

## СЛОЖНАЯ ФАЗОВАЯ ДИНАМИКА ВСТРЕЧНЫХ СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

*А. Е. Дубинов<sup>1,2,\*</sup>, С. К. Сайков<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1</sup>,  
В. П. Тараканов<sup>3,4</sup>*

<sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

<sup>2</sup> Саровский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», Саров, Россия

<sup>3</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

<sup>4</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Представлены результаты PIC-моделирования фазовой динамики встречных сверхпределных электронных пучков, инжектируемых в различные аксиально-симметричные полости. Даны многочисленные примеры сложной динамики пучков, в которых формируются виртуальные катоды, фазовые дыры и участки сжатого состояния, представляющего собой плотную заряженную электронную плазму. Оцениваются пространственно-временные характеристики процессов, плотность и температура электронной плазмы, ее время жизни.

Рассмотрены возможные эксперименты и применения встречных сверхпределных электронных пучков в различных научно-технических областях, среди которых мощная СВЧ-электроника, СШП-электроника, ускорители заряженных частиц и электроразрядные процессы в газах.

The results of PIC-simulation of the phase dynamics of counter-propagating over-limited electron beams (injected into axisymmetric cavities) are presented. The review presents many examples of the beam complex dynamics during which VCs, phase holes and sections of a squeezed state are being formed. The state represents itself dense charged electron plasma. Space-time characteristics of processes, density and temperature of the electron plasma, its lifetime are estimated.

Possible experiments and applications of counter-propagating over-limited electron beams including high-power microwave electronics, UWB-electronics, accelerators of charged particles and electric discharged phenomena in gases are considered.

PACS: 41.75.Ht

### ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

ВК (VC) — виртуальный катод

ВЧ (HF) — высокочастотный

ЛБВ (TWT) — лампа бегущей волны

---

\* E-mail: dubinov-ae@yandex.ru

СВЧ (microwave) — сверхвысокочастотный  
СШП (UWB) — сверхширокополосный  
ФРЭС (DFEV) — функция распределения электронов по скоростям  
ФРЭЭ (DFEE) — функция распределения электронов по энергиям  
ЭЦР (ECR) — электрон-циклотронный резонанс  
PIC — particle-in-cell.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что если электронный пучок инжектировать в эквипотенциальную полость с таким током, чтобы пространственный заряд самого пучка формировал в полости потенциальный барьер, препятствующий дальнейшему прохождению электронов, то часть электронов будет отражаться этим потенциальным барьером назад, к месту инъекции. Область отражения в электронном пучке, характеризующаяся в рамках гидродинамической теории бесконечной электронной концентрацией, получила название *виртуального катода* (ВК), а минимальное значение тока пучка, при котором происходит отражение электронов от ВК, называют предельным вакуумным током или критическим вакуумным током [1]. Часто этот ток называют предельным током Бурсиана  $I_B$ , названным в честь Виктора Робертовича Бурсиана, который, обсуждая эксперименты В. И. Павлова, решил задачу о предельном токе электронного пучка, ограниченном пространственным зарядом, для плоского эквипотенциального промежутка [2]. Электронные пучки с током, превышающим значение предельного вакуумного тока Бурсиана  $I_B$ , называются сверхпредельными электронными пучками.

Сверхпредельные электронные пучки находят свое применение в основном для коллективного ускорения мощных ионных пучков [3–9] и для генерации мощных СВЧ-импульсов [10–20], хотя известны и некоторые другие их применения. Обзоры достижений разных лет в области ускорения ионов в системах с ВК представлены в [21, 22], а в области генерации СВЧ-импульсов в приборах с ВК, таких как виркаторы, отражательные триоды, редитроны, виртоды, — в [23–26].

Ускорители ионов с ВК и виркаторы чаще всего устроены и работают достаточно просто: в цилиндрическую эквипотенциальную полость с одного из ее торцов инжектируется один сверхпредельный электронный пучок, в результате чего в полости вблизи ее торца образуется единственный ВК, который генерирует СВЧ-излучение или ускоряет ионы.

Следует отметить, что именно на виркаторе получен рекордный результат по величине генерируемой пиковой СВЧ-мощности — 22 ГВт [27], намного превышающий мощность генерации, достигнутую на всех других типах СВЧ-генераторов.

Для получения еще большей выходной СВЧ-мощности было предложено суммировать излучение многих виркаторов, объединив их в фазированные антенные решетки [25, 26, 28]. Для этой цели были проведены экспериментальные исследования фазирования связанных между собой

виркаторов [26, 29] и управления фазой виркаторов с помощью задающего генератора, например магнетрона [30, 31].

Для понимания процессов фазирования виркаторов в [32] впервые была экспериментально осуществлена инжекция двух встречных сверхпредельных электронных пучков в цилиндрическую полость с двух противоположных ее торцов. Было обнаружено формирование двух ВК. При этом утверждалось, что на противоположных сторонах полости формируются два независимых виркатора, на изучение режимов фазировки которых и была направлена работа [32].

Однако представление [32] о том, что два ВК в полости образуют совокупность двух отдельных виркаторов, оказалось сильно упрощенным. В действительности же, несмотря на то, что в этих экспериментах в полости отсутствовало внешнее продольное магнитное поле и поэтому заметная часть электронов высаживалась на боковые стенки полости, выяснилось, что полость с двумя и более сверхпредельными электронными пучками представляет собой единый прибор с распределенным по всей ее длине двухпучковым взаимодействием, в котором происходят сложные процессы.

Данный обзор представляет результаты моделирования динамики встречных замагниченных сверхпредельных электронных пучков, инжектируемых в различные эквипотенциальные полости с двух противоположных концов. Обзор основан на собственных исследованиях авторов, опубликованных в различных изданиях. Кроме того, здесь содержатся и некоторые другие ранее не публиковавшиеся результаты. Цель обзора — привлечь внимание широкого круга читателей к многообразным процессам, которые могут возникать во встречных сильноточных пучках электронов, и их возможным применениям.

Исследования проводились с помощью *particle-in-cell* кода (PIC-кода) KARAT [33], самосогласованно решающего релятивистские уравнения движения заряженных частиц и уравнения Максвелла в сложных по конфигурациям областях.

## 1. ДИНАМИКА ЕДИНСТВЕННОГО СВЕРХПРЕДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПОЛОСТИ

Сначала рассмотрим в качестве примера длинную цилиндрическую полость диаметром  $2R = 20$  см и длиной  $L = 100$  см, ограниченную со всех сторон идеально проводящими стенками. Будем считать, что на полость наложено однородное аксиальное магнитное поле величиной  $B = 10$  Тл. С одного из торцов, допустим с левого, в полость инжектируется с постоянным током  $I$  трубчатый релятивистский электронный пучок. Пучок имеет внутренний и внешний радиусы  $r_1 = 3$  и  $r_2 = 4$  см. Геометрия полости и пучков с указанием размеров показана на рис. 1.

Инжектируемый пучок считаем моноэнергетичным, и электроны в нем имеют энергию  $U = 1$  МэВ (лоренц-фактор  $\gamma = 2,96$ ). Тогда ве-

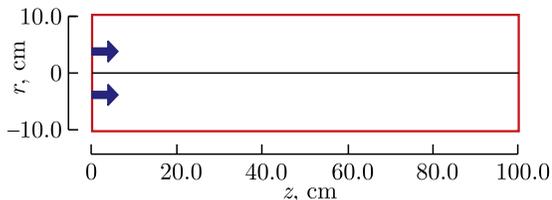


Рис. 1. Геометрия эквипотенциальной цилиндрической полости и инжектируемого электронного пучка

личину предельного вакуумного тока  $I_B$  можно рассчитать по известной формуле для бесконечной ( $R \ll L$ ) цилиндрической трубы дрейфа (см., например, [34])

$$I_B = I_0 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 - r_1/r_2 + 2 \ln(R/r_2)}, \quad (1)$$

где  $I_0 = mc^3/e \cong 17,03$  кА. Этот расчет дает предельный вакуумный ток  $I_B = 8,91$  кА.

Моделировалась динамика пучка для различных значений тока. Представим сначала результаты моделирования для допредельного пучка с током  $I = 3$  кА.

Мгновенные конфигурационные портреты пучка в полости неинформативны, так как при любом значении тока столб пучка в сильном магнитном поле представляет собой прямолинейную трубку. Поэтому динамику пучка нагляднее всего показывает эволюция фазовых портретов пучков (в координатах  $(p_z; z)$ ). На рис. 2 представлен характерный фазовый портрет допредельного пучка и распределение линейной плотности его электронов, установившиеся к моменту времени  $t = 15$  нс. Видно, что пучок полностью проходит полость по длине, отраженных электронов нет. Наблюдается небольшое провисание электростатического потенциала, а следовательно, и импульса электронов в центре полости благодаря пространственному заряду пучка, а распределение электронной плотности почти равномерно.

Совсем другую картину демонстрирует сверхпредельный пучок при токе  $I = 10$  кА. На рис. 3 представлен характерный фазовый портрет сверхпредельного пучка и распределение линейной плотности его электронов, установившиеся к моменту времени  $t = 15$  нс. Видно, что полного прохождения пучком полости нет, электроны останавливаются на расстоянии  $l \approx 8$  см от плоскости инжекции, а после остановки часть электронов возвращается назад (отраженные электроны), а другая часть электронов пролетает вперед (пролетные электроны). Область в пучке, где происходит остановка электронов и расщепление пучка на две части, — это и есть ВК.

Пропорция, в которой пучок делится на две части, очень проста: ток пролетных электронов в среднем равен предельному вакуумному току [35, 36], а ток отраженных равен разнице между током инжекции и предельным вакуумным током (в данном случае пролетный ток  $I_{\text{forward}} = I_B = 8,91$  кА, а ток отраженных электронов

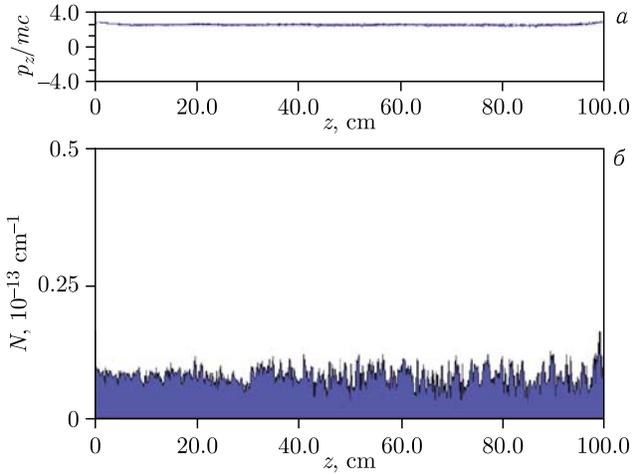


Рис. 2. Мгновенные фазовый портрет (а) и распределение линейной плотности электронов (б) допредельного электронного пучка (3 кА) в момент времени 15 нс

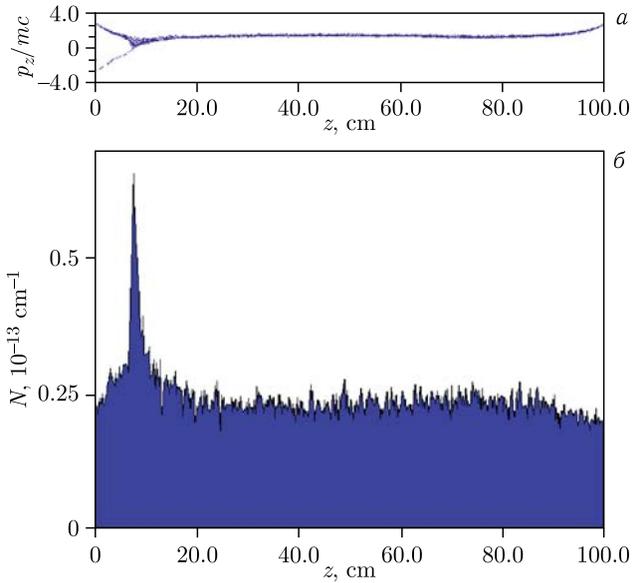


Рис. 3. Мгновенные фазовый портрет (а) и распределение линейной плотности электронов (б) сверхпредельного электронного пучка (10 кА) в момент времени 15 нс

$I_{\text{backward}} = I - I_B = 1,09$  кА). Отметим, что ранее была обнаружена еще одна небольшая группа электронов, которые длительное время могут

находиться вблизи ВК. Они практически не создают ток. Эти электроны были названы метастабильными или балансирующими [37–40].

Распределение линейной плотности электронов имеет весьма узкий пик вблизи места остановки электронов. Обратим внимание на то, что лишь малая часть электронов находится в этом пике по сравнению со всеми остальными электронами пучка. Это очень важно для оценки эффективности СВЧ-генерации, возникающей по причине колебаний ВК как целого: эффективность виркатора, которую можно определить как отношение мощности СВЧ-генерации к мощности электронного пучка, мала именно по причине малости количества электронов в ВК, так как именно осцилляции ВК как целого в основном определяют СВЧ-мощность генерации.

Для повышения эффективности СВЧ-генерации возможны два пути: или повысить долю электронов в ВК по отношению к полному числу электронов в пучке, или создать в пучке условия для формирования нескольких ВК.

Недавно расчетным образом была найдена форма эквипотенциальной полости и режим инжекции в нее электронного пучка, при которых формируются сразу несколько ВК [41]. СВЧ-генераторы, в которых формируются несколько ВК, предложено называть мультивиркаторами.

Сначала поясним, в чем особенность именно конической трубы дрейфа. Величина предельного вакуумного тока в полости, как это общепринято, относится к полости целиком и определяет ее пропускную способность для электронного пучка [1]. Величина предельного вакуумного тока зависит от геометрических параметров полости, геометрических параметров пучка, энергии инжектированных электронов, а также от величины и параметров геометрии магнитного поля.

Если рассматривать длинные полости с поперечным размером, много меньшим ее длины, то величины предельного вакуумного тока, относящейся ко всей этой полости, для некоторых задач недостаточно. По нашему мнению, в ряде случаев целесообразно ввести понятие *локального предельного вакуумного тока*, относящегося к каждому конкретному поперечному сечению полости.

В самом деле, если рассматривать, например, замагниченную длинную полость круглого сечения переменного диаметра, то можно предположить, что на участке с меньшим диаметром локальный предельный ток и, следовательно, пропускная способность полости окажутся большими, чем на участке с большим диаметром. Любопытно, что это правило прямо противоположно правилу о пропускной способности обычного трубного водопровода: там чем больше диаметр трубы, тем больше ее локальная пропускная способность.

Представим себе, что пучок инжектируется в полость круглого поперечного сечения с монотонно растущим по ходу движения электронов диаметром. Локальный предельный ток по ходу движения должен монотонно убывать. Тогда на некотором небольшом расстоянии от того

сечения полости, в котором значение локального предельного тока станет меньше тока пучка, сформируется ВК, который отразит часть электронов назад. Ток пролетевшей ВК части пучка (согласно [35, 36, 42]) будет равен локальному предельному току в рассматриваемом сечении.

Далее, на некотором небольшом расстоянии по ходу движения пучка пролетный ток пучка снова превысит локальный предельный ток и создадутся условия для формирования второго ВК и т. д. В итоге, продолжая подобные рассуждения снова и снова, приходим к выводу о том, что в такой полости с монотонно растущим по ходу движения электронов диаметром должна сформироваться цепочка ВК. При этом ВК должны отстоять друг от друга на расстоянии, не меньшем необходимого для торможения электронов до полной остановки электронов. Такая уникальная ситуация с цепочкой ВК, которая возможна в расширяющейся по ходу движения электронов полости, как видно, легко объясняется с помощью понятия локального предельного тока.

Динамика формирования цепочки ВК в простейшей по геометрии полости с убывающим локальным предельным током — конической полости — исследована теоретически в [41].

Для исследования формирования цепочки ВК моделировалась динамика пучка, инжектируемого в полость с увеличивающимся по ходу движения электронов диаметром. Задавалась находящаяся в сильном однородном аксиальном магнитном поле и замкнутая с торцов прозрачными для электронов проводящими фольгами коническая полость длиной  $L = 200$  см и диаметрами торцов  $D_1 = 20$  и  $D_2 = 30$  см (рис. 4). Считалось, что инжекция трубчатого пучка производится со стороны узкого сечения полости (на рис. 4 слева) с постоянным током. Пучок при этом имел внутренний и внешний радиусы  $r_1 = 3$  и  $r_2 = 4$  см. Было принято, что электроны пучка в плоскости инжекции имеют одну и ту же энергию  $U = 1$  МэВ.

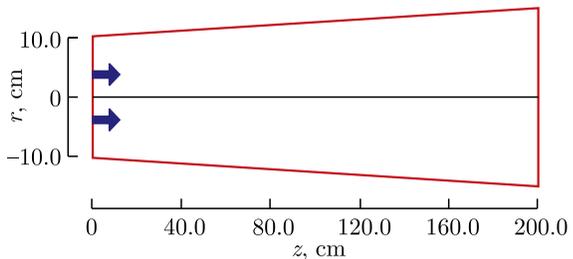


Рис. 4. Геометрия эквипотенциальной конической полости и инжектируемого электронного пучка (из [41] с изменениями)

На рис. 5 показана последовательность мгновенных фазовых портретов пучка при токе инжекции 9 кА. Было найдено следующее: в конической полости действительно формируется цепочка нескольких ВК, однако ВК рождаются не одновременно, и время существования каждого ВК, кроме первого, конечно.

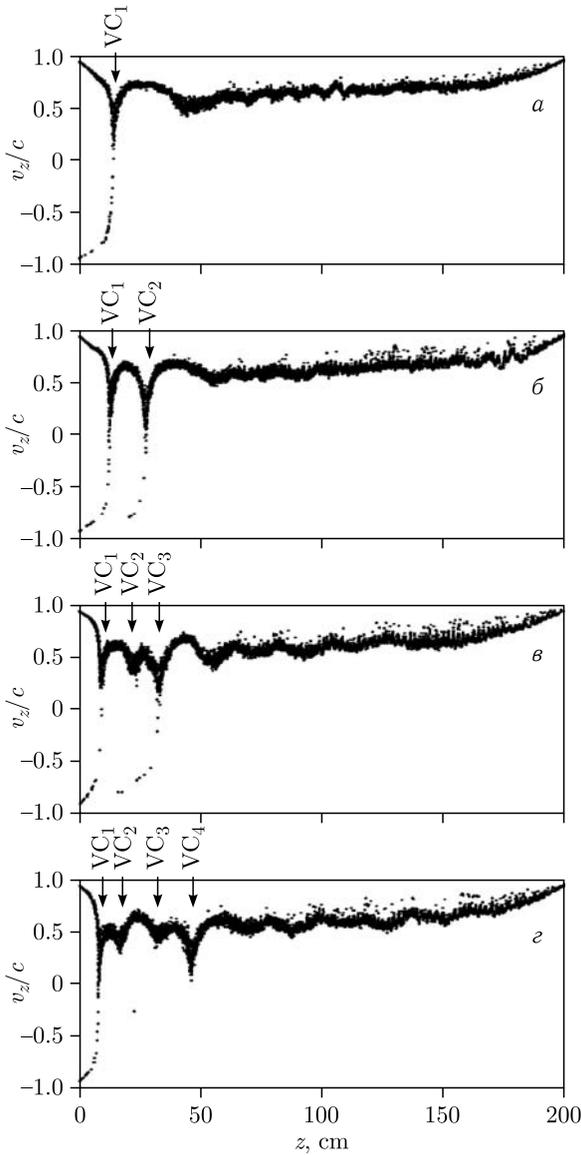


Рис. 5. Последовательность мгновенных фазовых портретов пучка в конической полости; везде  $VC_i$  —  $i$ -й ВК: а) 8,5 нс (сформировался только  $VC_1$ ); б) 15,0 нс (сформировались  $VC_1$  и  $VC_2$ ); в) 22,5 нс (сформировались  $VC_1$  и  $VC_3$ , а  $VC_2$  исчез); г) 25,5 нс (существует  $VC_1$ , исчезают  $VC_2$  и  $VC_3$ , рождается  $VC_4$ ) [41]

Происходит это так. Сначала формируется первый ВК (обозначен на рис. 5 как  $VC_1$ ), который располагается ближе всех к месту инжекции пучка. Затем через несколько наносекунд формируется второй ВК —  $VC_2$ . Еще в течение следующих нескольких наносекунд  $VC_2$  исчезает, но рождается  $VC_3$ . Потом еще через несколько наносекунд  $VC_3$  исчезает и рождается  $VC_4$  и т. д. При этом  $VC_1$  существует всегда, пока инжектируется пучок.

Следует отметить, что исчезновение некоторых ВК происходит не бесследно: на их месте в течение длительного времени остаются локальные минимумы потенциала и совпадающие с ними максимумы плотности электронов. Эти «остатки» ВК в виде фазовых электронных сгустков продолжают осциллировать вдоль оси полости и участвовать в генерации СВЧ-излучения.

По результатам моделирования была восстановлена пространственно-временная динамика этих ВК. Она показана на рис. 6. Оказалось, что все ВК формируются только в первой половине полости.

Такое прохождение пучка в конической полости с множеством ВК принципиально отличается от поведения пучка в цилиндрической полости, в которой ВК всегда единствен. В итоге найденный в работе режим может оказаться полезным для получения эффективной СВЧ-генерации в новой разновидности виркатора — мультивиркаторе.

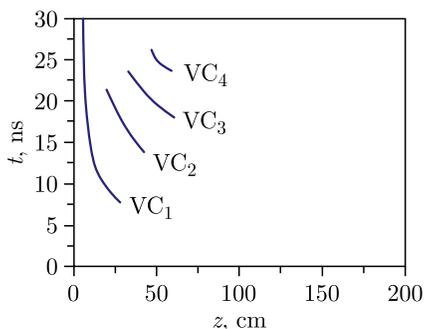


Рис. 6. Пространственно-временная динамика цепочки  $VC_i$  в конической полости (из [41] с изменениями)

## 2. ДИНАМИКА ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

Перейдем к рассмотрению динамики двух одинаковых встречных пучков. Здесь возможны три случая:

— инжектируемые пучки являются допределельными, и сумма токов пучков меньше значения предельного вакуумного тока (например, токи пучков  $I_{1,2} = 3$  кА для полости рис. 1) — случай А;

— инжектируемые пучки являются допределельными, но сумма токов пучков превышает значение предельного вакуумного тока (например, токи пучков  $I_{1,2} = 5$  кА) — случай Б;

— оба инжектируемых пучка являются сверхпределельными (например, токи пучков  $I_{1,2} = 10$  кА) — случай В.

Рассмотрим цилиндрическую полость диаметром  $2R = 20$  см и длиной  $L = 100$  см, ограниченную со всех сторон идеально проводящими стен-

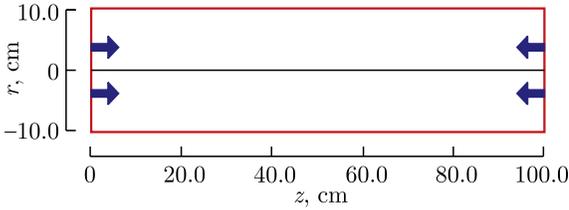


Рис. 7. Геометрия эквипотенциальной цилиндрической полости и инжектируемых навстречу друг другу электронных пучков

ками. Как и прежде, будем считать, что на полость наложено однородное аксиальное магнитное поле величиной  $B = 10$  Тл. С обоих торцов одновременно в полость навстречу друг другу начинают инжектироваться с постоянными токами трубчатые релятивистские электронные пучки. Пучки имеют одинаковые внутренний и внешний радиусы  $r_1 = 3$  и  $r_2 = 4$  см и поэтому при встрече проходят друг сквозь друга. Геометрия полости и пучков с указанием размеров показана на рис. 7.

