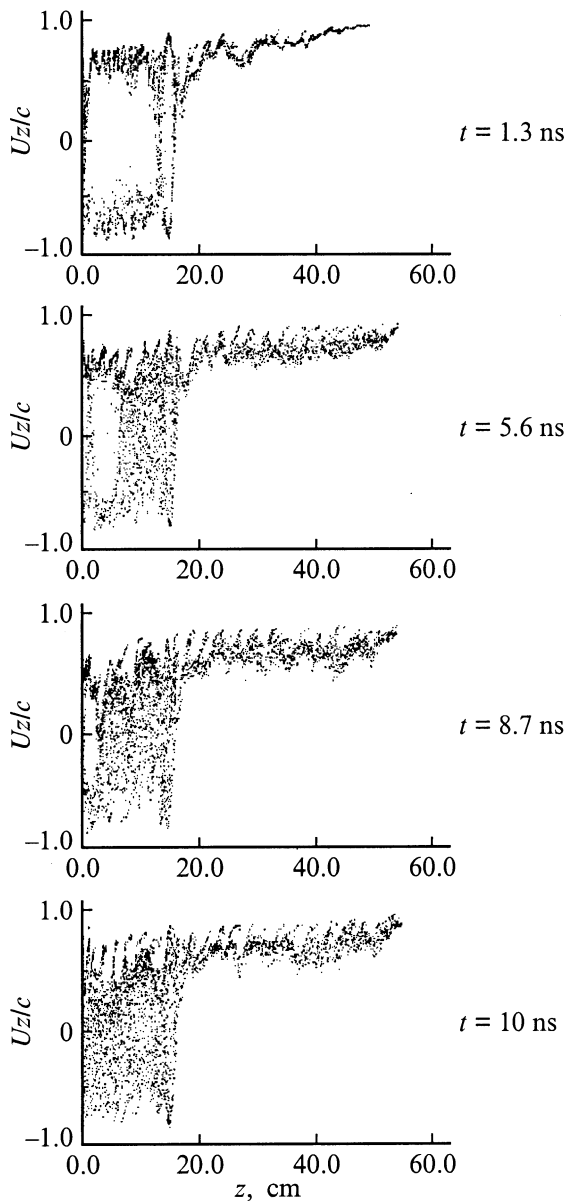


Рис. 7. То же, что на рис. 6, для ситуации II, *d*.

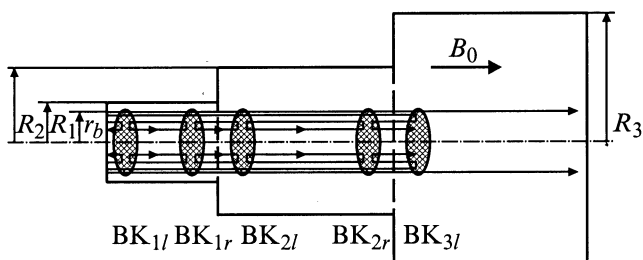


Рис. 8. Геометрия трехсекционной трубы дрейфа.

режимы, когда излучения, генерируемые некоторыми из этих колебаний, будут складываться, что может привести к идее более эффективного виркатора со многими ВК.

Для ответа на эти вопросы было проведено следующее исследование. Правый торец правой секции трубы дрейфа открывался и на нем задавались условия излучения. Специальным подбором профиля магнитного поля создавались условия для того, чтобы пролетные электроны высаживались на боковые стенки правой секции за последним ВК. С одной стороны, это позволяло создать контур обратного токопровода для пролетных электронов, а с другой стороны, рассчитать излучаемую электромагнитную волну на выходе из системы. Рассчитывался поток вектора Пойнтинга P через поперечное сечение трубы дрейфа вблизи выходного торца, а по формуле $\eta = 100\% P/I_0 U_0$ рассчитывался КПД СВЧ генерации.

