

УДК 537.533

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

*А. Е. Дубинов**, *И. А. Ефимова*, *И. Ю. Корнилова*,
С. К. Сайков, *В. Д. Селемир*

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский
научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

В. П. Тараканов

Институт высоких температур РАН, Москва

ВВЕДЕНИЕ	462
АНАЛИТИЧЕСКИЕ САМОСОГЛАСОВАННЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ВК	463
Классификация ВК	463
Гистерезис стационарных состояний электронного пучка	465
Некоторые геометрические свойства решений задачи о предельном токе	468
Динамика формирования ВК при инжекции электронного пучка в полупространство	470
Динамика формирования ВК при инжекции электронного пучка в плоский эквипотенциальный промежуток	474
Динамика формирования ВК в электронном пучке, прохо- дящем сквозь диэлектрик	479
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВК	482
Краткое описание компьютерных программ моделирова- ния пучков с ВК	482
Двумерная динамика ВК	486
Метастабильные электроны в ВК	489
«Сжатое состояние» сверхпредельных пучков	495
Динамика электронного пучка с ВК в составных трубах дрейфа	500
Динамика термализации электронов	506
Исследование турбулентности в электронных пучках с ВК	509

*E-mail: dubinov@ntc.vniief.ru

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	514
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	514

УДК 537.533

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

*А. Е. Дубинов**, *И. А. Ефимова*, *И. Ю. Корнилова*,
С. К. Сайков, *В. Д. Селемир*

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский
научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

В. П. Тараканов

Институт высоких температур РАН, Москва

Представлен обзор результатов теоретического исследования сильноточных электронных пучков с виртуальным катодом (ВК). Приведена классификация ВК, аналитические решения задач по динамике формирования ВК, результаты самосогласованного компьютерного моделирования динамики пучков с ВК, в которых возникают необычные явления (гистерезис, метастабильные электроны, сжатое состояние пучка и др.). Обнаруженные явления можно использовать в технике СВЧ-генераторов, ускорительной и коммутационной технике.

Review of results of theoretical investigation of high-current electron beams with virtual cathode (VC) is presented. VC classification, analytical solutions of tasks on VC formation dynamics, results of self-consistent computer simulation of beams dynamics with VC, where unusual phenomena take place, are presented. Revealed phenomena may be used in microwave generators techniques, accelerating and commutation equipment.

ВВЕДЕНИЕ

В 1923 г. В. Бурсиан и В. Павлов опубликовали работу [1], в которой проанализировали режимы прохождения электронного пучка через эквипотенциальную вакуумную полость. По-видимому, они впервые показали, что при некоторых условиях в полости происходит отражение части электронов назад, к точке их влета в нее. Позднее место остановки и разворота электронов в научно-технической литературе было названо виртуальным катодом (ВК), псевдокатодом или эффективным катодом, поскольку он является источником отраженных электронов.

С тех пор электронные пучки с ВК нашли очень много применений, среди которых можно назвать следующие (вместе с соответствующей обзорной литературой):

*E-mail: dubinov@ntc.vniief.ru

— коллективное ускорение сильноточных пучков положительных ионов [2–6];

— генерация мощных СВЧ-импульсов (приборы с ВК для генерации СВЧ-излучения называются виркаторами и отражательными триодами) [6–17];

— генерация мощных импульсов тормозного рентгеновского излучения [6, 18];

— мощная коммутационная техника [6, 19];

— измерение сверхглубокого вакуума [6, 20] и др.

И хотя техника приборов и установок с ВК представлена в современной обзорной литературе, как видно, достаточно широко, динамика электронных пучков с ВК подробно практически нигде не рассматривалась.

Тем не менее пучки с ВК демонстрируют большое многообразие нелинейных явлений, проявляющихся в многозначности распределения скорости электронов в пучке, в сильной турбулентности пучка, в сложном характере взаимодействия волновых пульсаций с собственными модами электродинамической структуры приборов. В таких пучках возникают очень необычные явления (гистерезис, метастабильные электроны, так называемое сжатое состояние пучка и др.), предвидеть которые до их открытия было очень трудно.

В этом обзоре мы ставили главной целью ознакомить читателей с перечисленными необычными явлениями в динамике пучков с ВК, которые обнаружили в наших собственных исследованиях. Но в обзоре также представлены некоторые результаты и других лабораторий. Часть из них уже сейчас используется в некоторых приборах сильноточной электроники, остальные еще предстоит осмыслить и применить.

Обзор состоит из двух частей. В первой излагаются классификация ВК и аналитические решения задач по динамике формирования ВК. Эта часть является вводной и необходима для понимания последующего материала. Вторая часть представляет результаты самосогласованного компьютерного моделирования динамики пучков с ВК, в которых и проявляются необычные нелинейные явления.

1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ САМОСОГЛАСОВАННЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ВК

1.1. Классификация ВК. В настоящее время можно выделить несколько разновидностей ВК, например, для плоскопараллельного промежутка таких разновидностей существует, по меньшей мере, четыре.

Первая разновидность ВК возникает, если на промежуток налагать внешнее тормозящее электростатическое поле. При этом моноэнергетический электронный пучок полностью отражается потенциальным барьером назад,

а пролетного тока нет. Такой ВК можно назвать отражательным. Отметим, что отражательный ВК может существовать при любом, даже сколь угодно малом, значении тока пучка и при этом может быть стационарным. Этот ВК реализуется в таких известных СВЧ-приборах, как генератор тормозящего поля Баркгаузена–Курца [21], отражательный клистрон [22], отражательный генератор дифракционного излучения [23], а также в отражательных электронных ловушках, применяемых для генерации высокозарядных ионов [24].

Вторая разновидность ВК возникает в электронных диодах с термоэмиттерами, когда электронный пучок имеет значительный энергетический разброс. При этом низкоэнергетическая фракция пучка отражается от потенциального барьера, созданного пространственным зарядом самого пучка, на различных расстояниях до эмиттера. Такой размытый ВК можно назвать тепловым. Он также допускает стационарное существование пучка и не имеет порога по величине тока пучка, но в отличие от отражательного ВК тепловой ВК пропускает наиболее высокоэнергетичные электроны, формируя при этом пролетный ток. Пучки с тепловым ВК существуют в электронных диодах, в которых ускоряющее напряжение в энергетических единицах сравнимо с тепловым разбросом эмитированных электронов. Теория пучков с тепловым ВК подробно рассмотрена в [25]. Тепловой ВК также возникает, например, в электронных потоках, эмитируемых с поверхностей небесных тел под действием космических лучей (например, в [26] рассмотрено возникновение ВК вблизи освещенной Солнцем поверхности спутника Марса — Фобоса). Отметим, что только эта разновидность ВК описана в «Физической энциклопедии» (1988 г.).

Третья разновидность ВК — место отражения электронов от магнитной пробки, возникающее в электронных ловушках с магнитным полем пробочной конфигурации [27, 28]. Такой ВК, названный магнитным, также стационарен и может существовать при сколь угодно малом токе пучка.

Четвертая разновидность ВК может возникать при инъекции в эквипотенциальную полость моноэнергетического электронного пучка с ненулевой скоростью электронов и с большой силой тока, когда нет условий для возникновения первой и второй разновидностей ВК. Потенциальный барьер в этом случае создает пространственный заряд самого пучка. Первая особенность такого ВК — он принципиально нестационарен и может существовать только в осцилляторном режиме. Вторая его особенность — он возникает только тогда, когда ток пучка превышает некоторое критическое значение. ВК этой разновидности назван осциллирующим. Необходимо отметить, что осциллирующий ВК может также возникнуть и в тех случаях, когда имеются условия для существования отражательного, теплового или магнитного ВК. Например, в отражательном триоде хороших результатов по СВЧ-генерации достигают лишь при превышении током пучка порогового (предельного) зна-

чения тока. Отметим, что нестационарность и пороговость существования такого ВК сопутствует развитию излучательной неустойчивости.

Кинетика электронов вблизи ВК для каждой их разновидности различна; отличие проявляется в функции распределения электронов, в фазовых портретах пучка и т. д. Например, рассматриваемые ниже в п. 1.3 метастабильные электроны могут существовать в окрестности только осциллирующего ВК.

Данная классификация ВК впервые представлена в работе [6].

В обзоре приведены результаты исследований динамики пучков с четвертой разновидностью ВК. Везде по тексту, где специально не оговорено, подразумевается именно такой ВК.

1.2. Гистерезис стационарных состояний электронного пучка. При инжекции интенсивных электронных пучков в эквипотенциальные полости различной конфигурации нелинейность, связанная с влиянием поля собственного пространственного заряда пучка, приводит к своеобразному явлению, когда при одних и тех же параметрах пучка возможны различные его состояния. Это явление — гистерезис состояний, одно из которых стационарно и отвечает полному пролету электронов сквозь полость, а другое соответствует отражению части электронов от некоторого сечения, — стало известно уже из работы [1].

В таких условиях многие величины, характеризующие состояния пучка, имеют вид двузначной зависимости на некотором интервале значений тока пучка [28–32].

Ниже приведено полное и точное решение задачи о гистерезисе стационарных состояний моноэнергетического нерелятивистского электронного пучка в плоском эквипотенциальном промежутке длиной L , ограниченном прозрачными для электронов сетками.

При определенных условиях, например, при наложении достаточно сильного однородного магнитного поля вдоль направления инжекции, т. е. когда ларморовский радиус электронов много меньше L , движение электронов можно считать одномерным.

В этом случае динамику электронного потока можно описать следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = qn, \quad (3)$$

где v — скорость электронов в потоке; n — их плотность; φ — потенциал электрического поля, нормированные соответственно на v_0 , n_0 , mv_0^2/e ; координата z нормирована на величину L , а время t — на L/v_0 . Здесь v_0 и

n_0 — скорость и плотность электронов в плоскости инъекции $z = 0$; m и e — масса и заряд электрона. При этом параметр q в (3) равен

$$q = \omega_p^2 L^2 / v_0^2, \quad (4)$$

где ω_p — плазменная частота пучка в плоскости инъекции.

Разрешая систему уравнений относительно v при условии стационарности задачи, а это справедливо, когда длительность фронта импульса тока существенно превышает время пролета электронами промежутка L/v_0 , получаем

$$v^2 \frac{d^3 v}{dz^3} + 4v \frac{dv}{dz} \frac{d^2 v}{dz^2} + \left(\frac{dv}{dz} \right)^3 = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) совместно с условиями

$$v(0) = v(1) = 1, \quad \left. \frac{d}{dz} \left(v \frac{dv}{dz} \right) \right|_{z=0} = q \quad (6)$$

составляет краевую задачу, описывающую искомый профиль скорости потока. Точное и полное решение этой задачи, полученное в работе [33], имеет параметрический вид по переменной ψ :

$$|1 - 2z| = \frac{\psi^3 + 6\psi}{\psi_0^3 + 6\psi_0}, \quad v = \frac{\psi^2 + 2}{\psi_0^2 + 2}, \quad (7)$$

где параметр ψ_0 определяется из алгебраического уравнения

$$\frac{8}{9} \frac{\psi_0^2 (\psi_0^2 + 6)^2}{(\psi_0^2 + 2)^3} = q. \quad (8)$$

Полученное решение имеет два особых значения параметра q : $8/9$ и $16/9$, причем то решение, которое соответствует $\min \{v(z)\} = 0$ при $q = 8/9$, в точности совпадает с разбиением промежутка срединной плоскостью на два диода Чайльда–Ленгмюра.

Легко видеть, что при $0 < q < 8/9$ решение задачи, выражаемое соотношениями (7) и (8), единственно, при $8/9 < q < 16/9$ имеются два решения (гистерезис стационарных состояний), а при $q > 16/9$ стационарных состояний нет. Это иллюстрирует зависимость $\psi_0(q)$, неявно заданная соотношением (8), график которой показан на рис. 1, а.

В стационарных состояниях минимальные значения скорости и, следовательно, потенциала находятся в середине промежутка. Соответственно в середине же промежутка имеется и максимальное значение плотности электронов. На рис. 1, б показана зависимость $\min \{v(z)\}$ от q , а на рис. 1, в — зависимость $\max \{n(z)\}$ от q .

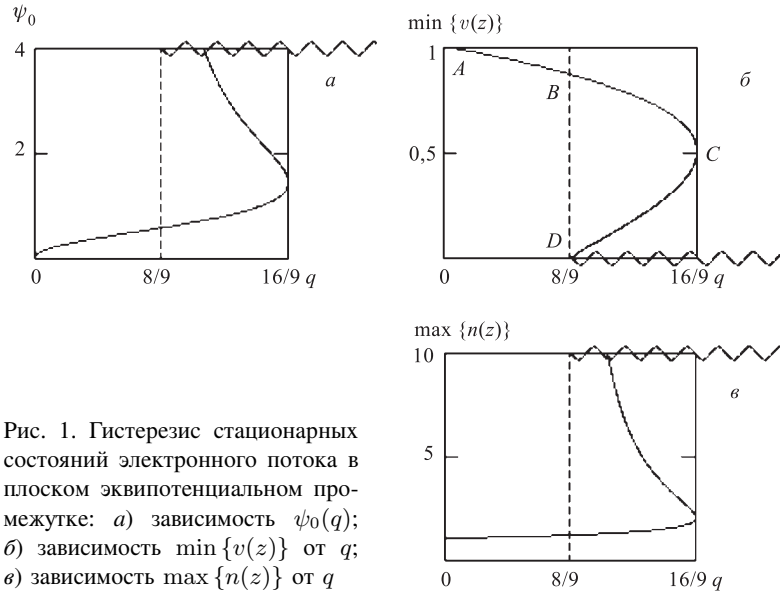


Рис. 1. Гистерезис стационарных состояний электронного потока в плоском эквипотенциальном промежутке: а) зависимость $\psi_0(q)$; б) зависимость $\min \{v(z)\}$ от q ; в) зависимость $\max \{n(z)\}$ от q

Так как при $8/9 < q < 16/9$ для стационарного состояния, соответствующего бóльшим значениям инжектируемой плотности тока (верхняя ветвь графика на рис. 1, а), имеет место неравенство

$$\frac{d}{dq} \min \{v(z)\} > 0, \quad (9)$$

то это состояние оказывается неустойчивым и не реализуется на практике. Вместо него существует принципиально нестационарное состояние потока с отражением электронов назад к плоскости инжекции (состояние с ВК), которое может быть также и при $q > 16/9$, что условно показано на рис. 1 волнистой линией.

Проследим эволюцию состояний электронного потока при адиабатически медленном изменении параметра q . При возрастании q состояние электронного потока последовательно проходит (см. рис. 1) точки A , B и при достижении значения $q = 16/9$ попадает в точку C . При дальнейшем увеличении поток электронов становится нестационарным и в нем формируется ВК. При уменьшении же параметра q нестационарное состояние с ВК будет сохраняться вплоть до точки D , совпадающей с крайней точкой неустойчивого стационарного состояния (ветвь $C \rightarrow D$). При переходе через точку D поток скачком переходит в устойчивое стационарное состояние. Описанную здесь эволюцию электронного потока на практике можно осуществить путем мед-

ленного изменения плотности инжектированного тока электронов j , скорости электронов v_0 и/или ширины эквипотенциального промежутка.

В соответствии с вышесказанным значение плотности электронов (при фиксированных v_0 и L), при котором $q = 8/9$, можно назвать первым критическим током (или предельным током), а значение при $q = 16/9$ — вторым критическим током. И в общем случае произвольной полости примем, что первый критический ток соответствует $\min_G(v) = 0$, а второй — значению, выше которого стационарное состояние невозможно.

Непосредственным интегрированием $\int_0^L n(z)dz$ легко получить, что в состоянии D промежуток содержит в три раза больше электронов, чем в состоянии B , поэтому скачок $D \rightarrow B$ сопровождается быстрым (за время $\sim L/v_0$) сбросом электрического заряда из промежутка. Это явление можно использовать для генерации мощных наносекундных импульсов тока [34, 35], а также для коллективного ускорения положительных ионов [36]. Кроме того, само явление гистерезиса можно использовать для генерации мощных электромагнитных колебаний релаксационного типа [37].

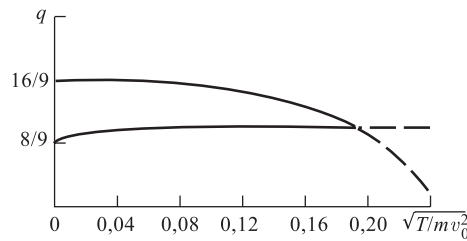


Рис. 2. Температурная зависимость критических токов

Здесь укажем, что поведение электронного потока в случае релятивистских энергий или в случае эквипотенциальной полости иной формы представляется качественно аналогичным, но точных значений критических токов получить уже не удастся.

Интересно также проследить влияние энергетического разброса в инжектируемом потоке электронов на значения параметра q , соответствующие критическим токам. Эта задача исследовалась в работе [38], в которой установлено, что при росте температуры пучка значения критических токов сближаются и при $(T/mv_0^2)^{1/2} \approx 0,2$ перекрываются (см. рис. 2), что влечет за собой вырождение гистерезиса.

1.3. Некоторые геометрические свойства решений задачи о предельном токе. Как следует из результатов п. 1.2, одним из критериев, определяющих работу приборов с ВК, является предельная плотность тока. Рассмотрим задачу о предельном значении плотности тока (первое и второе критические значения), ограниченной пространственным зарядом самого пучка, проходящего сквозь эквипотенциальную замкнутую полость произвольной формы вдоль силовых линий сильного однородного стационарного магнитного поля. Знание этих предельных значений необходимо для проектиро-

вания транспортировочных трактов сильноточных ускорителей электронов, СВЧ-генераторов с ВК, коллективных ускорителей ионов и т. д.

Для этой задачи в случае нерелятивистского пучка система уравнений, состоящая из уравнения Пуассона ($\Delta\varphi = 4\pi en$), уравнения, выражающего закон сохранения энергии в движении отдельного электрона ($mv^2/2 = e\varphi$) и соотношения для плотности тока ($j = env$), сводится к задаче Дирихле со следующим уравнением и условием на границе dG полости G :

$$\Delta(v^2) = 8\pi ej/mv, \quad v|_{dG} = v_0. \tag{10}$$

Аналогичная задача возникает и для релятивистского случая.

В общем случае задача (10) может быть решена численно, например, методом итераций, но численное решение является достаточно трудоемким.

Однако иногда не требуется решать всю задачу, а необходимо, например, найти лишь геометрическое место точек с минимумом v в полости. Найти указанное геометрическое место может помочь следующая теорема и ее следствия [39].

Теорема. При изменении ориентации полости относительно направления силовых линий однородного магнитного поля и одновременно совпадающего с ним направления инжекции сплошного и однородного по поперечному сечению пучка электронов значения критических плотностей тока (первое и второе значения) и геометрическое место точек, определяемое выражением $\min_G(v)$, остаются неизменными (рис. 3).

