

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Экспериментальная плазменная релятивистская сверхвысокочастотная электроника

П.С. Стрелков

Представлен обзор работ по плазменной релятивистской сверхвысокочастотной (СВЧ) электронике, выполненных в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Исследуется процесс излучения электромагнитных волн сильноточным релятивистским электронным пучком при инжекции его в лабораторную плазму. Результаты экспериментальных исследований сравниваются с выводами аналитической теории, а также с результатами численного моделирования. Экспериментально реализована быстрая электронная перестройка частоты излучения, которую трудно осуществить в рамках вакуумной релятивистской СВЧ-электроники. В этом состоит прикладное значение таких исследований.

**Ключевые слова:** эксперимент, плазма, релятивистский электронный пучок, СВЧ-излучение, СВЧ-генератор, СВЧ-усилитель, сильноточный ускоритель

PACS numbers: 52.75.-d, 84.30.Jc

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.09.038443>

### Содержание

1. Введение (494).
2. Некоторые сведения из теории взаимодействия релятивистского электронного пучка с пространственно-ограниченной плазмой (495).
3. Формирование электронных пучков (497).
4. Методы создания плазмы (500).
5. Методы измерения параметров СВЧ-излучения (502).
6. Схема и основные принципы работы плазменного релятивистского СВЧ-генератора (503).
7. Результаты исследований плазменного релятивистского СВЧ-генератора с длительностью импульса тока пучка 30 нс (504).
8. Плазменный релятивистский СВЧ-генератор импульсов микросекундной длительности (506).
9. Перестройка частоты плазменного релятивистского СВЧ-генератора в импульсно-периодическом режиме (508).
10. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель с длительностью импульса тока релятивистского электронного пучка 30 нс (509).
11. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель микросекундной длительности. Частота 2,4–3,1 ГГц (510).
12. Заключение (515).

Список литературы (516).

### 1. Введение

Экспериментальная плазменная сверхвысокочастотная (СВЧ) электроника основана на эффекте возбуждения электромагнитных волн в плазме электронным пучком.

**П.С. Стрелков.** Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: strelkov@fpl.gpi.ru

Статья поступила 23 апреля 2018 г.

Этот эффект был открыт в теоретических работах советских учёных А.И. Ахиезера и Я.Б. Файнберга [1], а также американских учёных D. Bohm и E.P. Gross [2]. Первые эксперименты по обнаружению плазменно-пучковой неустойчивости были проведены в 1959–1960 гг. и опубликованы в работах [3–5]. Исследовались спектры излучения из плазмы и изменение функции распределения электронов пучка при взаимодействии с плазмой. Решались прикладные задачи: ускорение ионов в электрических полях, возбуждаемых в плазме, и нагрев плазмы при развитии плазменно-пучковой неустойчивости. Но такие исследования нельзя отнести к плазменной СВЧ-электронике, хотя без них это направление СВЧ-электроники не могло бы появиться.

К плазменной СВЧ-электронике относятся только те экспериментальные исследования взаимодействия электронного пучка с плазмой, в которых специально подбираются условия для обеспечения максимально возможного превращения энергии электронного пучка в энергию электромагнитного излучения. В плазменной СВЧ-электронике основными являются две задачи: возбуждение в плазме электромагнитных волн с максимально возможными амплитудами и создание условий для эффективного излучения их из плазмы. Причём задача эффективного вывода СВЧ-излучения из плазмы решается только в рамках плазменной СВЧ-электроники.

В различных работах экспериментально исследовались два типа СВЧ-источников излучения, заполненных плазмой. Заполнение плазмой обычного вакуумного источника СВЧ-излучения может приводить к улучшению некоторых его параметров — к повышению мощности излучения, увеличению рабочего диапазона частот и т.д. Такие источники излучения получили название *гибридных СВЧ-приборов*. Механизм возбуждения волн в гибридном приборе совпадает с механизмом работы его

вакуумных аналогов (лампы бегущей волны, лампы обратной волны, гиротрона и т.д.), поэтому такой прибор может работать и без плазмы. Это направление плазменной нерелятивистской СВЧ-электроники интенсивно развивалось в нашей стране в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ, г. Харьков) и во Всероссийском электротехническом институте (ВЭИ, г. Москва), а также в США.

Мы будем рассматривать только такие СВЧ-источники, действие которых основано на возбуждении собственных волн в цилиндрическом металлическом волноводе постоянного диаметра, заполненном плазмой. Такие приборы получили название *плазменных СВЧ-источников*. Эти источники, в отличие от гибридных, в отсутствие плазмы не излучают.

Первые эксперименты по плазменной СВЧ-электронике были проведены в 1960–1970 гг. При этом использовались нерелятивистские электронные пучки, энергия электронов в которых составляла 0,6–30 кэВ  $\ll \ll 511$  кэВ =  $mc^2$ . Исследования проводились во многих странах мира. Большой вклад в эти исследования внесли учёные из Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (г. Москва) [6]. Обзор работ по нерелятивистской плазменной СВЧ-электронике можно найти в [7]. В этом обзоре и в книге [6] рассмотрены плазменные СВЧ-приборы, которые без плазмы не излучают. Описанные далее исследования являются прямым продолжением экспериментов [6, 7] и отличаются от них только переходом от нерелятивистских ( $< 30$  кэВ,  $< 20$  А) микросекундных ( $T > 1$  мкс) электронных пучков к сильноточным ( $\sim 500$  кэВ,  $\sim 2$  кА) наносекундным ( $T < 1$  мкс) релятивистским электронным пучкам.

Экспериментальные работы в Институте общей физики им. А.М. Прохорова (ИОФ РАН) по плазменной релятивистской СВЧ-электронике были начаты по инициативе А.А. Рухадзе при поддержке М.С. Рабиновича. Теория экспериментальных плазменно-пучковых систем разрабатывалась коллективом учёных под руководством А.А. Рухадзе [8–10]. Эксперименты проводились на сильноточных релятивистских ускорителях, изготовленных либо полностью в Институте сильноточной электроники (ИСЭ СО РАН, г. Томск) [11], либо при участии сотрудников ИСЭ СО РАН. Обзор исследований, проведённых до 2001 г., можно найти в книгах [12, 13] и в обзоре [14]. При обсуждении результатов эксперимента использовались результаты теории [8–10, 12] и расчётов, проведённых на основе этой теории, для конкретных условий эксперимента. Кроме того, результаты эксперимента сравнивались с результатами численного моделирования, осуществляемого с помощью электромагнитного кода КАРАТ [15, 16].

## 2. Некоторые сведения из теории взаимодействия релятивистского электронного пучка с пространственно-ограниченной плазмой

В ходе эксперимента в металлическом круглом волноводе создавалась трубчатая плазма, внутрь или снаружи которой инжектировался трубчатый релятивистский электронный пучок (РЭП). Резкость радиальных границ плазмы и пучка достигалась за счёт размещения волновода в продольном магнитном поле. Индукция магнитного поля  $B$  была такова, что  $\Omega_e > \omega_p$ . Здесь  $\Omega_e = eB/mc$

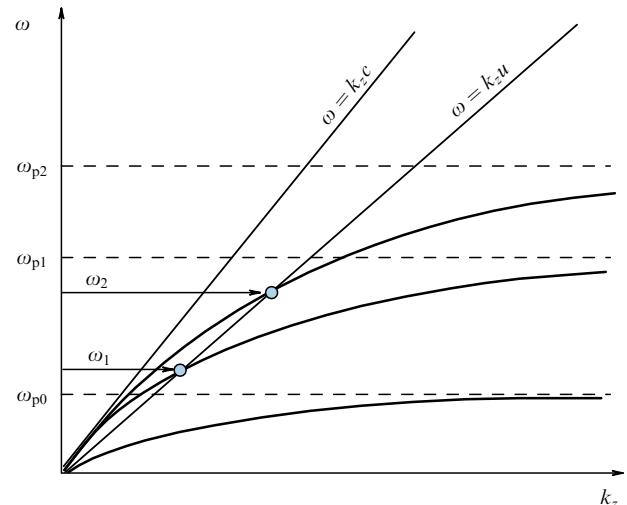


Рис. 1. Дисперсия плазменных мод  $E_{01}$  для трёх значений плотности плазмы.

— циклотронная частота,  $e$  — заряд электрона,  $m$  — масса электрона,  $c$  — скорость света,  $\omega_p = (4\pi n_p e^2 / m)^{1/2}$  — плазменная частота,  $n_p$  — плотность электронов плазмы.

Качественная картина дисперсии  $\omega(k_z)$  медленных плазменных волн, т.е. волн, у которых фазовая скорость меньше скорости света,  $v_{ph} < c$ , показана на рис. 1. Здесь  $\omega$  — частота,  $k_z$  — продольное волновое число. На рисунке 1 изображено семейство кривых дисперсии электромагнитных волн в цилиндрическом плазменном волноводе без электронного пучка для различных значений плотности плазмы. На кривые дисперсии плазменных волн наложена кривая дисперсии медленной волны пространственного заряда пучка  $\omega = k_z u$  в приближении  $\omega_b \ll \omega$ , где  $u$  — скорость электронов пучка, а  $\omega_b$  — плазменная частота пучка.

Частота медленных плазменных волн при  $k_z = 0$  равна нулю, а при  $k_z = \infty$  равна плазменной частоте  $\omega_p$ . В точках пересечения кривой дисперсии волны пучка с кривыми дисперсии плазменных волн фазовые скорости волн пучка и плазмы совпадают и возможно возбуждение плазменных электромагнитных волн на основе чerenковского механизма,  $u \geq v_{ph}$ , где  $v_{ph}$  — фазовая скорость плазменной волны. С увеличением плотности плазмы (при переходе от  $\omega_{p1}$  к  $\omega_{p2}$ ) частота возбуждаемых волн возрастает. Это позволяет управлять частотой излучения от одного импульса тока пучка к другому за счёт изменения плотности плазмы. При малом значении плотности плазмы  $\omega_{p0}$  резонансное условие не выполняется, и возбуждение плазменной волны невозможно. Из рисунка 1 следует, что резонансное условие  $u \approx v_{ph}$  может быть выполнено только при  $n_p > n_p^*$ , где  $n_p^*$  — критическое значение плотности плазмы. Здесь надо отметить, что на рис. 1 изображена дисперсия только мод  $E_{01}$ .

Дисперсионные кривые плазменного волновода в ко-нечном магнитном поле для конкретных параметров плазмы и величины магнитного поля приведены на рис. 2.

На рисунке 2 приведены только Е-моды, поскольку дисперсия поперечных ТЕ-мод совпадает с дисперсией волновода в вакууме. Изображена также кривая, соответствующая дисперсии медленной пучковой волны для конкретных параметров РЭП. Вначале рассмотрим се-

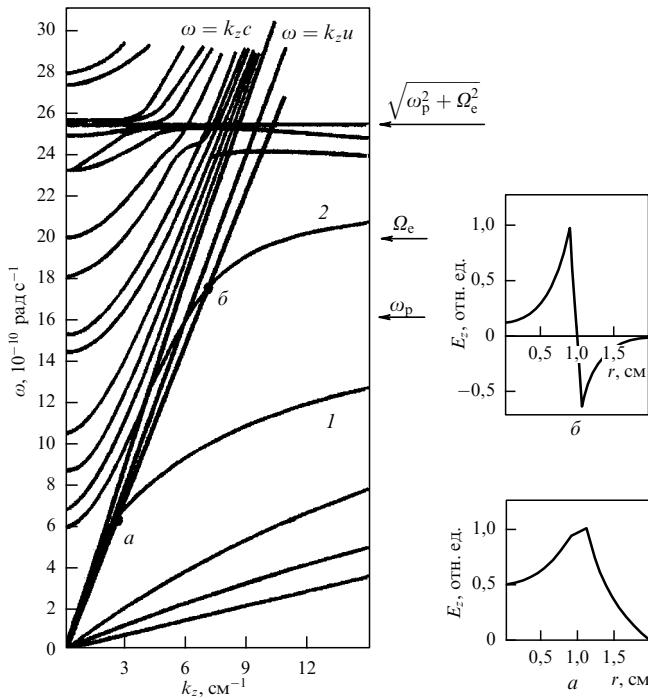


Рис. 2. Дисперсия плазменного волновода ( $R = 2 \text{ см}$ ,  $r_p = 1 \text{ см}$ ,  $\Delta r_p = 0,2 \text{ см}$ ,  $\omega_p = 1,6 \times 10^{11} \text{ рад с}^{-1}$ ,  $\Omega_e = 2 \times 10^{11} \text{ рад с}^{-1}$ ) и электронного пучка ( $eU = 500 \text{ кВ}$ ,  $I_b = 2 \text{ кА}$ ,  $r_b = 0,6 \text{ см}$ ,  $\Delta r_b = 0,1 \text{ см}$ ). Справа — радиальная структура компоненты электрического поля  $E_z$  в резонансных точках  $a$  и  $b$ , выделенных в левой части рис. 2.

мейство кривых 1. Это медленные плазменные азимутально-симметричные моды  $E_{01}$ ,  $E_{02}$ ,  $E_{03}$  и  $E_{04}$ . Дисперсионные кривые для медленных плазменных мод с более высоким индексом лежат ниже кривой для моды  $E_{01}$ , поэтому при переходе системы от устойчивого состояния к неустойчивому при увеличении плотности первой будет возбуждаться мода  $E_{01}$ . Возбуждение этой моды и определяет критическое значение плазменной частоты  $\omega_p^*$ , при котором начинает развиваться пучковая неустойчивость:

$$\omega_p^* = k_1 u \gamma. \quad (1)$$

Здесь  $k_1$  — поперечное волновое число плазменной волны  $E_{01}$ ,  $\gamma$  — релятивистский фактор электронов пучка. Формула (1) выводится из дисперсионного соотношения для плазменного волновода. Определяется плотность плазмы, при которой фазовая скорость плазменной волны равна скорости электронного пучка,  $v_{ph} \approx u$ , т.е. выполняется условие черенковского резонанса. В формулу (1) входит поперечное волновое число  $k_1$ , поскольку мода  $E_{01}$  имеет максимальное значение фазовой скорости (см. рис. 2) при  $k_z \rightarrow 0$ . Возбуждается только одна азимутально-симметричная мода  $E_{01}$ , если

$$k_1 u \gamma < \omega_p < k_2 u \gamma. \quad (2)$$

Здесь  $k_2$  — поперечное волновое число плазменной волны  $E_{02}$ . Подставляя значения волновых чисел  $k_1$  и  $k_2$ , получаем диапазон значений плазменной частоты  $\omega_p$ , в котором возможно возбуждение только одной азимутально-симметричной моды  $E_{01}$  в трубчатой плазме с толщиной стенки  $\Delta$ :

$$\frac{1}{\ln(R/r_p)} < \omega_p^2 \frac{r_p \Delta}{u^2 \gamma^2} < \frac{2}{1 - (r_p/R)^2}. \quad (3)$$

Заметим, что формула (1) получена в предположении  $\omega_b = 0$ . Точный расчёт  $\omega_p^*$  с учётом экспериментальных значений плотности электронов пучка приводит к малым поправкам.

Кроме семейства кривых 1, на рис. 2 представлено семейство кривых 2. При малых  $k_z$  это быстрые волны, структура поля которых близка к структуре Е-мод пустого волновода (изображены только азимутально-симметричные моды). Добавление плазмы при малых  $k_z$  приводит только к сдвигу вакуумных аналогов Е-мод вверх по частоте. Однако при больших значениях  $k_z$  эти моды в присутствии плазмы становятся медленными, и при  $k_z \rightarrow \infty$  их частота стремится к значению  $(\omega_p^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ .

Из рисунка 2 следует, что электронный пучок может возбуждать низшую аксиально-симметричную моду  $E_{01}$  на частотах в окрестности точки  $a$  и другие моды из семейства кривых 2. Низшая по частоте мода семейства 2 может возбуждаться в точке  $b$ . Как следует из рис. 2, компонента высокочастотного поля максимальна внутри плазмы при  $r = r_p$  и спадает к оси. Однако на радиусе пучка ( $r = r_b$ ) поле  $E_z$  в точке  $a$  спадает в 1,8 раза, а в точке  $b$  — в 3,8 раза. Это позволяет возбуждать только моду  $E_{01}$  и не возбуждать волны в точке  $b$ .  $E_z$ -поле в более высокочастотных резонансах семейства кривых 2 сосредоточено практически только в плазме, поэтому эти волны пучком с  $r_b < r_p$  возбуждаться не могут. Обратим внимание на то, что фазовые скорости мод  $E_{01}$  и  $E_{02}$  при  $k_z = 0$  у трубчатой плазмы сильно отличаются (в данном случае более чем в четыре раза, см. рис. 2). Это позволяет изменять в широких пределах только один параметр — плотность плазмы, возбуждая моду  $E_{01}$  и не возбуждая моду  $E_{02}$ .

При фиксированном значении плотности плазмы, превышающем пороговое значение, возбуждение плазменных волн происходит не только на резонансных частотах, отмеченных точками на рис. 2, но также и в окрестности резонансных частот. Зависимости линейного коэффициента усиления  $\delta k$  от частоты приведены на рис. 3. Кривая 1 на рис. 3 рассчитана при тех же параметрах пучка и плазмы, для которых был произведен расчёт кривых на рис. 2. Условия расчёта кривых 2–4 на рис. 3 отличаются от условий расчёта первой кривой только значением плотности плазмы.

В линейном режиме напряжённость электрического поля на каждой из частот будет нарастать вдоль длины плазмы по закону  $E = E_0 \exp(\delta k z)$ , где  $E_0$  — амплитуда напряжённости электрического поля в точке влёта пучка в плазму,  $z = 0$ . Если отражение от концов плазменного волновода отсутствует, то будет реализован режим усилителя. Рисунок 3 позволяет оценить линейный коэффи-

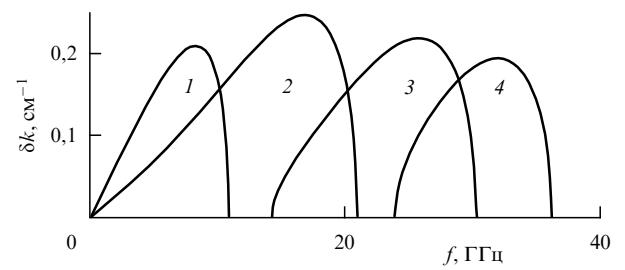


Рис. 3. Зависимость  $\delta k$  от частоты  $f$  для разных значений плотности плазмы: (1)  $0,8$ , (2)  $2,3$ , (3)  $4,4$ , (4)  $6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

циент усиления  $\exp(\delta kL)$  и полосу частот усилителя. Здесь  $L$  — длина плазмы. Если входной сигнал отсутствует, то на выходе плазменного волновода будет наблюдаться усиление собственных шумов электронного пучка в полосах частот, максимальные размеры которых даёт рис. 3.

Если коэффициенты отражения плазменной волны от концов плазменного волновода не равны нулю, то устройство может перейти в режим генерации. Режим генерации возникает при условии  $k_1 k_2 \exp(\delta kL) > 1$ . Здесь  $k_1$  и  $k_2$  — коэффициенты отражения электрического поля волны от концов плазменного волновода. Генерация происходит в полосе усиливаемых частот, показанной на рис. 3, когда на длине плазмы укладывается целое число полуволн, на частотах  $\omega \approx N\pi/L$ .

