

# РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

*выпуск*

4

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

**РЕЛЯТИВИСТСКАЯ  
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ  
ЭЛЕКТРОНИКА**

**Материалы IV Всесоюзного семинара  
(Москва, 24 — 26 января 1984 г.)**

**ВЫПУСК 4.**

**Горький — 1984**

УДК 621.385.6

В сборнике отражены теоретические и экспериментальные исследования мощных релятивистских генераторов сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн с пространственно-развитыми электродинамическими системами, и в том числе широко представлены новые экспериментальные результаты в области мазеров на свободных электронах; изложены результаты исследования триодного генератора дециметрового диапазона; дан обзор принципов действия и результатов исследования сильноточных ускорителей, предназначенных для целей высокочастотной электроники.

Книга рассчитана на физиков – специалистов по высокочастотной электронике и по ускорительной технике, а также на аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Редакционная коллегия

А.В.ГАПОНОВ-ГРЕХОВ (отв. редактор),  
В.Л.БРАТМАН, М.И.ПЕТЕЛИН (зам. отв. редактора),  
Н.А.ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

Основная цель данного, четвертого, сборника "Релятивистская высокочастотная электроника", как и трех предыдущих, состоит в систематизации свежих результатов теоретических и экспериментальных исследований коллективного (стимулированного) излучения интенсивных релятивистских электронных потоков.

В сборник включено описание осуществленного недавно эксперимента по вынужденному рассеянию мощных электромагнитных волн на сильноточных электронных потоках. Главное отличие этого эксперимента от предыдущих исследований подобного рода - наличие положительной обратной связи (резонатора) для сигнальной волны. Это обстоятельство позволило многократно увеличить мощность и степень когерентности (в частности, направленность) рассеянного излучения.

Одна из статей посвящена генераторам с тормозящим полем, по принципу действия аналогичным генератору Баркгаузена-Курца. Перенесение этого принципа в область релятивистских энергий электронов позволило на относительно длинных (дециметровых) волнах создать генераторы, которые, сохранив важное достоинство своего нерелятивистского прототипа - возможность широкодиапазонной перестройки частоты, приобрели высокий коэффициент полезного действия и, естественно, стали источниками электромагнитного излучения большой мощности.

В диапазоне более коротких (сантиметровых и миллиметровых) волн основным способом повышения мощности генераторов по-прежнему остается увеличение объема пространства взаимодействия и использование режимов, когда электронный пучок возбуждает одну (при использовании тех или иных методов селекции мод) или одновременно несколько (в многоволновых генераторах) из числа синхронных с ним собственных волн электродинамической системы. Мощность таких генераторов достигает гигаватт в диапазоне сантиметровых волн, сотен мегаватт в длинноволновой и десятков мегаватт

в коротковолновой части диапазона миллиметровых волн. Работы этого направления отражены в двух статьях.

Перечисленные статьи вместе с описанием экспериментов включают в себя и необходимые элементы теории. Наряду с этим сборник содержит и две чисто теоретические статьи. Одна из них посвящена методическим основам линейной теории генераторов и усилителей черенковского типа, описанные здесь методы особенно удобны при разработке усилителей и генераторов с пространственно-развитыми электродинамическими системами. В другой статье исследуются особенности высокочастотных генераторов, основанных на вынужденном ондуляторном излучении релятивистских электронных потоков большой интенсивности; эта статья касается проблемы создания убитронов в диапазоне относительно длинных (сантиметровых и миллиметровых) волн.

Достижения высокочастотной релятивистской электроники в очень большой степени определяются успехами в создании инжекторов, способных формировать электронные потоки с нужными параметрами. В диапазоне длин волн от дециметров до субмиллиметров этим требованиям наиболее адекватны сильноточные ускорители прямого действия. Сильноточные ускорители, используемые в нашей стране для целей высокочастотной электроники, имеют ускоряющее напряжение от нескольких сотен киловольт до нескольких мегавольт, электронные токи от килоампер до десятков килоампер; среди этих ускорителей есть малогабаритные, а также работающие в режиме следования импульсов с частотой до сотен герц. Систематическому изложению принципов действия и результатов исследования основных разновидностей сильноточных ускорителей посвящен специальный обзор.

Редколлегия сборника надеется, что он будет интересен и полезен широкому кругу специалистов в области высокочастотной электроники, а также студентам соответствующих специальностей.

А.В.Гапонов-Грехов

# ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ СВЧ-ПРИБОРОВ С СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПУЧКАМИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ ПРЯМОЛИНЕЙНО

Н.Ф. Ковалев

В мощных короткоимпульсных генераторах и усилителях, основанных на индуцированном черенковском излучении высокоэнергетических пучков релятивистских электронов, часто используются электродинамические структуры в виде волноводов с неглубоким и плавным гофром, нанесенным на их внутренние поверхности [1,2]. Тем самым достигаются высокая электропрочность, приближающаяся к электропрочности регулярных волноводов, и сравнительно малая величина сопротивления излучения, необходимая для реализации оптимального режима работы, согласно принципу подобия [3,4]. При построении теории таких СВЧ-приборов широко применяемый в слаборелятивистской области подход [5,6,7], основанный на теории возбуждения полых волноводов [6,8] и связанный с разделением полей на резонансную и квазистатическую части, малоэффективен. Действительно, в релятивистских пучках расстояние между уплотнениями электронов близко к длине волны генерируемого излучения, и квазистатическое представление собственного поля сгустка становится некорректным. Черенковским приборам с релятивистскими пучками более адекватен метод связанных волн [9], по крайней мере в режимах малого сигнала, причем в качестве простых парциальных подсистем удобно взять нормальные волны регулярных волноводов, заполненных электронным пучком, а неглубокая периодическая гофрировка ответственна лишь за слабую резонансную

связь между этими волнами. Один из возможных вариантов реализации этой идеи кратко изложен в обзорной статье [4], здесь же приведено более развернутое его описание.

## 1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ВОЛН В ПОТОКЕ ПРЯМОЛИНЕЙНО ДВИЖУЩИХСЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Исходные уравнения; законы сохранения энергии. Предположим, что в исходном состоянии электроны, двигаясь вдоль достаточно большого по величине однородного магнитного поля, параллельного оси  $x$ , образуют стационарный поток, не имеющий теплового разброса, т.е. с однозначной зависимостью скорости от координат. Рассмотрим малые самосогласованные возмущения исходного состояния электронного потока и возмущаемого им электромагнитного поля.

Уравнения Максвелла совместно с линеаризованными уравнениями непрерывности и движения электронов удобно записать в виде

$$\text{rot } \vec{E} = i k_{\mu} \vec{A} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}^m,$$

$$\text{rot } \vec{A} = -i k_{\epsilon} \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^e + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^e,$$

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial x} - i \frac{\omega}{v_0} \vec{j} = -i \frac{\omega}{4\pi} h_p^2 \vec{A},$$

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial x} - i \frac{\omega}{v_0} \vec{A} = \vec{E}_x, \quad (1)$$

где  $\vec{j}^m$  и  $\vec{j}^e$  — плотности магнитного и электрического токов заданных внешних источников;  $\vec{j}$  — плотность переменной составляющей тока электронного пучка;

$$h_p = \frac{m}{e} \gamma_0^3 v_0 v \quad (2)$$

— величина, названная здесь, по аналогии с работой [9], кинетическим потенциалом;

$$h_p^2 = \frac{\omega_p^2}{v_0^2} = \frac{4\pi p_0 e}{\gamma_0^3 m v_0^2}$$

— плазменное волновое число, пропорциональное стационарной плотности заряда  $p_0$ ;  $v$  — скорость, а  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор электронов, равный отношению их по-

ной энергии к энергии покоя  $m_0 c^2$ ; нижним индексом "нуль", кроме орта  $\vec{r}_0$ , отмечены стационарные составляющие. Чтобы не перегружать формулы лишними индексами, сами величины и комплексные амплитуды малых добавок к ним будут обозначаться одинаково. Зависимость от времени выбрана в форме  $e^{-i\omega t}$ . Остальные обозначения общепринятые и перекрываются с используемыми, например, в обзоре [4].

Комплексные скалярные проницаемости  $\epsilon$ ,  $\mu$  и параметры  $h_p^2$ ,  $v_0$  могут зависеть как от  $x$ , так и от поперечных к  $\vec{r}_0$  координат  $x$ ,  $y$  или  $r_\perp$ . Обычно это будут однозначные функции. Интегрированием (1) по физически малому объему легко показывается непрерывность тангенциальных компонент  $\vec{E}_{tg}$  и  $\vec{H}_{tg}$  на поверхности скачкообразного изменения величин  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $h_p^2$ ,  $v_0$  и непрерывность  $j$ ,  $I$  в точках пересечения этой поверхности с пучком. Из непрерывности  $I$ , однако, не следует непрерывность  $v$ .

Повторяя выкладки, приводимые обычно при доказательстве комплексной теоремы Пойтинга (см., например, [8]), нетрудно получить уравнение баланса средних энергий для исследуемой модели (1):

$$\operatorname{div} \left\{ \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E} * \vec{H}] + \frac{1}{2} \operatorname{Re} j I^* \vec{r}_0 \right\} + \frac{\omega \operatorname{Im} \mu}{8\pi} |\vec{H}|^2 + \frac{\omega \operatorname{Im} \epsilon}{8\pi} |\vec{E}|^2 = - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ \vec{j}^m \vec{H}^* + \vec{j}^e \vec{E}^* \right], \quad (3)$$

где звездочкой отмечена операция комплексного сопряжения. Вектор

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} j I^* \vec{r}_0 \quad (4)$$

представляет собой энергию, переносимую частицами пучка, и, чтобы отличить его от аналогичного по смыслу вектора Пойтинга, назван здесь потоком кинетической мощности [9]. Остальные члены, входящие в уравнение (3), имеют прозрачный физический смысл: объемная плотность мощности, излучаемой сторонними источниками (правая часть), расходимость вектора Пойтинга (первое слагаемое левой части) и плотности потерь энергии в среде. В теории слабoreлятивистской ЛБВ аналогичное (3) соотношение известно как теорема о кинетической мощности [6,9].



С возмущениями в электронном пучке, кроме потока мощности (4), связан наряду с электромагнитным еще и поток  $\alpha$ -го компонента "кинетического" импульса

$$\bar{\Pi}_\alpha = \bar{\alpha}_0 \left( \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{dN^*}{v_0} - \frac{h_p^2}{16\pi} |N|^2 \right), \quad (5)$$

который необходимо учитывать в уравнении баланса импульсов. В случае систем без диссипации (5) можно получить подстановкой (9) в (10) (см. эти выражения далее).

Сопряженная система уравнений и леммы Лоренца. Система уравнений (1) не является самосопряженной, что отражает неравноправность взаимно противоположных направлений, параллельных оси  $\alpha$ . В связи с этим введем в рассмотрение сопряженную с (1) систему уравнений

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{\mathcal{E}}^c &= ik \mu \bar{\mathcal{H}}^c - \frac{4\pi}{c} j^c, \\ \operatorname{rot} \bar{\mathcal{H}}^c &= -ik \epsilon \bar{\mathcal{E}}^c + \frac{4\pi}{c} j^c \bar{\alpha}_0 + \frac{4\pi}{c} j^c \bar{\mathcal{E}}^c, \\ \frac{dj^c}{d\alpha} + i \frac{\omega}{v_0} j^c &= -i \frac{\omega}{4\pi} h_p^2 N^c, \\ \frac{dN^c}{d\alpha} + i \frac{\omega}{v_0} N^c &= \mathcal{E}_\alpha^c, \end{aligned} \quad (6)$$

которая описывает малые возмущения потока электронов, движущихся в противоположном по сравнению с (1) направлении, но с тем же пространственным распределением параметров  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $h_p^2$  и  $|v_0|$ . Поля сопряженной задачи в отличие от исходных здесь отмечаются верхним индексом  $c$ .

Умножим скалярно уравнения (1) в порядке их расположения на амплитуды  $\bar{\mathcal{H}}^c$ ,  $\bar{\mathcal{E}}^c$ ,  $-\frac{4\pi}{c} N^c$ ,  $\frac{4\pi}{c} j^c$ , а уравнения (6) соответственно на  $-\bar{\mathcal{H}}^c$ ,  $-\bar{\mathcal{E}}^c$ ,  $\frac{4\pi}{c} N^c$ ,  $-\frac{4\pi}{c} j^c$ . Путем сложения образовавшихся выражений легко получается равенство

$$\operatorname{div} \left\{ \frac{c}{4\pi} \left( [\bar{\mathcal{E}}^c \times \bar{\mathcal{H}}^c] - [\bar{\mathcal{E}}^c \times \bar{\mathcal{H}}] \right) - \bar{\alpha}_0 (j^c N^c - j^c N) \right\} = j^c \bar{\mathcal{E}}^c - j^c \bar{\mathcal{E}} - \bar{j}^c \bar{\mathcal{H}}^c + \bar{j}^c \bar{\mathcal{H}}, \quad (7)$$

обобщающее известную из теории электромагнитных волн дифференциальную лемму Лоренца [6, 8].

Если  $\varepsilon$  и  $\mu$  - чисто действительные

$$\text{Im } \varepsilon = 0, \quad \text{Im } \mu = 0, \quad (8)$$

то в равенстве (7) в качестве решения сопряженной системы (6) можно взять поля

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{E}}^c = \pm \mathcal{E}^*, \quad \bar{\mathcal{H}}^c = \mp \mathcal{H}^*, \quad j^c = \mp j^*, \quad \text{И}^c = \pm \text{И}^*, \\ \bar{j}^{mc} = \pm j^{m*}, \quad \bar{j}^{vc} = \mp j^{v*}, \end{aligned} \quad (9)$$

что приводит к полученному выше соотношению (3) с исключенными из него диссипативными членами. Последним обстоятельством вскрывается непосредственная связь тождества (7) с законом сохранения энергии (3). В подобном же отношении к потоку  $x$ -го компонента импульса (5) находится тождество

$$\begin{aligned} x_0 \text{grad} \left( \varepsilon \bar{\mathcal{E}} \bar{\mathcal{E}}^c - \mu \bar{\mathcal{H}} \bar{\mathcal{H}}^c + 4\pi \frac{j^c \text{И}^c - j^c \text{И}}{v_0} - h_p^2 \text{И} \text{И}^c \right) - \\ - (\nabla \varepsilon \bar{\mathcal{E}}^c) \mathcal{E}_x - (\nabla \varepsilon \bar{\mathcal{E}}) \mathcal{E}_x^c + (\nabla \mu \bar{\mathcal{H}}^c) \mathcal{H}_x + (\nabla \mu \bar{\mathcal{H}}) \mathcal{H}_x^c = \\ = (\bar{\mathcal{E}} \bar{\mathcal{E}}^c) \bar{x}_0 \text{grad } \varepsilon - (\bar{\mathcal{H}} \bar{\mathcal{H}}^c) \bar{x}_0 \text{grad } \mu - \\ - 4\pi \frac{j^c \text{И}^c - j^c \text{И}}{v_0^2} \bar{x}_0 \text{grad } v_0 - (\text{И} \text{И}^c) \bar{x}_0 \text{grad } h_p^2, \end{aligned} \quad (10)$$

доказываемое аналогичным образом.

Из предварительно продифференцированных по параметру  $\kappa$  уравнений (1) и сопряженной системы (6) путем повторения предыдущих рассуждений получается еще одно, необходимое в дальнейшем соотношение:

$$\begin{aligned} \text{div} \left\{ \frac{c}{4\pi} \left( [\bar{\mathcal{E}}]' \times \bar{\mathcal{H}}^c - [\bar{\mathcal{E}}^c \times (\bar{\mathcal{H}})'] - \bar{x}_0 \left( (j^c)' \text{И}^c - j^c (\text{И}') \right) \right) \right\} = \\ = i \frac{c(\kappa \mu)'}{4\pi} \bar{\mathcal{H}} \bar{\mathcal{H}}^c - i \frac{c(\kappa \varepsilon)'}{4\pi} \bar{\mathcal{E}} \bar{\mathcal{E}}^c - i \frac{c}{v_0} (j^c \text{И}^c - j^c \text{И}) + \\ + i \frac{h_p^2}{4\pi} c \text{И} \text{И}^c, \end{aligned} \quad (11)$$

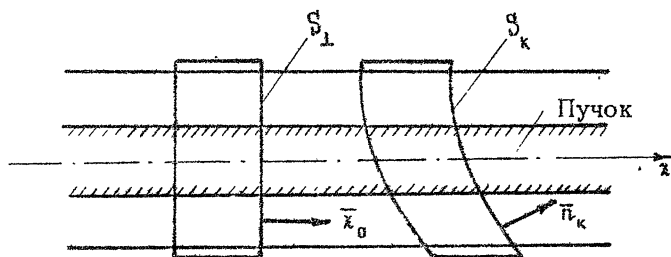
где  $( )'$  - оператор дифференцирования по  $\kappa$ . Ради простоты внешние источники в соотношениях (10) и (11) не учтены.

По структуре и по отношению к законам сохранения энергии-импульса последние тождества (10), (11) близки к лемме (7), поэтому они в дальнейшем будут называться 2-й и 3-й леммой Лоренца соответственно.

Электронный пучок в цилиндрическом волноводе: Биортогональность нормальных волн. Рассмотрим теперь пучок электронов, движущихся прямолинейно вдоль  $\bar{x}_0$  внутри полого идеально проводящего

$$\bar{E}_{tg} = 0 \quad (12)$$

цилиндра с образующей параллельной оси  $z$  (рис. 1). Пара-



Р и с. 1. Регулярный волновод с прямолинейным электронным пучком и замкнутые поверхности интегрирования - к выводу формул (17), (21)

метры  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $h^z$  и  $u_0$  предполагаются не зависящими от  $z$ , а сторонние источники отсутствующими. Поскольку волновод однороден в направлении  $\bar{x}_0$ , то нормальные волны в нем имеют вид

$$\bar{E} = \bar{E} e^{ihz}, \quad \bar{H} = \bar{H} e^{ihz}, \quad j = j e^{ihz}, \quad I = \mathcal{I} e^{ihz}, \quad (13)$$

где  $h$  - собственное волновое число, а  $\bar{E}$ ,  $\bar{H}$ ,  $j$ ,  $\mathcal{I}$  - амплитудные коэффициенты, не зависящие от  $z$ . Так называемые присоединенные волны здесь специально не рассматриваются. Однако к ним всегда можно прийти предельным переходом  $\omega \rightarrow \omega_{кр}$ , где  $\omega_{кр}$  - частота перехода от чисто действительных волновых чисел  $h$  к комплексным. Амплитудные коэффициенты подчиняются уравнениям, записанным в декартовых координатах с правой ориентацией:

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - ih E_y = ik \mu H_x, \quad \frac{\partial H_x}{\partial y} - ih H_y = -ik \epsilon E_x,$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} - ikE_x = -ik\mu H_y, \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} - ikH_x = ik\varepsilon E_y,$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = ik\mu H_z, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -ik\varepsilon E_z + \frac{4\pi}{c}j,$$

$$\left(h - \frac{\omega}{v_0}\right)j = -\frac{\omega h_p^2}{4\pi}u, \quad \left(h - \frac{\omega}{v_0}\right)u = -iE_x \quad (14)$$

Сменив скорости электронов на противоположные ( $v_0 \rightarrow -v_0$ ), построим волноводную систему, сопряженную исходной. Волновые процессы в ней описываются уравнениями (6) и граничными условиями (12). Решения этой задачи можно получить и из уравнений (14) и (13) заменой

$$h^c = -h,$$

$$E_x^c = \alpha E_x, \quad \overline{E}_x^c = -\alpha \overline{E}_x, \quad H_x^c = -\alpha H_x, \quad \overline{H}_x^c = \alpha \overline{H}_x,$$

$$j^c = \alpha j, \quad u^c = -\alpha u, \quad (15)$$

где  $\alpha$  — комплексный параметр подобия. Волны, связанные соотношениями (15) с  $\alpha = 1$ , будут в дальнейшем называться сопряженными и отмечаться одинаковыми нижними индексами, т.е.

$$h_v^c = -h_v,$$

$$E_{xv}^c = E_{xv}, \quad \overline{E}_{1v}^c = -\overline{E}_{1v}, \quad H_{xv}^c = -H_{xv}, \quad \overline{H}_{1v}^c = \overline{H}_{1v},$$

$$j_v^c = j_v, \quad u_v^c = -u_v. \quad (16)$$

В волноводах без потерь (8) полный набор  $h_v$  содержит обязательно и комплексно-сопряженные волновые числа  $h_v^*$ , что следует из соотношений (9) и (15).

Применим первую лемму Лоренца (7) (положив предварительно в ней внешние источники равными нулю) к нормальной волне с индексом  $v$  и к сопряженной волне с индексом  $j$ . Интегрированием полученного выражения по объему волновода, заключенному между двумя произвольными поперечными сечениями  $S_1$  (рис.1.), доказывается соотношение

$$\exp\left[i(h_v + h_j)z\right] \int_{S_1} \left\{ \left[ \overline{E}_v \cdot \overline{H}_j^c \right]_z - \left[ \overline{E}_j^c \cdot \overline{H}_v \right]_z - \frac{4\pi}{c} (j_v u_j^c - j_j^c u_v) \right\} dS_1 = \text{const}, \quad (17)$$

из которого с учетом (16) следует биортогональность или взаимная ортогональность систем сопряженных нормальных волн регулярных волноводов [10]:

$$\int_{S_1} \left\{ \left[ \vec{E}_\nu, \vec{H}_\mu^* \right]_x - \left[ \vec{E}_\mu, \vec{H}_\nu^* \right]_x - \frac{4\pi}{c} (\mathcal{J}_\nu u_\mu^* - \mathcal{J}_\mu u_\nu^*) \right\} dS_1 = \frac{4\pi}{c} N_\nu \delta_{\nu\mu}, \quad (18)$$

где  $\delta_{\nu\mu}$  - символ Кронекера,

$$\begin{aligned} N_\nu &= \frac{c}{4\pi} \int_{S_1} \left\{ \left[ \vec{E}_\nu, \vec{H}_\nu^* \right]_x - \left[ \vec{E}_\nu, \vec{H}_\nu \right]_x - \frac{4\pi}{c} (\mathcal{J}_\nu u_\nu^* - \mathcal{J}_\nu u_\nu) \right\} dS_1 = \\ &= \int_{S_1} \left\{ \frac{c}{2\pi} \left[ \vec{E}_\nu, \vec{H}_\nu^* \right]_x + 2\mathcal{J}_\nu u_\nu \right\} dS_1 \end{aligned} \quad (19)$$

- норма волны с индексом  $\nu$ . В последнем преобразовании выражения для нормы (19) использована симметрия (16). В случае вырождения  $h_\mu = h_\nu$  предполагается выполненной дополнительная биортогонализация и, таким образом, считается, что условию ортогональности (18) удовлетворяют все без исключения собственные волны.

В волноводах без потерь (8) норма волн с  $\text{Im } h_\nu = 0$

$$N_\nu = \mp \text{Re} \int_{S_1} \left\{ \frac{c}{2\pi} \left[ \vec{E}_\nu, \vec{H}_\nu^* \right]_x + 2\mathcal{J}_\nu u_\nu^* \right\} dS_1 = \mp 4\pi \quad (20)$$

имеет четкий физический смысл - она пропорциональна полной (как электромагнитной, так и кинетической) мощности ( $\Pi$ ), переносимой волной. При выводе (20) учитывались соотношения (9). В том же случае (отсутствия потерь) нормальные волны с  $\text{Im } h_\nu \neq 0$  энергии по отдельности не переносят, т.е. их средние интегральные потоки электромагнитной и кинетической мощности скомпенсированы. В частности, в ЛБВ поток электромагнитной мощности в нарастающей волне полностью скомпенсирован потоком кинетической мощности, имеющей противоположный знак, так что в нагрузке при усилении выделяется энергия, идущая с коллектора. Здесь нет парадокса, поскольку мощность осаждаемого пучка меньше исходной и приращение ее поэтому отрицательно. Для совокупности волн с комплексно-сопряженными волновыми числами средний поток энергии, согласно (3), (9), может и отличаться от нуля.

Допустимо обобщение условий взаимной ортогональности:

$$\int_{S_k} \left\{ [\bar{E}_v \times \bar{H}_j] - [\bar{E}_j \times \bar{H}_v] - \frac{4\pi}{c} \bar{x}_0 (j_v u_j^c - j_j^c u_v) \right\} \bar{n}_k dS_k = \frac{4\pi}{c} N_v \delta_{vj} \quad (21)$$

Интеграл здесь берется по произвольной поверхности, секущей волновод, например типа изображенной на рис.1, а норма определяется тем же выражением (19).

Соотношения ортогональности (18), (21) связаны непосредственно с законом сохранения энергии, что следует уже из приведенного вывода, основанного на первой лемме Лоренца. Возможна еще одна форма условий взаимной ортогональности:

$$\int_{S_k} \left\{ \left( \epsilon \bar{E}_v \bar{E}_j^c - \mu \bar{H}_v \bar{H}_j^c + 4\pi \frac{j_v u_j^c - j_j^c u_v}{v_0} - h_p^2 u_v u_j^c \right) (\bar{n}_k \bar{x}_0) - \epsilon (\bar{n}_k \bar{E}_j^c) E_{kv} - \epsilon (\bar{n}_k \bar{E}_v) E_{kj}^c + \mu (\bar{n}_k \bar{H}_j^c) H_{kv} + \mu (\bar{n}_k \bar{H}_v) H_{kj}^c \right\} dS_k = \frac{4\pi}{c} N_v \delta_{vj} \quad (22)$$

сопряженных с потоком  $\bar{x}_0$ -го компонента импульса, переносимого волнами. В условии (22)  $N_v$  - новая норма, которая в случае (8) и для распространяющихся волн пропорциональна их интегральному потоку  $\bar{x}_0$ -го компонента электромагнитного и кинетического импульса. При доказательстве (22) удобно исходить из второй леммы Лоренца, предварительно проинтегрировав ее по замкнутому объему, изображенному на рис.1.

Разложение поля по нормальным волнам и возбуждение их сторонними источниками. В регулярном волноводе, в любом поперечном его сечении ( $S_1$ ), решения однородной задачи (1), (12) всегда можно разложить в ряд

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \sum_j P_j E_j, & \bar{H} &= \sum_j P_j H_j, \\ j &= \sum_j P_j j_j, & u &= \sum_j P_j u_j, \end{aligned} \quad (23)$$

с коэффициентами

$$P_j = \frac{c}{4\pi N_j} \int_{S_1} \left\{ [\bar{E} \times \bar{H}_j^c]_x - [\bar{E}_j^c \times \bar{H}]_x - \frac{4\pi}{c} (j_j u_j^c - j_j^c u) \right\} dS_1 \quad (24)$$

В случае полей, заданных на произвольной поверхности, секущей волновод, для получения подобных разложений следует обратиться к условиям (21). Используя (22) или комбинацию (21) и (22), выражения для коэффициентов разложения (24) можно преобразовать, в частности исключить из них некоторые из компонент поля.

Если система нормальных волн полна, то задача о возбуждении их заданными внешними источниками сводится к решению обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{dC_v}{dz} = \frac{1}{N_v} \int_{S_1} \left\{ j^e \overline{E}_v^e - j^m \overline{H}_v^e \right\} e^{ih_v z} dS_1, \quad (25)$$

для амплитуд разложения  $C_v(z)$  искомых полей

$$\overline{E} = \sum_j C_j \overline{E}_j e^{ih_j z} + \frac{4\pi}{i\omega \epsilon} (j^e \overline{z}_0) \overline{z}_0, \quad \overline{H} = \sum_j C_j \overline{H}_j e^{ih_j z} + \frac{4\pi}{i\omega \mu} (j^m \overline{z}_0) \overline{z}_0,$$

$$j = \sum_j C_j j_j e^{ih_j z}, \quad I = \sum_j C_j I_j e^{ih_j z}. \quad (26)$$

Иногда удобно ввести амплитуды  $P_j = C_j e^{ih_j z}$  аналогичные (23), тогда

$$\frac{dP_j}{dz} - ih_j P_j = \frac{1}{N_j} \int_{S_1} \left\{ j^e \overline{E}_j^e - j^m \overline{H}_j^e \right\} dS_1. \quad (27)$$

Использование соотношений ортогональности (22) приводит к выражениям для коэффициентов разложения (26), близким по форме к (25), (27).

Энергия и импульс, переносимые нормальной волной. Предполагая отсутствие потерь (8) в регулярном волноводе, проинтегрируем тождество (11) по его тонкому поперечному слою:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \int_{S_1} \left\{ \frac{c}{4\pi} \left( [(\overline{E})' \cdot \overline{H}^e] - [\overline{E}^e \cdot (\overline{H})'] \right) - \overline{z}_0 (j^e)' I^e - j^e (I^e)' \right\} \overline{z}_0 dS_1 = \\ & = i \int_{S_1} \left\{ \frac{c(k\mu)'}{4\pi} \overline{H} \overline{H}^e - \frac{c(k\epsilon)'}{4\pi} \overline{E} \overline{E}^e - \frac{c}{v_0} (j^e I^e - j^e I^e) + \right. \\ & \quad \left. + \frac{k_p^2 c}{4\pi} I I^e \right\} dS_1. \end{aligned} \quad (28)$$

В качестве решений прямой и сопряженной задач в выражении (28) возьмем взаимно сопряженные волны номера  $\nu$  с  $\text{Im } h_\nu = 0$ .

Путем раскрытия производной ( ) по правилу

$$(\bar{E}_\nu)' = \left\{ (\bar{E}_\nu)' + i\alpha(h_\nu)' \bar{E}_\nu \right\} e^{ih_\nu x}, \quad (29)$$

учета симметрии (9) и связи между  $J_\nu$  и  $U_\nu$  из (14) легко устанавливается соотношение

$$\begin{aligned} \text{Re} \int_{S_1} \left\{ \frac{c}{\theta \pi} [\bar{E}_\nu \cdot \bar{H}_\nu]_z + \frac{1}{2} J_\nu U_\nu^* \right\} dS_1 - \frac{d\omega}{dh_\nu} \int_{S_1} \left\{ \frac{d\omega e}{d\omega} \frac{|\bar{E}_\nu|^2}{16\pi} + \right. \\ \left. + \frac{d\omega \mu}{d\omega} \frac{|\bar{H}_\nu|^2}{16\pi} - \frac{h_\nu^2 |U_\nu|^2}{16\pi} \frac{h_\nu + \omega/v_0}{h_\nu - \omega/v_0} \right\} dS_1. \quad (30) \end{aligned}$$

Левая часть (30) равна полному потоку энергии, переносимому нормальной волной, который при  $\text{Im } h_\nu = 0$  не обращается тождественно в нуль. Групповая скорость  $v_{gr} = d\omega/dh_\nu$ , связанная с перемещением волновых пакетов, равна в этом частном случае скорости переноса энергии, поэтому интеграл

$$W = \frac{1}{16\pi} \int_{S_1} \left\{ \frac{d\omega e}{d\omega} |\bar{E}_\nu|^2 + \frac{d\omega \mu}{d\omega} |\bar{H}_\nu|^2 - h_\nu^2 |U_\nu|^2 \frac{h_\nu + \omega/v_0}{h_\nu - \omega/v_0} \right\} dS_1 \quad (31)$$

имеет смысл усредненной по периоду колебательной энергии, запасенной в волне на единице длины волновода. Последнее слагаемое подынтегрального выражения (31) можно интерпретировать как объемную плотность высокочастотной кинетической энергии (псевдоэнергии) электронного пучка. Ее знак, и соответственно знак полной линейной плотности энергии нормальной волны, может быть как положительным, так и отрицательным (при  $h_\nu > \omega/v_0$ ). В последнем случае принято говорить о волнах с отрицательной (псевдо) энергией [9,11]. Введение в волноводную систему неоднородностей, связывающих волны с разными — положительной и отрицательной — энергиями, делает ее неустойчивой.

В случае волн с  $\text{Im } h_\nu \neq 0$  получение аналогичного (31) развернутого выражения для плотности запасенной в нормальной волне энергии затруднительно из-за неопределенности понятия скорости ее переноса ( $v_3$ ). Иногда, как, напри-



мер, для нарастающей волны в ЛБВ, скорость  $v_3$  можно определить по аналогии с  $v_{гг}$  :

$$v_3 = \frac{d\omega}{d\text{Re}h} \neq 0,$$

линейная плотность полной энергии  $\dot{W}$  тогда равна нулю, поскольку  $\dot{W}v_3 = \dot{\Pi} = 0$ .

Поступая как и при выводе (30), после сравнительно громоздких, но несложных преобразований доказываем тождество

$$\begin{aligned} & \frac{1}{16\pi} \int_{S_1} \left\{ |\vec{E}_y|^2 + |\vec{H}_y|^2 - 2|E_{z_0}|^2 - 2|H_{z_0}|^2 - h_p^2 |U_y|^2 \frac{h_y + \omega/v_0}{h_y - \omega/v_0} \right\} dS_1 = \\ & = \frac{1}{8\pi} \frac{d\omega}{dh_y} \int_{S_1} \left\{ \text{Re} \frac{[\vec{E}_y \cdot \vec{H}_y]}{c} - \frac{h_p^2 |U_y|^2}{v_0} \cdot \frac{h_y}{h_y - \omega/v_0} \right\} dS_1, \quad (32) \end{aligned}$$

справедливое только для распространяющихся волн (с целью упрощения интерпретации положим  $\mu = \epsilon = \mu_0 = 1$ ). Здесь

$$\dot{\Pi}_y = - \frac{h_p^2 |U_y|^2}{16\pi} \frac{h_y + \omega/v_0}{h_y - \omega/v_0} \vec{e}_0$$

— плотность потока  $x$ -го компонента кинетического импульса, а

$$\dot{W}_y = - \frac{h_p^2 |U_y|^2}{8\pi v_0} \frac{h_y}{h_y - \omega/v_0}$$

— его объемная плотность, которая может принимать даже при  $d\omega/dh_y > 0$  отрицательные значения.

Условия излучения и маркировка волн. В дальнейшем предполагается, что неустойчивости нормальных волн в бесконечно протяженном регулярном волноводе имеют только конвективный характер\*. При маркировке нормальных волн в этом случае удобно исходить из условий излучения

\*) Абсолютная неустойчивость волн возможна в волноводах со встречными пучками, в волноводах, частично заполненных диэлектриком с  $\epsilon < 0$ , когда появляются обратные волны, и т.д.

$$\bar{E}(z \rightarrow \infty) = \sum_{\nu > 0} A_{\nu} E_{\nu},$$

$$\bar{E}(z \rightarrow -\infty) = \sum_{\nu < 0} B_{\nu} E_{\nu}, \quad (33)$$

т.е. волны, существующие справа от локализованных источников, снабжаются положительными индексами ( $\nu > 0$ ), а слева — отрицательными ( $\nu < 0$ ). В каждом отдельном случае такое разделение устанавливается сравнительно легко (см. далее разд. 3), хотя и возможны трудности, обусловленные тем, что поля с  $\text{Im} h_{\nu} \neq 0$  не обязательно локализованы вблизи источников, а поток энергии волн с  $\text{Im} h_{\nu} = 0$  не обязательно направлен от источников и, следовательно, работа сторонних токов может иметь произвольный знак. Рассмотрим частный, но практически важный пример, когда потери в волноводе отсутствуют ( $\epsilon = \mu = 1$ ) и скорость всех электронов пучка направлена в сторону  $\bar{E}_0$ . К волнам с положительными индексами ( $\nu > 0$ ) в данном случае следует отнести

- волны с  $d\omega/dh_{\nu} > 0$  при  $\text{Im} h_{\nu} = 0$ ;
- устойчивые волны с  $\text{Im} h_{\nu} > 0$ ;
- все неустойчивые волны.

Оставшиеся нормальные волны маркируются отрицательными индексами.

В рассматриваемую схему формально можно включить и волноводы с абсолютно неустойчивыми волнами, положив при этом  $\nu > 0$ , если  $\text{Im} h_{\nu} < 0$ , и  $\nu < 0$ , если  $\text{Im} h_{\nu} > 0$ . Однако в настоящей работе они не учитываются, поскольку здесь исследуются только граничные задачи.