Следствие 1. Если полость имеет центр, ось или плоскость симметрии, то геометрическое место точек $\min_G(v)$ также симметрично относительно этого центра, этой оси или этой плоскости.

Следствие 2. Если полость удовлетворяет условию следствия 1 и к тому же является односвязной (например, шар, куб и т. п.), то геометрическое место точек либо совпадает с плоскостью (или осью, или центром) симметрии, либо лежит на этой плоскости (или оси) симметрии.

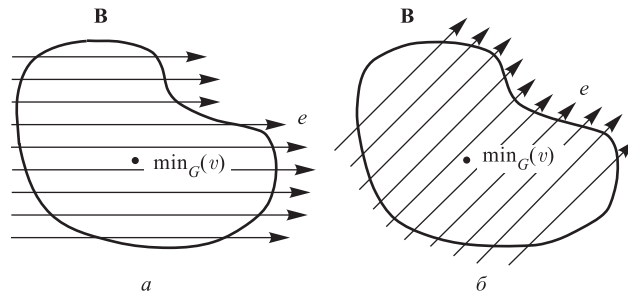


Рис. 3. Иллюстрация к теореме

Доказательство теоремы непосредственно следует из вывода уравнения для задачи Дирихле (10), потому что в нем отсутствует какая-либо информация об ориентации полости относительно силовых линий магнитного поля и направления инжекции. В справедливости следствий также легко убедиться.

Пользуясь следствиями 1 и 2, можно легко определить, что геометрическое место точек $\min_G(v)$ в шаре и кубе совпадает с их центром, в бесконечном круговом цилиндре совпадает с его осью, в круговом торе лежит в плоскости его симметрии, а в бесконечном плоскопараллельном промежутке совпадает с его срединной плоскостью и т. д. Заметим, что топологическая размерность геометрических мест точек $\min_G(v)$ во всех примерах различна и определяется размерностью задачи и геометрией полости.

Кроме того, с помощью следствий можно достаточно легко получить значение первой критической плотности тока, например, в плоскопараллельной конфигурации полости. Действительно, плоскость $v = \min_G(v)$ симметрично разбивает полость на две части, причем при $\min_G(v) = 0$ обе части представимы в виде плоских диодов Чайльда–Ленгмюра. Используя закон Чайльда–Ленгмюра (закон «3/2»), легко получить первое значение предельной плотности тока для плоского эквипотенциального промежутка:

$$j_1 = 4j_{\text{чл}} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} (e/m)^{1/2} \varphi^{3/2}, \quad (11)$$

что в точности соответствует $q = 8/9$.

Следует также отметить, что при определенных условиях в электронных диодах, помещенных в магнитное поле, силовые линии которого направлены под углом к направлению инжекции, может формироваться электронный пучок с докритическим током и одновременно несколькими минимумами скорости [40]. Изменение направления магнитного поля при этих условиях приводит к возникновению областей с $\min_G(v)$ и качественно меняет структуру пучка.

1.4. Динамика формирования ВК при инжекции электронного пучка в полупространство. Рассмотрим процесс инжекции моноэнергетического пучка электронов в полупространство, ограниченное металлической плоскостью $z = 0$. При этом неважно, инжектируются ли электроны сквозь прозрачную для них металлическую сетку или фольгу (в этом случае на сетке индуцируется положительный заряд изображения) или электроны попадают в полупространство путем их выбивания с поверхности, например, интенсивным потоком γ -квантов (при этом на поверхности фотоэммитера остается нескомпенсированный заряд положительных ионов). В каждый момент времени в обоих случаях положительный заряд в точности равен полному заряду пучка электронов. Игнорирование этого положительного заряда, как это сделано, например, в [41], приводит к решению нефизических задач.

Пусть в момент времени $t = 0$ с поверхности $z = 0$ электроны эмитируются с плотностью $N[\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] = N(t)$. К моменту времени t образуется пространственный заряд электронов на единицу поверхности

$$Q = -e \int_0^t N(\tau) d\tau \quad (12)$$

и положительный поверхностный заряд величины $|Q|$. Поэтому, согласно [42–44], на электроны в интервале инжекции от τ до $\tau + d\tau$ действует поле $E(\tau)$, величина которого определяется только зарядом электронов, испущенных ранее. Поэтому

$$E(\tau) = 4\pi e \int_0^{\tau} N(\tau) d\tau. \quad (13)$$

Соотношение (13) справедливо только до того момента, пока какой-либо слой электронов не обгонит слой, инжектированный ранее; ниже мы найдем точное выражение для этого момента времени. В частном случае прямоугольного импульса с плотностью $N(t) = N_0 \Theta(t)$, где $\Theta(t)$ — единичная функция Хевисайда, получим $E(\tau) = 4\pi e N_0 \tau$.

Тогда уравнение движения электронов в переменных Лагранжа (t, τ) запишется в виде

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} z(t, \tau) = -\frac{e}{m} E(\tau) = -\tau \quad (14)$$

с начальными условиями

$$z(\tau, \tau) = 0, \quad \dot{z}(\tau, \tau) = v_0. \quad (15)$$

Здесь была введена следующая нормировка: временные переменные нормируются на $\tau' = mv_0/4\pi e^2 N_0$, длина — на $v_0 \tau'$, скорость — на v_0 , плотность электронов — на N_0 , электрическое поле — на $mv_0/e\tau'$, потенциал — на mv_0^2/e и т. д. Задача (14), (15) легко решается, ее решение есть

$$v(t, \tau) = 1 + \tau^2 - t\tau, \quad (16)$$

$$z(t, \tau) = t - \tau + t\tau^2 - t^2\tau/2 - \tau^3/2. \quad (17)$$

Распределения скорости $v(z)$ и концентрации электронов $n(z)$, полученные из (16) и (17), показаны на рис. 4, а, б; траектории электронов в плоскости (z, t) — на рис. 5.

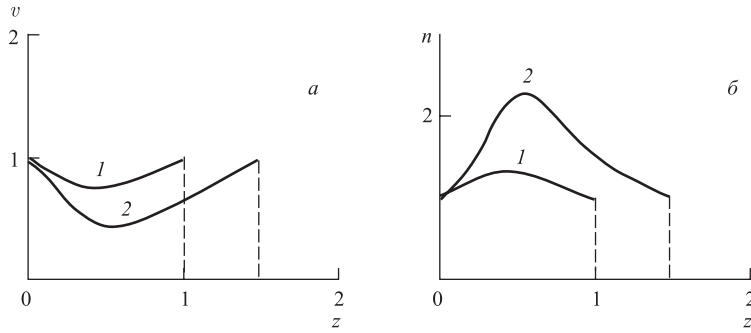


Рис. 4. Мгновенные профили распределений скорости (а) и концентрации (б) при инъекции пучка в полупространство; 1 — $t = 1$; 2 — $t = 1,5$

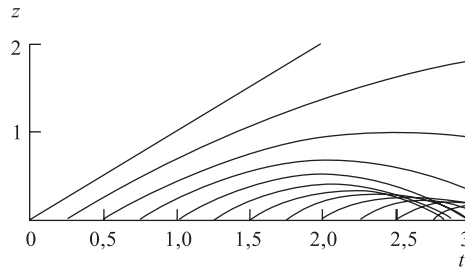


Рис. 5. Траектории электронов в плоскости (z, t) при длительной инъекции пучка в полупространство

Время разворота t_r различных слоев электронов ($v = 0$) определяется следующим образом:

$$t_r = \tau + \frac{1}{\tau}, \quad (18)$$

а время возвращения t_p электронов на плоскость можно определить из уравнения $z(t_p, \tau) = 0$ (см. (17)). Это уравнение имеет два корня:

$$t_p = \tau, \quad t_p = \tau + \frac{2}{\tau}. \quad (19)$$

Первый корень соответствует инъекции электронов, а второй — возвращению электронов на плоскость $z = 0$.

Найдем момент времени, когда нарушается однозначность скорости в потоке электронов, то есть когда перестает выполняться равенство (13). В области однозначности имеем

$$\frac{\partial}{\partial \tau} z(t, \tau) < 0. \quad (20)$$

Это условие выполняется при

$$t_m < \tau \left(2 - \sqrt{1 - \frac{2}{\tau^2}} \right) \text{ и } t_m > \tau \left(2 + \sqrt{1 - \frac{2}{\tau^2}} \right). \quad (21)$$

Выражения (18), (19) и (21) определяют границы состояний электронного потока в плоскости (t, τ) , показанной на рис. 6.

Представляет также интерес исследовать динамику инъекции электронов в полупространство при наличии энергетического разброса в инжектированном потоке. Пусть в момент времени $t = 0$ с поверхности $z = 0$ инжектируются (или эмитируются) электроны с плотностью N (см $^{-2}$) и функцией распределения электронов $f(W_0)$ по величине $W_0 = mv^2/2$, нормированной на N :

$$\int_0^{\infty} f(W_0) dW_0 = N. \quad (22)$$

Суммарный электрический заряд на единицу поверхности этих электронов равен $Q = -eN$, а на поверхности остался положительный заряд $|Q|$. Определим электрическое поле, действующее на электроны с энергией W_0 :

$$E(W_0) = 4\pi e \int_{W_0}^{\infty} f(W) dW. \quad (23)$$

Закон движения электронов в поле (23) определится соотношениями

$$v(W_0, t) = \sqrt{\frac{2W_0}{m}} - \frac{eE(W_0)}{m} t, \quad (24)$$

$$z(W_0, t) = \sqrt{\frac{2W_0}{m}} t - \frac{eE(W_0)}{2m} t^2. \quad (25)$$

В частном случае равномерного на отрезке $\{W_{0\min}; W_{0\max}\}$ распределения соотношения (24) и (25) можно переписать в виде

$$v(W_0, t) = \sqrt{\frac{2W_0}{m}} - \frac{4\pi e^2 N}{m} \frac{W_{0\max} - W_0}{W_{0\max} - W_{0\min}} t, \quad (26)$$

$$z(W_0, t) = \sqrt{\frac{2W_0}{m}} t - \frac{2\pi e^2 N}{m} \frac{W_{0\max} - W_0}{W_{0\max} - W_{0\min}} t^2. \quad (27)$$

Траектории электронов в плоскости (z, t) , рассчитанные по (26) и (27) для $W_{0\max} = 150$ кэВ и $W_{0\min} = 50$ кэВ, показаны на рис. 7.

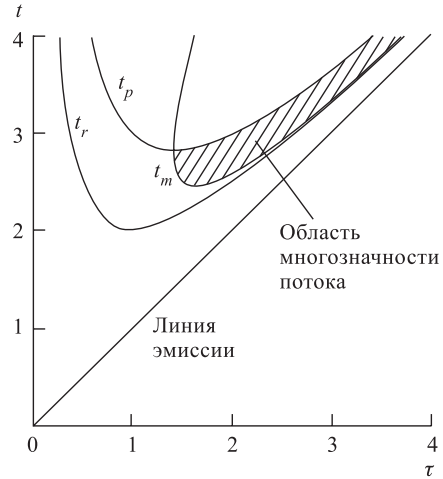


Рис. 6. (t, τ) -диаграмма состояний пучка при его инъекции в полупространство

Времена разворота электронов t_r и возвращения их на эмиттер t_p записываются в этом случае в виде

$$t_r(W_0) = \sqrt{\frac{2W_0}{m}} \frac{m}{4\pi e^2 N} \frac{W_{0\max} - W_{0\min}}{W_{0\max} - W_0}, \quad t_p = 2t_r. \quad (28)$$

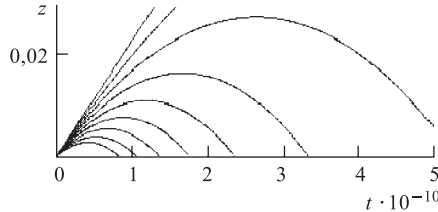


Рис. 7. Траектории электронов в плоскости (z, t) при мгновенной инжекции пучка в полупространство

Заметим, что в рассматриваемом случае мгновенной эмиссии многозначности скорости не возникает, так как всегда $\partial z / \partial W_0 > 0$.

Необходимо также отметить, что в рассмотренных в данном разделе моделях инжекции электронов в полупространство пролетные электроны отсутствуют, так как все они рано или поздно упадут на плоскость инжекции. Рассмотренные в этом разделе модели опубликованы в работе [45].

1.5. Динамика формирования ВК при инжекции электронного пучка в плоский эквипотенциальный промежуток. Рассмотрим теперь динамику электронного потока в плоском эквипотенциальном промежутке. Отметим, что динамика электронного потока в плоском эквипотенциальном промежутке существенно отличается от рассмотренной в предыдущем разделе динамики потока при его инжекции в полупространство: основное отличие состоит в наличии пролетных электронов, оно обусловлено наведенным на электроде (коллекторе) положительным зарядом. Для изучения начальной стадии формирования ВК в плоском эквипотенциальном промежутке была разработана следующая модель самосогласованной динамики электронного потока, которая в отличие от предыдущих моделей п. 1.4 позволяет исследовать процесс и некоторое время после появления многозначности скорости.

Рассмотрим инжекцию электронов сквозь тонкую проводящую фольгу (или сетку) в плоский эквипотенциальный промежуток. Ширину промежутка будем считать конечной, но достаточно большой для того, чтобы за все время инжекции головные электроны потока не достигали противоположной проводящей поверхности. Ниже мы уточним это условие.

Пусть в момент времени $t = 0$ инжекция начинается и происходит в сильном ведущем магнитном поле, при этом плотность инжектируемых электронов n , их скорость v . Запишем уравнение движения электронов в потоке, уравнение непрерывности, а также уравнение для нахождения электрического поля (все уравнения в лагранжевых переменных):

$$\frac{\partial v(t, \tau)}{\partial t} = -\frac{e}{m} E(t, \tau), \quad (29)$$

$$\frac{\partial n(t, \tau)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z(t, \tau)} [n(t, \tau)v(t, \tau)] = 0, \quad (30)$$

$$\frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = -4\pi en(t, \tau), \quad (31)$$

где τ — момент инъекции очередного слоя электронов. Исключая из уравнений $n(t, \tau)$ и $E(t, \tau)$ и используя $\partial/\partial z = v^{-1}\partial/\partial t$, получим основное модельное уравнение

$$2v\ddot{v} - \dot{v}\dot{v} = 0. \quad (32)$$

Это уравнение совместно с условиями на плоскости инъекции

$$v(t, \tau)|_{t=\tau} = v_0, \quad (33)$$

$$\dot{v}(t, \tau)|_{t=\tau} = -\omega_p^2 v_0 \tau, \quad (34)$$

$$\ddot{v}(t, \tau)|_{t=\tau} = \omega_p^2 v_0 \quad (35)$$

образует задачу Коши. Задача легко интегрируется в квадратурах, и ее интеграл можно записать в виде

$$\dot{\xi} = -\frac{2}{\sqrt{3}}\omega_p \sqrt{|\xi|^{3/2} \text{sign } \xi + \frac{3}{4}\omega_p^2 \tau^2 - 1}, \quad \xi = v/v_0. \quad (36)$$

Прежде чем приступить к анализу динамики электронного потока, используя полученный интеграл (36), установим те временные рамки, в которых данная модель еще справедлива. В отличие от моделей п. 1.4, где используются специальные выражения для электрического поля (13) и (23), справедливые лишь до начала появления многозначности скорости потока электронов, то есть до начала зарождения ВК, рассмотренная модель самосогласованно с уравнениями для электронного потока определяется уравнением для поля (31). Это дает возможность расширить временные рамки приведенной модели по сравнению с моделями п. 1.4.

Рассмотрим случай, когда ширина промежутка достаточно велика, чтобы отраженные от ВК электроны начали падать на плоскость инъекции раньше, чем пролетные электроны достигнут противоположного электрода. В этом случае момент начала падения электронов определит момент времени, когда модель перестает правильно описывать динамику потока из-за невозможности учесть уход электронов из промежутка в граничных условиях (34) и (35). Этот момент можно определить, приравнявая dv/dt к нулю, а скорость v — к v_0 . Это дает

$$t_p = \tau_p \frac{\sqrt{3}}{\omega_p} \int_0^1 \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^{3/2} + 1}} \quad \text{при} \quad \tau_p = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{2}{\omega_p}. \quad (37)$$

Численные оценки этих моментов времени:

$$t_p \approx 3,10\omega_p^{-1}, \quad \tau_p \approx 1,63\omega_p^{-1}. \quad (38)$$

Траектории электронов в плоскости (z, t) , рассчитанные в рамках рассматриваемой модели, показаны на рис. 8 (траектория электронов с $\tau = \tau_p$ выделена). Легко также оценить, что фронт электронного потока ($\tau = 0$) к моменту времени t_p достигнет расстояния

$$d_f \approx 9,31 \frac{v_0}{\omega_p}, \quad (39)$$

из чего следует, что условие $L > d_f$, где L — ширина промежутка, является необходимым для максимального времени действия данной модели.

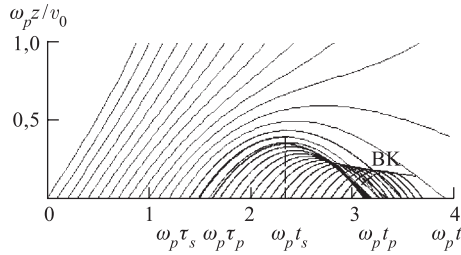


Рис. 8. Траектории электронов в плоскости (z, t) при длительной инжекции пучка в плоский эквипотенциальный промежуток

Частоту колебаний электронов в потенциальной яме катод ускорителя–ВК можно оценить следующим образом:

$$\omega_0 = \frac{\pi}{t_p - \tau_p} \approx 2,14\omega_p. \quad (40)$$

Разумеется, что существует разброс времен пролета для отдельных слоев, поэтому, говоря о частоте колебаний электронов в потенциальной яме, имеем в виду некоторую характерную частоту, близкую к средней частоте колебаний, которая фиксируется в эксперименте по спектру излучения.

Оценим длительность процесса формирования ВК. Момент остановки τ -го электронного слоя находится из условия $\xi(t, \tau) = 0$. Далее определим, какой из слоев остановится первым. Для этого необходимо найти экстремум (минимум) неявно заданной функции $\xi(t, \tau) = 0$ из условия $dt/d\tau = 0$. В результате преобразований получим, что первым остановится слой, время вылета которого τ_s определяется из трансцендентного уравнения

$$\frac{3^{3/2}\omega_p\tau_s}{8} \int_0^1 \frac{d\xi}{(\xi^{3/2} + 3/4\omega_p^2\tau_s^2 - 1)^{3/2}} = 1, \quad (41)$$

а произойдет это в момент времени

$$t_s = \tau_s + \frac{\sqrt{3}}{2\omega_p} \int_0^1 \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^{3/2} + 3/4\omega_p^2\tau_s^2 - 1}}. \quad (42)$$

Численные оценки дают

$$t_s \approx 2,35\omega_p^{-1}, \quad \tau_s \approx 1,49\omega_p^{-1}. \quad (43)$$

Величина t_s определяет длительность процесса формирования ВК. Траектория с $\tau = \tau_s$ также показана на рис. 8.