Радиусы трубчатого пучка и трубчатой плазмы в эксперименте не совпадают. Максимальное значение компоненты  $E_z$  плазменной волны находится на радиусе плазмы, поэтому для эффективного возбуждения плазменных волн необходимо, чтобы радиус электронного пучка был близок к радиусу плазмы. Именно эта компонента электрического поля тормозит электроны, приводит к бунчивке пучка, к процессам, близким к тем, которые имеют место в обычной вакуумной лампе бегущей волны. Кроме того, необходимо иметь моноэнергетический электронный пучок, у которого отсутствует угловой разброс,  $u \equiv u_z$ , т.е. мал разброс по продольным скоростям. Разброс по продольным скоростям резко уменьшает величину коэффициента усиления  $\delta k$ .

### 3. Формирование электронных пучков

Эксперименты плазменной СВЧ-электроники проводились как с нерелятивистскими электронными пучками ( $1-20$  кэВ  $\ll 510$  кэВ =  $mc^2$ ), так и с релятивистскими ( $500-1000$  кэВ  $\geq mc^2$ ).

Схема формирования электронного пучка представлена на рис. 4. Импульсное напряжение от источника ( $1$ ) прикладывается между катодом ( $2$ ) и анодом ( $3$ ), которые находятся внутри вакуумной камеры ( $4$ ). Катод внутри камеры закреплён на изоляторе ( $5$ ). Электроны рождаются на катоде, ускоряются в диодном промежутке ( $2-3$ ), затем двигаются по инерции в дрейфовом пространстве ( $6$ ) и попадают на коллектор ( $7$ ). Вакуумная камера помещена в сильное магнитное поле  $B$ , поэтому электронный пучок ( $8$ ) имеет постоянный радиус от катода до коллектора, примерно равный радиусу катода.

Для формирования нерелятивистских пучков использовались традиционные электронные пушки с термо-

эмиссионными катодами. Часто эти катоды изготавливались из гексаборида лантана, способного работать при низком вакууме. В релятивистских сильноточных электронных пушках используются холодные катоды, действие которых основано на эффекте взрывной эмиссии [17].

Этот эффект состоит в том, что на микроостриях катода возникает автоэлектронная эмиссия при усреднённой напряжённости электрического поля по поверхности катода  $E_{av} \sim 10^6$  В см<sup>-1</sup>. Напомним, что автоэлектронная эмиссия возникает при  $E > 10^7$  В см<sup>-1</sup>. Если источник высокого напряжения может генерировать достаточно большой ток, то наблюдается взрыв микроостриёв и образование тонкого слоя плотной плазмы ( $10^{17}-10^{19}$  см<sup>-3</sup>) на поверхности катода. Внешнее поле, приложенное к плазменному слою, сосредоточивается на катоде в области размером порядка дебаевского радиуса и обеспечивает большие плотности тока эмиссии электронов из катода. Обычно максимальный ток сильноточного релятивистского электронного пучка ограничен внутренним сопротивлением источника импульсного напряжения (1–100 Ом). Отсюда видно, что такие источники дают токи до 1 МА при напряжении на диоде 1 МВ. Однако в релятивистской СВЧ-электронике не удается эффективно использовать пучки с большим током. Например, при энергии электронов 1 МэВ ток пучка обычно не превышает 10 кА. Это связано с неблагоприятным влиянием собственного заряда пучка на эффективность СВЧ-прибора.

Для транспортировки электронного пучка в дрейфовой камере используется сильное однородное магнитное поле, которое обеспечивает постоянство радиуса пучка. В электронных пушках с термокатодом при заданном значении напряжения ток пучка может ограничиваться как температурой катода, так и собственным пространственным зарядом, если температура катода достаточно велика. В последнем случае ток пучка определяется величиной приложенного напряжения и геометрией электродов пушки. В электронных пушках, использующих взрывоэмиссионные катоды, ток пучка всегда ограничен только собственным пространственным зарядом и определяется величиной приложенного напряжения и геометрией диода.

В первых экспериментах РЭП формировался в плоском диоде с частично прозрачным анодом (см. рис. 4) и затем попадал в дрейфовую металлическую трубу радиусом  $R$ . В схеме на рис. 4 ток пучка, инжектированный в дрейфовую камеру ( $6$ ) при фиксированном значении потенциала катода, регулировался изменением расстояния между катодом и анодом. Катод радиусом  $r_c$  и дрейфовая камера помещены в сильное продольное магнитное поле, поэтому радиус пучка постоянен,  $r_b = r$ . В этой схеме в дрейфовом пространстве до влёта электронов пучка отсутствует электрическое поле, энергия у всех электронов при влёте в трубу дрейфа одинакова и равна  $eU_0$ . Здесь  $e$  — заряд электрона,  $U_0$  — напряжение на диоде. Максимальное значение тока в этой схеме называется предельным вакуумным током.

Выражение для предельного вакуумного тока  $I_0$  имеет вид [18]

$$I_0 = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \ln(R/r_b)}. \quad (4)$$

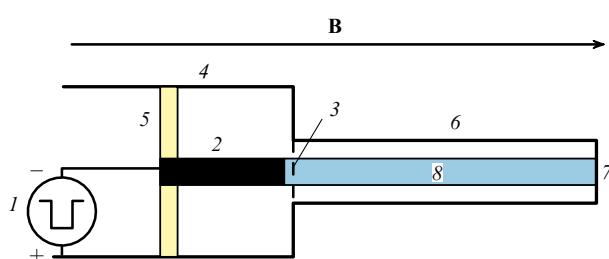


Рис. 4. Схема электронной пушки:  $1$  — источник импульса напряжения,  $2$  — катод,  $3$  — анодная сетка,  $4$  — металлическая труба,  $5$  — изолятор,  $6$  — дрейфовое пространство,  $7$  — коллектор,  $8$  — электронный пучок.

Здесь  $\gamma_0$  — релятивистский фактор электрона,  $\gamma_0 = 1 + eU_0/mc^2$ ,  $R$  — радиус металлической трубы дрейфа, константа  $mc^3/e = 17$  кА.

Ясно, что ток пучка в схеме на рис. 4 при заданном потенциале катода должен быть ограниченным. Действительно, отрицательный относительно стенок дрейфовой трубы потенциал пучка, созданный его пространственным зарядом, с увеличением тока пучка возрастает по величине. Очевидно, что при некотором токе потенциал внутри пучка станет равным потенциальну катода, и стационарный электронный пучок с таким током будет невозможен. Из этих качественных соображений ясно также, что пучок вдали от катода должен быть трубчатым, хотя эмиссия возможна со всей поверхности катода. Дело в том, что при повышении тока электроны, находящиеся на оси пучка, остановятся из-за возникновения потенциала, равного потенциальну катода, тогда как электроны на радиусе катода  $r_c$  будут иметь возможность распространяться. Это связано с тем, что отрицательный потенциал, определяемый пространственным зарядом пучка на оси, всегда по абсолютной величине больше потенциала на краю пучка. Если плотность тока эмиссии и индукция внешнего магнитного поля бесконечно велики, то толщина трубчатого пучка будет бесконечно малой. В эксперименте, разумеется, толщина пучка конечна, но если  $\Delta r_b \ll r_b$ , то приведённая формула (4) для предельного тока подтверждается экспериментом. При этом, конечно, предполагается, что этот ток меньше, чем максимально возможный ток высоковольтного источника.

Схема электронной пушки с плоским диодом в экспериментах с сильноточными релятивистскими пучками сейчас практически не используется. Предложена новая схема, в которой отсутствует анодная сетка или тонкая фольга. Анодная сетка сгорает, если плотность тока и длительность импульса тока пучка превышают некоторые значения. Эти ограничения по плотности тока и длительности импульса уменьшают возможность изменения параметров пучка.

На начальной стадии работ по плазменной релятивистской СВЧ-электронике для разделения области диода и плазмы использовался анод в виде тонкой металлической фольги, прозрачной для электронов пучка. Металлическая фольга абсолютно не пропускает в диод плазму и электромагнитное излучение. В то же время прозрачность фольги для электронов пучка велика; например, прозрачность фольги из титана толщиной 50 мкм при энергии электронов 500 кэВ равна 0,9. Однако электроны, пройдя через такую фольгу, получают разброс по углам  $(\overline{\theta^2})^{1/2} = 46^\circ$ . При толщине фольги 10 мкм прозрачность близка к единице, но угловой разброс также достаточно велик,  $(\overline{\theta^2})^{1/2} = 17^\circ$ . Применять более тонкие фольги невозможно, так как при типичных параметрах пучка (500 кэВ, 2 кА см<sup>-2</sup>, 30 нс–1 мкс) они сгорают. Разброс по углам при движении электронов вдоль силовых линий продольного магнитного поля означает разброс по продольным скоростям электронов пучка. Разброс же электронов по продольным скоростям приводит к снижению эффективности чerenковского взаимодействия пучка с плазмой.

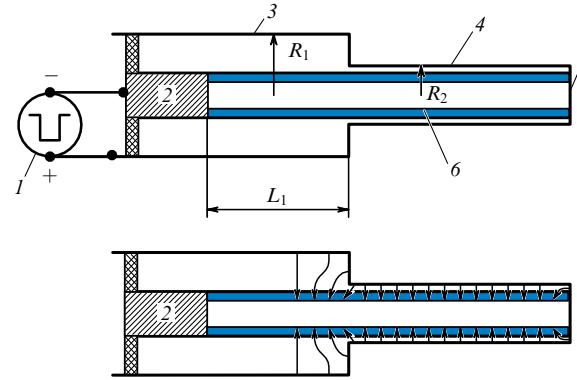


Рис. 5. Схема формирования РЭП при помощи магнитоизолированного диода: 1 — источник импульса высокого напряжения, 2 — катод, 3 — анод, 4 — труба дрейфа, 5 — коллектор, 6 — электронный пучок. Внизу приведена качественная картина силовых линий электрического поля собственного заряда пучка.

В первых экспериментальных работах с толстой фольгой наблюдалась резонансная зависимость мощности излучения от величины магнитного поля [19]. Эти резонансные значения магнитного поля соответствовали возбуждению различных быстрых ТЕ-мод волновода на основе нормального эффекта Доплера, как это имеет место в гиротроне. Уменьшение толщины анодной фольги привело к уменьшению поперечной энергии электронов и уменьшению интенсивности гиротронного излучения. При этом возникло низкочастотное излучение, частота которого увеличивалась с ростом плотности плазмы. Стало ясно, что для возбуждения медленных плазменных волн от анодной фольги надо отказываться.

Схема бесфольгового диода представлена на рис. 5. Электронная пушка такого типа получила название "магнитоизолированный диод". В этой схеме, в отличие от схемы формирования пучка в плоском диоде, внешнее электрическое поле присутствует как вблизи катода, так и в пространстве дрейфа. Сплошной цилиндрический катод (2) изготовлен из металла или графита. Катод расположен на оси вакуумной цилиндрической камеры (3) радиусом  $R_1$ , которая является анодом магнитоизолированного диода, длина этой камеры  $L_1 \gg R_1$ . Вакуумная камера радиусом  $R_1$  переходит в дрейфовую камеру (4) с меньшим радиусом  $R_2$ ,  $R_2 < R_1$ . В трубе радиусом  $R_2$  и располагают СВЧ-источник. Снаружи вакуумных камер с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  расположен соленоид, который создаёт однородное магнитное поле  $B$  вдоль оси камер. Электронный пучок рождается на катоде и распространяется под действием внешних электрического и магнитного полей вдоль оси камер. Если величина магнитного поля достаточно велика, то радиус пучка равен радиусу катода. Величина тока в предположении бесконечной плотности эмиссии тока катода определяется двумя факторами: внешним электрическим полем, ускоряющим электроны, и электрическим полем собственного заряда пучка, тормозящим электроны. Ток магнитоизолированного диода  $I_m$  описывается выражением (формула Федосова) [20]

$$I_m = \frac{mc^3}{e} \frac{1}{2 \ln(R_1/r_b)} \frac{(\gamma_0 - \gamma_1) \sqrt{\gamma_1^2 - 1}}{\gamma_1}. \quad (5)$$

Здесь  $\gamma_0 = 1 + eU_0/mc^2$ , где  $U_0$  — потенциал катода,  $\gamma_1$  — релятивистский фактор электрона в дрейфовом пространстве,  $\gamma_1 = \sqrt{2\gamma_0 + 0,25} - 0,5$ .

Потенциал пучка в камере радиусом  $R_1$  на расстоянии от катода  $z \gg R_1$  равен

$$\Phi_1 = \frac{mc^2}{e} (\gamma_0 + 0,5 - \sqrt{2\gamma_0 + 0,25}). \quad (6)$$

Пучок, сформированный в трубе 3, затем попадает в трубу 4. Как следует из формулы (5), в схеме рис. 5 ток пучка, инжектированный в дрейфовую камеру 4 при фиксированном значении потенциала катода, может регулироваться за счёт изменения отношения радиусов катода и анода.

Потенциал пучка в дрейфовой трубе (4) уменьшается и становится равным  $\Phi_2$ . Качественно эффект уменьшения потенциала пучка в трубе ( $\Phi_2 < \Phi_1$ ) можно объяснить следующим образом. При переходе электронов из широкой трубы в узкую возникает компонента электрического поля собственного заряда пучка, ускоряющая электроны (см. рис. 5, внизу). Это приводит к тому, что заряд в пучке уменьшается согласно уравнению  $Q_1 u_1 = Q_2 u_2$ . Здесь  $u_1$  и  $u_2$  — скорости электронов в трубах 3 и 4 соответственно. Потенциал пучка в трубе (4) связан с зарядом соотношением  $\Phi_2 = 2Q_2 \ln(R_2/r_b)$ . Из неравенств  $Q_2 < Q_1$  и  $\ln(R_2/r_b) < \ln(R_1/r_b)$  следует неравенство  $\Phi_2 < \Phi_1$ .

Потенциал  $\Phi_2$  можно найти из системы уравнений

$$I_{m1} = Q_2 u_2, \quad (7)$$

$$mc^2 \gamma_0 = mc^2 \gamma_2 + e\Phi_2, \quad (8)$$

$$\Phi_2 = 2Q_2 \ln \frac{R_2}{r_b}, \quad (9)$$

$$\gamma_2 = \left(1 - \frac{u_2^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (10)$$

Здесь  $I_{m1}$  — ток, сформированный в магнитоизолированном диоде. Уравнения (7)–(10) позволяют определить  $\Phi_2 = f(I_{m1}, \gamma_0, R_2, r_b)$ .

Приведём результат расчёта  $\Phi_2$  для конкретных условий, которые были осуществлены в одном из экспериментов (описан в начале раздела 7):  $eU_0 = 511$  кэВ,  $\gamma_0 = 2$ ,  $R_1 = 2,8$  см,  $R_2 = 1,8$  см,  $r_b = 0,6$  см,  $I_{m1} = 1,86$  кА,  $e\Phi_1 = 225$  кэВ,  $e\Phi_2 = 150$  кэВ. Таким образом, в рассмотренном выше примере при расчёте возбуждения пучком электромагнитного поля в трубе (4) надо учитывать, что кинетическая энергия электронов пучка равна 361 кэВ, а не 511 кэВ. Величина тока пучка  $I_{m1} = 1,86$  кА в трубе (4) при этом меньше значения предельного вакуумного тока  $I_0$  (4). Изменение отношения  $R_1/R_2$  позволяет получить необходимое отношение  $I_{m1}/I_0$ . В данном случае  $R_1/R_2 = 1,55$ ,  $I_{m1}/I_0 = 0,53$ .

Приведённые формулы справедливы при распространении электронного пучка в вакууме. При возбуждении электромагнитных волн только кинетическая энергия электронов преобразуется в энергию излучения, поэтому желательно иметь в пучке малый потенциал. Кроме того, при черенковском взаимодействии энергия излучения возникает из-за уменьшения продольной скорости электронов. Если ток пучка несколько меньше  $I_0$  для трубы радиусом  $R_2$ , то в результате уменьшения скорости электронов в процессе излучения пучок может начать запираться пространственным зарядом, что резко

4\*

уменьшит эффективность взаимодействия. Кроме того, трубчатый пучок в эксперименте имеет конечную толщину. Это приводит к тому, что электроны, находящиеся на разных расстояниях от оси пучка, находятся в точках с разным потенциалом и, следовательно, имеют разные кинетические энергии. Если ток пучка близок к величине  $I_0$ , то разброс по энергиям будет велик. Высокого значения эффективности СВЧ-источника можно достичь только при малом разбросе по кинетическим энергиям электронов. Поэтому в релятивистской вакуумной СВЧ-электронике ток пучка по сравнению с предельным вакуумным током мал, он не превышает  $0,2I_0$ .

При инжекции электронного пучка в плазму происходит нейтрализация пространственного заряда пучка. Это позволяет транспортировать электронные пучки с токами, значительно превышающими значение предельного вакуумного тока. Например, через сплошную цилиндрическую плазму диаметром 3 см с плотностью  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> в металлической камере диаметром 15 см удаётся транспортировать пучок с током, в восемь раз превышающим предельный вакуумный ток [21]. Однако в соответствии с формулой (2) уже при плотности трубчатой плазмы  $6 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> происходит возбуждение пучковой неустойчивости. Это означает, что распространение пучка в плазме с плотностью  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> сопровождалось возбуждением пучковой неустойчивости, которая, как известно, изменяет моногенеративность пучка. Анализ процесса усиления плазменной волны показывает, что при увеличении тока пучка возрастает амплитуда поля волны, и при некотором значении тока возникает нелинейный процесс захвата электронов пучка полем плазменной волны. Это приводит к тому, что максимальные значения мощности СВЧ-излучения из плазмы, согласно теории, достигаются по-прежнему при токах, меньших значения предельного вакуумного тока, а именно при  $\sim 0,45I_0$ , если  $r_b = r_p$  [12].

В заключение этого раздела рассмотрим ещё один важный вопрос. Сильноточные РЭП инжектируются из некоторой области катодной плазмы. Граница катодной плазмы движется в продольном и поперечном направлениях из-за наличия у частиц плазмы тепловой скорости, а также под действием внешнего электрического поля. Это приводит к тому, что параметры РЭП изменяются во времени.

Параметры катодной плазмы известны с малой точностью, поэтому расчётов продольной и поперечной диффузии плазмы не существует. Обзор экспериментальных исследований параметров катодной плазмы можно найти в [22]. Скорость продольного движения катодной плазмы определялась по измерению времени пробоя диода с переменным значением расстояния между катодом и анодом. Второй способ основан на том, что катодная плазма, влетая в пучок, компенсирует его пространственный заряд. В результате вблизи катода образуется область, в которой заряд пучка нейтрализован. Со временем фронт области нейтрализации пучка удаляется от катода. Регистрация скорости движения этого фронта даёт информацию о скорости движения катодной плазмы.