Рассмотрим сначала результаты расчетов для односекционной трубы дрейфа. Этот случай рассматривался ранее в [19] теоретически и с помощью моделирования. Теоретически там было получено, что максимальный КПД генерации приходится на $I_0 = 2I_{lim}$, а максимальная мощность достигается при $I_0 = 3I_{lim}$. Этот результат был подтвержден в [19] численно. Однако в теоретическом анализе в [19] не была учтена пирсовская

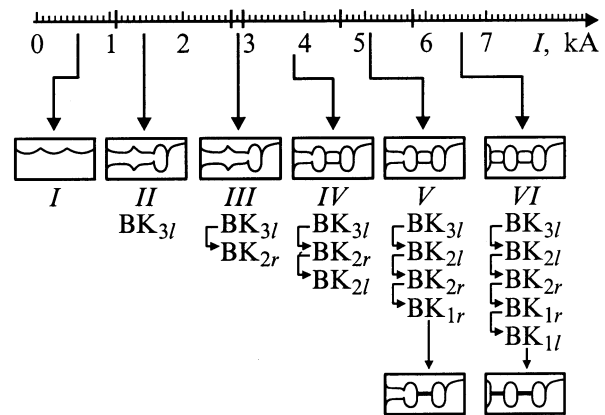


Рис. 9. Расчетная диаграмма токов для двухсекционной трубы дрейфа.

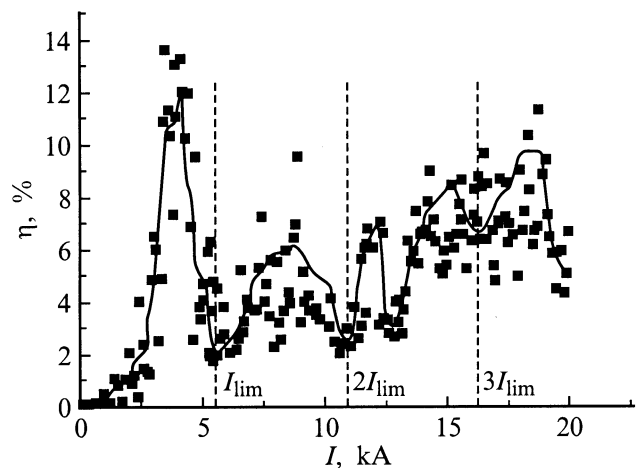


Рис. 10. Зависимость КПД СВЧ генерации от тока пучка для односекционной трубы дрейфа.

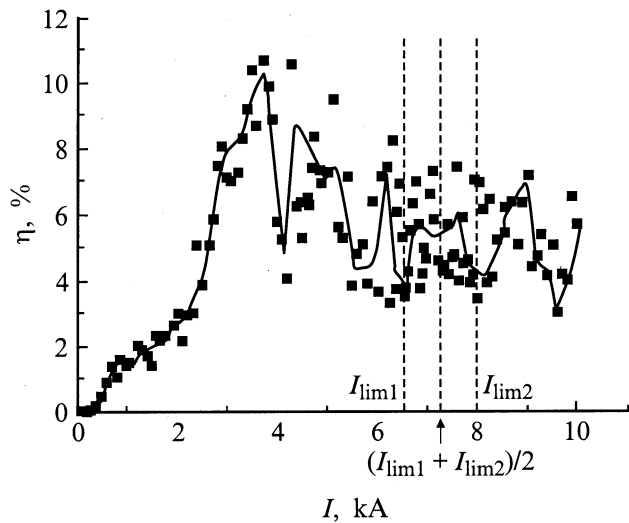


Рис. 11. То же, что и на рис. 10, для двухсекционной трубы дрейфа (случай I).

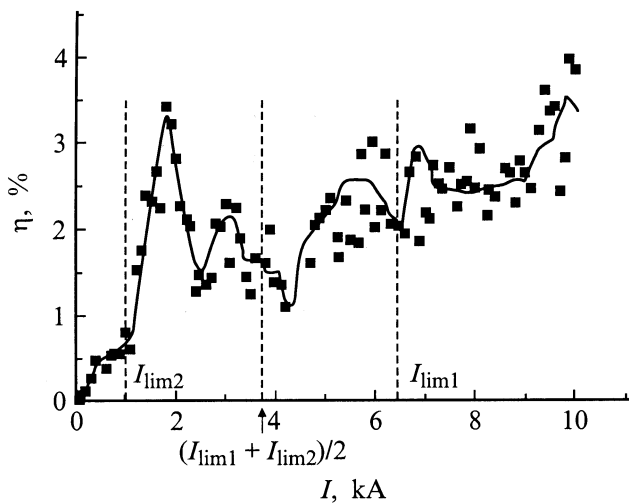


Рис. 12. То же, что и на рис. 10 и 11, для двухсекционной трубы дрейфа (случай II).