Полученное решение можно представить трехмерным графиком в координатах (τ, t, z) всего лагранжевого многообразия траекторий (см. рис. 9), из которого видно, что ВК представляет собой пространственно-временную каустику в электронном течении (сначала сборку, а затем совокупность двух складок) [46], причем график на рис. 8 является проекцией графика рис. 9.

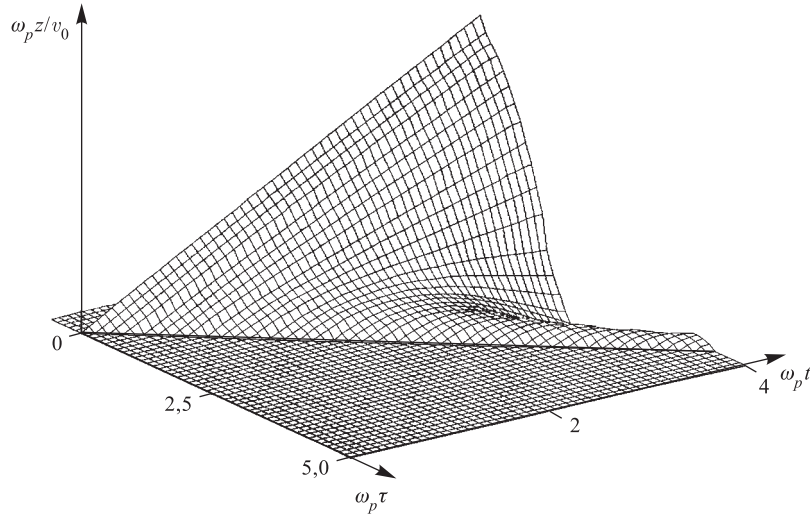


Рис. 9. Трехмерное изображение лагранжевого многообразия траекторий в плоскости (τ, t, z)

Однако в рамках кинетического подхода можно показать, что расходимость плотности в каустике в реальности не достигает бесконечности. Это можно также доказать строго и другим способом, разработанным Е. И. Забавиным [47] для доказательства неустойчивости неограниченной кумуляции.

Действительно, объемная плотность электронов в каустике обращается в бесконечность, а обратная ей величина $\beta = n^{-1}$ равна нулю. Такое состояние называется фокусировкой по плотности. Величина β является положительной $\beta_{\min} > 0$ при ограниченной фокусировке, и $\beta_{\min} = 0$, когда фокусировка становится неограниченной.

Любая система, в том числе и электронный пучок, характеризуется определенным начальным состоянием, которому соответствует определенное рас-

пределение независимых параметров (координата, импульс и т. д.). Далее выполним следующую процедуру: разобьем необходимую для нашего рассмотрения область пространства на отдельные ячейки и выпишем значения всех параметров в каждой из ячеек. Теперь каждое начальное состояние можно будет описывать множеством N величин или точкой в N -мерном пространстве. Тогда различные начальные состояния будут соответствовать N -мерной области в этом пространстве.

При неограниченной фокусировке может реализоваться одно из множества возможных состояний. К тому же одна из N величин будет всегда фиксирована: $\beta_{\min} = 0$ (полагается, что в каждой ячейке выписывается наименьшее из значений β в ней). Поэтому множество фокусированных состояний при произвольном N будет соответствовать области на единицу меньшего числа измерений. Точки N - и $(N - 1)$ -мерных областей при устойчивости должны быть взаимно-однозначно связаны с помощью устанавливаемого уравнениями процесса. Однако это еще не говорит о предопределенной неустойчивости, поскольку такое соответствие между областями разной размерности возможно. Например, точкам единичного квадрата $(0, \beta_1 \beta_2 \dots; 0, h_1 h_2 \dots)$ взаимно-однозначно соответствуют точки единичного отрезка $0, \beta_1 h_1, \beta_2 h_2 \dots$. Но это соответствие не может быть непрерывным или кусочно-непрерывным. Следовательно, такое соответствие не содержит в себе каких-либо физических процессов. Действительно, из теории множеств известно, что если множество переменных $x_1 \dots x_N$ непрерывно и однозначно отображается на $y_1 \dots y_{N-1}$, то

$$\begin{aligned} x_1 &= F_1(y_1 \dots y_{N-1}) \\ x_2 &= F_2(y_1 \dots y_{N-1}) \\ &\dots\dots\dots \\ x_N &= F_N(y_1 \dots y_{N-1}), \end{aligned}$$

где F_i — непрерывные функции. Такое преобразование совершается как бы от N - к $(N - 1)$ -мерной области с некоторой редукцией. Однако, совершая обратное отображение и используя теорему об обратной функции, из последних $(N - 1)$ уравнений получим

$$\begin{aligned} y_1 &= G_1(x_2 \dots x_N) \\ &\dots\dots\dots \\ y_{N-1} &= G_{N-1}(x_2 \dots x_N). \end{aligned}$$

Таким образом, $y_1 \dots y_{N-1}$ не зависит от x_1 , а это, в свою очередь, приводит к тому, что требования непрерывности и однозначности вместе не выполняются.

Из приведенного выше доказательства следует, что непрерывного взаимно-однозначного соответствия между точками областей с разным числом измерений быть не может. Это соответствует тому, что при произвольных

вариациях начальных условий фокусировка не сохраняется. Поэтому любая неограниченная фокусировка неустойчива или вероятность ее равна нулю.

Уже в рамках этой модели можно сделать выводы и о характере генерации СВЧ-излучения в виркаторах. В ранних экспериментах с виркаторами было установлено [48], что в спектре излучения выделяются две характерные частоты. Было высказано предположение, что причиной двухчастотного спектра генерации является наличие двух не связанных между собой электронных колебаний: колебаний электронов в потенциальной яме катод–ВК и колебаний ВК как целого, причем последние считались более высокочастотными. Более того, экспериментально достаточно надежно установлено, что колебания электронов происходят на частоте $\sim 2\omega_p$. Этот факт удалось установить путем искусственного подавления колебаний электронов в потенциальной яме в редитроне.

Однако, как видно из (40), колебания электронов в потенциальной яме также происходят на этой же частоте. Таким образом, в данной работе утверждается, что оба типа колебаний всегда происходят на одной и той же частоте $\sim 2\omega_p$ (за исключением специальных случаев, когда потенциальная яма искусственно удлинена, например, в магнитоизолированных [49] или многосеточных [50, 51] виркаторах).

Данная модель и связанные с ней выводы представлены в работах [12, 13, 45].

1.6. Динамика формирования ВК в электронном пучке, проходящем сквозь диэлектрик. Данная работа развивает подход п. 1.5 на случай, когда ВК формируется в пучке, проходящем сквозь диэлектрическую среду. Как оказалось, и в этом случае задача о начальной стадии процесса формирования ВК имеет точное решение.

Рассмотрим процесс инжекции моноэнергетического пучка электронов в полупространство, ограниченное плоскостью $z = 0$. Считаем, что в полупространстве электроны движутся в однородной изотропной недиспергирующей среде, которая является прозрачной для них самих. Замена диэлектрической среды с каналами сплошной средой здесь непринципиальна, так как она сводится к пересчету диэлектрической проницаемости среды ϵ на эффективную.

При движении электронный пучок возбуждает продольную электромагнитную волну, скорость распространения которой в среде зависит от диэлектрической проницаемости ϵ данной среды и равняется $c/\sqrt{\epsilon}$, где c — скорость света.

Будем, как и прежде, считать, что на данную систему наложено бесконечно сильное внешнее магнитное поле, благодаря которому электроны движутся строго вдоль оси z , и пучок однороден в поперечном направлении.

Запишем в лагранжевых переменных для данной одномерной задачи уравнение движения электронов в потоке, уравнение непрерывности и волновое уравнение:

$$m \frac{dv(t, \tau)}{dt} = eE(t, \tau), \quad (44)$$

$$\frac{\partial n(t, \tau)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z(t, \tau)}(n(t, \tau)v(t, \tau)) = 0, \quad (45)$$

$$\frac{\partial^2 E(t, \tau)}{\partial z(t, \tau)^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E(t, \tau)}{\partial t^2} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial n(t, \tau)}{\partial z(t, \tau)}. \quad (46)$$

Подчеркнем принципиальное отличие данной модели от модели в п. 1.5: здесь вместо уравнения Пуассона (31) используется волновое уравнение (46), что позволяет применять ее результаты к случаю, когда фазовая скорость волны сравнима со скоростью электронов. Более того, при $\varepsilon < 1$ уравнения могут быть применимы для задачи о формировании ВК в волноводе или плазме без учета дисперсии.

Запишем начальные условия для каждого слоя электронов, инжектированного с плоскости $z = 0$ в момент времени $t = \tau$:

$$n(t, \tau)|_{t=\tau} = n_0, \quad (47)$$

$$v(t, \tau)|_{t=\tau} = v_0, \quad (48)$$

$$\dot{v}(t, \tau)|_{t=\tau} = -\frac{e^2 n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 m} v_0 \tau, \quad (49)$$

$$\ddot{v}(t, \tau)|_{t=\tau} = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 m} v_0. \quad (50)$$

Проинтегрировав несколько раз систему уравнений (44)–(46) и используя условия (47)–(50), получаем основное модельное уравнение

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v(t, \tau)}{\partial t} = \\ & = \sqrt{\left[\frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{\alpha v(t, \tau)} + 1}{\sqrt{\alpha v(t, \tau)} - 1} \left(v(t, \tau) - \frac{1}{\alpha} \right) + \arctan \sqrt{\alpha v(t, \tau)} \left(v(t, \tau) + \frac{1}{\alpha} \right) \right] C_3 P + C_4 v(t, \tau) + C_5}, \end{aligned} \quad (51)$$

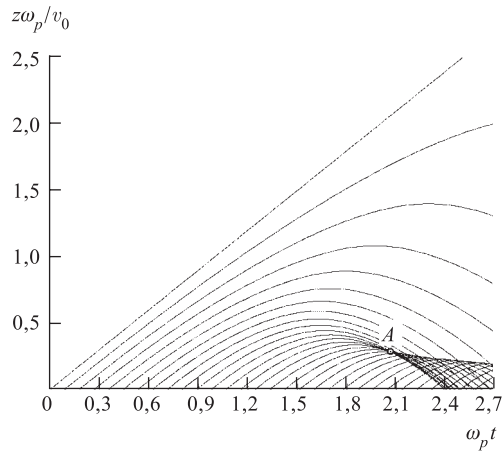
где обозначено

$$\alpha = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{c}, \quad C_3 = -\frac{e^2 n_0 \sqrt{v_0}}{\varepsilon \varepsilon_0 \sqrt{\alpha} m}, \quad C_4 = \frac{2e^2 n_0 v_0}{m \varepsilon \varepsilon_0} - \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{\alpha v_0} + 1}{\sqrt{\alpha v_0} - 1} + \arctan \sqrt{\alpha v_0} \right) C_3,$$

$$C_5 = -\frac{e^2 n_0 v_0}{\varepsilon \varepsilon_0 m} \tau - \sqrt{\left[\frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{\alpha v_0} + 1}{\sqrt{\alpha v_0} - 1} \left(v_0 - \frac{1}{\alpha} \right) + \arctan \sqrt{\alpha v_0} \left(v_0 + \frac{1}{\alpha} \right) \right] C_3 + C_4 v_0}.$$

Решение уравнения (51) проводилось методом Рунге–Кутты, а затем находились распределения $n(t, \tau)$ и $E(t, \tau)$. Результаты расчетов для $\varepsilon = 10$ представлены ниже.

На рис.10 показаны траектории электронов в плоскости (z, t) , рассчитанные в рамках рассматриваемой модели. В соответствии с представлением п.1.5 ВК — это огибающая семейства траекторий (каустика в электронном потоке), которая формируется сначала в виде сборки (точка А на рис.10), а затем существует в виде двух складок поверхности лагранжевского многообразия в координатах (τ, t, z) , приближающихся к плоскости инжекции.



На рис. 11, а-в представлены мгновенные пространственные распределения скорости $v(z)$ и концентрации $n(z)$ электронов, а также электрического поля $E(z)$, характеризующие начальную стадию эволюции пучка при формировании в нем ВК.

Рис. 10. Траектории электронов в плоскости (z, t)

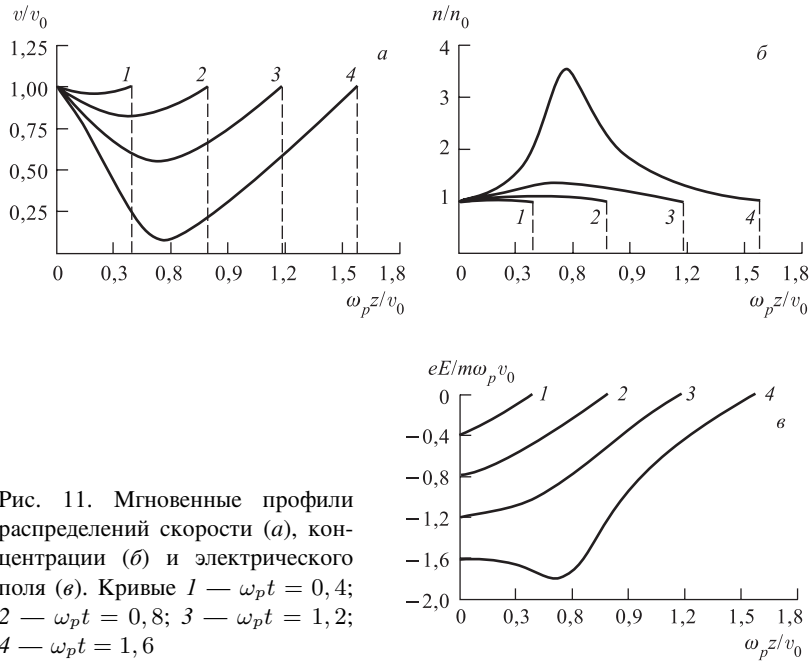


Рис. 11. Мгновенные профили распределений скорости (а), концентрации (б) и электрического поля (в). Кривые 1 — $\omega_p t = 0, 4$; 2 — $\omega_p t = 0, 8$; 3 — $\omega_p t = 1, 2$; 4 — $\omega_p t = 1, 6$

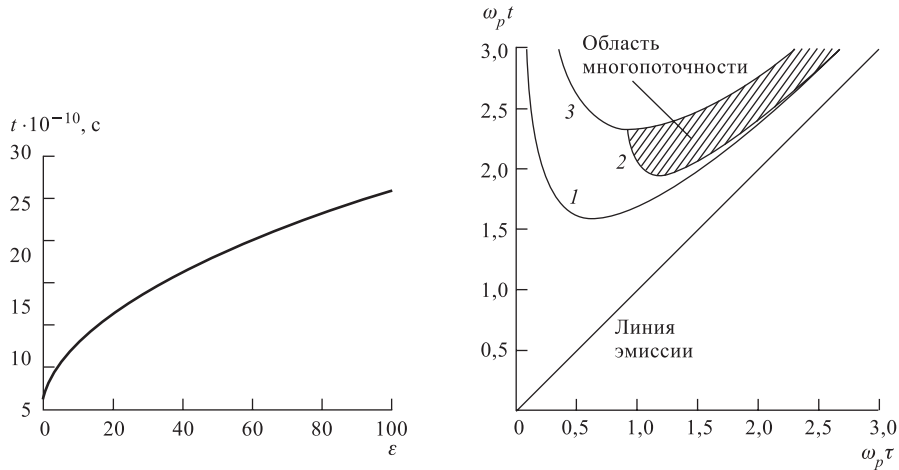


Рис. 12. Рассчитанная зависимость времени остановки электронов от диэлектрической проницаемости среды для частного случая $v_0 = 3 \cdot 10^6$ м/с, $n_0 = 10^{16}$ м $^{-3}$

Рис. 13. (t, τ) -диаграмма состояний пучка: 1 — остановка электронов ($v = 0$); 2 — момент появления многопоточности; 3 — возврат электронов на плоскость ($z = 0$)

Формирование особенности в профиле $E(z)$ является отличительной чертой волнового характера развития ВК.

Анализ зависимости решения от ε показал, что с ростом ε амплитуда электрического поля уменьшается, следовательно, для образования ВК требуется больший накопленный пространственный заряд. Таким образом, время формирования ВК при одинаковых значениях тока инжекции с ростом ε увеличивается. Зависимость времени формирования ВК от ε показана на рис. 12.

На рис. 13 изображена (t, τ) -диаграмма состояний электронного пучка при его инжекции в полупространство, аналогичная показанной на рис. 6.

Результаты п. 1.6. представлены в работе [52] и могут быть использованы при разработке приборов на основе электронных пучков, проходящих через диэлектрические каналы.

2. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВК

2.1. Краткое описание компьютерных программ моделирования пучков с ВК. Аналитические модели динамики электронных пучков с ВК, приведенные в разд. 1, имеют ряд указанных ограничений. Поэтому основным инструментом теоретического исследования процессов в электронных пучках с ВК, а также приборов на их основе является компьютерное моделирова-

ние. Наиболее подходящим для этих целей является метод крупных частиц, основанный на лагранжевском формализме, — практически единственный метод, позволяющий вести расчеты как при многозначности скорости частиц в потоке, так и при формировании в нем каустик.

К настоящему времени известно достаточно большое количество компьютерных кодов, реализующих метод крупных частиц, с помощью которых накоплен обширный объем информации о работе приборов с ВК. Основные тенденции развития этого метода моделирования связаны сейчас с последовательным учетом тех либо иных особенностей, например, учета вывода излучения, учета рассеяния электронов при многократном их прохождении сквозь анодную сетку (или фольгу), учета внешней цепи и т. д.

В связи с развитием концепции турбутрона (одной из разновидностей СВЧ-генератора с ВК) возникла задача исследования режимов турбулентности электронных пучков с ВК. Для решения этой задачи нами были разработаны два одномерных компьютерных кода на основе электростатической версии метода крупных частиц. Эти коды были реализованы в пакетах программ компьютерного моделирования и с их помощью получены новые результаты по динамике электронных пучков с ВК. Кроме того, для расчетов пучков с ВК использовался 2,5-мерный код КАРАТ [53, 54].

Первый код предназначен для качественного анализа динамики электронного пучка в приборах с ВК, а также для получения больших массивов численной информации. Для этого был выбран самый простой вариант метода крупных частиц, когда крупные частицы представляются в виде бесконечно тонких заряженных плоскостей (листов), а пространство взаимодействия — в виде двух плоскопараллельных промежутков: диодного ускоряющего промежутка единичной длины ($L_D = 1$) и промежутка дрейфа или торможения длины L_P (рис. 14).

Потенциал эмитирующего электрода (катода) U_e был равен нулю, потенциал анодной сетки U_a равен единице, а потенциал коллектора U_c мог быть равным нулю или единице.