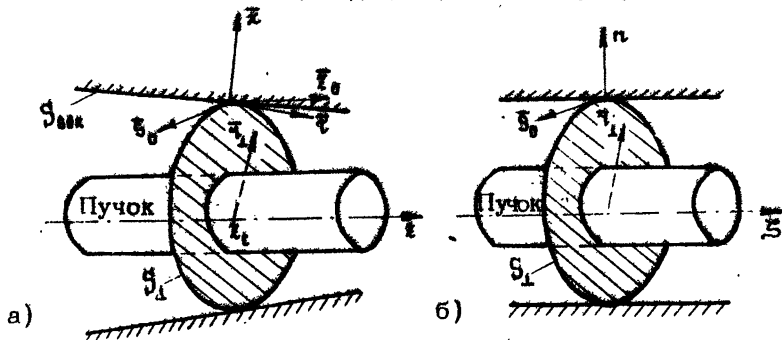
## II. НЕРЕГУЛЯРНЫЕ ВОЛНОВОДЫ С ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ ПРЯМОЛИНЕЙНО

Полученные в разд. I соотношения можно использовать для описания волновых процессов и в нерегулярных системах, применяя подобно монографии [12] метод поперечных сечений (ПС-метод). Такой подход особенно эффективен при исследовании распространения волн в волноводах, несильно отличающихся на участках длиной порядка  $\lambda_g = 2\pi/h$  от регулярных, определенных выше. Последнее обстоятельство делает ПС-метод весьма удобным расчетным аппаратом для че-

ренковских генераторов и усилителей с пучками релятивистских электронов, где широкое применение нашли электродинамические системы в виде трубы с нанесенным на ее внутренней поверхности неглубоким и плавным гофром. В настоящем разделе ПС-метод, причем та из его модификаций, которая предложена в работе [12], развивается применительно к волноводам с электронными пучками — выводятся основные уравнения и устанавливаются наиболее общие свойства их коэффициентов.

Рассмотрим поток электронов, движущихся параллельно оси  $x$  внутри закрытого волновода с идеально проводящими стенками. Конфигурация его перпендикулярного к  $\vec{T}_0$  сечения зависит непрерывным образом от  $x$ , а свойства заполняющей среды  $\epsilon$ ,  $\mu$  и параметры пучка  $h_p^2$ ,  $v_0$  могут зависеть от всех трех координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Задача, таким образом, сводится к решению системы уравнений (1) для области, ограниченной в поперечных к  $\vec{T}_0$  направлениях поверхностью, на которой заданы условия (12).

Основная идея ПС-метода заключается в следующем. Неоднородному волноводу в каждом его поперечном сечении (рис. 2, а) сопоставляется вспомогательный регулярный волновод сравнения (ВС) того же сечения и с тем же поперечным распределением параметров электронного пучка и среды, т.е. в ВС  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $h_p^2$  и  $v_0$  являются функциями только от  $x$ ,  $y$  (рис. 2б). Поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{j}$ ,  $I$  представляются по аналогии с (23), (26) в виде суперпозиции более



Р и с. 2. Поперечное сечение ( $S_1$ ) в нерегулярном волноводe с электронным пучком (а) и волновод сравнения (б);  $x$ ,  $\vec{s}_0$ ,  $\vec{e}$ ;  $\vec{n}$ ,  $\vec{s}_0$ ,  $\vec{i}_0$  — связанные с контуром поперечного сечения локальные базисы правой ориентации

простых по структуре полей нормальных волн, соответствующих ВС, а зависящие от продольной координаты и коэффициенты разложения находятся из решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Эти взаимосвязанные линейные уравнения в целом будут эквивалентны исходной задаче, если собственные волны ВС образуют полную систему. Отметим сразу же, что поскольку граничные условия (12) для полного и парциальных полей в уравнениях (23), (26) заданы на разных поверхностях (см. рис. 2), то получающиеся бесконечные разложения сойдутся, вообще говоря, неравномерно и, следовательно, дифференциальные операции из системы (1) к ним непосредственно не применимы. Чтобы обойти трудности, связанные с почленным дифференцированием таких рядов, в основу вывода уравнений здесь положена методика из работы [13], а в остальном — изложение следует книге [12].

Обозначим продольную координату в ВС через  $z$  (рис.25) и этим же значком будем отмечать операторы, действующие в пространстве  $x, y, z$ , например  $\nabla_z$ . Переменная  $z$  для ВС является параметром, нумерующим их и, соответственно, поперечные сечения в исследуемом нерегулярном волноводе. Как и в разд. I, изменив знак перед  $z$ , на противоположный, введем в рассмотрение сопряжений ВС:

$$\begin{aligned} \text{rot}_z \vec{E}^c &= ik \mu \vec{H}^c, \\ \text{rot}_z \vec{H}^c &= -ik \epsilon \vec{E}^c + \frac{4\pi}{c} j^c \frac{1}{2} \delta, \\ \frac{\partial j^c}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_0} j^c &= -i \frac{\omega}{4\pi} h_p^2 H^c, \\ \frac{\partial H^c}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_0} H^c &= \vec{E}_z^c. \end{aligned} \quad (34)$$

Для нормальной волны с индексом  $\nu$ , учитывая ее зависимость от  $z$  в форме  $e^{ih_\nu^c z}$  и преобразуя дифференциальные операторы по рецепту

$$\begin{aligned} \text{rot}_z \vec{E}_\nu^c &= \left\{ \text{rot} \vec{E}_\nu^c - \frac{d}{dz} [\vec{x}_0 \times \vec{E}_\nu^c] + ih_\nu^c [\vec{x}_0 \times \vec{E}_\nu^c] \right\} e^{ih_\nu^c z}, \\ \frac{\partial j_\nu^c}{\partial z} &= \left( \frac{\partial j_\nu^c}{\partial z} - \frac{\partial j_\nu^c}{\partial z} + ih_\nu^c j_\nu^c \right) e^{ih_\nu^c z} \end{aligned}$$

приведем уравнения (34) к виду

$$\operatorname{rot} \vec{E}_y^e - \frac{\partial}{\partial z} [\vec{x}_0 \times \vec{E}_y^e] + i h_p^e [\vec{x}_0 \times \vec{E}_y^e] = i k \mu \vec{H}_y^e,$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}_y^e - \frac{\partial}{\partial z} [\vec{x}_0 \times \vec{H}_y^e] + i h_p^e [\vec{x}_0 \times \vec{H}_y^e] = -i k \epsilon \vec{E}_y^e + \frac{4\pi}{c} \mathcal{J}_y^e \vec{x}_0,$$

$$\frac{\partial \mathcal{J}_y^e}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{J}_y^e}{\partial z} + i h_p^e \mathcal{J}_y^e + i \frac{\omega}{v_0} \mathcal{J}_y^e = -i \frac{\omega}{4\pi} h_p^e \mathcal{U}_y^e,$$

$$\frac{\partial \mathcal{U}_y^e}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{U}_y^e}{\partial z} + i h_p^e \mathcal{U}_y^e + i \frac{\omega}{v_0} \mathcal{U}_y^e = \mathcal{E}_{zy}^e \quad (35)$$

с явно выделенными операторами  $\operatorname{rot}$  и  $\partial/\partial z$ . Последнее позволяет для полей из уравнений (1) и (35) не раз уже использованным выше способом доказать тождество

$$\operatorname{div} \left\{ [\vec{E} \times \vec{x}_0] - [\vec{E}^e \times \vec{x}_0] - \frac{4\pi}{c} \vec{x}_0 (j \mathcal{U}_y^e - \mathcal{J}_y^e H) \right\} + i h_p^e \left\{ [\vec{E} \times \vec{x}_0] - [\vec{E}^e \times \vec{x}_0] - \frac{4\pi}{c} \vec{x}_0 (j \mathcal{U}_y^e - \mathcal{J}_y^e H) \right\} \vec{x}_0 = \left[ \vec{E} \times \frac{\partial \vec{H}_y^e}{\partial z} \right] \vec{x}_0 - \left[ \frac{\partial \vec{E}^e}{\partial z} \times \vec{x}_0 \right] \vec{x}_0 - \frac{4\pi}{c} \left( j \frac{\partial \mathcal{U}_y^e}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{J}_y^e}{\partial z} H \right) + \frac{4\pi}{c} \left( j \vec{x}_0 \vec{E}_y^e - j \vec{x}_0 \vec{H}_y^e \right), \quad (36)$$

напоминающее первую лемму Лоренца (7). Существенное отличие от нее здесь в том, что поля относятся к волноводным системам с неконгруэнтными боковыми поверхностями. Это, в частности, позволяет непосредственно применять тождество (36) к исследованию рассеяния волн на малых неоднородностях.

Ограничимся сейчас рассмотрением нерегулярных волноводов постоянной связности с гладкими стенками и непрерывным изменением параметров заполняющей его среды  $\epsilon$ ,  $\mu$  и электронного пучка  $h_p^e$ ,  $v_0$ <sup>\*)</sup>. Разрешенным для таких систем переходом к пределу  $\Delta z \rightarrow 0$  в выражении, полученном интегрированием (36) по поперечному слою толщиной  $\Delta z$ , доказывается соотношение

\*) Обобщение на волноводы с ребрами, изломами и кусочно-непрерывным заполнением осуществляется путем предельных переходов в конечных выражениях (41), (49) и, соответственно, выделением при интегрировании (36) поверхностей скачкообразного изменения  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $h_p^e$ ,  $v_0$ .

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dz} \left[ \int_{S_2} \left\{ \left[ \vec{E} \times \vec{H}_v^* \right] \vec{x}_0 - \left[ \vec{E}^* \times \vec{H} \right] \vec{x}_0 - \frac{4\pi}{c} (j \vec{u}_v^* - j^* \vec{u}, N) \right\} dS_1 + i h_v \int_{S_1} \left\{ \left[ \vec{E} \times \vec{H}_v^* \right] \vec{x}_0 - \right. \\
& \left. - \left[ \vec{E}^* \times \vec{H} \right] \vec{x}_0 - \frac{4\pi}{c} (j \vec{u}_v^* - j^* \vec{u}, N) \right\} dS_1 - \oint \frac{1}{\cos \theta} \left\{ \left[ \vec{E} \times \vec{H}_v^* \right] - \left[ \vec{E}^* \times \vec{H} \right] - \right. \\
& \left. - \frac{4\pi}{c} \vec{x}_0 (j \vec{u}_v^* - j^* \vec{u}, N) \right\} \vec{x} dl + \int_{S_1} \left\{ \left[ \vec{E} \times \frac{\partial \vec{H}_v^*}{\partial x} \right] \vec{x}_0 - \left[ \frac{\partial \vec{E}^*}{\partial x} \times \vec{H} \right] \vec{x}_0 - \right. \\
& \left. - \frac{4\pi}{c} (j \frac{\partial \vec{u}_v^*}{\partial x} - \frac{\partial j^*}{\partial x} N) + \frac{4\pi}{c} (j^* \vec{E}_v^* - j \vec{H}_v^*) \right\} dS_1, \quad (37)
\end{aligned}$$

в котором  $\vec{x}$ ,  $\vec{x}_0$ ,  $\vec{x}^*$  — правоориентированная взаимно ортогональная тройка единичных векторов, изображенных условно на рис.2,а: орт  $\vec{x}$  — нормален к боковой поверхности,  $\vec{x}_0$  — лежит в поперечной к  $\vec{x}_0$  плоскости,  $\cos \theta = = \vec{x}_0 \cdot \vec{x}^*$ . Поверхностные интегралы в уравнении (37) берутся по всему поперечному сечению, а линейный — по ограничивающему его замкнутому контуру, касательным ортом к которому является  $\vec{x}_0$ . Будем предполагать, что электроны пучка не пересекают стенок нерегулярного волновода; тогда с учетом граничных условий (12) для полного  $\vec{E}$  и частичного  $\vec{E}_v^*$  полей контурный интеграл из (37) преобразуется к форме

$$- \oint \vec{x} E_{nv}^* dl, \quad (38)$$

где  $\vec{x} = \vec{x}_0 [\vec{n} \times \vec{x}] / \vec{n} \cdot \vec{x}$ ,  $\vec{n}$  — единичный вектор, нормальный к боковой поверхности ВС (рис. 2,б).

В интегральное соотношение (37) с учетом (38) входят только поперечные компоненты полных полей  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ . Предполагая поэтому справедливость лишь разложений

$$\vec{E}_1 = \sum_j \rho_j \vec{E}_{1j}, \quad \vec{H}_1 = \sum_j \rho_j \vec{H}_j, \quad j = \sum_j \rho_j j_j, \quad N = \sum_j \rho_j u_j \quad (39)$$

и используя при подстановке (39) в (37) условия биортогональности для собственных волн ВС (18), приходим к искомой системе уравнений

$$\frac{d\rho_j}{dz} - i h_v \rho_j = \sum_j S_{vj} \rho_j + \frac{1}{N_v} \int_{S_1} \left( j^* \vec{E}_v^* - j \vec{H}_v^* \right) dS_1, \quad (40)$$

где

$$S_{\nu j} = -\frac{1}{N_\nu} \frac{dN_\nu}{dx} S_{\nu j} - \frac{c}{4\pi N_\nu} \left\{ \oint E_{\nu\nu}^c H_{\nu j} d\ell + \frac{c}{4\pi N_\nu} \left( \left[ \overline{E}_j \cdot \frac{\partial H_\nu^c}{\partial x} \right]_{\bar{x}_0} - \left[ \frac{\partial \overline{E}_\nu^c}{\partial x} \cdot \overline{H}_j \right]_{\bar{x}_0} - \frac{4\pi}{c} \left( j_j \frac{\partial u_\nu^c}{\partial x} - \frac{\partial j_\nu^c}{\partial x} u_j \right) \right) \right\} dS_\perp \quad (41)$$

— коэффициенты связи, являющиеся дифференциальными характеристиками нерегулярного участка исследуемого волновода, индексы  $\nu$  и  $j$  пробегает все значения из полного набора, которым отмечаются волны в ВС.

Возьмем полную производную по параметру  $x$  от левой и правой частей условий биортогональности (18)

$$\int_{S_\perp} \left\{ \left[ \overline{E}_j \cdot \frac{\partial H_\nu^c}{\partial x} \right]_{\bar{x}_0} - \left[ \frac{\partial \overline{E}_\nu^c}{\partial x} \cdot \overline{H}_j \right]_{\bar{x}_0} - \frac{4\pi}{c} \left( j_j \frac{\partial u_\nu^c}{\partial x} - \frac{\partial j_\nu^c}{\partial x} u_j \right) \right\} dS_\perp +$$

$$+ \int_{S_\perp} \left\{ \left[ \frac{\partial \overline{E}_\nu^c}{\partial x} \cdot \overline{H}_j \right]_{\bar{x}_0} - \left[ \overline{E}_\nu^c \cdot \frac{\partial H_j}{\partial x} \right]_{\bar{x}_0} - \frac{4\pi}{c} \left( \frac{\partial j_j}{\partial x} u_\nu^c - j_\nu^c \frac{\partial u_j}{\partial x} \right) \right\} dS_\perp +$$

$$+ \oint E_{\nu j}^c \left\{ \left[ \overline{E}_j \cdot \overline{H}_\nu^c \right]_{\bar{x}_0} - \left[ \overline{E}_\nu^c \cdot \overline{H}_j \right]_{\bar{x}_0} \right\} d\ell = \frac{4\pi}{c} S_{\nu j} \frac{dN_\nu}{dx}$$

и, используя принятую здесь симметрию полей сопряженных волн (16), приведем полученное выражение к виду

$$\int_{S_\perp} \left\{ \left[ \overline{E}_j \cdot \frac{\partial H_\nu^c}{\partial x} \right]_{\bar{x}_0} - \left[ \frac{\partial \overline{E}_\nu^c}{\partial x} \cdot \overline{H}_j \right]_{\bar{x}_0} - \frac{4\pi}{c} \left( j_j \frac{\partial u_\nu^c}{\partial x} - \frac{\partial j_\nu^c}{\partial x} u_j \right) \right\} dS_\perp -$$

$$- \oint E_{\nu j}^c \left\{ \left[ \overline{E}_\nu^c \cdot \frac{\partial H_j}{\partial x} \right]_{\bar{x}_0} - \left[ \overline{E}_j \cdot \overline{H}_\nu^c \right]_{\bar{x}_0} - \frac{4\pi}{c} \left( j_\nu^c \frac{\partial u_j}{\partial x} - \frac{\partial j_j^c}{\partial x} u_\nu \right) \right\} dS_\perp =$$

$$- \oint E_{\nu j}^c H_{\nu\nu}^c d\ell = \frac{4\pi}{c} S_{\nu j} \frac{dN_\nu}{dx} \quad (42)$$

Из сравнения (42) с (41) следует соотношение взаимности для коэффициентов связи

$$N_\nu S_{\nu j} = -N_j S_{j\nu} \quad (43)$$

и попутно — удобная расчетная формула

$$S_{\nu\nu} = -\frac{1}{2N_\nu} \frac{dN_\nu}{dx} \quad (44)$$

Подобно работе [12], приведем (41) с  $j \neq \nu$  к форме более приспособленной для практических расчетов. Для этого потребуется тождество

$$\begin{aligned} \operatorname{div}_{\mathbf{x}} \left\{ \left[ \bar{\mathbf{E}}_j \times \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}_j^c}{\partial x} \right] \bar{\mathbf{x}}_0 - \left[ \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_j^c}{\partial x} \times \bar{\mathbf{H}}_j \right] \bar{\mathbf{x}}_0 - \frac{4\pi}{c} \bar{\mathbf{x}}_0 \left( j_j \frac{\partial H_j^c}{\partial x} - \frac{\partial j_j^c}{\partial x} H_j \right) \right\} = \\ = i\kappa \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \bar{\mathbf{E}}_j \bar{\mathbf{E}}_j^c - i\kappa \frac{\partial \mu}{\partial x} \bar{\mathbf{H}}_j \bar{\mathbf{H}}_j^c + i \frac{4\pi}{c} \frac{\partial v_0}{\partial x} \left( j_j H_j^c - j_j^c H_j \right) - \\ - i\kappa \frac{\partial h_p^2}{\partial x} H_j^c H_j, \end{aligned} \quad (45)$$

получаемое аналогично (36) из уравнений для волны номера  $j$  в ВС и из предварительно продифференцированных по параметру  $x$  уравнений (34) для сопряженной волны с индексом  $\nu$ . Возьмем интеграл от (45) по тонкому поперечному слою ВС

$$\begin{aligned} \frac{d}{dS_1} \int_{S_1} \left\{ \left[ \bar{\mathbf{E}}_j \times \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}_j^c}{\partial x} \right] \bar{\mathbf{x}}_0 - \left[ \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_j^c}{\partial x} \times \bar{\mathbf{H}}_j \right] \bar{\mathbf{x}}_0 - \frac{4\pi}{c} \left( j_j \frac{\partial H_j^c}{\partial x} - \frac{\partial j_j^c}{\partial x} H_j \right) \right\} dS_1 - \\ - \int_{S_1} \left[ \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_j^c}{\partial x} \times \bar{\mathbf{H}}_j \right] \bar{n} d\bar{l} = i\kappa \int_{S_1} \left\{ \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \bar{\mathbf{E}}_j \bar{\mathbf{E}}_j^c - \frac{\partial \mu}{\partial x} \bar{\mathbf{H}}_j \bar{\mathbf{H}}_j^c - \frac{4\pi}{v_0^2} \frac{\partial v_0}{\partial x} \left( j_j H_j^c - \right. \right. \\ \left. \left. - j_j^c H_j \right) - \frac{\partial h_p^2}{\partial x} H_j^c H_j \right\} dS_1. \end{aligned} \quad (46)$$

Дальнейшие преобразования (46) связаны с раскрытием производной  $\partial/\partial x$  по рецепту

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_j^c}{\partial x} = \left( \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_j^c}{\partial x} + i\kappa \frac{\partial h_p^c}{\partial x} \bar{\mathbf{E}}_j^c \right) \exp(ih_p^c x)$$

и применением условий биортогональности (18)

$$\begin{aligned} (h_j + h_j^c) \int_{S_1} \left\{ \left[ \bar{\mathbf{E}}_j \times \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}_j^c}{\partial x} \right] \bar{\mathbf{x}}_0 - \left[ \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}_j^c}{\partial x} \times \bar{\mathbf{H}}_j \right] \bar{\mathbf{x}}_0 - \frac{4\pi}{c} \left( j_j \frac{\partial H_j^c}{\partial x} - \frac{\partial j_j^c}{\partial x} H_j \right) \right\} dS_1 = \\ = \kappa \int_{S_1} \left[ \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \bar{\mathbf{E}}_j \bar{\mathbf{E}}_j^c - \frac{\partial \mu}{\partial x} \bar{\mathbf{H}}_j \bar{\mathbf{H}}_j^c - \frac{4\pi}{v_0^2} \frac{\partial v_0}{\partial x} \left( j_j H_j^c - j_j^c H_j \right) - \right. \end{aligned}$$



$$-\frac{\partial h_0^2}{\partial x} U_j U_j^c \Big] dS_1 - i \oint \left( \frac{\partial E_{xy}^c}{\partial x} H_{zj} - \frac{\partial E_{xy}^c}{\partial z} H_{zj} \right) d\ell. \quad (47)$$

С использованием соотношений

$$\frac{\partial E_{xy}^c}{\partial z} = -\varepsilon \frac{\partial E_{xy}^c}{\partial n},$$

$$\frac{\partial E_{xy}^c}{\partial x} = -\varepsilon \frac{\partial E_{xy}^c}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} E_{xy}^c,$$

справедливых на идеально проводящих стенках ВС и записанных в локальном базисе  $(\bar{n}, \bar{s}_0, \bar{x}_0)$  уравнений Максвелла; контурный интеграл из уравнения (47) приводится к виду

$$-k \oint \varepsilon \left( \varepsilon E_{nj} E_{nv}^c + \mu H_{zj} H_{zv}^c + \mu H_{zj} H_{zv}^c \right) d\ell + (h_j + h_j^c) \times$$

$$\times \oint \varepsilon E_{nv}^c H_{zj} d\ell. \quad (48)$$

В результате сравнения (47), (48) с (41) получаем искомые выражения для коэффициентов связи

$$S_{vj} = \frac{\omega}{4\pi N_v (h_j + h_j^c)} \int_{S_1} \left[ \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \bar{E}_j \bar{E}_v^c - \frac{\partial \mu}{\partial z} \bar{H}_j \bar{H}_v^c - \frac{4\pi}{v_0^2} \frac{\partial v_0}{\partial x} (j_j U_j^c - \right.$$

$$\left. - j_j^c U_j) - \frac{\partial h_0^2}{\partial x} U_j U_j^c \right] dS_1 - \frac{\omega}{4\pi N_v (h_j + h_j^c)} \oint \varepsilon \left( \varepsilon E_{nj} E_{nv}^c + \right.$$

$$\left. + \mu H_{zj} H_{zv}^c + \mu H_{zj} H_{zv}^c \right) d\ell, \quad (49)$$

в которых не содержится производных по "параметру"  $x$  от полей волн ВС.

В нерегулярных волноводах связь между волнами, определенными соотношениями (39), имеет согласно (49) локальный характер и возникает при изменениях в направлении  $\bar{x}_0$  свойств заполняющей его среды (члены с  $\partial \varepsilon / \partial x$ ,  $\partial \mu / \partial x$  в (49)) и электронного пучка (члены с  $\partial v_0 / \partial x$ ,  $\partial h_0^2 / \partial x$ ), а также при изменениях конфигурации контура, ограничивающего поперечное сечение (члены с  $\varepsilon$ ). Коэффициенты  $S_{vj}$  могут отличаться от нуля и в регулярном волноводе — в тех его сечениях, где волны переобозначаются, как, например, в случае выделения в явном виде присоединенных волн. Уравнения (40) остаются справедливыми и в этом "вырожден-

ном" случае, но  $S_{vj}$  приобретают вид  $\delta$ -функций. Такие ситуации здесь специально не рассматриваются, и нумерация волн в близких сечениях считается подобной.

Полученная для  $S_{vj}$  формула (49) позволяет описывать переизлучение волн на плавных неоднородностях в среде с непрерывным изменением  $\epsilon$  и  $\mu$ . Такая ситуация реализуется, например, в плазменных волноводах. Чтобы включить в рассмотрение твердые диэлектрики и магнетики, необходимо обобщить (49) на случай кусочно-непрерывного изменения  $\epsilon$ ,  $\mu$ . Опуская выкладки, связанные с выделением при интегрировании (36) поверхностей скачкообразного изменения параметров среды и сшивкой полей на них, приведем окончательное выражение

$$\begin{aligned}
 S_{vj} = & \frac{\omega}{4\pi N_v(h_j + h_j^c)} \int_{S_1} \left[ \frac{\partial \epsilon}{\partial z} E_j^c E_v^c - \frac{\partial \mu}{\partial z} H_j^c H_v^c - \frac{4\pi}{v_0^2} \frac{\partial v_0}{\partial z} (j_j U_v^c - j_v^c U_j) - \right. \\
 & \left. - \frac{\partial h_p^2}{\partial z} U_j U_v^c \right] dS_1 - \frac{\omega}{4\pi N_v(h_j + h_j^c)} \oint_{\Sigma} \left( \epsilon E_{nj} E_{nv}^c + \mu H_{zj} H_{zv}^c + \mu H_{sj} H_{sv}^c \right) d\ell + \\
 & + \frac{\omega}{4\pi N_v(h_j + h_j^c)} \sum_m \oint_{\Sigma_m} \left[ \epsilon_m (\epsilon_{0m} - \epsilon_m) (E_{sj} E_{sv}^c + E_{zj} E_{zv}^c) - \left( \frac{\epsilon_m^2}{\epsilon_{0m}} - \epsilon_m \right) E_{-j} E_{nv}^c - \right. \\
 & \left. - (\mu_{0m} - \mu_m) (H_{sj} H_{sv}^c + H_{zj} H_{zv}^c) + \left( \frac{\mu_m^2}{\mu_{0m}} - \mu_m \right) H_{nj} H_{nv}^c \right] d\ell. \quad (50)
 \end{aligned}$$

где сумма распространяется на все поверхности разрыва;  $\bar{x}_m$  - нормальные к ним орты, направленные из областей с  $\epsilon_m$ ,  $\mu_m$  в области с  $\epsilon_{0m}$ ,  $\mu_{0m}$ ;  $\bar{n}_m$  - нормальные орты к поверхностям разрыва в ВС, ориентированные как  $\bar{x}_m$ ; тройка единичных векторов  $\bar{n}_m$ ,  $\bar{s}_m$ ,  $\bar{x}_0$  - правая;  $\alpha_m = \bar{s}_m [\bar{n}_m \times \bar{x}_m] / \bar{n}_m \cdot \bar{x}_m$ .

Как следует из вывода уравнений (40), они применимы при выполнении условий разложимости в ряды (39) только величин  $j$ ,  $\bar{H}$  и поперечных компонент электромагнитного поля  $\bar{E}_\perp$ ,  $\bar{H}_\perp$ . Продольные же составляющие  $E_z$ ,  $H_z$  могут и не представляться в виде рядов, аналогичных (26). В частности, в полых волноводах переменного сечения разложение

$$E_z = \sum_j p_j E_{zj} + \frac{4\pi}{i\omega\epsilon} j^z \bar{x}_0, \quad (51)$$

справедливое для внутренней области, на боковой поверхности не представляет собой искомого поле, поскольку  $\mathcal{E}_x$  и  $\mathcal{E}_z$  удовлетворяют разным граничным условиям (12). Напротив, ряд

$$\mathcal{H}_z = \sum_j \rho_j H_{zj} + \frac{4\pi}{i\omega\mu} \sqrt{\mu} \bar{x}_0 \quad (52)$$

сходится к представляемому им полю во всех точках поперечного сечения. Последнее обстоятельство позволяет обобщить уравнения (40) на случай нерегулярных волноводов с неидеально проводящими стенками, когда применимо граничное условие Леонтовича (см. рис.2):

$$\mathcal{E}_e = \sum \mathcal{H}_e, \quad \mathcal{E}_r = -\sum \mathcal{H}_r, \quad (53)$$

где  $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$  — комплексное волновое сопротивление материала стенок, считающееся малой величиной  $|Z| \ll 1$ . С учетом (53) и  $|z_1| \ll |Z|^{-1}$  контурный интеграл из (37) приводится к отличному от (38) виду

$$\oint Z \sqrt{1+z^2} (H_{zv}^e \mathcal{H}_z^e + H_{zv}^r \mathcal{H}_z^r) dz - \oint z E_{nv}^e \mathcal{H}_z^e dz$$

Повторением следующих за формулой (38) выкладок устанавливается система уравнений

$$\frac{d\rho_j}{dz} - i h_{vj} \rho_j = \sum_j (g_{vj} + T_{vj}) \rho_j + \frac{1}{N_v} \int_{S_1} (\sqrt{\epsilon} E_v^e - \sqrt{\mu} H_v^e) dS_1 \quad (54)$$

с коэффициентами связи  $g_{vj}$ , определяемыми соотношениями (41) или (44), (49) и

$$T_{vj} = -\frac{t}{4\pi N_v} \oint Z \sqrt{1+z^2} (H_{zj} H_{zv}^e + H_{zj} H_{zv}^r) dz. \quad (55)$$

В общем случае величины  $T_{vj} \neq 0$  при  $v \neq j$ , что приводит к дополнительному переизлучению парциальных волн, входящих в ряды (39). Переизлучение не исчезает и в регулярных волноводах.

\* На стенке  $\mathcal{E}_x$  можно определить по известному полю  $\mathcal{E}_n$  на граничных условиях (12).

В заключение отметим, что аналогичные результаты можно получить и при использовании биортogonalности в форме (22).

### III. НОРМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В РЕГУЛЯРНЫХ ВОЛНОВОДАХ С МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Здесь и в следующем разделе считается, что расслоения электронного потока нет, т.е. скорости всех электронов одинаковы. Такая идеализация адекватна тонкостенным сильно замагниченным электронным пучкам, инжектируемым эквипотенциальными катодами и заполняющим в каналах транспортировки эквипотенциальные поверхности, например, трубчатым тонкостенным пучкам, формируемым коаксиальными диодами с магнитной изоляцией [14]. В случае сплошных потоков, инжектируемых эквипотенциальными катодами, рассматриваемая идеализация может быть оправдана дополнительным предположением о существовании компенсирующего статический заряд пучка ионного фона.

В неограниченных по длине регулярных волноводах с идеально проводящими стенками, без заполняющих их сред ( $\epsilon = \mu = 1$ ) и без дополнительных внешних полей, моноэнергетические пучки электронов, движущихся вдоль оси волновода, устойчивы. Действительно, в сопровождающей системе отсчета, в которой стенки остаются идеально проводящими, неподвижные электроны могут только поглощать энергию и, следовательно, любые возмущения их состояния не нарастают во времени. Последнее обстоятельство позволяет ввести, согласно разд. I, классификацию волн в таких системах по типу классификации, используемой в теории полых радиоволноводов: волны с  $d\omega/dh_\nu > 0$ , если  $\text{Im} h_\nu = 0$  и  $\text{Im} h_\nu > 0$ , маркируются положительными индексами  $\nu > 0$ , а волны с  $d\omega/dh_\nu < 0$ , если  $\text{Im} h_\nu = 0$  и  $\text{Im} h_\nu < 0$ , — отрицательными индексами  $\nu < 0$ .

Нормальные волны в рассматриваемых здесь регулярных волноводах без потерь обладают свойством полноты. В случае  $\epsilon = \mu = 1$  это следует из полноты волноводных волн в сопровождающей системе отсчета, когда задача сводится к самосопряженной и, соответственно, допустимы разложения полей в любых, включая движущиеся, сечениях. При запол-

нении средой без пространственной дисперсии ( $\partial \epsilon / \partial h = \partial \mu / \partial h = 0$ ) полнота следует из невырожденности преобразования задач о волноводе без среды к волноводу со средой.

Неограниченно широкий электронный поток. В качестве простейшей иллюстрации применения полученных выше расчетных соотношений рассмотрим задачу о распространении продольных плазменных волн ( $\partial / \partial x = \partial / \partial y = 0$ ) в электронном потоке ( $\bar{v} = v \bar{v}_0$ ), равномерно распределенном  $v_0 = \cos \alpha t, h_p^2 = c^2 \alpha^2 t^2$  во всем пространстве, заполненном диэлектрической средой с  $\partial \epsilon / \partial \omega = \partial \epsilon / \partial k = 0, \mu = 1$ .

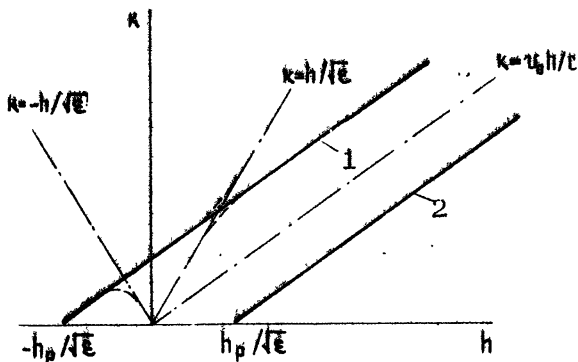
Из условия совместности системы (14) следуют дисперсионные уравнения

$$k = \frac{v_0}{c} \left( h \pm \frac{h_p}{\sqrt{\epsilon}} \right), \quad (56)$$

изображенные на рис. 3 сплошными линиями, и соотношения амплитудных коэффициентов

$$j = \pm k \frac{\pm \sqrt{\epsilon} h_p}{4\epsilon} \mu, \quad E_z = \mp 1 \frac{h_p}{\sqrt{\epsilon}} \mu. \quad (57)$$

для быстрой (верхние знаки) и медленной (нижние знаки) волн в потоке.



Р и с. 3. Дисперсионные кривые для быстрой (1) и медленной (2) пучково-плазменных волн в неограниченном пространстве, равномерно заполненном диэлектриком с  $\partial \epsilon / \partial \omega = \partial \epsilon / \partial h = 0$  (сплошные линии). Пунктир — искажения, вносимые удаленными в поперечных направлениях ограничивающими поверхностями

Необходимо сразу же оговориться, что система эта неустойчива, если полный ток  $J = j_0 \beta_1 (\beta_1 \rightarrow \infty)$  превышает предельное значение  $J_{пр}$

$$J > J_{пр} \approx \left( j_0 \frac{v_0}{c} \right)^2 \cdot \frac{m c^3}{e} \quad (58)$$

Неустойчивость, известная как пирсовская [11], приводит в конечном итоге к самозапираанию потока вблизи плоскости инжекции. Следовательно, полученные дальше результаты справедливы или при токах  $J < J_{пр}$ ; когда, в частности, отсутствуют обратные волны (на рис.3  $h < 0$ ); или кратковременно в течение переходного режима. Отметим также не исчезающие при  $\beta_1 \rightarrow \infty$  искажения дисперсионной кривой быстрой волны, условно изображенные на рис.3 пунктирными линиями. В случае  $v_0 > c/\sqrt{\epsilon}$  с последними связано черенковское излучение.

Полагая в дальнейшем  $\epsilon > 0$ <sup>\*</sup>, вычислим для единичной площади поперечного сечения: нормы волн (19)

$$N = \pm k \frac{c \sqrt{\epsilon} h_p}{2\pi} |U|^2, \quad (59)$$

плотности потока их мощностей (20)

$$P = \pm k \frac{c \sqrt{\epsilon} h_p}{8\pi} |U|^2, \quad (60)$$

представленные только кинетическими компонентами, и объемные плотности запасенных в них энергий (31)

$$W = \pm k \frac{c \sqrt{\epsilon} h_p}{8\pi v_0} |U|^2. \quad (61)$$

Групповые скорости обеих волн одинаковы и равны  $v_0$ , что следует из выражений (60), (61), а также из (56). Согласно (60), (61) быстрая волна переносит положительную энергию, и поток ее направлен вдоль  $\vec{x}_0$ . Медленная же волна несет отрицательную (псевдо) энергию, и ее поток направлен навстречу  $\vec{x}_0$ .

Знаки объемных плотностей импульса волн (32)

$$W_{и} = - \frac{h_p}{8\pi v_0} |U|^2 \left( k \frac{c}{v_0} \pm h_p \right) \quad (62)$$

<sup>\*</sup> В случае  $\epsilon < 0$  реализуется усиление волн, а при  $\epsilon = 0$  наступает резонанс, к которому стационарное описание не применимо.