Оба метода дают значение  $v_{||} = (1-5) \times 10^7$  см с<sup>-1</sup> [23, 24]. Для того чтобы ток магнитоизолированного диода не изменялся в течение импульса напряжения, необходимо, чтобы длина  $L_1$  (см. рис. 5) была больше  $v_{||} T$ , где  $T$  — длительность импульса напряжения на катоде. Ис-

пользуя значения продольной скорости  $v_{\parallel}$  и принимая  $T = 1$  мкс, находим длину диода,  $L_1 = 10 - 50$  см. Движение плазмы поперёк магнитного поля приводит к увеличению радиуса пучка. Полученная на основе данных эксперимента скорость увеличения радиуса пучка  $v_{\perp}$  зависит от геометрии катода и профиля продольного направляющего магнитного поля. В случае однородного продольного магнитного поля и катода с большой боковой поверхностью  $v_{\perp} \approx 5 \times 10^5$  см с<sup>-1</sup> [24, 25]. Катод может иметь форму сплошного цилиндра (см. рис. 5) или тонкостенной трубы. Это означает, что радиус пучка увеличивается на 5 мм за 1 мкс. Такое изменение радиуса пучка часто бывает недопустимым для создания эффективного СВЧ-источника с длительностью  $\sim 1$  мкс.

Для стабилизации радиуса пучка были предложены многоострийные катоды [26]. Принцип работы этих катодов состоит в ограничении плотности потока плазмы с поверхности катода. Если поток плазмы ограничен и величина  $n_p v_{Te} S_p / 4$  равна  $n_b u S_b$ , то образуется стабильная граница плазмы, с которой происходит отбор тока электронного пучка. Здесь  $n_p$  — плотность плазмы,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов плазмы,  $S_p$  — площадь сечения плазмы,  $n_b$  — плотность электронов пучка,  $u$  — продольная скорость электронов пучка,  $S_b$  — площадь сечения пучка. Опишем конструкцию и приведём конкретные параметры одного из таких катодов. На катоде площадью  $1,5 \times 10^3$  см<sup>2</sup> расположено 500 острий, причём в цепь каждого острия был включён резистор с сопротивлением 2 кОм. Вблизи катода пучок распространялся в ослабленном магнитном поле величиной 2 кГс, а далее в дрейфовой камере пучок распространялся вдоль магнитного поля величиной 10 кГс. В этих условиях в дрейфовой камере получался трубчатый пучок диаметром 4,5 см и толщиной 0,7 см при энергии электронов 300 кэВ, токе 400 А и длительности импульса 25 мкс.

Другой способ ограничения скорости радиального расширения катодной плазмы состоит в подборе специальной формы катода. Если катод выполнить в виде тонкого диска, то поперечная структура пучка не изменяется в течение 700 нс (рис. 6а) [27–29]. Для сравнения показана структура пучка при использовании катода в виде торца сплошного цилиндра (рис. 6б). Объяснение стабилизации радиуса РЭП при использовании катода в виде тонкого диска заключается в следующем. В катоде в виде торца сплошного цилиндра эмиссия электронов может происходить как с его боковой поверхности на радиусах  $r = r_c$ , так и с торцевой. Поэтому сначала эмиссия электронов возникает на боковой поверхности, где напряжённость поля максимальна. Катодная плазма, удаляясь от катода вдоль силовых линий магнитного поля, экранирует электрическое поле на торце катода. Поэтому эмиттирует в основном боковая поверхность. В дисковом катоде эмиттирует только торцевая поверхность на радиусах  $r \leq r_c$ . Это происходит потому, что плотность тока эмиссии катодной плазмы ограничена, и малая боковая поверхность дискового катода не может обеспечить ток магнитоизолированного диода.

Итак, у катода в виде торца сплошного цилиндра эмиттирует его боковая поверхность и образуется протяжённый слой плазмы вдоль силовой линии магнитного поля с резким градиентом плотности плазмы в радиальном направлении, так как на боковой поверхности катода находится плазма с максимальным значением плотно-

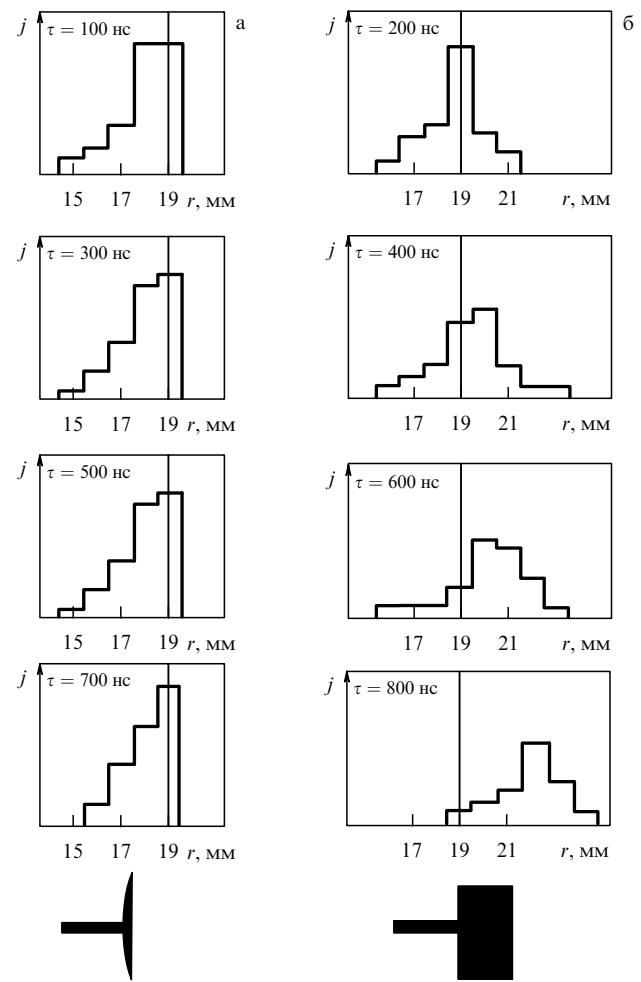


Рис. 6. Профиль плотности РЭП в разные моменты времени: (а) катод в виде тонкого диска, (б) катод в виде торца сплошного цилиндра.

сти. В дисковом катоде плотная плазма образуется на торцевой поверхности на радиусах, близких к радиусу катода, а затем эта плазма движется вдоль силовой линии магнитного поля, образуя трубчатый плазменный катод. В результате резкого градиента плотности плазмы в радиальном направлении не возникает. Это приводит к тому, что скорость поперечной диффузии плазмы для дискового катода невелика и диаметр пучка почти стабилен.

Экспериментально доказано, что при формировании электронного пучка на поперечно-лезвийном катоде разброс углов между скоростью электронов и направлением магнитного поля оказывается малым. Выяснилось, что угловой разброс не превышает всего нескольких градусов по всему сечению электронного потока в течение всего импульса тока микросекундной длительности [30]. Это означает, что такой электронный поток полностью отвечает всем требованиям для использования в черенковском СВЧ-генераторе большой мощности и микросекундной длительности импульса.

#### 4. Методы создания плазмы

Электронный пучок, проходя через газ, производит его ионизацию. На этом эффекте основана самая простая

схема экспериментальной установки для исследования взаимодействия электронного пучка с плазмой. Если учитывать ионизацию газа только быстрыми электронами и пренебречь процессом ионизации газа плазменными электронами, то плотность плазмы  $n_p$  определяется уравнением

$$\frac{dn_p}{dt} = (N_0 - n_b)n_b\sigma u - \frac{n_p}{\tau}. \quad (11)$$

Здесь  $\sigma$  — сечение ионизации атома газа электроном пучка,  $\tau$  — время распада плазмы. Пусть параметры электронного пучка  $n_b$ ,  $u$  и плотность газа  $N_0$  заданы. Тогда стационарное значение плотности плазмы даётся равенством

$$n_p^{\max} = N_0 \frac{\tau}{\tau + \tau_b}. \quad (12)$$

Здесь  $\tau_b = 1/(n_b\sigma u)$ . Видно, что если выполняется условие  $\tau_b \ll \tau$ , то пучок будет создавать полностью ионизованную плазму, а плотностью плазмы можно управлять путём изменения плотности газа. Если плотность плазмы превышает критическое значение (см. раздел 2), то возникает пучковая неустойчивость, и СВЧ-поля могут приводить к дополнительной ионизации газа. Если СВЧ-поля сосредоточены внутри плазмы, то ионизация газа СВЧ-полями не имеет значения, поскольку для полной ионизации газа достаточно только ионизации электронным пучком.

Очевидно, что наиболее просто интерпретировать результаты эксперимента, в котором электронный пучок взаимодействует с полностью ионизованной плазмой. Именно такой процесс обычно рассматривается теоретически. Если же условие  $\tau_b \ll \tau$  не выполняется, то наблюдаются две стадии образования плазмы. На первой стадии накопление плазмы описывается уравнением (11), и, когда плотность плазмы достигает критического значения, возникают СВЧ-поля. Эти поля производят дополнительную ионизацию, которая и определяет стационарное значение плотности плазмы — возникает так называемый плазменно-пучковый разряд [31, 32]. Если стационарное значение плотности плазмы определяется в основном не ударной ионизацией электронами пучка, а высокочастотным электрическим полем, то задача исследования взаимодействия пучка с плазмой усложняется. Плотность плазмы становится не внешним параметром, а определяется свойствами самого изучаемого явления. При этом в плазме возникают релаксационные колебания плотности. При оптимальном значении плотности плазмы, когда напряжённость высокочастотного поля велика, происходит интенсивная ионизация газа [33]. Это, в свою очередь, приводит к повышению плотности плазмы, уходу от её оптимального значения и уменьшению напряжённости электрического поля. Цикл заканчивается достижением оптимального значения плотности плазмы.

Итак, метод создания плазмы в условиях  $\tau_b \ll \tau$  очень привлекателен. Плотность плазмы плавно регулируется давлением газа и не зависит от интенсивности возбуждаемых полей. В обратном случае, когда условие  $\tau_b \ll \tau$  несправедливо, задача взаимодействия пучка с плазмой чрезвычайно сложна.

Рассмотрим теперь вопрос: "Можно ли реализовать в лабораторной установке условие  $\tau_b \ll \tau$ ?" Плазма находится в сильном продольном магнитном поле, и

Таблица 1. Оценка величины  $\tau_b$  для  $r_b = 0,5$  см

Образец	$eU$ , кэВ	$\sigma$ , см $^2$	$I$ , А	$n_b$ , см $^{-3}$	$\tau_b$ , с
1	1	$10^{-16}$	1	$4,2 \times 10^9$	$1,25 \times 10^{-3}$
2	10	$10^{-17}$	10	$1,3 \times 10^{10}$	$1,25 \times 10^{-3}$
3	500	$10^{-18}$	$2 \times 10^3$	$6 \times 10^{11}$	$6 \times 10^{-5}$

ионы с  $T_i = 3 \times 10^{-2}$  эВ могут уходить из плазмы только на металлический заземлённый электрод, который ограничивает столб плазмы. Время распада плазмы можно оценить по формуле  $\tau \approx L/\sqrt{T_e/M_i}$ . Будем считать, что  $T_e = 4$  эВ, и выберем тяжёлый газ ксенон, тогда  $\sqrt{T_e/M_i} = 3 \times 10^5$  см с $^{-1}$ , для  $L = 30$  см получаем  $\tau = 10^{-4}$  с. Оценим теперь величины  $\tau_b$  для некоторых типичных случаев и для радиуса пучка  $r_b = 0,5$  см (табл. 1).

Таким образом, для нерелятивистских пучков условие  $\tau_b \ll \tau$  не выполняется, и при использовании самого простого метода генерации плазмы — ионизации газа электронным пучком — плотность плазмы определяется процессами в плазменно-пучковом разряде. Для сильно-точных РЭП условие 100%-ной ионизации  $\tau_b \ll \tau$  также не выполняется. Кроме того, сильно-точные РЭП имеют длительность импульса тока  $T < 1$  мкс  $\ll \tau_b$ , поэтому стационарное состояние не достигается. Это означает, что плотность плазмы изменяется в течение импульса тока РЭП, а также, что максимальное значение плотности плазмы  $n_p \ll N_0$ . Следовательно, метод создания плазмы самим РЭП в релятивистской плазменной СВЧ-электронике очень неудобен.

Работам по плазменной СВЧ-электронике предшествовали экспериментальные исследования явления плазменно-пучковой неустойчивости. Эти исследования проводились на нерелятивистских электронных пучках,  $eU < 30$  кэВ. Плазма создавалась за счёт ионизации газа электронным пучком, неустойчивость которого изучалась. Это позволило, во-первых, в простых экспериментах обнаружить явление плазменно-пучковой неустойчивости, во-вторых, открыть новый вид разряда — плазменно-пучковый разряд. Наконец, при такой постановке эксперимента удалось создать мощные источники шумового СВЧ-излучения. Тем не менее, оглядываясь назад, можно сказать, что для исследования физики взаимодействия пучка с плазмой желательно было бы создавать плазму дополнительным источником. В этом случае плотность плазмы становится независимым параметром, и интерпретация эксперимента упрощается. При создании источников монохроматического СВЧ-излучения в нерелятивистской СВЧ-электронике плазма часто создавалась дополнительным источником [6].

В экспериментах плазменной релятивистской СВЧ-электроники плазма также создаётся дополнительным источником [34]. На оси вакуумной камеры располагается катод — кольцо из вольфрама с разрезом. Катод нагревается до температуры  $\sim 3100$  К, на него подаётся отрицательный относительно стенки волновода импульс напряжения ( $U = 600$  В,  $T = 30-100$  мкс). Эта электронная пушка в сильном продольном магнитном поле формирует трубчатый электронный пучок с поперечным сечением, совпадающим с формой катода. Трубчатый электронный пучок ионизирует газ и создаёт плазму за счёт ударной ионизации. Зондовые измерения показали, что радиальный профиль плотности плазмы близок к радиальному профилю плотности электронного пучка.

Плазменный источник включался импульсно, обычно за 30 мкс (или за 100 мкс) до включения импульса тока ускорителя. Плотность плазмы в момент включения тока РЭП можно было регулировать путём изменения давления газа или температуры катода. Плотность плазмы в разных экспериментах достигала максимума за характерное время 30 или 100 мкс. Это позволяло регулировать плотность плазмы в момент включения тока РЭП с помощью изменения задержки между включением плазменного источника и ускорителя. При этом из-за малой длительности импульса тока РЭП всегда можно было считать, что плотность заготовленной плазмы в течение импульса тока постоянна. Последний способ позволяет быстро ( $< 1$  мс) электронным образом перестраивать плотность плазмы.

Может ли этот электронный пучок создать полностью ионизованную плазму? Оценим величину  $\tau_b = -1/n_0\sigma_i$  для следующих параметров:  $eU_0 = 600$  эВ,  $\sigma = -1,5 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $I = 50$  А,  $S = 0,5$  см<sup>2</sup>. Получаем значение  $\tau_b = 10$  мкс, т.е.  $\tau_b < \tau = 100$  мкс, следовательно, возможна полная ионизация газа (см. (16)). Это наблюдалось экспериментально, и даже была измерена плотность плазмы, превышающая плотность газа в несколько раз. Такое превышение, возможно, объясняется образованием многократно ионизованных атомов ксенона. Второе возможное объяснение заключается в эффекте ионного насоса. Атом, попавший в сечение трубчатого электронного пучка, ионизуется и остаётся в этом сечении из-за действия магнитного поля. В результате плотность ионов в плазменной трубке может превышать плотность нейтральных атомов.

В плазме, полученной таким способом, развивается плазменно-пучковая неустойчивость, что подтверждается регистрацией СВЧ-излучения из плазмы. Но электрические СВЧ-поля сосредоточены в сечении трубчатой плазмы (согласно расчёту), поэтому ионизация этими полями (если она и существенна) не приводит к уширению трубчатой плазмы. Как будет ясно из последующих разделов, реализация плазменной трубки с малой толщиной стенки по сравнению с её радиусом сыграла определяющую роль в создании плазменных релятивистских СВЧ-источников.

Абсолютное значение плотности плазмы было измерено резонаторным СВЧ-методом [34]. Было показано, что абсолютное значение плотности плазмы пропорционально току пучка, создающего плазму. Этот факт использовался в дальнейшем для относительных измерений плотности плазмы.

## 5. Методы измерения параметров СВЧ-излучения

В предыдущих разделах приведены параметры РЭП, которые были измерены в вакууме, и параметры плазмы в отсутствие РЭП. Можно считать, что параметры РЭП и плазмы в момент влёта электронного пучка в плазму известны. Никаких прямых измерений параметров РЭП, плазмы и электромагнитных полей в электродинамической системе плазменного релятивистского СВЧ-генератора или плазменного релятивистского СВЧ-усилителя в процессе взаимодействия РЭП с плазмой не проводилось. В эксперименте основным источником информации о физических процессах внутри плазменно-пучковой системы являются параметры её излучения.

В релятивистской плазменной СВЧ-электронике излучение выводилось через выходное диэлектрическое окно в окружающее пространство. На некотором расстоянии от выходного окна измерялись: огибающая СВЧ-импульса, спектр излучения, абсолютное значение энергии СВЧ-импульса и мода излучения. Большая импульсная мощность СВЧ-излучения ( $\geq 100$  МВт), малая длительность СВЧ-импульса ( $\sim 10$  нс – 700 нс) и широкий спектр излучения потребовали разработки новых методов измерений.

Для исследования временных характеристик СВЧ-излучения был предложен метод измерения огибающей СВЧ-импульса, основанный на эффекте "горячих электронов" в полупроводнике [35]. СВЧ-излучение принимается приёмным рупором, затем попадает в волновод, где расположен полупроводник. Такой прибор позволяет непосредственно, без предварительного ослабления регистрировать в приёмном волноводе мощность излучения на уровне сотен киловатт во всём диапазоне частот плазменных СВЧ-источников от 2 до 30 ГГц и измерять зависимость плотности мощности СВЧ-излучения от времени в определённой точке около излучающего рупора. Для определения полной мощности излучения необходимо знать структуру СВЧ-пучка. Для определения полной мощности излучения СВЧ-генераторов с широким спектром излучения этот метод совершенно не подходит.

Полная мощность плазменных СВЧ-источников измерялась при использовании широкоапertureного калориметра, впервые описанного в [36]. Калориметр состоит из прозрачной для СВЧ-излучения диэлектрической коробки, заполненной спиртом. Принцип действия калориметра основан на регистрации увеличения объёма спирта при нагреве его СВЧ-излучением. Определение полной энергии излучения калориметром и измерение длительности СВЧ-импульса при помощи полупроводникового детектора позволяют оценить полную мощность излучения.

Для измерения спектра в диапазоне частот 4–30 ГГц был предложен калориметрический спектрометр [37]. Идея калориметрического спектрометра состоит в следующем. В металлических дисках с диаметром, превышающим диаметр рупора, были просверлены отверстия. Толщина диска была достаточно велика, поэтому каждое отверстие являлось волноводом с определённым значением частоты отсечки. Был изготовлен набор таких фильтров с разными значениями частоты отсечки. Измерение энергии СВЧ-импульса калориметром за такими фильтрами низких частот позволяло измерять спектр излучения.