Динамика отдельных листов рассчитывалась путем пошагового интегрирования системы нормированных дифференциальных уравнений движения

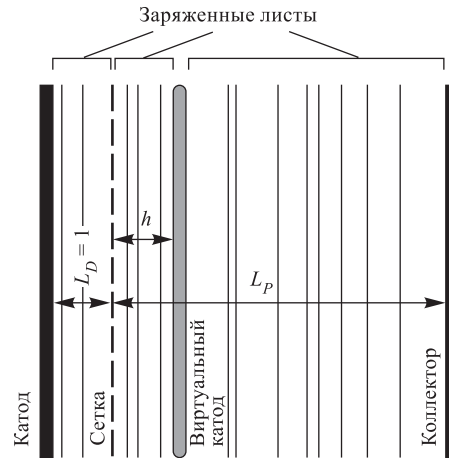


Рис. 14. Схема моделирования приборов с ВК методом плоских заряженных листов

i -й частицы:

$$\dot{z}_i = v_i, \quad \dot{v}_i = E_i, \quad (52)$$

где величина электрического поля в диодном промежутке выражается в виде

$$E_i = \frac{U_a - U_e}{L_D} + \sum_{j < i}^{N_D^-} \lambda_j - \sum_{j > i}^{N_D^+} \lambda_j, \quad (53)$$

а в промежутке дрейфа

$$E_i = \frac{U_c - U_a}{L_P} + \sum_{j < i}^{N_P^-} \lambda_j - \sum_{j > i}^{N_P^+} \lambda_j. \quad (54)$$

Здесь $N_{D,P}^{\pm}$ — количество листов перед и за i -м листом в диодном промежутке и промежутке дрейфа соответственно; λ_i — электрический заряд i -го листа.

Код позволяет учитывать влияние прозрачности анодной сетки χ путем уменьшения заряда листа при каждом ее пролете сквозь сетку. Данный код был реализован на языке Turbo C++ и ориентирован на персональные компьютеры. Кроме того, пакет программ позволяет отображать динамику электронного потока на экране монитора в реальном масштабе времени. Более полное описание работы и вычислительных возможностей пакета программ на основе этого кода представлены в работе [55].

В качестве иллюстрации работы программы приведем на рис. 15 результаты расчета траекторий листов при моделировании виркатора, иллюстрирующие факт совпадения частоты колебаний электронов в потенциальной яме катод-ВК с частотой колебаний ВК как целого (см. п. 1.5).

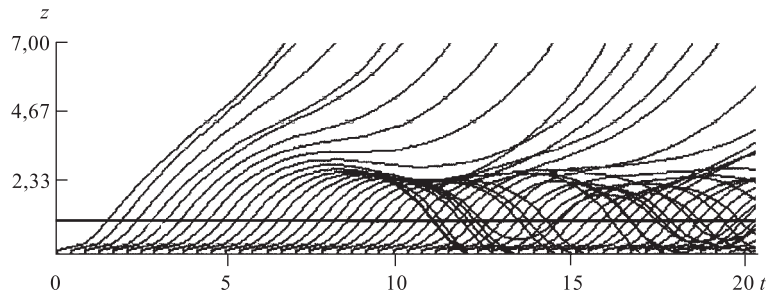


Рис. 15. Траектории электронов в виркаторе, рассчитанные методом плоских заряженных листов

Кроме того, код был использован для исследования режимов турбулентности электронных пучков с ВК (п. 2.7), а также с его помощью были впервые обнаружены так называемые метастабильные электроны (п. 2.3).

Легко видеть, однако, что метод плоских листов оперирует только с нормированными величинами и не позволяет проводить вычисления с реальными величинами (общий ток в диоде, амплитуда электрического поля в СВЧ-волне и т. п.). Для проведения полномасштабных инженерных расчетов был разработан другой численный код, в котором крупные частицы представляются в виде кольцевых дисков. Геометрия области моделирования в этом коде показана на рис. 16.

Динамика крупных частиц определяется здесь путем пошагового решения релятивистских уравнений движения

$$\frac{d}{dt} z_i = v_i(z_i, t), \quad (55)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{v_i(z_i, t)}{\sqrt{1 - v_i^2(z_i, t)/c^2}} \right] = -\frac{e}{m} \left[\sum_j E(z_i, z_j, t) + E_0(t) \right], \quad (56)$$

где $v_i(z_i, t)$ — скорость i -й крупной частицы; $E(z_i, z_j, t)$ — электрическое поле j -й частицы в точке z_i в момент времени t ; $E_0(t)$ — внешнее электрическое поле (в ускоряющем промежутке — диоде). При этом используется специальное выражение для электростатического поля отдельной крупной частицы, полученное методом функции Грина и приведенное в [56].

Этот код был запрограммирован на языке ФОРТРАН для ЭВМ типа PDP 11.70 и использован для расчета динамики термализации электронов вблизи ВК (см. п. 2.7). Позднее код был модифицирован. Модификация включала в себя:

— замену громоздких специальных выражений для электрического поля отдельной крупной частицы в виде слабо сходящихся рядов от комбинации функций Бесселя и гиперболических функций на прямое решение уравнения Пуассона на пространственной сетке (PIC-метод);

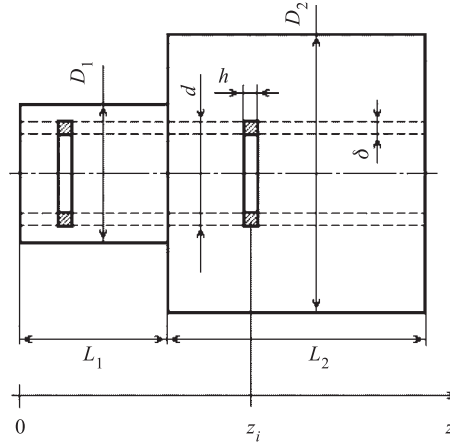


Рис. 16. Схема моделирования по методу заряженных кольцевых дисков

— учет рассеяния электронов при каждом прохождении электронов сквозь анодную фольгу с учетом ионизационных потерь и тормозного излучения;

— использование языка С для персонального компьютера.

Эта модификация кода позволила впервые рассчитать самосогласованным образом спектры тормозного излучения при использовании виркатора в качестве генератора СЖР (предложено в [57]).

Для двумерных расчетов электронных пучков с ВК, а также для моделирования конкретных СВЧ-приборов использовался код КАРАТ, представляющий собой универсальное средство вычислительного эксперимента для решения большого круга задач электродинамики. Он основан на самосогласованном решении уравнения Максвелла с помощью явных консервативных по энергии разностных схем с перешагиванием на сдвинутых сетках, имеющих второй порядок точности по координатам и времени, а также релятивистских уравнений движения частиц РИС-методом. Точность расчетов контролировалась по точности выполнения энергетического баланса. Его максимальное отклонение во всех наших расчетах не превышало 2%. Код прошел многократное тестирование при моделировании различных задач (например, в работе [58]).

2.2. Двумерная динамика ВК. Из анализа стационарного состояния электронного потока с ВК, инжектируемого в цилиндрическую эквипотенциальную полость с торца, следует, что ВК имеет в плоскости (r, z) серповидную форму, своей выпуклостью направленную к торцу, сквозь который производится инжекция [59].

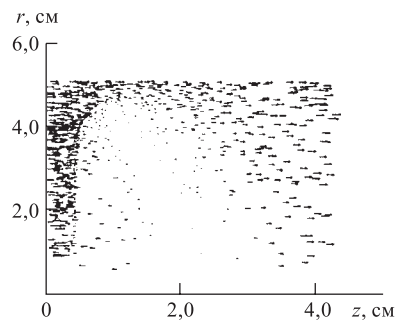


Рис. 17. Мгновенное распределение электронов в полости (показана лишь верхняя половина, стрелки обозначают векторы скорости)

Так как это было получено при упрощающих предположениях, то следует ожидать, что в реальных приборах форма и динамика ВК могут оказаться сложнее.

С целью ответа на этот вопрос было проведено исследование динамики ВК в двумерной нестационарной постановке задачи с помощью РИС-кода КАРАТ. Один из примеров расчетов приведен ниже.

Форма эквипотенциальной полости была выбрана в виде цилиндра диаметром 0,12 м и длиной $L = 0,05$ м. Считалось, что полость помещена в однородное аксиальное магнитное поле $B = 5$ Тл. С

одного из торцов в камеру, начиная с некоторого момента времени, инжектировался моноэнергетический и однородный в поперечном сечении элек-

тронный пучок диаметром 0,1 м, с током $I = 35$ кА и энергией электронов $W = 200$ кэВ.

Типичное мгновенное распределение электронов в полости показано на рис. 17, а на рис. 18 — фазовый портрет электронного пучка, свидетельствующий, что на расстоянии $l \approx 5$ мм от плоскости инжекции к моменту времени $t = 200$ пс в полости существует ВК, форма которого (см. рис. 17) сходна с той, которая следует из стационарного рассмотрения.

Дальнейшая эволюция системы показана на серии мгновенных распределений электронов в полости (рис. 19), сделанных в диапазоне времени $200 < t < 350$ пс через интервал времени $\Delta t = 40$ пс.

Более подробный по времени анализ этих распределений, проведенный в [60], говорит о следующей динамике ВК. Примерно к моменту времени $t = 230$ пс форма ВК вблизи оси полости возмущается, а к моменту $t = 240$ пс от ВК отделяется плотный сгусток, по форме близкий к ВК, и летит по направлению движения пролетных электронов. Возмущения ВК и оторвавшегося сгустка нарастают примерно одинаковым образом до момента времени $t = 330$ пс, а к моменту $t = 350$ пс ВК восстанавливает свою первоначальную невозмущенную форму, и далее процесс возмущения и отрыва сгустка периодически повторяется. Любопытно, что возмущения ВК, по крайней мере в этом варианте, в течение следующих периодов колебаний по форме и размерам повторяются, что говорит о стабильности такой причудливой эволюции системы.

Отметим, что хотя плотность электронов в оторвавшемся от ВК сгустке всего лишь в 2–5 раз меньше плотности электронов в самом ВК, именно колебаниями ВК и движением последовательности сгустков определяется структура СВЧ-поля в полости. При разработке же ускорителей положительных ионов полученная информация о форме ВК и его динамике представляется достаточно важной, чтобы правильно рассчитать место и момент времени «загрузки» ионами ВК.

Кроме того, как предложено в [61], с помощью специального профилирования стенок полости можно подобрать параметры системы так, чтобы ВК и электронные сгустки были плоскими, что может быть полезно для оптимизации как разрабатываемых СВЧ-генераторов с ВК типа виркатор, так и для коллективных ускорителей ионов.

Здесь хотелось бы отметить еще один важный вопрос динамики пучка с ВК: какова величина транспортируемого тока и как ее увеличить? В настоя-

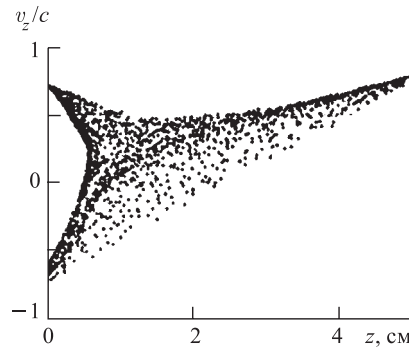


Рис. 18. Фазовый портрет пучка

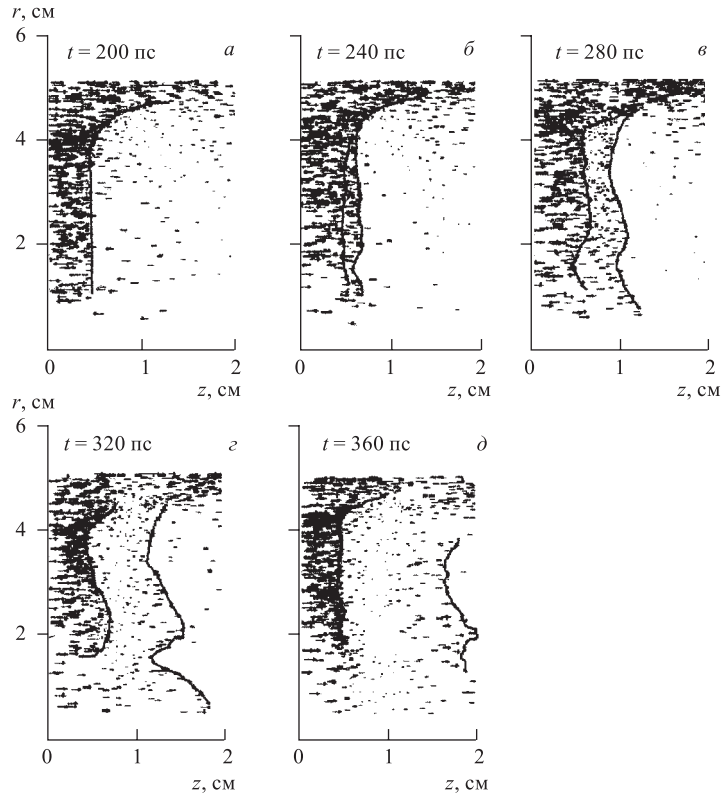


Рис. 19. Мгновенные распределения электронов в полости в различные моменты времени (показаны фрагменты распределений, ВК и сгусток выделены линиями)

шее время существуют два мнения по этому вопросу. Первое мнение основано на стационарном аналитическом рассмотрении [28, 29] и заключается в том, что транспортируемый ток в пучке с ВК не более половины предельного. А второе мнение, основанное на численном моделировании, говорит о том, что величина транспортируемого тока осциллирует по времени около среднего значения, в точности равного предельному току [58, 62]. Этот вопрос требует скорейшего разрешения, и в связи с этим возникла научная дискуссия [63, 64]. Авторы данного обзора придерживаются второго мнения, т. к. оно подтверждено экспериментально [65].

Из этого следует, что для увеличения транспортируемого тока необходимо увеличивать предельный ток. Это можно осуществить с помощью продольных [66] или поперечных [67] металлических вставок в канале или с помощью поперечных плазменных перемычек [68].

2.3. Метастабильные электроны в ВК. Вся практика моделирования ВК показывает, что он движется так, что его положение в пространстве и величина электрического потенциала в минимуме меняются периодически. Поэтому он то пропускает электроны пучка вперед, то отражает их назад, работая как периодический клапан. Первая группа электронов называется пролетными электронами, а вторая — отраженными электронами. Их количественный баланс определяется отношением тока пучка к предельному току, при котором образуется ВК.

При моделировании динамики пучка с ВК электростатическим методом заряженных листов по программе, описанной в п. 2.1 (см. [55]), была обнаружена еще одна группа электронов, названная метастабильными электронами. Эти электроны подлетают к ВК и осциллируют вместе с ним на протяжении нескольких его периодов (зарегистрировано до 20 периодов таких колебаний), после чего присоединяются либо к пролетным электронам, либо к отраженным (см. также [12, 13]). Пример рассчитанных траекторий электронов в плоскости (z, t) с выделенной траекторией метастабильного электрона, взятый из работ [12, 13, 55], показан на рис. 20. Наличие таких электронов оказалось неожиданным для нас, так как они находятся вблизи вершины профиля своей потенциальной энергии, и их положение должно бы быть неустойчивым.

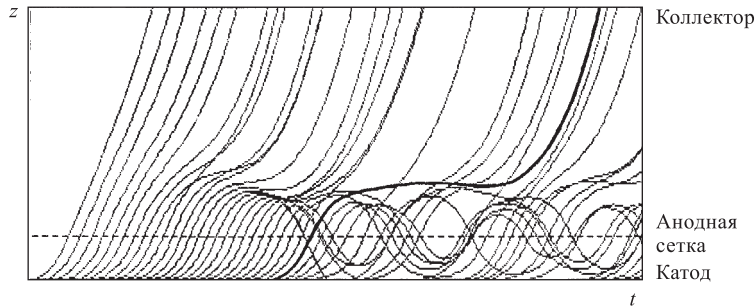


Рис. 20. График расчетных траекторий электронов в плоскости (z, t) из [53], траектория метастабильного электрона выделена

Позднее в работах [69, 70], где электронный пучок с ВК моделировался другим методом, который также основан на электростатическом уравнении, метастабильные электроны тоже были обнаружены. Было найдено, что чем больше времени метастабильные электроны находятся вблизи ВК, тем их меньше.

Целью дальнейших исследований динамики метастабильных электронов в ВК являлся поиск ответов на следующие вопросы.

1. Какова причина устойчивости метастабильных электронов и каков механизм их удержания вблизи ВК?

2. Является ли наличие таких метастабильных электронов одномерным счетным эффектом или они существуют в реальных многомерных конфигурациях?

3. Является ли наличие метастабильных электронов электростатическим счетным эффектом или они существуют в электромагнитных полях?

4. Каково относительное количество метастабильных электронов по сравнению с общим количеством электронов пучка?

Рассмотрим сначала первый вопрос — о механизме устойчивости и удержания метастабильных электронов в ВК. Если бы он был неподвижен, то ясно, что метастабильные электроны не наблюдались бы, так как минимум электростатического потенциала вблизи ВК является для отрицательно заряженных электронов потенциальной вершиной. Осцилляции же ВК в пространстве приводят к тому, что вершина профиля потенциальной энергии также осциллирует. И если такие колебания менее инертны и более быстры, чем некоторые низкоэнергетичные электроны, то при правильном выборе фазы электрона может оказаться, что осциллирующий ВК как бы попеременно образует локальную потенциальную яму для электронов с то появляющимися, то исчезающими стенками.

Эта устойчивость вблизи потенциальной вершины аналогична устойчивости известного из механики обращенного маятника с вибрирующим подвесом, исследованного П. Л. Капицей [71, 72], в котором верхнее неустойчивое состояние под действием вибраций приобретает устойчивость.

Так как ВК — фазовое электронное образование, то его инерция мала и амплитуда скорости его колебаний может превышать скорость некоторых электронов. Это обстоятельство позволяет сконструировать простую модель удержания электрона осциллирующей потенциальной вершиной.

Пусть частица находится в осциллирующем потенциальном поле параболического профиля, имеющем вид

$$U(x) = -a(x - \delta \cos \omega t)^2. \quad (57)$$

Тогда уравнение движения

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = 2a(x - \delta \cos \omega t), \quad (58)$$

где m — масса частицы; a — параметр крутизны параболы; δ — амплитуда; ω — частота колебаний потенциального барьера.

Решение дифференциального уравнения (58) при начальных условиях $x(0) = x_0$, $v(0) = v_0$ выражается через элементарные функции:

$$x(t) = \frac{\delta \omega_0^2 \cos \omega t}{\omega^2 + \omega_0^2} - \frac{\delta \omega_0^2 \cosh \omega_0 t}{\omega^2 + \omega_0^2} + x_0 \cosh(\omega_0 t) + \frac{v_0}{\omega_0} \sinh(\omega_0 t), \quad (59)$$

где $\omega_0 = \sqrt{2a/m}$, а упомянутый выше параметр крутизны играет роль жесткости системы.