и их потоки

$$\Pi_{\mu} = -\frac{h_{\mu}}{8\pi} |\dot{U}|^2 \left( \kappa \frac{c}{v_{\mu}} \pm h_{\mu} \right) \quad (63)$$

зависят от направления фазовой скорости

$$v_{\phi} = \frac{\kappa c}{h} = v_{\mu} \left( 1 \pm \frac{h_{\mu}}{h \epsilon} \right) \quad (64)$$

Для быстрой волны  $W_{\mu}$ ,  $\Pi_{\mu}$  положительны, если  $v_{\phi} > 0$  ( $h > 0$ ), и, наоборот, отрицательны, если  $v_{\phi} < 0$ . Поскольку скорость  $v_{\phi}$  медленной волны всегда положительна, то для нее всегда  $\Pi_{\mu} < 0$  и  $W_{\mu} < 0$ . Как и в (30), в формулах (62), (63) положено  $\epsilon = 1$ .

Согласно уравнениям (27), записанным здесь для модуля электрического поля

$$\frac{d|\mathcal{E}_z|^2}{dz} = \frac{4\pi(h - \kappa \frac{c}{v_{\mu}})}{c\epsilon\kappa} \operatorname{Re} \int_{S_1} j_z^e \mathcal{E}_z^* dS_1, \quad (65)$$

возбуждение медленной волны внешними заданными токами возможно только при отборе энергии из системы  $\operatorname{Re} \int_{S_1} j_z^e \mathcal{E}_z^* dS_1 > 0$  в отличие от быстрой волны, обладающей обычными свойствами, при возбуждении которой  $\operatorname{Re} \int_{S_1} j_z^e \mathcal{E}_z^* dS_1 < 0$ . Примечательно,

что эффективность излучения волн пропорциональна отстройке их фазовых скоростей от скорости электронов  $c \left( \frac{1}{v_{\mu}} - \frac{1}{v_{\mu 0}} \right)$ . Это обстоятельство лежит в основе метода усечения исследуемых ниже бесконечных систем уравнений (40).

Круглый волновод с равномерно распределенным электронным потоком. Произвольное заполнение регулярного волновода пучком электронов, движущихся прямолинейно вдоль его оси, не изменяет условий делимости волн на два класса ТМ- и ТЕ-типа, поскольку для последних  $\int \mathcal{E}_z = 0$ , т.е. электронный пучок не вносит в них изменений.

В настоящем подразделе исследуется распространение ТМ-волн в круглом волноводе с идеально проводящими стенками и с  $\epsilon = \mu = 1$ . С учетом принятых упрощающих предположений из системы (14) следуют:

- дисперсионные уравнения

$$(\kappa^2 - h_{\nu}^2) \cdot \left[ 1 - \frac{h_p^2}{\left( h_{\nu} - \kappa \frac{c}{v_{\nu}} \right)^2} \right] = \mathcal{Q}_{\nu}^2, \quad (66)$$

где  $q_v$  - поперечное волновое число, определяемое уравнением  $J_m(q_v R) = 0$ ;  $J_m(q_v R)$  - функция Бесселя  $m$ -го порядка (которую, чтобы отличить от обозначения тока, будем записывать с аргументом);  $R$  - радиус волновода;

- выражения для амплитудных коэффициентов

$$E_{\psi v} = \frac{i h_v}{\kappa^2 - h_v^2} \frac{\partial E_{zv}}{\partial \psi}, \quad E_{\phi} = \frac{i h_v}{\kappa^2 - h_v^2} \frac{\partial E_{zv}}{r \partial \phi},$$

$$H_{\psi v} = -\frac{i \kappa}{\kappa^2 - h_v^2} \frac{\partial E_{zv}}{r \partial \phi}, \quad H_{\phi} = \frac{i \kappa}{\kappa^2 - h_v^2} \frac{\partial E_{zv}}{\partial r},$$

$$\Gamma_v = -i \frac{E_{zv}}{h_v - \kappa \frac{c}{v_0}}, \quad \gamma_v = i \frac{\kappa h_v^2 E_{zv}}{4\pi (h_v - \kappa \frac{c}{v_0})^2}. \quad (67)$$

Положив

$$E_{zv} = A_v J_m(q_v r) \left\{ \begin{array}{l} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{array} \right\},$$

вычислим по формулам (19), (20), (31):

- нормы

$$N_v = -\frac{c \kappa R^2}{4} A_v^2 J_m'^2(q_v R) \left[ \frac{q_v^2 h_v}{(\kappa^2 - h_v^2)^2} - \frac{h_p^2}{(h_v - \kappa \frac{c}{v_0})^3} \right], \quad (68)$$

- потоки мощности волн с  $J_m h_v = 0$

$$P_v = |A_v|^2 \frac{c \kappa R^2}{16} J_m'^2(q_v R) \left[ \frac{q_v^2 h_v}{(\kappa^2 - h_v^2)^2} - \frac{h_p^2}{(h_v - \kappa \frac{c}{v_0})^3} \right], \quad (69)$$

- линейные плотности псевдоэнергий в них

$$W_v = |A_v|^2 \frac{\kappa R^2}{16} J_m'^2(q_v R) \left[ \frac{q_v^2 \kappa}{(\kappa^2 - h_v^2)^2} - \frac{h_p^2 \frac{c}{v_0}}{(h_v - \kappa \frac{c}{v_0})^3} \right] \quad (70)$$

Для всех, включая ТЕ, нормальных волн с  $h_v < \kappa c/v_0$  псевдоэнергия положительна, с  $h_v > \kappa c/v_0$  - отрицательна, при  $\kappa = 0$ ,  $h_v \neq 0$  обращается в нуль, а при  $h_v \rightarrow \kappa c/v_0$  неограниченно возрастает по модулю. Интересно отметить, что групповая скорость  $v_{гр} = c \, dk/dh$  - равна средневзвешенной

$$v_{гр} = \frac{W_{\varepsilon} v_{\varepsilon} + W_{\kappa} v_{\kappa}}{W_{\varepsilon} + W_{\kappa}}$$



скоростей переноса электромагнитной  $v_3 = \Pi_3 / W_3 = c h_\nu / \kappa$  ( $W_3$  и  $\Pi_3$  - первые члены в формулах (69), (70)) и кинетической  $v_k = \Pi_k / W_k = v_0$  энергий.

В случае электронного пучка малой плотности

$$\gamma_0^2 \frac{v_0^2}{c^2} h_p^2 \ll g_\nu^2, \quad h_p^2 \ll \gamma_0^2 g_\nu^2 \quad (71)$$

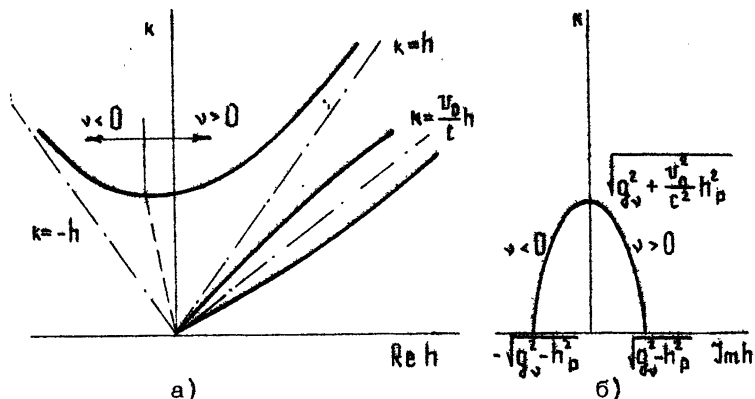
дисперсионные уравнения (66) удобно представить в разрешенном относительно  $h_\nu$  виде:

$$h_\nu = \pm \sqrt{\kappa^2 - g_\nu^2 - \frac{g_\nu^2 h_p^2}{\left(\kappa \frac{c}{v_0} \mp \sqrt{\kappa^2 - g_\nu^2}\right)^2}} \quad (72)$$

- "электромагнитные" ветви, при  $h_p \rightarrow 0$  переходящие в дисперсионные кривые полого волновода;

$$h_\nu = \kappa \frac{c}{v_0} \pm h_p \kappa \sqrt{\frac{2\gamma_0^2 h_p v_0 / c}{\sqrt{\kappa^2 + g_\nu^2 \gamma_0^2 v_0^2 / c^2}} \mp \frac{2\gamma_0^2 \kappa^2 h_p v_0 / c}{\sqrt{\kappa^2 + g_\nu^2 \gamma_0^2 v_0^2 / c^2}}} \quad (73)$$

- пучково-плазменные ветви. В формулах (72), (73) знаки берутся одновременно либо нижние, либо верхние. На рис.4 изображены дисперсионные кривые четырех волн с одинаковыми поперечными волновыми числами ( $g_\nu$ ), соответствующие случаю (71). Характерна увеличивающаяся с  $g_\nu \rightarrow \infty$  несимметрия относительно оси  $h=0$  электромагнитной ветви и относительно оси  $\kappa = \frac{v_0}{c} h$  пучково-плазменных ветвей, обусловленная неодинаковым релятивистским преобразованием скоростей, направленных попутно и встречно электронам. Вместе с несимметрией в области  $h < 0$  на близких к критическим частотам появляются обратные волны с  $v > 0$ , т.е. с  $dk/dh_\nu > 0$  и  $\kappa/h_\nu < 0$ .



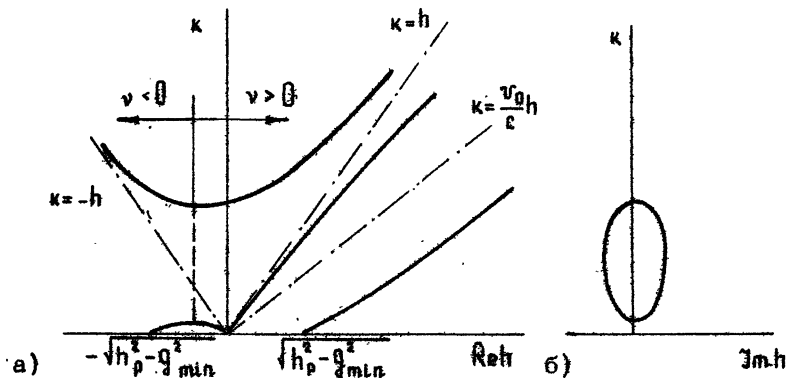
Р и с. 4. Зависимости  $k$  от  $\text{Re } h$  (а) и  $k$  от  $\text{Im } h$  электромагнитных и пучково-плазменных волн с одинаковыми поперечными волновыми числами  $q = q_v < h_p$  в круглом волноводе, равномерно заполненном электронным пучком. Стрелками отмечены участки кривых, соответствующие волнам с положительными ( $v > 0$ ) и отрицательными ( $v < 0$ ) индексами

Если принять во внимание существование "бесконечно" удаленных инжектора и коллектора, то при плотности заряда пучка

$$h_p > q_{\min} \quad (74)$$

в волноводной системе развивается пирсовская неустойчивость<sup>\*)</sup>, приводящая к образованию виртуального катода, запирающего сверхкритический ток [11, 15]. Для таких пучков, существующих лишь кратковременно, на рис.5 изображены дисперсионные кривые четырех волн с  $q_v = q_{\min}$ . Примечательно появление на низких частотах, включающих  $k = 0$ , дополнительных незатухающих волн ( $\text{Im } h_v = 0$ ). Число их ограничено, поскольку условию  $q_v R < h_p R$  удовлетворяет конеч-

\*) Физический смысл неустойчивости становится прозрачным при переходе в сопровождающую систему отсчета, где с выполнением условия (74) (а также (58), (86), (91)) ограничивающие пучок торцы движутся со скоростью близкой к фазовой скорости плазменных волн и, следовательно, являются источниками "черенковского" излучения.



Р и с. 5. Зависимости  $k$  от  $R_0 h$  (а) и  $k$  от  $\gamma_m h$  электромагнитных и пучково-плазменных волн с одинаковыми поперечными волновыми числами  $g = g_v > h_p$  в круглом волноводе, равномерно заполненном электронным пучком. Стрелками отмечены участки кривых, соответствующие волнам с положительными ( $v > 0$ ) и отрицательными ( $v < 0$ ) индексами

ное число корней уравнений  $\gamma_m(g, R) = 0$ . При дальнейшем увеличении проходящего через волновод тока дисперсионные кривые пучково-плазменных волн эволюционируют к изображенному на рис.3 виду.

Отметим еще раз одно важное обстоятельство. В волноводах количество пучково-плазменных волн, как с положительной, так и отрицательной энергией, неограниченно велико и фазовые скорости большинства из них близки к  $v_0$ :

$$\lim_{g_v \rightarrow \infty} v_{fv} = v_0, \quad (75)$$

что связано, согласно (67), с относительным уменьшением величины продольной составляющей электрического поля

$$\lim_{g_v \rightarrow \infty} |E_{xv} / E_v| = 0, \quad (76)$$

ответственного за расталкивание электронов в потоке. Вследствие этого условие какого-либо синхронного взаимодействия, например с электромагнитной волной, выполняется сразу для бесконечного спектра пучково-плазменных волн.

Однако вкладом волн с большими поперечными волновыми числами ( $q_v \rightarrow \infty$ ) обычно можно пренебречь из-за быстрого падения эффективности их возбуждения, поскольку

$$\lim_{q_v \rightarrow \infty} |N_v| \sim \frac{q_v^2}{h_p \kappa} \cdot \text{const.} \quad (77)$$

Тенденция эта сохраняется и для волн в волноводах, частично заполненных электронным пучком с характерным поперечным размером  $\Delta$ , когда

$$\lim_{|v| \rightarrow \infty} q_v \approx \frac{\pi |v|}{\Delta} \quad (78)$$

Волноводы с тонкостенными электронными пучками. Из сказанного следует, что в волноводе с пучком небольшой толщины

$$\kappa \Delta \ll \gamma_0 \frac{v_0}{c} \quad (79)$$

достаточно рассматривать только две — быструю и медленную — пучково-плазменные волны с максимальными  $|\hbar_v - \kappa \frac{c}{v_0}|$ .

Используем эту идеализацию при исследовании распространения ТМ-волн с  $d/dy = 0$  в плоском волноводе с симметрично расположенным в нем ленточным электронным пучком (рис. 6, а). Из уравнений (14) и граничных условий (12) путем предельного перехода  $\Delta \rightarrow 0$  при выполнении условий

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} j \, dx = \hat{j},$$

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} h_p^2 \, dx = \hat{h}_p$$

устанавливаются [4]:

— дисперсионное уравнение нормальных волн

$$\sin 2q_v a = - \frac{\hat{h}_p q_v}{\left( \hbar_v - \kappa \frac{c}{v_0} \right)^2} \sin^2 q_v a,$$

$$q_v^2 = \kappa^2 - \hbar_v^2, \quad (80)$$

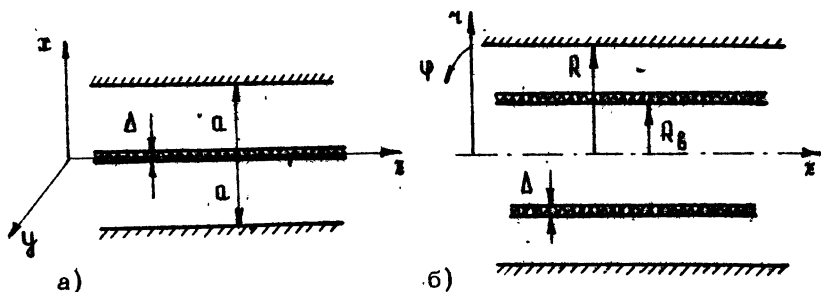
- соотношение их амплитудных коэффициентов

$$E_{xy} = A_y \sin q_y (x-a), \quad H_y = -i \frac{E_{xy}}{h_y - \kappa \frac{c}{v_0}},$$

$$E_{xy} = i A_y \frac{\kappa}{q_y} \cos q_y (x-a), \quad \hat{j}_y = ic \frac{\kappa \hat{h}_p}{4\pi} \frac{E_{xy}}{\left(h_y - \kappa \frac{c}{v_0}\right)^2},$$

$$H_{zy} = i A_y \frac{h_y}{q_y} \cos q_y (x-a), \quad (81)$$

записанных для  $0 \leq x \leq a$ , в области же  $-a \leq x < 0$  поля находятся из условий симметрии,  $A_y$  - произвольные константы.



Р и с. 6. Плоский (а) и круглый (б) волноводы с тонкостенными электронными пучками

Бесконечно тонкий пучок не оказывает влияния на ТМ-волны с антисимметричными относительно плоскости  $x = 0$  полями. Исключая поэтому их, приведем соотношение (80) к форме

$$\left(h_y - \kappa \frac{c}{v_0}\right)^2 \operatorname{ctg} q_y a = -\frac{1}{2} \hat{h}_p q_y, \quad (82)$$

которую при малой поверхностной плотности заряда в пучке

$$\gamma_0^2 \frac{v_0^2}{c^2} \hat{h}_p \ll q_y^2 a, \quad \hat{h}_p a \ll 2 \quad (83)$$

можно разрешить относительно  $h_y$ :

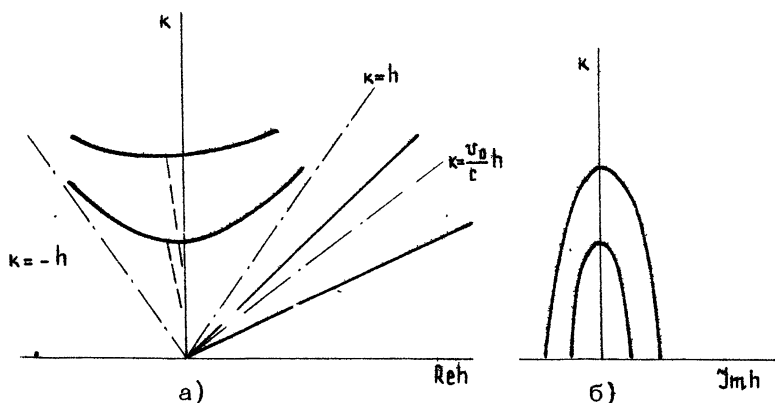
$$h_y = \kappa \frac{c}{v_0} \pm \sqrt{\frac{\kappa \hat{h}_p c}{2 \gamma_0 v_0} \operatorname{th} \frac{\kappa a c}{\gamma_0 v_0}} \quad (84)$$

- две пучково-плазменные ветви и

$$h_{\nu} = \pm \sqrt{k^2 - g_{0\nu}^2 - \frac{g_{0\nu}^2 \hat{h}_p}{a \left( k \frac{c}{v_0} \mp \sqrt{k^2 - g_{0\nu}^2} \right)^2}},$$

$$g_{0\nu} a = \frac{\pi}{2} + i\nu \pi \quad (85)$$

- счетное число электромагнитных ветвей с критическими частотами  $k_{\text{кр}\nu}^2 \approx g_{0\nu}^2 + \hat{h}_p v_0^2 / a c^2$ . На рис.7 условно изображены пучковые (84) и две электромагнитные (85)



Р и с. 7. Зависимость  $k$  от  $\text{Re} h$  (а) и  $k$  от  $\text{Im} h$  (б) для волн в плоском волноводе с ленточным электронным пучком (см.рис.6,а) в случае  $\hat{h}_p a < 2$

ветви при выполнении условий (83), а на рис.8 те же ветви представлены для случая

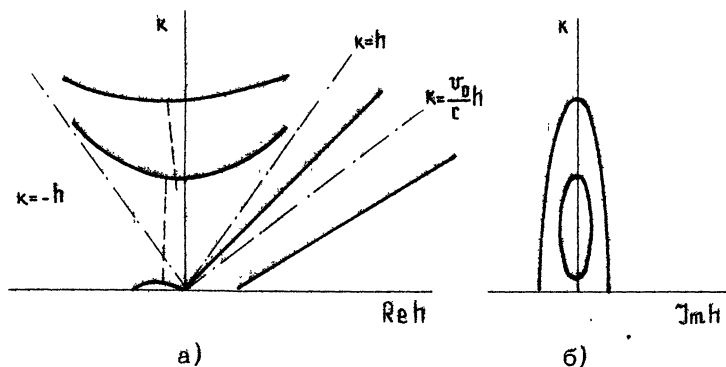
$$\hat{h}_p a > 2, \quad (86)$$

когда на низких частотах ( $k \rightarrow 0$ ) появляются распространяющиеся волны с  $\text{Im} h_{\nu} = 0$  в области  $h < 0$ .

Приведем для рассматриваемых нормальных волн вычисленные по формулам (19), (20), (31)

- нормы

$$N_{\nu} = -A_{\nu}^2 \frac{c k h_{\nu} a}{2\pi g_{\nu}^2} \cdot \left( 1 + \frac{\sin 2g_{\nu} a}{2g_{\nu} a} \right) + A_{\nu}^2 \frac{c \hat{h}_p \sin^2 g_{\nu} a}{2\pi \left( h_{\nu} - k \frac{c}{v_0} \right)^3}, \quad (87)$$



Р и с. 8. То же, что и на рис.7, но при  $\hat{h}_p a > 2$

- потоки мощностей волн с  $\text{Im } h_v = 0$

$$P_v = |A_v|^2 \frac{c k h_v a}{8\pi q_v^2} \left( 1 + \frac{\sin 2q_v a}{2q_v a} \right) + |A_v|^2 \frac{c k \hat{h}_p \sin^2 q_v a}{8\pi \left( h_v - k \frac{c}{v_0} \right)^3}, \quad (88)$$

-- линейные плотности их энергий

$$W_v = \frac{|A_v|^2}{8\pi} \left[ \frac{k^2 a}{q_v^2} + \frac{k^2}{2q_v^3} \sin 2q_v a - \frac{c k \hat{h}_p \sin^2 q_v a}{v_0 \left( h_v - k \frac{c}{v_0} \right)^3} \right]. \quad (89)$$

Из всего бесконечного спектра волн (с  $\partial/\partial y = 0$ ) энергия отрицательна только у одной пучково-плазменной волны, фазовая скорость  $v_{\text{ф}} = c k / \nu$  которой заключена в пределах  $0 < v_{\text{ф}} < v_0$ .

В круглом волноводе с соосным ему трубчатым пучком (см. рис.6,б) топология дисперсионных кривых ТМ-волн подобна приведенным на рис.7 и 8. С учетом тех же ограничений, что и при выводе (80), применимо дисперсионное уравнение для осесимметричных волн

$$J_0(q_v R) = J_0(q_v R_0) \left[ J_0(q_v R) N_0(q_v R_0) - N_0(q_v R) J_0(q_v R_0) \right] \frac{\pi q_v^2 \hat{h}_p R_0}{2 \left( h_v - k \frac{c}{v_0} \right)^2},$$

$$q_v^2 = k^2 - h_v^2, \quad (90)$$

в котором  $N_0(q, R)$  — функция Неймана с индексом 0. Согласно (90) кривые рис.7 при

$$\hat{h}_p R_B \rho_n \frac{R}{R_B} = 1 \quad (91)$$

переходят в соответствующие им кривые рис.8. Это же условие (91) является границей возникновения пирсовской неустойчивости.

#### IV. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В СЛАБОГОФРИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДАХ С ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ, ЧЕРЕНКОВСКИЕ СВЧ-ПРИБОРЫ

С принятой здесь точки зрения, как и в монографии [9], работа СВЧ-приборов основана на передаче энергии от волн, обладающих отрицательной энергией, волнам с положительной энергией — чаще всего электромагнитным. В случае мощных генераторов с сильноточными релятивистскими ( $\gamma_0^2 \gg 1$ ) пучками, когда согласно принципу подобия [3,4] длина пространства взаимодействия велика  $L_B \sim \gamma_0^2 v_0 / \kappa t \gg v_0 / \kappa t$ , распределенная по всей длине взаимосвязь между волнами, требуемая для эффективного энергообмена между ними, сравнительно мала. С целью ее реализации весьма перспективны и уже успешно используются на практике [1] электродинамические системы в виде труб с неглубокой и плавной гофрировкой их внутренних поверхностей (рис.9). Такие устройства обладают также повышенной электропрочностью и благоприятным для селективной работы прибора соотношением амплитуд пространственных гармоник существующих в них волн [16].

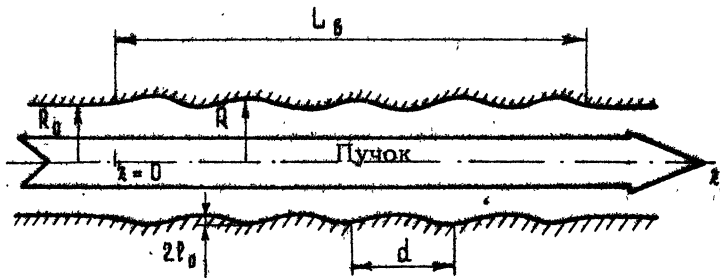
В настоящем разделе рассматривается взаимодействие осесимметричных электромагнитных и пучково-плазменных волн в круглом волноводе с радиусом  $R(z)$ , изменяющимся по закону (рис.9)

$$R(z) = R_0 + \rho_0 \sin \bar{h} z, \quad \rho_0 \bar{h} \ll 1, \quad (92)$$

где  $d = 2\pi/\bar{h}$  — период гофрировки. Взаимодействия волн (2'), являющихся теперь парциальными, описываются системой уравнений (54) с коэффициентами связи (44), (49), (55), в которых

$$x(z) = \rho_0 \bar{h} \cos \bar{h} z. \quad (93)$$





Р и с. 9. Отрезок слабогофрированного круглого волновода с пучком прямолинейно движущихся электронов как простейшая модель черенковского генератора

Разложив предварительно в ряды Фурье периодические функции

$$\begin{aligned}
 h_{\nu} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} h_{\nu m} \exp(i m \bar{h} z), \\
 S_{\nu j} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_{\nu j m} \exp(i m \bar{h} z), \\
 T_{\nu j} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_{\nu j m} \exp(i m \bar{h} z),
 \end{aligned} \quad (94)$$

удобно перейти к новым переменным, аналогичным (26),

$$C_{\nu}(z) = P_{\nu}(z) \exp(-i h_{\nu 0} z), \quad (95)$$

по отношению к которым уравнения (54) принимают вид

$$\begin{aligned}
 \frac{d C_{\nu}}{d z} = i \sum_m h_{\nu m} (1 - \delta_{0m}) C_{\nu} \exp(i m \bar{h} z) + \sum_j \sum_m (S_{\nu j m} + \\
 + T_{\nu j m}) C_j \exp[i (h_{j 0} - h_{\nu 0} + m \bar{h}) z],
 \end{aligned} \quad (96)$$

где, согласно (44),  $S_{\nu \nu 0} = 0$ .

Предположим, что гофрированный отрезок длиной  $L_g$  со-  
 членен, как показано на рис.9, с полубесконечными круглыми  
 волноводами без потерь радиусами  $R_0$ , так что сами матри-  
 цы рассеяния  $S_{\nu j 0}(z=0)$ ,  $S_{\nu j 0}(z=L_g)$  и производные по  $z$

от них матрицы являются нулевыми, соответственно  $\Gamma_{\nu}(\xi)$  непрерывны в точках  $\xi = 0, \xi = L_{\beta}$ .

Для однозначного решения уравнений (96) их необходимо дополнить краевыми условиями. При анализе, например, режима усиления прямых волн в усилителе типа ЛБВ — они принимают вид

$$\begin{aligned} \Gamma_{\nu=q>0}(0) &= 1, & \Gamma_{\nu=q}(\xi) &= 0, \\ \Gamma_{\nu<0}(L_{\beta}) &= 0, \end{aligned} \quad (97)$$

а в случае усиления обратных волн

$$\begin{aligned} \Gamma_{\nu>0}(0) &= 0, & \Gamma_{\nu=q<0}(L_{\beta}) &= 1, \\ \Gamma_{\nu<0}(L_{\beta}) &= 0. \end{aligned} \quad (98)$$

В автогенераторах типа ЛОВ исследование пусковых режимов сводится к задаче на собственные значения для уравнений (96) с однородными условиями на краях:

$$\Gamma_{\nu>0}(0) = 0, \quad \Gamma_{\nu<0}(L_{\beta}) = 0. \quad (99)$$

Возможна постановка и множества других краевых задач, в частности, о резонансных генераторах и усилителях, о полном поглощении в линиях сигналов [17], о рассеянии волн на входных и выходных устройствах и т.д.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением взаимодействия только одной изолированной электромагнитной волны ( $\nu = q$ ) с волнами пучка малой плотности.

где 
$$|\beta_M - \beta_q| \ll |h_{q0}|, |h_{q\beta}|, |\bar{h}|, \quad (100)$$

$$\begin{aligned} \beta_M &= h_{M0} - h_{\nu 0} - \bar{h}, \\ \beta_q &= h_{q0} - h_{\nu 0} - \bar{h}, \end{aligned}$$

индексами  $\beta$  маркируются пучково-плазменные волны с положительной, а  $m$  — с отрицательной энергиями. Опустив в уравнениях (96) несущественные быстро осциллирующие члены, имеем

$$\begin{aligned} \frac{dC_q}{d\xi} - T_{q0} C_q &= \sum_{\beta} (S_{q\beta-1} + T_{q\beta-1}) C_{\beta} \exp(i\beta_{\beta} \xi) + \\ &+ \sum_m (S_{qm-1} + T_{qm-1}) C_m \exp(i\beta_m \xi), \end{aligned}$$

$$\frac{dC_{\delta}}{dz} - T_{\delta\delta 0} C_{\delta} = (S_{\delta q_1} + T_{\delta q_1}) C_{\delta} \exp(-i\beta_{\delta} z),$$

$$\frac{dC_M}{dz} - T_{MM 0} C_M = (S_{M q_1} + T_{M q_1}) C_M \exp(-i\beta_M z). \quad (101)$$

Система (101) применима непосредственно лишь к описанию взаимодействия попутных волн. При анализе взаимодействия со встречной электромагнитной волной ( $h_q < 0$ ) знаки перед индексами 1 нужно заменить на противоположные.

Нормальные волны в гофрированном волноводе с прямолинейным электронным пучком. Положив зависимость амплитуд  $C_{\nu}$  от  $z$  в форме

$C_{\nu} \sim \exp(i\Gamma z)$ ,  $C_{\delta} \sim \exp[i(\Gamma - \beta_{\delta})z]$ ,  $C_M \sim \exp[i(\Gamma - \beta_M)z]$ ,  
из выражений (101) получаем дисперсионное соотношение для нормальных волн

$$\Gamma + iT_{q q 0} + \sum_{\delta} \frac{(S_{q\delta-1} + T_{q\delta-1})(S_{q\delta 1} + T_{q\delta 1})}{\Gamma + iT_{\delta\delta 0} - \beta_{\delta}} +$$

$$+ \sum_M \frac{(S_{M q_1} + T_{M q_1})(S_{q M-1} + T_{q M-1})}{\Gamma + iT_{M M 0} - \beta_M} = 0, \quad (102)$$

в котором ряды по полюсам отражают многообразие степеней свободы в электронном потоке. Однако в случае не слишком толстых пучков ( $\Delta < R_0$ , рис.6,б) ряды, согласно (77), быстро сходятся и в соотношении (102) достаточно ограничиться главными членами с  $(\beta_M - \beta_{\delta})_{max}$ , учитывая взаимодействие только трех волн:

$$(\Gamma + iT_{q q 0}) \left[ \left( \Gamma - \frac{\beta_M + \beta_{\delta} - iT_{M M 0} - iT_{\delta\delta 0}}{2} \right)^2 - \left( \frac{\beta_M - \beta_{\delta} - iT_{M M 0} + iT_{\delta\delta 0}}{2} \right)^2 \right] +$$

$$+ (S_{q\delta-1} + T_{q\delta-1})(S_{\delta q_1} + T_{\delta q_1}) + (S_{q M-1} + T_{q M-1})(S_{M q_1} + T_{M q_1}) =$$

$$= (S_{q\delta-1} + T_{q\delta-1})(S_{\delta q_1} + T_{\delta q_1})(\beta_M - iT_{M M 0} + iT_{q q 0}) +$$

$$+ (S_{q M-1} + T_{q M-1})(S_{M q_1} + T_{M q_1})(\beta_{\delta} - iT_{\delta\delta 0} + iT_{q q 0}). \quad (103)$$

По аналогии с дисперсионным уравнением для слаборелятивистской ЛВВ [6,7] величину

$$\bar{\nu} = (\beta_M - \beta_{\delta})^2 / 4 h_p^2$$

можно назвать коэффициентом депрессии сил пространственного заряда, корень кубический из правой части — параметром усиления, а

$$(\beta_m + \beta_g) / 2$$

расстройкой, которая при  $|1 - G| \ll 1$  совпадает с  $\kappa c (v_{\varphi 1} - v_0) / v_{\varphi 1} v_0$ , где  $v_{\varphi 1} = \kappa c / (h_{q1} + \hbar)$ . В случае сильноточных релятивистских пучков ( $\beta_0 \gg 1$ ), из-за отмеченной в разд. III несимметрии относительно прямой  $\kappa = \frac{v_0}{c} h$  пучково-плазменных ветвей,

$$\frac{\beta_m + \beta_g}{2} > \kappa c \frac{v_{\varphi 1} - v_0}{v_{\varphi 1} v_0},$$

что обусловлено присутствием значительного по величине электромагнитного компонента в потоке мощности (20), переносимом плазменными волнами.\*)

Считая выполненным условие

$$\left| \frac{v_0}{c} \frac{h_{q0}}{\kappa} - 1 \right| \ll \beta_0^{-2},$$

когда асимметрия плазменных ветвей пренебрежимо мала, и принимая во внимание

$$S_{\varphi m-1} S_{\varphi m+1} = -S_{q\beta-1} S_{q\beta+1},$$

уравнение (103) без учета диссипации сводится по форме

$$\Gamma \left[ \left( \Gamma - \frac{\beta_m + \beta_g}{2} \right)^2 - \left( \frac{\beta_m - \beta_g}{2} \right)^2 \right] = -S_{\varphi m-1} S_{\varphi m+1} (\beta_m - \beta_g) \quad (104)$$

к типичному для черенковских приборов О-типа дисперсионному соотношению [6, 7]. В выражении (104)  $S_{q\beta-1} S_{q\beta+1} > 0$  — для попутной (ЛБВ) и  $S_{q\beta+1} S_{q\beta-1} < 0$  — для встречной (ЛОВ) электромагнитных волн.

Приведем выражение для входящих в (104) коэффициентов:

— сплошное заполнение волновода электронным пучком

$$\beta_m - \beta_g = 2h_p \left( 1 + \beta_0^2 \frac{v_0^2}{c^2} \cdot \frac{q_{\min}^2}{\kappa^2} \right)^{-1/2},$$

\*) По существу, именно это явление и лежит в основе определения сильноточного релятивистского электронного пучка [1, 8].

$$S_{qM-1} S_{Mq1} = \frac{\rho_0^2 h_p g_{min}^2 (\kappa^2 - h_M h_q)^2}{\kappa^4 h_q R_0^2} \frac{\gamma_0^4 \frac{v_0^4}{c^4}}{\left(1 + \gamma_0^2 \frac{v_0^2}{c^2} \frac{g_{min}^2}{\kappa^2}\right)^{3/2}}, \quad (105)$$

— трубчатый тонкостенный пучок радиусом  $R_B$ , соосный волноводу

$$\begin{aligned} (b_M - b_B)^2 = 2\pi & \frac{\kappa^2 c^2 \hat{h}_p R_B \gamma_0 \left(i \frac{\kappa c R_B}{v_0 \gamma_0}\right)}{v_0^2 \gamma_0^2 \gamma_0 \left(i \frac{\kappa c R}{v_0 \gamma_0}\right)} \left[ \gamma_0 \left(i \frac{\kappa c R}{v_0 \gamma_0}\right) N_0 \left(i \frac{\kappa c R_B}{v_0 \gamma_0}\right) - N_0 \left(i \frac{\kappa c R}{v_0 \gamma_0}\right) \times \right. \\ & \times \left. \gamma_0 \left(i \frac{\kappa c R_B}{v_0 \gamma_0}\right) \right], \quad S_{qM-1} S_{Mq1} \approx - \frac{\kappa^2 c^2}{2\pi^2 N_q N_M} \left[ R_B \left(\frac{\partial \hat{h}_p}{\partial z}\right)_1 U_M U_q + \right. \\ & + \frac{4\pi R_B}{v_0^2} \left(\frac{\partial v_0}{\partial z}\right)_1 (\hat{j}_M U_q + \hat{j}_q U_M) + \omega_1 R_0 (E_{-M} E_{-q} - H_{\varphi M} H_{\varphi q}) \left. \right] \left[ R_B \left(\frac{\partial \hat{h}_p}{\partial z}\right)_1 \times \right. \\ & \times U_M U_q + \frac{4\pi R_B}{v_0^2} \left(\frac{\partial v_0}{\partial z}\right)_1 (\hat{j}_M U_q + \hat{j}_q U_M) + \omega_{-1} R_0 (E_{-M} E_{-q} - H_{\varphi M} H_{\varphi q}) \left. \right], \quad (106) \end{aligned}$$

где индексами  $\pm 1$  обозначены аналогично (94) фурье-компоненты с  $m = \pm 1$ . При вычислении остальных величин по формулам (19), (67), (90) волновод считается регулярным с  $R = R_0$ . В последнем из соотношений (106) учтена связь, обусловленная модуляцией собственного квазистатического поля электронного пучка в гофрированном волноводе, — убитронный эффект.