На рис. 8 представлена эволюция фазового портрета пучков для случая А. Оба пучка проходят полость целиком без остановки, наблюдается небольшое провисание электронного импульса в центре полости благодаря пространственному заряду пучка. В результате двухпучкового взаимодействия в потоках возникают периодические продольные волны сжатия–разрежения, амплитуда которых, впрочем, такова, что не приводит к локальной остановке электронов. Здесь отметим, что возбуждение продольных волн при двухпучковом взаимодействии, которое показано

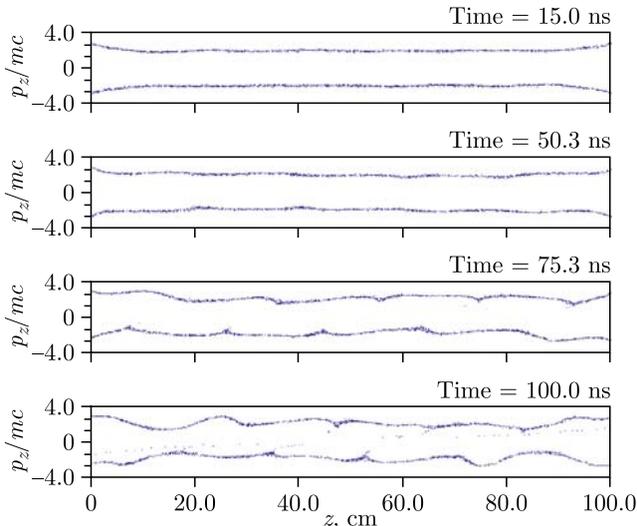


Рис. 8. Эволюция фазового портрета пучков для случая А, демонстрирующая возбуждения продольных волн

на рис. 8, кардинально отличается от рассматриваемого в литературе (см., например, [43, 44]), где имеется неподвижный ионный фон, нейтрализующий пространственный заряд пучков. В случае рис. 8 нейтрализующего ионного фона нет.

На рис. 9 показана история накопления электронов в полости, имеющая две характерные стадии: начальную стадию, длительность которой примерно равна времени пролета электронном полости, с почти линейным накоплением электронов, и стадию плато, в которой количество поступающих в полость электронов равно количеству вылетающих из нее.

Совсем иная динамика встречных пучков развивается в случае Б. На рис. 10 представлена эволюция фазового портрета пучков. Оба пучка сначала проходят полость целиком без остановки, при этом наблюдается более глубокое провисание импульса в центре полости благодаря пространственному заряду пучка. В момент времени  $t \approx 11$  нс происходит смыкание фазовых ветвей пучков вблизи середины полости и возникает

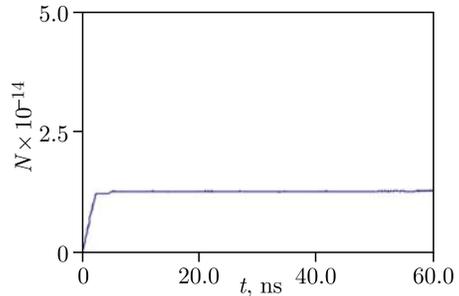


Рис. 9. История накопления электронов в полости для случая А

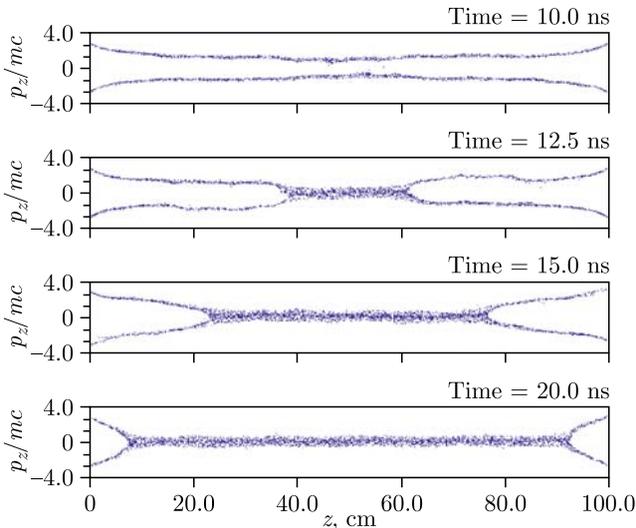


Рис. 10. Эволюция фазового портрета пучков для случая Б, демонстрирующая установление сжатого состояния пучков

ВК. Затем ВК расширяется в обе стороны, увеличиваясь в длине. Расширение заканчивается примерно через  $t \approx 20$  нс после начала инъекции.

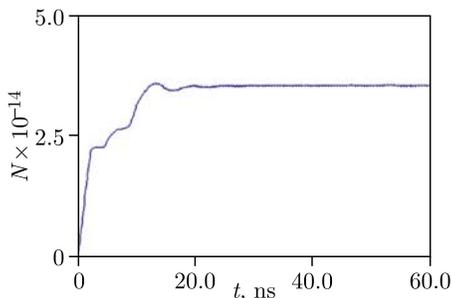


Рис. 11. История накопления электронов в полости для случая Б

Интересна необычная фазовая структура, которая развилась из расширяющегося ВК. Она представляет собой горячую заряженную плазму с нерелятивистскими электронами с уникальными параметрами. Плотность этой плазмы примерно в 3 раза превышает суммарную плотность двух электронных пучков, а температура составляет  $T_e \approx 65$  кэВ для приведенного на рис. 10, 11 расчета. В целом плазма неподвижна, стационарна и спокойна. А геометрически она представляет собой тонкостенный цилиндрический столб.

А. М. Игнатов и В. П. Тараканов впервые обратили внимание на плотную горячую заряженную электронную плазму, которая может формироваться в сверхпредельных электронных пучках в магнитоизолированных виркаторах [45]. Заряженная плазма была названа ими сжатым состоянием электронных пучков по причине увеличенной электронной плотности, а также по причине уменьшенного фазового объема по сравнению с обычным двухпучковым состоянием.

Впоследствии сжатое состояние пучков интенсивно исследовалось с помощью PIC-моделирования применительно к мощным СВЧ-генераторам виркаторного [46–48], магнетронного [49] и плазменно-пучкового типа [50], к генераторам сверхкоротких импульсов тока [51, 52], к коллективным ускорителям ионов [53], к электронным ловушкам [54–58], к газоразрядным устройствам с пучково-плазменным разрядом [59, 60] и др.

Большой объем новых фактов о сжатом состоянии был получен экспериментально на магнитоизолированных виркаторах в [61–64]. Были найдены предельные токи для его установления, измерены скорости движения границы между сжатым и двухпучковым состоянием и др.

Отметим, что сжатое состояние разные авторы называют иногда по-разному: электронная струна [54, 56, 57], распределенный (*distributed*) [53, 59] или протяженный (*lengthy*) ВК [49], низкоэнергетичное состояние пучка [65], медленное состояние пучка (в противоположность быстрому двухпучковому состоянию) [61].

На рис. 11 представлена история накопления электронов в полости для случая Б, имеющая также две характерные стадии: начальную стадию с почти линейным накоплением электронов и стадию плато. Однако при переходе из начальной стадии в стадию плато наблюдается интервал немонотонности.

Интересна необычная фазовая структура, которая развилась из расширяющегося ВК. Она представляет собой горячую заряженную плазму с нерелятивистскими электронами с уникальными параметрами.

Для полноты картины динамики встречных пучков приведем результаты моделирования для случая В. На рис. 12 представлена эволюция фазового портрета пучков. Сначала в обоих пучках вблизи торцов полости формируются ВК еще до того момента, когда фронты пучков достигнут противоположных торцов полости. Причина появления этих ВК — превышения токами пучков локального значения предельного вакуумного тока. Затем благодаря провисанию импульса электронов и двухпучковой неустойчивости в пучках возникают несколько фазовых перемычек, и на их местах возникают новые ВК (для параметров, соответствующих рис. 12, таких ВК два). Далее новые ВК расширяются в продольном направлении, формируя участки со сжатым состоянием.

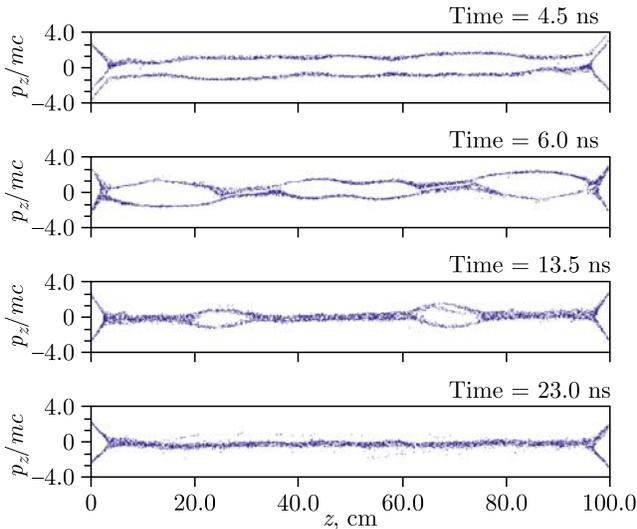


Рис. 12. Эволюция фазового портрета пучков для случая В, демонстрирующая появление фазовых дыр и установление сжатого состояния пучков

Между участками со сжатым состоянием остаются участки с двухпучковым состоянием. Последние называются фазовыми дырами [66, 67] или фазовыми вихрями [68], причем термин «вихрь» подчеркивает тот факт, что электроны в них циркулируют на фазовой плоскости по часовой стрелке. Динамика фазовых дыр ранее активно изучалась (см. обзоры [69–71]) по причине обнаружения и регистрации подобных фазовых структур в космической плазме. Интересно, что продольные размеры электронных фазовых дыр в космической плазме могут достигать десятков километров [72, 73]. Тем не менее отметим важное различие фазовых дыр плазменного и двухпучкового происхождения: в плазменных фазовых дырах всегда присутствуют ионы, которые обеспечивают

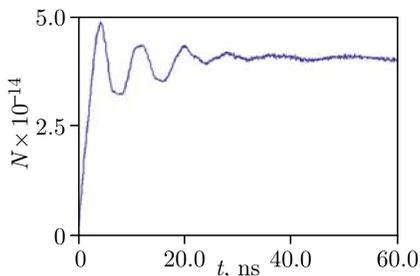


Рис. 13. История накопления электронов в полости для случая В

Однако в динамике накопления электронов для этих случаев наблюдаются некоторые отличия. На рис. 13 представлен график накопления электронов в полости для случая В, на котором видно, что переход от режима линейного накопления к плато происходит с затухающими колебаниями с периодом  $\sim 8$  нс, чего не было в случае Б.

### 3. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ПОЛОСТИ НА ДИНАМИКУ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Рассмотрим влияние размеров и формы полости на динамику прохождения полости одинаковыми встречными сверхпредельными электронными пучками.

Если, например, изменить форму и размеры поперечного сечения полости, показанной на рис. 7, так, чтобы по длине полость оставалась однородной, то изменится лишь значение предельного вакуумного тока для полости. При этом сохраняются те же самые режимы, соответствующие рассмотренным выше случаям А, Б и В, но с другими пределами по значениям токов.

Кроме того, например, для цилиндрической эквипотенциальной полости, имеющей центральный осевой стержень, следует пользоваться известной формулой для предельного вакуумного тока для коаксиальной линии, взятой из статей [57, 74]:

$$I_B = \frac{1}{3^{3/2}} \frac{mv_{\parallel}^3}{e} G(R_1, R_2, r_1, r_2). \quad (2)$$

Формфактор  $G$  выражается как

$$G(R_1, R_2, r_1, r_2) = \frac{\ln(R_2/R_1)}{\ln(r_{\varphi}/R_1) - 1/2} = \frac{\ln(R_2/R_1)}{1 + 2 \ln(R_2/r_2) + \frac{2r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \left[ \ln(r_1/r_2) + \frac{\ln(R_2/R_1) \ln(r_{\varphi}/r_1)}{\ln(r_{\varphi}/R_1) - 1/2} \right]}, \quad (3)$$

квазинейтральность невозмущенной плазмы, а в двухпучковых фазовых дырах ионы полностью отсутствуют.

Далее в процессе эволюции, показанной на рис. 12, фазовые дыры высаживаются на торцы полости, их количество уменьшается, и к  $t \approx 23$  нс все фазовые дыры исчезают, в полости между двумя ВК остается только сжатое состояние. В итоге конечные состояния пучков для случаев Б и В одинаковы.

где внутренний и внешний радиусы коаксиальной полости  $R_1 = 3$  и  $R_2 = 4$ , а через  $r_\varphi$  обозначен радиус, на котором достигается минимум электростатического потенциала:

$$r_\varphi = r_1 \sqrt{1 + \frac{\ln(r_2/r_1)}{\ln(R_2/R_1)} + \frac{r_2^2 - r_1^2}{2r_1^2 \ln(R_2/R_1)} [1 + 2 \ln(R_2/r_2)]}. \quad (4)$$

Если же удлинить полость, оставив поперечные размеры полости рис. 7, то динамика встречных пучков будет более сложной. В качестве примера на рис. 14 показаны результаты расчетов [75] динамики встречных пучков в полости длиной  $L = 4$  м, соответствующей случаю В (два пучка с токами по  $I_{1,2} = 10$  кА).

Сначала, как и на рис. 12, вблизи торцов полости формируются два ВК, а затем возникают несколько фазовых перемичек, которые отделяют друг от друга шесть фазовых дыр (см. фазовый портрет в момент времени  $t = 21,8$  нс, представленный на рис. 14).

Динамику фазовых дыр в полости удобно представить на карте, построенной после обработки фазовых портретов от  $t = 0$  до 125 нс с шагом  $\Delta t = 0,25$  нс (нижняя часть рис. 14). Эта карта дает представление о размерах и пространственно-временной динамике движения фазовых дыр в полости. На карте заметны следующие тенденции:

- фазовые дыры разбегаются от середины полости к краям и поглощаются там;
- на направленное движение фазовых дыр наложены продольные низкочастотные осцилляции;
- иногда фазовая дыра делится на две, а иногда две фазовых дыры сливаются в одну при столкновении.

Аналогичные движения фазовых дыр наблюдались и при моделировании коаксиальной электронной ловушки [57].

Рассмотрим теперь два примера динамики встречных электронных пучков в неоднородных по длине полостях. На рис. 15 представлена геометрия полости, имеющей в середине участок длиной 20 см с уменьшенным диаметром, причем это диаметр выбран так, чтобы на нем каждый пучок был допределльным. Фазовая динамика двух встречных пучков с токами  $I_{1,2} = 10$  кА в такой полости с сужением показана на рис. 16. Видно, что по всей длине участка сужения возникает устойчивая фазовая дыра, которая не исчезает со временем.

На рис. 17 представлена еще одна геометрия неоднородной по длине полости. Она образована парой состыкованных большими торцами конусов, идентичных конусу с рис. 4. Результаты моделирования фазовой динамики двух одинаковых встречных электронных пучков ( $U_{1,2} = 1$  МэВ,  $I_{1,2} = 9$  кА) в такой биконической полости показаны на рис. 18. Прокомментируем их.

Сначала вблизи обоих торцов полости формируются по паре ВК, что согласуется с результатами моделирования прохождения одного

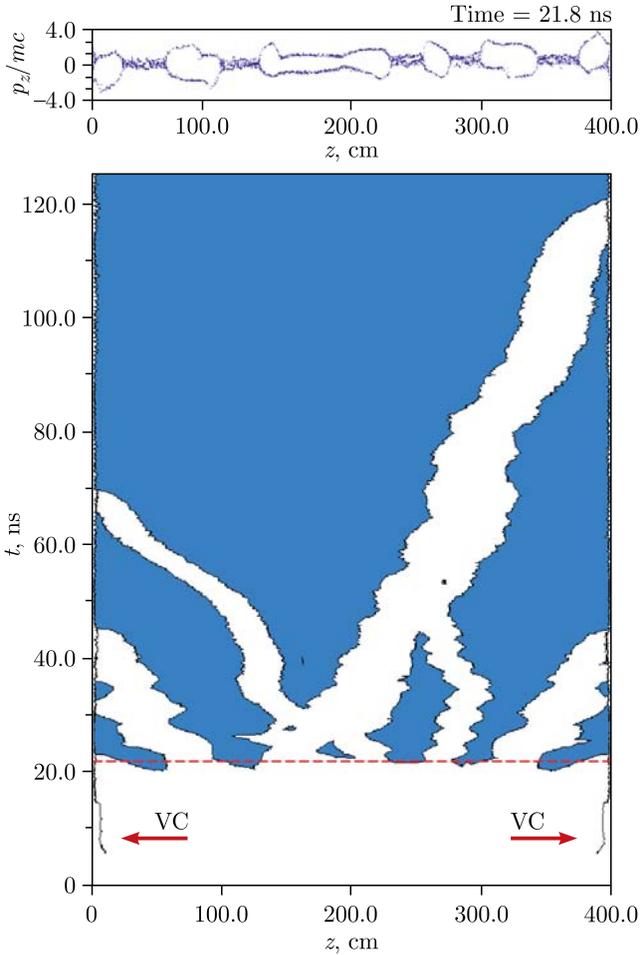


Рис. 14. Карта фазовых структур в полости: закрашенное поле — сжатое состояние; белое поле — двухпучковое состояние; стрелками помечены первичные ВК, штриховой линией — момент времени 21,8 нс, которому соответствует мгновенный фазовый портрет с шестью фазовыми дырами вверх рисунка (из [75] с изменениями)

сверхпредельного электронного пучка сквозь коническую полость (рис. 4–6 [41]). Однако к моменту времени  $t = 15,8$  нс в середине полости выделяется центральная фазовая дыра. От нее в обе стороны прорастают участки со сжатым состоянием пучков, поглощая по одному ВК с каждой стороны. Постепенно центральная фазовая дыра смещается в одну из сторон (для данного расчета — влево) и поглощается там.

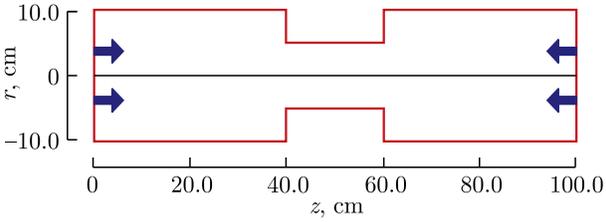


Рис. 15. Геометрия эквипотенциальной цилиндрической полости с участком сужения и инжектируемых навстречу друг другу электронных пучков

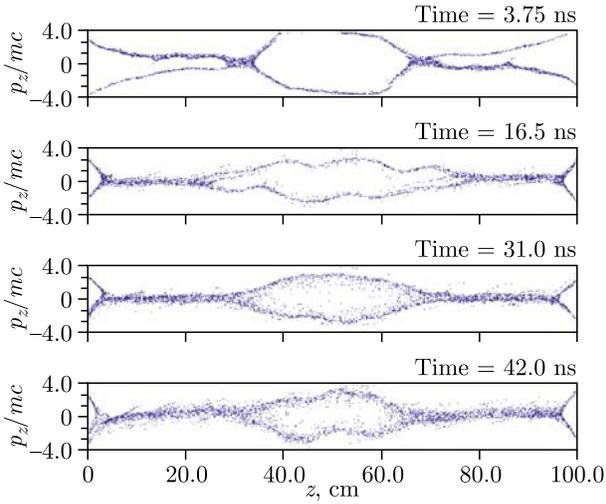


Рис. 16. Эволюция фазового портрета пучков полости с участком сужения

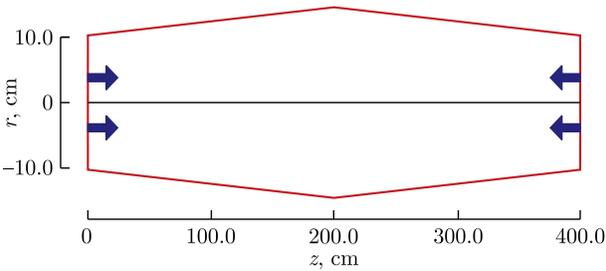


Рис. 17. Геометрия эквипотенциальной биконической полости и инжектируемых навстречу друг другу электронных пучков

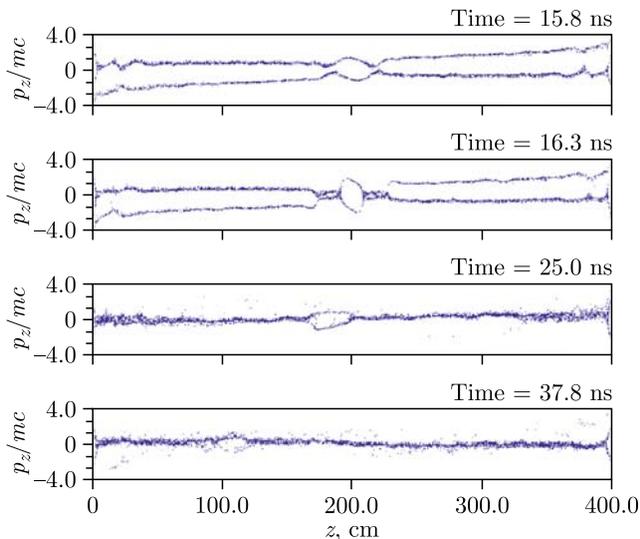


Рис. 18. Эволюция фазового портрета пучков в биконической полости

Итоговое состояние пучков — сжатое состояние по всей длине полости от правого до левого ВК.

Тем не менее резюмируем: динамика двух одинаковых встречных сверхпредельных электронных пучков и их итоговое состояние (см. результаты для полости с сужением на рис. 16) зависят от формы и размеров полости.

#### 4. ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИИ НА ДИНАМИКУ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В предыдущих разделах мы рассматривали инжекцию в полость двух одинаковых встречных электронных пучков. Однако в реальных приборах всегда присутствует некоторая асимметрия встречных пучков. Встречные пучки могут различаться по величине тока и по своей поперечной геометрии. Инжекция встречных пучков может начинаться также неодновременно (асимметрия по времени). Например, в магнитоизолированном виркаторе на одном пучке, рассмотренном в [48], в цилиндрическую полость между двумя сетками прямой пучок и отраженная от ВК часть этого пучка поступают не одновременно и с существенно разными значениями тока. Аналогичная асимметрия неизбежна и во всех других магнитоизолированных виркаторах на одном пучке [34, 45, 46, 61–63, 76–79].

Приведем результаты моделирования динамики встречных электронных пучков (оба — с энергией электронов  $U_{1,2} = 1$  МэВ, но с разными токами) при одновременной инжекции в полость, показанную на рис. 7.

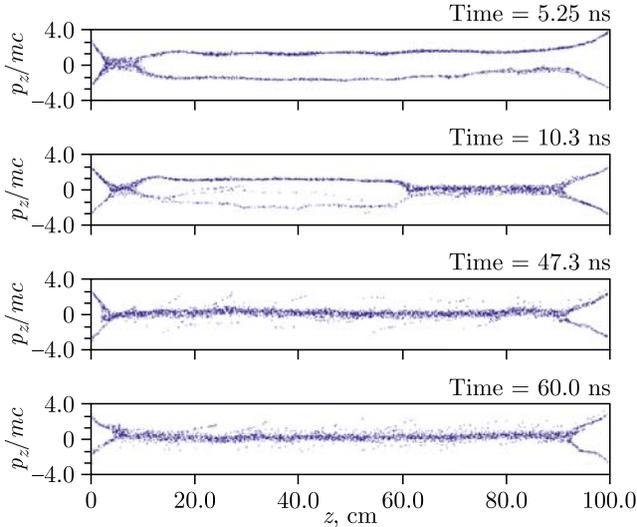


Рис. 19. Эволюция фазового портрета пучков в цилиндрической полости при неравных токах (ток слева — 10 кА, ток справа — 5 кА)

Значение тока пучка, инжектируемого слева, было выбрано  $I_1 = 10$  кА, а пучка справа —  $I_2 = 5$  кА, так, чтобы один из пучков был сверхпределным, а другой — допределным. Фазовая динамика таких пучков представлена на рис. 19.