Наиболее полную информацию о параметрах СВЧ-излучения удалось получить при исследовании плазменных СВЧ-источников, излучающих в диапазоне частот до 4 ГГц. Был применён другой способ измерения параметров СВЧ-излучения. Он состоит в регистрации зависимости напряжённости электрического поля от времени в данной точке пространства на некотором расстоянии от излучающего рупора. Напряжённость электрического поля измерялась при помощи штыревой приёмной антенны. Сигнал с этой антенны по коаксиальному кабелю подавался на вход осциллографа с полосой частот до 4 ГГц. Измерение напряжённости электрического поля в данной точке пространства при помощи антенны позволяет получить информацию о мощности СВЧ-импульса



Рис. 7. Калориметр и приёмная антenna.

и его энергии, т.е. информацию, которая получалась при использовании детектора. Кроме того, появилась возможность измерения полного спектра излучения в одном импульсе, а также регистрации изменения спектра в течение этого импульса. Стало возможным исследовать стабильность разности фаз входного и выходного сигналов СВЧ-усилителя и вычислять автокорреляционную функцию шумовых сигналов.

Динамический диапазон осциллографа и смена коаксиальных калиброванных аттенюаторов перед входом осциллографа позволили увеличить динамический диапазон измерения мощности излучения от 20 до 70 дБ. Приёмная антenna, как правило, располагалась на оси калориметра диаметром 50 см (рис. 7). Это позволяло одновременно регистрировать энергию СВЧ-излучения и зависимость электрического поля от времени на оси СВЧ-пучка.

## 6. Схема и основные принципы работы плазменного релятивистского СВЧ-генератора

Первые результаты экспериментального исследования плазменного релятивистского СВЧ-генератора были опубликованы в 1982 г. [38].

Схема плазменного релятивистского СВЧ-генератора представлена на рис. 8. Электронный пучок формируется в магнитоизолированном диоде. Отрицательный импульс высокого напряжения подается на катод ускорителя (1). Электронный пучок (2) инжектируется вдоль оси  $z$  круглого металлического волновода (3), предварительно заполненного трубчатой плазмой (4). Пучок и плазма находятся в однородном продольном магнитном поле,  $B \equiv B_z$ . Электроны пучка имеют только продольную компоненту скорости,  $v \equiv v_z$ . Длина электронного пучка и плазмы ограничивается торцом центрального проводника (5) коаксиального выходного излучающего устройства (6). Ток РЭП и ток плазмы проходят по коллектору и замыкаются на металлический волновод. В первых экспериментах ток замыкался через металлические радиальные стержни (8), расположенные в области рупора (7). СВЧ-волна возбуждается в плазменном волноводе, затем распространяется по вакуумному коаксиальному волноводу и излучается рупором. Излучение регистрируется в окружающем пространстве на выходе из рупора.

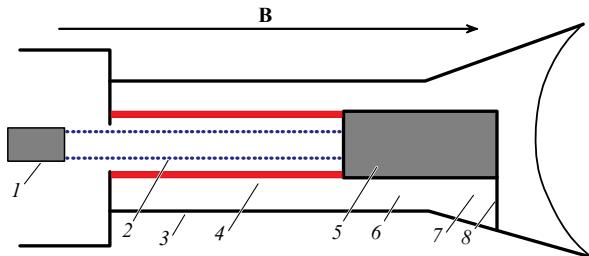


Рис. 8. Схема плазменного релятивистского СВЧ-генератора: 1 — катод ускорителя, 2 — РЭП, 3 — металлический волновод, 4 — плазма, 5 — коллектор РЭП, 6 — коаксиальный вакуумный волновод, 7 — рупор, 8 — радиальный стержень.

В схему рис. 8 заложены следующие основные идеи.

1. Радиус трубчатой плазмы больше радиуса пучка, поэтому плазма не попадает в диод сильноточного ускорителя. Как уже отмечалось, другой способ разделения областей плазма – диод с использованием тонкой металлической фольги, прозрачной для релятивистских электронов и непрозрачной для электронов пучка, создающего плазму, резко снижает эффективность черенковского взаимодействия.

2. Максимальная мощность излучения пропорциональна  $E^2 v_{gr}$ , где  $E$  — напряженность электрического поля в плазме,  $v_{gr}$  — групповая скорость плазменной волны. В плазменной волне при  $k_z \rightarrow \infty$   $v_{gr} \rightarrow 0$ , но в резонансных точках возбуждения плазменных волн релятивистским электронным пучком групповая скорость велика. Например, на рис. 2 в резонансной точке  $a$  групповая скорость  $d\omega/dk_z = 1,1 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ .

3. Групповые скорости плазменных волн  $E_{01}$  и  $E_{02}$  при  $k_z = 0$  значительно сильнее отличаются в трубчатой плазме, чем в сплошной цилиндрической плазме с таким же радиусом. Это облегчает селекцию мод, т.е. в более широких пределах изменения плотности плазмы электронный пучок может возбуждать только одну поперечную моду  $E_{01}$ .

4. Подбирая радиусы трубчатой плазмы и трубчатого РЭП, можно осуществлять селекцию мод. Например, если  $r_b < r_p$ , то можно возбуждать моды, имеющие большое значение  $E_z$  внутри трубчатой плазмы и малое значение  $E_z$  при  $r = r_b < r_p$ .

5. Все поперечные размеры (пучок, плазма, волновод), а также плотности плазмы и пучка, величина магнитного поля постоянны вдоль длины устройства. Это обстоятельство значительно упрощает теоретический анализ.

6. Созданы условия эффективной трансформации плазменной волны в волну коаксиального волновода. Картина силовых линий электрического поля в точке  $a$  на рис. 2 изображена на рис. 9, она качественно подтверждает распределение  $E_z(r)$ , показанное на рис. 2.

Значительная часть энергии возбуждаемой волны содержится в вакуумном зазоре между плазмой и стенкой волновода. Близость структуры поля этой части плазменной волны к структуре поперечной ТЕМ-волны коаксиального излучающего устройства, а также высокая фазовая скорость плазменной волны, близкая к скорости света в вакууме, обеспечивают высокую эффективность вывода энергии медленной плазменной волны в коаксиальное излучающее устройство. Кроме того, на стенке металлического волновода поле относительно

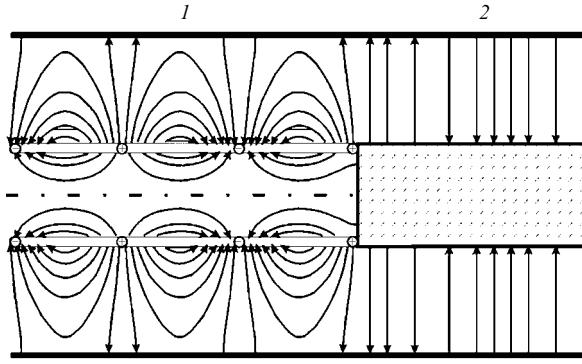


Рис. 9. Картина силовых линий электрического поля в плазменном СВЧ-генераторе, соответствующая точке *a* на рис. 2. Область плазменного волновода (1), металлический коаксиальный волновод (2).

мало (особенно при небольших длинах волн) и имеет только радиальную компоненту. Это обстоятельство, а также наличие сильного внешнего продольного магнитного поля снижают вероятность высокочастотного пробоя на стенке волновода.

7. Применение коаксиального выходного излучающего устройства обеспечивает возможность эффективного вывода излучения в широкой полосе частот.

## 7. Результаты исследований плазменного релятивистского СВЧ-генератора с длительностью импульса тока пучка 30 нс

Первые эксперименты проводились при следующих условиях: радиус плазмы  $r_p = 7$  мм, радиус пучка  $r_b = 6$  мм, радиус металлического волновода  $R = 18$  мм, длина плазмы  $L = 10\text{--}20$  см, величина магнитного поля  $B = 1,2\text{--}2,2$  Тл, плотность плазмы  $n_p = (0\text{--}7) \times 10^{13}$  см $^{-3}$ , энергия электронов пучка  $eU = 0,5$  МэВ и ток пучка  $I = 2\text{--}5$  кА. Длительность импульса тока РЭП составляла 30 нс. Определялось изменение энергии СВЧ-импульса и спектра СВЧ-излучения при изменении плотности плазмы от одного импульса к другому и длины плазмы в другой серии экспериментов.

Зависимость энергии СВЧ-импульса от плотности плазмы измерялась для нескольких длин плазменного волновода ( $L = 10, 12, 5, 15, 20$  см). При  $L = 20$  см энергия импульса в широком диапазоне значений плотности плазмы была почти постоянна и равна 0,7–0,9 Дж. Полная энергия РЭП в одном импульсе составляла примерно 30 Дж (500 кэВ, 2 кА, 30 нс). Это означает, что эффективность преобразования энергии электронного пучка в энергию излучения составляет 2,5–3 %. Длительность СВЧ-импульса равна 20 нс, так что мощность излучения находилась в пределах от 35 до 50 МВт, а КПД по мощности был 3,5–5 %.

Было показано, что излучение при достаточно большой длине плазмы ( $L = 20$  см) возникает при плотности плазмы более  $2,5 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ . Это значение близко к расчётному значению критической плотности плазмы  $n_p = 3 \times 10^{12}$  см $^{-3}$  (неравенство (3) в разделе 2), при котором возникает черенковская неустойчивость в пространственно-ограниченной плазме.

Спектры излучения плазменного СВЧ-генератора, измеренные при помощи калориметрического спектрометра (см. раздел 5) для различных значений плотности

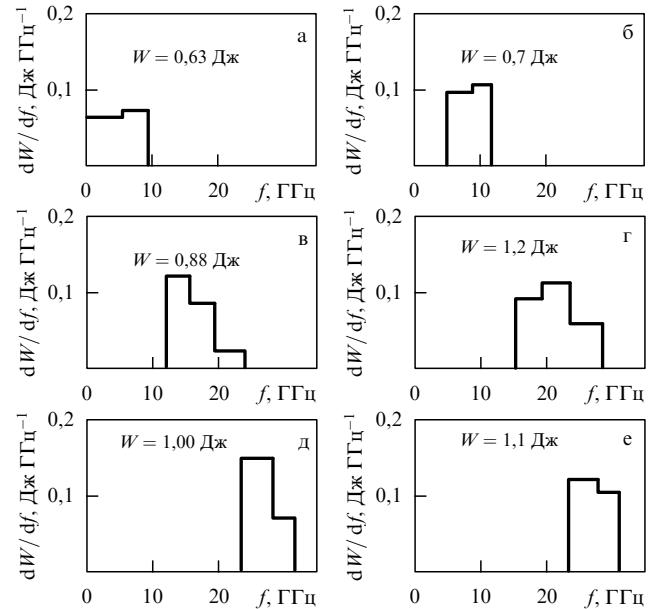


Рис. 10. Спектры плазменного СВЧ-генератора для нескольких значений плотности плазмы: (а)  $n_p = 4 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ , (б)  $9 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ , (в)  $2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ , (г)  $4,5 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ , (д)  $6 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ , (е)  $7 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ . На каждом из графиков указана полная энергия СВЧ-импульса в джоулях.

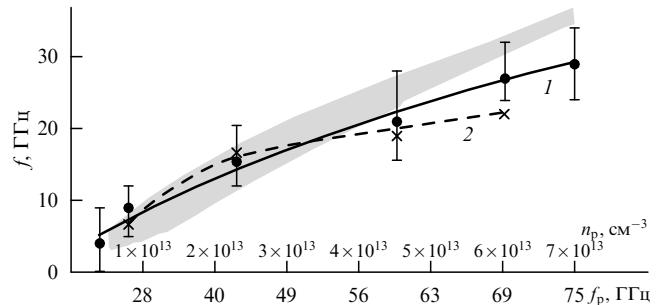


Рис. 11. Зависимости средней частоты излучения от плотности плазмы (плазменной частоты  $f_p = \omega_p/2\pi$ ). Кривые (1 —  $B = 2,2$  Тл и 2 —  $B = 12$  Тл) получены в эксперименте, заштрихованная область — расчёт. Вертикальные отрезки на кривой 1 указывают максимально возможную измеренную ширину спектра.

плазмы при длине плазменного волновода  $L = 20$  см, показаны на рис. 10 [39].

Видно, что средняя частота излучения увеличивается от 4 до 28 ГГц при изменении плотности плазмы от  $4 \times 10^{12}$  до  $7 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ . Сравнение результатов эксперимента с расчётом по нелинейной теории приведено на рис. 11.

Заштрихована область, где по расчёту  $dP/df > 0,3(dP/df)_{\max}$ . Видно, что в области малых значений плотности плазмы (малых частот излучения) результаты эксперимента совпадают с расчётом. При больших значениях плотности плазмы возникает расхождение между расчётом и экспериментом. Например, в эксперименте для  $n_p = 6 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  при  $\Omega_e = 0,5\omega_p$  частота излучения  $f$  равна 21 ГГц, и с увеличением магнитного поля  $\Omega_e = 0,9\omega_p$  частота излучения возрастает до  $f = 27$  ГГц. По расчёту для  $n_p = 6 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  при  $\Omega_e \gg \omega_p$  частота  $f = 32$  ГГц. Напомним, что при  $\Omega_e < \omega_p$  будет возбуж-

даться ветвь колебаний, частота которой стремится к  $[(\omega_p^2 + \Omega_e^2)/2]^{1/2}$  при  $k_z \rightarrow \infty$ , а не к  $\omega_p$ , как это имеет место при  $\Omega_e > \omega_p$  [12]. Это означает, что частота резонанса при фиксированном значении плотности плазмы и уменьшении величины магнитного поля должна уменьшаться. Следовательно, расхождение между расчётом и экспериментом может объясняться тем, что в эксперименте при больших значениях плотности плазмы не выполняется условие  $\Omega_e > \omega_p$ .

Итак, экспериментально доказано, что в плазменном релятивистском черенковском СВЧ-генераторе в широком диапазоне значений плотности плазмы возбуждается низшая по радиальному индексу азимутально-симметричная собственная медленная волна плазменного волновода. Впервые была осуществлена электронная перестройка частоты в семь раз от 4 до 28 ГГц на уровне мощности 30–50 МВт за счёт изменения одного параметра — плотности плазмы. С прикладной точки зрения важно, что такая перестройка частоты может осуществляться в импульсно-периодическом режиме работы ускорителя с частотой следования импульсов 1 кГц. Времени между импульсами ускорителя, равного 1 мс, с запасом достаточно, чтобы плазма от предыдущего импульса распалась и была заготовлена новая плазма с другой плотностью.

В разделе 3 отмечалось, что, согласно расчёту, максимальная мощность излучения достигается при оптимальном токе пучка  $I^* = 0,45I_0$ , если  $r_b = r_p$ , поэтому представляло интерес исследование зависимости мощности СВЧ-излучения от величины тока. Все результаты, приведённые выше, были получены при токе 2 кА, тогда как предельный вакуумный ток был равен 3,5 кА. Повышение тока пучка до 3 кА не привело к увеличению мощности СВЧ-генерации. Полагая  $I^* = 2$  кА, получаем  $I^* = 0,57I_0$ , что близко к расчётному значению  $I^* = 0,45I_0$  для  $r_b = r_p$ .

Итак, увеличение тока РЭП в геометрии  $r_b < r_p$  не привело к увеличению мощности излучения. Существует способ значительного увеличения тока пучка. Он заключается в увеличении отношения радиуса электронного пучка к радиусу волновода. При этом радиус плазмы не изменяется, т.е. радиус пучка становится больше радиуса плазмы. В геометрии  $r_b > r_p$  пучок распространяется в области, где продольная компонента электрического поля плазменной волны мала (см. рис. 2), и коэффициент связи уменьшается. При переходе к этой геометрии мы можем увеличить ток пучка  $I$ , не увеличивая при этом отношение  $I/I_0$ , но снижаем эффективность взаимодействия из-за уменьшения коэффициента связи.

Перейдём к описанию эксперимента, в котором радиус пучка превышал радиус плазмы [40]. Величина магнитного поля  $B = 1,2$  Тл была постоянна по всей длине плазмы до торца коллектора и уменьшалась в области коаксиального волновода, так что электронный пучок высаживался на внешнюю стенку коаксиального волновода. В волноводе радиусом  $R = 3,05$  см создавалась трубчатая плазма длиной 19 см и радиусом  $r_p = 1,5–1,75$  см. РЭП имел следующие параметры:  $eU = 400$  кэВ,  $I = 2,5–5$  кА. Радиус трубчатого РЭП  $r_b = 2,05–2,15$  см. Максимальный уровень энергии СВЧ-импульса  $W = 0,8$  Дж ( $P = 40$  МВт) был получен при токе РЭП  $I^* = 3,8$  кА. Таким образом, переход к геометрии  $r_b > r_p$  не привёл к увеличению мощности СВЧ генератора. В этом эксперименте отношение составляло  $I^*/I_0 = 0,48$ .

Были проведены измерения спектра генератора методом запредельных волноводов. Излучение, прошедшее через волноводы с разными значениями частоты отсечки, регистрировалось СВЧ-детектором. Этот метод позволял измерять спектр с разрешением 1 ГГц. В результате было установлено, что перестройка частоты составляет 2 ГГц с нижней границей более 7 ГГц и верхней менее 9 ГГц. Итак, в случае, когда радиус пучка превышает радиус плазмы, получить повышение мощности СВЧ-излучения не удается, кроме того, исчезает возможность управления частотой излучения. Это обусловлено тем, что при большом различии между радиусами пучка и плазмы коэффициент связи пучковой и плазменной волн мал и сильно зависит от частоты.

Оценим максимальное значение мощности  $P_{\max}$  плазменного СВЧ-генератора для энергии электронов пучка  $eU = 500$  кэВ, опираясь на расчёты [12]. Для этого используем два вывода теории. Оптимальное значение тока для эффективного возбуждения плазменной волны  $I^* = 0,45I_0$  и максимальное значение КПД генератора  $\eta = 20\%$ . Отсюда следует, что для достижения высокого значения мощности необходимо увеличивать значение  $I_0$ .

К сожалению, в нашей схеме плазменного СВЧ-прибора достижение высокого значения  $I_0$  невозможно. Как следует из рис. 2 и 8, энергия плазменной волны находится во всём сечении волновода как при  $r > r_p$ , так и при  $r < r_p$ . Поэтому для обеспечения эффективного излучения плазменной волны из плазменного волновода в излучающий рупор необходимо, чтобы доля энергии волны при  $r < r_p$  была мала. Это означает, что радиус плазмы должен быть существенно меньше радиуса волновода, например,  $r_p/R \approx 0,3$ . Для достижения высокой эффективности взаимодействия пучка с плазменной волной и сохранения возможности управления частотой излучения необходимо, чтобы радиус пучка был близок к радиусу плазмы. При  $r_b/R \approx 0,3$  и  $eU = 500$  кэВ абсолютное значение предельного вакуумного тока мало,  $I_0 \sim 3,4$  кА. Это означает, что максимальное теоретическое значение мощности

$$P_{\max} = 0,45eU\eta = 150 \text{ МВт}. \quad (13)$$

В плазменной СВЧ-электронике, несмотря на возможность транспортировки электронного пучка с током  $I > I_0$ , сохраняется проблема использования больших токов сильноточных ускорителей при заданной энергии электронов. В вакуумной СВЧ-электронике ток РЭП также мал по сравнению со значением предельного вакуумного тока. Но в наиболее удачном вакуумном СВЧ-источнике — лампе обратной волны (карсинотроне) — электронный пучок распространяется близко к стенке вакуумной камеры. Поэтому при фиксированном значении  $eU$  величина  $I_0$  значительно больше, чем в плазменном СВЧ-генераторе, что позволяет в карсинотроне эффективно использовать значительно больший ток пучка, чем в плазменном СВЧ-источнике. Однако близость радиуса пучка к стенкам электродинамической системы не позволяет получать СВЧ-импульсы с большой длительностью, тогда как в плазменных СВЧ-устройствах с малым радиусом пучка удается получать СВЧ-импульсы со значительно большей длительностью. Подробнее сравнение параметров СВЧ-источников в плазменной и вакуумной электронике приводится в заключении.