Двухволновое взаимодействие. С уменьшением глубины гофрировки ( $\rho_0$ ) и, соответственно, связи между волнами

$$|S_{qM-1} S_{Mq1}|^{1/2} \ll |b_M - b_B| \quad (107)$$

в СВЧ-приборах за генерацию ответственно "изолированное" взаимодействие электромагнитной и медленной пучково-плазменной волн. Решение задачи (97), (101) об усилении в ЛБВ (без учета диссипации) принимает в этом случае вид

$$C_q(z) = - \frac{\exp\left(i b_M \frac{z}{2}\right)}{\sqrt{b_M^2 - 4 S_{qM-1} S_{Mq1}}} \left( i b_M \sin z \sqrt{\frac{b_M^2}{4} - S_{qM-1} S_{Mq1}} + \right.$$

$$+ \sqrt{\beta_m^2 - 4 S_{q_{m-1}} S_{mq1}} \cos \chi \sqrt{\frac{\beta_m^2}{4} - S_{q_{m-1}} S_{mq1}} \quad (108)$$

В полосе расстроек

$$|\beta_m| < 2 \sqrt{S_{q_{m-1}} S_{mq1}} \quad (109)$$

поле при  $\chi \rightarrow \infty$  нарастает экспоненциально с инкрементом

$\sqrt{S_{q_{m-1}} S_{mq1} - \frac{\beta_m^2}{4}}$ . На ограниченном по длине участке возможно усиление и вне полосы (109) – крестатронные режимы работы ЛБВ [17] – в частности, на границах полосы (109) реализуется линейная зависимость  $\Gamma_q$  от  $\chi$ .

С выполнением условия

$$|S_{q_{m-1}} S_{mq1}| > \frac{\pi}{L_B}$$

в случае взаимодействия со встречной волной (ЛОВ) в системе возникают незатухающие автоколебания.

Трехволновое взаимодействие при сильной связи

$$|\beta_m - \beta_B|^2 \ll \delta |S_{q_{m-1}} S_{mq1}| \quad (110)$$

является режимом наиболее благоприятным для энергообмена электронов с электромагнитными волнами. В этих условиях в ЛБВ реализуется также наибольшее усиление

$$|\Gamma_q(\chi \rightarrow \infty)| \approx \frac{1}{3} \exp \frac{\sqrt{3} \chi (\beta_m - \beta_B)^{1/3}}{2^{4/3}} \left[ (2 S_{q_{m-1}} S_{mq1})^{1/3} - \frac{(\beta_m - \beta_B)^{4/3}}{3 (2 S_{q_{m-1}} S_{mq1})^{1/3}} \right],$$

где положено  $(\beta_m + \beta_B) = 0$ .

С учетом (110) задачу об условиях возникновения автоколебательного режима в ЛОВ-генераторе (99), (101) без диссипации приближенно можно решить методом последовательных приближений [17], приводящим в первом приближении к характеристическому соотношению

$$1 + S_{q_{B-1}} S_{qB1} \frac{i \beta_B L_B + 1 - e^{i \beta_B L_B}}{\beta_B^2} + S_{q_{m-1}} S_{mq1} \frac{i \beta_m L_B + 1 - e^{i \beta_m L_B}}{\beta_m^2} = 0,$$

из которого определяется расстройка

$$\beta_m + \beta_B = 2\pi / L_B$$

и величина

$$S_{q\beta-1} S_{\alpha q1} \approx -S_{q\mu-1} S_{\mu q1} = \pi^3 / 4 (b_m - b_0) L_b^3,$$

пропорциональная пусковому току электронного пучка.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изложен один из возможных вариантов линейной теории высокочастотных приборов с сильноточными пучками прямолинейно движущихся релятивистских электронов, основанный на методе связанных волн и опирающийся на следующую из принципа подобия тенденцию уменьшения относительной эффективности излучения электронов с увеличением их энергии. Предложенный вариант теории, впрочем как и любой из вариантов метода поперечных сечений [12], особенно удобен и соответственно позволяет получить простые расчетные соотношения в случае небольшого количества определяющих процесс генерации или усиления парциальных волн, существующих в регулярных волноводах с прямолинейными электронными пучками, т.е. когда в бесконечной системе (54) достаточно учитывать лишь несколько взаимосвязанных уравнений. Такая ситуация, в частности, реализуется в приборах, использующих в качестве электродинамических систем слабогофрированные волноводы, удовлетворяющие условию

$$\frac{\rho_0}{R_0} \ll \frac{|g_{q\pm 1} - g_q|}{g_q}, \quad (111)$$

где  $\rho_0$  — глубина гофрировки, а  $R_0$  — характерный размер поперечного сечения, определяющий поперечные волновые числа  $g_q$ . Теория применима и при нарушении условия (111), если в приборе каким-либо из способов исключено усиление на нежелательных модах и (или) подавлено самовозбуждение конкурирующих колебаний, как, например, в генераторах с циклотронной селекцией мод [16].

Главное внимание в работе уделено выводу и обоснованию системы основных уравнений (54), а также определению области их применимости. Результаты же конкретных исследований и методов решений системы (54) не претендуют на полноту и носят лишь иллюстративный характер. Здесь, в частности, не отражены результаты следующих исследований:

- взаимодействие волн вблизи критических частот ( $k \approx k_c$ ), реализующееся в генераторах оротронного типа и в широкополосных ЛБВ-усилителях;

- рассеяние и переизлучение волн во входных и выходных устройствах; последние в мощных релятивистских приборах выполняются в виде сверхразмерных волноводов с плавно изменяющимся профилем;

- генераторы и усилители с неоднородными (квазипериодическими) электродинамическими структурами и т.д.

Следует также отметить, что предложенная линейная теория легко обобщается на приборы убитронного типа, использующие слабоискривленные пучки, где за связь между электромагнитными и пучково-плазменными волнами ответственны небольшие периодические изгибы траекторий электронов.

Автор благодарен М.И. Петелину за поддержку и критическую оценку настоящей работы.

## Л и т е р а т у р а

1. Релятивистская высокочастотная электроника /Под ред. А.В.Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
2. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Плазменная СВЧ-электроника. - УФИ, 1981, т.133, №1, с.3.
3. Петелин М.И. Принцип подобия для высокочастотных приборов с ультрарелятивистскими электронными потоками. - Изв. вузов. Радиофизика, 1970, т.13, №10, с.1586.
4. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника /Под ред. А.В.Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 76.
5. Пирс Д. Лампа с бегущей волной. М.: Сов. радио, 1952.
6. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
7. Цейтлин М.Б., Кац А.М. Лампа с бегущей волной. М.: Сов. радио, 1964.
8. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957.
9. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: И. Л., 1963.



10. Аркадский С.С., Цикин Б.Г. Соотношение ортогональности для собственных типов волн волноведущей системы, заполненной электронным потоком. - ЖТФ, 1981, т.51, №4, с.687.
11. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
12. Капенеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов медленно меняющимися параметрами. М.: АН СССР, 1961.
13. Ковалев Н.Ф. К обоснованию метода поперечных сечений в теории нерегулярных волноводов. - Радиотехника и электроника, 1984, т.29, №12.
14. Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. и др. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.36.
15. Pierce J.R. Limiting currents in Electron Beam in the Presence of Ions. - J. Appl. Phys., 1944, v.15, p.721.
16. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределением взаимодействия. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.62.
17. Шервак В.П., Трубецков Д.И. Аналитические методы в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.
18. ~~Шервак В.П., Трубецков Д.И.~~ А.А., Богданкевич Л.С., Рухлин В.Г., Росинский С.Е. Физика сильноточных релятивистских пучков. М.: Атомиздат, 1980.

Институт прикладной физики АН СССР

# ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ УБИТРОНОВ С СИЛЬНОТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин

## ВВЕДЕНИЕ

Хотя первый убитрон — генератор электромагнитных колебаний, основанный на стимулированном ондуляторном излучении электронов, — был реализован Филлипсом еще в начале 60-х годов [1], широкую известность эти приборы получили сравнительно недавно после осуществленных на стэнфордском линейном ускорителе успешных экспериментов [2,3] по генерации когерентного излучения инфракрасного диапазона. В последующем на базе накопительных колец убитрон был продвинут в диапазон видимого света [4,5]. Однако большинство экспериментов с релятивистскими убитронами (см., например, [6-14]) проведено пока в более длинноволновых — сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых — диапазонах волн, где используются пучки с не столь высокими энергиями частиц, зато обладающие на несколько порядков большими токами. Такие пучки формируются сильноточными ускорителями прямого действия.

Для убитронов с сильноточными РЭП могут представлять интерес синхронизмы электронов

$$\omega_s - h_s v_{||} \approx \Omega_{\beta} \quad (1)$$

не только с попутными ( $h_s v_{||} > 0$ ), но и со встречными волнами ( $h_s v_{||} < 0$ ), а также с волнами в режимах близких к отсечке ( $h_s \ll \omega_s / c$ ) (в формуле (1)  $\Omega_{\beta} = 2\pi v_{||} / d$  — баунс-частота,  $d$  — период ондулятора,  $v_{||}$  — поступательная скорость частиц). В последних двух режимах убитроны способны генери-

ровать лишь относительно длинные волны  $\lambda > 1 \text{ см}$  и оказываются в положении конкуренции по отношению к генераторам черенковского типа (карсинотрону, оротрону и т.д.), которые в настоящее время обладают в указанном диапазоне наибольшими мощностями излучения. Однако от черенковских генераторов убитроны выгодно отличаются возможностью использовать гладкостенные электродинамические системы, что облегчает проблемы обеспечения электропрочности, селекции мод и т.п.

В сильноточных ускорителях РЭП, как правило, формируются и транспортируются с помощью однородного магнитного поля  $\vec{H}_0 = H_0 \vec{x}_0$ . Это поле присутствует и в пространстве взаимодействия электронов с электромагнитной волной. Считая выполненным условие синхронизма (1)<sup>\*</sup>, выделим следующие режимы:

а) случай слабого однородного магнитного поля

$$\omega_H \ll \Omega_B \quad (2)$$

( $\omega_H = eH_0/mc\gamma$  — гирочастота,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор), которое практически не влияет на баунс-колебания электронов, но способно — см. разд.3 — видоизменить их дрейфовые движения;

б) случай резонансного магнитного поля, когда гирочастота близка к баунс-частоте

$$\omega_H \sim \Omega_B \quad (3)$$

и наряду с фокусирующим эффектом наличие продольного магнитного поля приводит к существенному возрастанию амплитуды осцилляций электронов в поле ондулятора;

в) случай сильного магнитного поля

$$\omega_H \gg \Omega_B, \quad \omega_s = h_s v_H, \quad (4)$$

когда электроны могут двигаться только вдоль силовых линий суммарного — однородного и переменного — поля.

Режим (4) реализуем и перспективен в относительно длинноволновых мощных СВЧ-генераторах, где использование маг-

---

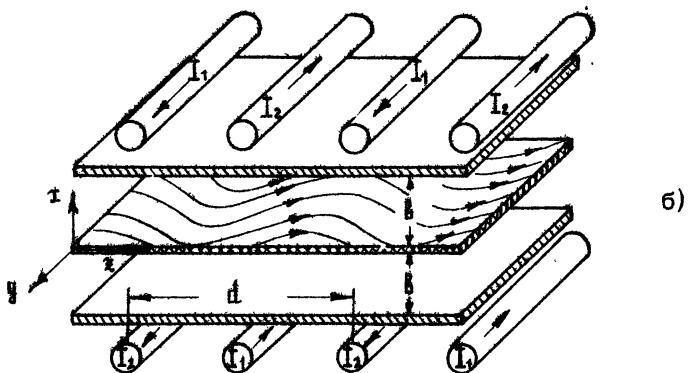
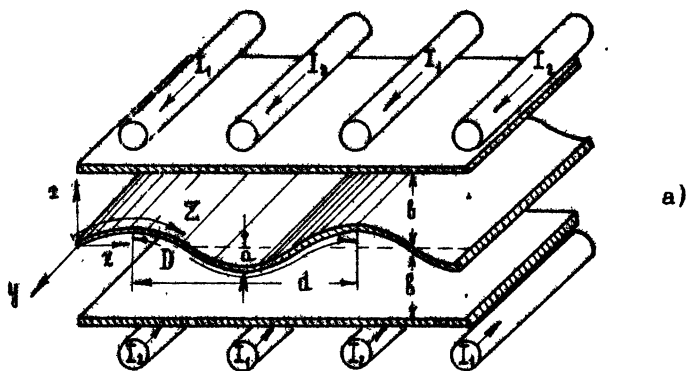
<sup>\*</sup>) В принципе при наложении однородного магнитного поля в убитронах возможно усиление волн и на комбинационных резонансах  $\omega_s - h_s v_H = \Omega_B \pm \omega_H$ , исследованное в работах [14, 15].

нитных полей большой величины позволяет подавлять поперечный дрейф прикатодной плазмы и расширение электронного потока в течение импульса напряжения, поданного на диод.

В убитронах с сильноточными электронными пучками наряду с эффектами, связанными с влиянием фокусирующего магнитного поля, существенно и воздействие собственных полей пучков на процесс усиления сигнальной электромагнитной волны. Эти вопросы затрагивались ранее в обзорах [16,17,15], где индуцированное ондуляторное излучение рассматривалось как частный случай индуцированного рассеяния волн, соответствующий предельному переходу к нулевой частоте волны накачки. При всей плодотворности такого универсального подхода существуют и определенные ограничения его применимости. Прежде всего они касаются "уравнений возбуждения" волны накачки в убитронах, т.е. уравнений, описывающих влияния РЭП на амплитуду ондуляторного поля. Кроме того, ряд режимов и моделей представляет практический интерес только для убитронов (например, режимы, в которых частота излучения меньше баунс-частоты, случай бесконечного магнитного поля и т.д.). По этим причинам представляется оправданным специальное рассмотрение теории релятивистских убитронов. Последующий анализ проведен в рамках двумерной модели убитрона с плоским ондулятором и ленточным электронным пучком (рис.1). Все результаты работы легко распространяются на более сложные и практически реализуемые модели, в частности на модели с цилиндрической симметрией.

## 1. УБИТРОНЫ С БЕСКОНЕЧНО СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Начнем рассмотрение с модели убитрона с бесконечно большим (4) ондуляторным магнитным полем  $\vec{H}_u$ , силовые линии которого периодически искривлены в пространстве (в этом разделе удобно называть ондуляторным полное магнитное поле, не разделяя его на постоянную и переменную составляющие). При выполнении условий (4) движение электронов можно описывать уравнениями, усредненными по периоду цикла гронного вращения [18,19], и, более того, пренебречь (при нулевой скорости на катоде) циклотронным вращением электронов и составляющей их дрейфового движения, поперечной магнитному полю  $\vec{H}_u$ , иначе говоря, считать их поперечное дви-



Р и с. 1. Схемы убитронов: а — с сильным ( $\omega_H \gg \Omega_0$ ) магнитным полем ( $I_2 > I_1$ ), б — со слабым ( $\omega_H \ll \Omega_0$ ) магнитным полем ( $I_1 > I_2$ ,  $I_1 - I_2 \ll I_1$ ). В первом случае электроны осциллируют в плоскости  $xz$ , во втором — в плоскости  $yz$ .

жение полностью замороженным. В этом же приближении продольный (относительно  $\vec{H}_u$ ) дрейф электрона описывается уравнениями

$$\frac{d\mathcal{E}}{dz} = -e\vec{E} \cdot \vec{z}_u, \quad (1.1)$$

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v(\mathcal{E})}, \quad (1.2)$$

где  $v$  и  $\mathcal{E} = mc^2 \gamma$  — скорость и энергия частиц,  $Z$  и  $\vec{Z}_u = \vec{H}_u / H_u$  — координата и единичный вектор в направлении магнитостатического поля;  $\vec{Z}_u = \vec{Z}_u(Z)$ . Согласно (1.1) на движение электрона влияет только продольная (относительно  $\vec{H}_u$ ) составляющая переменного электрического поля (статический заряд электронного потока предполагается скомпенсированным посредством ионного фона).

Будем считать, что электроны образуют тонкий ленточный поток, который пронизывает волновод, образованный двумя параллельными металлическими плоскостями, разнесенными на расстояние  $2b$  (рис.1,а). Высокочастотное электрическое поле будем искать в виде суммы

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{внел}} + \vec{E}_{\text{тоб}} \quad (1.3)$$

"внешнего" поля

$$\vec{E}_{\text{внел}} = \text{Re} \left[ e_s \vec{E}_s \exp(i\omega_s t) \right], \quad (1.4)$$

близкого по структуре к нормальной ТМ-волне "холодного" волновода

$$\begin{aligned} \vec{E}_s &= E_{s0}(x) \exp(-ih_s z), \\ \vec{E}_{s0} &= \alpha_s \psi \vec{x}_0 - i \frac{h_s}{\alpha_s} \frac{d\psi}{dx}, \\ \psi &= \sin \alpha_s x, \quad \alpha_s = l\pi/b, \quad l = 1, 2 \dots \end{aligned} \quad (1.5)$$

и "собственного" поля электронного потока  $\vec{E}_{\text{тоб}}$ . Из-за нелинейности электронного потока плотность электронного тока  $\vec{j} = j \vec{Z}_u$ , а следовательно, и поле  $\vec{E}_{\text{тоб}}$  представляют собой сумму гармоник частоты  $\omega_s$

$$j = j_0 + \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} j_{n\omega_s} \exp(in\omega_s t), \quad (1.6)$$

$$\vec{E}_{\text{тоб}} = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \vec{E}_{n\omega_s} \exp(in\omega_s t) \quad (1.7)$$

Здесь  $j_0$  — постоянная составляющая плотности тока, совпадающая с плотностью тока на входе в пространство взаимодействия. Несмотря на нелинейность электронного потока, дисперсионные свойства волновода позволяют считать внешнее поле (1.4) монохроматическим.

Для коэффициентов ряда (1.6)

$$j_{n\omega_s} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} j \exp(-in\omega_s t) d\omega_s t,$$

учитывая замороженность поперечного (относительно  $\vec{H}_u$ ) движения электронов и закон сохранения заряда  $j dt = j_0 dt_0$ , где  $t_0$  - время влета электрона в пространство взаимодействия, имеем

$$j_{n\omega_s} = \frac{j_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-in\omega_s t) d\omega_s t_0 \quad (1.8)$$

В последующих формулах наряду с объемной ( $j$ ) будет фигурировать погонная (по  $Y$ ) плотность электронного тока  $J = \int j dX$  и ее фурье-гармоники

$$J_{n\omega_s} = \int j_{n\omega_s} dX = \frac{j_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-in\omega_s t) d\omega_s t_0 \quad (1.9)$$

В формуле (1.4) коэффициент  $e_s$  удовлетворяет уравнению [21]

$$\frac{de_s}{dz} = \frac{1}{N_s} \int \vec{j}_{\omega_s} \vec{E}_s^* dz, \quad (1.10)$$

где  $N_s = \frac{c}{2\pi} \int [\vec{E}_s \vec{H}_s^*] \vec{x}_0 dz$  - норма волны,  $\vec{j}_{\omega_s} = j_{\omega_s} \vec{Z}_u$ . Учитывая, что  $dz = dX \frac{dZ}{dz}$ , для тонкого пучка имеем

$$\int \vec{j}_{\omega_s} \vec{E}_s^* dz = \frac{dZ}{dz} J_{\omega_s} (\vec{Z}_u \vec{E}_s^*).$$

Соответственно уравнение (1.9) приобретает вид

$$\frac{de_s}{dZ} = \frac{J_{\omega_s}}{N_s} \vec{Z}_u \vec{E}_s^* \quad (1.11)$$

Собственное поле электронного потока  $\vec{E}_{\omega_0}$  легко связать с переменным током в случае малой кривизны

$$\bar{h} a \ll j^{-1} \quad (1.12)$$

электронных траекторий  $x = a \sin \bar{h} z$ .

Такая траектория остается слабоискривленной и в системе отсчета  $K'$ , движущейся с невозмущенной поступательной скоростью электронов  $v_{||} = (d/D)v_0 \approx v_0$ . При длительном распределенном взаимодействии с волной электронный поток представляет собой совокупность медленно эволюционирующих сгустков, движущихся со скоростью  $v_{||}$ , т.е.  $J = J(x, z - v_{||} t)$ , где  $\nu$  - малый параметр; соответственно

$$j_{n\omega_s} = j_{n\omega_s}^{(0)}(v, z) \exp\left(-\frac{i n \omega_s}{v_{||}} z\right).$$

В сопровождающей системе отсчета  $K'$  электронный поток представляет собой квазистатический пространственный заряд с поверхностной плотностью  $\sigma' = j / \gamma v_0$ , которую можно записать в виде ряда

$$\sigma' = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \sigma'_n \exp(-i n h' z')$$

с медленно меняющимися коэффициентами  $\sigma'_n = j_{n\omega_s}^{(0)} / v_0 \gamma$  (вследствие ионной компенсации  $\sigma_0 = 0$ );  $h' = \omega_s / v_0 \gamma$ . Этот заряд создает квазистатическое поле  $\vec{E}'_{\text{ст}} = -\nabla \psi$  с потенциалом

$$\psi = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi \sigma'_n \exp(-i n h' z')}{h' \operatorname{ch}(n h' b)} \begin{cases} \operatorname{sh}[n h' (b - z)] & z > 0 \\ \operatorname{sh}[n h' (b + z)] & z < 0. \end{cases}$$

Продольная составляющая этого поля в плоскости электронного потока

$$E_{\text{ст}, z} = 2\pi \operatorname{Re} \left[ i \sum_{n=1}^{\infty} \sigma'_n \operatorname{th}(n h' b) \exp(-i n h' z') \right]$$

есть инвариант перехода из сопровождающей системы отсчета в лабораторную и может быть записана в виде

$$(\vec{E}'_{\text{ст}} \vec{Z}'_u) = 2\pi \operatorname{Re} \left[ i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_{n\omega_s}}{v_0 \gamma} \operatorname{th}(n h' b) \exp(i n \omega_s t) \right]. \quad (1.13)$$

Нетрудно видеть, что система уравнений (1.1), (1.2) и (1.10) идентична системе уравнений для релятивистской ЛБВ, в которой прямолинейный электронный пучок находится в синхронизме с одной из пространственных гармоник собственной волны гофрированного волновода [22]. По аналогии с теорией ЛБВ разложим продольную (относительно  $\vec{H}_u$ ) составляющую электрического поля волны в ряд

$$\vec{E}_z \vec{Z}_u = \sum_m G_m \exp\left[-i \frac{d}{D} (h_s + m \bar{h}) Z\right], \quad (1.14)$$

где  $\bar{h} = 2\pi/d$ . Предположим, что (по аналогии с ЛБВ на (+1)-й пространственной гармонике) имеет место синхронизм

$$\omega_s \approx \frac{d}{D} (h_s + \bar{h}) v_0, \quad (1.15)$$



с учетом соотношения  $v_{||} = v_0 \frac{d}{D}$  эквивалентный (1). При этом для последующих вычислений достаточно знать лишь один коэффициент ряда (1.14), определяемый из (1.5), а именно коэффициент

$$G_1 = \frac{i a_0}{2} (a_s^2 - h\hbar) (-1)^{l/2}, \quad l=2,4,6 \dots \quad (1.16)$$

Условие (1.15) позволяет пренебречь в уравнениях (1.1) и (1.11) быстро осциллирующими - нерезонансными - членами, в результате чего эти уравнения приобретают вид

$$\frac{d\mathcal{E}}{dZ} = -e \operatorname{Re} (e_s G_1 e^{i\theta}) - e (\vec{E}_{\cos\theta} \vec{\Sigma}_u);$$

$$\frac{d e_s}{dZ} = \frac{J_0 G_1}{N_s} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d(\omega_s t_0)', \quad (1.17)$$

где  $\theta = \omega_s t - (d/D)(h_s + \hbar)Z$ . Для  $\theta$  - фазы электрона относительно волны - на основании (1.2) имеем

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{\omega_s}{v} - \frac{d}{D} (h_s + \hbar).$$

Введением безразмерных переменных

$$\xi = \frac{\omega_s Z}{c}, \quad \mathcal{F} = \frac{e G_1 e_s}{m c \omega_s}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad I_n = \rho_n \int_0^{2\pi} \exp(-in\theta) d\theta_0, \quad (1.18)$$

и параметров

$$I = e |G_1 J_0| / m \omega_s^2 N_s, \quad B = \frac{d}{D} \frac{(h_s + \hbar)c}{\omega_s}, \quad \rho_n = \frac{2e |J_0| \hbar (nh' \beta)}{m c \omega_s v_0 \beta} \quad (1.19)$$

систему уравнений (1.17) и граничные условия к ним можно преобразовать к виду

$$\frac{d\mathcal{F}}{d\xi} = \operatorname{Re} \left( \mathcal{F} e^{i\theta} + i \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{in\theta} \right), \quad \mathcal{F}(0) = \mathcal{F}_0,$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{1}{\beta} - B, \quad \theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi),$$

$$\frac{d\mathcal{I}}{d\xi} = \frac{I}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\nu\theta} d\theta_0. \quad (1.20)$$

Для модели, изображенной на рис.1,а, параметр  $I$ , используя (1.16), можно записать в виде

$$I = \frac{|J_0|}{I_A} \frac{\pi a^2 (h_s - k \beta_{||})^2}{\kappa_s \beta_{||}^2 B h_s}, \quad (1.21)$$

где  $I_A = mc^3 / e$  - альфвеновский ток,  $\beta_{||} = v_{||} / c$ ,  $k_s = \omega_s / c$ . При взаимодействии электронов с попутной волной - режим ЛБВ ( $h_s > 0$ ) - параметр  $I$  отрицателен, при взаимодействии со встречной волной - режим ЛОВ ( $h_s < 0$ ) - параметр  $I$  положителен.

Поскольку система уравнений (1.20) идентична системе уравнений для черенковских приборов "0" [22], то для расчета убитронов с "бесконечно" большим магнитным полем (4) можно использовать уже довольно детально разработанную теорию "обычных" релятивистских ЛБВ, ЛОВ, оротрона, твистрона и других генераторов и усилителей.

## 2. УБИТРОНЫ СО СЛАБЫМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, ДИА- И ПАРАМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Рассмотрим теперь противоположный предельный случай относительно слабого продольного магнитного поля, функции которого сводятся только к фокусировке РЭП. Фокусировка пучка достигается, когда усредненное движение электронов становится близко к прямолинейному, т.е. поперечное (в направлении оси  $z$ ) отклонение траекторий частиц, вызванное воздействием поперечных компонент собственных статических полей пучка, а также усредненных пндеромоторных сил, становится пренебрежимо мало в масштабе поперечной неоднородности поля ондулятора  $2\pi / h$  и поля сигнальной волны  $2\pi / k_s$ ,

$$\frac{v_{\perp pp1,2}}{\omega_H} \ll \frac{2\pi}{h, k_s} \quad (2.1)$$

Здесь

$$v_{\perp pp1} = 2\pi c J_0 \gamma_0^{-2} / v_{||0} H_0 \quad (2.2)$$

\* Из формулы (1.21) видно, что связь электронного потока с электромагнитной волной, имеющей групповую скорость  $v_{rp} = ch_s / k_s$ , равную поступательной скорости электронов  $v_{||}$ , отсутствует. Этот эффект имеет место при любом синхронном взаимодействии периодического электронного пучка с ТМ-волной в волноводе с гладкой или слабоффрированной (при черенковском синхронизме) стенкой, если можно пренебречь переменной составляющей невозмущенной продольной скорости электронов [23].

— скорость дрейфа, обусловленного собственными электрическими и магнитными полями пучка (фактор  $\gamma_0^{-2}$  учитывает частичную компенсацию в силе Лоренца вкладов от этих полей);

$$v_{\perp \text{др} 2} \sim e \bar{h} a_u^2 / mc \gamma_0 H_0 \quad (2.3)$$

— скорость дрейфа, обусловленного поперечной составляющей усредненной пондеромоторной силы, действующей на электрон в поле ондулятора.

Как показано в работах [16,24,25], в режимах с относительно невысоким КПД (в частности, в режимах с большим преобразованием частоты излучения вверх) условия (2.1) могут быть выполнены уже при относительно небольших напряженностях продольного магнитного поля, когда  $\omega_H \ll \Omega_B$  и влияние этого поля на осцилляторное движение пренебрежимо мало.

Для убитронов с конечным продольным магнитным полем наряду с полем высокочастотного пространственного заряда пучка необходимо также учитывать возбуждение электронным потоком собственных периодических магнитостатических полей. Можно выделить два механизма возбуждения РЭП таких полей: статический (линейный) и динамический (нелинейный).

Первый механизм реализуется при стационарном движении электронного пучка в поле ондулятора. Возникающая при таком движении поперечная статическая компонента электронного тока приводит при  $\omega_H \ll \Omega_B$  к уменьшению суммарного ондуляторного поля, действующего на электрон в объеме пучка — диамагнитный эффект.

Второй механизм реализуется в процессе усиления сигнальной волны, когда развивается модуляция плотности электронного пучка и возникает комбинационная компонента статического поперечного тока, пропорциональная амплитуде сигнальной волны. Возбуждаемое этим током периодическое поле может быть сфазировано с полем ондулятора самым различным образом и приводить как к уменьшению, так и увеличению (парамагнитный эффект) амплитуды суммарного ондуляторного поля, а также к сдвигу фазы этого поля. Последний эффект наиболее существен в случае очень плотных пучков и может приводить к дополнительному механизму насыщения усиления в убитронах, обусловленному нелинейной расстройкой синхронизма.

Статический механизм  
возбуждения РЭП ондуляторных полей

Как и в разд. 1, рассмотрим убитроны с плоскими ондуляторами и ленточными электронными пучками, движущимися между металлическими плоскостями, образующими волновод (рис.1,б). Магнитное поле плоского ондулятора задается вектор-потенциалом

$$\vec{A}_u = \text{Re} \left[ \vec{y}_0 a_u \text{ch} H_x \exp(iH_z z) \right] \quad (2.4)$$

и имеет  $x$  и  $z$ -компоненты

$$H_x = \frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad H_z = -\frac{\partial A_y}{\partial x} \quad (2.5)$$

Полное магнитное поле (в отсутствие взаимодействия с сигнальной волной - индекс 0) складывается из стороннего поля ондулятора и собственного периодического магнитного поля электронного потока, возникающего при осцилляциях частиц в поле ондулятора

$$\vec{A}_z^0 = \vec{A}_u + \vec{A}_{\text{соб}} \quad (2.6)$$

Вне области, занятой электронным потоком, вектор-потенциал собственного магнитного поля удовлетворяет уравнению Лапласа ( $\Delta \vec{A} = 0$ ) и может быть представлен в виде

$$\vec{A}_{\text{соб}} = \begin{cases} \text{Re} \left[ a_{\text{соб}} \vec{y}_0 e^{-H_x z} e^{iH_z z} \right], & z > 0 \\ \text{Re} \left[ a_{\text{соб}} \vec{y}_0 e^{H_x z} e^{iH_z z} \right], & z < 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Амплитуда собственного магнитного поля  $a_{\text{соб}}$  может быть найдена шивкой решений (2.6) на поверхности пучка:  $z=0$ . С учетом выражения для скорости осцилляций электронов в суммарном магнитном поле, вытекающего из закона сохранения  $u$  компоненты канонического импульса

$$v_y = \frac{e}{mc\gamma_0} \text{Re} \left[ a_z e^{iH_z z} \right], \quad (2.8)$$

для поперечной составляющей поверхностной плотности тока пучка имеем

$$j_y = -e_0 v_y = -\frac{e e_0}{mc\gamma_0} \text{Re} \left[ a_z e^{iH_z z} \right], \quad (2.9)$$

где  $\epsilon_0$  — невозмущенная поверхностная плотность заряда пучка. Принимая во внимание, что на поверхности пучка поперечная компонента собственного магнитного поля  $H_{x \text{ соб}}$  должна быть непрерывна, а продольная — претерпевает разрыв

$$\left. \left\{ H_{x \text{ соб}} \right\} \right|_{x=0} = \frac{4\pi}{c} j_{\psi}, \quad (2.10)$$

с учетом (2.5), (2.7) получим следующее выражение для амплитуды собственного магнитного поля:

$$a_{\text{соб}} = - \frac{2\pi e \epsilon_0}{m \gamma_0 c^2 \hbar} a_{\Sigma}. \quad (2.11)$$

Таким образом, собственное поле пучка направлено в противофазе к приложенному ондуляторному полю и уменьшает амплитуду суммарного ондуляторного поля, действующего на электрон. С учетом соотношений (2.6), (2.11) для амплитуды суммарного ондуляторного поля имеем

$$a_{\Sigma} = \frac{a_{\omega}}{1 + 2\pi e \epsilon_0 / m \gamma_0 c^2 \hbar}. \quad (2.12)$$

Для практических оценок полезно выразить входящие в знаменатель (2.12) величины через отношение полного тока пучка  $I_0$  к альфвеновскому

$$a_{\Sigma} = \frac{a_{\omega}}{1 + \frac{I_0}{I_A \gamma_0 \beta_{\text{но}}} \frac{d}{r_1}}, \quad (2.13)$$

где  $r_1$  — ширина электронного пучка по оси  $\psi$ .

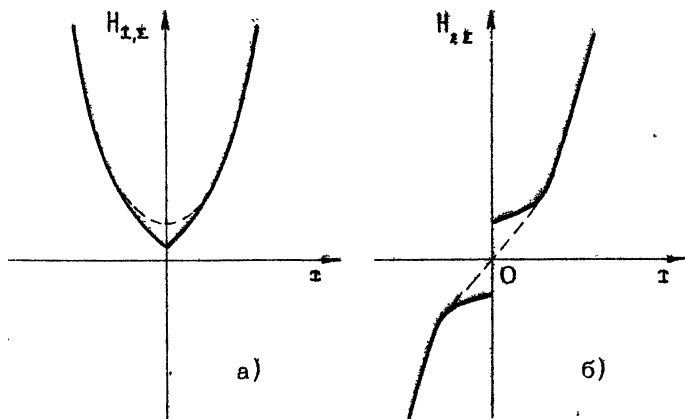
Зависимость от поперечной координаты амплитуд поперечной и продольной компонент суммарного ондуляторного поля показана на рис.2. Заметим, что за поперечные осцилляции электронов ответственна поперечная компонента  $H_{x \text{ соб}}$ , которая в отличие от продольной компоненты непрерывна в плоскости пучка.

### Динамический механизм возбуждения РЭП ондуляторных полей

Рассмотрим теперь влияние электронного пучка на напряженность периодического статического магнитного поля в процессе усиления высокочастотной сигнальной волны, которую будем описывать вектор-потенциалом

$$\bar{A}_s = \text{Re} \left\{ \bar{y}_s a_s(x) \frac{1}{x_s} \frac{\partial \psi}{\partial x} \exp[i(\omega_s t - h_s x)] \right\}, \quad (2.14)$$

где  $\psi(x) = \sin x_s x$  — мембранная функция. Заметим, что если при  $\omega_H \gg \Omega_B$  электроны осциллировали в плоскости  $xz$  и усиливалась волна ТМ-поляризации, то при  $\omega_H \ll \Omega_B$  осциллирующий электронов происходит в плоскости  $yz$  (ср. рис. 1, а и 1, б) и усиливается волна ТЕ-поляризации.