Сначала ВК возникает слева, т.е. в сверхпределном пучке. Этот ВК расширяется в продольном направлении, формируя при этом участок сжатого состояния небольшой длины. Затем ВК возникает справа. Он прорастает навстречу первому ВК, формируя при этом свое сжатое состояние, более длинное, чем у первого ВК. Постепенно оба участка со сжатыми состояниями смыкаются, и возникает обычная итоговая картина, схожая с теми, что показаны на рис. 10, 12.

Следующий пример — неодновременная встречная инжекция одинаковых сверхпределных пучков с токами  $I_{1,2} = 10$  кА в геометрии рис. 7. Результаты моделирования представлены на рис. 20, 21. Сначала начинает инжектироваться пучок с левого торца полости. В нем формируется ВК вблизи левого торца к моменту времени  $t = 5$  нс. Встречный пучок начинает инжектироваться справа в момент времени  $t = 10$  нс. Практически сразу же после начала инжекции вблизи правого торца формируется второй ВК, из которого начинает прорастать сжатое состояние пучков. Образовавшаяся при этом фазовая дыра постепенно сжимается, пока не исчезнет (см. рис. 20). Такая фазовая динамика практически полностью повторяет динамику формирования сжатого

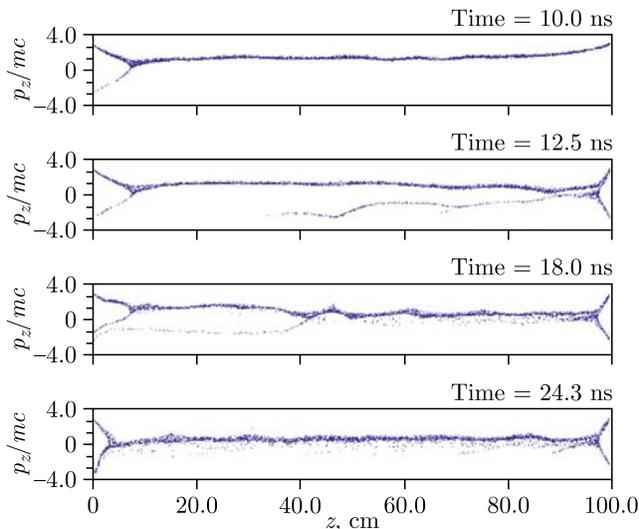


Рис. 20. Эволюция фазового портрета пучков в цилиндрической полости при неодновременной инжекции сверхпредельных пучков (токи обоих пучков — 10 кА, задержка начала инжекции левого пучка относительно правого — 10 нс)

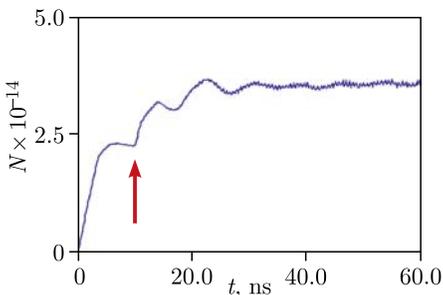


Рис. 21. История накопления электронов в полости при неодновременной инжекции пучков (стрелкой показан момент начала инжекции левого пучка)

состояния в устройстве на одном пучке, который на выходе из полости отражается и снова инжектируется в полость [80]. Аналогичная фазовая динамика наблюдалась ранее и в магнитоизолированных виркаторах на одном пучке с полостью, имеющей скачок диаметра [45, 46]. История накопления электронов в полости показана на рис. 21, она также демонстрирует колебательный характер при выходе на плато.

И еще один пример асимметрии встречных пучков: пучки имеют разные диаметры. Для определенности будем считать, что левый трубчатый пучок имеет внешний диаметр меньше внутреннего диаметра трубчатого пучка справа, так что они не проходят друг сквозь друга (рис. 22).

Фазовая динамика пучков с разным диаметром представлена на рис. 23. Она в целом похожа на динамику установления сжатого состояния в одинаковых пучках (см. рис. 12), но в области сжатого состояния

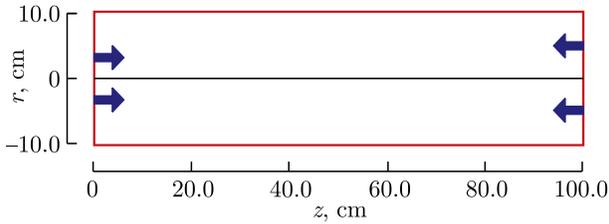


Рис. 22. Геометрия эквипотенциальной цилиндрической полости и инжектируемых навстречу друг другу трубчатых электронных пучков разного диаметра

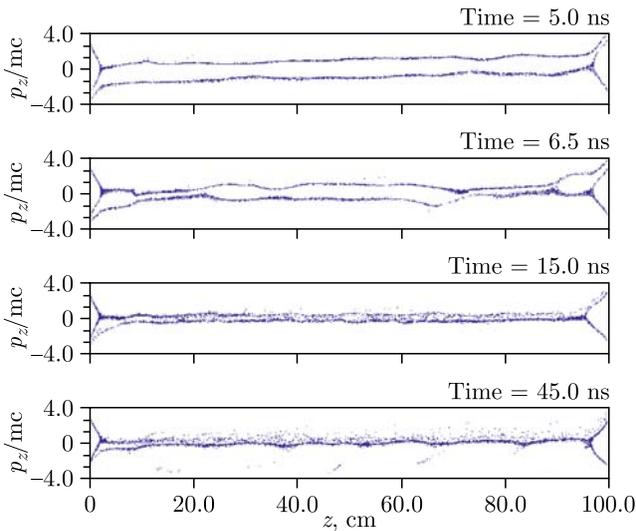


Рис. 23. Эволюция фазового портрета пучков в цилиндрической полости при инжекции сверхпределных пучков с различающимися диаметрами

заметно фазовое расслоение пучков, неисчезающее по времени. Фазовое расслоение здесь появляется потому, что на разных радиусах в полости провисание электростатического потенциала неодинаковое. Следовательно, и импульсы электронов на разных радиусах будут различаться.

## 5. ВСТРЕЧНАЯ ИНЖЕКЦИЯ СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ: КОНЦЕПЦИЯ МУЛЬТИВИРКАТОРА

Как уже указывалось во введении, СВЧ-генераторы с ВК образуют специальный класс генераторов, на которых уже несколько десятилетий назад был достигнут мультигигаваттный уровень выходной мощности излучения [13, 14, 27]. Этот класс включает в себя виркаторы [11, 15, 81],

отражательные триоды [82–84], редитроны [85, 86] и виртоды [87–90]. К нему же можно отнести и гибридные СВЧ-генераторы с ВК, представляющие собой конфигурационные гибриды виркаторов с традиционными приборами СВЧ-электроники: ЛБВ, клистронами, оротронами, гироконами и т. д. [91].

Несмотря на ряд очевидных достоинств, имеющих у виркаторов, в них пока не удалось достичь высокой эффективности (например, КПД всего в 11 % получен в [24] — и это максимальное известное значение). Низкие эффективность и КПД оказались и у других приборов с ВК.

Существует точка зрения, что колебания ВК как целого дают основной энергетический вклад в возбуждение выходного волновода и антенны, а следовательно, и в СВЧ-излучение [92]. На основании именно этой точки зрения была предложена концепция редитрона, в котором искусственно подавлены осцилляции электронов в потенциальной яме «катод–ВК» [85, 86, 92], негативно влияющие на колебания ВК как целого). Но оказалось, что эффективность редитрона также невелика (10 % — по результатам моделирования в [92] и 6 % — по результатам экспериментов в [86]).

Одной из вероятных причин низкой эффективности может являться то, что во всех указанных генераторах, виркаторах и редитронах формируется один единственный ВК, причем количество электронов в нем составляет лишь малую часть от полного количества электронов в пучке, как это отмечалось в разд. 1. Следовательно, если каким-либо образом создать в пучке одновременно сразу несколько ВК, то мощности СВЧ-излучения от каждого ВК будут суммироваться, и в итоге в одном приборе можно достичь более высокой эффективности. При этом виркаторы, в которых реализуются режимы с несколькими ВК, предложено называть мультивиркаторами.

Сформулированная таким образом задача практической реализации режима мультивиркатора может иметь несколько решений. Так, например, в [93] был рассмотрен плоский диод с тормозящим электрическим полем, в котором может быть установлен режим отражательного триода с двумя ВК, а в [94] — плазменно-наполненный виркатор с несколькими ВК, возникающими под влиянием ионного фона. Кроме того, режим множественности ВК может быть достигнут в магнитоизолированном виркаторе с многоступенчатой [95], секционированной [77, 79] или конической трубкой дрейфа [41].

В недавней работе [96] предложено использовать виркатор на двух встречных пучках для осуществления режима мультивиркатора. Выбор именно такого устройства для реализации режима мультивиркатора был сделан осознанно: его действие основано на генерации последовательности ВК, отделенных друг от друга фазовыми дырами. Ниже представлены результаты РС-моделирования мультивиркатора.

Рассматривалась цилиндрическая полость, ограниченная идеально проводящими стенками диаметром  $D = 6$  см и длиной  $L = 220$  см

(рис. 24, *a*). К правой торцевой стенке полости был пристыкован коаксиальный волновод для вывода СВЧ-излучения. Величины внутреннего и внешнего диаметров коаксиального волновода были выбраны равными  $R_1 = 3,4$  и  $R_2 = 6$  см соответственно, что давало волновое сопротивление волновода  $\rho \approx 34$  Ом. Считалось, что на полость было наложено однородное осевое магнитное поле  $B = 1$  Тл.

С обоих торцов одновременно в полость начинали инжектироваться два одинаковых трубчатых моноэнергетических электронных пучка, по одному с каждой стороны. Оба пучка имели внутренний и внешний ради-

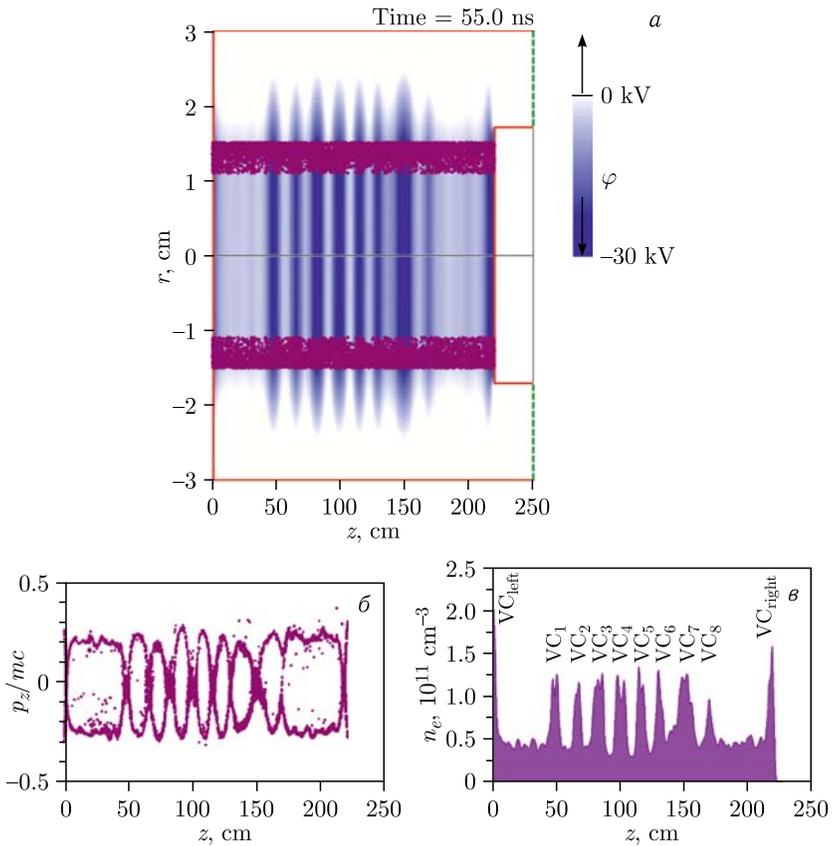


Рис. 24. Результаты моделирования виркатора на встречных пучках в режиме мультивиркатора в момент времени 55 нс: *a*) геометрия с указанием размеров (масштабы по  $r$  и по  $z$  неодинаковы), мгновенный конфигурационный портрет электронного пучка и распределение кулоновского потенциального поля (градиация цвета); *б*) мгновенный фазовый портрет пучка; *в*) распределение плотности электронов вдоль продольной оси (обозначены пронумерованные ВК) [96]

усы  $r_1 = 2,2$  и  $r_2 = 3$  см соответственно, и пучки проходили друг сквозь друга. Геометрия полости и пучков с указанием размеров показана на рис. 24, а. Считалось, что фронт импульсов тока каждого пучка имеет вид прямоугольной ступеньки.

Были выбраны следующие физические параметры электронных пучков: ток каждого пучка был равен  $I_{1,2} = 50$  А, энергия электронов в обоих пучках —  $U_{1,2} = 20$  кэВ. При таких параметрах для выбранной геометрии полости

- ток каждого пучка лишь ненамного превышает предельный ток  $I_B = 43,9$  А, т. е. реализуется режим В;
- суммарная мощность электронных пучков составляет  $P_1 + P_2 = 2$  МВт.

В расчетах изучались коллективная динамика электронов в пучках, мощностные и спектральные характеристики моделируемого прибора в режиме мультипликатора.

При моделировании проводился анализ эволюции фазового портрета электронных пучков. Было обнаружено, что к моменту времени  $t = 14$  нс после начала инжекции пучков вблизи левого торца полости формируется  $VC_{\text{left}}$ , а спустя еще 4 нс вблизи правого торца формируется  $VC_{\text{right}}$ . Более позднее формирование  $VC_{\text{right}}$  по сравнению с  $VC_{\text{left}}$  объясняется влиянием отверстия связи с коаксиальным волноводом. Формирование этих двух ВК вызвано превышением токов обоих пучков предельного значения.

Далее (примерно в момент времени  $t \approx 43$  нс после начала инжекции) в полости формируется последовательность из еще восьми ВК (они пронумерованы так:  $VC_{1-8}$ ), отстоящих друг от друга на среднем расстоянии примерно  $l \approx 16$  см. Их формирование вызвано нелинейной стадией двухпучковой неустойчивости. Известно, что если встречные пучки имеют одинаковые токи и энергию электронов, то эта двухпучковая неустойчивость развивается абсолютным образом. В этом случае образующиеся ВК в среднем покоятся. Если же либо токи пучков, либо энергия электронов в них отличаются друг от друга, то неустойчивость развивается конвективным образом. И тогда образующиеся ВК дрейфуют в какую-либо сторону.

Далее (примерно после момента времени 65 нс) количество ВК начинает уменьшаться и пространство взаимодействия заполняется пучком с так называемым сжатым состоянием.

Фазовый портрет с десятью ВК ( $VC_{\text{left}}$ ,  $VC_{1-8}$  и  $VC_{\text{right}}$ ) в момент времени  $t = 55$  нс от начала инжекции пучков показан на рис. 24, б. Видно, что ВК отделены друг от друга фазовыми дырами, по контуру которых электроны совершают кольцевое фазовое движение по часовой стрелке. Вращение электронов в таких вихрях в фазовом пространстве соответствует колебаниям электронов в потенциальных ямах между соседними ВК в конфигурационном пространстве. На рис. 24, а градацией

цвета показано распределение кулоновского поля, на котором светлые области соответствуют потенциальным ямам.

Помимо указанных колебаний электронов в потенциальных ямах в пучках имеется и другой тип колебаний — колебания каждого ВК как целого.

На рис. 24, *в* показано пространственное распределение плотности электронов в пучках. Видно, что суммарное число электронов десяти ВК составляет заметную часть от числа всех электронов пучков. Это обязано привести к существенному увеличению эффективности генерации СВЧ-мощности в мультивиркаторе по сравнению с обычными виркаторами с одним ВК.

Для оценки значений СВЧ-мощности, генерируемой в режиме мультивиркатора, вычислялся поток вектора Пойнтинга в коаксиальном волноводе в сечении  $z = 249$  см. На рис. 25, *а* показана история этого потока во времени для выбранных параметров пучков. Там же стрелками отмечены моменты возникновения  $VC_{\text{left}}$  и  $VC_{\text{right}}$  и интервал времени, когда существуют  $VC_{1-8}$ .

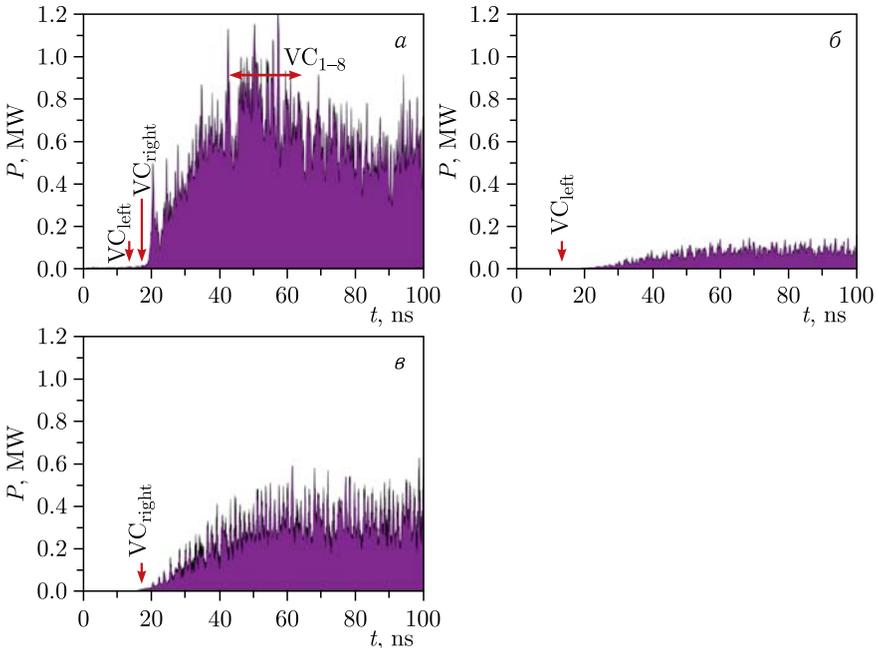


Рис. 25. Временной ход потока вектора Пойнтинга в виркаторе на встречных пучках: *а*) в режиме мультивиркатора; *б*) в режиме обычного виркатора при инжекции пучка слева; *в*) в режиме обычного виркатора при инжекции пучка справа [96]

В указанном интервале времени, когда существуют  $VC_{1-8}$ , мощность СВЧ-генерации максимальна и превышает 1 МВт. Это соответствует тому, что эффективность мультивиркатора более 50%, что примерно в 5 раз больше, чем в лучших виркаторах, известных из публикаций.

Дальнейшее по времени падение мощности на рис. 25, а и эффективности связано с уменьшением числа ВК и постепенным исчезновением фазовых дыр. Например, к моменту времени 100 нс в системе остаются  $VC_{left}$ ,  $VC_{right}$  и еще два ВК.

Для сравнения режима мультивиркатора с режимом обычного виркатора было смоделировано это же устройство в случае, когда правый пучок отсутствовал, а ток левого пучка равнялся  $I_1 = 100$  А, или когда левый пучок отсутствовал, а ток правого был  $I_2 = 100$  А. Мощность пучка в этих двух случаях также равнялась  $P_{1,2} = 2$  МВт. В таких режимах с одним пучком мог образовываться только единственный  $VC_{left}$  или  $VC_{right}$  и, следовательно, генератор должен работать как обычный виркатор. Следует отметить, что выбранное значение тока пучка в однопучковом виркаторе чуть больше удвоенной величины предельного тока. На рис. 25, б, в представлены истории потока вектора Пойнтинга для этих режимов. Видно, что мощность СВЧ-излучения даже вблизи оптимального тока едва достигает  $P = 100$  кВт при инъекции слева и  $P = 300$  кВт при инъекции справа, а величины эффективности близки к значениям, которые реализуются в обычных виркаторах, — 5 и 15%. Эффективности СВЧ-генерации в правом и левом виркаторах, как видно, неодинаковы. Это объясняется тем, что геометрии правого и левого концов полости различны.

В итоге высокая эффективность мультивиркатора, превышающая примерно в 3–10 раз эффективность обычных виркаторов, вызвана формированием в системе десяти ВК, восемь из которых родились благодаря нелинейной двухпучковой неустойчивости.

Для установления спектральных характеристик СВЧ-полей, генерируемых мультивиркатором, вычислялись фурье-спектры колебаний радиальной компоненты электрического поля ТЕМ-моды в коаксиальном волноводе в сечении  $z = 249$  см. Анализ спектров позволил найти значения частот генерируемого СВЧ-поля.

На рис. 26, а показан спектр СВЧ-полей мультивиркатора с выбранными параметрами, нормированный так, чтобы амплитуда на основной частоте была равна единице. На нем также отмечено, что основная частота равна  $f_0 = 0,38$  ГГц, а сам спектр имеет вид, характерный для шумоподобного сигнала.

На рис. 26, б, в для сравнения приведены спектры СВЧ-генерации обычных виркаторов с инъекцией пучка с током  $I_{1,2} = 100$  А слева и справа соответственно. Их частоты генерации более чем в 2 раза превышают частоту генерации в режиме мультивиркатора ( $f_0 = 0,86$  и  $f_0 = 0,78$  ГГц). Это можно объяснить существенно меньшим значением плазменной частоты пучка в плоскостях инъекции.

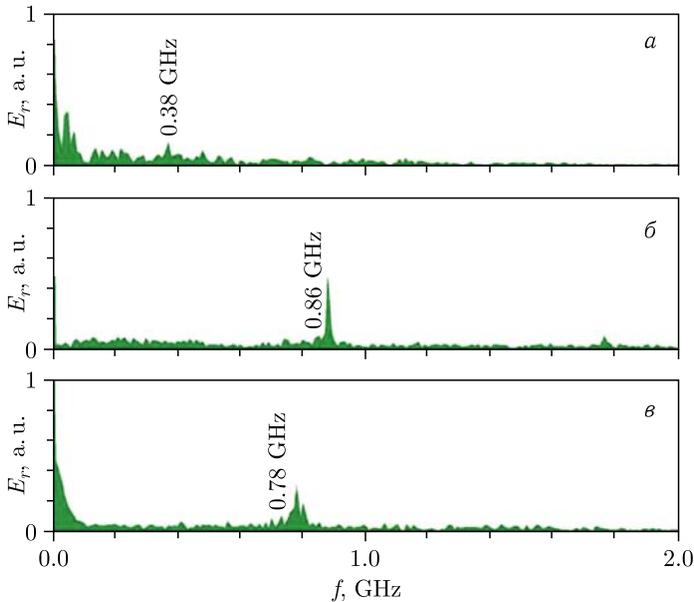


Рис. 26. Спектры СВЧ-полей в виркаторе на встречных пучках: а) в режиме мультивиркатора; б) в режиме обычного виркатора при инъекции пучка слева; в) в режиме обычного виркатора при инъекции пучка справа) [96]

Таким образом, представленная в [96] концепция мультивиркатора, в котором в двух встречных сверхпределльных электронных пучках формируется цепочка ВК, способна обеспечить генерацию СВЧ-излучения с очень большой эффективностью. Моделирование РИС-методом мультивиркатора показало возможность формирования десяти ВК при развитии двухпучковой неустойчивости. Получено, что эффективность СВЧ-генерации в мультивиркаторе в некотором временном интервале может достигать 50%, т. е. значения, которое считалось недостижимым в приборах с ВК.