Самый простой способ повышения мощности плазменного СВЧ-генератора с точки зрения физики (но не техники) состоит в одновременном увеличении энергии электронов и тока пучка. Например, в совместном эксперименте с французскими коллегами, в котором энергия электронов в пучке составляла 1 МэВ и ток пучка был равен 5 кА, была достигнута мощность СВЧ-излучения  $P = 400$  МВт [41].

## 8. Плазменный релятивистский СВЧ-генератор импульсов микросекундной длительности

Одной из основных проблем вакуумной релятивистской СВЧ-электроники является так называемый эффект "укорочения СВЧ-импульса" [42–44], который проявляется следующим образом. Релятивистский электронный пучок инжектируется в электродинамическую систему, начинается процесс генерации мощного СВЧ-излучения, но через некоторое время этот процесс полностью прекращается, хотя ток электронов пучка в момент срыва СВЧ-импульса не изменяется. Поэтому рекордные значения мощности на уровне 1–4 ГВт получены в СВЧ-импульсах длительностью 10–30 нс. Описанные эксперименты были выполнены при длительности импульса тока РЭП 30 нс. Основной целью исследования плазменного СВЧ-генератора при микросекундной ( $\leq 1$  мкс) длительности импульса тока РЭП было выяснение вопроса о возможности получения мощных СВЧ-импульсов с большой ( $\leq 1$  мкс) длительностью в плазменных релятивистских СВЧ-источниках.

Причиной эффекта укорочения СВЧ-импульса в вакуумной релятивистской СВЧ-электронике является появление плазмы в различных частях установки. Плазма взрывоэмиссионного катода, разлетаясь поперёк магнитного поля, приводит к изменению формы РЭП и нарушению условий его оптимального взаимодействия с электродинамической структурой. Плазма, образующаяся на коллекторе в результате его бомбардировки электронами, распространяется навстречу сильноточному РЭП со скоростью до  $10^8$  см  $s^{-1}$  и может проникнуть в электродинамическую структуру или просто "запереть" излучение, не давая ему выйти из прибора. И, наконец, плазма может рождаться непосредственно на стенках электродинамической структуры вследствие СВЧ-пробоя.

Срыв процесса генерации может происходить из-за изменения качества пучка в течение 1 мкс. Необходимо, чтобы электронный пучок имел постоянный радиус и разброс электронов по поперечным скоростям был мал. В разделе 3 показано, что электронный пучок, формируемый на поперечно-лезвийном катоде, имеет стабильный радиус.

Проблема коллекторной плазмы в вакуумной релятивистской СВЧ-электронике может также быть решена. Самый простой способ состоит в увеличении площади коллектора с целью снижения плотности энергии, выделяемой электронами пучка на коллекторе. Если плотность энергии ниже пороговой ( $0,1\text{--}1$  Дж  $cm^{-2}$ ), то плазма не создается. Другой способ состоит в удалении коллектора от электродинамической системы на достаточно большое расстояние.

Самым серьёзным препятствием на пути преодоления эффекта укорочения СВЧ-импульса плазмы в вакуумной релятивистской СВЧ-электронике оказалось образование плазмы на стенках электродинамической структуры. При прохождении через электродинамическую структуру электронный поток частично разрушается под действием сильного СВЧ-поля, и часть электронов, сравнительно небольшая, оседает на стенках. Тем не менее эта бомбардировка стенок электронами инициирует образование плазмы, объём которой быстро возрастает вследствие пристеночного СВЧ-разряда [45]. Единственной возможностью уменьшить число оседающих на стенки электронов является увеличение расстояния от электронного пучка до поверхности электродинамической структуры.

В наиболее удачном приборе вакуумной релятивистской СВЧ-электроники, использующем для замедления волн гофрированный волновод, пучок имеет радиус, близкий к радиусу волновода. Это связано с тем, что амплитуда продольной компоненты электрического поля, с которой взаимодействуют электроны пучка, максимальна у стенки волновода и резко уменьшается на меньших радиусах. Поэтому для достижения высокой эффективности СВЧ-прибора радиус трубчатого пучка должен быть близок к радиусу гофрированного волновода. Кроме того, увеличение расстояния между пучком и стенкой волновода приводит к росту электростатического потенциала пучка, снижению кинетической энергии электронов и, следовательно, мощности СВЧ-излучения. В реальных черенковских СВЧ-приборах сильно-точной электроники сантиметрового диапазона длины волн зазор между электронным пучком и металлической стенкой не превышает, как правило, нескольких миллиметров. Таким образом, оказалось, что существует механизм ограничения длительности СВЧ-импульсов, трудно устранимый в приборах вакуумной релятивистской электроники.

Плазменная СВЧ-электроника, однако, позволяет преодолеть это препятствие. Как было отмечено выше, в плазменном СВЧ-генераторе с коаксиальной геометрией электронный пучок экранирован снаружи более плотной плазмой, находящейся на небольшом (несколько миллиметров) расстоянии от пучка (см. рис. 8). В такой ситуации электростатическое поле РЭП не мешает поместить электронный пучок и плазму в металлический волновод с радиусом, значительно превышающим радиус пучка, и избежать попадания электронов РЭП на стенки. Кроме того, компонента напряжённости электрического поля плазменной волны  $E_r$  при удалении от плазмы быстро уменьшается (см. рис. 9), а компонента  $E_z$  на стенке волновода постоянного радиуса равна нулю (рис. 2, точка *b*). Таким образом, в плазменном СВЧ-генераторе можно сравнительно легко устранить одну из главных причин укорочения импульса в вакуумных релятивистских СВЧ-источниках — СВЧ-пробой на стенке электродинамической структуры.

Перейдём к описанию результатов исследования плазменного СВЧ-генератора с электронным пучком микросекундной длительности [46]. Принципиальная схема этого генератора совпадает со схемой, приведённой на рис. 8. Параметры генератора были выбраны так, чтобы возбуждались относительно низкие частоты, до 4 ГГц. Это было сделано для того, чтобы получать наиболее полную информацию о параметрах СВЧ-излучения при помощи скоростного осциллографа с полосой частот до 4 ГГц (см. раздел 5).

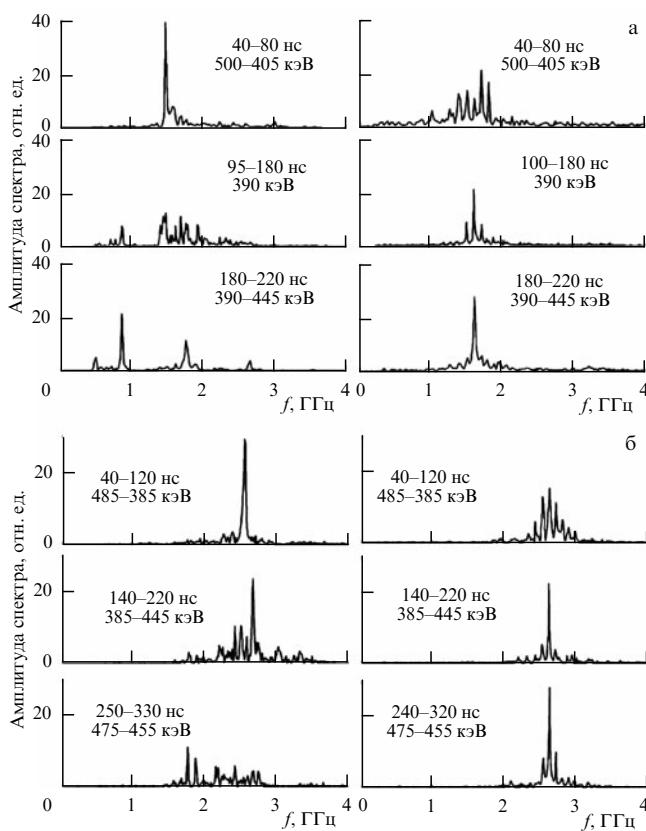


Рис. 12. Спектры СВЧ-излучения. (а) Плотность плазмы  $5,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , (б) плотность плазмы  $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Слева — эксперимент, справа — расчёт.

Приведём параметры плазменного СВЧ-генератора микросекундной длительности:  $R = 6 \text{ см}$ ,  $r_b = 2,2 - 2,35 \text{ см}$ ,  $r_p = 2,65 - 2,9 \text{ см}$ ,  $L = 70 \text{ см}$ ,  $B = 1,7 - 2,2 \text{ Тл}$ ,  $I = 2,5 - 1,6 \text{ кА}$ ,  $eU = 500 - 400 \text{ кэВ}$ . Длительность переднего фронта импульса напряжения на катоде равна 40 нс, полная длительность составляет 700 нс. В промежутке времени от 40 до 700 нс амплитуда напряжения непостоянна, изменяется от 540 до 370 кэВ, что осложняет интерпретацию результатов эксперимента.

Результаты измерения спектра СВЧ-генератора в разные отрезки времени и результаты численного расчёта спектра приведены на рис. 12. Результаты численного моделирования получены с помощью кода КАРАТ. Решались уравнения Максвелла и релятивистские уравнения движения частиц. Использовалась осесимметричная геометрия. Пучок моделировался методом крупных частиц. Зависимости энергии электронов и тока пучка от времени повторяли экспериментальные зависимости. Плазма считалась линейной средой с неизменными во времени свойствами.

Обратим внимание на то, что с увеличением плотности плазмы средняя частота излучения возрастает как в эксперименте, так и в расчёте. Сначала рассмотрим результат расчёта. Спектры состоят из линий на выделенных частотах, причём частоты этих линий можно считать постоянными в течение всего СВЧ-импульса с точностью до 1 %. Итак, при постоянной плотности плазмы и изменении энергии электронов в широком диапазоне от 380 до 500 кэВ значения выделенных частот остаются неизменными. Изменяется только соотношение амплитуд этих линий в течение СВЧ-импульса.

Для объяснения данных результатов учтём, что в плазменном генераторе возбуждается собственная волна плазменного волновода, частота которой  $\omega(k_z)$  зависит от плотности плазмы, но не зависит от параметров пучка. Поскольку длина генератора ограничена, то продольное волновое число  $k_z$  принимает только дискретные значения:

$$k_z = \frac{N\pi}{L} \equiv k_{zN}, \quad (14)$$

где  $N$  — номер продольной моды,  $L$  — длина генератора. Следовательно, в генераторе могут быть возбуждены волны с дискретным набором частот:

$$\omega = \omega(k_{zN}) \equiv \omega_N. \quad (15)$$

Какие из этих частот реально могут быть возбуждены в генераторе, определяется их близостью к резонансной частоте  $\omega_0$  (на рис. 1 это частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) и шириной черенковского резонанса, определяемой инкрементом неустойчивости  $\delta\omega$  (см. рис. 2). Резонансная частота  $\omega_0$  зависит от плазменной частоты, геометрии системы и скорости пучка. Резонансные частоты в общем случае определяются только численно. Условие возбуждения колебаний с частотой  $\omega_N$  можно записать в виде

$$|\omega_N - \omega_0| < |\delta\omega|. \quad (16)$$

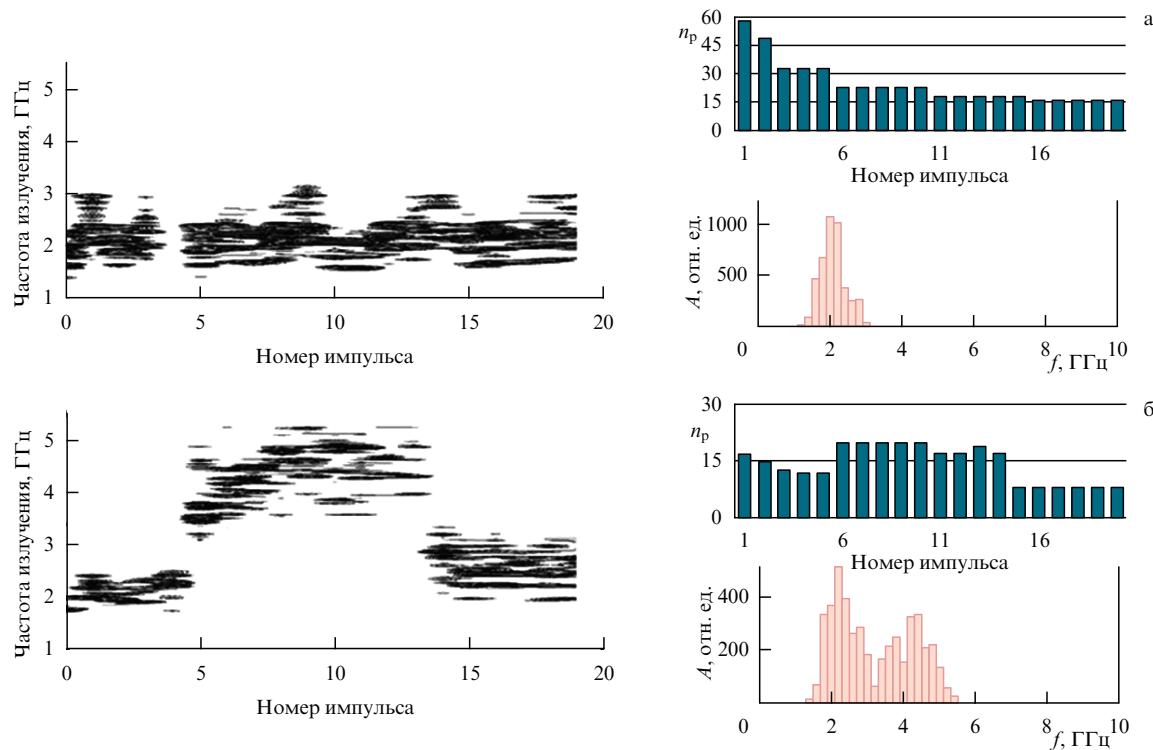
Те линии, частоты которых удовлетворяют условию (16), присутствуют в спектре плазменного генератора. Анализ показывает, что набор допустимых  $N$  слабо зависит от скорости электронов, но из-за изменения резонансной частоты эффективность возбуждения волн с разными  $\omega_N$  оказывается разной. Поэтому на рис. 12 справа набор пиков в спектрах, полученных для разных временных интервалов, примерно одинаков, но амплитуды этих пиков существенно различаются.

Если измерена частота какого-либо пика, то величину  $k_z$  можно приблизительно оценить по формуле

$$k_z = \frac{\omega}{u}. \quad (17)$$

Например, для частоты 2,6 ГГц и  $u = 2,5 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$  получаем  $k_z = 0,65 \text{ см}^{-1}$ , длина волны в плазме  $\lambda = 9,6 \text{ см}$ ,  $N \approx 14$ .

Перейдём к рассмотрению экспериментальных спектров. На графиках рис. 12 (слева) спектры также имеют вид отдельных линий, сдвинутых на 0,09 ГГц относительно друг друга, но на среднем и нижнем спектре нет линий, частоты которых совпадали бы с частотой линии на верхнем спектре. Такое различие между расчётыми и экспериментальными спектрами можно объяснить изменением параметров плазмы в эксперименте в течение СВЧ-импульса за характерное время 200 нс. Установлены два факта. Во-первых, длительность СВЧ-импульсов в эксперименте короче импульса напряжения. При малом начальном значении плотности плазмы,  $5,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , генерация длится до 220 нс, а при более высоком значении плотности плазмы,  $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , — до 330 нс. Во-вторых, в конце СВЧ-импульса в спектре появляются низкие частоты. Оба факта можно объяснить одним предположением, согласно которому плотность плазмы существенно уменьшается при инъекции РЭП за характерное время 200–300 нс. Предполагаемое



**Рис. 13.** Перестройка частоты плазменного СВЧ-генератора в импульсно-периодическом режиме. (а) Справа показана зависимость заранее заготовленной плотности плазмы от номера импульса, слева — зависимость частоты излучения от номера импульса, которая возникает при таком законе изменения плотности плазмы. (б) Слева — зависимость частоты излучения от номера импульса при другом законе изменения плотности плазмы. Справа — полные спектры излучения за все 20 импульсов для условий а и б.

уменьшение плотности плазмы в течение импульса тока РЭП должно приводить к уменьшению частоты генерации, а при достижении плотности плазмы, близкой к критической, — к прекращению процесса генерации. Увеличение начального значения плотности плазмы приводит к тому, что выключение генерации происходит позже, СВЧ-импульс становится длиннее. Это же предположение нам придётся сделать далее при исследовании плазменного СВЧ-усилителя (см. раздел 11). Таким образом, в плазменной СВЧ-электронике исчезла проблема ограничения длительности СВЧ-импульса, имевшая место в вакуумных СВЧ-приборах, однако возникла другая — нестабильность спектра СВЧ-излучения в течение импульса вследствие ускоренного распада плазмы.

Подведём итоги. Были получены СВЧ-импульсы длительностью до 500 нс, с уровнем мощности 50 МВт. Увеличение начального значения плотности плазмы перед очередным импульсом тока РЭП, как и ранее, приводило к увеличению средней частоты излучения. Этот эксперимент подтвердил сделанный ранее вывод о генерации широкого спектра. Была получена новая информация: спектр состоит из отдельных линий, связанных с возбуждением разных продольных мод. Спектр излучения нестабилен в течение СВЧ-импульса, что может быть объяснено уменьшением плотности плазмы в течение импульса тока РЭП.

## 9. Перестройка частоты плазменного релятивистского СВЧ-генератора в импульсно-периодическом режиме

Существенное отличие плазменных релятивистских СВЧ-источников от вакуумных релятивистских СВЧ-

приборов состоит в возможности быстрой электронной перестройки частоты. До сих пор рассматривались эксперименты с сильноточными ускорителями, которые генерируют одиночные импульсы тока РЭП. Переядём к описанию плазменного СВЧ-генератора, в котором импульсы тока пучка следуют периодически [47]. Источником электронного пучка был ускоритель "Sinus 550-80", изготовленный в ИСЭ СО РАН (г. Томск). В эксперименте [48] в плазменный СВЧ-генератор в течение одной секунды 20 раз запускали электронный пучок с энергией электронов 500 кэВ, током 2 кА и длительностью 80 нс. Компьютерная программа обеспечивала создание плазмы с заданным значением плотности перед каждым импульсом РЭП.