Р и с. 2. Амплитуда поперечной (а) и продольной (б) компонент суммарного ондуляторного поля как функции поперечной координаты. Пунктир — распределение магнитного поля плоского ондулятора в отсутствие электронного пучка:  $H_x = \bar{h} a_u \text{ch } \bar{h} x$ ,

$$H_z = \bar{h} a_u \text{sh } \bar{h} x$$

При движении электронов в полях (2.6), (2.14) в условиях комбинационного синхронизма (1) плотность электронного пучка оказывается промодулированной в продольном направлении и может быть представлена в виде ряда Фурье (см., например, [15])

$$\sigma = -\epsilon_0 \left( 1 + \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n e^{in\theta} \right), \quad (2.15)$$

где  $\epsilon_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-in\theta} d\theta_0$ ,  $\theta = \omega_s t - (h_s + \bar{h})x$  — фаза электрона относительно комбинационной волны. Соответственно поперечные нелинейные комбинационные компоненты тока пучка  $J_{комб} = -\sigma v_y$  на частотах  $\omega = \omega_s$  и  $\omega = 0$  с учетом соотношения (2.8) и ана-

логичного соотношения для скорости осцилляций электронов в поле сигнальной волны равны

$$j \omega_{\text{ком}}^{(1)} = - \frac{e \sigma_1}{2 m \gamma_0 c} \operatorname{Re} \left\{ a_x \sigma_1 \exp \left[ i (\omega_s t - k_x x) \right] \right\}, \quad (2.16)$$

$$j \omega_{\text{ком}}^{(2)} = - \frac{e \sigma_0}{2 m \gamma_0 c} \operatorname{Re} \left[ a_s \sigma_1^* e^{i k_x x} \right]. \quad (2.17)$$

Здесь

$$a_x = a_x^0 + a_{\text{сов}}^{\text{АИИ}} \quad (2.18)$$

— полная амплитуда статического ондуляторного поля;

$$a_{\text{сов}}^{\text{АИИ}} = - \frac{\pi e \sigma_0}{m \gamma_0 c^2 \hbar} a_s \sigma_1^* \quad (2.19)$$

— добавок к амплитуде, обусловленный взаимодействием электронов с сигнальной волной. Этот добавок находится сшивкой при  $x=0$  решений вида (2.7) с помощью граничного условия (2.10), в правой части которого стоит поверхностная плотность тока (2.17).

Для амплитуды сигнальной волны из уравнений возбуждения волноводов [21] с учетом (2.16) имеем

$$\frac{da_s}{dz} = \frac{1 e \sigma_0}{2 m \gamma_0 N_s \omega_s} a_x \sigma_1 \quad (2.20)$$

Отметим, что возбуждение периодического статического магнитного поля и электромагнитной волны описывается существенно отличающимися уравнениями (ср. (2.19) с (2.20)). Дело в том, что электромагнитная волна является собственной волной среды и, если частота и волновое число возбуждающего тока удовлетворяют дисперсионному уравнению для этой волны ( $k_s^2 = \frac{\omega_s^2}{c^2} - \epsilon_s^2$ ), возникает резонанс, в результате которого при постоянной амплитуде тока амплитуда волны растет с длиной по линейному закону. В вакууме периодическое магнитное поле не является собственной волной, вследствие чего при его возбуждении эффекты резонанса и накопления возмущений отсутствуют. Поэтому даже при одинаковых амплитудах токов (2.16) и (2.17) амплитуда магнитного поля будет в  $\hbar L$  раз ниже, чем амплитуда электромагнитной волны ( $L$  — длина пространства взаимодействия).

Для получения самосогласованной системы уравнений уравнения возбуждения (2.19), (2.20) необходимо дополнить ус-

редненными уравнениями движения электронов. На электроны действуют две синхронные продольные силы: усредненная ponderomotorная сила

$$F_z = -\frac{e^2 \gamma}{2\beta} \operatorname{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_s \alpha_\Sigma^* e^{i\theta}) \right] \quad (2.21)$$

и сила кулоновского расталкивания электронных сгустков (1.13). В предположении, что амплитуды полей достаточно малы

$$\alpha_{s, \Sigma} = \frac{e \alpha_{s, \Sigma}}{\sqrt{2} m c^2 \gamma_0 \beta_{H0}} \ll 1$$

и мало также относительное изменение энергии электронов  $\omega = 1 - \delta/\beta_0$ , так, что связь между поступательной скоростью и энергией электрона дается соотношением

$$v_{||} = v_{H0} \left( 1 - \gamma_0^{-2} \beta_{H0}^{-2} \omega \right) \quad (2.22)$$

представим усредненные уравнения движения в виде

$$\frac{d\omega}{d\xi} = \operatorname{Im} (\alpha_s \alpha_\Sigma^* e^{i\theta}) + e E_{z, \text{тот}} / m c \omega_s \gamma_0, \quad (2.23)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = -\delta + \mu \omega. \quad (2.24)$$

Здесь  $\xi = \frac{\omega_s}{c} x$  - безразмерная продольная координата,  $\delta = \frac{\hbar \omega_s + \hbar}{k_s}$  - начальная расстройка синхронизма,  $\mu = \gamma_0^{-2} \beta_{H0}^{-3}$  - параметр инерционной группировки,

$$\alpha_\Sigma = \alpha_\Sigma^0 - \frac{\hbar e \sigma_0}{m \gamma_0 c^2 \hbar} \alpha_s \sigma_1. \quad (2.25)$$

Систему уравнений (2.20), (2.23)-(2.25) с помощью замены переменных

$$\xi = \xi \ell, \quad \Delta = \delta \ell^{-1}, \quad F_s = \mu \alpha_s \alpha_\Sigma^0 \ell^{-2} \quad (2.26)$$

удобно привести к виду, содержащему минимальное число независимых параметров (для простоты ограничиваемся учетом только первого члена ряда в выражении для собственного продольного поля пучка):

$$\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} = \operatorname{Im} \left[ F_s (1 - \epsilon F_s^* \sigma_1) e^{i\theta} + q^2 \sigma_1 e^{i\theta} \right],$$



$$\frac{dF_s}{d\xi} = i\sigma_1 (1 - \epsilon F_s \sigma_1^*) \quad (2.27)$$

Здесь

$$C = \left( \frac{\mu c \sigma_0 \mu |\omega_{\Sigma}^0|^2}{2 m \gamma_0 \omega_0^2 N_s} \right)^{1/2}$$

- параметр усиления,

$$q = \left[ \frac{2\pi \mu \epsilon \sigma_0 \text{th}(\omega_s b / v_{\text{групп}})}{m c \omega_0 \gamma_0^2} \right]^{1/2} C^{-1}$$

- параметр пространственного заряда,

$$\epsilon = \frac{\mu c \sigma_0 C^2}{m \gamma_0 c^2 \hbar \mu |\omega_{\Sigma}^0|^2}$$

- параметр, характеризующий степень влияния электронного пучка на амплитуду магнитного поля. В случае  $\epsilon \ll 1$ , когда это влияние пренебрежимо мало, уравнения (2.27) редуцируются к известному виду [15]. Электронный КПД приборов определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left( \left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_k} + \Delta \right) d\theta_0 \quad (2.28)$$

Установить, в какую сторону меняется амплитуда статического магнитного поля в процессе усиления сигнальной волны, можно уже в рамках теории малого сигнала. Представляя фазу электрона в виде  $\theta = \theta_0 - \Delta \xi + \psi$ , где  $|\psi| \ll 1$ , и линеаризуя уравнения (2.27), получим

$$\frac{d^2 \tilde{\alpha}}{d\xi^2} + q^2 \tilde{\alpha} = -i \tilde{F}_s, \quad \frac{d\tilde{F}_s}{d\xi} + i\Delta \tilde{F}_s = \tilde{\alpha} \quad (2.29)$$

$$\tilde{\alpha} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \left. \frac{d\tilde{\alpha}}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \tilde{F}_s \Big|_{\xi=0} = F_{s0} \quad (2.30)$$

где

$$\tilde{\alpha} = -\frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \psi e^{-i\theta_0} d\theta_0, \quad \tilde{F}_s = F_s e^{-i\Delta \xi}$$

Решение (2.29) следует искать в виде  $\tilde{\alpha}, \tilde{F}_s \sim e^{i\Gamma \xi}$ . Тогда для постоянных распространения нормальных волн  $\Gamma$  получим дисперсионное уравнение

$$(\Gamma - \Delta)(\Gamma^2 - q^2) = -1. \quad (2.31)$$

Рассмотрим сначала случай малого пространственного заряда  $q \ll 1$  и точного синхронизма  $\Delta = 0$ , когда корни уравнения (2.31) равны  $\Gamma_{1,2} = \frac{1}{2} \pm i\sqrt{3}/2$ ,  $\Gamma_3 = -1$ . Запишем для простоты решение уравнений (2.29) с граничными условиями (2.30) при достаточно большой длине  $\xi \gg 1$ , когда из трех нормальных волн существенна только одна нарастающая волна:

$$\tilde{F}_s \approx \frac{F_{s0}}{3} e^{i\Gamma_1 \xi}, \quad \tilde{\alpha} = \frac{F_{s0}}{3\Gamma_1^2} e^{i\Gamma_1 \xi}$$

Тогда для амплитуды периодического магнитного поля имеем

$$a_{\Sigma} = a_{\Sigma}^0 (1 - \varepsilon F_s \tilde{\alpha}_1^*) = a_{\Sigma}^0 \left[ 1 + \frac{\varepsilon |F_{s0}|^2}{18} (1 - i\sqrt{3}) e^{i\Gamma_1 \xi} \right]. \quad (2.32)$$

В случае большого пространственного заряда ( $q \gg 1$ ) при резонансе электромагнитной волны с медленной волной пространственного заряда пучка ( $\Delta = q$ ) взаимодействием с быстрой волной ( $\Gamma_3 = -q$ ) можно пренебречь. Постоянные распространения нормальных волн в этом случае согласно (2.31) равны  $\Gamma_{1,2} = q \pm i/\sqrt{2q}$ ; что позволяет представить продольное распределение амплитуды сигнальной волны и плотности пучка в виде

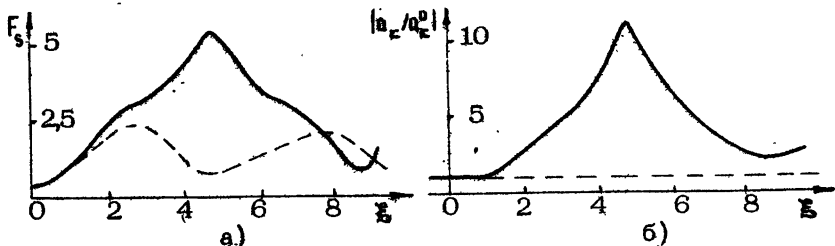
$$\tilde{F}_s = F_{s0} \operatorname{ch} \frac{\xi}{\sqrt{2q}}, \quad \tilde{\alpha} = -\frac{iF_{s0}}{\sqrt{2q}} \operatorname{sh} \frac{\xi}{\sqrt{2q}}.$$

Соответственно

$$a_{\Sigma} = a_{\Sigma}^0 \left( 1 + \frac{i\varepsilon |F_{s0}|^2}{2\sqrt{2q}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{2}{q}} \xi \right). \quad (2.33)$$

Как видно из выражений (2.32), (2.33), в процессе усиления сигнальной волны происходит увеличение амплитуды периодического магнитного поля, одновременно возникает сдвиг фазы этого поля.

Эти выводы подтверждаются и интегрированием на ЭВМ нелинейной системы уравнений (2.27) в режиме большого сигнала. При малом влиянии кулоновского расталкивания электронов ( $q \ll 1$ ) наиболее существен эффект роста амплитуды суммарного ондуляторного поля - парамагнитный



Р и с. 3. Зависимость амплитуд сигнальной волны (а) и суммарного ондуляторного поля (б) от продольной координаты с учетом (сплошная кривая -  $\epsilon = 1$ ) и без учета (пунктир -  $\epsilon = 0$ ) возбуждения дополнительных ондуляторных полей электронным пучком малой плотности  $\rho = 0, \Delta = 0$ )

эффект<sup>\*)</sup>. Как видно из рис.3, при  $\rho = 0$  и  $\epsilon = 1$  происходит более чем десятикратное возрастание амплитуды ондуляторного поля. Вследствие увеличения связи электронов с сигнальной волной одновременно возрастает максимальная амплитуда сигнальной волны (по сравнению со случаем  $\epsilon = 0$  в 2 раза). Соответственно возрастает и электронный КПД (примерно в 4 раза).

Ограничение роста амплитуды сигнальной волны в рассмотренном выше примере пучка малой плотности было обусловлено смещением электронных сгустков из тормозящей фазы комбинационной волны в ускоряющую. Сдвиг фазы суммарного ондуляторного поля может приводить к другому механизму ограничения усиления, обусловленному возникновением нелинейной расстройки синхронизма. В чистом виде этот механизм насыщения должен проявляться при малой амплитуде комбинационной волны ( $F_s \ll 1$ ), когда движение электронов в этой волне может быть описано уравнениями линейного приближения (2.29). Исследуем здесь указанный механизм насыщения для случая плотных пучков  $\rho \gg 1$ , предполагая, что в начальном сечении  $z = 0$  имеет место синхронизм между комбинационной волной и медленной пучковой волной  $\Delta = \rho$ . Представляя в уравнениях (2.29) амплитуду сигнальной волны

<sup>\*)</sup> Следует отметить, что значения параметров  $\rho$  и  $\epsilon$  могут выбираться независимо друг от друга, поскольку существует возможность уменьшения влияния кулоновского расталкивания электронных сгустков путем приближения электронного пучка к металлической стенке.

и первую гармонику плотности пучка в виде  $\bar{F}_s = \bar{F}_s e^{-i\varphi}$ ,  $\bar{F}_p = -i\bar{F}_p e^{-i\varphi}$ , где  $F_p(\xi)$  — амплитуда медленной волны пространственного заряда, и одновременно учитывая влияние пучка на амплитуду магнитного поля, из (2.29), (2.25) получим

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{F}_s}{d\bar{\xi}} &= \bar{F}_p (1 + i\bar{\epsilon} \bar{F}_s^* \bar{F}_p), \\ \frac{d\bar{F}_p}{d\bar{\xi}} &= \bar{F}_s (1 - i\bar{\epsilon} \bar{F}_s \bar{F}_p^*), \end{aligned} \quad (2.34)$$

где  $\bar{\xi} = \xi / \sqrt{2q}$ ,  $\bar{\epsilon} = \epsilon / \sqrt{2q}$ ,  $\bar{F}_p = \sqrt{2q} F_p$ .

Далее, представляя комплексные амплитуды в виде  $\bar{F}_s = m_s e^{i\psi_s}$ ,  $\bar{F}_p = m_p e^{i\psi_p}$ , удобно перейти к уравнениям для модулей амплитуд волн  $m_{s,p}$  и разностной фазы  $\psi = \psi_s - \psi_p$

$$\frac{dm_s}{d\bar{\xi}} = m_p \cos \psi, \quad \frac{dm_p}{d\bar{\xi}} = m_s \cos \psi, \quad (2.35)$$

$$\frac{d\psi}{d\bar{\xi}} = -\left(\frac{m_p}{m_s} + \frac{m_s}{m_p}\right) \sin \psi + \bar{\epsilon}(m_p^2 + m_s^2),$$

$$m_s \Big|_{\bar{\xi}=0} = m_{s0}, \quad m_p \Big|_{\bar{\xi}=0} = 0, \quad \psi \Big|_{\bar{\xi}=0} = 0. \quad (2.36)$$

Как следует из уравнения (2.35), при  $\bar{\epsilon} = 0$  происходит безграничный рост амплитуд сигнальной и пучковой волн. Ограничение роста имеет место при  $\bar{\epsilon} \neq 0$  и связано с тем, что по мере увеличения амплитуды этих волн происходит сдвиг фазы суммарного ондуляторного поля и возникает нелинейная расстройка синхронизма. Определить максимальный уровень амплитуд волн можно, используя интегралы уравнений (2.35)

$$m_s^2 - m_p^2 = m_{s0}^2, \quad (2.37)$$

$$\sin \psi = \bar{\epsilon} m_s \sqrt{m_s^2 - m_{s0}^2} / 2. \quad (2.38)$$

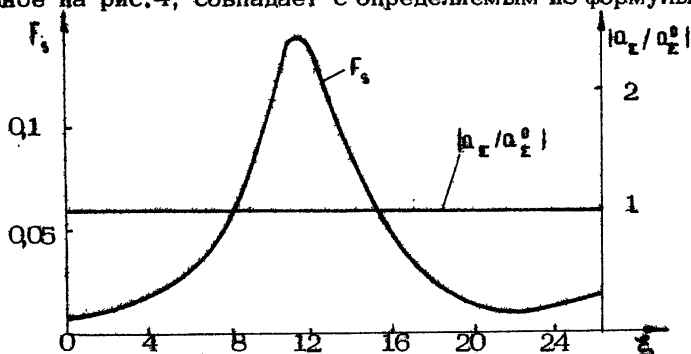
Максимальный уровень амплитуд волн достигается, когда фаза  $\psi$  обращается в  $\pi/2$ . В частности,

$$m_{s \max} / m_{s0} = \sqrt{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{m_{s0}^4 \bar{\epsilon}^2}}} \quad (2.39)$$

С учетом соотношения (2.38) для модуля амплитуды суммарного ондуляторного поля имеем

$$|a_x| = |a_z^0| \sqrt{1 + \bar{e}^2 m_s^2 m_d^2 - 2\bar{e} m_s m_p \sin\psi} = |a_z^0|,$$

т.е. в рассматриваемом режиме модуль амплитуды суммарного ондуляторного поля сохраняется, сдвигается лишь фаза поля. Этот результат согласуется с результатами численного решения уравнений (2.27) при  $q \gg 1$ ,  $e \gg 1$ . Максимальное значение амплитуды сигнальной волны, для примера изображенное на рис. 4, совпадает с определяемым из формулы (2.39).



Р и с. 4. Насыщение усиления сигнальной волны, обусловленное сдвигом фазы суммарного ондуляторного поля электронным пучком большой плотности ( $q = 5$ ,  $e = 300$ ,  $\Delta = 5$ )

### 3. УБИТРОНЫ С РЕЗОНАНСНЫМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И АДИАБАТИЧЕСКИ ВКЛЮЧАЮЩИМСЯ ПОЛЕМ ОНДУЛЯТОРА

Перейдем теперь к анализу убитронов, в которых значение продольного магнитного поля в области взаимодействия с сигнальной волной близко к резонансному  $\omega_H \sim \Omega_B$  и электроны движутся по стационарным винтовым траекториям. Для вывода электронов на такие траектории необходима специальная секция раскочки с адиабатически плавной нарастающей амплитудой ондуляторного поля (см., например, [11]).

## Движение электронов в секции раскачки

Поперечное движение частиц в продольном магнитном поле и адиабатически нарастающем по амплитуде ондуляторном поле с учетом обратного влияния РЭП на напряженность ондуляторного поля описывается уравнением

$$\frac{d p_{\perp}}{d z} - i \frac{\omega_{H0}}{2 \beta_0 v_{H0}} p_{\perp} = i \frac{e}{c} \hbar a_{\perp}^+ e^{i \hbar z}, \quad (3.1)$$

где  $p_{\perp} = p_x + i p_y$  — поперечный импульс электрона,  $\omega_{H0} = e H_0 / m c$  — нерелятивистская гирочастота,  $a_{\perp}^+ = \frac{a_{x\perp} + i a_{y\perp}}{2}$  — амплитуда циркулярно-поляризованной компоненты суммарного магнитного поля (для плоского ондулятора  $a_{\perp}^+ = i a_{\parallel} / 2$ ). Решение (3.1) в адиабатическом приближении

$$\left| \frac{1}{a_{\perp}^+} \frac{d a_{\perp}^+}{d z} - \frac{1}{\hbar - \omega_{H0} / \beta_0 v_{H0}} \right| \ll 1 \quad (3.2)$$

дается выражением

$$p_{\perp} = \frac{e}{c} \frac{\hbar a_{\perp}^+}{\hbar - \omega_{H0} / \beta_0 v_{H0}} e^{i \hbar z} = \hat{p}_{\perp} e^{i \hbar z}. \quad (3.3)$$

Согласно (3.2), чем ближе величина продольного магнитного поля к резонансному значению, тем плавнее должно быть включение ондуляторного поля<sup>\*)</sup>.

Используя далее процедуру отыскания собственных ондуляторных полей пучка, развитую в разд. 2, заменяя (2.9) на (3.3), получим следующие соотношения, связывающие напряженности собственного, суммарного и стороннего ондуляторных полей (ср. с (2.11), (2.12)):

$$a_{\text{гов}}^+ = - \frac{2 \pi e \epsilon_0}{m \gamma_0 c^2 \hbar} q a_{\perp}^+, \quad (3.4)$$

<sup>\*)</sup> При резком неадиабатическом включении ондуляторного поля наряду с вынужденными колебаниями (3.3) будут также возбуждаться колебания электронов с циклотронной частотой, соответствующие собственному решению однородной части уравнения (3.1). В таких условиях излучение электронного пучка будет представлять собой смесь ондуляторного и циклотронного излучений [16, 17, 26].

$$\hat{a}_z^+ = \frac{a_u^+}{1 + g \frac{2\pi e \epsilon_0}{m \gamma_0 c^2 \hbar}} \quad (3.5)$$

где фактор  $g = \frac{1}{1 - \omega_{\text{ма}} / \gamma \beta_{\parallel} \hbar c}$  учитывает влияние продольного магнитного поля. Подставляя (3.5) в (3.4), для амплитуды осциллирующих электронов получим

$$\hat{\beta}_{\perp} = \frac{\hat{a}_{\perp}}{1 - f / \beta_{\parallel}} \quad (3.6)$$

где  $\hat{\beta}_{\perp} = \frac{|p_{\perp}|}{mc} = \gamma \beta_{\perp}$ ;  $\hat{\beta}_{\parallel} = \frac{p_{\parallel}}{mc} = \gamma \beta_{\parallel}$ ;

$$\hat{a}_{\perp} = \frac{e |a_u^+|}{mc^2 (1 + 2\pi e \epsilon_0 / m \gamma_0 c^2 \hbar)};$$

$$f = \frac{\omega_{\text{ма}}}{\hbar \omega (1 + 2\pi e \epsilon_0 / m \gamma_0 c^2 \hbar)}$$

— параметр, характеризующий расстройку циклотронного резонанса. Для полного определения поперечного и продольного импульса электронов на стационарной траектории наряду с выражением (3.6) необходимо также учитывать соотношение

$$\gamma_0 = \sqrt{1 + \hat{\beta}_{\perp}^2 + \hat{\beta}_{\parallel}^2} \quad (3.7)$$

Построенная на рис.5,а с помощью (3.6), (3.7) зависимость стационарного значения поперечного импульса электрона от параметра расстройки  $f$  является типичной для отклика нелинейного осциллятора на взаимодействие внешней периодической силы. Стационарное значение импульса, которое приобретает электрон, влетающий в поле ондулятора с нулевым начальным поперечным импульсом, в области малых напряженностей продольного магнитного поля ( $f < f_{\text{кр}}$ ) лежит на устойчивой ветви кривой 1, а в области больших напряженностей ( $f > f_{\text{кр}}$ ) — на кривой 2. Критическое значение параметра расстройки дается соотношением

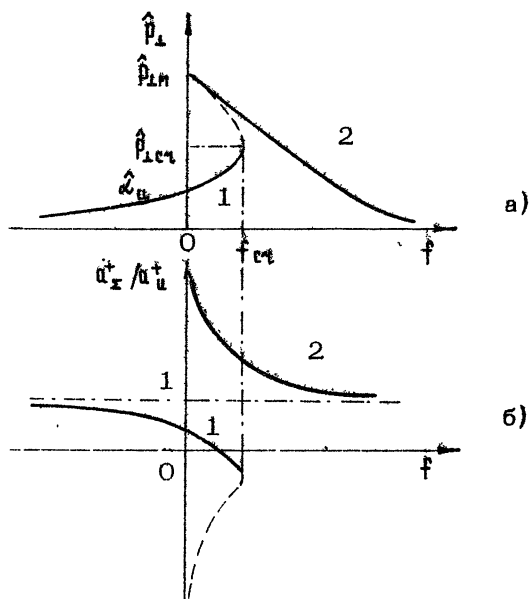
$$f_{\text{кр}} = \frac{(\hat{\beta}_{\perp \text{кр}} - \hat{a}_{\perp})^{3/2}}{(\hat{\beta}_{\perp \text{кр}} \hat{a}_{\perp})^{1/2}} \quad (3.8)$$

где

$$\hat{\rho}_{1c\tau} = \frac{\hat{\omega}_u + \sqrt{\hat{\omega}_u^2 + 4\hat{\omega}_u(\hat{\omega}_u + 1)(\gamma_0^2 - 1)}}{2(\hat{\omega}_u + 1)} \quad (3.9)$$

— максимальное значение поперечного импульса на устойчивой ветви кривой 1.

На рис.5,б представлена зависимость от параметра  $f$  отношения амплитуд суммарного и стороннего ондуляторных



Р и с. 5. Зависимость стационарной амплитуды поперечного импульса, приобретаемого электроном в поле ондулятора, (а) и отношений амплитуд суммарного и стороннего ондуляторных полей (б) от параметра расстройки циклотронного резонанса  $f$ . Устойчивые ветви обозначены сплошными линиями, неустойчивые — пунктиром

$$(\hat{\rho}_{1M} = \sqrt{\gamma_0^2 - 1})$$

полей. В области малых  $f$  наложение продольного магнитного поля приводит к возрастанию диаметра магнитного ослабления, амплитуды ондуляторного поля. Для достаточно плотных элект-



$$\frac{2\alpha \beta \alpha_0}{m_0 c^2 \beta} \cdot \left(1 - \frac{\hat{a}_\perp^2}{\hat{\beta}_\perp^2 \beta^2}\right)^{-1} = 1 \quad (3.10)$$

в точке "холодного" циклотронного резонанса ( $\omega_{H0}/\gamma_0 = \Omega_0$ ) амплитуда суммарного магнитного поля обращается в нуль. Далее, при  $\omega_{H0}/\gamma_0 > \Omega_0$  происходит смена направления суммарного магнитного поля, в результате которого направление вектора этого поля оказывается противоположным направлению вектора стороннего поля. При  $f > f_{c\gamma}$  решение на кривой 1 теряет устойчивость и происходит перескок на верхнюю кривую 2, для которой направления векторов суммарного и стороннего ондуляторного полей параллельны, а амплитуда суммарного поля превосходит амплитуду стороннего поля, т.е. в этой области параметров электронный пучок ведет себя как парамагнетик. Заметим, что если выполнено неравенство, противоположное (3.10), то решение на кривой 1 теряет устойчивость раньше, чем амплитуда суммарного ондуляторного поля обратится в нуль.

Усиление сигнальной волны  
пучком электронов,

движущихся по стационарным винтовым траекториям

Предположим, что в сечении  $z=0$ , где амплитуда ондуляторного поля приобрела постоянное значение, включается взаимодействие РЭП с полем сигнальной волны. В линейном приближении такое взаимодействие исследовалось во многих работах [27-31]. Рассмотрим здесь нелинейную стадию взаимодействия. Энергообмен электронов с сигнальной волной в условиях комбинационного синхронизма (1) описывается уравнением

$$\frac{d\hat{E}}{dz} - \frac{e\omega_0}{c} N_0 \left[ i \frac{\hat{\beta}_\perp^2}{\beta} E_\perp^+ d_s e^{i\theta} \right] - e E_z \cos \theta, \quad (3.11)$$

где  $E_\perp^+ = \frac{1}{2} (E_{z\pm} + iE_{y\pm})$  - амплитуда циркулярно-поляризованной компоненты поля сигнальной волны,  $E_z \cos \theta$  - продольная ком-

\*) Возможно также излучение на синхронизмах  $\omega_c - h_s v_\parallel = \omega_\pm$ , сопровождающееся раскачкой колебаний электронов около стационарной траектории на частотах

$$\omega_\pm = \Omega_0 \left\{ 1 \pm \left[ \frac{\hat{a}_\perp^2}{\hat{\beta}_\perp^2} \left( 1 - \frac{f \hat{\beta}_\perp^2}{\hat{\beta}_\parallel^2} \right) \right]^{1/2} \right\}.$$

лонента собственного электрического поля пучка (для ленточного пучка при условии, что размах осциллирующих электронов в поле ондулятора  $v_{\perp} = v_{\perp} / \Omega_{\theta}$  мал в масштабе длины комбинационной волны в сопровождающей системе отсчета  $(h_s + \hbar) v_{\perp} \gamma_0^{-1} \ll \ll 1$  выражение для  $E_z \cos \theta$  совпадает с (1.13)),  $\theta = \omega_s t - (h_s + \hbar) z$  — комбинационная фаза, уравнение для которой имеет вид

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\omega_s}{v_{\parallel}(\xi)} - (h_s + \hbar). \quad (3.12)$$

Рассмотрим здесь случай, когда относительные изменения энергии электронов невелики  $|\omega| \ll 1$ . В этом случае уравнения (3.11), (3.12) сводятся к виду (ср. с (2.23), (2.24))

$$\frac{d\omega}{dz} = \gamma m \left[ \frac{1}{2} \frac{\dot{\hat{p}}_{\perp}}{\hat{p}_{\parallel}} \alpha_s e^{i\theta} + \alpha_s^2 \sigma_1 e^{i\theta} \right], \quad (3.13)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = -\delta + \mu \omega,$$

где параметр инерционной группировки определяется соотношением

$$\mu = \frac{\gamma_0}{\beta_{\parallel 0}^2} \left. \frac{d\beta_{\parallel}}{d\gamma} \right|_{\gamma=\gamma_0}. \quad (3.14)$$

При малой амплитуде сигнальной волны  $|\alpha_s^+| \ll |\alpha_u^+|$ , когда изменение энергии электрона под действием этой волны происходит адиабатически медленно (за много периодов баунс-осцилляций), можно считать, что зависимости  $\hat{p}_{\perp, \parallel}(\gamma)$ , а также  $\beta_{\parallel}(\gamma) = \hat{p}_{\parallel} / \gamma$  остаются такими же, какими они были в поле ондулятора в отсутствие сигнальной волны, т.е. определяются соотношениями (3.6), (3.7). Вычисляя с помощью этих соотношений производную  $d\beta_{\parallel} / d\gamma$ , для параметра группировки получим

$$\mu = \frac{\gamma_0 [1 + \hat{p}_{\perp}^2 - f / \hat{p}_{\parallel}]}{\hat{p}_{\parallel}^3 - f(\gamma_0^2 - 1)}. \quad (3.15)$$

В предельном случае малого магнитного поля ( $f \rightarrow 0$ ) из формулы (3.15) получаем известное выражение (см., например, [32])

$$\mu = \frac{1 + \hat{\alpha}_u^2}{\beta_{\parallel 0}^3 \gamma_0^2}. \quad (3.16)$$

Дополняя уравнения движения уравнением возбуждения

$$\frac{d\alpha_s}{d\xi} = \frac{i \varepsilon \sigma_0 \beta}{2 m \gamma_0^2 N_s \omega_s^2} \hat{\rho}_s \varepsilon_1 \quad (3.17)$$

и используя замену переменных (2.26), где параметр усиления дается выражением

$$\zeta = \left( \frac{\varepsilon \sigma_0 \beta \hat{\rho}_s^2}{4 m \gamma_0^2 N_s \omega_s^2 \hat{\rho}_s} \right)^{1/3} \quad (3.18)$$

получим самосогласованную систему уравнений, совпадающую по форме с (2.27), если в последней положить  $\varepsilon = 0$ , т.е. пренебречь влиянием пучка на амплитуду ондуляторного поля в процессе усиления сигнальной волны.

Заметим, что в присутствии продольного магнитного поля параметр группировки может быть как больше, так и меньше величины, определяемой (3.16). Возрастание параметра группировки приводит к увеличению инкрементов сигнальной волны (значения которых в случае пучка малой плотности пропорциональны параметру  $\zeta$ ), но в то же время и к уменьшению полного КПД (см. формулу (2.28)). Напротив, КПД может быть существенно увеличен при снижении параметра группировки до значений  $\mu \ll \gamma_0^{-2}$ . Как известно [33], в мазерах на циклотронном авторезонансе малость параметра группировки позволяет при постоянных фазовых скоростях волн совместить высокий КПД с большим доплеровским преобразованием частоты вверх. Как для МШР, так и для убитронов с резонансным магнитным полем перспективны секционированные системы с относительно большим значением параметров на начальном участке группировки частиц и  $\mu$  близким к нулю на конечном участке торможения электронного пучка. В таких системах движение электронов в секции торможения будет близко к авторезонансному, когда даже при значительном изменении энергий электронов, их смещение по фазе относительно волны мало и в процессе торможения электроны длительное время остаются в синхронизме с волной.

В заключение укажем на еще один эффект (магнетронного типа), который может иметь место при взаимодействии электромагнитной волны с электронным потоком, статическое поле которого  $\vec{E}_{\text{сов}}, \vec{H}_{\text{сов}}$  не скомпенсировано ионным фоном, —

когда электроны в исходном состоянии наряду со свободным движением вдоль однородного магнитного поля  $\vec{H}_0$  дрейфуют поперек со скоростью  $\vec{v}_{др\perp} = c \left[ \vec{E}_{\perp} \vec{H}_0 \right] / H_0^2 \gamma^2$ . Соответственно, если в модели типа изображенных на рис. 1 электромагнитная волна распространяется не вдоль (как предполагалось выше), а под углом с  $\vec{H}_0$  (имеет составляющую  $k_{\perp}$  волнового вектора в  $\psi$ -направлении), то резонансное условие (1) заменяется более общим условием

$$\omega - h v_{\parallel} - k_{\perp} \tilde{v}_{др\perp} = \Omega_p, \quad (3.19)$$

где  $\tilde{v}_{др\perp}$  - среднее значение дрейфовой скорости. В осесимметричном генераторе, возбуждаемом трубчатым электронным потоком радиусом  $r$ , соотношению (3.19) соответствует условие

$$\omega - h v_{\parallel} = \Omega_p + m \tilde{\Omega}_{др}, \quad (3.20)$$

где  $\tilde{\Omega}_{др} = \tilde{v}_{др} k_{\perp}$  - частота дрейфового вращения электронов, а  $m$  - азимутальный индекс волны.

Соотношения (3.18) или (3.19) можно интерпретировать как условие синхронизма электромагнитной волны с комбинационной "баунс-диокотронной" гармоникой собственной волны электронного потока. При аналогичном условии для приборов черенковского типа, как отмечено Н.Ф.Ковалевым и М.И.Фуксом, в электронном потоке наряду с инерционной (типа "О") происходит и силовая (типа "М") группировка электронов; электромагнитная волна отбирает у электронов наряду с кинетической и потенциальную энергию, связанную с их положением в собственном электростатическом поле потока; последнее может сопровождаться выпаданием значительной части электронного потока на стенки электродинамической системы. Аналогичный эффект должен, очевидно, иметь место и в сильноточных убитронах.

## Л и т е р а т у р а

1. Phillips R.M. The ubitron a high-power travelling-wave tube based on a periodic beam inter-

action in unloaded waveguide. - IRE Trans. Electron Devices; 1966, v.ED-7, N4, p.231.

2. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J. e. a. First operation of a free-electron laser. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, N16, p.892.

3. Edighoffer J.A., Neil G.R., Hess C.E. Variable-wiggler free-electron laser oscillation. - Phys. Rev. Lett., 1981, v.52, N5, p.349.

4. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Оптический клистрон. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.204.

5. Billardon M., Elleame P., Grtegu J. e. a. First operation of storage-ring free-electron laser. - Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, N18, p. 1652.