## 6. О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВЧ-ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ТОКА ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ПОЛОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Существует интерес к источникам *сверхширокополосных электромагнитных импульсов* (СШП ЭМИ). Такие импульсы используют, например, в СШП-радарх для поиска скрытых объектов, таких как подземные кабели, трубопроводы и др. [97, 98].

Большинство источников СШП ЭМИ работают по принципу длительного накопления энергии и очень короткого ее сброса с помощью быстродействующих ключей (см., например, [99–104]). Основные тенденции развития источников СШП ЭМИ заключаются в стремлении уменьшить длительность времени срабатывания ключа и увеличить частоту следования СШП ЭМИ и, конечно, увеличить пиковую мощность в импульсах.

Следовательно, быстродействующие ключи в таких источниках являются самым основным, а иногда и самым сложным элементом. Например, в качестве ключей используются мощные короткоимпульсные лазеры [101, 104]. Понятно, что именно ключи определяют стоимость источников СШП ЭМИ и ресурс их работы.

А нельзя ли обойтись вообще без ключей? Для положительного ответа на этот вопрос необходимо искать физические системы, в которых сброс накопленной электромагнитной энергии осуществляется самосогласованно за счет какой-либо неустойчивости. Особое внимание заслуживают системы, имеющие гистерезис различных энергетических состояний.

Известно, например, что в эквипотенциальных полостях сильноточные электронные пучки имеют несколько состояний — с ВК и без него [25, 105, 106]. Известно также, что переходы между состояниями могут сопровождаться сбросом на стенки полости избыточного заряда. При этом процесс сброса заряда представляет собой короткий импульс тока, который можно подать на коллектор или нагрузку.

Недавно была рассмотрена генерация коротких импульсов тока путем сброса накопленного заряда в полости, в которую инжектируются две пары встречных сверхпредельных электронных пучков [51].

Идея рассмотрения такой конфигурации возникла в результате исследования [50], в котором изучалась безыонная плазменно-пучковая неустойчивость в виркаторе с основным пучком в сжатом состоянии и дополнительным пучком. Кроме того, давно известно, что плазменно-пучковая неустойчивость может являться источником электронных солитонов [107], с помощью которых также можно формировать короткие импульсы тока.

Рассматривалась цилиндрическая полость, ограниченная идеально проводящими стенками диаметром  $2R = 5$  см и длиной  $L = 100$  см. Считалось, что на полость наложено однородное осевое магнитное поле  $B = 1$  Тл. С обоих торцов одновременно в полость начинали инжектироваться четыре трубчатых электронных пучка, по два с каждой стороны. Все пучки имели внутренний и внешний радиусы  $r_1 = 1,8$  и  $r_2 = 2$  см соответственно, так что пучки проходили друг сквозь друга.

Два пучка электронов, по одному с каждой стороны, были низкоэнергетичные и имели энергию электронов  $U_{1,2} = 6$  кэВ, а два других — высокоэнергетичные и имели энергию электронов  $U_{3,4} = 18$  кэВ. Ниже приведены результаты расчетов, когда пучки низкоэнергетичных электронов имели одинаковые токи  $I_{1,2} = 19$  А и пучки высокоэнергетичных

электронов также имели одинаковые токи  $I_{3,4} = 11$  А. При данных параметрах все пучки являются сверхпределными, т.е. такими, что их токи превышают значения, ограниченные пространственным зарядом. Это приводит к образованию ВК.

При моделировании изучалась динамика накопления заряда. На рис. 27 показаны истории полного заряда внутри полости (кривая 1) и полного тока всех пучков, когда положительное значение соответствует поступлению заряда в полость, его накоплению, а отрицательное — сбросу заряда, полученные при указанных параметрах.

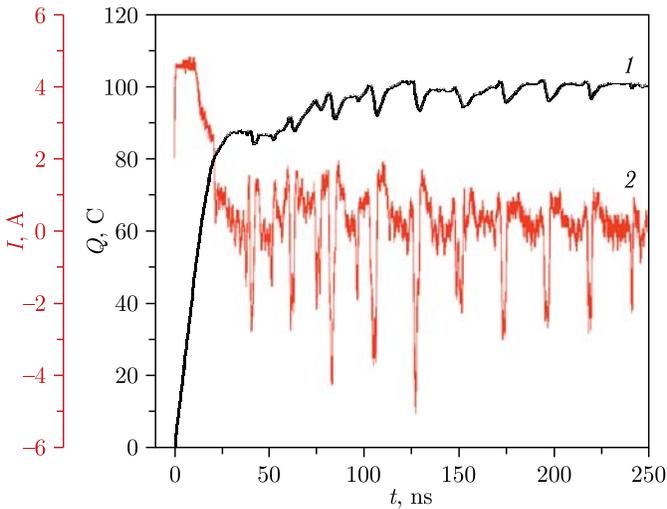


Рис. 27. Динамика накопления заряда в полости: 1 — суммарный электрический заряд всех пучков, 2 — суммарный ток накопления и сброса заряда всех пучков (из [51] с изменениями)

Было обнаружено, что сначала (примерно  $t = 40$  нс) происходит быстрое накопление заряда в полости, которое имеет монотонный характер. После этого монотонный рост сменяется осцилляциями с характерным периодом  $T \cong 25$  нс. Каждый период осцилляций состоит из медленного накопления заряда, сменяющегося быстрым сбросом заряда на стенки полости.

Это соответствует тому, что суммарный ток накопления заряда имеет вид почти периодической ВЧ-последовательности импульсов сброса заряда на стенки полости. Частота следования импульсов равна  $f \approx 40$  МГц. Следует отметить, что эта последовательность конечная. Для выбранных параметров она составляет 10 импульсов тока и длится  $\sim 250$  нс.

Длительность импульсов сброса заряда равна  $\sim 2-4$  нс на полувысоте, а их амплитуда находится в диапазоне 2–5 А. Увеличенный график 8-го импульса как примера дан на рис. 28.

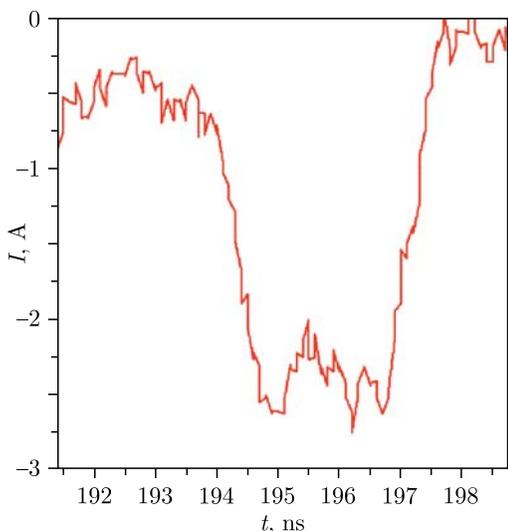


Рис. 28. Профиль 8-го импульса тока (из [51] с изменениями)

Кроме того, между основными импульсами тока (между 1-м и 2-м, между 2-м и 3-м и между 3-м и 4-м) наблюдаются вторичные импульсы сброса заряда, однако их амплитуда заметно меньше, а затем они исчезают.

Варьирование в небольших пределах значений тока пучков или энергии электронов в них приводило к изменению частоты следования импульсов тока сброса заряда, их амплитуды и длительности всей последовательности. Например, при энергии высокоэнергетичных электронов  $U_{3,4} = 18$  кэВ и их токах по  $I_{3,4} = 11$  А каждый и при энергии низкоэнергетичных электронов  $U_{1,2} = 6$  кэВ и их токах по  $I_{1,2} = 18,992$  А каждый длительность ВЧ-последовательности импульсов превышает 800 нс.

Что же происходит внутри полости во время импульса сброса заряда? Для понимания физических процессов, ответственных за формирование коротких импульсов тока, были произведены запись фазовых портретов электронных пучков и их анализ. Обнаружено, что в полости сначала формируются два ВК вблизи торцов, а затем появляются несколько областей сжатого состояния, отделенных друг от друга фазовыми дырами.

На рис. 29 приведены фазовые портреты пучков в полости в момент времени, соответствующий шестому импульсу тока. Видно, что импульс тока появляется благодаря сбросу на левый торец полости электронов из сжатого состояния. Затем вырастает другая область сжатого состояния, что соответствует стадии накопления заряда в полости. И так происходит много раз, пока сжатое состояние не заполнит всю полость между двумя ВК. При этом длительность процесса установления сжатого состояния по всей длине полости определяет длительность генерации ВЧ-последовательности импульсов сброса заряда.

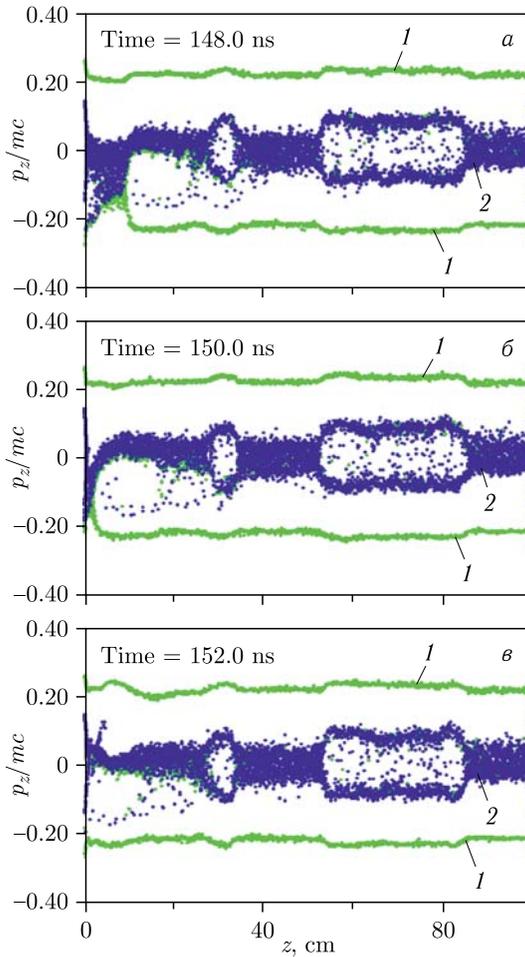


Рис. 29 (цветной в электронной версии). Эволюция фазовых портретов электронных пучков в полости во время формирования шестого импульса тока: *a*) начало высаживания сжатого состояния на левый торец полости; *б*) окончание высаживания сжатого состояния на левый торец полости; *в*) дальнейшая эволюция фазовых портретов (зеленые (1) — высокоэнергетичные электроны, синие (2) — низкоэнергетичные электроны) (из [51] с изменениями)

Таким образом, за появление коротких импульсов тока сброса заряда из полости ответственно сложное взаимное движение более плотных участков со сжатым состоянием пучка и менее плотных участков с фазовыми дырами, когда электроны более плотного участка высаживаются на торцевую стенку полости.

Подобные процессы формирования коротких импульсов тока моделировались позднее в [52]. Рассматривались несколько конфигураций слаборелятивистского ( $\sim 180$  кэВ) магнитоизолированного виркатора с единственным сверхпределным электронным пучком, в котором формируется сжатое состояние. Был найден режим формирования ВЧ-последовательности токовых импульсов амплитудой до 200 А, длительностью  $\sim 1,5$  нс при частоте следования импульсов в несколько сотен мегагерц. Длительность пачки импульсов доходила до 40 нс.

Найденные режимы генерации ВЧ-последовательности коротких токовых импульсов представляют интерес для генерации СШП ЭМИ, если подавать эти импульсы на коллектор, связанный фидером с СШП-антенной.

## **7. КИЛЬВАТЕРНАЯ ВОЛНА, ВОЗБУЖДАЕМАЯ КОРОТКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ БАНЧЕМ В ЗАРЯЖЕННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЕ СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ**

В области физики ускорения заряженных частиц все большее значение приобретают методы ускорения частиц в плазме, предложенные в [108, 109]. Среди них одним из наиболее активно развиваемых является метод ускорения на кильватерной волне [110–112], которая может возбуждаться в плазме как электромагнитными [113, 114], так и электронными импульсами (банчами) [115]. Ведется также поиск новых плазменных и плазмоподобных сред для возбуждения в них кильватерных волн [116–118]. Обзор достижений в этом методе представлен в [119].

Видно, что при встречной инжекции сверхпределных электронных пучков в полость в ней устанавливается сжатое состояние пучков, которое представляет собой спокойную заряженную электронную плазму с высокими электронными плотностью и температурой, а также с малыми энергиями направленного движения электронов.

Было высказано предположение об использовании заряженной электронной плазмы сжатого состояния в качестве активной среды, в которой могут возбуждаться кильватерные волны [75]. При этом сразу же важно отметить, что колебательные свойства однокомпонентной плазмы могут кардинально отличаться от свойств обычной квазинейтральной электрон-ионной плазмы. Действительно, в нейтральной плазме продольные электронные колебания обязаны возвращающей силе, возникающей благодаря положительным ионам, а в заряженной плазме ионов нет.

Приведем результаты моделирования кильватерной волны в заряженной горячей электронной плазме сжатого состояния, которая возбуждается электронным банчем.

Была выбрана область моделирования, представляющая собой упрощенную по форме камеру ускорения. Она содержала цилиндрическую ускорительную секцию длиной  $L_0 = 3$  м и диаметром  $2R = 20$  см. К торцам этой секции соосно примыкали две секции дрейфа, каждая

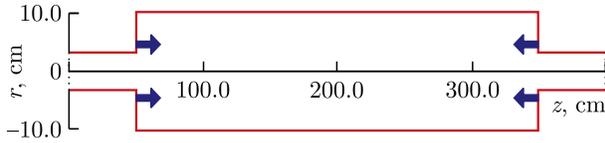


Рис. 30. Геометрия камеры ускорения и инжектируемых навстречу друг другу трубчатых электронных пучков, формирующих сжатое состояние

из которых выполнена в виде патрубков диаметром  $d = 5$  см и длиной  $L_1 = 50$  см. При этом общая длина камеры составляла  $L_0 + 2L_1 = 4$  м. Считалось, что вся камера ускорения находится в сильном продольном магнитном поле. Геометрия камеры показана на рис. 30.

Задавалось, что одновременно с обоих торцов в ускорительную секцию начинали инжектироваться два трубчатых электронных пучка, которые формируют сжатое состояние. Оба пучка имели внутренний и внешний радиусы  $r_1 = 3$  и  $r_2 = 4$  см соответственно, так что пучки проходили друг сквозь друга. Инжектированные пучки считались моноэнергетичными: электроны в них имели одинаковую энергию  $U_{1,2} = 1$  МэВ. Геометрия пучков также показана условно на рис. 30 стрелками.

Далее, после того как в ускорительной секции установится стационарное сжатое состояние, в камеру с одного из торцов инжектировали дополнительный высокоэнергетичный трубчатый пучок электронов с энергией  $U_{\text{add}} = 3$  МэВ с коротким импульсом тока треугольной формы (длительность фронта и спада импульса составляла  $\tau_{f,b} = 2$  нс каждого). Геометрия дополнительного пучка совпадала с геометрией основных пучков. Принималось, что его инжекция осуществлялась с левого торца секции. Предполагалось, что дополнительный пучок будет выполнять роль драйвера для возбуждения кильватерной волны в заряженной плазме сжатого состояния.

Приведем пример одного из расчетов с токами основных пучков  $I_{1,2} = 10$  кА и амплитудой импульса тока дополнительного пучка  $I_{\text{add}} = 10$  кА. На рис. 31 показаны мгновенные фазовые портреты основных пучков, демонстрирующие динамику становления сжатого состояния. Кратко прокомментируем их.

Видно, что к моменту времени  $t = 13$  нс оба основных пучка полностью прошли ускорительную секцию и в каждом из них сформировались ВК вблизи торцов секции. Это подтверждает то, что выбор величин токов пучков сделан так, чтобы они были сверхпределными и реализовывался режим В.

Далее в результате провисания потенциала и в результате нелинейной стадии двухпучковой неустойчивости по всей длине ускорительной секции возникают несколько новых ВК. Эти ВК отделяются друг от друга фазовыми дырами. С течением времени ВК расширяются в продольном направлении, вытесняя фазовые дыры ( $t = 15,5$  нс и далее) до тех пор,

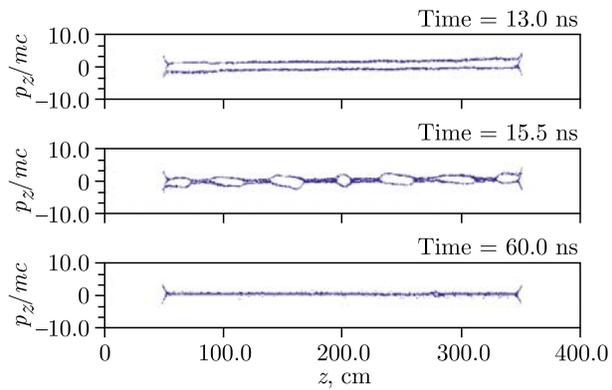


Рис. 31. Эволюция фазового портрета пучков, формирующих сжатое состояние в камере ускорения

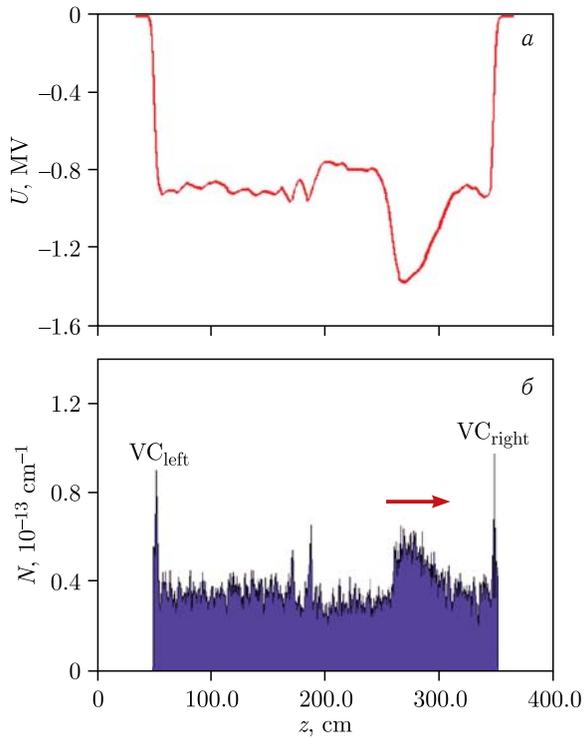


Рис. 32. Мгновенные профили кильватерной волны, возбуждаемой в заряженной электронной плазме сжатого состояния электронным банчем

пока в полости не останется лишь одна долгоживущая фазовая дыра. При этом расширенные ВК представляют собой участки со сжатым состоянием пучка.

Последняя фазовая дыра постепенно уменьшается в размерах и дрейфует в сторону одного из торцов, где поглощается к моменту времени  $t = 60$  нс (в нашем примере — на правом торце полости). В итоге в камере устанавливается сжатое состояние, представляющее собой тонкостенный цилиндрический однородный с торцов ВК. Анализ функции распределения электронов в сжатом состоянии дал следующие параметры плазмы: концентрация составляет  $n_e = 2,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , а температура —  $T_e = 18,7 \text{ кэВ}$ .

В момент времени  $t = 60$  нс начинается инжекция дополнительного пучка-драйвера. На рис. 32 показаны полученные продольные профили электрического потенциала и количества электронов, находящихся в координате  $z$  в момент времени, когда продольная волна прошла большую часть ускорительной секции. На них можно выделить следующие участки (справа налево): основной горб, соответствующий импульсу пучка-драйвера, участок разрежения и затем участок осциллирующего кильватерного поля, на котором выделяются всплески электронной плотности.

Таким образом, продемонстрирована возможность возбуждения осциллирующего кильватерного поля в горячей заряженной электронной плазме сжатого состояния электронным импульсом.

## **8. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В РЕЖИМЕ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ИОНОВ**

Сжатое состояние пучка может возникать и в сильноточных электронных ловушках [54–58], которое по предложению [54] часто называют состоянием электронной струны. Состояние струны также представляет собой спокойную горячую электронную плазму и, как оказалось, наиболее эффективно обеспечивает глубокую ионизацию инжектируемых в плазму атомов. Ловушки подобного типа серии «Крион» используются для генерации высокозарядных ионов с последующей их инжекцией в ионные ускорители. Одну из таких ловушек, работающих в режиме электронной струны, предложено использовать в мегапроекте NICA в качестве источника ионов (<https://nica.jinr.ru>). Предполагается, что электронная плазма сжатого состояния (электронной струны) в ловушке должна ионизовать атомы золота до иона  $\text{Au}^{31+}$  (до  $2 \cdot 10^9$  ионов за импульс) и инжектировать их в ионный ускоритель NILAS с частотой 10 Гц.

Однако режим электронной струны имеет существенное ограничение по глубине ионизации атомов, так как температура электронной плаз-

мы в струне оказалась существенно меньше энергии инжектированных частиц, недаром сжатое состояние пучка часто называют низкоэнергетичным состоянием (см., например, [65]). В связи с этим возникает задача повышения температуры электронов в струне, т. е. задача нагрева электронной плазмы для увеличения глубины ионизации атомов.

Нагрев электронной плазмы можно осуществить несколькими способами: например, с помощью СВЧ-волны в режиме ЭЦР либо с помощью дополнительного электронного пучка со сравнительно небольшим током, но с большей энергией электронов по сравнению с энергией электронов в основном пучке, формирующих струну. Этот способ основан на использовании известного явления квазилинейной релаксации электронного пучка при плазменно-пучковой неустойчивости [120, 121].

Способ нагрева заряженной электронной плазмы с помощью дополнительного пучка является весьма нетипичным: в широко исследованной обычной плазменно-пучковой неустойчивости в нейтральной плазме всегда присутствуют ионы, которые создают возвращающую силу в продольных электронных осцилляциях [122, 123]. В электронной струне ионов нет, поэтому развитие плазменно-пучковой неустойчивости здесь неочевидно.

В недавней работе [50] была смоделирована плазменно-пучковая неустойчивость в отсутствие ионов при взаимодействии дополнительного электронного пучка с заряженной плазмой сжатого состояния в релятивистском магнитоизолированном виркаторе. Там же была рассчитана и эволюция ФРЭЭ (функции распределения электронов по энергиям), демонстрирующая квазилинейную релаксацию.

Была поставлена задача исследования эволюции ФРЭС (функции распределения электронов по скоростям) и демонстрация нагрева в низковольтной плазменно-пучковой неустойчивости в заряженной плазме сжатого состояния пучка в отсутствие ионов с параметрами, близкими к параметрам, реализованным в электронных ловушках в источниках многозарядных ионов [124].

Для исследования были выбраны наиболее простые геометрия и физические параметры задачи, при которых формируется сжатое состояние пучка — эквипотенциальная цилиндрическая полость со встречной инжекцией двух сверхпредельных электронных пучков, т. е. таких пучков, у которых значение тока каждого превышает значение предельного вакуумного тока для данной полости. Тогда формирование сжатого состояния происходит наиболее быстро.

Рассматривалась цилиндрическая полость диаметром 20 см и длиной 100 см и пучки, в которых формируется сжатое состояние. Полость и пучки показаны на рис. 7. Считалось, что на полость было наложено однородное аксиальное магнитное поле  $B = 10$  Тл. Сначала одновременно с обоих торцов в полость начинали инжектироваться два трубчатых электронных пучка. Оба пучка имели внутренний и внешний радиусы  $r_1 = 3$  и  $r_2 = 4$  см соответственно, так что пучки проходили друг сквозь

друга. Инжектированные пучки считались моноэнергетичными: электроны в них имели одинаковую энергию  $U_{1,2} = 1$  кэВ (скорости электронов в плоскости инжекции  $\pm 0,0625c$ , где  $c$  — скорость света).