Пусть частица налетает на осциллирующий потенциальный барьер и пусть для определенности $x_0 > \delta > 0$, а также $v_0 < 0$. Пользуясь выражением (59), можно определить, при каких начальных условиях траектория частицы будет финитна, квазифинитна (метастабильна) или инфинитна и соответственно получить зависимость времени τ нахождения частицы внутри интервала $(-\delta, \delta)$ от начальных условий.

Очевидно, что система будет финитна ($\tau = \infty$), если выполняется следующее соотношение, накладываемое на начальные условия частицы:

$$v_0 = -\omega_0 \left(x_0 - \frac{\delta \omega_0^2}{\omega^2 + \omega_0^2} \right). \quad (60)$$

В этом случае гиперболические слагаемые в (59) взаимно уничтожаются, остается только тригонометрическое слагаемое, и частица будет совершать колебательное движение сколь угодно долго. Если же немного отклониться от значений x_0 и v_0 , удовлетворяющих соотношению (60), то траектория частицы будет уже квазифинитной: когда она, совершив несколько колебаний, уйдет на бесконечность.

Время нахождения частицы в интервале $(-\delta, \delta)$ можно определить численно, решая трансцендентное уравнение $x(t) = \pm \delta$ методом Ньютона. На рис. 21 представлены кривые зависимости времени нахождения частицы в интервале $(-\delta, \delta)$ от величины начальной скорости v_0 при нескольких значениях начальной координаты x_0 .

Из рис. 21 можно заключить, что:

- 1) зависимости имеют резонансный характер;
- 2) правые ветви этих кривых (показано пунктиром) соответствуют отраженным частицам и упираются в ось абсцисс; это означает, что частицы с малыми скоростями не долетают до барьера;

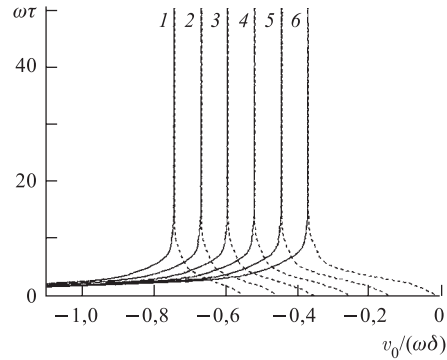


Рис. 21. Зависимость времени нахождения частицы в интервале $(-\delta, \delta)$ от начальной скорости: начальная координата частицы $x_0 = 5,5; 5; 4,5; 4; 3,5; 3$, что соответствует кривым 1–6; пунктирные и сплошные линии соответствуют отраженным и пролетным частицам

3) левые ветви кривых (сплошные линии) соответствуют пролетным частицам. Их асимптотика при больших начальных скоростях имеет вид $\tau \approx 2\delta/v_0$.

Анализ решения показывает, что чем ближе значения x_0, v_0 к величинам, даваемым выражением (60), тем больше время нахождения частицы внутри интервала $(-\delta, \delta)$.

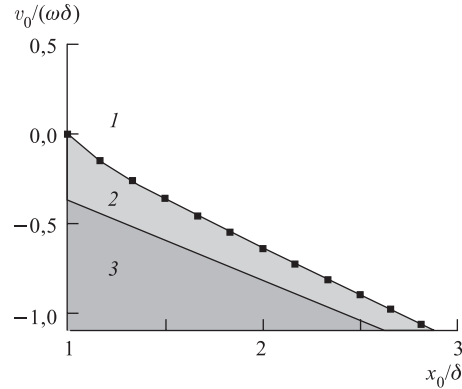


Рис. 22. Области существования не долетевших (1), отраженных (2) и пролетных (3) частиц; начальная скорость (v_0) и начальная координата (x_0) выражены в единицах скорости движения ($\omega\delta$) и амплитуды (δ) потенциала

На фазовой плоскости начальных значений (x_0, v_0) , изображенной на рис. 22, показаны области, в которых осуществляется тот или иной режим движения частицы. При этом плоскость значений разбивается на три области:

- 1) частица не долетает до барьера ($\tau = 0$);
- 2) частицы некоторое время находятся в интервале $(-\delta, \delta)$, а затем отражаются назад;
- 3) частицы некоторое время находятся в интервале $(-\delta, \delta)$, а затем пролетают вперед.

Области 2 и 3 разделяются прямой, даваемой выражением (60), граница между областями 1 и 2 была найдена численно.

На рис. 23 показан характерный закон движения метастабильной частицы (малые осцилляции) на фоне закона движения вершины потенциального барьера (большие осцилляции).

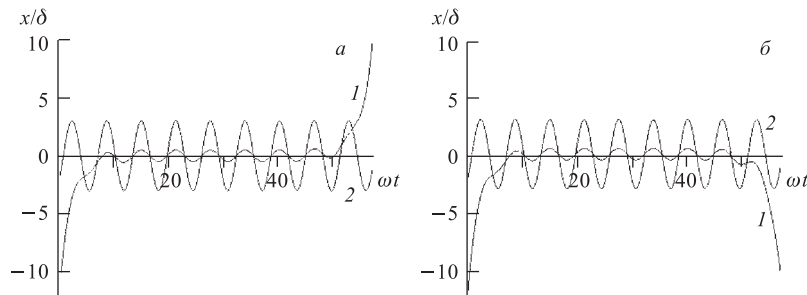


Рис. 23. График движения частицы (1) и вершины барьера (2) при начальной скорости и координате: а) $x_0 = -10,8$; $v_0 = 25,6$ — отраженная частица; б) $x_0 = -11$; $v_0 = 25,9$ — пролетная частица

На рис. 23 можно выделить следующие особенности динамики метастабильной частицы:

- колебания частицы и барьера всегда в фазе;
- амплитуда скорости и размах колебаний барьера превышает амплитуду скорости и размах колебаний частицы (соответствует условию Капицы: $\delta \gg A$, где $A = \delta\omega_0^2/(\omega^2 + \omega_0^2)$).

Для иллюстрации движения частицы также удобно воспользоваться ее фазовым портретом. С использованием полученных выражений для скорости и координаты на рис. 24 представлены несколько фазовых портретов.

Приведенная простая модель метастабильных электронов в ВК и ее подробный анализ представлены в [73]. Однако модель является слишком упрощенной, так как в ней учитывается лишь колебание координаты ВК и не учитывается колебание потенциала ВК. В работе [74] численно исследовался метастабильный осциллятор, балансирующий на вершине гауссовского потенциального барьера, высота и положение которого одновременно осциллировали. Профиль его потенциала задавался законом

$$U(z, t) = (a_0 - a_1 \sin \omega t) \times \exp[-\delta(z - \xi \cos \omega t)^2]. \quad (61)$$

Было показано, что динамика частицы в потенциале (61) практически аналогична динамике частицы в потенциале (57).

Для ответа на оставшиеся вопросы, сформулированные в начале п. 2.3, мы использовали РИС-код КАРАТ [73, 74], модернизированный так, чтобы мы смогли обнаружить и рассчитать количество метастабильных электронов.

Для этого в пространстве вблизи ВК выделялся некий объем и отслеживалось время нахождения каждой крупной частицы в этом объеме. После окончания расчета строилась функция распределения электронов от величины этого времени. Один из типичных исследованных примеров представлен ниже.

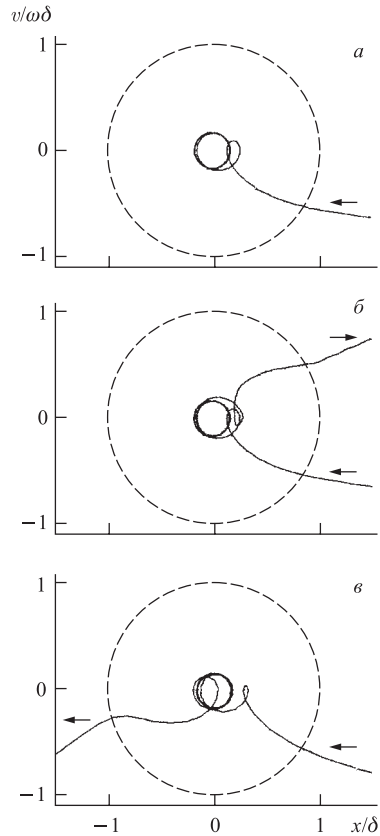


Рис. 24. Фазовые портреты захваченных (а), отраженных (б) и пролетных (в) частиц, стрелки указывают направление движения

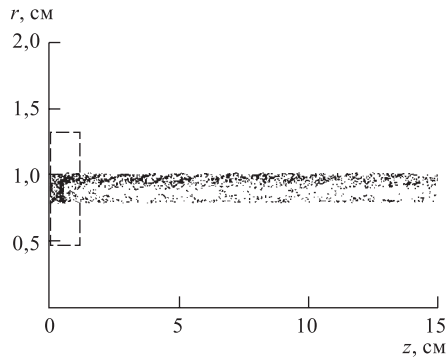


Рис. 25. Геометрия области моделирования пучка с ВК, пунктиром выделен объем, в котором вычислялась функция распределения электронов по времени нахождения в нем

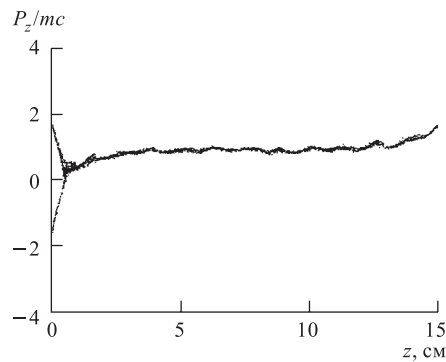


Рис. 26. Мгновенный фазовый портрет пучка в задаче о метастабильных электронах

показана на рис. 27, *a*, а для тока $I = 10$ кА — на рис. 27, *б*. Двугорбый характер вершины функции распределения на рис. 27 соответствует пролетным и отраженным электронам, а длинный хвост на рис. 27, *a* — метастабильным. Количество последних составляет несколько десятых долей процента от общего количества электронов. Для случая рис. 27, *б* метастабильные электроны не наблюдаются, хотя небольшое их присутствие полностью не исключается. То обстоятельство, что доля метастабильных электронов падает с ростом тока пучка, по-видимому, обязано тому, что, во-первых, с ростом тока электромаг-

Эквипотенциальная полость представляла собой круговой цилиндр радиусом $R = 2$ см и длиной $L = 15$ см, ограниченный проводящими торцами. Считалось, что на полость наложено однородное сильное магнитное поле величиной $B = 30$ кГс. С левого торца (см. рис. 25) в полость инжектировался моноэнергетический трубчатый электронный пучок с энергией электронов $U = 511$ кэВ ($\gamma = 2$), радиусом пучка $r_b = 1$ см и толщиной трубки тока $\Delta r = 0,2$ см. Оценка величины предельного тока для такой геометрии по известной формуле Богданкевич–Рухадзе [75] дает $I_{\text{lim}} \approx 4,82$ кА.

Типичный мгновенный фазовый портрет пучка при токе выше предельного показан на рис. 26. Видно, что тогда в полости существует ВК. Объем, в котором отслеживалось время нахождения электронов в течение 15 нс, показан на рис. 25 пунктиром.

Было обнаружено, что метастабильные электроны в заметном количестве присутствуют, когда ток пучка несильно превышает предельный ток. Так, например, функция распределения электронов по времени их нахождения в выделенном объеме для тока пучка $I = 5,15$ кА

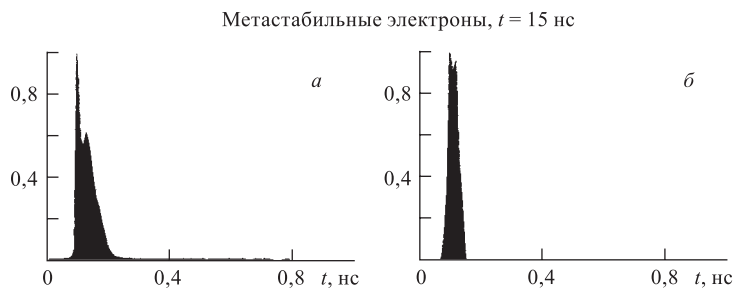


Рис. 27. Функция распределения электронов по времени нахождения в выделенном объеме для пучка с током: а) 5,15 кА; б) 10 кА

нитные колебания в полости становятся более нерегулярными, и во-вторых, с ростом тока пучка увеличивается количество всех электронов, и, если бы общее количество метастабильных электронов было всегда одинаковым, то их относительное число падало бы.

Таким образом, выявлен механизм появления в ВК метастабильных электронов, которые устойчиво осциллируют вместе с ним. На простой модели исследована динамика таких осцилляций и выявлены их закономерности. Двумерное полностью самосогласованное компьютерное моделирование подтвердило наличие таких электронов и позволило оценить их количество.

Подчеркнем, что метастабильные электроны, двигаясь в фазе с ВК, увеличивают дипольный момент системы ВК—его изображение на анодной сетке, поэтому увеличение числа таких электронов позволило бы повысить КПД СВЧ-генераторов с ВК, о чем кратко упомянуто в [55]. Увеличить их количество, как показывает анализ приведенных моделей, можно, например, реализуя более пологий склон потенциального барьера или делая электроны более инертными (увеличивая их релятивистскую массу) для лучшего выполнения условия Капицы.

2.4. «Сжатое состояние» сверхпредельных пучков. После отражения электронов от ВК в потенциальной яме катод–ВК устанавливается *двухпотоковое состояние пучка* (ДСП) встречных электронных пучков. Оценки показывают, что встречные пучки пролетных электронов в невозмущенном виде долго находиться не могут, так как возможно возбуждение различных пучковых неустойчивостей. В частности, как показывают оценки, плотность тока пролетных электронов достаточна для возбуждения двухпотоковой неустойчивости, особенно в удлиненных ямах, например, в магнитоизолированных виркаторах.

В работе [76] было обнаружено, что в пучках с плотностью тока, превышающей предельное значение, существует более быстрая неустойчи-

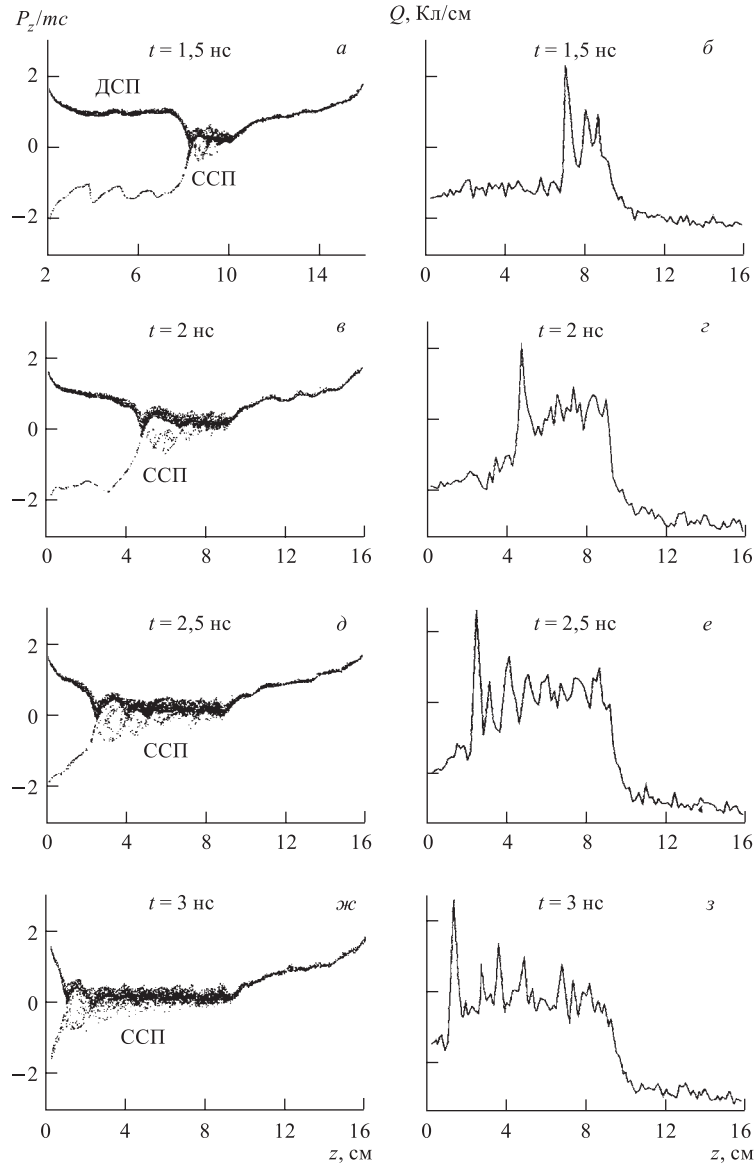


Рис. 28. Типичный пример волнового характера установления ССП: *а, в, д, ж*) эволюция фазового портрета пучка; *б, г, е, з*) эволюция распределения заряда вдоль оси прибора

вость, опережающая в своем развитии двухпотоковую. Происходит формирование так называемого *сжатого состояния пучка* (ССП), характеризующегося малой скоростью и большой плотностью электронов, а также развитой турбулентностью встречных потоков. Установлено, что в бесфольговых магнитоизолированных виркаторах, представляющих собой длинную трубу со скачком диаметра, где в секции меньшего диаметра размещен катод, формирование ССП имеет волновой характер, причем волна переключения ДСП → ССП движется от ВК к катоду, т. е. против направления инжекции. Скорость волны переключения была оценена как $\sim 10^{10}$ см/с. Для объяснения этого явления была предложена теория, основанная на балансе моментов сил давления в сечениях, находящихся по разные стороны от скачка диаметра. Фактически ССП — это распределенный в пространстве дрейфа ВК. Динамика движения волны установления ССП представлена на рис. 28.

Отметим, что установление ССП сопровождается дополнительным накоплением электрического заряда, а скорость волны переключения определяется темпом накопления заряда, т. е. отношением тока пучка к предельному току.

В настоящей работе было продолжено численное исследование ССП с помощью кода КАРАТ. Так, в [77] было найдено, что если в магнитоизолированном виркаторе на скачке диаметра разместить фольгу или, скажем, тонкий плазменный слой, то скорость волны установления ССП несколько уменьшится. На рис. 29 показаны для сравнения законы движения волны переключения ДСП → ССП для фольгового и бесфольгового вариантов виркатора.

В предложенном автором виркаторе с магнитной пробкой [78] было найдено, что ССП устанавливается между ВК и магнитной пробкой (по классификации п. 1.1 — между осциллирующим ВК и магнитным ВК соответственно), а волна переключения может двигаться в противоположную от катода сторону.

Кроме того, были обнаружены и более сложные режимы ССП, например, когда протяженность ССП осциллирует во времени. Например, в бесфольговом магнитоизолированном виркаторе может реализовываться режим, когда ССП попеременно возникает то у ВК, то у катода. Частота таких колебаний существенно меньше частоты колебаний ВК и составляет примерно доли гигагерца. На рис. 30 показаны отдельные фазы этих колебаний.