6. Кременцов С.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Убитрон - генератор с релятивистским электронным пучком. - Письма в ЖТФ, 1976, т.2, №10, с.453.

7. Ельчанинов А.С., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В. Вынужденное модуляционное излучение в режиме высокого КПД. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, №18, с.1113.

8. Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Кожевников А.В. Вынужденное излучение сильноточного электронного пучка в периодическом магнитном поле. - ДАН СССР, 1981, т.256, №5, с.1106.

9. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др. Мазеры на свободных электронах с брэгговскими резонаторами. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.3, №10, с.918.

10. Marshall T.C., Talmadge S., Efthimion P.C. High-power millimeter radiation from an intense relativistic electron-beam device. - Appl. Phys. Lett. 1977, v.31, N5, p.320.

11. Parker R.K., Freund H.P., Efthimion P.C. e. a. Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser. - IEEE J. of quant. Elect., 1983, v.qE-19, N3, p.346.

12. Gold S.H., Hardesty D.L., Kinkead A.K. e. a. High-gain 35GHz free-electron laser amplifier experiment. - Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, N14, p.1218.

13. Granatstein V.L., Schlesinger S.P., Herdon M. e. a Production of megawatt submillimeter pulses by stimulated magneto-Raman Scattering. - Appl. Phys. Lett., 1977, v.30, N8, p. 384.

14. Birkett D.S., Marshall T.C., Schlesinger S.P., McDermott D.B. A submillimeter free-electron laser experiment. - IEEE J. of quant. Electr., 1981, V. qE-17, N8, p.1398.

15. Ginsburg N.S., Tokman D. The increase in efficiency of free-electron lasers by using cyclotron resonances of electrons with combination wave. - Optics Comm., 1982, v.43, N2, p.137.

16. Гинзбург Н.С. Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитоуправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.3, Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.26.

17. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттрены. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.217.

18. Карбушев Н.И., Рухадзе А.А., Федотов А.В. и др. Вынужденное рассеяние электромагнитных волн на релятивистском электронном пучке (лазеры на свободных электронах): Препринт ФИАН, №84. М., 1982.

19. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974.

20. Нортроп Т. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1967.

21. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.

22. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированном черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.76.

23. Абубакиров Э.Б., Братман В.Л., Гинзбург Н.С. Об особенностях возбуждения поперечно-магнитных мод в лазерах на свободных электронах. - В кн.: Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. по электронике СВЧ. Минск, 1983, с.203.

24. Карбушев Н.И., Рухадзе А.А., Шаткус А.Д. К линейной теории лазеров на свободных электронах в цилиндрических объемах взаимодействия. - ЖТФ, 1984, т.54, №3, с.534.
25. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волноводных мод на релятивистском электронном пучке, фокусируемом продольным магнитным полем. - Радиотехника и электроника, 1984, т.29, №12, с.2419.
26. Гинзбург Н.С., Кубарев В.А., Черепенин В.А. Вынужденное рассеяние волн на релятивистском электронном пучке в присутствии однородного магнитного поля: линейная теория. - ЖТФ, 1983, т.53, №5, с.824.
27. Friedland L., Hirshfield J.L. Free-electron laser with a strong axial magnetic field. - Phys. Rev. Lett., 1980, v.44, N22, p.1456.
28. Friedland L., Bernstein I.B. Theory of free electron laser in combined helical pump and axial guide field. - Phys. Rev. A., 1981, v.23, N2, p.816.
29. Freund H.P., Sprangle P., Dillenberg D. e.a. Coherent and incoherent radiation from free electron lasers with an axial guide field. - Phys. Rev. A., 1981, v.24, p.1965.
30. Кондратенко А.М., Салдин Е.Л. Генерация когерентного излучения пучком релятивистских электронов в ондуляторе. - ЖТФ, 1981, т.51, №8, с.1633.
31. Мирошниченко В.И. Вынужденное когерентное рассеяние электромагнитных волн релятивистским пучком осцилляторов. - Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т.23, №3, с.353.
32. Гинзбург Н.С. Генерация на гармониках баунс-частоты в релятивистском убитроне с винтовым ондулятором. - Изв. вузов. Радиофизика, 1984, т.27, №10, с.1324.
33. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.157.

# РЕЛЯТИВИСТСКИЙ МНОГОВОЛНОВОЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ ГЕНЕРАТОР

С.П. Бугаев, В.И. Канавец, А.И. Климов,  
В.И. Кошелев, В.А. Черепенин

В релятивистской СВЧ-электронике энергетические возможности сильноточных ускорителей [1] в полной мере реализуются при переходе к пространственно-развитым электродинамическим системам с диаметром  $D \gg \lambda$ , при этом одночастотная генерация может быть достигнута различными способами, использующими резонансные эффекты [2]. В устройствах на периодических структурах прежде всего существенны внутренние резонансы на частотах границ полос прозрачности, соответствующие сдвигам фаз  $\psi$  на период  $d$  (рис. 1, а), кратным  $2\pi$  ( $\psi = 0, 2\pi, 4\pi \dots$ ) или  $\pi$  ( $\psi = \pi, 3\pi \dots$ ). Резонансные колебания на критической частоте ( $\psi \rightarrow 0$ ) используются для селекции мод в гиротроне [3]. Сдвиг фаз  $\psi \approx 2\pi$  применяется в генераторах дифракционного излучения [4]. В черенковских устройствах наиболее отчетливо выражены резонансные эффекты при сдвиге фаз  $\psi \approx \pi$  на частоте, соответствующей границе основной полосы прозрачности. Здесь электродинамическая селекция дополняется электронной. Усиление электромагнитного поля  $\pi$ -вида используется при создании нерелятивистских ЛБВ [5, 6]. Генерация на частоте  $\pi$ -вида реализована в ряде релятивистских устройств [7-9].

Вывод энергии большой мощности из пространственно-развитых электродинамических структур удобно производить с помощью объемных волн. Для этой цели были предложены одномодовые односекционные генераторы ЛОВ-типа на моде  $[\text{H}_{02}]$  [10, 11]. Другая попытка сочетания внутренних резонан-

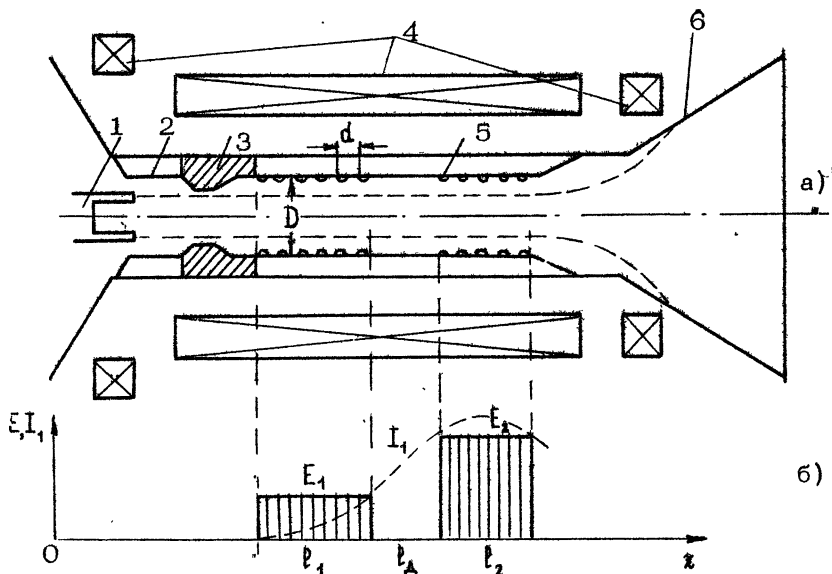


сов и излучения объемных полей, распространяющихся под малыми углами к поверхности структуры, была предпринята при создании секционированного черенковского генератора на пространственно-развитых периодических волноводах, действующего на частоте  $\mathcal{H}$ -вида [12-14]. В этом устройстве синхронные с потоком слабозамедленные поля достаточно медленно убывают от периодической структуры к оси системы. Излучение релятивистских сгустков в выходной секции является многоволновым, т.е. одночастотным многомодовым, и может иметь достаточно узкую диаграмму направленности, аналогичную диаграмме антенны поверхностной волны [15]. Часть лепестков диаграммы направлена в сторону катода и поддерживает обратную связь в секционированном устройстве. Соответствующий двухсекционный релятивистский генератор, действующий на длинах волн  $\lambda \gg 2d$  с использованием для взаимодействия главным образом замедленных полей, естественно назвать многоволновым черенковским генератором (МВЧГ) [12,13]. Он был исследован в режимах большой мощности и повышенной длительности импульсов излучения [12, 14]. Следует отметить, что класс многоволновых устройств значительно шире рассмотренных в настоящей работе черенковских генераторов, в частности могут быть реализованы системы, использующие явным образом характерные свойства излучения релятивистских заряженных частиц, например, синхротронное [16-18], синхрочеренковское [19], дифракционное [16-20]. Однако их обсуждение выходит за рамки данной статьи.

При фокусировке сильноточных потоков продольным магнитным полем могут быть легко выполнены условия циклотронного резонанса и черенковское взаимодействие дополняется МЦР-механизмом, в том числе на аномальном эффекте Доплера (МЦРАД). Мазерный эффект может наблюдаться одновременно с генерацией на частоте  $\mathcal{H}$ -вида [21]. Комбинированный режим ЛОВ-ЛБВ-МЦРАД перспективен для дальнейшего увеличения мощности СВЧ-излучения и уменьшения пускового тока [22]. Этот режим оказывается существенным и при работе рассматриваемого многоволнового черенковского генератора.

# 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ МНОВОЛНОВОЙ ЧЕРЕНКОВСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Принципы многоволновой черенковской генерации удобно иллюстрировать на примере двухсекционного устройства (рис.1,а).



Р и с. 1. Схема экспериментальной установки (а) и распределение электрического поля синхронной волны и первой гармоники конвекционного тока вдоль электродинамической структуры (б):

1 - катод; 2 - анод; 3 - коллимирующая диафрагма; 4 - магнитная система; 5 - электродинамическая структура; 6 - рупорная антенна

Генератор содержит коаксиальный диод с магнитной изоляцией, формирующий трубчатый сильноточный электронный поток, две секции периодического волновода, разделенные трубой дрейфа, плавно расширяющиеся участки переходного волновода и окно вывода СВЧ-энергии. Диаметр основного волновода  $D = 2 + 3\lambda$ . Поток фокусируется сильным продольным магнитным полем соленоида с индукцией  $B$ .

Действие МВЧГ основано на дальнейшем развитии принципов излучения электронных сгустков, находящихся в синхро-

низме с поверхностной волной на частоте  $\mathcal{H}$ -вида нижней полосы прозрачности, в применении к мегавольтному электронному потоку. При энергиях электронов свыше 1 МэВ отношение скорости электронов к скорости света  $\frac{v_z}{c}$  близко к единице

$$\frac{v_z}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}; \quad \gamma = 1 + \frac{\varepsilon [\text{МэВ}]}{0,511} \quad (1)$$

Если  $\varepsilon = 1 + 2,5$  МэВ, то  $\gamma = 3 + 6$  и  $\frac{v_z}{c} = 0,94 + 0,98$ .

В длинном, достаточно широком периодическом волноводе ( $D/\lambda \gg 1$ ) синхронная с потоком поверхностная волна, имеющая фазовую скорость  $u_{\text{ф}} \approx v_z$ , достаточно быстро убывает по радиусу. В квазиплоском приближении ( $D/\lambda \rightarrow \infty$ ) амплитуда поверхностной волны убывает в  $2$  раз на расстоянии  $\Delta r$  от структуры

$$\Delta r = \frac{1}{2\alpha} = \frac{1}{2\sqrt{k_z^2 - k^2}} \approx \frac{\lambda}{k_z}, \quad \frac{\Delta r}{\lambda} \approx \frac{\gamma}{2\pi} \quad (2)$$

где  $k = \omega/c$ ,  $k_z = \omega/v_z$ . При энергии электронов  $\varepsilon = 2$  МэВ  $\frac{\Delta r}{\lambda} \sim 1$ .

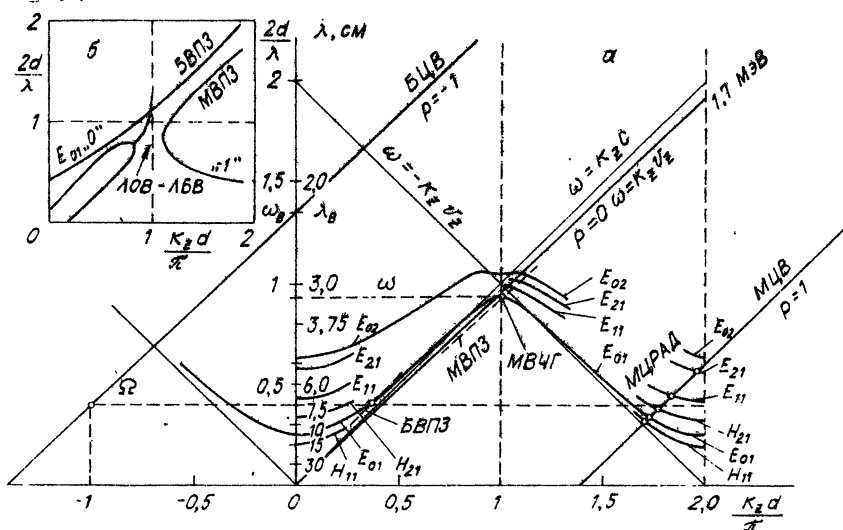
В круглом волноводе  $\frac{D}{\lambda} = 2 + 3$  убывание ослаблено, определяется функцией Бесселя  $I_0(\alpha_1 r)$ . При диаметре  $D \sim 2\lambda$  и энергии  $\varepsilon = 2 + 2,5$  МэВ электрическое поле убывает от стенок к оси менее чем в 1,5 раза. Такая волна существенно отличается от поверхностной. Структура поля задается собственным и индуцированным излучениями сгустков и зависит от длины секции волновода.

Если периодический волновод имеет большую протяженность и выполняются условия аксиальной симметрии, то частоты черенковского синхронизма при малом влиянии сил пространственного заряда отображаются точками пересечения дисперсионных кривых мод  $E_{01}, E_{02}, \dots$  с линией электронного пучка  $\omega = k_z v_z$  (рис. 2, а). Графики построены для значений параметров  $D = 8,4$  см,  $d = 1,5$  см при высоте неоднородностей  $h = 0,3$  см ( $h \sim \lambda/10$ ). Фазовая скорость в точке  $\mathcal{H}$ -вида примерно соответствует скорости релятивистских сгустков. Такие замедляющие структуры, в отличие от приведенных в работах [7-9], нельзя считать резонансными.

При учете сил пространственного заряда вместо кинематической прямой  $\omega = k_z v_z$  поток характеризуется двумя линиями медленной и быстрой волн пространственного заряда (рис. 2).

$$\omega = k_z v_z \mp \omega_{\text{ч}} \begin{pmatrix} \text{МВПЗ} \\ \text{БВПЗ} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\omega_q$  – релятивистская редуцированная плазменная частота. Для тонкого кольцевого потока она дается выражением  $\omega_q = \frac{\omega_{p0}}{\beta^{3/2}} \rho_0$ ,  $\omega_{p0}$  – нерелятивистская плазменная частота широкого потока,  $\rho_0$  – коэффициент редукиции, зависящий от толщины потока и расстояния от потока до трубы дрейфа [23].



Р и с. 2. Дисперсионные характеристики диафрагмированного волновода, использованного в МВЧГ, без учета (а) и с учетом (б) нагрузки волновода электронным пучком. МЦВ и БЦВ – медленная и быстрая циклотронные волны

Подбирая размеры волновода и параметры потока, можно возбудить систему в режимах ЛОВ, ЛБВ или ЛОВ-ЛБВ вблизи  $\pi$ -вида. На рис.2,а даны точки синхронизма МВПЗ при  $\epsilon = 1,7$  МэВ и  $(-1)$ -х пространственных гармоник нескольких симметричных и несимметричных мод волновода, используемого в МВЧГ. Для моды  $E_{01}$  точка синхронизма приближается к частоте  $\alpha$ -вида. При меньшей энергии ( $\epsilon = 0,9$  МэВ) различные точки соответствуют режимам ЛОВ. Смещение точек синхронизма объясняется влиянием релятивистского фактора на плазменную частоту. На рис.2,б представлен пример решения дисперсионного уравнения при энергии  $\epsilon = 1,5$  МэВ и токе пучка 20 кА. Влияние электронной среды приводит к появлению комплексного решения в расширенной области час-

тот. С учетом этого фактора при повышенных напряжениях все большую роль начинает играть взаимодействие с прямой волной (режим ЛБВ). Результирующий режим ЛОВ-ЛБВ отличается усилением полей вдоль потока и внутренней обратной связью. При достаточной длине секции система может самовозбудиться на моде  $E_{q1}$ .

Режимы ЛОВ в односекционном устройстве отличаются убыванием полей вдоль потока и не являются оптимальными для получения высокоэффективного взаимодействия. В то же время распределение поля ЛОВ-типа может быть использовано в первой секции МВЧГ для получения преимущественной скоростной модуляции в потоке на выходе этой секции. При работе короткой первой секции МВЧГ в режиме ЛОВ или ЛОВ-ЛБВ эта секция, область дрейфа и начальный участок второй секции представляют собой группирователь электронов, во многом аналогичный группирователю клистрона с распределенным взаимодействием. В первом приближении распределение электрического поля синхронной волны первой секции можно представить в виде эквивалентного прямоугольника с амплитудой  $E_1$  (см. рис.1,б). Относительное значение амплитуды первой гармоники тока в области дрейфа будет даваться выражением [24]

$$\left| \frac{I_1}{I_0} \right| = 2J_1 \left[ X_0 \frac{\sin \left( 2\pi \frac{\rho_1^{\text{эф}}}{\Lambda_q} \right)}{2\pi \frac{\rho_1^{\text{эф}}}{\Lambda_q}} \right], \quad X_0 = \frac{e E_1 \rho_1^{\text{эф}}}{2\varepsilon} M_1 \frac{\omega \rho_1^{\text{эф}}}{v_x}, \quad (4)$$

где  $I_0$  - постоянная составляющая тока;  $J_1$  - функция Бесселя;  $e$  - заряд электрона;  $X_0$  - кинематический параметр группировки;  $\rho_1^{\text{эф}}$  - эффективная длина первой секции;  $\rho_1^{\text{эф}}$  - эффективная длина участка группирования;  $\Lambda_q$  - длина волны плазменных колебаний в потоке;  $M_1 = \frac{\sin(\Phi_1/2)}{\Phi_1/2}$  - коэффициент

эффективности модуляции в бегущей волне постоянной амплитуды  $E_1$ ;  $\Phi_1 = \frac{\omega \rho_1^{\text{эф}}}{v_x} \left( 1 - \frac{v_{\text{ф}1}}{v_x} \right)$  - невозмущенный относительный угол пролета;  $v_{\text{ф}1}$  - фазовая скорость медленной волны пространственного заряда, переносящей отрицательную кинетическую мощность;  $v_{\text{ф}1}$  - фазовая скорость синхронной волны в первой секции.

При достаточно малой амплитуде волны в первой секции  $E_1$ , максимальное значение амплитуды первой гармоники тока достигается на длине участка группирования  $\rho_A^{3\omega} \approx \frac{\lambda_0}{4}$ . Абсолютный максимум получается при значении аргумента функции Бесселя

$$X_a \cdot \frac{\text{si} \left( 2\pi \frac{\rho_A^{3\omega}}{\lambda_0} \right)}{2\pi \frac{\rho_A^{3\omega}}{\lambda_0}} \approx 1,04. \quad (5)$$

Как следует из теории нелинейного группирования электронов [25], оптимальная группировка с уменьшенным разбросом скоростей достигается при малых отношениях  $\omega_0/\omega \ll 1$  ( $\frac{\lambda_0}{\lambda} \gg 1$ ) также на длине  $\rho_A^{3\omega} \approx \lambda_0/4$ . Для получения оптимальных параметров сильноточный поток должен быть пространственно развит и прилетать к металлической поверхности. В режиме абсолютного максимума и при синхронизме  $\varphi_1 \rightarrow 0$  эффективная длина первой секции дается выражением

$$\rho_1^{3\omega} = \frac{0,92}{\rho_A^{3\omega}/\lambda_0} \frac{\epsilon}{eE_1},$$

где  $\lambda_0 = 2\pi \frac{v_0}{\omega} \approx \frac{v_0}{c} \lambda$  — электронная длина волны.

Напряженность поля  $E_1$  для предотвращения пробоев должна выбираться достаточно малой  $E_1 < 50$  кВ/см. Если принять значение  $E_1 = 20$  кВ/см, то при длине области дрейфа  $\rho_A^{3\omega}/\lambda_0 \approx 5$  и энергии электронов  $\epsilon = 2$  МэВ имеем оценку длины первой секции  $\rho_1^{3\omega} = 18$  см ( $\lambda_0/\lambda = 20$ ). Если  $\lambda \approx 3$  см, то получаем длину участка группирования  $\rho_A^{3\omega} = 5\lambda_0 = 15$  см.

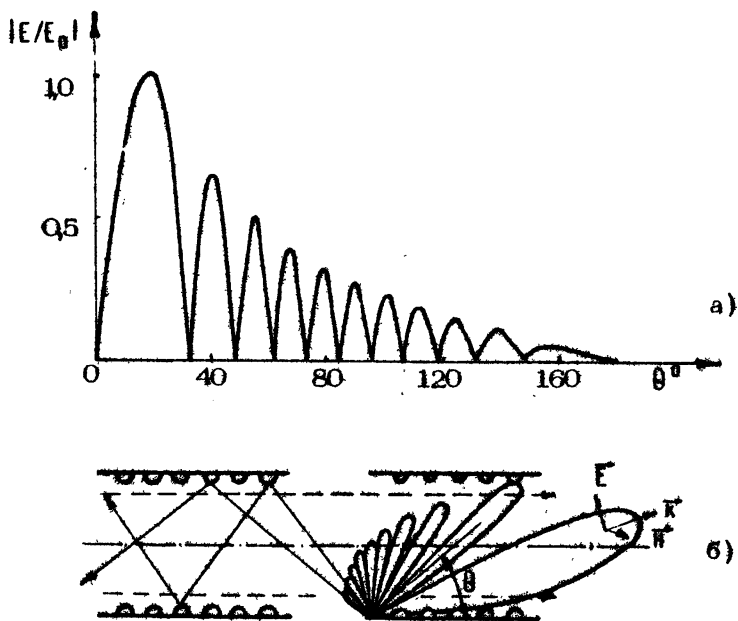
В оптимальном режиме группировки на выходе группирователя образуются плотные ступки электронов с уменьшенным разбросом скоростей и средней скоростью, близкой к невозмущенному значению [25]. Для эффективного съема энергии во второй секции фазовая скорость волны должна быть близка к средней скорости ступков  $v_{ф2} \approx v_0$ . Такие условия синхронизма примерно совпадают с кинематическими условиями. Для рассматриваемого генератора они соответствуют связи потока с основной пространственной гармоникой (режим ЛВВ).

Для достаточно коротких замедляющих структур одномодовое приближение может оказаться неприменимым, так как установление поверхностной волны будет сопровождаться излу-

чением объемных волн, часть из которых дифрагирует только на выходной апертуре секции. В рассматриваемой системе излучение электронного потока во второй секции является многоволновым. Строгое решение задачи дифракции электромагнитных волн в электродинамических структурах конечной длины затруднительно, однако некоторую физическую картину процесса взаимодействия пучка и поля можно получить, рассмотрев диаграмму направленности когерентного излучения электронов. Так как синхронизм осуществляется вблизи колебаний  $\pi$ -вида, то токи на замедляющей поверхности противофазны и, кроме того, в выходной секции в нелинейной стадии реализуется режим бегущей волны. Учитывая сделанные предположения и полагая, что пучок взаимодействует в основном с волнами  $\xi$ -типа, можно рассчитать диаграмму излучения бегущей волны эквивалентных поверхностных токов, пользуясь аппаратом, развитым в теории антенн бегущей волны [15]. Соответствующее выражение имеет вид

$$\left| \frac{E}{E_0} \right| \sim \frac{\sin \left[ \frac{\kappa_z l_2}{2} \left( \frac{\varphi}{\kappa_z d} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{\kappa_z l_2}{2} \left( \frac{\varphi}{\kappa_z d} - \cos \theta \right)} \sin \theta, \quad (6)$$

где  $E$  — величина напряженности электрического поля излучения потока в дальней зоне;  $E_0$  — нормирующий множитель;  $l_2$  — длина второй секции;  $\varphi$  — сдвиг фаз на ячейку периодической структуры с периодом  $d$ ;  $\theta$  — угол между осью  $z$  и направлением на точку наблюдения. Численное значение нормированного на единицу соотношения (6) для конкретных параметров второй секции приведено на рис. 3,а. Максимум диаграммы соответствует углу  $\theta \approx 20^\circ$ . При этом значении  $\theta$ -излучение пучка не дифрагирует на периодической структуре и будет определять основной поток мощности, выводимый из генератора. Часть лепестков диаграммы направлена в сторону отрицательных величин  $z$ . Они образуют обратную связь в генераторе (рис. 3,б). Рассмотрение лучевой картины дифракции волн на выходном рупоре показало, что при углах  $\theta$ , близких к  $20^\circ$ , излучение выходит практически параллельно оси системы. При незначительной расфазировке электромагнитных волн, излучаемых пучком в азимутальном направлении (что соответствует в модовом представлении возбуждению несимметричных колебаний), ввиду значительного продольного размера выходного рупора ( $\sim 35\lambda$ ), интерференция волн будет



Р и с. 3. Диаграмма направленности (а) и лучевая картина излучения (б) МВЧГ

носить сложный характер и средняя по реализациям картина интенсивности излучения может иметь максимум в центре апертуры, что и наблюдалось в экспериментах, описанных ниже.

Действие многоволнового черенковского генератора можно описать следующим образом. Начальные флуктуации тока пучка возбуждают в секциях электродинамической системы электромагнитные поля различных мод. При больших значениях плазменной частоты потока медленная волна пространственного заряда находится в синхронизме преимущественно с  $(-1)$ -ми пространственными гармониками полей периодической структуры. Если усиление в секциях ограничено, то механизмы типа ЛОВ или ЛБВ-ЛОВ не приводят к самовозбуждению электродинамических систем по отдельности и необходима дополнительная обратная связь секций. Резонансная селективная обратная связь в диапазоне длин волн  $\lambda \approx 2d$  приводит к выделению мод, характеризующихся сдвигами фаз  $\varphi \approx \pi$ , способ-



ствует уменьшению пусковых токов и самовозбуждению этих мод. При относительно малых длинах секций взаимодействие потока и поля дополняется клистронным механизмом усиления в электронном потоке. В первой секции механизмы ЛОВ или ЛБВ-ЛОВ приводят главным образом к скоростной модуляции потока и к группировке электронов в пространстве дрейфа. Излучение ступков во второй секции имеет компоненту, направленную назад, и помогает в реализации обратной связи.

При умеренных энергиях ( $\epsilon \approx 1$  МэВ) генератор может самовозбуждаться на нескольких модах  $E_{01}, E_{11}, \dots$  в диапазоне длин волн  $\frac{2d}{\lambda} \approx 0,85-1,0$ . По мере увеличения энергии электронов и тока пучка электронная нагрузка возрастает, увеличивается конкуренция мод в системе, частота генерации приближается к частоте  $\pi$ -вида. При большой нелинейности, соответствующей высокоэффективному взаимодействию, реализуется простой механизм скоростной модуляции в первой секции и кинематического излучения во второй секции. Механизмы обратной связи по полю из-за резонансного переотражения и излучения ступков назад, дополняя друг друга, приводят к эффективной генерации на частоте  $\pi$ -вида и эффективному съему энергии во второй секции. Процесс в своей основе многоволновой и поэтому генератор назван многоволновым черенковским.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА

Эксперименты по исследованию генерации СВЧ-излучения трехсантиметрового диапазона [12-14] проводились на установке, схематически изображенной на рис.1,а. Трубочатый электронный пучок со средним диаметром 6 см формировался в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. На диод подавался импульс напряжения амплитудой  $U_0 \approx 1-2,5$  МВ и длительностью 1 мкс. Диаметры катода и анода изменялись в некоторых пределах. Величина тока пучка в структуре диаметром 8 см достигала  $1/3$  от предельного тока транспортировки. Внешний диаметр пучка ограничивался графитовой диафрагмой с диаметром отверстия 6,8 см. До экспериментов по генерации СВЧ-излучения были выполнены исследования образования и разлета диафрагменной плазмы. Ток пучка на коллекторе измерялся шунтом обратного тока, защищенным от попадания на него электронов экраном. Ток дио-

да регистрировался поясом Роговского, напряжение — емкостным делителем. Магнитное поле изменялось от 14 до 32 кГс. Давление остаточного газа в системе было порядка  $10^{-5}$  торр. Вывод СВЧ-энергии производился через окно диаметром 120 см. Для измерения мощности трехсантиметрового излучения использовались три полупроводниковых охлаждаемых детектора, излучение в 10-сантиметровом диапазоне длин волн регистрировалось ламповым детектором. Длина волны измерялась с помощью фильтров на запердельных волноводах. Полупроводниковый и ламповый детекторы использовались для регистрации излучения из диода. Рентгеновское излучение с коллектора и других областей установки регистрировалось с помощью рентгеновского умножителя ЭЛУ-09 и дозиметра ДРГЗ-04. Для получения автографов пучка использовались пленки винипроза и камера-обскура. Электродинамическая структура устанавливалась на расстоянии 20 см от графитовой диафрагмы. Для изменения длины структуры и ее секционирования диафрагмированный волновод из нержавеющей стали выполнен составным, его максимальная длина равна 48,6 см. Внутренний радиус волновода  $r_0 = \frac{D}{2} = 4,2$  см, радиус отверстия диафрагм  $r_0 = 3,9$  см. Диафрагмы выполнены в виде полуторов с малым радиусом 0,3 см. Период структуры  $d = 1,5$  см. После прохождения области взаимодействия электронный поток расширился в спадающем магнитном поле и оседал на поверхность конического коллектора из нержавеющей стали.

Предварительные исследования показали, что в однородном диафрагмированном волноводе длиной  $l = 48,6$  см генерация излучения с длиной волны  $\lambda = 3,3$  см возникает при малых пусковых токах пучка на переднем фронте импульса напряжения, что не позволяло использовать полную мощность пучка. В структуре меньшей длины  $l = 23d$  при напряжении на диоде  $U_0 = 1$  МВ и токе пучка  $I_n = 7$  кА на моде  $E_{01}$  было получено излучение с длиной волны  $\lambda = 3,3 \pm 0,1$  см мощностью до 200 МВт и длительностью импульса по основанию до порядка 80 нс. Длина волны генерации соответствует условию синхронизма медленной волны пространственного заряда потока и  $(-1)$ -й пространственной гармоники моды  $E_{01}$  замедляющей структуры (см. рис. 2, а).

С целью дальнейшего увеличения мощности и длительности импульса СВЧ-излучения однородный диафрагмированный волновод был секционирован. Секционированная электродинамическая структура состояла из двух секций периодического

волновода и промежуточной трубы дрейфа с радиусом равным 4,2 см.

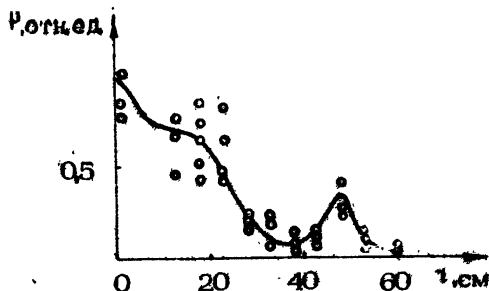
Данная электродинамическая структура показала устойчивую работу во всем диапазоне параметров тока пучка и напряжения на диоде. Полученные результаты можно разбить на две группы. К первой группе относятся результаты, приведенные в работе [14] для минимальных параметров ускорителя: напряжение на диоде  $U_0 \approx 1$  МВ, ток пучка  $i_n \approx 7$  кА,  $\epsilon \approx 0,9$  МэВ; ко второй - при максимальных параметрах: напряжение на диоде до 2,5 МВ,  $\epsilon \approx 1,5 \pm 2$  МэВ [12].

Предварительные измерения, выполненные при напряжении  $U_0 \approx 1$  МВ и токе  $i_n \approx 7$  кА, показали, что плазма на диафрагме, коллимирующей электронный пучок, не образуется. Средняя плотность тока пучка на коническом коллекторе не превышала  $10$  А/см<sup>2</sup>. Расстояние от области посадки пучка до замедляющей структуры было около 60 см. Все это позволило устранить влияние приэлектродных процессов, которые рассматривались в [26,27], на работу СВЧ-генератора. Следует отметить, что при исполнении одной секции генерация отсутствовала.

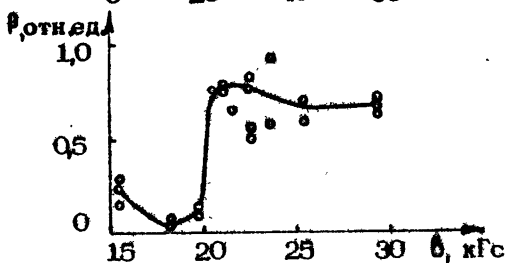
На рис.4,а приведена диаграмма направленности излучения по мощности для радиальной компоненты высокочастотного электрического поля, полученная при  $\nu = 22,4$  кГц. Выполненные измерения показали, что электрическое поле в области крайнего максимума поляризовано радиально, а в остальной области излучение имеет как радиальную, так и азимутальную поляризацию. Зависимости мощности от длины волны, полученные для нескольких точек диаграммы, были практически одинаковыми. При этом регистрируемое излучение находилось в диапазоне длин волн  $\lambda = 3,07 \pm 3,42$  см. Изменения длины волны за время импульса не было обнаружено. Наличие спектра длин волн указывает на многомодовую многочастотную генерацию.

Диапазон длин волн излучения соответствует синхронизму медленной волны пространственного заряда с  $(-1)_{\text{ми}}$  пространственными гармониками нескольких мод:  $E_{01}, E_{11}, E_{21}$  (см. рис.2,а). Реализуются режимы, близкие к генерации ЛОВ-типа.