Далее, после того как в полости установится стационарное сжатое состояние, в полость с одного из торцов инжектировали дополнительный слаботочный трубчатый пучок электронов с энергией  $U_{\text{add}} = 1,5$  кэВ (скорость электронов в плоскости инжекции  $0,0765c$ ). Геометрия дополнительного пучка совпадала с геометрией основных. Принималось, что его инжекция осуществлялась с левого торца полости.

Для исследования нагрева электронов вычислялась суммарная ФРЭС трех пучков во всей полости.

Моделировалась динамика электронных пучков при различных значениях тока. Здесь в качестве примера представлены результаты моделирования в случае равных значений тока  $I_{1,2} = 1$  А основных пучков.

На рис. 33 показана эволюция фазового портрета основных электронных пучков с шагом  $\Delta t = 100$  нс на протяжении 100–500 нс, т.е. на промежутке времени, пока изменения фазового портрета весьма значительны.

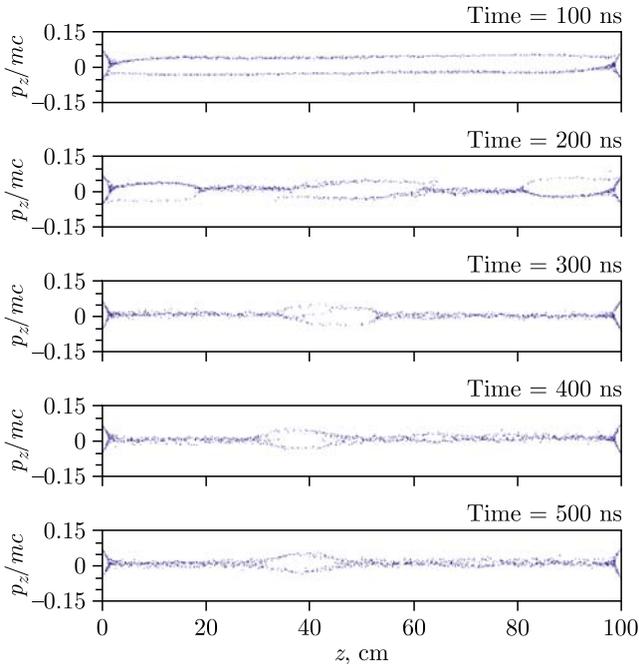


Рис. 33. Эволюция мгновенного фазового портрета пучков с 100 до 500 нс с шагом 100 нс на стадии установления сжатого состояния [124]

Прокомментируем основные фазы этой эволюции. Видно, что к моменту времени  $t = 100$  нс оба основных пучка полностью прошли полость и в каждом из них сформировались ВК вблизи торцов полости. Это подтверждает то, что выбор величин токов пучков сделан так, чтобы они были сверхпредельными (режим В).

Далее в результате провисания потенциала и в результате нелинейной стадии двухпучковой неустойчивости по всей длине полости возникают несколько новых ВК. Эти ВК отделяются друг от друга фазовыми дырами. С течением времени ВК расширяются в продольном направлении, вытесняя фазовые дыры ( $t = 200$  нс и далее) до тех пор, пока в полости не останется лишь одна долгоживущая фазовая дыра ( $t = 300$  нс). При этом расширенные ВК и здесь представляют собой участки со сжатым состоянием пучка.

Последняя фазовая дыра постепенно уменьшается в размерах и дрейфует в сторону одного из торцов, где поглощается к моменту времени  $t = 1200$  нс (в нашем примере — на левом торце полости).

В итоге сжатое состояние пучка устанавливается в полости почти по всей ее длине (между ВК) к моменту времени  $t = 1200$  нс. Отметим, что смоделированная динамика установления сжатого состояния через фазу чередующихся фазовых дыр и распределенных ВК, как видим, является весьма типичной и практически совпадает с динамикой встречных релятивистских пучков, рассмотренных выше. Отличие от релятивистского случая лишь в большей длительности процесса вследствие малости скорости инжектируемых электронов.

По истечении 1200 нс в полость начинает инжектироваться дополнительный электронный пучок. Ниже представлены результаты расчетов при токе дополнительного пучка всего  $I_{\text{add}} = 0,25$  А, т. е. меньшем в 4 раза тока каждого из основных пучков.

На рис. 34 показана эволюция фазового портрета дополнительного электронного пучка на фоне сжатого состояния с шагом  $\Delta t = 100$  нс на протяжении 1200–1600 нс. Исходная спокойная заряженная плазма сжатого состояния — на фазовом портрете в момент времени  $t = 1200$  нс. Далее с момента времени  $t = 1300$  нс видно, что в результате плазменно-пучковой неустойчивости дополнительный пучок, распространяющийся слева направо, возбуждает в полости интенсивные колебания, приводящие к фазовому перемешиванию электронов дополнительного пучка и заряженной плазмы сжатого состояния, к хаотическому рождению новых фазовых дыр (на последующих фазовых портретах). При этом в системе присутствует заметное количество электронов с энергией, существенно превышающей энергию электронов в спокойном сжатом состоянии. Было найдено, что такое возбужденное состояние заряженной плазмы, которое можно было бы называть фазовым кипением, в отличие от спокойного сжатого состояния не затухает со временем.

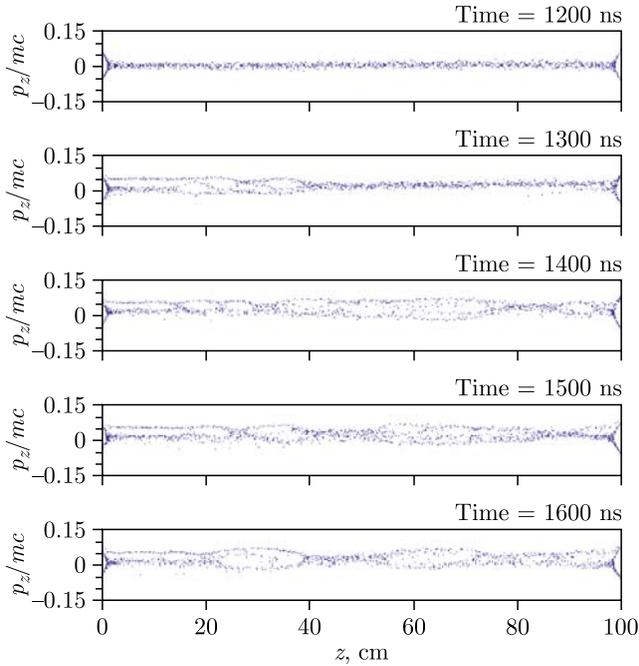


Рис. 34. Эволюция мгновенного фазового портрета пучков с 1200 до 1600 нс с шагом 100 нс на стадии нагрева электронной плазмы [124]

Было рассчитано полное число электронов в полости с течением времени. На рис. 35 представлена история числа электронов на протяжении 0–3000 нс. Можно выделить четыре характерных стадии:

- стадия быстрого роста, соответствующая заполнению пучковыми пучками полости за время пролета электронами основных пучков полости по ее длине;
- стадия затухающих колебаний, за которые ответственно поглощение фазовых пузырей торцами полости;

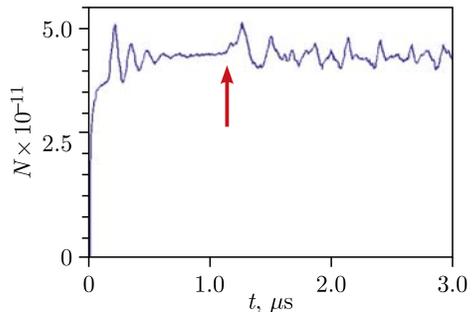


Рис. 35. История накопления электронов в полости при развитии плазменно-пучковой неустойчивости (стрелка указывает момент времени начала инъекции дополнительного электронного пучка) [124]

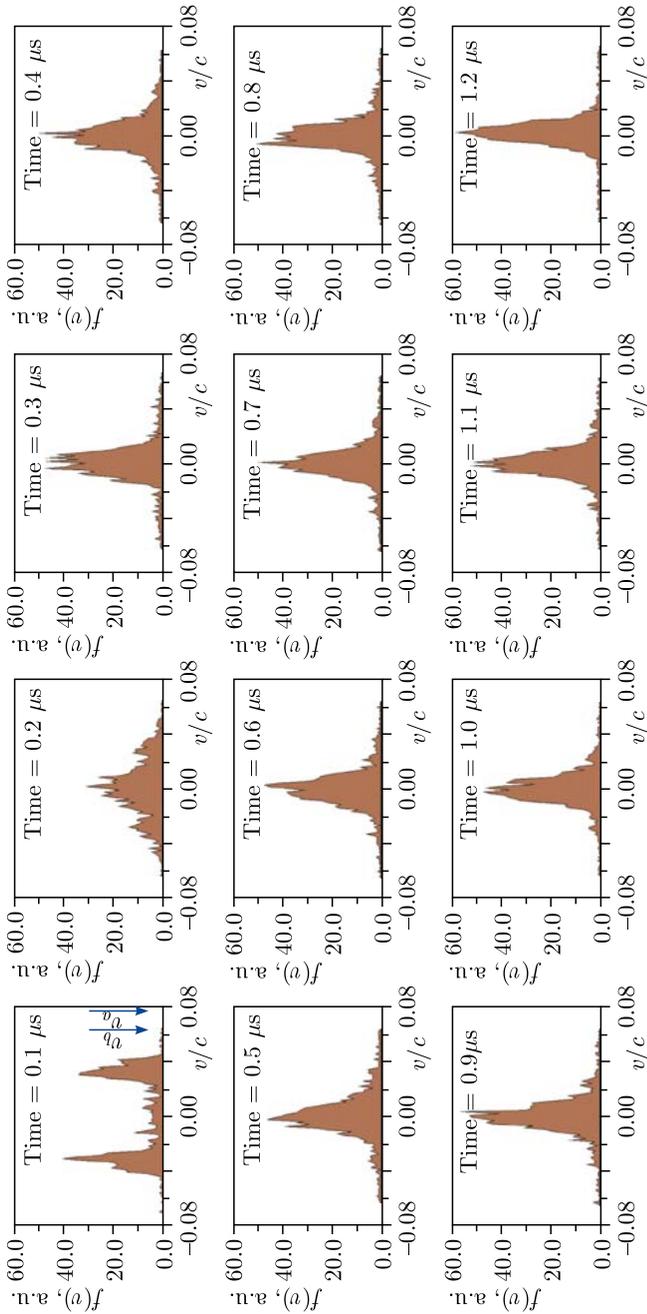
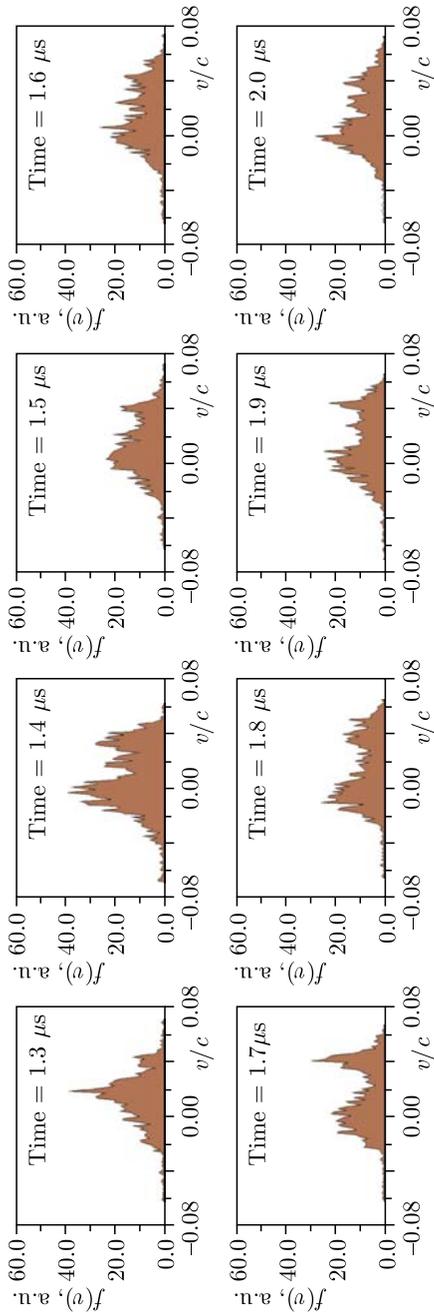


Рис. 36. Эволюция мгновенной ФРС всех частиц в полости от 100 до 2000 нс с шагом 100 нс; стрелки на 1-м графике показывают начальные скорости электронов основных и дополнительного пучков [124]



Окончание рис. 36

— стадия плато, соответствующая спокойной заряженной плазме сжатого состояния;

— стадия незатухающих колебаний при плазменно-пучковой неустойчивости, соответствующая фазовому кипению.

Отметим, что среднее значение числа электронов на стадии плазменно-пучковой неустойчивости близко к значению на стадии плато. Это говорит о том, что инжекция в полость дополнительного пучка со сравнительно небольшим током не приводит к существенному изменению числа частиц в полости, но существенно изменяет его динамику.

Рассчитывались мгновенные ФРЭС всех электронов, находящихся в полости. На рис. 36 представлены графики ФРЭС в различные моменты времени от 100 до 2000 нс с шагом  $\Delta t = 100$  нс.

В момент времени 100 нс ФРЭС имеет вид, характерный для совокупности двух встречных электронных пучков. Максимумы ФРЭС приходятся на скорости электронов  $\pm 0,03c$ , что заметно меньше скоростей электронов в плоскостях инжекции. Подобное снижение скоростей обязано провисанию электростатического потенциала в полости.

Далее по мере установления сжатого состояния функция электронов становится одногорбой. В момент времени  $t = 1200$  нс, когда сжатое состояние полностью заполнит полость по ее длине, ФРЭС примет вид гладкого квазимаксвелловского распределения.

Вычисления показывают, что средняя энергия электронов  $\gg 40$  эВ соответствует средней скорости  $\approx 0,0125c$ . Ясно, что ионизационные способности такой электронной плазмы при инжекции в нее атомов невелики.

После начала инжекции дополнительного электронного пучка вид ФРЭС кардинально меняется. У ФРЭС появляется еще один максимум, лежащий вблизи значения скорости  $0,04c$  и соответствующий электронам дополнительного пучка (напомним, что скорость электронов дополнительного пучка вблизи плоскости его инжекции  $0,0765c$ ). Подобное падение скорости также обязано провисанию электростатического потенциала в полости.

Диапазон скоростей между основным и дополнительным максимумом ФРЭС постепенно заполняется электронами, что характерно для квазилинейной релаксации. Кроме того, появляется заметная доля электронов со скоростями, большими скорости электронов дополнительного пучка  $0,04c$ . В итоге ФРЭС существенно расширяется, и к моменту времени 2000 нс средняя энергия электронов достигает значения  $\langle U \rangle \cong 180$  эВ (т.е. средняя скорость  $\gg 0,0265c$ ), а ионизационная способность такой возбужденной электронной плазмы оказывается существенно выше, чем у спокойной плазмы сжатого состояния.

Поскольку ФРЭС имеет вид, существенно отличающийся от максвелловского распределения (в идеале при квазилинейной релаксации устанавливается EVDF, имеющая протяженный участок с плато [120]), то более важным является не среднее значение, а значение максималь-

ной скорости электронов. Возникает вопрос, что определяет граничную скорость (или максимальную энергию) в ФРЭС. По-видимому, максимальная скорость ФРЭС близка к скорости электронов в невозмущенном дополнительном пучке с учетом неизбежного провисания потенциалов. Таким образом, устанавливая энергию электронов в дополнительном пучке, можно эффективно управлять максимальной скоростью в итоговой ФРЭС.

Таким образом, продемонстрировано возникновение плазменно-пучковой неустойчивости и квазилинейной релаксации в отсутствие ионов [124]. В результате кинетических PIC-расчетов установлено управляемое уширение ФРЭС в область более высоких энергий электронов. Рассмотренный процесс может быть реализован, например, в электронных ловушках, работающих в режиме электронной струны и используемых для генерации высокозарядных ионов с последующей их инжекцией в ионные ускорители.

## **9. ПРОБОЙ ГАЗА, ОСУЩЕСТВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕКТРОНАМИ СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ ВСТРЕЧНЫХ СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ**

Разряды, создаваемые проходящим сквозь газ электронным пучком, образуют один из самых важных, интересных по динамике и востребованных в различных приложениях типов несамостоятельных разрядов. Их значимость для научно-технических исследований и технологических приложений обусловлена прежде всего тем, что с помощью электронных пучков можно формировать плазму с практически любой наперед заданной функцией распределения электронов по энергии и управлять его кинетикой путем изменения энергии пучковых электронов. Можно выделить несколько видов несамостоятельных газовых разрядов, создаваемых пучком (или пучками) электронов.

**Пучковый разряд.** В пучковом разряде электроны пучка ионизуют газ, но энергия вторичных (плазменных) электронов недостаточна для осуществления вторичной ионизации. ПР известен еще с начала XX в. Так, в [125] использовался такой разряд, получаемый с помощью слаботочного электронного пучка из термоэмиссионной пушки, для измерения вероятностей ионизации молекулярных газов электронным ударом. Пучковый разряд является (в динамическом смысле) «спокойным» разрядом. Он применяется, например, для накачки активных сред газоразрядных лазеров, где важна стабильность разряда [126–128].

**Пучковый разряд с лавиной убегающих электронов.** Описан в обзорах [129–132]. Разряд формируется из затравочных электронов любого происхождения (внешний электронный пучок, космические лучи,  $\beta$ -радиоактивность и т. п.) при возникновении так называемых условий убегания для плазменных электронов. В процессе убегания эти электроны приобретают очень большую энергию. Пучковый разряд с убегающи-

ми электронами применяется для генерации коротких импульсов электронов или рентгеновского излучения [133, 134]. Он также имеет важное значение в атмосферных процессах возникновения обычных и высотных молний, в которых генерируются  $\gamma$ -кванты [135], нейтроны [136, 137] и позитроны [138] (за счет тормозного излучения, фотоядерных реакций ( $\gamma, n$ ) и рождения  $e^+e^-$ -пар соответственно).

**Пучково-плазменный разряд.** Открыт в 1960 г. и подробно исследован Я. Б. Файнбергом и его коллегами [122]. В ППР после окончания начальной стадии, в которой ионизация газа осуществляется электронным пучком, развивается пучково-плазменная неустойчивость, в результате которой в плазме возникают интенсивные плазменные колебания. Плазменные электроны в этих колебаниях набирают энергию, достаточную для ионизации газа. На заключительной стадии плазменно-пучкового разряда ионизация в основном осуществляется плазменными электронами. Разряд исследовался в [139–141]. Плазменный пучковый разряд применяют в неравновесной плазмохимии [142], плазменных технологиях материалов [143, 144], при создании пучково-плазменных СВЧ-генераторов [145–147] и в других областях.

**Пучковый разряд с ВК.** Возникает при инжекции в газ интенсивного пучка энергичных электронов с током, превышающим значение предельного вакуумного тока для данной системы. На начальной стадии разряда энергичные электроны пучка слабо взаимодействуют с газом, не вызывая заметной ионизации. После формирования ВК в небольшой области его локализации, там, где энергия пучковых электронов существенно понижена, а их плотность повышена, возникает интенсивная ионизация газа. В образовавшейся плазме, не касающейся стенок камеры, со временем происходит ионная нейтрализация ВК, после чего он смещается в направлении инжекции пучка, туда, где ионизация еще не произошла. Таким образом, ВК движется, оставляя на своем пути плазму, причем скорость движения ВК растет с ростом давления газа. Разряд исследовался теоретически [148–150] и экспериментально [151–154]. Этот вид разряда может применяться в измерителях сверхвысокого вакуума [155, 156], для накачки активных сред газоразрядных лазеров [157], коллективного ускорения интенсивных ионных пучков [22]. Вместе с тем в [158] было показано, что возникающий в остаточном газе пучковый разряд ВК отрицательно сказывается на работе виркаторов, однако в ряде случаев газовый разряд, вызываемый сверхпредельным электронным пучком с ВК и со сжатым состоянием, наоборот может способствовать увеличению СВЧ-мощности виркатора [159].

В работе [59] была сформулирована идея нового вида разряда с электронным пучком — *пучкового разряда с распределенным ВК*, или более точно — *пучкового разряда на сжатом состоянии*. Для развития этой идеи было проведено компьютерное моделирование предложенного разряда и обнаружен ряд его интересных особенностей.

Реализовать разряд предложено, например, путем инъекции в полость двух встречных сверхпределных электронных пучков. Предполагалось, что эффективно ионизировать газ будет только горячая электронная плазма сжатого состояния. Этого можно достичь тогда, когда энергия электронов в двухпотоковом состоянии существенно больше значения энергии, при которой достигается максимальное значение сечения ионизации частиц газа. В итоге разряд на сжатом состоянии по кинетике должен быть близким к разряду с ВК, но легко понять, что он будет обладать положительными качествами всех перечисленных видов пучковых разрядов:

- разряд на сжатом состоянии должен быть квазистационарным и спокойным разрядом, как и обычный пучковый разряд, по сравнению с динамическими плазменно-пучковым разрядом и пучковым разрядом с ВК, в которых развиваются неустойчивости пучкового типа;

- разряд на сжатом состоянии может иметь большую протяженность так же, как и плазменно-пучковый разряд, чем выгодно будет отличаться от разряда с ВК с небольшой областью ионизации;

- плазма разряда на сжатом состоянии не будет иметь контакта с торцевыми стенками разрядной камеры так же, как разряд с ВК;

- можно достичь высокой степени ионизации газа и концентрации плазмы (не меньше, чем в плазменно-пучковом разряде).

Следует сразу же указать несколько приложений, где использование разряда на сжатом состоянии может оказаться весьма выгодным:

- накачка активных сред газоразрядных лазеров спокойным разрядом на сжатом состоянии с растяжением больших концентраций электронов и возбужденных частиц по сравнению с пучковым разрядом;

- неравновесная плазмохимия в свободной от посторонних примесей плазме, оторванной от торцевых стенок разрядной камеры, по сравнению с плазмой плазменно-пучкового разряда, имеющей контакты со стенками;

- получение пылевой плазмы с аномально высокой величиной электрического заряда пылинок для каталитического ускорения барьерных реакций в плазме; ранее для этих целей предлагалось применять динамический плазменно-пучковый разряд или спокойный ЭЦР-разряд [160].

Ниже излагаются результаты моделирования пучкового разряда на сжатом состоянии из [59]. Геометрия полости и геометрия пучков с обозначениями размеров схематично показаны на рис. 37. Считалось, что с торцов полости, на которую наложено однородное продольное магнитное поле величиной  $B = 1$  Тл, одновременно начинают инжектироваться одинаковые пучки электронов с энергией 10 кэВ и постоянными по времени токами.

Предполагалось, что во всей полости мог находиться газ (гелий) с заданной однородной концентрацией нейтральных частиц — атомов He. При этом взаимодействие электронов с газом рассчитывалось по методу Монте-Карло. Учитывались только процессы ионизации в соответствии с известными табличными данными сечения ионизации электронным

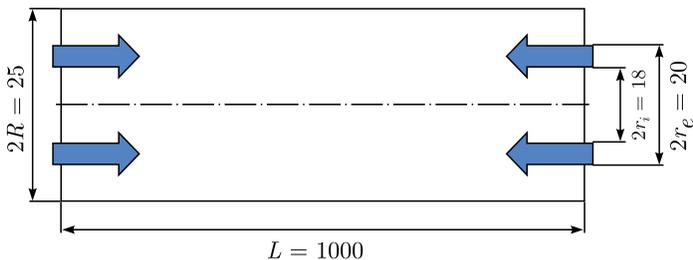


Рис. 37. Геометрия полости: размеры в миллиметрах (из [59] с изменениями)

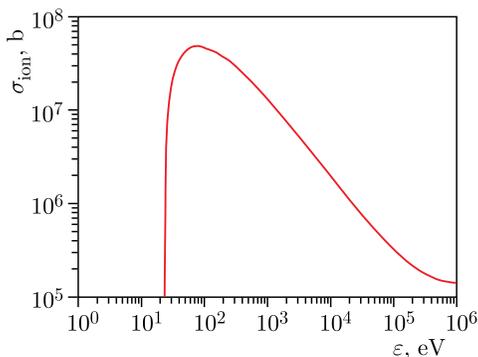


Рис. 38. Зависимость сечения ионизации атома гелия электронным ударом от энергии электрона (из [59] с изменениями)

ударом (рис. 38, порог ионизации — 24,6 эВ), другие же процессы, такие как упругие столкновения и возбуждения, не учитывались.