На рисунке 13 (справа) показаны две гистограммы значений плотности плазмы в каждом из 20 импульсов. Об изменении спектра в каждом из 20 СВЧ-импульсов можно судить по графикам, расположенным слева. Зависимость (а) плотности плазмы от номера импульса приводит к относительно узкому суммарному спектру. Зависимость (б) плотности плазмы от номера импульса приводит к генерации более широкого суммарного спектра. При заданном законе (рис. 13а) изменения плотности плазмы от импульса к импульсу среднее значение частоты сохраняется. Изменение плотности плазмы согласно рис. 13б, на котором плотность плазмы повышена в импульсах от номера 6 до 14, приводит к повышению средней частоты примерно в два раза (график 13б слева). Таким образом, продемонстрирована возможность управления средней частотой плазменного СВЧ-генератора в импульсно-периодическом режиме.

## 10. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель с длительностью импульса тока релятивистского электронного пучка 30 нс

Эксперименты, проведённые на плазменном релятивистском СВЧ-генераторе, продемонстрировали его уникальную особенность: возможность перестройки частоты СВЧ-излучения в широких пределах (4–28 ГГц) за счёт изменения плотности плазмы при примерном постоянстве мощности получаемого СВЧ-излучения. Широкий спектр излучения плазменного СВЧ-генератора, ~30 % от средней частоты излучения, представляет интерес для решения ряда прикладных задач. Переидём к исследованию мощных плазменных СВЧ-источников монохроматического излучения с электронной перестройкой частоты. Таким источником может быть усиливатель монохроматического входного сигнала.

Задача усиления монохроматического сигнала наиболее проста для теоретического рассмотрения и имеет детальное теоретическое описание. Поэтому было бы естественно начать экспериментальное исследование с изучения именно усилителя, а не генератора. Однако оказалось, что реализация в эксперименте СВЧ-усилителя чрезвычайно сложна по причине самовозбуждения прибора, т.е. самопроизвольной смены режима усиления СВЧ-волн на режим генерации. Усиление СВЧ-волн в широком диапазоне частот и одновременное подавление автоколебаний оказалось очень трудоёмкой задачей. По этой причине экспериментальные работы по плазменному релятивистскому СВЧ-усилителю были выполнены позже.

Усилитель [49] был рассчитан на усиление входного сигнала в диапазоне частот 9–13 ГГц. Схема усилителя, представленная на рис. 14, отличается от схемы генератора на рис. 7 тем, что содержит узел ввода входного сигнала в плазменный волновод (4) и СВЧ-поглотитель (6). Трубчатая плазма со средним радиусом  $r_p = 7,5$  мм и толщиной  $\Delta r_p = 1$  мм располагалась в продольном однородном магнитном поле с индукцией  $B = 1,6$  Тл в цилиндрическом металлическом волноводе радиусом  $R = 22$  мм. Вдоль оси волновода распространялся трубчатый РЭП с энергией электронов 550 кэВ, током 1,5 кА и длительностью импульса тока около 100 нс. Средний радиус электронного пучка был больше радиуса плазмы,  $r_b = 10$  мм, толщина пучка составляла  $\Delta r_b = 1$  мм. На входе усилителя был установлен преобразователь СВЧ-волны, возбуждающий моду TEM, которая трансформируется в быструю и медленную моды плазменного волновода. Медленная плазменная волна с модой  $E_{01}$

усиливалась релятивистским электронным пучком, затем она трансформировалась в моду TEM выходного металлического коаксиального волновода и излучалась выходным коаксиальным рупором большого сечения. Длина плазменного волновода, на которой происходило взаимодействие РЭП и плазмы, составляла 29 см.

Для предотвращения самовозбуждения прибора, т.е. возникновения режима автоколебаний, в зазоре между пучком и стенкой волновода располагался керамический СВЧ-поглотитель. Коэффициент поглощения СВЧ-мощности составил 20 дБ для волны TEM в коаксиальном волноводе с внутренним радиусом 5 мм и внешним радиусом 22 мм и 50 дБ для волны TM<sub>01</sub> в круглом волноводе радиусом 22 мм. Измерения проводились на частоте 9,1 ГГц. В качестве источника входного СВЧ-сигнала использовался один из двух импульсных магнетронов. Первый магнетрон имел частоту  $f_1 = 12,9$  ГГц, длительность импульса 2 мкс и мощность  $P_{in} = 75$  кВт. Параметры второго магнетрона были соответственно  $f_2 = 9,1$  ГГц, 20 мкс, 40 кВт.

Для оценки спектра излучения использовался приёмный тракт, представляющий собой волновод  $23 \times 10$  мм, в котором принимаемая СВЧ-мощность регистрировалась двумя детекторами. Первый из них — широкополосный приёмник — измерял всю СВЧ-мощность в приёмном тракте. На входе второго, узкополосного, приёмника устанавливался один из двух узкополосных СВЧ-фильтров, настроенных на частоту магнетрона: ширина полосы частот  $\Delta f = 0,29$  ГГц при  $f_1 = 12,9$  ГГц или  $\Delta f = 0,51$  ГГц при  $f_2 = 9,1$  ГГц. Чувствительность обоих приёмников была приблизительно одинакова. Если ширина спектра излучения была меньше, чем полоса пропускания СВЧ-фильтра, то отношение сигналов с обоих приёмников было равно единице. Если же ширина спектра излучения была больше полосы пропускания СВЧ-фильтра, то это отношение уменьшалось. Таким образом, имелась возможность оценить ширину спектра выходного СВЧ-излучения.

Было показано, что в диапазоне значений плотности плазмы  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} < n_p < 1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  выходной сигнал СВЧ-усилителя всегда лежит внутри полосы пропускания узкополосного приёмника (отношение мощностей близко к единице). Сравнение экспериментальной зависимости  $P/P_f$  с зависимостью однопроходного линейного коэффициента усиления мощности  $K$  от плотности плазмы показывает, что эффект усиления СВЧ-волны в эксперименте имеет место в предсказанном теорией диапазоне значений плотности плазмы. Расчёт указывает на возможность перестройки частоты излучения в широком диапазоне частот. Для проверки этого положения теории были проведены эксперименты по исследованию режима усиления на частоте  $f = 12,9$  ГГц ( $P_{in} = 75$  кВт). На этой частоте режим усиления наблюдался при больших значениях плотности плазмы, а именно, в диапазоне  $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3} < n_p < 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что совпадает с результатами расчёта.

Экспериментальные зависимости мощности выходного излучения от мощности входного сигнала доказывают, что реализуется режим усиления на двух частотах входного сигнала (рис. 15).

В линейном режиме усиления получена выходная мощность 60 МВт (усиление 30 дБ) на частоте 13 ГГц и 40 МВт (усиление 29 дБ) на частоте 9 ГГц. Полоса перестройки частоты не менее 40 %.

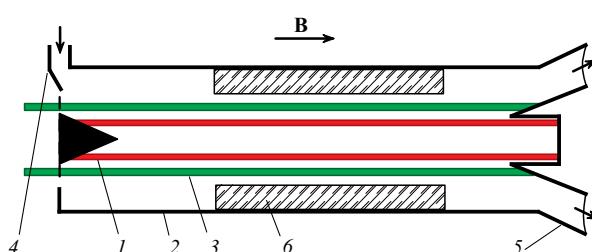
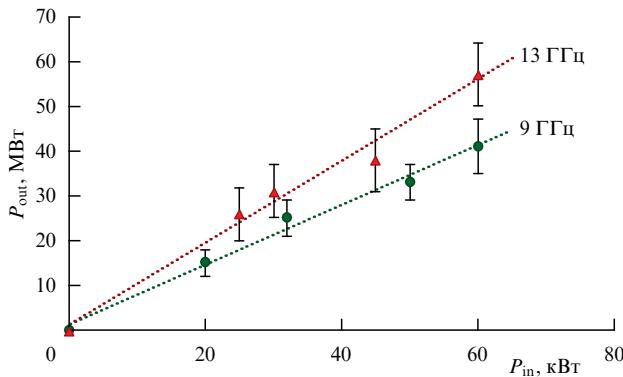


Рис. 14. Схема плазменного релятивистского СВЧ-усилителя: 1 — плазма, 2 — металлический волновод, 3 — релятивистский электронный пучок, 4 — вход усилителя, 5 — коаксиальный конический излучающий рупор, 6 — СВЧ-поглотитель.

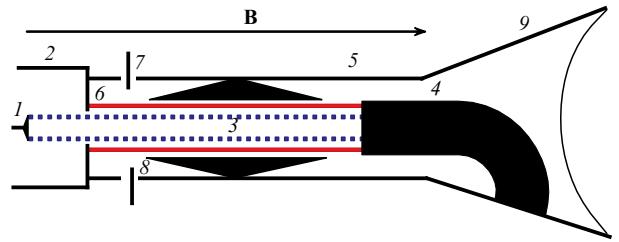


**Рис. 15.** Зависимости мощности выходного излучения СВЧ-усилителя от мощности входного сигнала (550 кэВ, 2 кА, длина плазмы 28 см).

## 11. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель микросекундной длительности. Частота 2,4–3,1 ГГц

Экспериментальные исследования СВЧ-усилителя были продолжены в диапазоне частот 2–3 ГГц [50–55]. В этих экспериментах для регистрации параметров СВЧ-излучения СВЧ-усилителя использовался калориметр с расположенной на его оси приёмной антенной (см. рис. 7). Сигнал с приёмной антенны по коаксиальному кабелю поступал на коаксиальный аттенюатор 63 дБ и затем поступал на вход скоростного осциллографа. Для усиления входного СВЧ-сигнала на частотах 2–3 ГГц были увеличены диаметры волновода, плазмы и пучка, а также длина плазменного волновода. С целью уменьшения коэффициента отражения от торцов плазменного волновода была также изменена конструкция излучающего устройства (рис. 16).

В этом усилителе, в отличие от усилителя сигналов на частотах 9–13 ГГц, радиус пучка был меньше радиуса плазмы, что, согласно нашим исследованиям СВЧ-генератора (см. раздел 7), приводит к слабой зависимости коэффициента усиления от частоты. Приведём основные размеры экспериментальной установки. Катод (1) имел радиус 1,25 см, радиус анода (2) был равен 5,5 см, радиус трубы дрейфа (5)  $R = 4,9$  см, радиусы трубчатого РЭП  $r_b = 1,3$  и 1,6 см и радиусы трубчатой плазмы (6)  $r_p = 1,9$



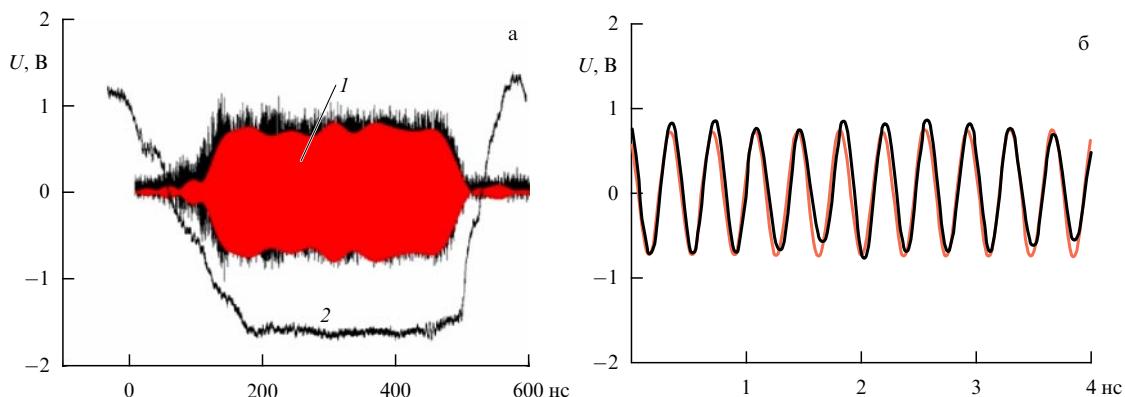
**Рис. 16.** Схема плазменного релятивистского СВЧ-усилителя: 1 — катод сильноточного ускорителя, 2 — анод, 3 — РЭП, 4 — коллектор, 5 — металлический волновод, 6 — плазма, 7 — антенны, 8 — СВЧ-поглотитель, 9 — излучающий рупор.

и 2,2 см. Величина магнитного поля составляла  $B = 4,5$  кГс. В качестве источника СВЧ-сигнала использовался один из трёх сменных магнетронов с частотами 2,4, 2,7 и 3,1 ГГц. От магнетрона внешний сигнал мощностью около 50 кВт по коаксиальному кабелю подавался на две штыревые антенны (7). В конструкцию СВЧ-усилителя также входили СВЧ-поглотитель (8) и излучающее устройство, состоявшее из коллектора (4) и рупора (9).

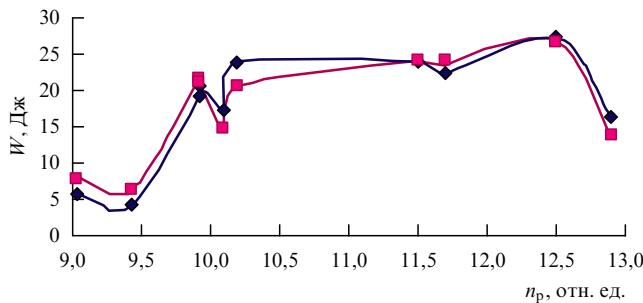
Калориметр с установленной в его центре штыревой антенной располагался на расстоянии 70 см от излучающего рупора. Сигнал, зарегистрированный антенной, представлен на рис. 17. Чёрным цветом показана осциллограмма выходного сигнала усилителя  $U(t)$ , красным цветом — часть сигнала  $U_f(t)$ , пропущенная через фильтр  $2710 \pm 15$  МГц. На рисунке 17а на осциллограмму СВЧ-сигнала наложена осциллограмма напряжения на катоде ускорителя. Амплитуда напряжения 500 кВ. Видно, что процесс усиления начинается и заканчивается при напряжении на катоде, примерно равном 400 кВ. Длительность СВЧ-импульса 350 нс, а длительность плато на импульсе напряжения 280 нс. Видно, что зависимость электрического поля от времени, представленная на осциллограмме, близка к гармонической.

Вычислим величину  $\int U^2 dt$ , которая пропорциональна плотности энергии на оси калориметра в полосе частот до 4 ГГц. Сравним величину  $\int U^2 dt$  с полной энергией СВЧ-импульса  $W$ , измеренной калориметром при различных значениях плотности плазмы (рис. 18).

Как следует из рис. 18, отношение  $W / \int U^2 dt$  почти постоянно. Это означает, что структура СВЧ-пучка в



**Рис. 17.** (В цвете онлайн.) (а) СВЧ-импульс и импульс напряжения на катоде ускорителя. Сигнал, пропущенный через фильтр  $2710 \pm 15$  МГц — красный цвет (1), полный сигнал — чёрный цвет (2). (б) СВЧ-импульс от 200 до 204 нс.



**Рис. 18.** Зависимости энергии и плотности энергии СВЧ-импульса от плотности плазмы в отн. ед. Ромбы — энергия СВЧ-импульса в джоулях, квадраты — плотность энергии излучения на оси СВЧ-пучка в отн. ед.

поперечном сечении постоянна во всём диапазоне изменения плотности плазмы. Величина  $\int U_f^2 dt$  пропорциональна плотности энергии на оси калориметра в полосе частот  $2710 \pm 15$  МГц. Оказалось, что отношение  $W / \int U_f^2 dt$  также постоянно. Это позволяет рассчитать полную мощность СВЧ-пучка и мощность в полосе частот  $f_0 \pm 15$  МГц по формулам

$$P(t) = \frac{WU^2(t)}{2 \int U^2 dt}, \quad P_f(t) = \frac{WU_f^2(t)}{2 \int U^2 dt}. \quad (18)$$

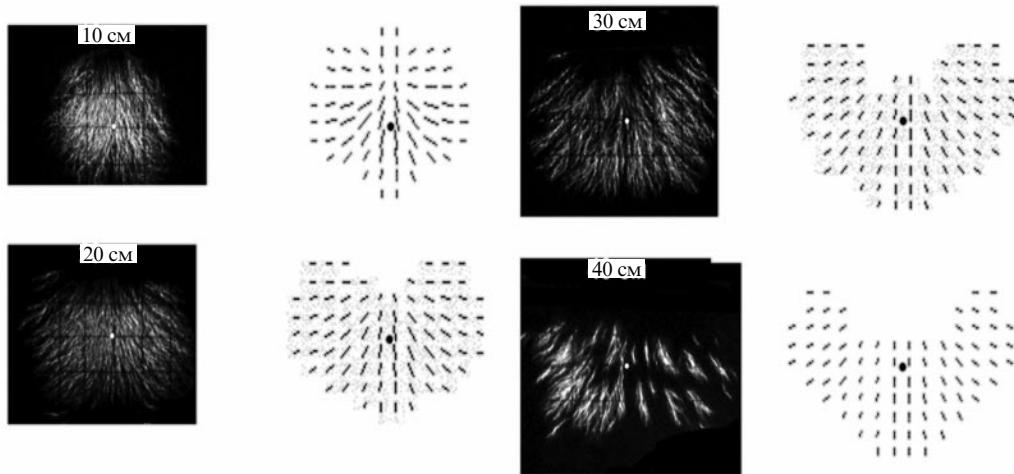
Важно, что в формулу (18) входят только полученные в эксперименте величины и не входит явно структура поля в СВЧ-пучке. Полную мощность СВЧ-усилителя можно определять по формулам (18), если диаметр СВЧ-пучка равен диаметру калориметра или меньше него. Для выполнения этого условия необходимо уменьшить расстояние между рупором и калориметром, поскольку диаметр калориметра (50 см) больше диаметра апертуры рупора (24 см). Однако оказалось, что проводить измерения таким образом нельзя. Калориметр отражает 10 % падающей на него мощности, и при малом расстоянии до рупора часть отражённой мощности попадает в усилитель, что изменяет режим усиления. Кроме того, при значительном сокращении расстояния между калориметром и рупором возникает пробой на приёмной

антенне, поэтому калориметр располагался на расстояниях 40–70 см от апертуры рупора. Возникает вопрос: какую часть энергии регистрирует калориметр?

Для ответа на этот вопрос на некотором расстоянии от апертуры рупора была помещена тонкая диэлектрическая пленка с приклеенными к ней металлическими микрочастицами размером около 100 мкм [53]. Под действием мощного СВЧ-излучения на этом экране зажигался разряд. Серия фотографий свечения экрана на разных расстояниях от апертуры рупора представлена на рис. 19. На фотографиях видны светящиеся нити, а также видно, что размер светящейся области увеличивается при удалении экрана от рупора.

Мы предположили, что разряд на экране развивается вдоль силовых линий электрического поля СВЧ-излучения. Для подтверждения этой гипотезы был произведен расчёт при помощи кода КАРАТ. При моделировании предполагалось, что на вход вакуумного коаксиального волновода подаётся ТЕМ-волна. Поперечная структура СВЧ-пучка рассчитывалась на разных расстояниях от рупора (см. рис. 19, справа от фотографий). Наклон каждого отрезка отражает направление вектора напряжённости электрического поля в данной точке, а длина отрезка пропорциональна максимальному значению амплитуды поля в этой точке. Изображение, полученное в результате численного моделирования, позволяет судить о ходе силовых линий СВЧ-поля. Видно, что полученная экспериментально картина светящихся нитей подобна расчётной, т.е. разряд действительно развивается вдоль силовых линий электрического поля.