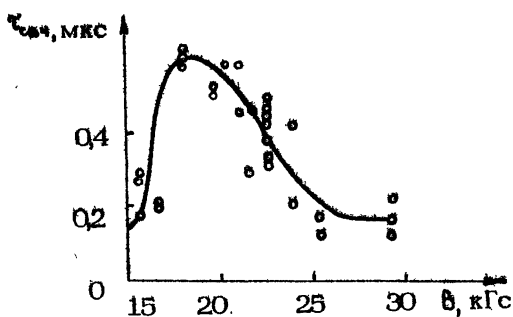
Результаты измерений зависимостей пиковой мощности и длительности импульса СВЧ-излучения по основанию от магнитного поля приведены на рис.4,б и 4,в соответственно. Типичные осциллограммы импульсов напряжения, тока на кол-



а)



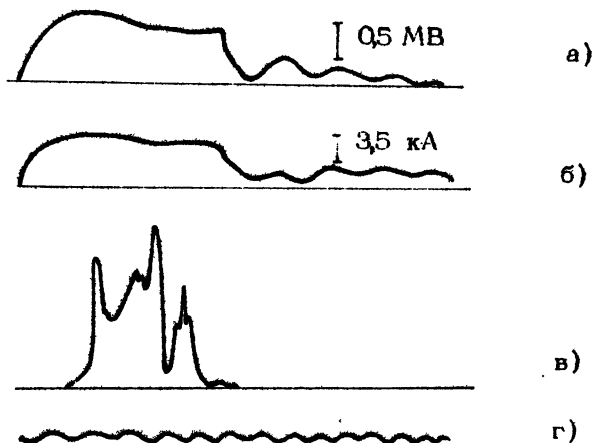
б)



в)

Р и с. 4. Диаграмма направленности СВЧ-излучения при  $B = 22,4$  кГс (а) и зависимости мощности (б) и длительности (в) СВЧ-излучения от магнитного поля:  $U_0 \approx 1$  МВ,  $I_n \approx 7$  кА

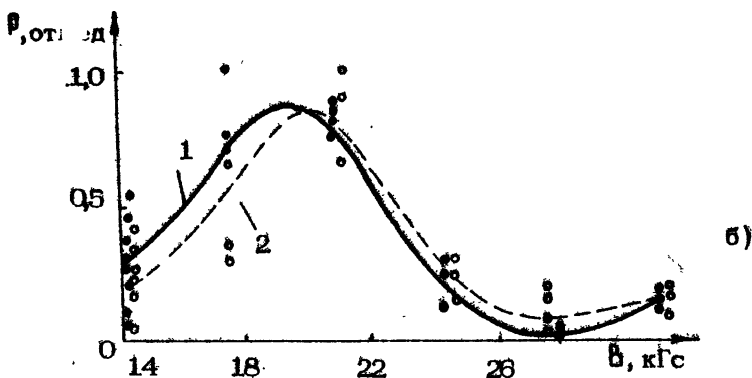
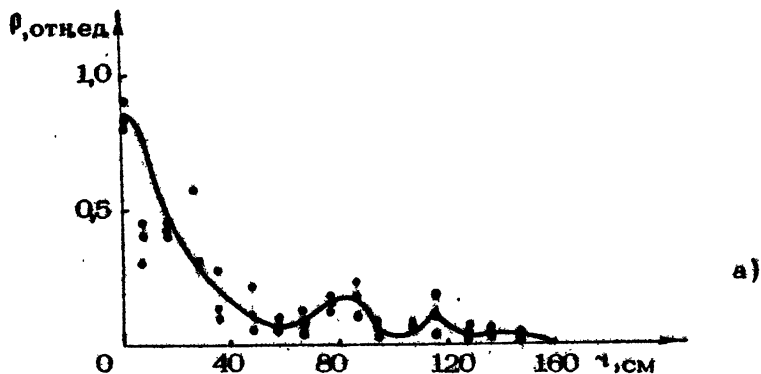
лектор и мощности СВЧ-излучения приведены на рис.5. Минимум в зависимости  $P(B)$  соответствует равенству двойной круговой частоты излучения и циклотронной частоты электронов пучка с энергией 0,9 МэВ. Сравнение зависимостей  $P(B)$  и  $\tau_{свч}(B)$  показывает, что увеличение магнитного поля от 19,6 до 20,4 кГс приводит к увеличению мощности приблизительно в 6 раз, а длительность импульса при этом не изменяется и составляет 0,5-0,6 мкс. Дальнейшее уве-



Р и с. 5. Осциллограммы импульсов напряжения (а), тока на коллектор (б) и мощности СВЧ-излучения ( $\lambda \approx 3$  см,  $U_0 \approx 1$  МВ,  $I_n \approx 7$  кА) (в). Частота калибровочной синусоиды. (г) — 6 МГц

Изменение магнитного поля приводит к слабому ( $\approx 20\%$ ) изменению мощности, в то время как длительность импульса уменьшается практически в 4 раза, что не согласуется с моделью СВЧ-пробоя замедляющей структуры [7]. При этом измерения, выполненные при значениях магнитного поля 22,4 и 26,6 кГц, показали, что диаграммы излучения в этих двух случаях существенно не отличаются друг от друга. Полученная из диаграммы мощность равна 200 МВт при длительности импульса по основанию 0,5–0,6 мкс. При максимальной величине  $t_{\text{СВЧ}}$  окончание генерации совпадало с концом импульса тока пучка. Однако увеличение длительности импульса тока пучка не приводило к увеличению  $t_{\text{СВЧ}}$ . Отметим, что увеличение тока пучка примерно в 2 раза при заданном напряжении на диоде привело практически к срыву генерации. Было проведено сравнение осциллограмм тока на коллектор, полученных при  $\delta = 22,4$  кГц в экспериментах с гладкой трубой дрейфа, однородным диафрагмированным волноводом и двухсекционным СВЧ-генератором. Для первых двух случаев осциллограммы практически не отличались. В последнем случае ток на коллектор уменьшался и к концу импульса различие с током в гладкой трубе достигало 20–30%.

Типичная диаграмма направленности излучения, полученная для радиальной поляризации при напряжении  $U_0 \approx 1,9$  МВ,  $\epsilon \approx 1,5$  МэВ и токе  $i_0 \approx 20$  кА приведена на рис.6. Там же при-



Р и с. 6. Диаграмма направленности СВЧ-излучения ( $\lambda \approx 3$  см) (а) и зависимость мощности от магнитного поля для двух точек (б):  $\psi = 0$  (1) и  $\psi = 90$  см (2)

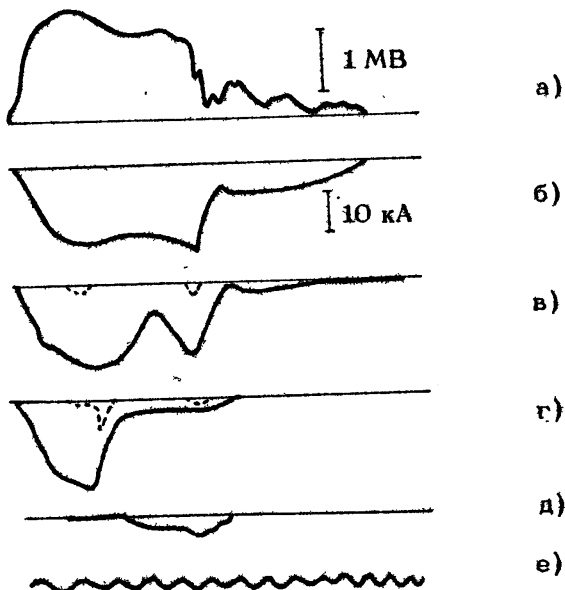
ведены зависимости мощности излучения от магнитного поля для двух точек диаграммы направленности. Минимумы мощности соответствуют поглощению на второй и первой гармониках циклотронной частоты. Полученная из диаграммы мощность в максимуме равна 2-3 ГВт. При увеличении напряжения на диоде до 2,5 МВ ( $\epsilon \approx 2$  МэВ) мощность возросла до 5 ГВт: КПД генерации достигал 10%. Из измерений диаграммы направленности следует, что для  $r \approx 60$  см радиальная

и азимутальная компоненты электрического поля сравнимы, а при  $\lambda > 60$  см превалирует радиальная поляризация. Измерения длины волны в нескольких точках диаграммы направленности дали одинаковое значение, равное  $\lambda = 3,15 \pm 0,1$  см. Таким образом, с ростом генерируемой мощности ширина спектра излучения сужается, что указывает на переход от многомодового многочастотного режима работы к многомодовому одночастотному (многоволновому).

Отмеченное экспериментально сужение спектра генерации соответствует проведенному в разд. 1 рассмотрению. Переход от многочастотного режима к одночастотному обусловлен влиянием эффекта электронной нагрузки при взаимодействии потока и поля у  $\pi$ -вида и переходом системы в нелинейный режим работы с группировкой электронов в первой секции и с излучением ступков во второй секции.

Характерные осциллограммы импульсов напряжения, тока на коллектор и мощности СВЧ-излучения при параметрах ускорителя близких к максимальным приведены на рис. 7. Из приведенных осциллограмм следует, что при генерации мощного СВЧ-излучения с длительностью импульса 30–50 нс ток на коллектор уменьшается, т.е. пучок разрушается. Для выяснения механизма неустойчивости пучка были выполнены специальные эксперименты.

Первоначально были выполнены измерения тока на коллектор при различных величинах инжектируемого тока пучка и генерируемой мощности СВЧ-излучения с длиной волны 3 см. Исследования показали, что появление спада коллекторного тока (рис. 7, в, г) связано с началом СВЧ-генерации, а величина спада увеличивается с ростом тока пучка и СВЧ-мощности. С ростом тока инжектируемого пучка уровень СВЧ-мощности, соответствующий началу спада тока на коллектор, уменьшается. При токе 20 кА она приблизительно равна 100 МВт. В этом случае отмечается плавное уменьшение коллекторного тока, достигающее 30% в конце импульса. С увеличением СВЧ-мощности (более 100 МВт) крутизна спада возрастает, и он возникает раньше, однако спустя некоторое время после окончания СВЧ-импульса. При этом в ряде случаев наблюдается восстановление тока на коллектор (рис. 7, в). При гигаваттном уровне мощности наблюдается существенный спад коллекторного тока (рис. 7, г). Рентгеновский датчик ЭЛУ также показал спад тока на коллектор. Однако наблюдалось и различие в показаниях ЭЛУ и шунта обратного тока, кото-



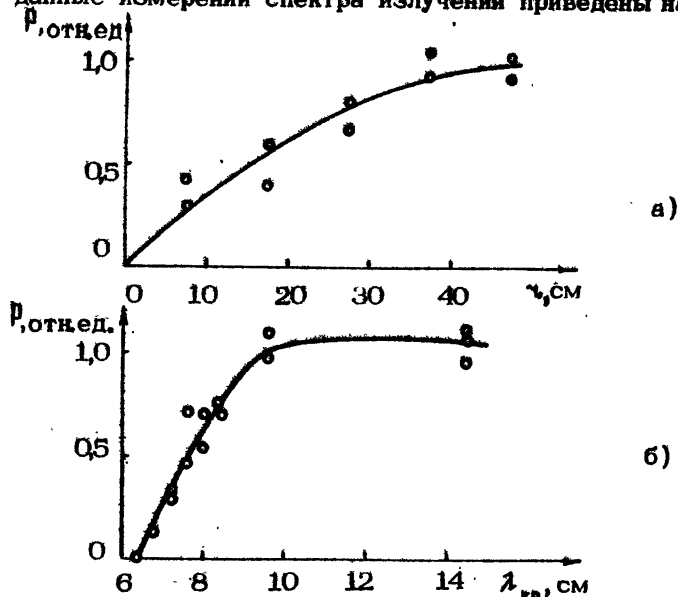
Р и с. 7. Осциллограммы импульсов напряжения (а), тока на коллектор (б-г) и длинноволнового излучения (д). Пунктиром изображен сигнал СВЧ-излучения диапозона 3 см;  $U_0 = 1,9$  МВ;  $I_n \approx 20$  кА. Частота калибровочной синусоиды (е) - 6 МГц

рое возрастало к концу импульса. Различие увеличивалось с ростом давления остаточного газа, которое изменялось в пределах  $(2 \pm 10) \cdot 10^{-5}$  торр. Полученные результаты могут указывать на наличие плазменных процессов в области транспортировки пучка. Отметим, что в режиме генерации СВЧ-импульсов гигаваттной мощности наблюдалось увеличение тока диода по сравнению с током диода без замедляющей структуры. Рост тока диода наблюдался после окончания импульса СВЧ-излучения. Из полученных осциллограмм (рис. 7, в, г) следует, что в конце импульса коллекторного тока возникает второй импульс СВЧ-излучения. Диаграмма направленности излучения для второго импульса при  $U_0 = 1,9$  МВ, токе пучка  $I_n \approx 20$  кА и  $\beta = 21$  кГц существенно отличается от диаграммы для первого импульса и напоминает диаграмму направленности моды  $E_{01}$ , однако длина излучения меньше 3 см. Мощность излучения достигает 500 МВт и



примерно в 4 раза меньше мощности в первом импульсе.

Измерения спектра электромагнитного излучения показали, что наряду с трехсантиметровым сигналом регистрируется также более длинноволновое излучение (рис. 7, д). Длинноволновое излучение с близкими характеристиками регистрируется и при транспортировке пучка в гладкой трубе. Но при генерации трехсантиметрового излучения мощность его может возрасти на порядок и достигает к концу импульса  $P_{\Sigma} 20$  МВт, причем рост мощности согласуется со спадом тока на коллектор. Диаграмма и данные измерений спектра излучения приведены на рис. 8.



Р и с. 8. Распределение плотности мощности излучения ( $\lambda \approx 6,8 + 9,6$  см) по радиусу (а) и зависимость мощности от критической длины волны запредельного фильтра (б);  $U_0 \approx 1,9$  МВ,  $i_n \approx 20$  кА

Излучение приходится на диапазон длин волн 6,8–9,6 см. Длинноволновое излучение имеет как радиальную, так и азимутальную поляризацию.

В экспериментах была обнаружена эрозия диафрагм в выходной части замедляющей структуры. Эрозия имела вид локализованных по азимуту четырех-пяти полос, направленных под углом к оси системы приблизительно  $10^\circ$ . Значительно большее число локализованных следов эрозии наблюдалось на

конической поверхности между структурой и шунтом обратного тока. Из измерений с помощью дозиметра ДРГЗ-04 следует, что увеличение интенсивности рентгеновского излучения наблюдается в той же области, где и эрозия. Струйный характер пучка обнаруживался также из автографов, полученных на коническом коллекторе. С помощью камеры-обскуры было получено изображение пучка в рентгеновских лучах на выходе из структуры. На фотографиях были также видны намечающиеся разрывы пучка на два-четыре сгустка.

Выполненные исследования позволили предположить, что важную роль в неустойчивости пучка играет длинноволновое излучение. Для селекции этого излучения на цилиндрической трубе, установленной между секциями диафрагмированного волновода, делались разрезы. Использование этих разрезов и увеличение магнитного поля до 28 кГс позволило заметно подавить неустойчивость и провести практически весь ток пучка до коллектора. Отметим, что увеличение магнитного поля приводило к уменьшению мощности длинноволнового излучения.

### 3. О МЕХАНИЗМЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЧ-ИМПУЛЬСА И РАЗРУШЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Ограничение длительности СВЧ-импульса и разрушение электронного пучка следует связывать с развитием неустойчивостей в потоке, взаимодействующем с электродинамической структурой, и переходом коллективных процессов в сильнонелинейную стадию. Нелинейные эффекты в потоке способствуют появлению сильных электрических полей, вызывающих существенное изменение плотностей заряда и тока, приводящих к возмущению электронных траекторий, вплоть до оседания части пучка на металлическую поверхность. Время развития неустойчивостей определяется их инкрементами, которые, в свою очередь, зависят от сопротивлений связи потока и поля, а также определяются характеристиками цепи обратной связи. При типичных обратных связях взаимодействие потока и поля наиболее велико для черенковского процесса в диапазоне 3 см. Процесс быстро переходит в нелинейную стадию, что приводит к насыщению усиления и ограничению длительности СВЧ-излучений.

Как показывают эксперименты, в системе наблюдается несколько видов неустойчивостей, отличающихся инкрементами. В диодной части ускорителя медленно развиваются электромагнитные колебания с частотой  $f_g \sim 100$  МГц. Они приводят к модуляции потока на частотах гармоник  $n f_g$  ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ). Амплитуды гармоник убывают с ростом  $n$  и в коротковолновой части сантиметрового диапазона достигают уровня шумов в потоке. Излучение гармоник может наблюдаться только в длинноволновой части сантиметрового диапазона на частотах, превышающих критическую частоту моды  $H_{11}$ . В гладком волноводе передача энергии гармоник электромагнитному полю происходит в результате переходных процессов, монотронных эффектов, МЦР-механизма на нормальном эффекте Доплера, возбуждения быстрых волн пространственного заряда и поверхностных волн потока.

Внутренняя обратная связь ЛОВ-типа, наиболее эффективная для начала генерации в гладком волноводе, наблюдается преимущественно для поверхностных волн сильно пульсирующего потока и соответствует механизму МЦРНД. Этот механизм наиболее эффективен вблизи критических частот и может также приводить к неустойчивостям с малым инкрементом. Как следует из рис.2,а, и в соответствии с данными эксперимента, длинноволновое излучение наблюдается в диапазоне длин волн  $\lambda = 7+14$  см, увеличивается с уменьшением индукции магнитного поля  $B$  и достигает максимума в области критических частот волновода. Разрушения потока не наблюдается, так как процесс не успевает переходить в сильнонелинейную стадию.

В периодическом волноводе процессы развития неустойчивостей существенно усложняются. Как следует из рис.2,а, возможно дополнительное усиление электромагнитных полей при синхронизме медленной поверхностной или циклотронной волны (МЦВ) и  $(-1)$ -х пространственных гармоник мод различного типа (МЦРАД). Усиление достигает максимума вблизи критических частот в длинноволновой части сантиметрового диапазона. Обратная связь по полю может привести к автотгенерации и значительному возрастанию напряженности электрического поля вплоть до пробивного значения или значения, вызывающего разрушение потока. Однако скорость нарастания неустойчивости МЦРАД-типа ограничена и длительности импульса тока недостаточно для разрушения потока только вследствие этого процесса. Как показывает эксперимент,

скорость увеличения амплитуды длинноволнового излучения значительно нарастает при начале генерации МВЧГ, что приводит к развитию динамических нелинейных процессов в потоке и способствует ограничению длительности импульса трехсантиметрового излучения. Эти процессы продолжаются и после окончания генерации, что и служит непосредственной причиной разрушения потока за время импульса.

Рассмотрим физику многочастотного взаимодействия. Как следует из рис. 2,а, в системе имеются три основные частоты процесса: частота длинноволнового излучения  $\Omega$ , частота основной генерации  $\omega$  и частота пульсаций потока  $\omega_n$ , несколько меньшая, чем релятивистская циклотронная частота  $\omega_B(\omega_n \approx \frac{1}{2} \omega_B)$ . Для них выполняется соотношение теории трехчастотных нелинейных процессов

$$\omega + \Omega = \omega_n \quad (7)$$

Выражение для постоянных распространения найдем при учете механизма усиления осцилляций в потоке и возрастания пульсаций его границ. Пульсирующий поток характеризуется пространственными гармониками электронной волны с постоянными распространения

$$k_{z\rho} = k_{z0} + 2\pi\rho/\Lambda_n, \quad (8)$$

где  $\rho$  — номер пространственной гармоники,  $k_{z0} = \frac{\omega}{v_z}$ ,  $\Lambda_n = \lambda_n \frac{v_z}{c}$  — период пульсаций. Гармоники с номерами  $\rho = \pm 1$  имеют постоянные распространения  $k_{z\rho} = \frac{\omega}{v_z} (1 \pm \frac{\omega_n}{\omega})$  при  $\omega_n = \omega_B$ , совпадающие с постоянными медленной (МЦВ) и быстрой (БЦВ) циклотронных волн (рис.2,а). Взаимодействие с гармоникой  $\rho = 1$  отвечает за усиление МЦРАД. При  $\rho = -1$  на частоте длинноволновой генерации  $k_{z\Omega} = k_{z-1} \approx -\frac{\omega}{d}$ . На частоте сигнала  $k_{z\omega} = k_{z0} - \pi/d$ . На частоте пульсаций  $\omega_n$   $\rho = -1$  и  $k_{zn} = 0$ . Постоянные распространения удовлетворяют условию трехчастотного синхронизма

$$k_{z\omega} + k_{z\Omega} = k_{zn}. \quad (9)$$

Выражения (7) и (9) свидетельствуют о существовании эффективной трехчастотной перекачки энергии в потоке. Очевидно, что после начала генерации в трехсантиметровом диапазоне осуществляется передача энергии генерации МВЧГ на частоте  $\omega$  в электромагнитное поле более низкой частоты  $\Omega$  и в энергию пульсаций потока.

Трехчастотный процесс, наряду с действием кулоновских полей ступок, способствует дальнейшему развитию поперечных возмущений в потоке. Одновременно увеличивается скорость нарастания динамических азимутальных возмущений. Они, в свою очередь, способствуют шнурованию потока, распадению его на отдельные струи и завихрению струй. Динамические нелинейные эффекты продолжают нарастать и после прекращения трехсантиметровой генерации, что, в конце концов, приводит к оседанию потока на стенки (динамическому разрушению пучка).

---

Проведенное исследование показывает, что одним из эффективных путей получения одночастотной генерации в пространственно-развитых трубчатых потоках является переход к многоволновому черенковскому излучению ускоренных электронов в секционированном периодическом волноводе.

Процесс взаимодействия в ВЧГ характеризуется модуляцией потока в первой секции и направленным излучением типа антенны медленной волны во второй секции. Большую роль играет взаимодействие на частоте  $\pi$ -вида.

С помощью исследованного генератора получено излучение мощностью до 5 ГВт на длине волны 3,15 см при длительности импульса 50 нс; мощностью до 200 МВт при длительности импульса 0,6 мкс.

Процессы в МВЧГ сопровождаются возбуждением длинноволновой генерации, динамическим увеличением пульсаций потока и разрушением электронного пучка.

## Л и т е р а т у р а

1. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И. и др. Формирование сильнооточных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.1. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.5.

2. Канавец В.И. Электронная селекция мод и направленное излучение релятивистского электронного потока в сверхразмерных волноводах. - В кн.: Тез. докл. 4-го Всесоюз.

симпоз. по сильноточной электронике, ч.2. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1982, с.140.

3. Гиротрон: Сб. науч. тр. Горький: ИПФ АН СССР, 1981.

4. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Исследование релятивистского генератора дифракционного излучения миллиметрового диапазона. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №10, с. 587.

5. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д. Особенности взаимодействия пучка и волн периодической структуры вблизи границ полос прозрачности. - Радиотехника и электроника, 1975, т.20, № 10, с. 2121.

6. Григоренко Л.П., Канавец В.И., Корешков Б.Н., Мозговой Ю.Д. Исследование усиления электромагнитных колебаний в многосекционных ЛБВ на связанных резонаторах. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1978, №9, с.27.

7. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.2. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.146.

8. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1973, с.96.

9. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Возбуждение поверхностных волн релятивистским электронным потоком в диафрагмированном волноводе. - ЖТФ, 1981, т.51, №8, с. 1727.

10. Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Варганов В.Н. и др. Экспериментальная реализация циклотронно-резонансной селекции мод в релятивистских электронных высокочастотных генераторах черенковского типа. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №9, с.533.

11. Garmel Y., Granatstein V.L., Gover A. Demonstration of a Two-Stage Backward-Wave-Oscillator Free-Electron Laser. - Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, N7, p.566.

12. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Релятивистский многоволновой черенковский генератор. - В кн.: Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М.: Изд-во МГУ, 1983, с.44; Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №22, с. 1385.

13. Бугаев С.П., Дейчули М.П., Канавец В.И. и др. Разрушение релятивистского сильноточного электронного пучка при генерации мощных импульсов электромагнитного излучения. - В кн.: Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М., МГУ, 1983, с. 54; Радиотехника и электроника, 1984, т.29, №3, с.557.

14. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Генерация импульсов электромагнитного излучения микросекундной длительности. - В кн.: Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках, М.: Изд-во МГУ, 1983, с.58.

15. Уолтер К. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970.

16. Канавец В.И., Сандалов А.Н., Черепенин В.А. Дифракционное излучение релятивистского поливинтового электронного потока. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №13, с.607.

17. Афонин А.М., Канавец В.И., Черепенин В.А. Высокоэффективное направленное синхротронное излучение интенсивного потока релятивистских электронных осцилляторов. - Радиотехника и электроника, 1980, т.25, №9, с. 1945.

18. Канавец В.И., Корженевский А.В., Черепенин В.А. Теория многоволнового синхротронного усилителя. - ЖТФ, 1984, т.54, №3, с.541.

19. Власов А.Н., Корженевский А.В., Куркин М.Г., Черепенин В.А. Теория релятивистских многоволновых усилителей. - В кн.: Тез. докл. 4-го Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике, ч.2. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1982, с. 176.

20. Власов А.Н., Рубашкин С.Г., Черепенин В.А. Многоволновое дифракционное излучение релятивистского электронного потока. - В кн.: Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. "Электроника СВЧ", т.1, Минск, 1983, с.215.

21. Галузо С.Ю., Канавец В.И., Слепков А.И., Плетюшкин В.А. Релятивистский циклотронный генератор на аномальном эффекте Доплера. - ЖТФ, 1982, т.52, №8, с.1681.

22. Канавец В.И., Слепков А.И. Соотношение между черенковским и МЦР механизмами в релятивистских генераторах на периодических волноводах. - В кн.: Тез. докл. 4-го Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике, ч.2, Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1982, с.172.

23. Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: СГУ, 1962.

24. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.

25. Канавец В.И., Лопухин В.М., Сандалов А.Н. Нелинейные процессы в многорезонаторных клистронах и оптимизация их параметров. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ, кн. 7. Саратов: СГУ, 1974.

26. Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кораблев Г.С. и др. Релятивистский карсиотрон с длиной волны 3 см и длительностью импульса 0,4 нс. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №14, с.879.

27. Zaitsev N.I., Kovaljov N.F., Korabljev G.S., Kulagin I.S. Experimental study of the influence of cathode and collector plasma dynamics on the microwave generator with a relativistic electron beam. - In: Proc. of the X-th European Conf. on controlled fusion and plasma physics. Moscow, 1981, v.1, p.M1.

Московский государственный университет

Институт сильноточной электроники  
СО АН СССР

Институт радиоэлектроники АН СССР



## РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ТРИОДНЫЕ СВЧ-ГЕНЕРАТОРЫ

А.Н. Диденко, А.П. Арзин, А.Г. Жерлицын,  
Г.В. Мельников, А.С. Сулакшин, Н.М. Филипенко,  
Г.П. Фоменко, Ю.Г. Штейн

Триоды с положительной сеткой, или генераторы тормозящего поля, были одними из первых и наиболее широко распространенных в 20-30-е годы приборов дециметрового и сантиметрового диапазонов длин волн. У истоков исследований подобных систем находились Баркгаузен и Курц за рубежом, М.Т. Грехова, С.Д. Гвоздовер, Н.Д. Девятков, С.И. Зилитинкевич, Н.А. Капцов в СССР. Как известно, в генераторе тормозящего поля электроны совершают колебания между катодом и анодом вокруг положительной сетки. Колебания эти, вообще говоря, неизохронны, так как потенциальная яма не параболическая. По этой причине, а также благодаря фазовой селекции на аноде и катоде, происходит формирование сгустков в тормозящей фазе поля и преобразование энергии электронов в энергию высокочастотных колебаний. Генераторы тормозящего поля сыграли большую роль в развитии основных физических представлений электроники СВЧ, но они имели низкую эффективность. Появление в дальнейшем более эффективных СВЧ-приборов ослабило внимание к этим генераторам.

В последнее время, в связи с проведением успешных экспериментов по генерации мощного микроволнового излучения в системах с виртуальным катодом на сильноточных электронных ускорителях [1-4], вновь возник интерес к приборам, в которых возбуждение СВЧ-колебаний обусловлено осцилляциями электронов в потенциальной яме, образуемой катодом, положительной сеткой или анодом и виртуальным катодом. За рубежом эти приборы получили название виркаторы [5]. Интен-

сивное развитие релятивистской СВЧ-электроника позволяет предположить, что приборы этого типа займут достойное место благодаря таким положительным качествам, как возможность перестройки частоты в широких пределах [1,3] и способность использовать с высокой эффективностью весь ток сильноточного ускорителя, поскольку преобразование энергии электронного потока в энергию СВЧ-колебаний осуществляется непосредственно в области его формирования.

В данной работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований особенностей механизма СВЧ-генерации в плоской отражательной триодной системе на основе использования сильноточных электронных пучков.

## СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Одним из важных вопросов для любого генератора является расчет спектральных и угловых характеристик излучения. Известно, что граничные условия могут существенно изменить угловое распределение когерентного излучения по сравнению со спонтанным, в то время как частота когерентного излучения при размерах резонансного объема, значительно превышающих длину волны генератора, может быть определена на основе исследования спектра спонтанного излучения. Рассмотрим характеристики спонтанного излучения для осциллирующих релятивистских электронов.

Периодический закон движения электронов в триодной системе определяется формой потенциальной ямы. Если электронный поток, проходя через прозрачный анод, полностью отражается от виртуального катода, то форма потенциальной ямы определяется из решения самосогласованной задачи для плоского диода с бесконечной эмиссионной способностью и нулевой начальной скоростью электронов [6] и существенно отличается от параболической. Для безразмерной энергии электронов  $\gamma$  в этой модели имеет место следующее соотношение:

$$\frac{d\gamma}{dz} = (2I \sqrt{\gamma^2 - 1})^{1/2}, \quad (1)$$

где  $I$  — параметр, пропорциональный плотности заряда в диоде. Используя известное выражение для средних потерь мощности, излучаемой в единицу телесного угла  $d\Omega$  частицей, у

которой скорость и ускорение параллельны [7]

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{\omega_0}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_0} \frac{\dot{\beta}^2(t) \sin^2 \theta dt}{[1 - \beta(t) \cos \theta]^5},$$

и выражая скорость и ускорение электрона через энергию

$$\beta(t) = \frac{1}{c} \frac{dx}{dt} = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}, \quad \dot{\beta}(t) = \frac{c}{\gamma^3} \frac{d\gamma}{dz},$$

получим с учетом (1)

$$\frac{dP}{d\Omega} = A(\gamma_0) \sin^2 \theta \int_1^{\gamma_0} \frac{(\gamma^2 - 1)^{-1/4} d\gamma}{(\gamma - \beta \cos \theta)^5}, \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол между осью колебаний электрона и точкой наблюдения излучения;  $\omega_0 = \frac{2\pi c}{3d} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}} F(\gamma_0)$  - частота колебаний

электрона;  $F(\gamma)$  - медленно меняющаяся функция, принимающая значения от 1 до 1,5 при изменении  $\gamma$  от 1 до  $\infty$ ;  $\gamma_0$  - энергия электронов на аноде;  $A(\gamma_0)$  - коэффициент, зависящий от расстояния анод-катод и напряжения на аноде.

Численный анализ выражения (2) показал, что при колебании электронов в собственной самосогласованной потенциальной яме диаграмма направленности излучения имеет минимум в направлении, перпендикулярном оси колебаний электронов ( $\theta = \pi/2$ ), причем интенсивность излучения в этом направлении зависит от энергии электронов  $\gamma_0$  и пропорциональна  $(\gamma_0 - 1)^2 \gamma_0^{-3/2}$ . Поэтому увеличение энергии электронов приводит не только к увеличению максимума интенсивности излучения и смещению его в область малых углов  $\theta$ , но и к росту интенсивности в направлении  $\theta = \pi/2$ .

Представляет также интерес определить интенсивность излучения на отдельных гармониках. Для частицы, совершающей периодическое движение, интенсивность излучения на  $m$ -й гармонике основной частоты  $\omega_0$  выражается через временные зависимости скорости и траектории электрона и в случае гармонического движения электронов определяется следующим выражением [7, 8]:

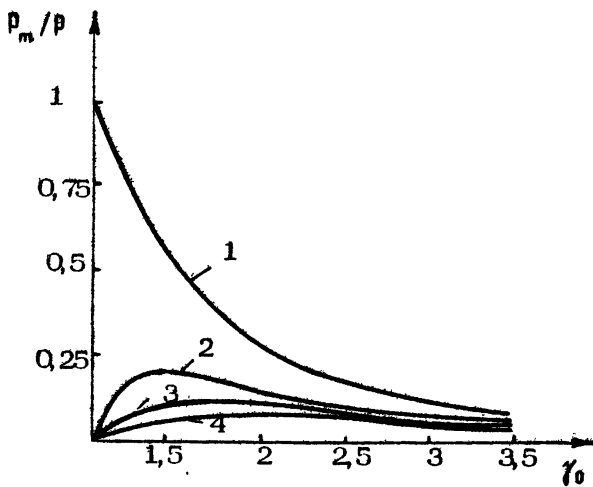
$$\frac{dP_m}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega_0^2}{2\pi c} m^2 t_0^2 \theta \gamma_m^2 (m \beta \cos \theta), \quad (3)$$

а полная мощность излучения  $P = \frac{e^2 \beta^2 \omega_0^2}{3c} \left(1 - \frac{3}{4} \beta^2\right) \gamma_0^3$

Решение самосогласованной задачи для плоского диода выражается через эллиптические интегралы [6], и поэтому воспользоваться им для получения хотя бы численных результатов затруднительно. В то же время, как показало проведенное нами сравнение, излучение электрона-осциллятора при колебании в потенциальной яме триодной отражательной системы и излучение линейного осциллятора, колеблющегося в параболической потенциальной яме, имеют много общего. Так, например, угол  $\theta$ , для которого интенсивность излучения максимальна, будет в обоих случаях приблизительно равен  $\frac{1}{2}\gamma_0$ . И в том, и в другом случаях интенсивность излучения в направлении  $\theta = \pi/2$  растет с ростом энергии. При  $\gamma_0 > 1,2$  угловое распределение интенсивности излучения электронов будет следующим: при уменьшении  $\theta$  от  $\pi/2$  до значения  $\theta_m = \frac{1}{2}\gamma_0$  интенсивность растет до максимума (максимум имеет место при  $\theta = \theta_m$ ) и затем при углах  $\theta < \theta_m$  уменьшается, обращаясь в нуль при  $\theta = 0$ . Поэтому, по-видимому, в первом приближении для определения спектральных характеристик генератора можно использовать формулу (3).

В интервале энергий 0,1 + 2 МэВ, реализуемых в экспериментах [1-4], максимум излучения линейного осциллятора приходится на первую гармонику. Это видно из рис.1, на котором приведены зависимости мощности излучения на  $m$ -й гармонике  $P_m$ , отнесенной к полной мощности излучения линейного осциллятора  $P$ . По мере увеличения энергии осциллятора доля первой гармоники в полной мощности излучения уменьшается, так как она увеличивается с ростом  $\gamma_0$  приблизительно как  $\gamma_0^3$ , в то время как полная мощность излучения растет как  $\gamma_0^3$ . Увеличение полной мощности излучения с ростом  $\gamma_0$  связано с тем, что увеличивается спектр излучаемых частот.

Отметим, что излучение релятивистских электронов, движущихся в параболической яме, достаточно подробно было рассмотрено в работе [8]; в частности, показано, что при  $\gamma_0 > 1$  излучение электрона-осциллятора по своим угловым и спектральным характеристикам близко к  $\pi$ -компоненте излучения электрона, движущегося по окружности, и, как в случае "светящегося" электрона, максимум излучения приходится на  $\omega_0 \sim \gamma_0^3$ . Используя эту зависимость, можно, в принципе, построить достаточно коротковолновый лазер на свободных электронах, хотя, к сожалению, это будет связано со значительными трудностями ускорения электронов до больших значений  $\gamma_0$  на одном зазоре.



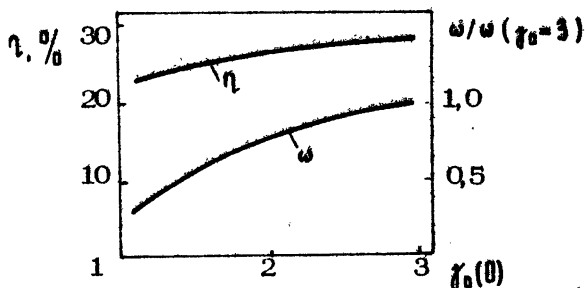
Р и с. 1. Зависимость мощности излучения линейного осциллятора на  $n$ -й гармонике от энергии электрона, отнесенная к полной мощности излучения (номер кривой соответствует номеру гармоники  $n$ )

Таким образом, проведенные исследования показали, что угловое распределение излучения электронов, колеблющихся в отражательной триодной системе, во многом сходно с излучением линейного осциллятора (еще большего подобия можно ожидать при наличии ионного тока, так как в этом случае потенциальная яма в триодной системе на большей своей части имеет параболическую форму [9]) и при энергиях электронов менее 2 МэВ максимум излучения приходится на первую гармонику частоты колебаний электронов.

## РАСЧЕТ КПД ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТРИОДА

Как уже отмечалось, закон движения электронов, осциллирующих в потенциальной яме идеализированного отражательного триода, сильно отличается от гармонического. Пример нелинейной системы, где нерелятивистские электроны колеблются в треугольной яме, был рассмотрен В.И. Гайдуком [10]. Используя аналогичный метод, можно исследовать нелинейную стадию взаимодействия релятивистских электронов, колеблю-

щихся в собственной самосогласованной потенциальной яме, с ВЧ-полем. В результате численного решения данной задачи была определена зависимость электронного КПД и частоты ВЧ-поля от энергии электронов (рис.2).



Р и с. 2. График зависимостей электронного КПД  $\eta$  и частоты колебаний ВЧ-поля  $\omega$  от стационарной энергии электронов на аноде

Приведенные зависимости соответствуют режиму стационарной генерации, когда изменение КПД во времени не превышает 2%. В то же время в зависимости от расстройки между частотой ВЧ-поля и частотой стационарных колебаний электронов  $\omega_0$  при различных амплитудах ВЧ-поля электронный КПД мог достигать 40%, но при этом сильно изменялся во времени. Частота колебаний ВЧ-поля, приведенная на рис.2, примерно в 1,2 раза больше частоты колебаний электронов  $\omega_0$ .