В такой постановке задачи значение предельного вакуумного тока (тока Бурсиана)  $I_B$  для односторонней инжекции пучка можно рассчитать по формуле из [59], которая для геометрии рис. 37 и заданной энергии электронов в пучке дает 46,7 А.

В данной задаче существуют и будут ниже обсуждаться еще несколько характерных токов, значения которых следующие:

— ток Федосова  $I_F$ , при котором происходит исчезновение ВК на обратной ветви гистерезиса: 33,08 А [59];

— ток Пирса  $I_P$ , при котором формируется ВК в пучке при полной зарядовой нейтрализации: 175,3 А [59].

Сюда следовало бы добавить и критическую сумму токов инжекции с торцов полости по отношению к двухпучковой неустойчивости, однако точной формулы для его расчета для исследуемой геометрии в публикациях найти не удалось.

Сначала были проведены расчеты динамики пучков в вакуумной полости без газа для нескольких значений токов инжектированных пучков на ее левом и правом торцах. Ограничимся здесь описанием динамики

пучков только для одного случая равных значений обоих токов 50 А (режим В).

Результаты моделирования динамики электронов были проанализированы и аккумулярованы на рис. 39. На нем показаны: карта фазовых структур (в центре), представляющая общую фазовую динамику пучков, на ней закрашена область, соответствующая сжатому состоянию. Карта построена после обработки 400 мгновенных фазовых портретов пучка, полученных с шагом 1 нс; три типичных фазовых портрета в разные моменты времени (по стрелкам) показаны слева от схемы; расчетная осциллограмма полного числа электронов в полости от времени приведена справа от схемы.

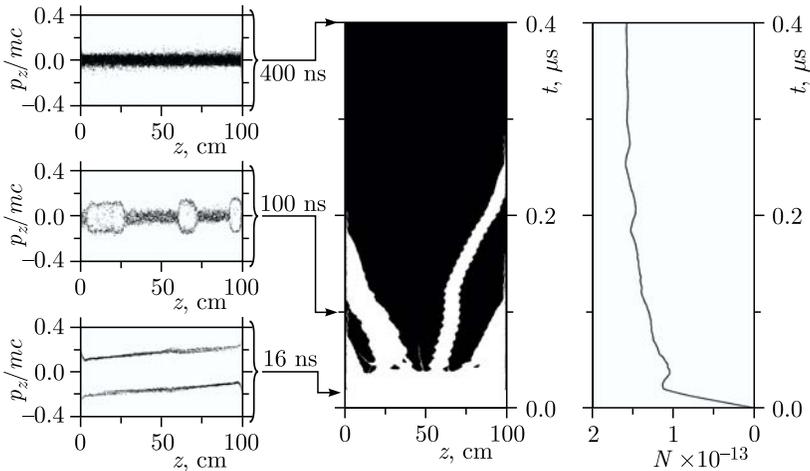


Рис. 39. Динамика установления сжатого состояния в вакууме при токах обоих пучков 50 А: в центре — карта фазовых структур в полости (область, занятая сжатым состоянием, закрашена); слева — фазовые портреты пучковых электронов в различные моменты времени; справа — эволюция по времени числа электронов в полости [59]

Сначала было определено, что время пролета полости электроном с энергией  $U = 10$  кэВ составляет примерно 16 нс. Таким образом, в полости спустя 16 нс после начала инъекции устанавливается двухпотоковое состояние (см. нижний фазовый портрет на рис. 39) и держится до момента возникновения двух ВК вблизи торцов полости в момент времени 24 нс.

Спустя некоторое время в полости возникают и другие ВК, которые расширяются, становясь участками со сжатым состоянием. Множественные распределенные ВК перемежаются на фазовых портретах участками с двухпотоковым состоянием — фазовыми дырами (см. средний фазовый портрет на рис. 39).

Продолжим описание динамики системы. Постепенно суммарный фазовый объем дыр уменьшается, дыры рассасываются или улетают прочь, погибая на торцах полости. А сжатое состояние при этом заполняет всю полость, за исключением узких областей, прилегающих к торцам (верхний фазовый портрет на рис. 39). Такая картина завершает эволюцию системы в вакууме, после установления которой система стабилизируется.

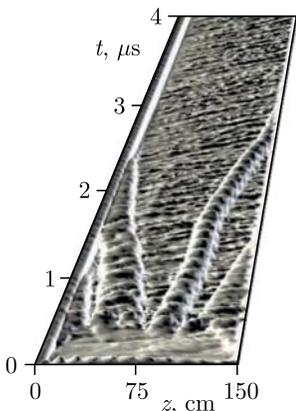


Рис. 40. Временная развертка фазовых портретов пучков в вакууме (из [59] с изменениями)

Объемная временная развертка фазовых портретов (рис. 40) еще более рельефно отражает динамику установления сжатого состояния. Мелкая текстура на нем соответствует волнам пространственного заряда, неизбежно присутствующим в пучках. Заметно, что период этих волн во впадинах рельефа меньше, чем на выпуклостях. Это можно объяснить тем, что впадины, которые соответствуют сжатому состоянию, характеризуются большей электронной плотностью, чем выпуклости, которые соответствуют двухпотоковому состоянию.

Любопытна и динамика накопления электронов в полости, показанная графиком зависимости полного числа электронов в полости от времени в правой части рис. 39. Видно, что зависимость на этом графике является немонотонной, что соответствует периодическим сбросам больших порций электронной плазмы на торцы полости (на боковые стенки сброс электронов не происходит в силу их замагниченности).

Таким образом, по истечении времени, чуть меньшего 300 нс, в полости образуется стационарное сжатое состояние. Именно электронами этого образования и предполагается в дальнейшем ионизовать газ. Для этого важно, какова окончательная ФРЭС и как она устанавливается. На рис. 41 представлена эволюция нормированной ФРЭС в моменты времени  $t = 25, 100$  и  $400$  нс соответственно: сначала ФРЭС имеет двухпучковый характер (рис. 41, а), и если средняя энергия электронов существенно велика по сравнению с энергией максимума сечения ионизации, то разряд под действием пучковых электронов развиваться не будет. На рис. 41, б показана ФРЭС на стадии множественных чередующихся ВК и фазовых дыр, на которой мы видим вклады двух встречных пучков и горячей электронной плазмы сжатого состояния. На рис. 41, в показана установившаяся ФРЭС, соответствующая сжатому состоянию, почти полностью занимающему полость по длине.

Кратко поясним, как изменится динамика системы, если изменить токи инжектируемых пучков. При расчетах с другими значениями токов пучков было обнаружено, что картина установления сжатого состояния

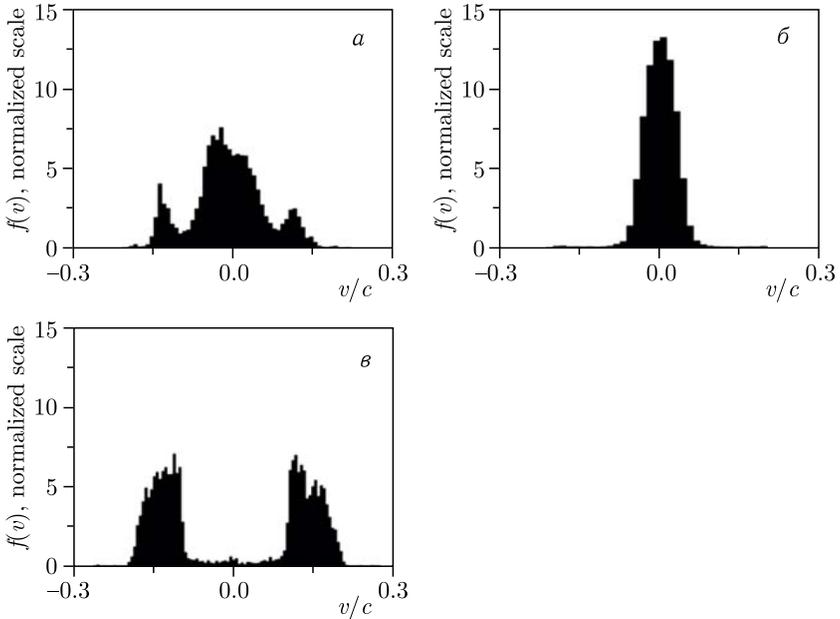


Рис. 41. ФРЭС в вакууме при токах обоих пучков 50 А в различные моменты времени, нормированные так, чтобы  $\int_0^c f(v) dv = 1$ : а) 25 нс; б) 100 нс; в) 400 нс (из [59] с изменениями)

качественно остается такой же, как и на рис. 40, но с ростом суммы токов время выхода системы на квазистационарный режим уменьшается.

Перейдем к описанию результатов моделирования динамики пучкового разряда со сжатым состоянием в гелии, полученных при одинаковых токах инжекции. Прежде всего укажем, что используемый код KARAT [33] устроен таким образом, что позволяет отдельно следить за пучковыми и вторичными электронами. Результаты моделирования динамики электронов и ионов в гелии при концентрации атомов гелия  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  были проанализированы и аккумулированы на рис. 42, который аналогичен рис. 39. Рис. 42 имеет карту фазовых структур (в центре), фазовые портреты пучковых электронов (слева) и расчетные осциллограммы количества пучковых электронов, вторичных электронов и ионов гелия (справа). На рис. 43 представлена развернутая по времени динамика фазовых портретов, аналогичная той, что на рис. 40.

Видно, что сначала несколько участков со сжатым состоянием формируются примерно так же, как и в вакууме. Но после их формирования система начинает вести себя иначе.

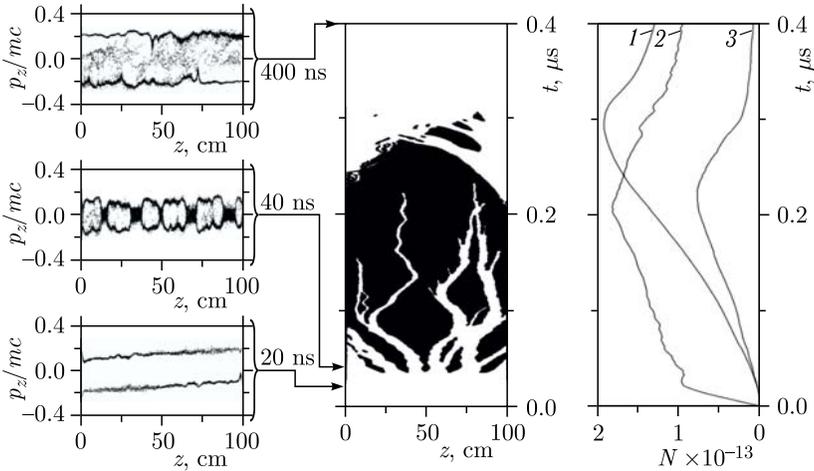


Рис. 42. Динамика установления сжатого состояния в гелии при концентрации атомов гелия  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и токах обоих пучков 50 А: в центре — карта фазовых структур в полости (область, занятая сжатым состоянием, закрашена); слева — фазовые портреты пучковых электронов в различные моменты времени; справа — эволюция по времени числа частиц в полости (1 — ионы; 2 — пучковые электроны; 3 — вторичные электроны) [59]

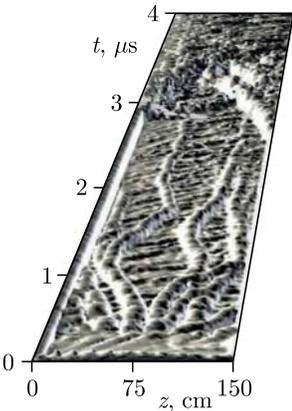


Рис. 43. Временная развертка фазовых портретов пучков в гелии (из [59] с изменениями)

Во-первых, на участках со сжатым состоянием происходит интенсивная ионизация газа, в результате которой нарабатываются ионы и вторичные электроны. Это означает, что в указанных областях развивается пучковый разряд на сжатом состоянии.

Во-вторых, происходит множественное образование и сложное движение фазовых дыр. При этом общая длина участков со сжатым состоянием сначала растет, но с течением времени усиливается влияние наработанных положительных ионов, осуществляющих зарядовую нейтрализацию пучков, и суммарная длина этих участков рано или поздно начинает уменьшаться, а затем постепенно сходится на нет. В итоге система возвращается к двухпотоковому состоянию.

Контуры фазовых дыр и их траектории на карте рис.42 имеют сложную разветвленную структуру. Похожая разветвленная

пространственно-временная структура фазовых дыр наблюдалась при моделировании в стационарной плазме [161].

Интересна динамика накопления электронов и ионов в полости. Количество частиц всех сортов сначала увеличивается, а затем уменьшается до выхода на квазистационарные уровни. Любопытно, что плазма сначала заряжена отрицательно, что способствует накоплению ионов, а затем, после выхода на квазистационар, заряд плазмы оказывается положительным. При этом уход замагниченных электронов осуществляется на торцы полости, а немагниченных ионов на стадии, когда плазма оказывается положительно заряженной, — на боковую стенку полости.

Можно считать, что пробой газа в режиме пучкового разряда на сжатом состоянии происходит, когда общее число ионов возрастает (на рис. 42 — примерно первые 300 нс). Тем не менее для данного примера сжатое состояние не успевает установиться вдоль всей полости.

Рассмотрим, что происходит при изменении параметров, в частности, при варьировании концентрации атомов гелия в полости. Например, при уменьшении концентрации гелия длительности нестационарной фазы разряда и фазы пробоя увеличиваются так, что сжатое состояние может успеть на некоторое время заполнить всю полость. Этот режим однородного разряда может быть применен в газоразрядных лазерах, накачиваемых электронными пучками.

Представляет практический интерес найти удобную формулу, позволяющую оценивать длительность нестационарной фазы пучкового разряда на сжатом состоянии. Для этого поступим следующим образом. Известна полуэмпирическая формула для длительности существования ВК в газе с давлением  $p$  при инжекции в него электронного пучка с током  $I$  [162, 163]:

$$\tau = \frac{\alpha}{p} \left( 1 - \frac{I_F}{I} \right), \quad (5)$$

в которой постоянная  $\alpha$  зависит от сорта газа. В работе [162] дается для воздуха значение коэффициента  $\alpha = 2,0 \cdot 10^{-10}$  с · Торр, а в работе [163] — значение  $\alpha$  также для воздуха, но в 1,5 раза большее. Если предположить, что подобная формула справедлива и для рассматриваемого здесь процесса, т. е.

$$\tau = \frac{\beta}{N} \left( 1 - \frac{I_F}{I_1 + I_2} \right), \quad (6)$$

где  $\beta$  — постоянная, имеющая размерность с · см<sup>-3</sup>;  $I_{1,2}$  — токи встречных электронных пучков, то можно вычислить эту постоянную для гелия.

Для этого в [59] была проведена специальная серия расчетов разряда на сжатом состоянии в гелии при концентрации атомов He  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> для  $I_1 = I_2$  при различных значениях  $I_1 + I_2$ . Для этого длительность  $\tau$  времени жизни ВК определялась с момента формирования первого ВК (начало) и до момента рассасывания последнего ВК в полости (окончание), совпадающего, как видно из рис. 42, с моментом максимальной

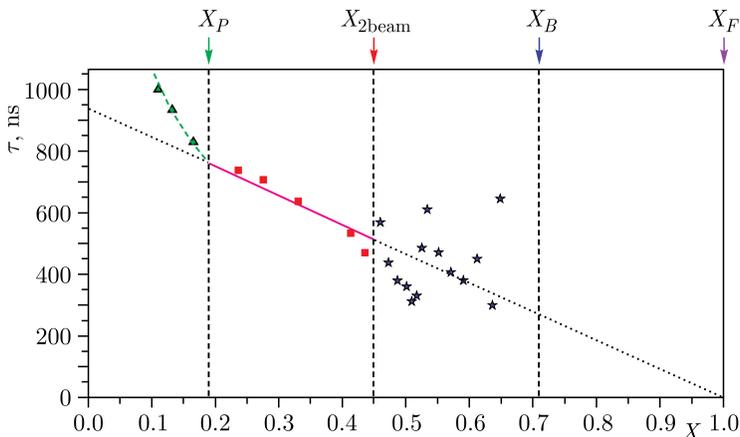


Рис. 44. Зависимость времени существования ВК  $\tau$  от приведенного тока  $X = I_F/(I_1 + I_2)$ :  $\Delta$  — для пирсовских ВК;  $\blacksquare$  — для бурсиановских ВК;  $\star$  — для двухпучкового ВК (обозначено:  $X_P = I_F/I_P$ ,  $X_{2beam} = I_F/I_{2beam}$ ,  $X_B = I_F/I_B$ ,  $X_F = I_F/I_F = 1$ ) (из [59] с изменениями)

величины ионов в полости. Результаты вычислений показаны на рис. 44 в форме зависимости  $\tau(X)$ , где аргумент представляет собой приведенный ток и имеет вид  $X = I_F/(I_1 + I_2)$ . Из рис. 44 следует:

— на участке  $X_P < X < X_{2beam}$ , где  $X_P = I_F/I_P \approx 0,19$  и  $X_{2beam} = I_F/I_{2beam} \approx 0,45$ , зависимость  $\tau(X)$  — спадающая и практически линейная. На нем, действительно, выполняется (2). Методом наименьших квадратов было вычислено, что  $\beta \approx (960 \pm 57) \cdot 10^5 \text{ с} \cdot \text{см}^{-3}$ . Верхняя граница участка определялась графически, из нее, в частности, следует грубая оценка для границы этого участка  $I_{2beam} \approx 73,5 \text{ А}$ . Оговоримся, что это значение не есть пороговый ток двухпучковой неустойчивости, а всего лишь граница, ниже которой, т. е. при  $I_1 + I_2 < I_{2beam}$ , двухпучковый ВК появляется в середине полости ранее, чем появляются бурсиановские ВК на торцах полости. Таким образом, ВК, образующийся в середине полости, следует называть двухпучковым ВК, в отличие от бурсиановских ВК, которые формируются в вакуумных условиях вблизи обоих торцов полости;

— на участке  $X_{2beam} < X < X_B$ , где  $X_B = I_F/I_B \approx 0,71$ , механизм формирования ВК другой — ВК появляется в середине полости в результате двухпучковой неустойчивости, показанной на рис. 45. Потому  $\tau(X)$  не подчиняется (2) и представляет собой не линейную, а более сложную немонотонную зависимость;

— при  $X > X_B$  зависимости нет, так как ВК здесь не образуется совсем;

— при  $X < X_P$  ВК может существовать даже при полной зарядовой компенсации благодаря пирсовским ВК на торцах полости [164–166],

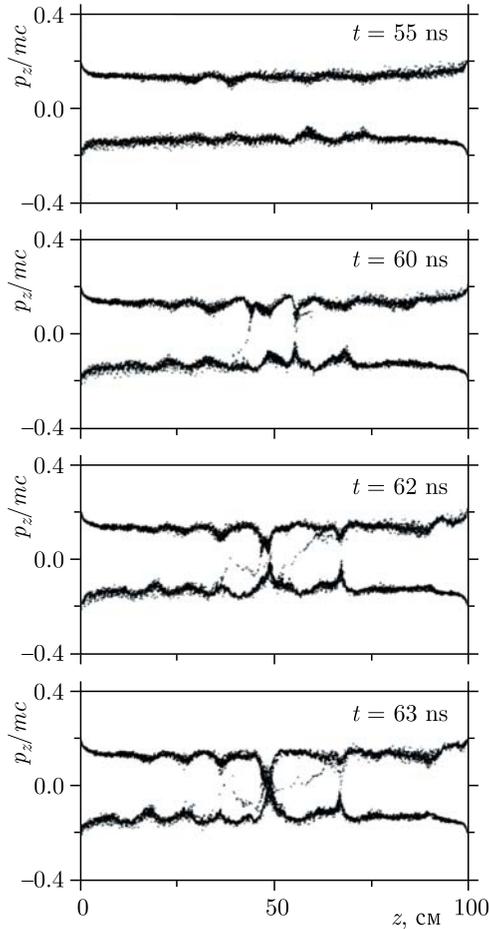


Рис. 45. Эволюция фазовых портретов пучковых электронов при формировании ВК в результате двухпучковой неустойчивости в середине полости, наполненной гелием  $10^{14}$  см $^{-3}$  при  $I_1 = I_2 = 26$  А [59]

поэтому ожидалось, что время существования сжатого состояния увеличивается по сравнению с формулой (2). Соответствующий этому увеличению загиб кривой вверх наблюдается на рис. 44 в левой части графика.

И еще один любопытный режим, найденный нами при  $X_{2\text{beam}} < X < X_B$ : после исчезновения ВК может возникнуть еще не один раз. На рис. 46 показана динамика общего количества частиц каждого сорта в полости во времени, соответствующая такому повторяющемуся режиму возникновения ВК. Аналогичный режим в одиночном пучке с ВК наблюдался ранее в [150].

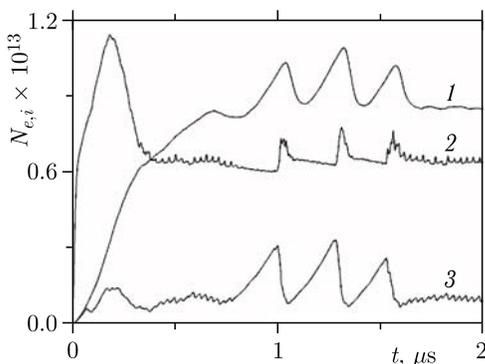


Рис. 46. Эволюция во времени общего числа частиц, демонстрирующая повторное возникновение ВК в гелии с концентрацией атомов  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $I_1 = I_2 = 25,5 \text{ А}$ ; 1 — ионы; 2 — пучковые электроны; 3 — вторичные электроны [59])

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен обзор результатов PIC-моделирования сложной фазовой динамики встречных сверхпредельных релятивистских электронных пучков, инжектируемых в аксиально-симметричные полости.

Обзор построен на собственных исследованиях авторов, часть из которых была опубликована ранее в различных изданиях. Результаты исследований из разд. 2–4, 7 представлены впервые.

Даны многочисленные примеры сложной динамики пучков, в которой формируются ВК, фазовые дыры и участки сжатого состояния, представляющие собой плотную горячую однокомпонентную плазму. Оцениваются пространственно-временные характеристики процессов, плотность и температура электронной плазмы, ее время жизни.

Уникальность параметров получаемой электронной плазмы позволяет рассмотреть перспективы возможных экспериментов и применений встречных сверхпредельных электронных пучков и заряженной плазмы в различных научно-технических областях, среди которых мощная СВЧ-электроника, СШП-электроника, ускорители заряженных частиц, электроразрядные явления в газах в интересах лазеров, экспериментальное моделирование космических фазовых дыр.

В частности, показано, что в виркаторе на встречных сверхпредельных электронных пучках может быть получен динамический режим с десятью ВК, который обеспечивает эффективность СВЧ-генерации до 50%. Устройство на встречных пучках, формирующее пачку сверхкоротких мощных импульсов тока, может выполнять роль генератора в СШП-радаре.