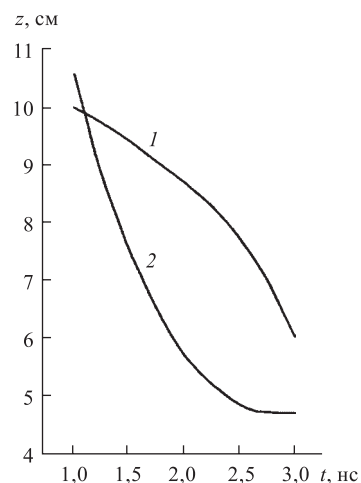


Рис. 29. Законы движения ВК и фронта ССП: 1 — для виркатора с анодной фольгой; 2 — для бесфольгового виркатора

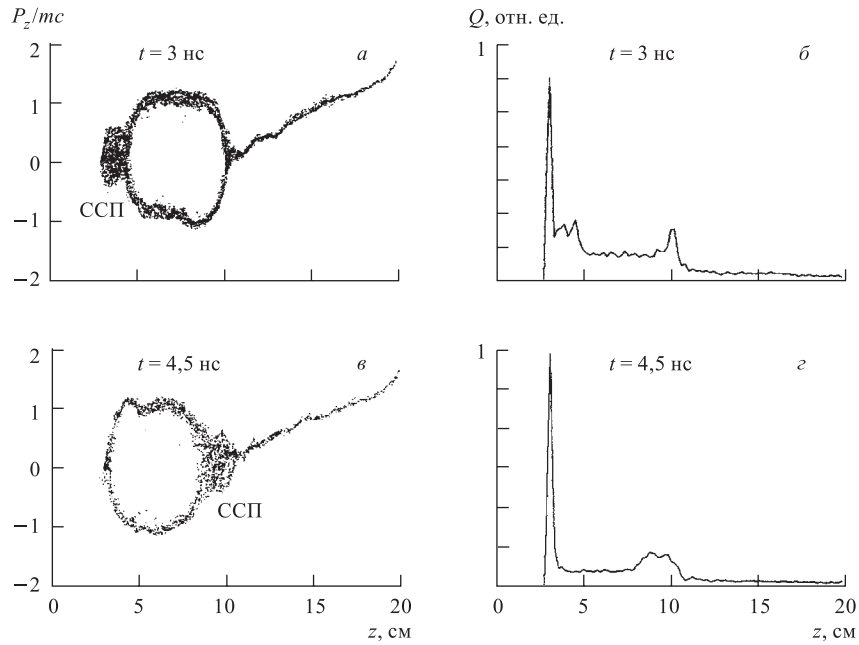


Рис. 30. Отдельные фазы колебательного процесса формирования ССП то у катода, то у ВК: *а, в*) эволюция фазового портрета пучка; *б, г*) эволюция распределения заряда вдоль оси прибора

В цилиндрической полости, в которой с торцов инжектируются одинаковые встречные сверхпредельные пучки (такая конфигурация «встречные виркаторы» экспериментально исследовалась в [79]), могут образовываться несколько ВК и несколько участков с ССП с осциллирующей во времени длиной. Это иллюстрирует рис. 31. Существенно при этом, что в спектре электрического поля в полости также наряду с высокочастотной составляющей присутствует низкочастотная, частота которой соответствует этим колебаниям (рис. 32). На этой же частоте может осциллировать и общее число электронов в полости (рис. 33).

Отметим значение ССП. В электронной ловушке с отражательным ВК* REBIS, предложенной Е. Д. Донцом и функционирующей в ОИЯИ [24], обнаружены состояния [80], названные их авторами «электронными струнами». Было найдено, что электронные струны представляют собой более плотные

*Любопытно, что в ловушке REBIS одновременно существуют три разновидности ВК: отражательный ВК вблизи отражателя ловушки, тепловой ВК вблизи термоэмиссионного катода и ССП — распределенный осциллирующий ВК.

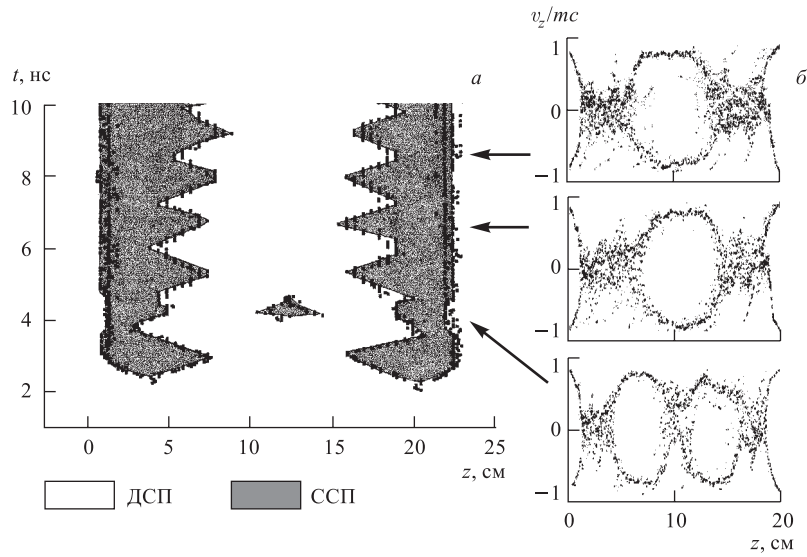


Рис. 31. Осцилляторный характер динамики ССП (а) и отдельные фазы фазового портрета (б) для встречных виркаторов

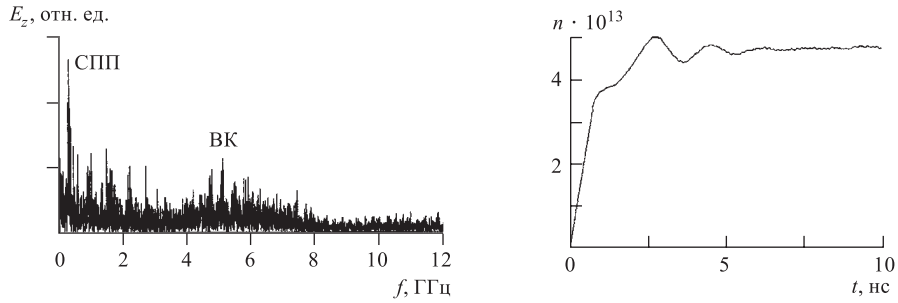


Рис. 32. Спектр колебаний электрического поля во встречных виркаторах в осцилляторном режиме ССП

Рис. 33. Затухающие колебания общего количества электронов во встречных виркаторах: период колебаний соответствует периоду колебаний ССП

электронные образования, а их установление сопровождается дополнительным импульсом тока накопления заряда в ловушке. Это явление можно интерпретировать следующим образом: электронная струна — это ССП, а его установление сопровождается дополнительным накоплением заряда, как это показано на рис. 28. Таким образом, этот режим способствует увеличению числа накопленных электронов и является положительным качеством.

Согласно предложению [81], волна переключения ДСП \rightarrow ССП может использоваться для коллективного ускорения ионов. В работе [81] также был оценен темп ускорения ионов в этой волне, который составил ~ 1 МэВ/см.

Если же в СВЧ-генераторах с ВК реализуется осциллирующий режим ССП, то в спектре их генерации появляется низкочастотная составляющая, что может быть полезно для ряда приложений.

2.5. Динамика электронного пучка с ВК в составных трубах дрейфа.

В работах [58, 82] приведены результаты исследования закономерностей динамики пучка в составных магнитоизолированных цилиндрических трубах дрейфа, которые состоят из последовательности соосных замкнутых цилиндрических резонаторов (секций), отделенных друг от друга тонкими прозрачными для электронов сетками или фольгами (рис. 34).

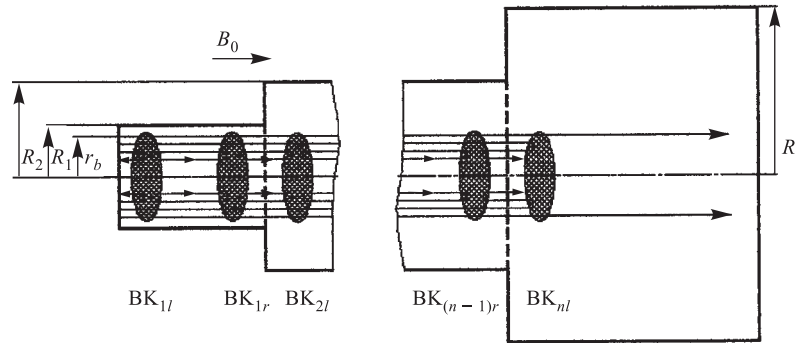


Рис. 34. Схема составной трубы дрейфа из n секций

Одна из особенностей таких составных труб дрейфа заключается в том, что при определенных условиях в них могут одновременно существовать несколько ВК, их максимальное число $N = 2n - 1$, где n — число секций. Кроме того, в них может устанавливаться и ССП.

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 дает следующее:

I: При соотношении предельных токов $I_{\text{lim}1} < I_{\text{lim}2}$ (рис. 35, *a*) возможны две ситуации:

Иа: при $I_0 < I_{\text{lim}1}$ пучок полностью проходит через всю трубу дрейфа;

Иб: при $I_0 > I_{\text{lim}1}$ у левого торца первой секции формируется ВК_{1l} (здесь и далее индекс ВК содержит номер секции, а буквы *l* или *r* обозначают, вблизи какого торца секции, левого или правого, сформировался ВК).

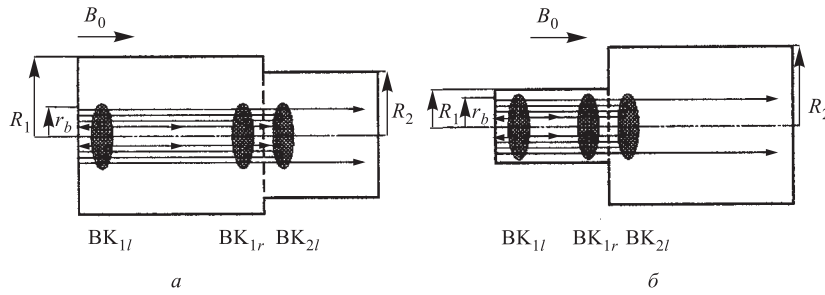


Рис. 35. Геометрия двухсекционной трубы дрейфа: а) для случая I; б) для случая II

II: При $I_{lim1} > I_{lim2}$ (рис. 35, б) возможны четыре ситуации:

IIа: при $I_0 < I_{lim2}$ пучок полностью проходит через всю трубу дрейфа;

IIб: при $I_{lim2} < I_0 < 1/2(I_{lim1} + I_{lim2})$ образуется BK_{2l} ;

IIв: при $1/2(I_{lim1} + I_{lim2}) < I_0 < I_{lim1}$ образуются BK_{2l} и BK_{1r} ;

IIг: 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 диа-

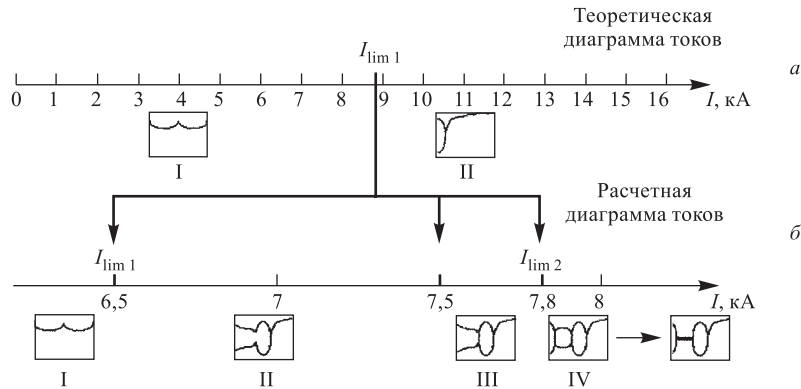


Рис. 36. Теоретическая (а) и расчетная (б) диаграмма токов для двухсекционной трубы дрейфа в случае I: в прямоугольнике показаны стилизованные фазовые портреты пучка

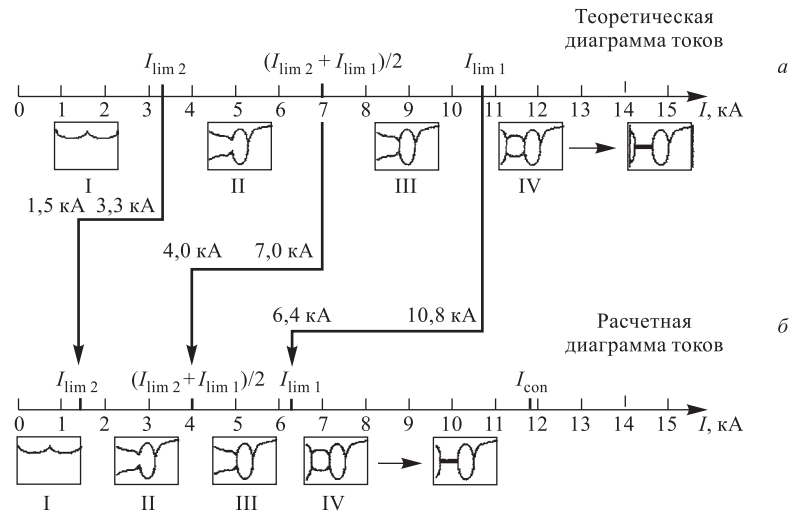


Рис. 37. Теоретическая (а) и расчетная (б) диаграмма токов для двухсекционной трубы дрейфа в случае II: в прямоугольнике показаны стилизованные фазовые портреты пучка

граммы токов сдвинулась в сторону меньших значений тока и имеет тонкую структуру, когда возможна реализация состояния с двумя или с тремя ВК (рис. 36). Что касается случая II, то описанная выше диаграмма токов изменилась лишь количественно: положения границ всех четырех ситуаций существенно, почти в два раза, сдвинуты в область меньших токов (рис. 37).

Анализ динамики эволюции фазового портрета пучка в различных ситуациях позволил найти объяснение такой трансформации диаграмм токов. Как видно из рис. 38 (для ситуации Пб в качестве примера), на фоне бурсиановской неустойчивости формирования ВК развивается более коротковолновая монотронная (пирсовская) неустойчивость, описанная в работе [83]. 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 высокоэнергичных электронов. Тогда имеет место снижение энергии электронов на входе во вторую секцию, что приводит к сдвигу $I_{lim 2}$ 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, здесь также было обнаружено образование ССП, причем границы режимов, в которых возможно установление ССП, также сдвинуты в область меньших значений токов.

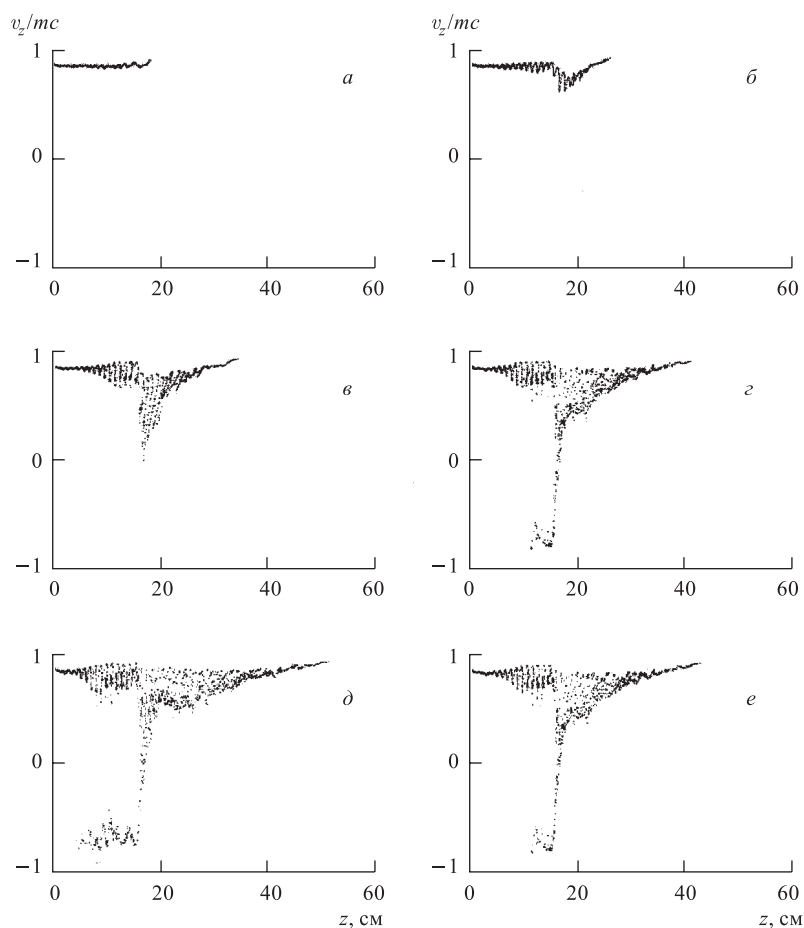


Рис. 38. Эволюция фазового портрета пучка в двухсекционной трубе дрейфа для ситуации Пб, демонстрирующая развитие коротковолновой пирсовской неустойчивости

Если для двухсекционной трубы было всего два случая ($I_{\text{lim}1} < I_{\text{lim}2}$ и $I_{\text{lim}1} > I_{\text{lim}2}$), для каждого из которых для различных значений тока инжектируемого пучка существуют несколько различных ситуаций, то для трехсекционной трубы существуют уже 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 $I_{\text{lim}1} > I_{\text{lim}2} > I_{\text{lim}3}$ (геометрия — на рис. 39). На рис. 40 приведена расщеп-

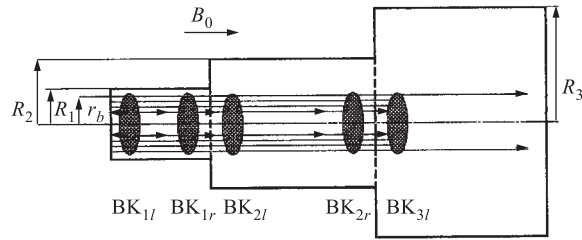


Рис. 39. Геометрия трехсекционной трубы дрейфа

танная диаграмма токов, имеющая всего шесть участков, так как диапазоны тока для некоторых ситуаций малы или даже перекрываются, что затрудняет анализ. На рис. 40 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 вариантов могут различаться.