Масштаб на фотографиях и смоделированных изображениях одинаков. На фотографиях видна сетка с шагом 5 см. Размер одного из смоделированных изображений был подобран так, чтобы он совпал с размером на соответствующей фотографии. Это достигается подбором минимальной амплитуды электрического поля, которая соответствует самой малой длине отрезка. На остальных смоделированных изображениях те же короткие отрезки соответствуют той же пороговой амплитуде электрического поля. Таким образом, можно сравнивать расходимости СВЧ-пучка в эксперименте и в расчёте. Совпадение структур и расходимости СВЧ-пучка в эксперименте и в расчёте даёт нам право доверять резуль-



**Рис. 19.** Фотографии свечения экрана на разных расстояниях от апертуры рупора. Результат расчёта поперечной структуры СВЧ-пучка — справа от фотографий.

тату расчёта доли энергии, регистрируемой калориметром на расстоянии 70 см от рупора. Оказалось, что в расчёте и в эксперименте изменение расстояния от 70 до 40 см приводит к увеличению энергии в калориметре в два раза. При изменении расстояния от 70 до 20 см в расчёте энергия в калориметре увеличивается в 2,6 раза, а в эксперименте менее чем в два раза. Поэтому для определения полной мощности излучения мощность, измеряемая на расстоянии 70 см, умножалась на коэффициент 2,6. Мощность излучения в диапазоне частот  $2710 \pm 15$  МГц при изменении плотности плазмы от 10 до 12,5 отн. ед. изменялась от 100 до 150 МВт.

Из эксперимента по визуализации структуры СВЧ-пучка следует ещё один важный вывод. Совпадение структур электрического поля в расчёте и в эксперименте наблюдается только при условии, что в расчёте на вход излучающего устройства усилителя подаётся ТЕМ-волну. Если вводить в коаксиальный волновод волну с модой  $H_{11}$ , то расчётное изображение структуры поля резко отличается от изображения, полученного экспериментально. В данном коаксиальном вакуумном волноводе на частотах 2,4 и 2,7 ГГц могут распространяться только две моды — ТЕМ и  $H_{11}$ . Итак, мы точно знаем, что плазменная волна преобразуется в аксиально-симметричную ТЕМ-волну в коаксиальном волноводе. Это даёт основания полагать, что в плазменном волноводе также распространяется аксиально-симметричная мода. Напомним, что в плазменном волноводе дисперсионные кривые с модами  $E_{01}$  и  $E_{02}$  сильно удалены друг от друга (см. рис. 2). Поэтому легко сделать так, чтобы в плазме возбуждалась только мода  $E_{01}$ . А вот дисперсионные кривые волн  $E_{01}$  и  $E_{11}$  близки, и осуществить селекцию мод в этом случае сложнее. Из эксперимента по визуализации структуры поля СВЧ-пучка следует, что в плазме с большой долей вероятности распространяется азимутально-симметричная плазменная волна  $E_{01}$ , как это часто полагалось в теории плазменных СВЧ-приборов. Получено ещё одно подтверждение возбуждения плазменной волны на единственной поперечной моде  $E_{01}$ .

Выше были приведены данные по усилению входного сигнала только на частоте 2,71 ГГц. Были получены фотографии свечения экрана и на двух других частотах: 2,4 и 3,1 ГГц. Фотографии на этих частотах качественно не отличаются от представленных выше. Утверждение о постоянстве структуры СВЧ-пучка при 20%-ном изменении плотности плазмы остаётся справедливым и на частотах 2,4 и 3,1 ГГц.

Спектры СВЧ-сигналов, полученные при разных частотах входного сигнала с максимальным значением мощности, представлены на рис. 20. Отношение сигнал/шум равно 25–30 дБ.

Проанализируем, как меняется форма СВЧ-импульсов с изменением плотности плазмы для трёх различных частот (рис. 21). По-прежнему чёрным цветом (1) показаны полные сигналы выходного излучения, красным (2) — сигналы, пропущенные через фильтр  $f_0 \pm 15$  МГц, где  $f_0$  — частота магнетрона. Слева направо увеличивается плотность плазмы, сверху вниз возрастает частота входного сигнала: 2,4, 2,71 и 3,1 ГГц.

Параметры СВЧ-импульсов рис. 21 и условия, при которых они получены, представлены в табл. 2. Из таблицы 2 видно, что доля мощности в полосе частот  $f_0 \pm 15$  МГц почти всегда превышает 85 % от полной мощности. Значения плотности плазмы, при которых

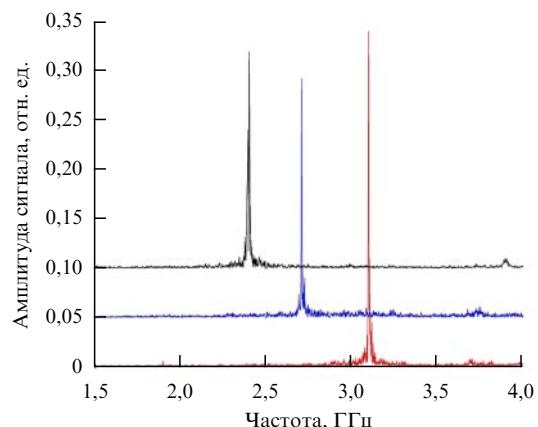


Рис. 20. Спектры сигналов на частотах 2,4, 2,71 и 3,1 ГГц с мощностью 95–130 МВт. Спектры сигналов на частотах 2,71 и 2,4 ГГц смещены вверх на 0,05 и 0,1 отн. ед. соответственно.

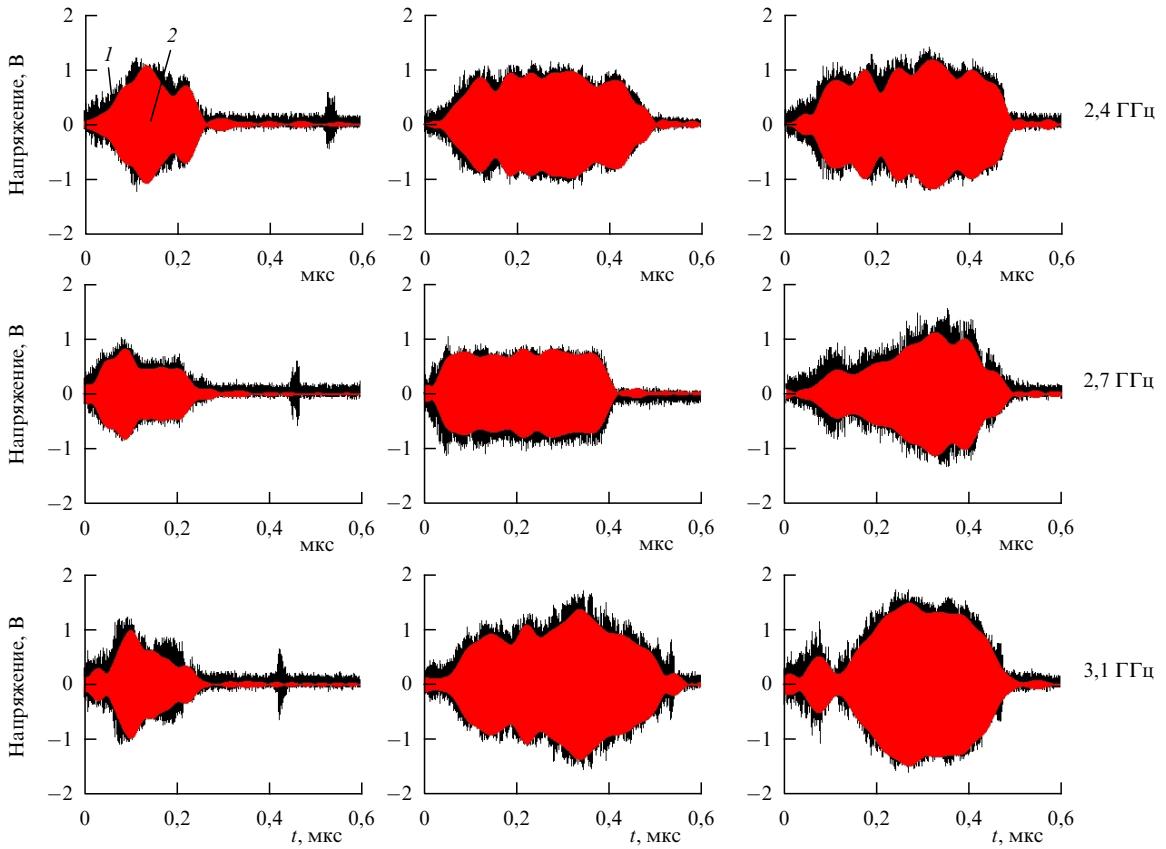
Таблица 2. Параметры СВЧ-импульсов и условия, при которых они получены

Частота, ГГц	№	Ток плазмы, А	$W$ , Дж	$P_{\max}$ , МВт	$P_f/P$ , %
2,4	1	8,8	10	90	84
	2	9,4	21	80	93
	3	9,7	27	110	91
2,7	4	9,0	5,6	50	86
	5	9,9	19	70	87
	6	11,5	22	130	85
3,1	7	9,4	3	45	71
	8	10,1	14	80	90
	9	11,3	20	95	94

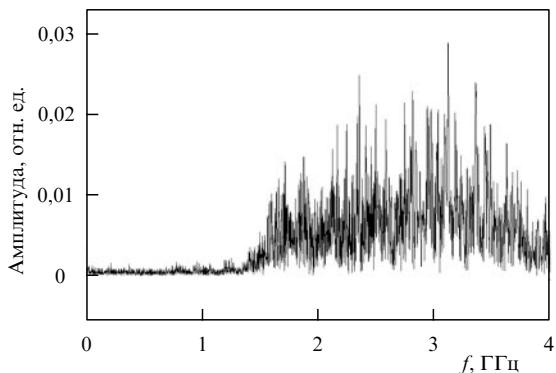
наблюдается усиление, с возрастанием частоты входного сигнала увеличиваются, как это следует из теории. Максимальная мощность на частотах 2,7 и 3,1 ГГц достигается при одном и том же значении плотности плазмы, т.е. для перестройки частоты от 3,1 до 2,7 ГГц (14 %) достаточно изменить только частоту входного сигнала. Для перестройки частоты от 3,1 до 2,4 ГГц (28 %) необходимо перестраивать и плотность плазмы.

Обсудим причину возникновения шума на спектрах, представленных на рис. 20. При распространении РЭП в вакууме ( $2 \times 10^{-5}$  Торр) при выключенном плазменном источнике на приёмной антенне, установленной на оси калориметра, регистрируются собственные шумы РЭП [54]. Для регистрации этих шумов перед входом осциллографа устанавливался аттенюатор на 23 дБ (вместо 63 дБ, который использовался для регистрации сигналов плазменного усилителя). Шумы возникают из-за нестационарности тока пучка, генерируемого взрывоэмиссионным катодом. Их спектр с почти постоянной амплитудой расположен в интервале частот от 1 ГГц и, по крайней мере, до 4 ГГц.

При наличии плазмы в отсутствие входного сигнала от магнетрона шумы усиливаются в полосе частот усилителя для данного значения плотности плазмы (рис. 22). Согласно линейной теории максимум инкремента усиления на 3 ГГц должен наблюдаться



**Рис. 21.** Зависимость формы СВЧ-сигналов выходного излучения от частоты входного сигнала и плотности плазмы. Верхний ряд снят при частоте входного сигнала 2,4 ГГц, средний ряд — при частоте 2,7 ГГц, нижний ряд — при частоте 3,1 ГГц. В каждом ряду осциллограммы сняты при различных значениях плотности плазмы, причем плотность плазмы слева направо возрастает.



**Рис. 22.** Спектр излучения РЭП в плазме в отсутствие входного сигнала.

при плотности плазмы  $1,3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . При этом расчетное значение полосы усиления по уровню 10 дБ равно 2 ГГц, что примерно согласуется с шириной спектра в эксперименте. Уровень мощности этого усиленного СВЧ-импульса превышает мощность СВЧ-импульса в вакууме примерно на 40 дБ.

Из сравнения данных рис. 22 и рис. 10 следует, что использование СВЧ-поглотителя, а также создание входного и выходного устройств СВЧ-усилителя с малыми коэффициентами отражения плазменных волн позволили решить проблему его самовозбуждения.

Для получения спектров с малой шириной (см. рис. 20) необходимо было решить вторую проблему, а именно

подавить процесс усиления собственных шумов РЭП. Дело в том, что энергия шумового импульса в плазме всего на 20 % меньше энергии СВЧ-импульса при подаче на вход усилителя сигнала от магнетрона. Без входного сигнала плазменный усилитель является мощным источником шумового излучения. При включении входного сигнала 91 % энергии излучается в полосе частот  $2,705 \pm 0,013$  ГГц. Таким образом, энергия шума при включении входного сигнала оказывается меньше энергии шума без входного сигнала в девять раз. Нелинейное взаимодействие электрического поля на частоте входного сигнала с полями на других частотах приводит к подавлению последних. Этот эффект позволяет получить относительно чистый спектр усиленного сигнала (см. рис. 20).

В экспериментах с плазменным СВЧ-генератором (см. раздел 8) была обнаружена динамика спектров, которую можно объяснить ускоренным распадом плазмы при инъекции РЭП. В экспериментах с плазменным усилителем также были обнаружены факты, которые можно объяснить ускоренным распадом плазмы [55]. Установлены три факта. Во-первых, при малых значениях плотности плазмы СВЧ-импульс имеет малую длительность, увеличение плотности плазмы приводит к увеличению длительности импульса (см. рис. 21). Во-вторых, при малых значениях плотности плазмы максимальная мощность наблюдается в начале импульса, при увеличении плотности плазмы максимальное значение мощности появляется в конце СВЧ-импульса (см. рис. 21). В-третьих, оказывается, что максимум спектра

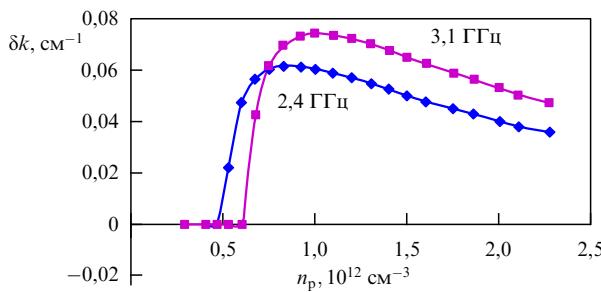


Рис. 23. Зависимость инкремента  $\delta k$  от плотности плазмы на частотах 2,4 и 3,1 ГГц.

излучения при малых значениях плотности сдвинут в сторону малых частот и величина смещения относительно частоты входного сигнала составляет 10 МГц.

Была построена аналитическая модель [55], которая объясняет эти три факта одним предположением: плотность плазмы существенно уменьшается за время около 100 нс. Изложим суть этой модели. Известно, что существует оптимальное значение плотности плазмы, при котором коэффициент усиления плазменной волны максимальен для данной частоты входного сигнала (рис. 23).

При уменьшении плотности плазмы относительно оптимального значения коэффициент усиления резко снижается; более плавное снижение наблюдается при увеличении плотности плазмы относительно оптимального значения. Отсюда следует, что при малом начальном значении плотности плазмы эффект ускоренного распада плазмы приведёт к укорочению СВЧ-импульса. Если начальное значение плотности плазмы превышает оптимальное значение, то вследствие ускоренного распада плазмы её плотность достигает со временем оптимального значения, и поэтому наблюдается рост амплитуды СВЧ-сигнала со временем и увеличение длительности импульса (см. рис. 21).

Наконец, наблюдаемый сдвиг частоты выходного излучения происходит из-за изменения фазовой скорости волны в плазме в течение СВЧ-импульса. Уменьшение плотности плазмы в течение импульса тока РЭП приводит к изменению набега фазы на длине плазменного столба, что регистрируется как смещение частоты выходного сигнала усилителя в течение СВЧ-импульса. При аналитическом рассмотрении для объяснения наблюдавшихся трёх фактов пришлось допустить, что плотность плазмы уменьшается в два раза за 150 нс. Отметим, что время распада заранее заготовленной плазмы, согласно измерениям, превышает 100 мкс.

Процессы усиления плазменной волны, изменения во времени плотности плазмы, средней энергии электронов плазмы и потенциала плазмы численно моделировались РиС-кодом КАРАТ [55]. В ходе моделирования решалась полная система уравнений Максвелла. Была выбрана осесимметричная постановка задачи, в которой рассматривалась область взаимодействия пучка с плазмой и усиливаемой волной. Асимметричный выводящий излучение рупор, а также асимметричные поглощающие элементы, расположенные на периферии области взаимодействия пучка и плазмы, область формирования электронного пучка и узел ввода излучения от внешнего СВЧ-источника не рассматривались. Зависимости энер-

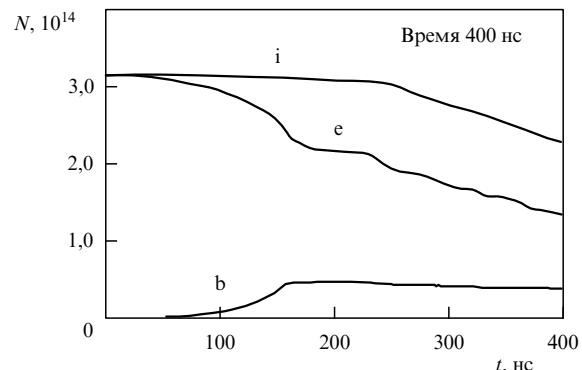


Рис. 24. Зависимость полного числа частиц  $N$  от времени:  $i$  — ионы,  $e$  — электроны плазмы,  $b$  — электроны пучка.

гии электронов пучка и его тока от времени, а также геометрия области взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной были взяты из эксперимента. Численное моделирование с использованием кода КАРАТ показало, что при инъекции РЭП в плазме появляются ускоренные электроны, так что в результате средняя энергия электронов плазмы повышается до 30 кэВ. Это приводит к ускорению процесса вылета электронов и ионов из плазмы (рис. 24).

Из рисунка 24 следует, что полное число электронов плазмы уменьшается в два раза за 250 нс. Расчёт показывает, что замагниченные электроны плазмы разлетаются вдоль оси волновода, а незамагниченные ионы разлетаются как вдоль, так и поперёк оси волновода.

Итак, в рамках поставленной задачи о выяснении причин изменения частоты излучения плазменного релятивистского СВЧ-усилителя и изменения формы СВЧ-импульса при изменении начального значения плотности плазмы наиболее важный результат численного моделирования состоит в обнаружении быстрого распада плазмы. При этом, в соответствии с результатами численного моделирования, плотность плазмы уменьшается примерно в два раза за 250 нс, а в результате проведения аналитического расчёта на основе данных эксперимента [55] было получено, что плотность плазмы должна уменьшаться в два раза за 150 нс. С учётом всех приближений можно считать, что обе модели дали близкие результаты.

Заметим, что в плазменном СВЧ-генераторе механизм изменения частоты при изменении плотности плазмы иной — в случае генератора изменяются условия резонансного возбуждения электромагнитной волны электронным пучком, что приводит к более значительному смещению частоты излучения генератора в течение СВЧ-импульса. Так, из рис. 10 видно, что частота максимума спектра излучения уменьшается в 1,5 раза. Частота СВЧ-усилителя задаётся частотой входного сигнала, поэтому наблюдаемое максимальное смещение частоты из-за изменения плотности плазмы мало, не превышает 0,3 %. При увеличении плотности плазмы, когда достигается максимальная длительность СВЧ-импульса и максимальная мощность излучения, сдвиг частоты излучения от частоты магнетрона становится менее 0,1 %.