Рассмотрены процессы возбуждения кильватерных волн в плотной электронной плазме, а также обоснована возможность нагрева электронной плазмы дополнительным электронным пучком.

Создание плотной электронной плазмы с помощью встречных сверхпределльных электронных пучков в газе может быть использовано в газоразрядных лазерах с пучковой накачкой.

Обзор предназначен для привлечения внимания широкого круга исследователей к многообразным процессам, которые могут возникать во встречных сильноточных пучках электронов, и их возможным применениям.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов // УФН. 1971. Т. 103, № 4. С. 609–640; <https://doi.org/10.1070/PU1971v014n02ABEN004456>.
2. *Бурсиан В., Павлов В.* Об одном частном случае влияния объемного заряда на прохождение потока электронов в пустоте // ЖРФХО. 1923. Т. 55, № 1–3. С. 71–80.
3. *Коломенский А. А., Лихачев В. М., Синильщикова И. В., Смит О. А., Иванов В. Н.* Эксперименты по ускорению дейтронов и протонов в электронном пучке, проходящем через газ // ЖЭТФ. 1975. Т. 68, № 1. С. 51–54; [http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e\\_041\\_01\\_0026.pdf](http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_041_01_0026.pdf).
4. *Hoeberling R. F., Payton III D. N.* Ion Acceleration in the Evacuated Drift-Tube Geometry // J. Appl. Phys. 1977. V. 48, No. 5. P. 2079–2082; <http://dx.doi.org/10.1063/1.323921>.
5. *Adler R. J., Nation J. A.* Ion-Acceleration Mechanisms in Vacuum Diodes // J. Appl. Phys. 1979. V. 50, No. 7. P. 5025–5027; <http://dx.doi.org/10.1063/1.325584>.
6. *Destler W. W., Floyd L. E., Reiser M.* Collective Acceleration of Heavy Ions // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44, No. 2. P. 70–73; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.70>.
7. *Vijayan T., Roychowdhury P.* High Ion-Acceleration by Employing a Low- $\gamma$  Intense Electron Beam // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28, No. 6. P. 2166–2171; <https://doi.org/10.1109/27.902243>.
8. *Челпанов В. И., Голяков П. И., Корнилов В. Г., Волков А. А., Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Жданов В. С.* Коллективное ускорение ионов ксенона в виркаторе с плазменным анодом // ЖТФ. 2009. Т. 79, № 1. С. 144–146; <https://doi.org/10.1134/S1063784209010228>.
9. *Лопатин В. С., Ремнев Г. Е., Мартыненко А. А.* Формирование кольцевых структур пучка при коллективном ускорении ионов в системе с диэлектрическим анодом // Письма ЖТФ. 2017. Т. 43, № 10. С. 18–24; <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2017.10.44616.16632>.
10. *Buzzi J. M., Doucet H. J., Lamain H., Rouillé C., Delvaux J., Jouys J. C.* Impulsion Microonde Gigawatt en Bande X // J. Phys. Lett. 1978. V. 39, No. 2. P. 15–18; <https://doi.org/10.1051/jphyslet:0197800390201500>.

11. *Sullivan D.J.* High Power Microwave Generation from a Virtual Cathode Oscillator (Viricator) // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1983. V. 30, No. 4. P. 3426–3428; <https://doi.org/10.1109/TNS.1983.4336679>.
12. *Nikolov N.A., Kostov K.G., Spasovsky I.P., Spasov V.A.* High Power Microwave Generation from Virtual Cathode in Foilless Diode (Viricator) // *Electronics Lett.* 1988. V. 24, No. 23. P. 1445–1446; <https://doi.org/10.1049/el:19880987>.
13. *Platt R., Anderson B., Christofferson J., Enns J., Haworth M., Metz J., Pelletier P., Rupp R., Voss D.* Low-Frequency, Multigigawatt Microwave Pulses Generated by a Virtual Cathode Oscillator // *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 54, No. 13. P. 1215–1216; <https://doi.org/10.1063/1.100719>.
14. *Huttlin G.A., Bushell M.S., Conrad D.B., Davis D.P., Ebersole K.L., Judy D.C., Lezcano P.A., Litz M.S., Pereira N.R., Ruth B.G., Weidenheimer D.M., Agee F.J.* The Reflex-Diode HPM Source on Aurora // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1990. V. 18, No. 3. P. 618–625; <https://doi.org/10.1109/27.55935>.
15. *Селемир В. Д., Дубинов А. Е., Птицын Б. Г., Евсеенко А. А., Летягин В. А., Нурғалиев Р. К., Судовцов А. В., Ячный А. В.* Мощный виркатор на базе безжелезного линейного индукционного ускорителя электронов // *ЖТФ.* 2001. Т. 71, № 11. С. 68–72; <https://doi.org/10.1134/1.1418505>.
16. *Селемир В. Д., Дубинов А. Е., Птицын Б. Г., Евсеенко А. А., Ефимова И. А., Летягин В. А., Нурғалиев Р. К., Степанов Н. В., Шилин К. С., Ячный А. В.* Виркатор с баллистической фокусировкой электронного пучка // *ЖТФ.* 2004. Т. 74, № 5. С. 125–129; <https://doi.org/10.1134/1.1758344>.
17. *Jiang W.* Time–Frequency Analysis of Virtual-Cathode Oscillator // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010. V. 38, No. 6. P. 1325–1328; <https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2043371>.
18. *Verma R., Shukla R., Sharma S.K., Banerjee P., Das R., Deb P., Prabhakaran T., Das B., Mishra E., Adhikary B., Sagar K., Meena M., Shyam A.* Characterization of High Power Microwave Radiation by an Axially Extracted Viricator // *IEEE Trans. Electron Dev.* 2014. V. 61, No. 1. P. 141–146; <https://doi.org/10.1109/TED.2013.2288310>.
19. *Baryshevsky V., Gurinovich A., Gurnevich E., Molchanov P.* Experimental Study of an Axial Viricator with Resonant Cavity // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2015. V. 43, No. 10. P. 3507–3511; <https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2439332>.
20. *Mumtaz S., Lamichhane P., Lim J.S., Yoon S.H., Jang J.H., Kim D., Lee S.W., Choi J.J., Choi E.H.* Enhancement in the Power of Microwaves by the Interference with a Cone-Shaped Reflector in an Axial Viricator // *Results Phys.* 2019. V. 15. P. 102611-1–102611-7; <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102611>.
21. *Быстрицкий В. М., Диденко А. Н.* Сильноточные ионные пучки // *УФН.* 1980. Т. 132, № 1. С. 91–122; <https://doi.org/10.1070/PU1980v023n09ABEH005856>.
22. *Дубинов А. Е., Корнилова И. Ю., Селемир В. Д.* Коллективное ускорение ионов в системах с виртуальным катодом // *УФН.* 2002. Т. 172, № 11. С. 1225–1246; <https://doi.org/10.3367/UFN.0172.200211a.1225>.

23. *Hoeberling R.F., Fazio M.V.* Advances in Virtual Cathode Microwave Sources // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 1992. V. 34, No. 3. P. 252–258; <https://doi.org/10.1109/15.155837>.
24. *Alyokhin B. V., Dubinov A. E., Selemir V. D., Shamro O. A., Shibalko K. V., Stepanov N. V., Vatrutin V. E.* Theoretical and Experimental Studies of Virtual Cathode Microwave Devices // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22, No. 5. P. 945–959; <https://doi.org/10.1109/27.338312>.
25. *Дубинов А. Е., Селемир В. Д.* Электронные приборы с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 6. С. 645–672.
26. *Selemir V. D., Dubinov A. E., Voronin V. V., Zhdanov V. S.* Key Ideas and Main Milestones of Research and Development of Microwave Generators with Virtual Cathode in RFNC-VNIIEF // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48, No. 6. P. 1860–1867; <https://doi.org/10.1109/TPS.2020.2974868>.
27. *Bromborsky A., Agee F., Bollen M., Cameron J., Clark C., Davis H., Destler W., Graybill S., Huttlin G., Judy D., Kehs R., Kribel R., Libelo L., Passour J., Pereira N., Rogers J., Rubush M., Ruth B., Schlesiger C., Sherwood E., Smutek L., Still G., Thode L., Weidenheimer D.* On the Path to a Terawatt: High Power Microwave Experiments at Aurora // Proc. SPIE. 1988. V. 0873. P. 51–61; <https://doi.org/10.1117/12.965080>.
28. *Sze H., Price D., Harteneck B., Cooksey N.* Master-Oscillator-Driven Phase-Locked Vircator Array // J. Appl. Phys. 1990. V. 68, No. 7. P. 3073–3079; <https://doi.org/10.1063/1.346401>.
29. *Sze H., Price D., Harteneck B.* Phase Locking of Two Strongly Coupled Vircators // J. Appl. Phys. 1990. V. 67, No. 5. P. 2278–2282; <https://doi.org/10.1063/1.345521>.
30. *Price D., Sze H., Fittinghoff D.* Phase and Frequency Locking of a Cavity Vircator Driven by a Relativistic Magnetron // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, No. 12. P. 5185–5189; <https://doi.org/10.1063/1.343148>.
31. *Price D., Sze H. M.* Phase-Stability Analysis of the Magnetron Driven Vircator Experiment // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18, No. 3. P. 580–585; <https://doi.org/10.1109/27.55930>.
32. *Hendricks K. J., Adler R., Noggle R. C.* Experimental Results of Phase Locking Two Virtual Cathode Oscillators // J. Appl. Phys. 1990. V. 68, No. 2. P. 820–825; <https://doi.org/10.1063/1.346762>.
33. *Tarakanov V. P.* User's Manual for Code KARAT. Berkley Res. Associates. Springfield, 1992.
34. *Дубинов А. Е., Тараканов В. П.* Моделирование магнитоизолированного виркатора с допределльным электронным пучком // Физ. плазмы. 2020. Т. 46, № 5. С. 476–480; <https://doi.org/10.1134/S1063780X20040029>.
35. *Seo Y., Choi E. H., Byun C. G., Choi M. C.* Leaked Electrons from Virtual Cathode Oscillation // Japan J. Appl. Phys. 2001. V. 40, No. 2S. P. 1136–1139; <https://doi.org/10.1143/JJAP.40.1136>.
36. *Дубинов А. Е., Ефимова И. А.* О токе, прошедшем через виртуальный катод // ЖТФ. 2003. Т. 73, № 9. С. 126–129; <https://doi.org/10.1134/1.1611909>.
37. *Дубинов А. Е., Сайков С. К., Селемир В. Д.* К динамике метастабильных электронов в виртуальном катоде // Изв. вузов. Радиофиз. 2002. Т. 45, № 4. С. 349–353; <https://doi.org/10.1023/A:1016366232142>.

38. Дубинов А. Е., Ефимова И. А., Корнилова И. Ю., Сайков С. К., Селемир В. Д., Тараканов В. П. Нелинейная динамика электронных пучков с виртуальным катодом // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35, № 2. С. 462–518; [http://www1.jinr.ru/Реран/2004-v35/v-35-2/pdf/04\\_dub.pdf](http://www1.jinr.ru/Реран/2004-v35/v-35-2/pdf/04_dub.pdf).
39. Дубинов А. Е., Сайков С. К. Балансирующие метастабильные осцилляторы // Физ. плазмы. 2002. Т. 28, № 5. С. 436–441; <https://doi.org/10.1134/1.1478528>.
40. Дергунов С. В., Дубинов А. Е., Корнилова И. Ю., Сайков С. К., Селемир В. Д., Тараканов В. П. Динамика и кинетика электронов при формировании виртуального катода в материальных средах // Физ. плазмы. 2006. Т. 32, № 1. С. 10–25; <https://doi.org/10.1134/S1063780X06010028>.
41. Дубинов А. Е., Тараканов В. П. Моделирование формирования цепочки виртуальных катодов в конической трубе дрейфа // Письма ЖТФ. 2019. Т. 45, № 15. С. 14–16; <https://doi.org/10.1134/S106378501908008X>.
42. Беломытцев С. Я., Гришков А. А., Кицанов С. А., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Рыжов В. В. Ток трубчатого электронного пучка за виртуальным катодом // Письма ЖТФ. 2005. Т. 31, № 2. С. 22–26; <https://doi.org/10.1134/1.1859500>.
43. Briggs R. J. Electron-Beam Interaction with Plasmas. Cambridge, MA: MIT Press, 1964.
44. Дубинов А. Е. Двухпотоковая неустойчивость электронных пучков в квантово-размерных структурах // Микроэлектроника. 2001. Т. 30, № 5. С. 395–398; <https://doi.org/10.1023/A:1011901130794>.
45. Ignatov A. M., Tarakanov V. P. Squeezed State of High-Current Electron Beam // Phys. Plasmas. 1994. V. 1, No. 3. P. 741–744; <https://doi.org/10.1063/1.870819>.
46. Дубинов А. Е. Сценарии установления «сжатого состояния» электронного потока в магнитоизолированном виркаторе // Письма ЖТФ. 1997. Т. 23, № 22. С. 29–33; <https://doi.org/10.1134/1.1261915>.
47. Егоров Е. Н., Короновский А. А., Куркин С. А., Храмов А. Е. Формирование и нелинейная динамика сжатого состояния винтового электронного пучка с дополнительным торможением // Физ. плазмы. 2013. Т. 39, № 11. С. 1033–1044; <https://doi.org/10.1134/S1063780X13110044>.
48. Dubinov A. E., Tarakanov V. P. PIC Simulation of a Two-Foil Vircator // Laser Particle Beams. 2017. V. 35, No. 2. P. 362–365; <https://doi.org/10.1017/S0263034617000283>.
49. Fuks M. I., Prasad S., Schamiloglu E. Efficient Magnetron with a Virtual Cathode // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44, No. 8. P. 1298–1302; <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2525921>.
50. Dubinov A. E., Petrik A. G., Kurkin S. A., Frolov N. S., Koronovskii A. A., Hramov A. E. Plasma-Beam Instability in Charged Plasma in the Absence of Ions // Phys. Plasmas. 2016. V. 23, No. 4. P. 042105-1–042105-6; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4945644>.
51. Dubinov A. E., Saikov S. K., Tarakanov V. P. Particle-in-Cell Simulation of Generation of an HF Sequence of Short Current Pulses in the Vircator with Counter-Propagating Beams // Phys. Wave Phenom. 2017. V. 25, No. 3. P. 238–241; <https://doi.org/10.3103/S1541308X17030128>.

52. *Leopold J. G., Bliokh Y. P., Siman-Tov M., Krasik Ya. E.* Generation of High-Current Pulses by a Magnetized Squeezed Electron Beam // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26, No. 9. P. 093107-1–093107-7; <https://doi.org/10.1063/1.5121484>.
53. *Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Тараканов В. П.* О возможности коллективно-ускорения ионов в магнитоизолированном виркаторе в режиме бегущей границы распределенного виртуального катода // *Письма ЖТФ*. 2002. Т. 28, № 4. С. 71–77; <https://doi.org/10.1134/1.1458522>.
54. *Donets E. D.* Electron Beam Ion Sources in the Reflex Mode of Operation (Review and Progress Report) // *Rev. Sci. Instr.* 2000. V. 71, No. 2. P. 810–815; <https://doi.org/10.1063/1.1150301>.
55. *Bettega G., Cavaliere F., Cavenago M., Illiberi A., Pozzoli R., Romé M.* Experimental and Numerical Analysis of the Electron Injection in a Malmberg–Penning Trap // *Phys. Plasmas*. 2007. V. 14, No. 4. P. 042104-1–042104-7; <http://dx.doi.org/10.1063/1.2721072>.
56. *Донец Е. Д., Донец Е. Е., Сыресин Е. М., Дубинов А. Е., Макаров И. В., Садовой С. А., Сайков С. К., Тараканов В. П.* Формирование продольных нелинейных структур в электронном облаке электронно-струнного ионного источника // *Физ. плазмы*. 2009. Т. 35, № 1. С. 61–69; <https://doi.org/10.1134/S1063780X09010073>.
57. *Донец Е. Д., Донец Е. Е., Сыресин Е. М., Дубинов А. Е., Макаров И. В., Садовой С. А., Сайков С. К., Тараканов В. П.* Нелинейная динамика продольных структур в электронном облаке коаксиального электронно-струнного ионного источника // *ЖТФ*. 2011. Т. 81, № 5. С. 103–110; <https://doi.org/10.1134/S1063784211050094>.
58. *Дубинов А. Е., Макаров И. В., Садовой С. А., Сайков С. К., Тараканов В. П.* Особенности накопления электронов в сильнооточной электронной ловушке // *Письма ЖТФ*. 2011. Т. 37, № 5. С. 81–86; <https://doi.org/10.1134/S1063785011030047>.
59. *Барабанов В. Н., Дубинов А. Е., Лойко М. В., Сайков С. К., Селемир В. Д., Тараканов В. П.* Пучковый разряд, возбуждаемый распределенным виртуальным катодом // *Физ. плазмы*. 2012. Т. 38, № 2. С. 189–199; <https://doi.org/10.1134/S1063780X12010023>.
60. *Dubinov A. E., Tarakanov V. P.* PIC/MC-Simulation of Helium Ionization by a Relativistic Electron Beam with a Distributed Virtual Cathode // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2021. V. 49, No. 3. P. 1135–1141; <https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3055361>.
61. *Беломытцев С. Я., Гришков А. А., Кицанов С. А., Коровин С. Д., Полевин С. Д., Рыжов В. В., Ячный А. П.* Экспериментальные исследования электронного пучка в «сжатом» состоянии // *Письма ЖТФ*. 2005. Т. 31, № 22. С. 74–81; <https://doi.org/10.1134/1.2136972>.
62. *Беломытцев С. Я., Гришков А. А., Кицанов С. А., Куркан И. К., Полевин С. Д., Рыжов В. В., Цыганков Р. В.* Экспериментальное измерение скорости движения виртуального катода // *Письма ЖТФ*. 2008. Т. 34, № 13. С. 8–14; <https://doi.org/10.1134/S106378500807002X>.
63. *Беломытцев С. Я., Гришков А. А., Кицанов С. А., Куркан И. К., Полевин С. Д., Рыжов В. В., Цыганков Р. В.* Экспериментальное исследование распада сжатого состояния электронного пучка // *Письма ЖТФ*. 2011. Т. 37, № 3. С. 68–76; <https://doi.org/10.1134/S1063785011020027>.

64. *Leopold J.G., Krasik Ya.E., Bliokh Y.P., Schamiloglu E.* Producing a Magnetized Low Energy, High Electron Charge Density State Using a Split Cathode // *Phys. Plasmas*. 2020. V.27, No. 10. С. 103102-1–103102-9; <https://doi.org/10.1063/5.0022115>.
65. *Fuks M., Andreev D., Kuskov A., Schamiloglu E.* Low-Energy State Electron Beam in a Uniform Channel // *Plasma*. 2019. V.2, No.2. P.222–228; <https://doi.org/10.3390/plasma2020016>.
66. *Saeki K., Michelsen P., Pécseli H.L., Rasmussen J.J.* Formation and Coalescence of Electron Solitary Holes // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V.42, No. 8. P. 501–504; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.501>.
67. *Takeda T., Yamagiwa K.* Dynamics of Electron-Beam Holes Induced by Self-Trapping // *Phys. Lett. A*. 2005. V.339, No.1–2. P. 118–122; <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2005.03.016>.
68. *Guio P., Børve S., Daldorff L.K.S., Lynov J.P., Michelsen L.P., Pécseli H.L., Rasmussen J.J., Saeki K., Trulsen J.* Phase Space Vortices in Collisionless Plasmas // *Nonlin. Proc. Geophys.* 2003. V.10, Nos.1–2. P. 75–86; <https://doi.org/10.5194/npg-10-75-2003>.
69. *Schamel H.* Electron Holes, Ion Holes and Double Layers. Electrostatic Phase Space Structures in Theory and Experiment // *Phys. Rep.* 1986. V. 140, No. 3. P. 161–191; [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(86\)90043-8](https://doi.org/10.1016/0370-1573(86)90043-8).
70. *Eliasson B., Shukla P.K.* Formation and Dynamics of Coherent Structures Involving Phase-Space Vortices in Plasmas // *Phys. Rep.* 2006. V.422, No.6. P. 225–290; <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.003>.
71. *Hutchinson I.H.* Electron Holes in Phase Space: What They Are and Why They Matter // *Phys. Plasmas*. 2017. V.24, No.5. P.055601-1–055601-13; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4976854>.
72. *Ergun R.E., Carlson C.W., McFadden J.P., Strangeway R.J., Goldman M.V., Newman D.L.* Electron Phase-Space Holes and the VLF Saucer Source Region // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V.28, No.19. P.3805–3808; <https://doi.org/10.1029/2001GL013024>.
73. *Norgren C., André M., Graham D.B., Khotyaintsev Yu.V., Vaivads A.* Slow Electron Holes in Multicomponent Plasmas // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V.42, No. 18. P. 7264–7272; <https://doi.org/10.1002/2015GL065390>.
74. *Сотников Г.В., Яценко Т.Ю.* Предельный ток нескомпенсированного электронного пучка, транспортируемого в коаксиальной камере дрейфа // *ЖТФ*. 2002. Т. 72, № 5. С. 22–25; <https://doi.org/10.1134/1.1479978>.
75. *Dubinov A.E., Tarakanov V.P.* Nonlinear Dynamics of Phase Space Structures Arising from Counterinjection of Overlimiting Relativistic Electron Beams into a Long Equipotential Cavity // *Phys. Wave Phenom.* 2020. V.28, No.4. P. 348–353; <https://doi.org/10.3103/S1541308X20040032/>.
76. *Miner L.M., Voss D.E., Koslover R.A., Miera B.M., Cremer C.D., Biggs A.W.* High-Power Microwave Test Facility Based on Double-Anode Relativistic Tetrode (DART) Oscillators // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 1992. V. 34, No. 3. P. 229–234; <https://doi.org/10.1109/15.155834>.
77. *Дубинов А.Е., Ефимова И.А.* Динамика магнитоизолированного релятивистского электронного пучка с виртуальными катодами в составных трубах дрейфа // *ЖТФ*. 2001. Т. 71, № 6. С. 80–86; <https://doi.org/10.1134/1.1379642>.