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 со-

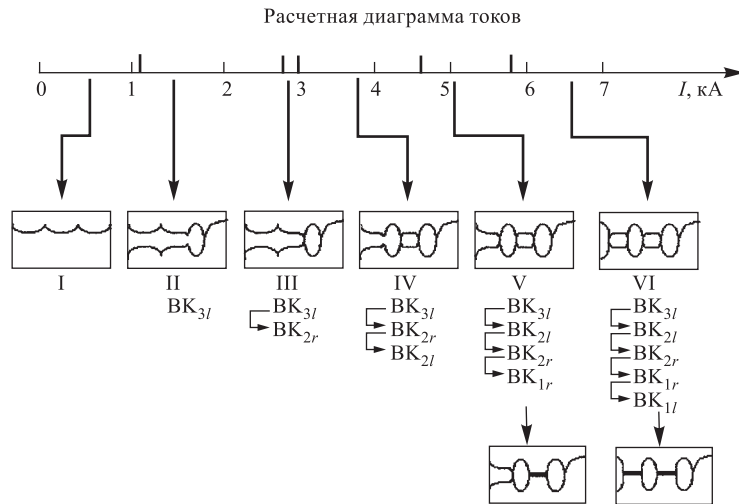


Рис. 40. Расчетная диаграмма токов для трехсекционной трубы дрейфа

гласовании этих колебаний с колебаниями, возбуждаемыми коротковолновой пирсовской неустойчивостью.

Можно надеяться, что существуют режимы, когда излучение, генерируемое некоторыми из этих колебаний, будет складываться, что может привести к идее более эффективного виркатора со многими ВК.

Для ответа на эти вопросы было проведено следующее исследование [58]. Правый торец последней секции трубы дрейфа открывался, и на нем задавались условия излучения. С помощью специального подбора 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 — рассчитать излучаемую электромагнитную волну на выходе из системы.

Рассчитывался поток вектора Пойнтинга P через поперечное сечение трубы дрейфа вблизи выходного торца, а по формуле $\eta = 100\% P/I_0U_0$ рассчитывался кпд СВЧ-генерации.

Рассмотрим сначала результаты расчетов для односекционной трубы дрейфа. Этот случай рассматривался ранее в [84] 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 численно. Однако в теоретическом анализе не была учтена пирсовская неустойчивость, а при моделировании I_0 варьировался с большим шагом.

Нами было проведено более подробное исследование зависимости кпд от инжектируемого тока. Полученная зависимость $\eta(I_0)$ для одного варианта размеров полости и параметра пучка представлена на рис.41. Анализ этой зависимости позволяет утверждать следующее:

- наибольший кпд (14 %) имеет коротковолновая пирсовская неустойчивость, когда ВК не формируется;
- локальные минимумы зависимости $\eta(I_0)$ приходятся на значения инжектируемого тока: $I_0 = I_{lim}, 2I_{lim}, 3I_{lim}$ и т. д.

Такие же особенности зависимости $\eta(I_0)$ наблюдались и для других вариантов.

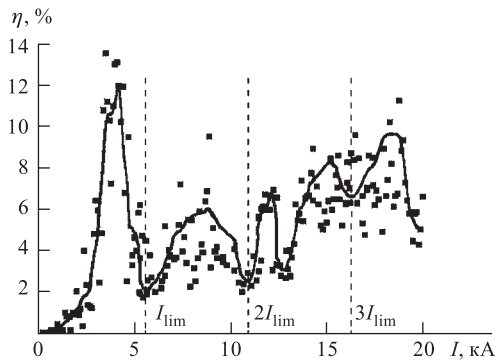


Рис. 41. Зависимость кпд СВЧ-генерации от тока пучка для односекционной трубы дрейфа

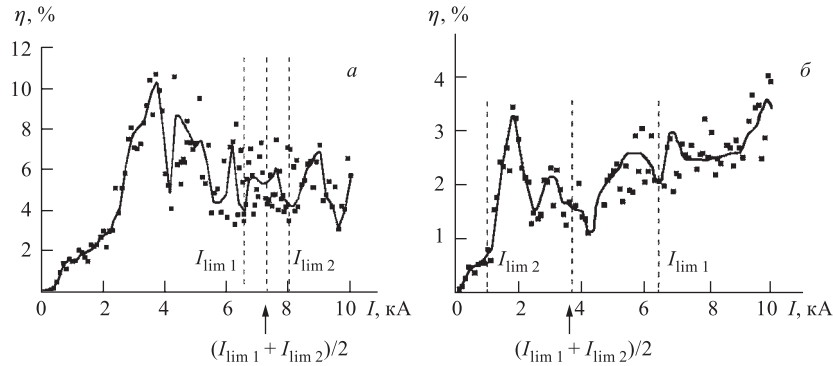


Рис. 42. Зависимость кпд СВЧ-генерации от тока пучка для двухсекционной трубы дрейфа: *а*) случай I; *б*) случай II

На рис. 42, *а, б* приведены зависимости $\eta(I_0)$ для двухсекционных труб дрейфа, соответствующие случаям рис. 35. На них положение минимумов соответствует сдвинутым значениям предельных токов, рассчитанным выше.

Объяснение этим фактам дать трудно. Мы сходимся на мысли о том, что вблизи значений предельных токов инкремент бурсиановской неустойчивости δ достаточно мал: $\lim_{(I_0 - I_{lim}) \rightarrow 0} \delta = 0$.

Отметим еще одно важное обстоятельство. В расчетах кпд для двухсекционной трубы дрейфа СВЧ-излучение выводилось только из последней секции, а роль предыдущих секций сводилась лишь к соответствующей модуляции пучка. Однако в [85] была предложена конструкция виркатора, в котором диафрагмы выполнены в виде сеток в форме спирали Архимеда, что делает их прозрачными для СВЧ-волн ТМ-типа. Это позволяет суммировать излучения всех секций и существенно повысить кпд виркатора.

Еще одним механизмом термализации пучка в реальных приборах с ВК является рассеяние электронов при многократном прохождении их сквозь анодную фольгу. Формирование функции распределения электронов здесь определяется величиной магнитного поля, толщиной и материалом анодной фольги. Этот аспект изложен в работах [86–89]. При таком взаимодействии возможно использование виркаторов и отражательных триодов для генерации тормозного и УФ-излучения [88, 89]. Укажем, что в [90] описаны результаты экспериментальных исследований отражательного триода для этих целей.

2.6. Динамика термализации электронов. Принято классифицировать турбулентность потоковых систем двумя типами: слабая турбулентность, связанная с тепловым разбросом скоростей частиц потока, и сильная турбулентность, связанная с макроскопическими неустойчивостями потока и приводящая к генерации волновых структур. Оказалось, что в электронном пучке с

ВК одновременно развивается и слабая, и сильная турбулентность. В данном разделе рассмотрена термализация электронов в электронном потоке с ВК в рамках концепции слабой турбулентности, а в следующем разделе рассмотрена его сильная турбулентность.

Для исследования формирования функции распределения электронов вблизи ВК был использован код на основе метода крупных частиц, когда частицы имели форму кольцевых дисков. В качестве иллюстрации приведем пример расчета термализации электронов в виркаторе при следующих значениях: диаметр диодной области $D_1 = 11,4$ см; диаметр области дрейфа $D_2 = 18$ см; длина диодной области $L_1 = 3,7$ см; длина области дрейфа $L_2 = 30$ см; внешний диаметр трубчатого пучка электронов $d = 6$ см; толщина стенки трубки тока $\delta = 0,5$ см; ток пучка $I = 50$ кА; ускоряющее напряжение $U = 1,5$ МВ. Рассчитывалась функция распределения электронов по скоростям в окрестности ВК.

Эволюция функции распределения показана на рис. 43, где ясно прослеживается, что на первых наносекундах быстрые электроны «перекачиваются» в область низких энергий и к исходу 4–5 нс функция распределения практически стабилизируется.

Вводя эффективную продольную температуру электронов в ВК

$$T = \frac{m \int_0^{\infty} (v - \langle v \rangle)^2 f(v) dv}{\int_0^{\infty} f(v) dv}, \quad (62)$$

где среднее значение скорости определяется из

$$\langle v \rangle = \frac{\int_0^{\infty} v f(v) dv}{\int_0^{\infty} f(v) dv}, \quad (63)$$

можно проследить динамику термализации электронного пучка. Результаты расчетов (62) представлены на рис. 44, из которого видно, что сначала температура возрастает до значения 30 кэВ, а затем падает до уровня 12 кэВ.

Таким образом, показано, что потенциальный барьер ВК, совершающий сложные осцилляции, является рассеивателем налетающих электронов, а результатом этого рассеяния является термализация пучка. Наиболее вероятным механизмом термализации является стохастизация движения электрона,

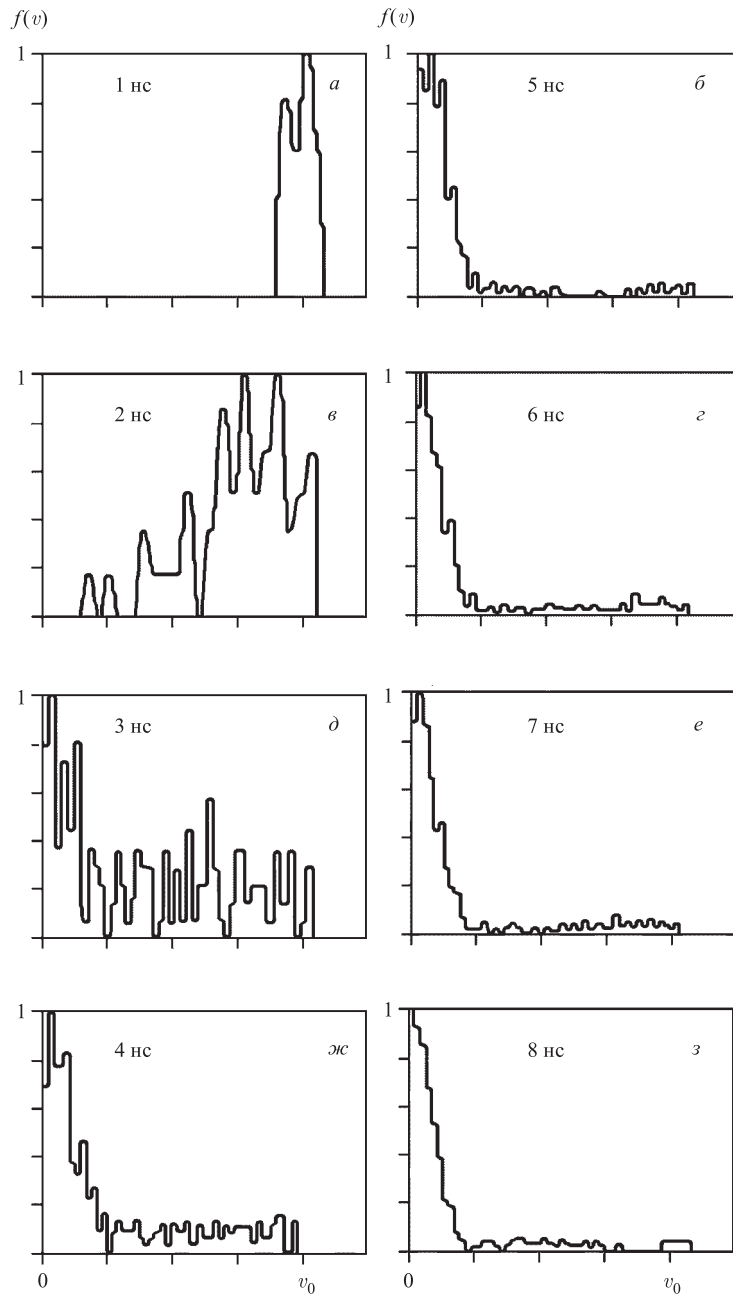


Рис. 43. Эволюция функции распределения электронов по скоростям в окрестности ВК; v_0 — начальная скорость электронов

совершающего колебания между двумя колеблющимися стенками потенциальной ямы катод–ВК, что является аналогом известного механизма стохастического ускорения Ферми–Улама [91].

В связи с этой задачей отметим следующее. Общепринято считать, что длительность переходного процесса в виркаторе составляет несколько периодов колебаний электронов в потенциальной яме, однако наши расчеты показывают, что окончанием переходного процесса следует считать окончание эволюции функции распределения электронов по скоростям.

Результаты этих расчетов представлены в работах [12, 13, 56].

2.7. Исследование турбулентности в электронных пучках с ВК. Часто для описания хаотических проявлений различных динамических объектов применяют разнообразные методы статистического анализа временного или пространственного поведения той или иной физической величины, рассчитывают корреляционные зависимости.

В настоящее время в связи с прогрессом в технике компьютерного моделирования появились более тонкие методы анализа поведения динамических объектов. К одному из таких методов следует отнести оценку сложности данного динамического объекта на основе вычисления фрактальной размерности его стохастического аттрактора.

Эта процедура не вызывает многозначного толкования для систем с сосредоточенными параметрами, когда применима теорема Такенса [92], утверждающая, что можно восстановить некоторые свойства аттрактора и, в частности, вычислить его фрактальную размерность по временной последовательности какой-либо одной переменной.

Сложнее обстоит дело в распределенных объектах, пространственно-временная динамика которых описывается одним или несколькими уравнениями в частных производных, а турбулентные потоки как раз и относятся к таким объектам. В этом случае значение фрактальной размерности, найденное по временной последовательности одной переменной в какой-либо точке пространства, может и не совпадать со значением фрактальной размерности этой же переменной в другой точке или другой переменной в этой же точке. Однако факт совпадения фрактальных размерностей двух временных последовательностей говорит о том, что соответствующие им переменные можно связать друг с другом обыкновенным дифференциальным или алгебраическим уравнением.

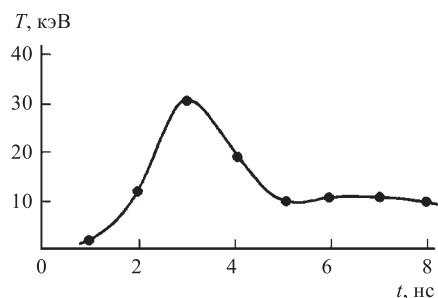


Рис. 44. Эволюция продольной температуры электронов в ВК

В общем случае, если нами найдена фрактальная размерность μ какой-либо переменной, то можно составить обыкновенное модельное дифференциальное уравнение порядка $N_0 = 2\mu + 1$, качественно отображающее динамику этой переменной [93]. Иными словами, порядок модельного уравнения определяет число степеней свободы системы, в которой участвует эта переменная, причем это число совпадает с размерностью пространства вложения аттрактора.

Практически нас более всего интересует фрактальная размерность электромагнитного излучения, генерируемого различными приборами с ВК, поэтому анализу размерности будут подвергнуты расчетные временные зависимости поля генерации $E(t)$ вблизи ВК.

Исходные расчетные данные

Тип прибора	U_a	U_c	χ_{\rightarrow}	χ_{\leftarrow}
Виркатор	1	1	1	1
Отражательный триод	1	0	1	1
Редитрон	1	1	1	0

С помощью кода на основе заряженных листов были исследованы следующие разновидности СВЧ-приборов с ВК: виркатор, отражательный триод и редитрон [6, 11]. Исходные расчетные данные брались из таблицы.

Типичная временная зависимость $E(t)$ вблизи ВК ведет себя довольно сложным образом (рис. 45). Для вычисления фрактальной размерности аттрактора, включающего $E(t)$, был выбран алгоритм Грассбергера–Прокаччо [94], модифицированный нами для исследования аттракторов большой размерности (необходимость и сущность такой модификации изложена в работе [95]).

Легко видеть, что во временном ходе электрического поля $E(t)$ (см. рис. 45, *a*) можно выделить две стадии — регулярную часть (до образования ВК) и осцилляторную часть. Формализм «wavelet»-преобразований мо-

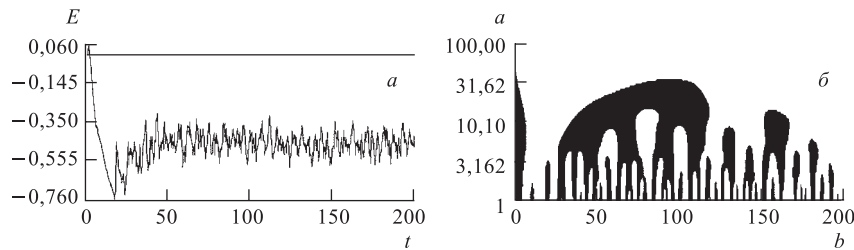


Рис. 45. Результаты расчетов: *a*) сигнал $E(t)$; *б*) сечение «wavelet»-образа $W(a, b)$

жет быть использован для демонстрации фрактальности сигнала и сложности во взаимодействии различных его временных масштабов [96, 97]. «Wavelet»-образы $W(a, b)$ сигналов $E(t)$ вычислялись с помощью

$$W(a, b) = a^{-1/2} \int \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) E(t) dt, \quad (64)$$

где $\Psi(x)$ было выбрано в форме так называемой «мексиканской шляпы»:

$$\Psi(x) = (1 - x^2) \exp(-x^2/2). \quad (65)$$

На рис. 45, б изображен пример полученного в [98] сечения «wavelet»-образа $W(a, b)$ плоскостью $W(a, b) = 0$ в логарифмическом масштабе по a так, что $W(a, b) > 0$ окрашены в черный цвет.

Ветвистая и самоподобная структура изображения «wavelet»-образа свидетельствует о том, что, действительно, в электронном пучке реализуется состояние с сильной продольной турбулентностью, развившейся в результате макроскопической неустойчивости.

На начальной стадии до момента образования ВК фрактальная размерность сигнала $E(t)$ должна (и это было проверено) равняться единице. Далее были получены следующие результаты. При любых значениях степени превышения током пучка

предельного тока или, что то же самое, любой относительной величины промежутка дрейфа (или торможения) L_p/L_D фрактальная размерность μ конечна, дробна и достигает больших значений ($\mu \sim 10-20$). Это свидетельствует о том, что при любом значении L_p/L_D все типы приборов с ВК работают в режиме турбутрона с сильно развитой турбулентностью электронного потока.

Была исследована зависимость величины μ от значения L_p/L_D для различных приборов с ВК. Эта зависимость для виркатора, отражательного триода и редитрона показана на рис. 46.