В эксперименте плотность электронов плазмы была больше, чем плотность электронов пучка. Если плотность плазмы намного превышает плотность РЭП, то

возможна ситуация, когда нелинейность колебаний электронов наблюдается только в пучке, а плазма остаётся линейной средой. В эксперименте плотность плазмы превышала плотность пучка всего в три раза и, как показало численное моделирование при помощи кода КАРАТ, колебания электронов плазмы становятся нелинейными. Развитие нелинейных явлений и приводит к появлению в плазме ускоренных электронов, которые вызывают ускоренный распад плазмы.

Итак, на начальной стадии экспериментальных исследований анализ результатов приводил к выводу, что плотность заранее заготовленной плазмы не изменяется при инжекции РЭП. Один из главных аргументов состоял в том, что средняя частота излучения плазменного СВЧ-генератора монотонно увеличивалась с ростом начального значения плотности плазмы (см. рис. 10, 11). Другими словами, начальное значение плотности плазмы однозначно определяло среднее значение частоты излучения. Эти эксперименты были проведены при длительности импульса тока РЭП 30–80 нс. Переход к генераторам и усилителям микросекундной длительности привёл к обнаружению нового явления — ускоренного распада плазмы при инжекции РЭП.

## 12. Заключение

Предложены конструкции плазменных релятивистских СВЧ-генераторов и СВЧ-усилителей. Решены задачи создания трубчатой плазмы с заданной плотностью, ввода релятивистского электронного пучка в плазму, ввода СВЧ-излучения в плазменный волновод и его вывода в окружающее пространство. Разработаны методы формирования РЭП микросекундной длительности, измерения параметров плазмы, РЭП и СВЧ-излучения.

Была найдена простейшая схема для экспериментального изучения неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в лабораторной плазме. В этой схеме трубчатые пучок и плазма помещены в круглый металлический волновод с гладкими стенками, а однородное продольное магнитное поле обеспечивает постоянство поперечных размеров трубчатых пучка и плазмы на всём протяжении волновода. Начальное значение плотности плазмы, в которую влетает пучок, легко изменяется и всегда точно известно в относительных единицах. Напомним, что многие экспериментальные исследования плазменно-пучковой неустойчивости проводились при инжекции пучка в газ. В этих экспериментах в начальный момент инжекции пучка плотность плазмы равна нулю, и дальнейший рост плотности плазмы определялся возникновением СВЧ-полей той неустойчивости, свойства которой изучаются. Предложенная схема эксперимента позволила аналитически исследовать явления в схеме, очень близкой к экспериментальной. При проведении эксперимента постоянно использовались результаты этого анализа. Такая схема плазменных СВЧ-источников оказалась достаточно простой и для численного моделирования.

Эксперименты по плазменной СВЧ-электронике подтвердили основные выводы аналитической теории. Неустойчивость возникает только в плазме, плотность которой превышает пороговое значение. Доказана возможность возбуждения одной поперечной моды  $E_{01}$  собственной волны пространственно-ограниченной плазмы.

Средняя частота плазменного СВЧ-генератора в эксперименте возрастает с увеличением плотности плазмы в соответствии с расчётом. Измеренное значение коэффициента усиления входного сигнала не противоречит результатам аналитического расчёта. Экспериментально доказано, что максимальная мощность достигается при токе, равном примерно половине предельного вакуумного тока.

Сравнение полученной в эксперименте структуры электрического поля СВЧ-пучка после выхода из рупора с расчётной структурой подтвердили факт возбуждения волны с модой  $E_{01}$  в плазменном волноводе. Были проведены расчёты спектров СВЧ-генератора в предположении постоянства плотности плазмы. Обнаружено отличие расчётных спектров от экспериментальных, что привело к возникновению предположения об ускоренном распаде плазмы при инжекции РЭП. Анализ экспериментальных данных, полученных при исследовании СВЧ-усилителя микросекундной длительности, также привёл к предположению об ускоренном распаде плазмы. Расчёт изменения параметров плазмы в течение СВЧ-импульса, проведённый с помощью кода КАРАТ, подтвердил наличие ускоренного распада плазмы. Кроме того, в численном расчёте была обнаружена нелинейность колебаний электронов плазмы, приводящая к увеличению энергии электронов и увеличению скорости распада плазмы.

Одновременно с этим была решена прикладная задача создания СВЧ-источников с параметрами, которых нет у приборов вакуумной релятивистской СВЧ-электроники. Относительная простота постановки эксперимента позволила использовать результаты аналитической теории и численного моделирования для расчёта СВЧ-генераторов и СВЧ-усилителей.

В вакуумной релятивистской СВЧ-электронике разработано много двухкаскадных СВЧ-усилителей. Второй каскад является усилителем излучения первого каскада — СВЧ-генератора. Таким образом, эти усилители являются источниками СВЧ-излучения на фиксированной частоте. Исследование вакуумных релятивистских СВЧ-усилителей сигнала внешнего источника не так много. Вакуумные релятивистские СВЧ-усилители, в которых усиливаются разные частоты за счёт изменения частоты входных сигналов от внешних источников, нам не известны.

Если речь идёт о получении максимальной мощности монохроматического излучения на заданной частоте при заданной энергии электронов РЭП, то вакуумная СВЧ-электроника вне конкуренции. Для примера приведём параметры вакуумной релятивистской лампы обратной волны (карсинотрона)  $eU = 320$  кэВ,  $I = 2,8$  кА,  $P_{\max} = 290 \pm 70$  МВт,  $\eta = 36\%$ ,  $T = 40$  нс,  $f = 1,24$  ГГц, механическая перестройка частоты 10 % [56]. Напомним параметры плазменного СВЧ-усилителя:  $eU = 500$  кэВ,  $I = 2$  кА,  $P_{\max} = 100–150$  МВт,  $\eta = 10–15\%$ ,  $T = 200–300$  нс,  $f = 2,4–3,1$  ГГц, электронная перестройка частоты 30 %. Из сравнения этих параметров следует, что в плазменной СВЧ-электронике не удалось эффективно использовать большие значения тока РЭП. Ток пучка  $I = 2$  кА при  $eU = 500$  кэВ, тогда как в эксперименте с карсинотроном достигнута эффективная генерация на токе пучка  $I = 2,8$  кА при малом значении  $eU = 320$  кэВ. При энергии электронов  $eU = 500$  кэВ в карсинотроне удаётся эффективно использовать ток 6 кА. Эффектив-

ность плазменного СВЧ-усилителя по мощности также мала по сравнению с эффективностью вакуумного карбонитрона. К достоинствам плазменного СВЧ-усилителя следует отнести относительно большую длительность СВЧ-импульса, 200–300 нс, при мощности более 100 МВт, которая сохраняется при перестройке частоты на 30 %. Известно, что в вакуумной релятивистской СВЧ-электронике при длительности импульса 20–30 нс и энергии электронов более 1 МэВ получены мощности излучения гигаваттного уровня. Попытки получить СВЧ-импульсы большой длительности приводят к резкому уменьшению мощности излучения. Из обзора работ по вакуумной релятивистской СВЧ-электронике [13] видно, что на фиксированной частоте в диапазоне 2–4 ГГц при мощности 100 МВт удалось получить СВЧ-импульсы с длительностью не более 150 нс.

Самое важное отличие плазменных релятивистских СВЧ-источников от вакуумных СВЧ-приборов состоит в возможности быстрой перестройки частоты. Осуществлена перестройка средней частоты плазменного СВЧ-генератора на 80 % в импульсно-периодическом режиме, которая не реализована в вакуумных релятивистских СВЧ-источниках. Время перестройки частоты составляет 50 мс. Этот результат демонстрирует, что возможна также перестройка частоты на 30 % плазменного СВЧ-усилителя в импульсно-периодическом режиме с временем перестройки 50 мс. При этом будет осуществлена электронная перестройка частоты монохроматического излучения. Для этого необходим источник входного сигнала с электронной перестройкой частоты на уровне мощности 50 кВт. Современный уровень СВЧ-техники в России позволяет создать такой источник.

Таким образом, получено экспериментальное подтверждение основных положений теоретических работ по плазменной СВЧ-электронике. Прикладное значение наших исследований состоит в демонстрации перестройки частоты излучения в каждом импульсе при импульсно-периодическом режиме работы ускорителя.

Экспериментальная работа сопровождалась теоретическими исследованиями группы учёных под руководством Анри Амвросиевича Рухадзе. Автор выражает искреннюю благодарность А.А. Рухадзе за первоначальную постановку физической задачи, а также за непрерывное обсуждение проблем экспериментальных исследований на протяжении многих лет. Автор благодарит М.В. Кузелева, Л.С. Богданович, М.А. Красильникова, И.Н. Карташова за теоретические исследования по плазменной релятивистской СВЧ-электронике. Значительную роль в интерпретации результатов эксперимента сыграло использование численного кода КАРАТ. Многие задачи были решены автором этого кода В.П. Таракановым и И.Л. Богданович.

В первые успехи экспериментальных исследований большой вклад внесли А.Г. Шкварунец и В.И. Кременцов. Более поздние исследования проводились О.Т. Лозой, Д.К. Ульяновым, А.В. Пономарёвым, И.Е. Ивановым и Д.В. Шумейко. Выражаю всем признательность за многолетнюю совместную работу.

Эксперименты проводились на сильноточных релятивистских ускорителях, либо полностью изготовленных в ИСЭ СО РАН, либо по проектам и при участии сотрудников ИСЭ СО РАН. За постоянную многолетнюю поддержку наших исследований благодарю Г.А. Месяца, Б.М. Ковалчука, С.Д. Коровина и А.В. Гунина.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-08-00439).

## Список литературы

1. Ахиезер А И, Файнберг Я Б *ДАН СССР* **69** 555 (1949)
2. Bohm D, Gross E P *Phys. Rev.* **75** 1851 (1949)
3. Boyd G D, Field L M, Gould R W *Phys. Rev.* **109** 1393 (1958)
4. Харченко И Ф и др. *ЖЭТФ* **38** 685 (1960); Kharchenko I F et al. *Sov. Phys. JETP* **11** 493 (1960)
5. Демирханов Р А и др. *ЖТФ* **30** 306 (1960); Demirkhanov R A et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **5** 282 (1960)
6. Бернашевский Г А и др. *Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ* (М.: Советское радио, 1965)
7. Трубецков Д И, Пищик Л А *Физика плазмы* **15** 342 (1989); Trubetskoy D I, Pishchik L A *Sov. J. Plasma Phys.* **15** 200 (1989)
8. Кузелев М В, Рухадзе А А *Электродинамика плотных электронных пучков в плазме* (М.: Наука, 1990)
9. Рухадзе А А и др. *Физика сильноточных релятивистских электронных пучков* 2-е доп. изд. (М.: ЛЕНАНД, 2016)
10. Бирю М и др. *УФН* **167** 1025 (1997); Birau M et al. *Phys. Usp.* **40** 975 (1997)
11. Месяц Г А *Импульсная энергетика и электроника* (М.: Наука, 2004); Пер. на англ. яз.: Mesyats G A *Pulsed Power* (Berlin: Springer, 2005)
12. Кузелев М В, Рухадзе А А, Стрелков П С *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника* 2-е изд. доп. (М.: ЛЕНАНД, 2018)
13. Barker R G, Schamiloglu E (Eds) *High-Power Microwave Sources and Technologies* (New York: IEEE Press, 2001)
14. Стрелков П С, Шкварунец А Г, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Под ред. В Е Фортова) Т. 4 (М.: Наука, 2000) с. 93
15. Тараканов В П *Математическое моделирование. Проблемы и результаты* (М.: Наука, 2003)
16. Tarakanov V P *User's Manual for Code KARAT* (Springfield, VA: Berkley Research Associates, 1992)
17. Бугаев С П и др. *УФН* **115** 101 (1975); Bugaev S P et al. *Sov. Phys. Usp.* **18** 51 (1975)
18. Богданович Л С, Рухадзе А А *УФН* **103** 609 (1971); Bogdanovich L S, Rukhadze A A *Sov. Phys. Usp.* **14** 163 (1971)
19. Кременцов В И и др. *ЖЭТФ* **69** 1218 (1975); Krementsov V I et al. *Sov. Phys. JETP* **42** 622 (1975)
20. Федосов А И и др. *Изв. вузов. Физика* (10) 134 (1977)
21. Кременцов В И, Стрелков П С, Шкварунец А Г *Физика плазмы* **2** 936 (1976); Krementsov V I, Shkvarunets A G, Strelkov P S *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 519 (1976)
22. Бугаев С П и др. *Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы* (Новосибирск: Наука, 1991)
23. Бугаев С П и др. *ЖТФ* **50** 2464 (1980)
24. Зайцев Н И, Кораблев Г С, Шемякин Б П *Физика плазмы* **7** 560 (1981); Zaitsev N I, Korablev G S, Shemyakin B P *Sov. J. Plasma Phys.* **7** 303 (1981)
25. Бакшт Р Б и др. *Письма в ЖТФ* **3** 593 (1977); Baksht R B et al. *Sov. Phys. Tech. Phys. Lett.* **3** 243 (1977)
26. Васильевский М А, Ройфе И М, Энгелько В И *ЖТФ* **51** 1183 (1981); Vasilevskii M A, Roife I M, Engel'ko V I *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26** 671 (1981)
27. Loza O T, Strelkov P S, in *Proc. of the 12th Int. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMS'98, Haifa, Israel, June 7–12, 1998* (Eds M Markovits, J Shiloh) (Piscataway, NJ: IEEE, 1998)
28. Лоза О Т *ЖТФ* **78** 93 (2008); Loza O T *Tech. Phys.* **53** 1479 (2008)
29. Стрелков П С и др. *Физика плазмы* **41** 533 (2015); Strelkov P S et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 492 (2015)
30. Лоза О Т, Иванов И Е *ЖТФ* **73** 101 (2003); Loza O T, Ivanov I E *Tech. Phys.* **48** 1180 (2003)
31. Харченко И Ф и др. *ЖТФ* **51** 407 (1961)
32. Корнилов Е А и др. *Физика плазмы* **24** 1039 (1998); Kornilov E A et al. *Plasma Phys. Rep.* **24** 971 (1998)
33. Лебедев П М и др. *Физика плазмы* **2** 407 (1976); Lebedev P M et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 222 (1976)
34. Лоза О Т и др. *Физика плазмы* **23** 222 (1997); Loza O T et al. *Plasma Phys. Rep.* **23** 201 (1997)

35. Райзер М Д, Цопп Л Э *Радиотехника и электроника* **20** 1691 (1975)
36. Шкварунец А Г *ПТЭ* (4) 72 (1996); Shkvarunets A G *Instrum. Exp. Tech.* **39** 535 (1996)
37. Богданович И Л и др. *ПТЭ* (1) 92 (2000); Bogdanovich I L et al. *Instrum. Exp. Tech.* **43** 82 (2000)
38. Кузелев М В и др. *ЖЭТФ* **83** 1358 (1982); Kuzelev M V et al. *Sov. Phys. JETP* **56** 780 (1982)
39. Стрелков П С, Ульянов Д К *Физика плазмы* **26** 329 (2000); Strelkov P S, Ul'yanov D K *Plasma Phys. Rep.* **26** 303 (2000)
40. Беховская К С и др. *Прикладная физика* (5) 54 (2010)
41. Birau M et al., in *IGPIG-97, Toulouse, July 17–22, 1997*, p. 46
42. Ельчанинов Ф С, Загулов Ф Я, Коровин С Д *Письма в ЖТФ* **7** 1168 (1981); Elchaninov A S, Zagulov F Ya, Korovin S D *Sov. Tech. Phys. Lett.* **7** 499 (1981)
43. Воронков С Н, Лоза О Т, Стрелков П С *Физика плазмы* **20** 686 (1994); Loza O T, Strelkov P S, Voronkov S N *Plasma Phys. Rep.* **20** 617 (1994)
44. Kovalev N F et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 246 (1998)
45. Бляхман Л Г, Нечаев В Е *ЖТФ* **54** 2163 (1984)
46. Богданович И Л и др. *Физика плазмы* **28** 748 (2002); Bogdanovich I L et al. *Plasma Phys. Rep.* **28** 690 (2002)
47. Богданович И Л и др. *Физика плазмы* **34** 926 (2008); Bogdanovich I L et al. *Plasma Phys. Rep.* **34** 855 (2008)
48. Андреев С Е, Ульянов Д К *Прикладная физика* (4) 26 (2014)
49. Пономарев А. В., Стрелков П С *Физика плазмы* **30** 66 (2004); Ponomarev A V, Strelkov P S *Plasma Phys. Rep.* **30** 62 (2004)
50. Иванов И Е, Стрелков П С, Шумейко Д В *Радиотехника и электроника* **54** 1091 (2009); Ivanov I E, Strelkov P S, Shumeiko D V *J. Commun. Tech. Electron.* **54** 1035 (2009)
51. Стрелков П С, Иванов И Е, Шумейко Д В *Физика плазмы* **38** 536 (2012); Strelkov P S, Ivanov I E, Shumeiko D V *Plasma Phys. Rep.* **38** 488 (2012)
52. Стрелков П С и др. *Физика плазмы* **40** 738 (2014); Strelkov P S et al. *Plasma Phys. Rep.* **40** 640 (2014)
53. Алексеев И С и др. *Физика плазмы* **43** 277 (2017); Alekseev I S et al. *Plasma Phys. Rep.* **43** 277 (2017)
54. Стрелков П С, Иванов И Е, Шумейко Д В *Физика плазмы* **42** 644 (2016); Strelkov P S, Ivanov I E, Shumeiko D V *Plasma Phys. Rep.* **42** 653 (2016)
55. Карташов И Н и др. *Физика плазмы* **44** 250 (2018); Kartashov I N et al. *Plasma Phys. Rep.* **44** 280 (2018)
56. Тотъмининов Е М, Климов А И *ЖТФ* **85** 96 (2015); Tot'mininov E M, Klimov A I *Tech. Phys.* **60** 413 (2015)

## Experimental plasma relativistic microwave electronics

**P.S. Strelkov**

*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation  
E-mail: strelkov@fpl.gpi.ru*

Experimental studies in plasma relativistic microwave electronics performed at Prokhorov General Physics Institute are reviewed. Radiation of electromagnetic waves by a high-current relativistic electron beam injected into plasma is explored. Experimental data are compared with the results of an analytical theory and numerical simulation. Fast electronic frequency tuning of microwave radiation has been realized in an experimental setup, implementation of this technique in vacuum relativistic microwave electronics being very problematic. This is the main accomplishment of the research from the perspective of possible usage in various applications.

**Keywords:** experiment, plasma, relativistic electron beam, microwave radiation, microwave oscillator, microwave amplifier, high-current accelerator

PACS numbers: **52.75.-d**, 84.30.Jc

Bibliography — 56 references

Received 23 April 2018

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (5) 494–517 (2019)

*Physics – Uspekhi* **62** (5) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.09.038443>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.09.038443>