неустойчивость, а при моделировании I_0 варьировалась с большим шагом. В данной работе было проведено подробное исследование зависимости КПД от инжектируемого тока, полученная зависимость $\eta(I_0)$ для одной из геометрий (см. таблицу) представлена на рис. 10. Анализ полученной зависимости позволяет утверждать следующее: наибольшее КПД (14%) имеет коротковолновая пирсовская неустойчивость, когда ВК не формируется; локальные минимумы зависимости $\eta(I_0)$ приходятся на значения инжектируемого тока $I_0 = I_{\text{lim}}, 2I_{\text{lim}}, 3I_{\text{lim}}$ и т.д. Такие же особенности зависимости $\eta(I_0)$ наблюдались и для других геометрий из таблицы.

На рис. 11 и 12 приведены зависимости $\eta(I_0)$ для двухсекционных труб дрейфа, соответствующие случаям на рис. 3, а. На них положение минимумов соответствует сдвинутым значениям предельных токов, рассчитанным

выше. Объяснение этим фактам дать трудно. Авторы сходятся на мысли о том, что вблизи значений предельных токов инкремент бурсиановской неустойчивости δ достаточно мал $\lim_{(I_0 - I_{\text{lim}}) \rightarrow 0} \delta = 0$ [3]

Заключение

Итак, в работе представлены результаты расчета предельных токов и динамики магнитоизолированного электронного пучка с многими ВК в составных трубах дрейфа. Основные результаты следующие.

Рассчитанные значения предельных токов в односекционной трубе дрейфа с большой точностью совпадают с аналитической формулой.

Значения предельных токов в двух- и трехсекционных трубах дрейфа сдвинуты в область меньших значений, что приводит к сдвигу или даже качественной перестройке диаграмм токов.

Сдвиг значений предельных токов и перестройка диаграмм токов объяснены развитием коротковолновой пирсовской неустойчивости.

Установление ССП происходит волновым образом, границы режимов с ССП также сдвинуты в область меньших значений тока.

Минимумы зависимости КПД генерации от величины инжектируемого тока приходятся на значения предельных токов, что можно объяснить уменьшением соответствующих инкрементов бурсиановской неустойчивости.

Выражаем благодарность А.А. Рухадзе за консультации по некоторым вопросам, оказавшие нам заметную помощь. Благодарим также В.П. Тараканова за помощь в работе. Один из авторов выполнял эту работу в рамках программы "Соросовские доценты".

Список литературы

- [1] Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. // УФН. 1971. Т. 103. № 3. С. 609.
- [2] Рухадзе А.А., Столбецов С.Д., Тараканов В.П. // РИЭ. 1992. Т. 37. № 5. С. 385.
- [3] Alyokhin B.V., Dubinov A.E., Selemir V.D. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. Vol. 945. N 5. P. 945.
- [4] Дубинов А.Е., Селемир В.Д. // Зарубежная радиоэлектроника. 1995. № 4. С. 54.
- [5] Файнберг Я.Б. // Материалы конференции по ядерно-физическим исследованиям, посвященной 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомного ядра. М.: ЦНИИ атоминформ, 1983. Ч. 1. С. 222.
- [6] Быстрицкий В.М., Диденков А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- [7] Завада Н.И., Трошкин И.А., Зеленский К.Ф. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиофизическую аппаратуру. 1994. № 3–4. С. 23.
- [8] Sanford T.W.L., Halbleib J.A., Cooperstein G., Weber B.V. // IEEE Trans. Nuclear Sci. 1995. Vol. 42. N 6. P. 1902.
- [9] Lloyd O. // British J. Appl. Phys. 1996. Vol. 17. N 3. P. 357.

- [10] *Ignatov A.M., Tarakanov V.P.* // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1. N 3. P. 741.
- [11] *Дубинов А.Е.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 22. С. 29.
- [12] *Дубинов А.Е.* // РиЭ. 2000. Т. 45. № 7. С. 875.
- [13] *Tarakanov V.P.* // User's Manual for Code Karat. Springfield, VA: Berkley Research Associate Inc., 1992.
- [14] *Котетешвили П.В., Рыбак П.В., Тараканов В.П.* // Препринт ИОФАН. № 44. М., 1991.
- [15] *Альтеркоп Б.А., Сокулин А.Ю., Тараканов В.П.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 8. С. 974.
- [16] *Дубинов А.Е., Селемир В.Д.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 4. С. 41.
- [17] *Клочков Д.Н., Пекар М.Ю., Рухадзе А.А.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. Вып. 6. С. 2037.
- [18] *Бриггс Р.* Достижения физики плазмы: Сб. науч. тр. М.: Мир, 1974. 132 с.
- [19] *Альтеркоп Б.А., Рухадзе А.А., Сокулин А.Ю., Тараканов В.П.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 9. С. 115.