Анализ этих зависимостей позволил сделать следующие выводы. Степень турбулизованности виркатора и отражательного триода лежит примерно в одном и том же диапазоне значений μ ($\mu \sim 8-12$), что свидетельствует

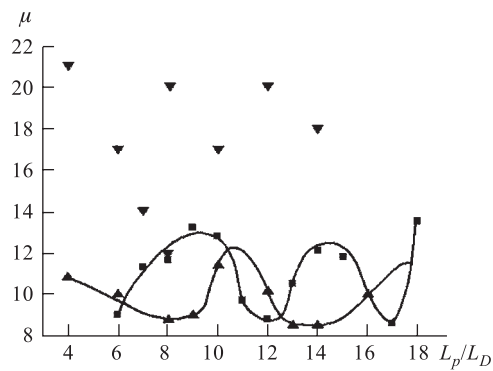


Рис. 46. Зависимости фрактальной размерности аттракторов μ от значения L_p/L_D для виркатора (■), отражательного триода (▲) и редитрона (▼)

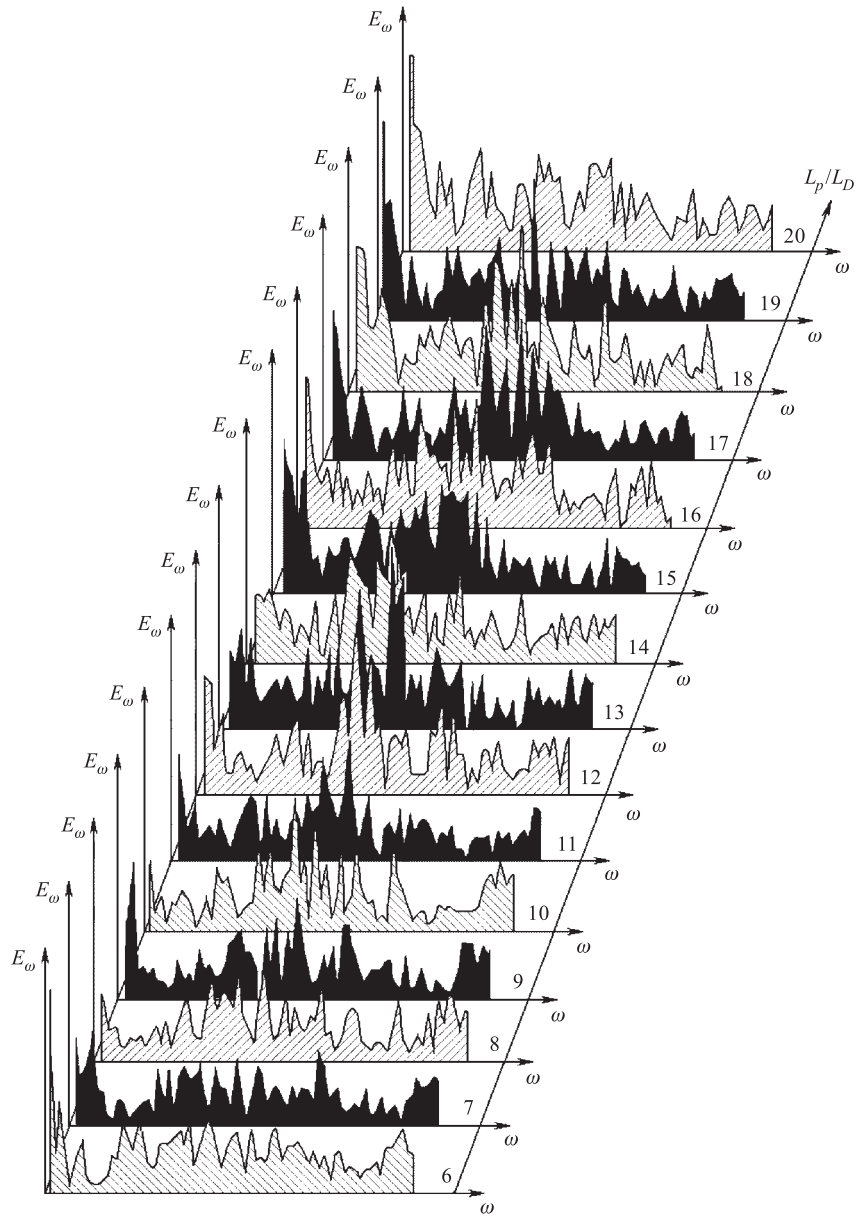


Рис. 47. Атлас рассчитанных фурье-образов СВЧ-сигналов виркатора для различных значений L_p/L_D (частота отложена в условных единицах)

о схожести происходящих в них процессов, особенно при больших значениях L_p/L_D , когда внешнее тормозящее поле в отражательном триоде становится малым. Немонотонный характер зависимости фрактальной размерности μ от величины промежутка дрейфа (торможения) обусловлен наличием в виркаторе и отражательном триоде обратной связи по пучку, осуществляемой волнами плотности пространственного заряда, которые свободно проникают через анодную сетку или фольгу (см. рис. 46). Причем минимумам этой зависимости соответствует резонансная длина обратной связи, при которой синхронизация пучка наиболее заметна. Этот механизм синхронизации турбулентности в электронном потоке выявлен нами и впервые отражен в работе [95].

В реальных приборах имеется еще один механизм синхронизации взаимодействия пучка с резонаторными модами. Учет этого фактора в модели плоских листов позволяет получать пучки с $\mu \sim 2-3$ [99], однако этот механизм синхронизации не имеет непосредственной обратной связи с диодной областью, а осуществляется через посредника, которым являются волны плотности пространственного заряда пучка. Результаты наших исследований [95] позволяют выявить основные факторы, способствующие синхронизации турбулентного электронного потока в виркаторе и отражательном триоде.

Полученные результаты подтверждаются анализом спектров СВЧ-генерации виркатора, полученных в рамках этой же модели. Осцилляторная часть временного хода электрического поля (для каждого значения L_p/L_D длительность регулярной части временного хода поля, была, разумеется, различной — подробнее см. [100]) раскладывалась в ряд Фурье, и соответствующий атлас спектров СВЧ-генерации виркатора показан на рис. 47.

Как легко видеть, в каждом спектре можно выделить два характерных участка — низкочастотные и высокочастотные пики (наиболее отчетливо, например, при $L_p/L_D = 17$). Первые отвечают временному ходу огибающей электрического поля, а вторые — осцилляциям ВК как целого.

В дальнейшем нас будут интересовать последние. Для исследования степени синхронизации в турбулентном потоке рассчитывалась высота осцилляторных пиков в спектрах по отношению к усредненному фону (исключая низкочастотные пики). Высота этих пиков в децибеллах в зависимости от L_p/L_D показана на рис. 48.

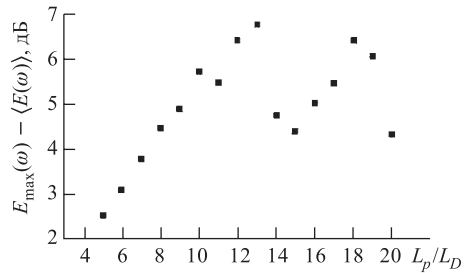


Рис. 48. Зависимость высоты высокочастотных пиков в спектрах СВЧ-генерации виркатора для различных значений L_p/L_D

Эта зависимость так же, как и зависимость $\mu(L_p/L_D)$ на рис. 46, имеет немонотонный осциллирующий характер, причем минимумам этой зависимости соответствуют максимумы зависимости $\mu(L_p/L_D)$, что также подтверждает вывод о наличии в электронном потоке эффекта самосинхронизации турбулентности в окрестности ВК.

Интересно исследовать, насколько велика степень синхронизации. С этой целью исследовалась зависимость $\mu(L_p/L_D)$ для редитрона, где обратная связь по пучку принудительно подавлена. В этом случае значения μ лежат в диапазоне значений $\mu \sim 12-22$ (рис. 46), что существенно превышает значения μ для виркатора и отражательного триода. Этот результат противоречит первоначальной идее авторов редитрона [101], считавших, что, убрав отраженные от ВК электроны из диодной области, можно стабилизировать генерацию. Итак, отсутствие в редитроне обратной связи, играющей синхронизирующую роль, а также, как отмечалось в [102, 103], отсутствие режима фазовой сепарации в электронном пучке являются основными принципиальными недостатками этого прибора. Однако в [12] было показано, как можно устранить эти недостатки в предложенном нами в [104] редитроне с дискриминацией мягких электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре приведена классификация ВК, построены аналитические самосогласованные стационарные и динамические модели электронного пучка с учетом пространственного заряда в полупространстве и плоском эквипотенциальном промежутке, позволившие определить условия, характеристики и параметры формирования ВК для различных простейших ситуаций.

Представлены также результаты одномерных и двумерных расчетов динамики сверхпределных электронных пучков в простых и составных трубах дрейфа, которые позволили определить динамику ВК, обнаружить и объяснить эффект снижения предельного тока, существование метастабильных электронов в ВК, закономерности установления и динамики «сжатого состояния» электронного пучка с ВК, а также закономерности турбулентного состояния электронного пучка с ВК.

Таким образом, изложенные в обзоре результаты убедительно свидетельствуют о сложной нелинейной динамике электронных пучков с ВК. Понимание таких процессов позволит перейти на качественно иной уровень в создании электронных приборов с ВК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурсиан В., Павлов В. // Журн. Русск. физико-хим. о-ва. 1923. Т. 55, № 1–3. С. 71.
2. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. // УФН. 1980. Т. 132, № 1. С. 91.

3. Быстрицкий В. М., Месляц Г. А., Красик Я. Е. // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22, № 5. С. 1171.
4. Файнберг Я. Б. Коллективные методы ускорения // Материалы конф. по ядерно-физическим исследованиям, посвященной 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомного ядра. М., 1983. Ч. 1. С. 222.
5. Дубинов А. Е., Корнилова И. Ю., Селемир В. Д. // УФН. 2002. Т. 172, № 11.
6. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 6. С. 645.
7. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Жерлицын А. Г. // Плазменная электроника. Киев, 1989. С. 112.
8. Диденко А. Н. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1984. № 4. С. 104.
9. Hoerberling R. F., Fazio M. V. // IEEE Trans. Electromag. Compatibility. 1992. V. 34, No. 3. P. 252.
10. Рухадзе А. А., Столбецов С. Д., Тараканов В. П. // Радиоэлектроника. 1992. Т. 37, № 3. С. 385.
11. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Зарубежная радиоэлектроника. 1995. № 4. С. 54.
12. Селемир В. Д. и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 7–8. С. 689.
13. Alyokhin V. V. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22, No. 5. P. 945.
14. Селемир В. Д. и др. // Антенны. 2001. № 3(49). С. 6.
15. Селемир В. Д. и др. // Тр. РФЯЦ–ВНИИЭФ. Саров, 2000. № 1. С. 408.
16. Фурман Э. Г. СВЧ-приборы с виртуальным катодом. Томск: ТПИ, 1999.
17. Benford J. // Microwave J. 1987. No. 12. P. 97.
18. Ware K. D. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28, No. 5. P. 1397.
19. Demeter L. J. Opening Switches / Ed. by A. Guenther, M. Kristiansen, T. Martin. N. Y.; London, 1987. P. 177.
20. Lloyd O. // British J. Appl. Phys. 1966. V. 17, No. 3. P. 357.
21. Barkhausen H., Kurz K. // Proc. IRE. 1920. V. 21, No. 1. P. 1.
22. Бунин Г. Г., Васенькин В. А. Отражательные клистроны. М.: Сов. радио, 1966.
23. Шестопалов В. П. и др. Генераторы дифракционного излучения. Киев: Наукова думка, 1991.
24. Donets E. D. // Rev. Sci. Instr. 1996. V. 67, No. 3. P. 873.
25. Lindsay P. A. // Advances in Electronics and Electron Phys. 1960. V. 13. P. 181.
26. Москаленко А. М. Двойной слой (виртуальный катод) у освещенной поверхности Фобоса. Препринт ИЗМИРАН № 27(853). 1989.
27. Роуз Д. Дж., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1963.
28. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М.: Гостехтеориздат, 1966.
29. Birdsall C. K., Bridges W. B. Electron Dynamics of Diode Regions. N. Y.: Academic, 1966.
30. Пащенко А. В., Руткевич Б. Н. // ЖТФ. 1983. Т. 53, № 1. С. 75.
31. Пащенко А. В., Руткевич Б. Н. // Радиоэлектроника. 1979. Т. 24, № 1. С. 152.

32. *Бугаев С. П. и др.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький, 1981. С. 36.
33. *Дубинов А. Е.* // Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Теор. и прикл. физ. 2001. № 2. С. 3.
34. *Пащенко А. В., Руткевич Б. Н.* Патент РФ № 646783; Бюл. изобрет. № 30. 1979.
35. *Дубинов А. Е., Макарова Н. Н., Селемир В. Д.* Патент РФ № 2155411; Бюл. изобрет. № 24. 2000.
36. *Дубинов А. Е.* Патент РФ № 2171017; Бюл. изобрет. № 20. 2001.
37. *Девятков М. Н.* // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1979. № 5. С. 75.
38. *Алешин И. М., Кузьменков Л. С.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физика, астрономия. 1994. Т. 35, № 2. С. 46.
39. *Дубинов А. Е.* // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1995. № 2(10). С. 52.
40. *Астрелин В. Т., Котельников И. А., Сеницкий С. Л.* // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 4. С. 45.
41. *Наумов Н. Д.* // Докл. РАН. 1998. Т. 359, № 3. С. 323.
42. *Poukey J. W., Rostoker N.* // Plasma Phys. 1971. V. 13, No. 10. P. 897.
43. *Hantzsche E.* // Beitrage Plasmaphysik. 1975. Band 15, Heft 4. P. 157.
44. *Hantzsche E.* // Beitrage Plasmaphysik. 1977. Band 17, Heft 4. P. 253.
45. *Дубинов А. Е.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26, № 5. С. 439.
46. *Дубинов А. Е., Корнилов С. Ю., Судовцов А. В.* // Тез. докл. 4-й Нижегородской сессии молодых ученых. Нижний Новгород, 1999. С. 65.
47. *Забабихин Е. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, № 2. С. 97.
48. *Kwan T. J. T.* // Phys. Fluids. 1984. V. 27, No. 1. P. 228.
49. *Григорьев В. П., Жерлицын А. Г., Коваль Т. В.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 11. С. 1353.
50. *Miner L. M. et al.* // IEEE Trans. Electromag. Compatibility. 1992. V. 34, No. 3. P. 229.
51. *Дубинов А. Е. и др.* // Изв. вузов. Сер.: Физика. 1999. № 6. С. 67.
52. *Дубинов А. Е. и др.* // Изв. вузов. Сер.: Физика. 2001. № 6. С. 71.
53. *Котетешвили П. В., Рыбак П. В., Тараканов В. П.* Препринт ИОФАН № 44. М., 1991.
54. *Tarakanov V. P.* User's manual for code KARAT. Springfield: Berkley Research Associate Inc., 1992.
55. *Ватрунин В. Е., Дубинов А. Е., Селемир В. Д.* Препринт ВНИИЭФ № 31-93. Арзамас-16, 1993.
56. *Селемир В. Д., Дубинов А. Е., Приходько И. Г.* // Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Теор. и прикл. физ. 1993. № 1. С. 22.
57. *Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Макарова Н. Н.* Патент РФ № 2128411; Бюл. изобрет. № 9. 1999.
58. *Дубинов А. Е., Ефимова И. А.* // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 6. С. 80.
59. *Воронин В. С., Лебедев А. Н., Зозуля Ю. Т.* // ЖТФ. 1972. Т. 42, № 3. С. 546.
60. *Дубинов А. Е., Селемир В. Д.* // Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Теор. и прикл. физ. 1998. № 2. С. 65.
61. *Селемир В. Д. и др.* Патент РФ № 2168234; Бюл. изобрет. № 15. 2001.
62. *Seo Y. et al.* // Jap. J. Appl. Phys. 2001. V. 40, No. 2B. P. 1136.

63. Ковалев Н. Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72, №7. С. 113.
64. Dubinov A. E., Efimova I. A. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81, No. 8. P. 1530.
65. Мхеидзе Г. П. и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63, № 7. С. 104.
66. Рюттов Д. Д. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, №12. С. 581.
67. Adler R. J., Sabol B., Kiuttu G. F. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. V. 30, No. 4. P. 3198.
68. Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Судовцов В. Д. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, №3. С. 86.
69. Кузнецов В. И., Эндер А. Я. // Тр. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск, 1995. Т. 2. С. 148.
70. Акимов П. В. и др. // Тр. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск, 1998. Т. 1. С. 513.
71. Капица П. Л. // ЖЭТФ. 1951. Т. 21, № 5. С. 588.
72. Капица П. Л. // УФН. 1951. Т. 44, № 1. С. 7.
73. Дубинов А. Е., Сайков С. К. // Физика плазмы. 2002. Т. 28, № 5. С. 436.
74. Дубинов А. Е., Сайков С. К., Селемир В. Д. // Изв. вузов. Сер.: Радиофизика. 2002. Т. 35, № 4. С. 349.
75. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // УФН. 1971. Т. 103, №4. С. 609.
76. Ignatov A. M., Tarakanov V. P. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1, No. 3. P. 741.
77. Дубинов А. Е. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 22. С. 29.
78. Дубинов А. Е. // Радиоэлектроника. 2000. Т. 45, №7. С. 875.
79. Hendricks K. J., Adler R., Noggle R. C. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68, No. 2. P. 820.
80. Donets D. E. et al. // Proc. of Space Charge Effects in Formation of Intense Low Energy Beams Conf., Dubna, 1999. P. 99.
81. Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Тараканов В. Л. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, №4. С. 71.
82. Дубинов А. Е., Ефимова И. А. // Вестн. Саровского физтеха. 2001. № 1. С. 48.
83. Клочков Д. Н., Пекар М. Ю., Рухадзе А. А. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, № 6. С. 2037.
84. Альтеркоп Б. А. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61, №9. С. 115.
85. Дубинов А. Е. и др. Патент РФ № 2221306. Бюл. изобрет. № 1, 2004.
86. Григорьев В. П., Захаров А. В. // ЖТФ. 1991. Т. 61, № 6. С. 141.
87. Дубинов А. Е., Лойко М. В. // Вычислительные технологии. 2003. Т. 2, № 2. С. 53.
88. Рюттов Д. Д., Ступаков Г. В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2, № 4. С. 566.
89. Сыресин Е. М. // Физика плазмы. 1989. Т. 15, № 11. С. 1267.
90. Завада Н. И. и др. // Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Физ. рад. воздействия на радиофиз. аппаратуру. 1994. № 3–4. С. 23.
91. Ахиезер А. И., Бакай А. С. // Докл. АН СССР. 1971. Т. 201, № 5. С. 1074.
92. Takens F. // Dynamical Systems and Turbulence. Lect. Notes in Math. Berlin, 1981. V. 898. P. 366.
93. Неймарк Ю. И., Ланда П. С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
94. Grassberger P., Procaccia I. // Phys. D. 1983. V. 9, No. 1. P. 189.
95. Ватрунин В. Е. и др. // Фракталы в прикладной физике: Сб. науч. тр. / Под ред. А. Е. Дубинова. Арзамас-16, 1995. С. 47.

96. Астафьева Н. М. // УФН. 1996. Т. 166, № 11. С. 1145.
97. Анфиногентов В. Г., Храмов А. Е. // Изв. вузов. Сер.: Прикл. нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 2–3. С. 33.
98. Ватрунин В. Е., Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, № 24. С. 92.
99. Привезенцев А. П., Черепенин В. А. // Радиоэлектроника. 1998. Т. 43, № 6. С. 738.
100. Ватрунин В. Е., Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Теор. и прикл. физ. 1994. № 2. С. 24.
101. Kwan T. J. T., Snell C. M. US Patent 4730170. 1987.
102. Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Судовцов А. В. // Электронная техника. Сер.: СВЧ-техника. 1997. № 1(469). С. 7.
103. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 4. С. 41.
104. Селемир В. Д., Дубинов А. Е., Степанов Н. В. Патент РФ № 2044361; Бюл. изобрет. № 26. 1995.