78. *Dubinov A. E., Petrik A. G., Kurkin S. A., Frolov N. S., Koronovskii A. A., Hramov A. E.* Virpertron: A Novel Approach for a Virtual Cathode Oscillator Design // *Phys. Plasmas*. 2017. V. 24, No. 7. P. 073102-1–073102-5; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4989715>.
79. *Mumtaz S., Nguyen L. N., Uhm H., Lamichhane P., Lee S.-W., Choi E. H.* A Novel Approach to Form Second Virtual Cathode by Installing a Floating Zone Plate inside the Drift Tube // *Results Phys.* 2020. V. 17. P. 103052-1–103052-8; <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103052>.
80. *Дубинов А. Е., Тараканов В. П.* Моделирование формирования сжатого состояния электронного пучка в замкнутой трубе дрейфа при токе пучка, меньшем предельного // *ЖТФ*. 2020. Т. 90, № 6. С. 1043–1046; <https://doi.org/10.1134/S1063784220060080>.
81. *Liu G., Huang W., Shao H., Qiu S., Wang H., Liu J., Wang F., Yang Z., Qiao Y.* Effects of Diode Current on High Power Microwave Generation in a Vircator // *J. Plasma Phys.* 2009. V. 75, No. 6. P. 787–798; <https://doi.org/10.1017/S0022377809007909>.
82. *Mahaffey R. A., Sprangle P., Golden J., Kapetanacos C. A.* High-Power Microwaves from a Nonisochronic Reflecting Electron System // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 39, No. 13. P. 843–846; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.843>.
83. *Дубинов А. Е., Коновалов И. В., Рожнов И. В., Селемир В. Д., Тихонов А. В., Шибалко К. В.* Отражательный триод с виртуальным катодом, управляемый внутренней обратной ТЕМ-связью // *Письма ЖТФ*. 2002. Т. 28, № 20. С. 1–6; <https://doi.org/10.1134/1.1519024>.
84. *Roy A., Sharma A., Mitra S., Menon R., Sharma V., Nagesh K. V., Chakravarthy D. P.* Oscillation Frequency of a Reflex-Triode Virtual Cathode Oscillator // *IEEE Trans. Electron Dev.* 2011. V. 58, No. 2. P. 553–561; <https://doi.org/10.1109/TED.2010.2091132>.
85. *Davis H. A., Bartsch R. R., Kwan T. J. T., Sherwood E. G., Stringfield R. M.* Experimental Confirmation of the Reditron Concept // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1988. V. 16, No. 2. P. 192–198; <https://doi.org/10.1109/27.3814>.
86. *Davis H. A., Fulton R. D., Sherwood E. G., Kwan T. J. T.* Enhanced-Efficiency, Narrow-Band Gigawatt Microwave Output of the Reditron Oscillator // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1990. V. 18, No. 3. P. 611–617; <https://doi.org/10.1109/27.55934>.
87. *Гадецкий Н. П., Магда И. И., Найстетер С. И., Прокопенко Ю. В., Чумаков В. И.* Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью — виртод // *Физ. плазмы*. 1993. Т. 19, № 4. С. 530–537.
88. *Селемир В. Д., Дубинов А. Е., Дубинов Е. Е., Коновалов И. В., Тихонов А. В.* Гибридный СВЧ-генератор на основе системы виркатор + ЛБВ — виртод // *Письма ЖТФ*. 2001. Т. 27, № 14. С. 25–29; <https://doi.org/10.1134/1.1388951>.
89. *Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D.* A Vircator with Electron Beam Premodulation Based on High-Current Repetitively Pulsed Accelerator // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2002. V. 30, No. 1. P. 274–285; <https://doi.org/10.1109/TPS.2002.1003871>.
90. *Калинин Ю. А., Стародубов А. В., Фокин А. С.* Гибридный СВЧ-генератор на основе виркатора с неламинарным электронным пучком и элект-

- тродинамической секцией // Физ. плазмы. 2019. Т. 45, № 8. С. 737–744; <https://doi.org/10.1134/S1063780X19070043>.
91. Дубинов А. Е., Ефимова И. А., Михеев К. Е., Селемир В. Д., Тараканов В. П. Гибридные СВЧ-генераторы с виртуальным катодом // Физ. плазмы. 2004. Т. 30, № 6. С. 541–562; <https://doi.org/10.1134/1.1768583>.
  92. Kwan T. J. T., Davis H. A. Numerical Simulations of the Reditron // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16, No. 2. P. 185–191; <https://doi.org/10.1109/27.3813>.
  93. Дубинов А. Е., Лойко М. В. Электронный поток с двумя виртуальными катодами — новый режим плоского вакуумного диода // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49, № 10. С. 1264–1267.
  94. Su D., Tang Ch. Plasma-Based Multistage Virtual Cathode Radiation // Phys. Plasmas. 2011. V. 18, No. 12. P. 123104-1–4; <http://dx.doi.org/10.1063/1.3672059>.
  95. Дубинов А. Е., Ефимова И. А., Коновалов И. В., Макарова Н. Н., Селемир В. Д., Суворов В. Г., Шибалко К. В. Магнитоизолированный виркатор. Патент РФ № 2221306 (приоритет 13.09.2001, опубликован 10.01.2004); [https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips\\_servlet?DB=RUPAT&rn=3897&DocNumber=2221306&TypeFile=pdf](https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips_servlet?DB=RUPAT&rn=3897&DocNumber=2221306&TypeFile=pdf).
  96. Dubinov A. E., Saikov S. K., Tarakanov V. P. Multiviricator as a New Highly Effective Microwave Generator with Multiple Virtual Cathodes: Concept and PIC-Simulation // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48, No. 1. P. 141–145; <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2956833>.
  97. Moffatt D. L., Puskar R. J. A Subsurface Electromagnetic Pulse Radar // Geophysics. 1976. V. 41, No. 3. P. 506–518; <https://doi.org/10.1190/1.1440629>.
  98. Sakkila L., Rivenq A., Tatkeu C., Elhillali Y., Ghys J.-P. Performances of Micropower UWB Radar Using Orthogonal Waveforms // Wireless Eng. Techn. 2014. V. 5, No. 3. P. 74–87; <http://dx.doi.org/10.4236/wet.2014.53009>.
  99. Muggli P., Liou R., Hoffman J., Katsouleas T., Joshi C. Generation of Ultrashort, Discrete Spectrum Microwave Pulses Using the dc to ac Radiation Converter // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72, No. 1. P. 19–21; <https://doi.org/10.1063/1.120633>.
  100. Яландин М. И., Шпак В. Г. Мощные малогабаритные импульсно-периодические генераторы субнаносекундного диапазона (обзор) // ПТЭ. 2001, № 3. С. 5–31; <https://doi.org/10.1023/A:1017535304915>.
  101. Бессараб А. В., Гаранин С. Г., Мартыненко С. П., Прудкой Н. А., Солдатов А. В., Терехин В. А., Трутнев Ю. А. Генератор сверхширокополосного электромагнитного излучения, инициируемый пикосекундным лазером // Докл. АН. 2006. Т. 411, № 5. С. 609–612; <https://doi.org/10.1134/S1028335806120044>.
  102. Андреев Ю. А., Ефремов А. М., Кошелев В. И., Ковальчук Б. М., Плиско В. В., Сухушин К. Н. Генерация и излучение мощных сверхширокополосных импульсов пикосекундной длительности // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 12. С. 1457–1467; <https://doi.org/10.1134/S1064226911110027>.
  103. Кондратьев А. А., Лазарев Ю. Н., Потапов А. В., Тищенко А. С., Заволоков Е. В., Сорокин И. А. Экспериментальное исследование генератора ЭМИ

- СВЧ-диапазона на основе сверхсветового источника // Докл. АН. 2011. Т. 438, № 5. С. 615–618; <https://doi.org/10.1134/S1028335811060085>.
104. *Brendel V. M., Bukin V. V., Garnov S. V., Bagdasarov V. Kh., Sadovskii S. P., Chizhov P. A., Dolmatov T. V., Loza O. T., Litvin V. O., Tarakanov V. P., Terekhin V. A., Trutnev Yu. A.* Superluminal Source of Directional Pulsed Wideband Electromagnetic Radiation // *Phys. Wave Phenom.* 2014. V. 22, No. 4. P. 219–222; <https://doi.org/10.3103/S1541308X14040013>.
105. *Ender A. Ya., Kuznetsov V. I., Schamel H., Akimov P. V.* Switching of Non-neutral Plasma Diodes. I. Analytic Theory // *Phys. Plasmas.* 2004. V. 11, No. 6. P. 3212–3223; <https://doi.org/10.1063/1.1723447>.
106. *Kuznetsov V. I., Ender A. Ya., Schamel H., Akimov P. V.* Switching of Nonneutral Plasma Diodes. II. Numerical Results // *Phys. Plasmas.* 2004. V. 11, No. 6. P. 3224–3233; <https://doi.org/10.1063/1.1723460>.
107. *Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.* Возбуждение ленгмюровских солитонов моноэнергетическим электронным пучком // *ЖЭТФ.* 1979. Т. 76. № 5. С. 1571–1585; [http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e\\_049\\_05\\_0797.pdf](http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_049_05_0797.pdf).
108. *Файнберг Я. Б.* Ускорение заряженных частиц в плазме // *УФН.* 1967. Т. 93, № 4. С. 617–631; <https://doi.org/10.1070/PU1968v010n06ABEH003715>.
109. *Tajima T., Dawson J. M.* Laser Electron Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 43, No. 4. P. 267–270; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267>.
110. *Rosenzweig J. B., Cline D. B., Cole B., Figueroa H., Gai W., Konecny R., Norem J., Schoessow P., Simpson J.* Experimental Observation of Plasma Wake-Field Acceleration // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 61, No. 1. P. 98–101; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.98>.
111. *Sessler A. M.* Frontiers of Particle Beam Physics // *Phys. Fluids B.* 1990. V. 2, No. 6. P. 1325–1330; <https://doi.org/10.1063/1.859550>.
112. *Katsouleas T.* Plasma Accelerators Race to 10 GeV and Beyond // *Phys. Plasmas.* 2006. V. 13, No. 5. P. 055503-1–055503-7; <http://dx.doi.org/10.1063/1.2198172>.
113. *Буланов С. В., Кирсанов В. И., Сахаров А. С.* Возбуждение ультрарелятивистских ленгмюровских волн импульсом электромагнитного излучения // *Письма ЖЭТФ.* 1989. Т. 50, № 4. С. 176–178; [http://jetpletters.ac.ru/ps/1127/article\\_17078.pdf](http://jetpletters.ac.ru/ps/1127/article_17078.pdf).
114. *Hidding B., Geissler M., Pretzler G., Amthor K.-U., Schwoerer H., Karsch S., Veisz L., Schmid K., Sauerbrey R.* Quasimonoenergetic Electron Acceleration in the Self-Modulated Laser Wakefield Regime // *Phys. Plasmas.* 2009. V. 16, No. 4. P. 043105-1–043105-11; <https://doi.org/10.1063/1.3109666>.
115. *Базылев В. А., Головизнин В. В., Схеп Т., Тулунов А. В.* О возможности возбуждения нелинейных плазменных колебаний релятивистским электронным пучком // *Письма ЖЭТФ.* 1994. Т. 59, № 2. С. 98–102; [http://jetpletters.ac.ru/ps/1296/article\\_19574.pdf](http://jetpletters.ac.ru/ps/1296/article_19574.pdf).
116. *Avinash K., Berezhiani V. I.* Wake Field in Electron–Positron Plasmas // *J. Plasma Phys.* 1993. V. 50, No. 1. P. 79–84; <https://doi.org/10.1017/S0022377800026921>.
117. *Dubinov A. E., Selemir V. D., Sudovtsov A. V.* Excitation of Wake-Fields in an Electron–Positron Plasma by an Ultrarelativistic Proton Beam //

- Phys. Lett. A. 1996. V. 223, No. 3. P. 186–188; [https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(96\)00677-9](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(96)00677-9).
118. *Дубинов А. Е., Колотков Д. Ю.* Кильватерные волны в электрон-позитрон-ионной плазме, возбуждаемые протонным пучком // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 2. С. 48–50; <https://doi.org/10.1134/S1063784211020125>.
119. *Tajima T., Yan X. Q., Ebisuzaki T.* Wakefield Acceleration // Rev. Mod. Plasma Phys. 2020. V. 4. P. 7-1–7-72; <https://doi.org/10.1007/s41614-020-0043-z>.
120. *Шапиро В. Д., Шевченко В. И.* Квазилинейная теория релаксации электронного пучка в магнитоактивной плазме // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 4. С. 1187–1202; [http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e\\_027\\_04\\_0635.pdf](http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_027_04_0635.pdf).
121. *Brejzman V. N., Ryutov D. D.* Powerful Relativistic Electron Beams in a Plasma and in a Vacuum (Theory) // Nucl. Fusion. 1974. V. 14, No. 6. P. 873–907; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/14/6/012>.
122. *Березин А. К., Файнберг Я. Б., Березина Г. П., Болотин Л. И., Ступак В. Г.* О взаимодействии интенсивных электронных пучков с плазмой // АЭ. 1961. Т. 11, № 6. С. 493–497; <https://doi.org/10.1007/BF01591374>.
123. *Тараканов В. П., Шустин Е. Г.* Динамика пучковой неустойчивости в ограниченном объеме плазмы: Численный эксперимент // Физ. плазмы. 2007. Т. 33, № 2. С. 151–158; <https://doi.org/10.1134/S1063780X07020067>.
124. *Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Тараканов В. П.* Моделирование нагрева заряженной электронной плазмы дополнительным электронным пучком // Физ. плазмы. 2020. Т. 46, № 11. С. 1026–1032; <https://doi.org/10.1134/S1063780X20110021>.
125. *Compton K. T., van Voorhis C. C.* Probability of Ionization of Gas Molecules by Electron Impacts // Phys. Rev. 1925. V. 26, No. 4. P. 436–453; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.26.436>.
126. *Peters P. J., Bastiaens H. M. J., Witteman W. J., Sauerbrey R., Dane C. B., Tittel F. K.* Efficient XeF ( $C \rightarrow A$ ) Laser Excited by a Coaxial Electron Beam at Intermediate Pumping Rates // IEEE Trans. Quantum Electr. 1990. V. 26, No. 9. P. 1569–1573; <https://doi.org/10.1109/3.102637>.
127. *Xing D., Wang Q., Tan S.-c., Ueda K.-i.* Observation of Net Gain in the Yellow Band of  $K_2$  Excimer by Electron-Beam Pumping // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74, No. 6. P. 792–794; <https://doi.org/10.1063/1.123369>.
128. *Abdullin E. N., Ivanov N. G., Kovalchuk B. M., Losev V. F., Skakun V. S., Tarasenko V. F., Turchanovsky I. Yu., Yastremsky A. G.* High-Power Wide-Aperture Electron-Beam-Pumped Lasers on Dense Gases // Laser Phys. 2006. V. 16, No. 1. P. 89–103; <https://doi.org/10.1134/S1054660X06010087>.
129. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А.* Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. 1990. Т. 160, № 7. С. 49–82; <https://doi.org/10.1070/PU1990v033n07ABEN002606>.
130. *Гуревич А. В., Зыбин К. П.* Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН. 2001. Т. 171, № 11. С. 1177–1199; <https://doi.org/10.1070/PU2001v044n11ABEN000939>.
131. *Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И.* Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных

- пучков // УФН. 2004. Т. 174, № 9. С. 953–971; <https://doi.org/10.1070/PU2004v047n09ABEH001790>.
132. *Tarasenko V.F.* Runaway Electrons in Diffuse Gas Discharges // *Plasma Sources Sci. Techn.* 2020. V. 29, No. 3. P. 034001-1–034001-21; <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5c57>.
  133. *Rahman M., Cooray V., Ahmad N.A., Nyberg J., Rakov V.A., Sharma S.* X-Rays from 80-cm Long Sparks in Air // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35, No. 6. P. L06805-1–L06805-4; <https://doi.org/10.1029/2007GL032678>.
  134. *Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V.* Supershort Avalanche Electron Beams and X-Rays in Atmospheric-Pressure Air // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010. V. 38, No. 4. P. 741–750; <https://doi.org/10.1109/TPS.2009.2037908>.
  135. *Cohen M.B., Inan U.S., Said R.K., Gjestland T.* Geolocation of Terrestrial Gamma-Ray Flash Source Lightning // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37, No. 2. P. L02801-1–L02801-5; <https://doi.org/10.1029/2009GL041753>.
  136. *Бабич Л.П.* Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма ЖЭТФ.* 2006. Т. 84, № 6. С. 345–348; <https://doi.org/10.1134/S0021364006180020>.
  137. *Бабич Л.П.* Грозовые нейтроны // УФН. 2019. Т. 189, № 10. С. 1044–1069; <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.12.038501>.
  138. *Gurevich A.V., Carlson H.C., Medvedev Yu.V., Zybin K.P.* Generation of Electron–Positron Pairs in Runaway Breakdown // *Phys. Lett. A.* 2000. V. 275, No. 1–2. P. 101–108; [https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(00\)00558-2](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(00)00558-2).
  139. *Агзамова Д.Р., Борисенок В.А., Дубинов А.Е., Клевцов А.Н., Кручинин В.А., Садовой С.А., Селемир В.Д.* Зажигание пучково-плазменного разряда электронами, эмитированными сегнетозлектриком // *Теплофиз. высок. темп.* 1998. Т. 36, № 3. С. 510–513; <http://www.mathnet.ru/links/2b0b9e8caa90c052aaec97f02f51ab94/tvt2436.pdf>.
  140. *Lock E.H., Petrova Tz.B., Petrov G.M., Boris D.R., Walton S.G.* Electron Beam-Generated Ar/N<sub>2</sub> Plasma: The Effect of Nitrogen Addition on the Brightest Argon Emission Lines // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23, No. 4. P. 043518-1–043518-11; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4946880>.
  141. *Zolotukhin D.B., Lomaev M.I., Oks E.M., Tyunkov A.V., Yushkov Yu.G.* Beam Plasma Discharge in a Dielectric Cavity by Electron Beam Injection // *Plasma Sources Sci. Techn.* 2019. V. 28, No. 3. P. 035018-1–035018-11; <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab0942>.
  142. *Shustin E.G.* Beam Plasma Discharge in Technologies of Materials for Nanoelectronics // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1393. P. 012058-1–012058-9; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012058>.
  143. *Shustin E.G., Isaev N.V., Temiryazeva M.P., Fedorov Yu.V.* Beam Plasma Discharge at Low Magnetic Field as Plasma Source for Plasma Processing Reactor // *Vacuum.* 2009. V. 83, No. 11. P. 1350–1354; <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2009.03.033>.
  144. *Meger R.A., Blackwell D.D., Fernsler R.F., Lampe M., Leonhardt D., Manheimer W.M., Murphy D.P., Walton S.G.* Beam-Generated Plasmas for Processing Applications // *Phys. Plasmas.* 2001. V. 8, No. 5. P. 2558–2564; <http://dx.doi.org/10.1063/1.1345506>.

145. *Minami K., Low W.R., Destler W.W., Kehs R.A., Granatstein V.L., Carmel Y.* Observation of a Resonant Enhancement of Microwave Radiation from a Gas-Filled Backward Wave Oscillator // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53, No. 7. P. 559–561; <https://doi.org/10.1063/1.99856>.
146. *Ogura K., Minami K., Kurashina K.-i., Kim W., Watanabe T., Ishii K., Sugito S.* Experiment on a Large-Diameter Plasma-Filled Backward-Wave Oscillator // *Fusion Eng. Des.* 1995. V. 26, No. 1–4. P. 365–373; [https://doi.org/10.1016/0920-3796\(94\)00203-J](https://doi.org/10.1016/0920-3796(94)00203-J).
147. *Стрелков П. С.* Экспериментальная плазменная релятивистская сверх-высокочастотная электроника // *УФН.* 2019. Т. 189, № 5. С. 494–517; <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.09.038443>.
148. *Vrba P.* Modelling of Electron Stream Discharge // *Czech. J. Phys.* 1995. V. 45, No. 12. P. 1083–1094; <https://doi.org/10.1007/BF01692000>.
149. *Дубинов А. Е.* Моделирование пучково-плазменного разряда при токе пучка, превышающем предельный вакуумный ток // *Теплофиз. выс. темп.* 2004. Т. 42, № 5. С. 676–682; <https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000046520.56858.b9>.
150. *Filatov R.A., Hramov A.E., Bliokh Y.P., Koronovskii A.A., Felsteiner J.* Influence of Background Gas Ionization on Oscillations of a Virtual Cathode with Retarding Potential // *Phys. Plasmas.* 2009. V. 16, No. 3. P. 033106-1–033106-6; <http://dx.doi.org/10.1063/1.3080200>.
151. *El-Nagar Kh., Saudy M.A., Eatah A.I., Masoud M.M.* DC Pseudo Plasma Discharge Treatment of Polyester Textile Surface for Disperse Dyeing // *J. Textile Inst.* 2006. V. 97, No. 2. P. 111–117; <http://dx.doi.org/10.1533/joti.2005.0169>.
152. *Shager A.M., Sroor A. T., El Tayeb H.A., El Gamal H.A., Masoud M.M.* Nitrogen Glow Discharge by a DC Virtual Cathode // *Z. Natur. A.* 2008. V. 63, No. 7–8. P. 412–418; <https://doi.org/10.1515/zna-2008-7-805>.
153. *Saudy M. A., Eatah A. I., Masoud M. V.* Characteristics of DC Pseudo-Electric (Virtual Cathode) Discharge in Helium Gas // *Fizika A.* 2005. V. 14, No. 3. P. 225–232.
154. *Saudy M. A.* DC Pseudo-Glow Discharge in Nitrogen Gas // *Plasma Dev. Operat.* 2009. V. 17, No. 1. P. 88–96; <https://doi.org/10.1080/10519990902723720>.
155. *Lloyd O.* High Vacuum Measurement by Means of Virtual Cathode Relaxation Time // *Brit. J. Appl. Phys.* 1966. V. 17, No. 1. P. 357–370; <https://doi.org/10.1088/0508-3443/17/3/308>.
156. *Дубинов А. Е., Дубинова И. Д., Львов И. Л., Михеев К. Е.* Способ измерения вакуума. Патент РФ № 2175438 (приоритет 22.06.2000, опубликован 27.10.2001); [https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips\\_servlet?DB=RUPAT&rn=3270&DocNumber=2175438&TypeFile=pdf](https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips_servlet?DB=RUPAT&rn=3270&DocNumber=2175438&TypeFile=pdf).
157. *Дубинов А. Е., Лажинцев Б. В., Макарова Н. Н., Селемир В. Д.* Способ получения активной среды в газовом лазере. Патент РФ № 2216083 (приоритет 06.17.2001, опубликован 10.11.2003); [https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips\\_servlet?DB=RUPAT&rn=7228&DocNumber=2216083&TypeFile=html](https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips_servlet?DB=RUPAT&rn=7228&DocNumber=2216083&TypeFile=html).
158. *Селемир В. Д., Дубинов А. Е., Птицын Б. Г., Евсеенко А. А., Летягин В. А., Нургалиев Р. К., Суворов В. Г., Судовцов А. В.* Влияние вакуумных усло-

- вий на СВЧ-генерацию в виркаторе // Письма ЖТФ. 2001. Т. 27, № 22. С. 73–79; <https://doi.org/10.1134/1.1424408>.
159. *Dubinov A. E., Selemir V. D., Tarakanov V. P.* A Gas-Discharge Viricator: Results of Simulation // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49, No. 6. P. 1834–1841; <https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3080987>.
160. *Филиппов А. В., Васильев М. Н., Гавриков А. В., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Старостин А. Н., Фортвов В. Е.* Сверхвысокая зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме // Письма ЖЭТФ. 2007. Т. 86, № 1. С. 16–21; <https://doi.org/10.1134/S0021364007130048>.
161. *Guio P., Pécseli H. L.* Phase Space Structures Generated by Absorbing Obstacles in Streaming Plasmas // Ann. Geophys. 2005. V. 23, No. 3. P. 853–865; <https://doi.org/10.5194/angeo-23-853-2005>.
162. *Волосов В. И., Чириков Б. В.* О компенсации пространственного заряда электронного пучка // ЖТФ. 1957. Т. 37, № 11. С. 2624–2630.
163. *Малышев И. Ф., Рыбас К. П.* О времени существования виртуального катода // Электрофизическая аппаратура: Сб. ст. М.: Атомиздат, 1964. № 2. С. 179–188.
164. *Pierce J. R.* Limiting Stable Current in Electron Beams in the Presence of Ions // J. Appl. Phys. 1944. V. 15, No. 10. P. 721–726; <https://doi.org/10.1063/1.1707378>.
165. *Незлин М. В., Солнцев А. М.*, Предельные токи и электрон-ионные колебания в квазинейтральных электронных пучках // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 2. С. 437–450; [http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e\\_026\\_02\\_0290.pdf](http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_026_02_0290.pdf).
166. *Шафер В. Ю.* Механизм формирования виртуального катода в открытых пучково-волноводных системах // ЖЭТФ. 1994. Т. 106, № 1. С. 186–191; [http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e\\_079\\_01\\_0102.pdf](http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_079_01_0102.pdf).