Были произведены также расчеты КПД при колебании электронов в параболической яме, когда нелинейность колебаний определялась только релятивистской зависимостью массы электронов от энергий. Расчеты показали, что и в этом случае КПД имеет величину порядка 20-30%.

Данная нелинейная задача решалась без учета фазовой селекции электронов, т.е. не учитывалось оседание электронов на аноде и катоде, а образование ступков заряда обуславливалось фазовой группировкой электронов. В то же время "неправильнофазные" электроны, забирая энергию у ВЧ-поля, должны ускоряться и оседать на катоде, выходя из дальнейшего взаимодействия.

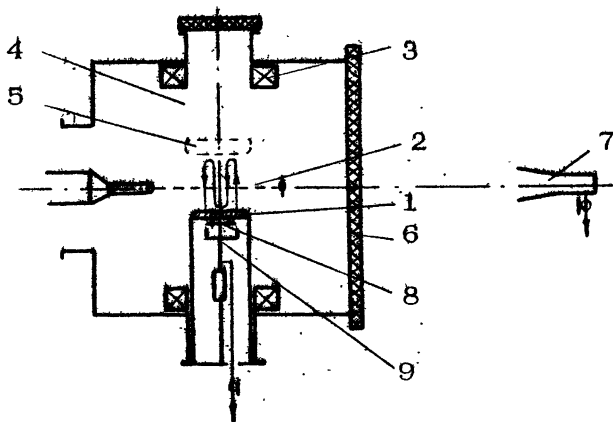
Поэтому можно ожидать, что учет фазовой селекции приведет к повышению расчетного КПД.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ТРИОДНОЙ СИСТЕМЕ

Первые эксперименты по исследованию генерации СВЧ-излучения в отражательной триодной системе [1-3] показали, что в этой системе можно получать колебания гигаваттного уровня мощности с перестройкой частоты, в широком диапазоне. В этих экспериментах длина волны генерируемых колебаний определялась энергией электронов, размером катод-анодного промежутка, условиями формирования электронного потока и была значительно меньше размеров вакуумной камеры триодной системы.

В последнее время были проведены более подробные эксперименты по исследованию генерации в этой системе.

Схема эксперимента представлена на рис.3. Положительный импульс высокого напряжения прикладывался к аноду сетки 2 диаметром 20 см. Электроны, эмитированные с катода 1 диаметром 10 см, ускорялись в катод-анодном промежутке раз-



Р и с. 3. Схема эксперимента: 1 - катод; 2 - анод-сетка; 3 - катушка соленоида; 4 - вакуумная камера; 5 - область виртуального катода; 6 - окно для вывода СВЧ-излучения; 7 - приемная антенна; 8 - фольга; 9 - цилиндр Фарадея

мером 1,6 см и после пролета образовывали виртуальный катод 5 на расстоянии примерно равном этому промежутку. Система катод-анод, помещенная в вакуумную камеру 4, находилась в фокусирующем магнитном поле, создаваемом соленоидами 3. Излучение из объема выводилось через окно 6 диаметром равным диаметру камеры. Часть СВЧ-излучения поступала на вход рупорной антенны прямоугольного сечения (11x11 см) и передавалась по волноводному тракту на ламповый детектор. Приемная антенна 7 устанавливалась на расстоянии 2 м от окна. Полная мощность СВЧ-излучения оценивалась по диаграмме направленности излучения, снятой открытым концом волновода сечением 72x34 мм в дальней зоне. Полученную диаграмму направленности можно представить поверхностью вращения кривой  $\rho = a(1 + \cos\varphi)$  вокруг продольной оси камеры (здесь  $a$  — константа,  $\rho, \varphi$  — координаты полярной системы). Частота колебаний измерялась волноводным фильтром, имеющим полосу пропускания 40 МГц.

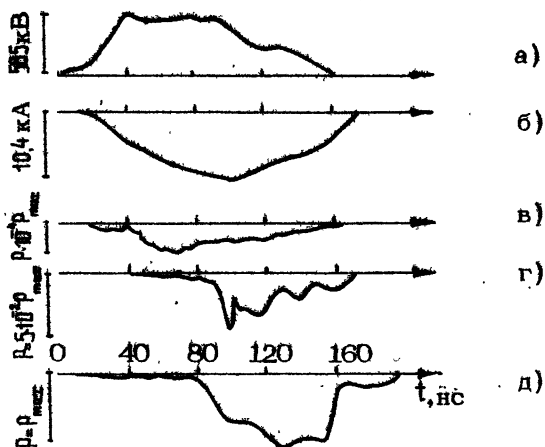
Эксперименты проводились на ускорителе с параметрами: максимальная энергия электронов в импульсе до 600 кэВ, максимальный ток до 15 кА, длительность 160 нс. Энергия электронов в импульсе оценивалась по ускоряющему напряжению, которое регистрировалось активным делителем напряжения. В экспериментах измерялся ток, протекающий в цепи заземленный катод — катод-анодный промежуток — анод-сетка, находящийся под потенциалом. Измерения тока в триоде проводились с помощью пояса Ротковского. Ниже, при обсуждении результатов эксперимента, речь будет идти именно об этом токе, а не токе осциллирующего потока электронов вокруг анода-сетки между катодом и виртуальным катодом. В экспериментах была зарегистрирована мощность СВЧ-излучения порядка 1,6 ГВт в 10-сантиметровом диапазоне длин волн, длительность СВЧ-импульса 130–140 нс.

Для исследования влияния внешнего колебательного контура, одним из элементов которого является вакуумная камера, на процесс генерации в триодной системе были проведены эксперименты в трех вакуумных камерах: в камере, в которой вся внутренняя поверхность была покрыта поглощающим материалом с коэффициентом отражения в 10-сантиметровом диапазоне длин волн на уровне 3%; в диэлектрической камере (материал диэлектрика — полиэтилен) с коэффициентом отражения в 10-сантиметровом диапазоне длин волн не более 15%; в металлической камере. Геометрические разме-



ры всех трех камер одинаковые: внутренний диаметр 80 см, длина 80 см. Анод, находящийся под высоким положительным потенциалом, располагался вдоль оси камеры,

В металлической камере мощность излучения составляла  $P_{\text{max}} = 1200$  МВт. Длина волны генерируемых колебаний  $\lambda_0 = 10,2$  см. Ширина спектра не превышала 3,7%. Генерируемая мощность в других камерах по отношению к мощности в металлической камере была меньше: в диэлектрической —  $P_{\text{анод}} = 5 \cdot 10^{-2} P_{\text{max метал}}$ ; в камере с поглотителем  $P_{\text{погл}} = 10^{-4} P_{\text{max метал}}$ . При этом длина волны излучения во всех трех случаях была одинакова. Процесс генерации во времени в каждой камере протекает по-разному (см. рис. 4). В диэлектрической и металлической камерах, начиная с некоторого значения тока, мощность СВЧ-колебаний за короткий промежуток времени (10–30 нс) резко возрастает. В камере с поглотителем этого не происходит. Как видно из приведенных результатов, мощность генерируемых колебаний зависит от отражающих свойств внутренней поверхности камеры, т.е. от величины обратной связи. С увеличением коэффициента отражения эффек-



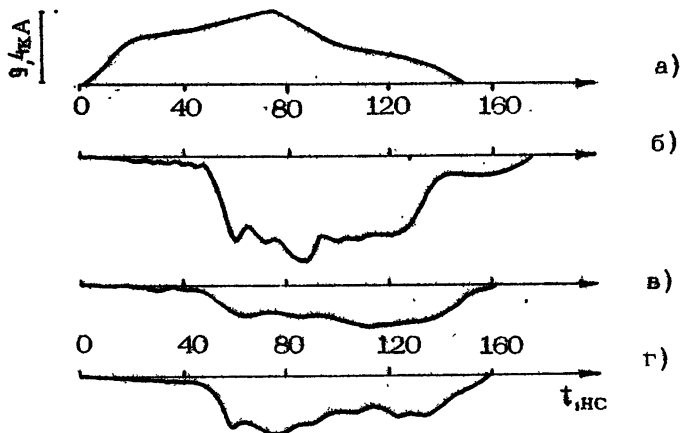
Р и с. 4. Осциллограммы импульсов: а — напряжения в триоде; б — тока в триоде; в — СВЧ-излучения в камере с поглощающим материалом; г — СВЧ-излучения в диэлектрической камере; д — СВЧ-излучения в металлической камере. Максимальная мощность СВЧ-излучения  $P_{\text{погл}} = 1200$  МВт

тивность генерируемых колебаний возрастает, а величина тока, с которого начинают развиваться колебания, уменьшается, оставаясь килоамперной.

В этих экспериментах также был исследован процесс генерации в металлических камерах с различными геометрическими размерами. Диаметр и длина камеры изменялись от 80 до 25 см. Дальнейшее уменьшение размеров камеры ограничивалось размерами катодного и анодного узлов. Изменение геометрических размеров в указанных пределах не влияет на длину волны СВЧ-колебаний. Уровень мощности излучения во всех случаях был одного порядка.

В релятивистском СВЧ-триоде с виртуальным катодом колеблющиеся электроны представляют собой систему нелинейных (ангармонических) осцилляторов и упорядоченное движение здесь обусловлено фазовой группировкой электронов. Этот механизм группировки аналогичен механизму в приборах типа МЦР [11]. При этом в отражательной триодной системе возникают условия, при которых в результате взаимодействия электронного потока с ВЧ-полем электроны, находящиеся в ускоряющей фазе СВЧ-поля ("неправильнофазные" электроны), получив дополнительную энергию, достаточную для преодоления потенциалов катода и виртуального катода, оседают на катод и стенки камеры, а "правильнофазные" при этом продолжают колебаться вокруг анода-сетки, отдавая свою энергию СВЧ-полю. То есть в рассматриваемой системе наряду с механизмом фазовой группировки возможна фазовая селекция.

В проведенных экспериментах было исследовано наличие селекции электронов в отражательной триодной системе. Для обнаружения "неправильнофазных" электронов в центре катода (см. рис. 3) было просверлено отверстие диаметром 5 мм, за которым устанавливался цилиндр Фарадея. Чтобы на цилиндр не попадали ионы, ускоренные в катод-анодном промежутке, отверстие закрывалось алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм. В эксперименте цилиндром Фарадея регистрировался ток "неправильнофазных" электронов и высокочастотная модуляция потока электронов. В результате измерений было установлено, что цилиндром Фарадея регистрировался ток только при наличии генерации в триодной системе. Результаты измерений представлены на рис. 5. Из осциллограмм видно, что сигнал на цилиндре Фарадея (осциллограмма в) возникает в тот момент, когда появляется СВЧ-излучение (осциллограмма б) и исчезает, когда генерация прекращается. Оценка по фольге



Р и с. 5. Типичные осциллограммы импульсов:  
 а. - тока в триоде; б - СВЧ-излучения в триоде;  
 в - тока с цилиндра Фарадея; г - высокочастотной модуляции тока с цилиндра Фарадея

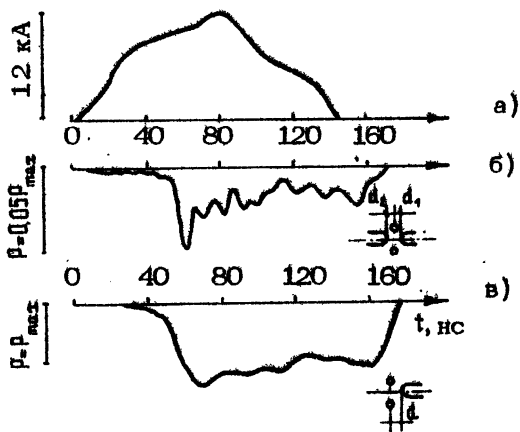
разной толщины показала, что эти электроны имеют энергию порядка 100 кэВ. Была зарегистрирована высокочастотная модуляция потока "неправильнофазных" электронов на длине волны, равной длине волны генерируемых СВЧ-колебаний в триоде (осциллограмма г). Уменьшение мощности СВЧ-излучения в триоде приводит к уменьшению амплитуды импульса тока с цилиндра Фарадея.

Были проведены некоторые исследования, связанные с влиянием условий формирования виртуального катода, осциллирующего потока электронов на процесс генераций. Определено влияние на генерацию в триоде распределения электронов по сечению потока. Оказалось, что применение катодов с вогнутой поверхностью приводит к уменьшению СВЧ-мощности (в экспериментах наблюдалось уменьшение более чем в 5 раз) по сравнению со случаем, когда применялись плоские катоды. Изменялась также и длина волны генерируемых колебаний. В эксперименте вместо  $\lambda_0 = 10,2$  см, когда катод был плоским, триод стал генерировать на длине волны  $\lambda_0 = 12$  см. Увеличение длины волны генерируемых колебаний вызвано изменением положения виртуального катода при изменении распределения электронов по сечению потока. Когда электронный по-

ток полый, поверхность виртуального катода находится на более удаленном расстоянии от анода по сравнению со случаем, когда электронный поток сплошной.

Для дальнейшего выяснения роли виртуального катода в процессе генерации СВЧ-колебаний в триодной системе в область его формирования был помещен второй катод. По конструкции этот катод аналогичен основному. Включение второго катода привело к тому, что мощность СВЧ-колебаний уменьшилась более чем в 20 раз. Изменилась и длина волны генерируемых колебаний. Она стала равной  $\lambda_0 = 8,1$  см вместо  $\lambda_0 = 10,2$  см, когда в триоде был один катод. Результаты измерений приведены на рис. 6. Из осциллограмм видно, что введение электрода в область виртуального катода приводит к неустойчивой работе триода. Генератор начинает устойчиво работать с высокой эффективностью при удалении этого электрода на расстояние, превышающее катод-анодный промежуток более чем в 2 раза.

С целью выяснения возможности использования триодной системы для получения СВЧ-импульсов микросекундной длительности были проведены эксперименты на ускорителе мик-



Р и с. 6. Типичные осциллограммы: а. - импульса тока в триоде; б. - импульса СВЧ-излучения в триоде с двумя катодами,  $d_1 = d_2 = 16$  мм; в. - импульса СВЧ-излучения в триоде с одним катодом,  $d = 16$  мм. Максимальная мощность СВЧ-излучения  $P_{max} = 1200$  МВт

росекундной длительности "Тонус-2 М" [4,12]. В экспериментах, кроме напряжения, тока пучка, параметров СВЧ-излучения, регистрировалось тормозное излучение с помощью электронного умножителя ЭЛУ-19, регистрирующего излучения с энергией  $\epsilon \gg 100$  кэВ. По тормозному излучению определялся момент времени перекрытия плазмой катод-анодного промежутка.

При максимальном напряжении  $U = 200$  кВ, максимальном токе пучка (до перекрытия плазмой катод-анодного промежутка)  $I = 2,7$  кА, длительности импульса тока (до перекрытия)  $\tau_I = 700-750$  нс получено излучение на длине волны  $\lambda_0 = 10$  см мощностью  $P = 100-150$  МВт и длительностью  $\tau_{\text{СВЧ}} = 500-580$  нс; при  $U = 300$  кВ,  $I = 6$  кА,  $\tau_I = 400-450$  нс получено излучение на длине волны  $\lambda_0 = 9,2$  см,  $P = 500-600$  МВт,  $\tau_{\text{СВЧ}} = 260-300$  нс. Анализ полученных результатов показал, что длительность импульсов СВЧ-излучения ограничивается временем переключения плазмой катод-анодного промежутка, которое зависит от величины ускоряющего напряжения и тока пучка.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что частота генерируемых колебаний СВЧ в отражательной триодной системе определяется условиями формирования электронного потока, виртуального катода, потенциальной ямы, а не параметрами внешнего контура, который оказывает влияние только на мощность излучения, и что, по сути, данный генератор является первым, действительно сильноточным прибором релятивистской СВЧ-электроники, свободным от недостатков слаботочных генераторов тормозящего поля. Экспериментально установлено, что длительность СВЧ-импульса в триодной системе ограничивается временем переключения плазмой катод-анодного промежутка.

В заключение авторы выражают свою признательность В.И. Цветкову, Я.Е. Красику, А.В. Петрову, Д.Р. Аккерману за помощь в проведении экспериментов.

## Л и т е р а т у р а

1. Mahaffey, R.A., Sprangle P., Kapetanacos C.A., Golden S. High-Power Microwaves from a Nonisochronic Reflecting Electron System. - Phys. Rev. Lett, 1977, V.39, p.843.

2. Brandt A.E., Bromborsky A., Bruns H.B., Kehn R.A. Microwave Generation in the Reflex Triode. - In: Proc. of 2-nd Intern. Conference on Ion and Electron Beam Research and Technology. Ithaca, N4, Cornell University, 1978, v.2, p.649.

3. Диденко А.Н., Красик Я.Е., Перельгин С.Ф., Фоменко Г.П. Генерация мощного СВЧ-излучения релятивистским электронным пучком в триодной системе. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №6, с.321.

4. Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Сулакшин А.С. и др. Генерация мощного СВЧ-излучения в отражательной триодной системе сильноточным пучком. - Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. "Электроника сверхвысоких частот". Минск, 1983, т.1, с.237.

5. Sullivan D.I., Contsias E.A. A high frequency vircator microwave generator. - Scien. Programm and Abstracts Fifth Intern. Conference on High-Power Particle Beams, San Francisco, California, 12-14 September, 1983, 6P2.

6. Воронин В.С., Зозуля Ю.Т., Лебедев А.Н. Самосогласованные стационарные состояния потока релятивистских электронов в пролетном пространстве. - ЖТФ, 1972, т.4?, №3, с.546

7. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965, гл.14.

8. Матвеев А.Н. Излучение линейного осциллятора в релятивистском случае. - Вестн. МГУ, 1951, №10, с.33.

9. Prono D.S., Creedon I.M., Smith I., Bergstrom N. Multiple reflections of electron and the possibility of intense positive -ion flow in high  $v/\gamma$  diodes. - S. Appl. Phys., 1975, v.46, p.3310.

10. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1971, гл. 4,15.

11. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9 - 10, с.1414.

12. Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Сулакшин А.С. и др. Генерация мощного СВЧ-излучения в триодной системе сильноточным пучком микросекундной длительности. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №24, с.1510.

Научно-исследовательский институт  
ядерной физики при Томском  
политехническом институте

# РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

В.Л.Братман, Г.Г.Денисов, С.Д.Коровин,  
М.М.Офицеров, С.Д.Полевин, В.В.Ростов

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При переходе от слабoreлятивистских к релятивистским энергиям частиц в электронике больших мощностей появилась привлекательная возможность существенного повышения частоты излучения. В генераторах, основанных на вынужденном черенковском излучении, эта возможность связана с тем, что электронные потоки можно транспортировать на значительно большем расстоянии от электродинамических структур, так как при увеличении энергии частиц синхронные им волны становятся все менее замедленными и "отлипают" от структур. В генераторах, основанных на вынужденном тормозном излучении, при увеличении осцилляторной скорости частиц облегчается работа на высоких гармониках частоты колебаний электронов. Но еще более простым и перспективным является универсальный для всех механизмов метод укорочения волны, заключающийся в использовании эффекта Доплера, благодаря которому при взаимодействии частиц, движущихся с релятивистской поступательной скоростью, с волной, распространяющейся в направлении их движения, частота волны во много раз превышает частоту колебаний частиц или их ("мигающих") изображений в периодических структурах. Этот принцип лежит в основе действия мазеров и лазеров на свободных электронах (МСЭ и ЛСЭ), из которых в последние годы особенно популярными стали релятивистские убитроны, позволившие уже получить усиление и



генерацию в инфракрасном и видимом диапазонах. Эти генераторы были созданы на базе уникальных линейных ускорителей и накопительных колец, обеспечивающих высокоэнергичные, но сравнительно слаботочные электронные потоки с очень малым разбросом параметров. Что же касается наиболее широко используемых в релятивистской СВЧ-электронике ускорителей прямого действия, в которых применяются высокоточные электронные потоки, формируемые взрывоэмиссионными инжекторами, то на их основе недавно были созданы эффективные устройства, обеспечивающие мощное одномодовое излучение в миллиметровом диапазоне длин волн [1-10]. Обзору и сопоставлению этих устройств, основанных на разнообразных принципах, а также обсуждению ряда перспективных методов повышения мощности и дальнейшего укорочения длины волны излучения при сохранении высокой степени когерентности сигнала и посвящена данная статья.

## 2. ГЕНЕРАТОРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ВЫНУЖДЕННОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

Благодаря своей простоте черенковские генераторы были исторически первыми эффективными релятивистскими приборами, созданными на базе инжекторов со взрывоэмиссионными катодами [11]. Однако из-за несовершенства первых высокоточных ускорителей и использовавшихся методов формирования электронных пучков в течение значительного времени основное внимание в эксперименте уделялось лишь наиболее неприхотливой (адаптивной) разновидности черенковских генераторов — релятивистской лампе обратной волны, или карсинотронну, работавшему в диапазоне сантиметровых волн. Продвижению карсинотронов в миллиметровый диапазон мешали трудности обеспечения одномодовой генерации, которые вынуждали использовать электродинамические системы малого поперечного сечения (эти трудности проявились в полной мере уже в эксперименте с релятивистским карсинотроном 8-миллиметрового диапазона [1]). В последние годы прогресс в области высокоточных ускорителей позволил создать ряд релятивистских черенковских генераторов с резонансными электродинамическими системами: оротроны [12,13,8] (на перспективность которых было указано еще в [14]), генераторы по-

верхностной волны [15,7] и, впервые, флимаэрон [10]. Данный раздел посвящен описанию экспериментов с черенковскими генераторами диапазона миллиметровых волн [7,8,10]. Подчеркнем, что в рамках статьи будут рассматриваться лишь черенковские генераторы с вакуумными электродинамическими системами в виде участков периодических металлических волноводов (о генераторах с диэлектрическими и плазменными замедляющими системами см., например, [16], а также цитированную там литературу).

Изложению результатов экспериментов представляется целесообразным предпослать элементы теории релятивистских черенковских генераторов (более подробно теория изложена в обзорах [14,11]).

### Кинематика черенковского синхронизма

Черенковское взаимодействие электронов, движущихся со скоростью  $v$ ,  $\vec{T}_0$  по прямолинейным траекториям, с собственными модами

$$\vec{E}_z = \text{Re} \left\{ \exp [i(\omega t - kz)] \sum_{-\infty}^{\infty} E_n \exp [i(n \vec{h} z)] \right\} \quad (1)$$

периодических волноводов может происходить как на основной волне ( $n=0$ ), так и на ее пространственных гармониках ( $n \neq 0$ )<sup>\*)</sup>:

$$\omega \mp h v_{\parallel} = \pm n \vec{h} v_{\parallel} \quad (2)$$

В формулах (1)-(2)  $\vec{h} = 2\pi/d$ ,  $d$  - период структуры, верхний знак соответствует попутной, а нижний - встречной электронам волне. В любом случае синхронная гармоника является медленной, а ее поперечное волновое число

$$q_{\perp} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (h + n \vec{h})^2} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{1}{\beta_n^2}}$$

чисто мнимое. Соответственно поле гармоники спадает в поперечном направлении на масштабе

$$L_{\perp} = \frac{1}{|q_{\perp}|} \approx \beta_n \lambda \frac{1}{2\pi} \quad (3)$$

<sup>\*)</sup> Излучение на гармониках часто называют также излучением Смита-Парселла.

где  $\beta_n = v_n/c$  и  $\gamma = (1 - \beta_n^2)^{-1/2}$  - нормированная на скорость света  $c$  скорость частиц и их лоренц-фактор,  $\lambda$  - длина волны. Величина  $L_1$ , определяющая характерное расстояние от электронного пучка до структуры, быстро возрастает при увеличении энергии частиц, достигая при  $\epsilon = 1$  МэВ значения  $0,5 \lambda$ , вполне приемлемого для всего диапазона миллиметровых волн при длительности токового импульса до десятков наносекунд.

Отметим также хорошо известное свойство черенковского взаимодействия, заключающееся в том, что при синхронизме на гармониках  $n \gg 1$  по мере увеличения скорости электронов структура должна иметь все больший период

$$d \approx n \frac{\beta_n}{1 - \beta_n / \beta_{\varphi}} \lambda, \quad (4)$$

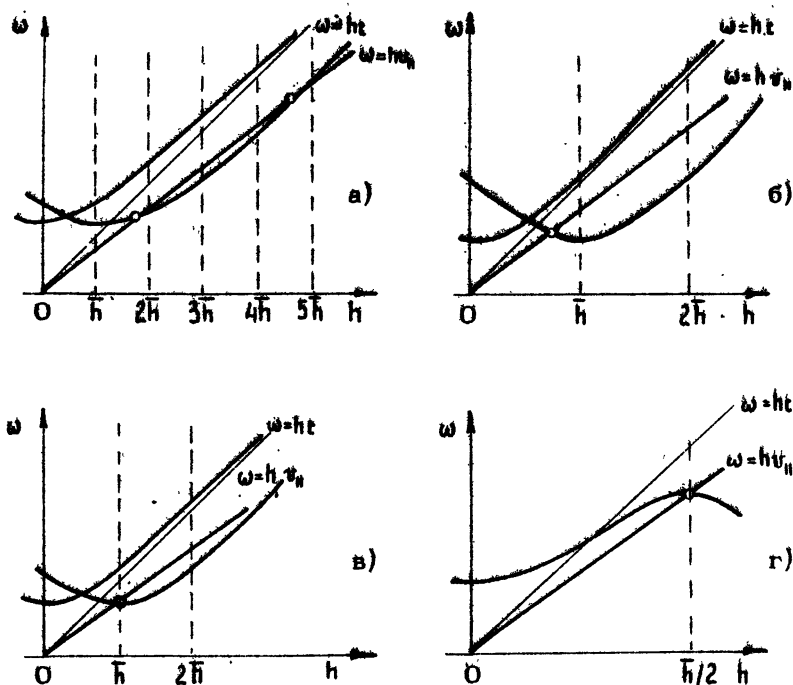
причем при взаимодействии с гармоникой попутной волны, имеющей фазовую скорость  $\beta_{\varphi} c = \omega/h$ , близкую к скорости света ( $\beta_{\varphi} \approx 1$ ), период структуры примерно в  $n\gamma^2$  раз превышает длину волны излучения. Это обстоятельство легко пояснить, вводя в рассмотрение мигающий диполь, образованный электроном и его изображением в периодически изогнутой металлической стенке. Вследствие эффекта Доплера частота излучения такого диполя в направлении быстрого поступательного перемещения частицы существенно превышает частоту колебаний  $\Omega = \tilde{\nu} \gamma_n$ . Для случая индуцированного излучения электронного потока генератор, в котором реализуется такой режим, называется флимастроном (от flickering image), или мазером на свободных электронах, основанным на излучении Смита-Парселла [17-21,10].

### Классификация черенковских генераторов по механизмам обратной связи

По направлению распространения и величине фазовой скорости основной волны черенковские генераторы с инерционной группировкой частиц могут быть отнесены к одному из следующих типов (см. также [22,23]).

1) В генераторах типа резонансной ЛБВ основная волна попутна частицам ( $\beta_{\varphi} > 0$ ) и переносит энергию в направлении их движения. Синхронизм осуществляется с нею или с ее гармоникой  $n \gg 1$ , а для обратной связи необходимо обеспечить отражение волн от концов системы. Частной разновидностью

такого генератора является упомянутый выше флимаэрон, в котором  $\beta_{\text{ф}} \neq 1$ ,  $n \geq 1$  и длина волны существенно меньше периода структуры (рис.1,а).



Р и с. 1. Диаграммы Бриллюэна для черенковских генераторов: а – резонансная ЛВВ; б – ЛОВ, или карсиноэрон; в – оэротрон и г – генератор поверхностной волны

2) В карсиноэтроне, или релятивистской ЛОВ, где основная гармоника волны распространяется навстречу частицам ( $\beta_{\text{ф}} < 0$ ), реализуется внутренняя распределенная обратная связь, а синхронизм осуществляется на гармонике с  $n \neq -1$ . Обычно  $n = -1$  и длина волны в релятивистском карсиноэтроне больше периода структуры, причем при  $|\beta_{\text{ф}}| \approx 1$   $\lambda \approx 2d$  (рис.1,б).

3) В оэротроне основная волна, являющаяся собственной модой открытого резонатора, образована лучами, распространяющимися почти поперек электронного пучка ( $|\beta_{\text{ф}}| \gg 1$ ). Благодаря резонатору возмущения волны не покидают систему и.

воздействуют на частицы (аналогичная обратная связь реализуется в гиротроне). Синхронизм осуществляется на гармонике с  $n=1$ . При  $n=1$  длина волны излучения примерно равна периоду структуры (рис.1,в).

4) Специфический комбинированный механизм взаимодействия ЛВВ-ЛОВ реализуется в генераторе поверхностной волны [15,23,7], где гофрировка столь глубока [24,7]

$$l > \frac{d^2}{4r_0}, \quad (5)$$

что основная волна оказывается замедленной до скорости электронов  $\beta_p \approx \beta_n$  и синхронизм осуществляется одновременно как с основной попутной волной, так и с  $(-1)$ -й гармоникой встречной волны (в условии (5)  $r_0$  - радиус волновода). В такой ситуации выполняется также условие резонансного брэгговского преотражения друг в друга попутной и встречной волн:

$$h + h \approx \bar{h}, \quad (6)$$

обеспечивающее эффективную обратную связь (рис.1,г).

#### Уравнения движения частиц

Несмотря на различия механизмов обратной связи, все рассмотренные разновидности черенковских генераторов близки между собой с точки зрения движения и группировки частиц. По существу, во всех этих генераторах действует один и тот же механизм инерционной группировки частиц в поле синхронной волны

$$E_{\text{синхр. в}} = E f(z) e^{i\theta}, \quad (7)$$

где  $\theta = \omega t + hz + h_0 z_0$ , а все отличия заключены лишь в продольной структуре этого поля  $f(z)$  [25,14,11,22]. Так, уравнения движения частиц во всех черенковских генераторах имеют один и тот же вид. Например, при сильном (бесконечном) фокусирующем магнитном поле в пренебрежении полем пространственного заряда имеем

$$\begin{aligned} \frac{d w}{d z} &= \alpha \operatorname{Re} \left[ f(z) e^{i\theta} \right], \\ \frac{d \theta}{d z} &= \Delta + \left\{ \left[ 1 + \mu \left( 1 - \frac{1}{(1-w)^2} \right) \right]^{-1/2} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $w = (1 - \gamma/\gamma_0)$  - относительное изменение энергии частиц,  $Z = \frac{\omega z}{v_{\text{г0}}}$  - безразмерная продольная координата,  $\alpha = \frac{e \hat{E}}{m c \omega \gamma_0}$  - нормированная продольная амплитуда волны,  $\Delta = \left( \frac{\beta_{\text{г0}}}{\beta_{\text{гн}}} - 1 \right)$  - расстройка синхронизма,  $\beta_{\text{г0}} = \omega / c (\pm h \pm n \hbar)$ ,  $\mu = \gamma_0^{-2} \beta_{\text{гн}}^{-2}$  - параметр группировки электронов.

В асимптотическом случае малого изменения энергии частиц

$$|w| \ll 1 \quad (9)$$

уравнения (8) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dZ} &= \alpha \operatorname{Re} [f(Z) e^{i\theta}], \\ \frac{d\theta}{dZ} &= -\Delta + \mu w, \end{aligned} \quad (10)$$

универсальному для всех приборов с инерционной группировкой частиц [22].

Вследствие общности уравнений теорию черенковских генераторов удается развить в довольно универсальной форме [11, 22, 21].

### Стартовые условия

Для всех рассмотренных выше типов генераторов выражение для стартового тока можно представить в виде

$$I_{\text{ст}} = A \frac{m c^3}{e} \gamma_0 \frac{1}{\mu |a|^2} \frac{S N_0}{L^2 Q_0}, \quad (11)$$

где  $L$  - длина пространства взаимодействия;  $S$  и  $Q_0$  - сечение и эффективная добротность электродинамической системы;  $N_0$  - норма волны;  $a$  - коэффициент связи электронов с волной (величина, пропорциональная отношению амплитуды синхронной гармоники волны к основной гармонике:  $\hat{E} = |a| \hat{E}_0$ );  $A$  - коэффициент, зависящий от продольной структуры поля  $f(Z)$  и угла пролета электронов относительно волны  $\psi = \Delta \omega T = -[\omega - (\pm h \pm n \hbar) v_{\text{г0}}] T$ , где  $T = L/v_{\text{г0}}$  - время пролета частиц. В частности, для генераторов с фиксированной продольной структурой поля коэффициент  $A$  обратно пропорционален производной от спектра  $\varphi(\psi)$  функции  $f(Z)$ :

$$A = 2/\pi \varphi'(\psi). \quad (12)$$

Для резонансной ЛБВ с однородным распределением поля синхронной гармонике  $A(z)=1$  на участке  $0 \leq z \leq L$  спектр описывается формулой

$$\varphi(\psi) = (1 - \cos \psi) / \psi^2. \quad (13)$$

В этом случае  $A_{\min} = 4,88$ . Добротность электродинамической системы резонансной ЛБВ при достаточно больших коэффициентах отражения от концов  $R_{1,2}$  равна

$$Q_s = \frac{\omega L}{v_{gr} (1 - R_1 R_2)}, \quad (14)$$

где  $v_{gr}$  — групповая скорость основной волны; обычно  $v_{gr} \approx c^0$ .

Для оротрона с синусоидальным продольным распределением поля

$$\varphi(\psi) = \frac{1 - \cos \psi}{\psi^2} \frac{1}{(1 + \psi / 2\pi q)^2}, \quad (15)$$

где  $q = 1, 2, \dots$  — число вариаций поля (продольный индекс рабочей моды). Добротность электродинамической системы оротрона определяется общим выражением (14), но групповая скорость волны в нем мала по сравнению со скоростью света:

$$v_{gr} \approx c q \frac{\lambda}{2L}. \quad (16)$$

Наибольшей добротностью и наименьшим стартовым током обладает мода с одной продольной вариацией поля  $q=1$ , для которой  $A_{\min} = 3,96$ .

Для карсинотрона стартовый ток, найденный в результате решения краевой задачи [11], можно представить в виде (11), если использовать для эффективной добротности выражение (ср. с (14))

<sup>\*)</sup> Следует иметь в виду, что формула (14), строго говоря, применима лишь к резонаторам с гладкими электродинамическими системами, а нанесение гофрировки может приводить к дополнительным дифракционным потерям из-за рассеяния на ней волн, образующих резонансное колебание. Этот эффект наиболее существен для сверхразмерных резонаторов малой длины, когда  $2r_0 \gg \lambda$ ,  $L \leq r_0^2 \lambda$  ( $r_0$  — радиус резонатора).

$$Q_0 = \frac{\omega L}{v_{gr}} \quad (17)$$

Тогда численный коэффициент равен  $\lambda = 4,88$ .

Для резонансной ЛБВ, оротрона и карсинотрона коэффициенты связи электронов с волной  $\epsilon$  и нормы волн  $N_3$  определяются общими выражениями. Для наиболее важного частного случая электродинамической системы кругового сечения

$$N_3 = \begin{cases} (1 - m^2/v_{m,p}^2) J_m^2(v_{m,p}) & \text{для H-мод,} \\ J_m^2(\mu_{m,p}) & \text{для E-мод,} \end{cases} \quad (18)$$

где  $v_{m,p}$  и  $\mu_{m,p}$  - корни уравнений  $J_m'(v_{m,p}) = 0$  и  $J_m(\mu_{m,p}) = 0$ . Для случая достаточно мелкой синусоидальной гофрировки стенки

$$R = r_0 + l \cos(\bar{H}z + \bar{m}\varphi) \quad (19)$$

и трубчатого электронного пучка радиусом  $r_0$  [11,23]

$$\epsilon = \bar{H} l p_m \begin{cases} \frac{m}{v_{m,p}} J_m(v_{m,p}) & \text{для H-мод,} \\ -i \frac{h\bar{H} - g^2}{k\bar{H}} J_m'(\mu_{m,p}) & \text{для E-мод,} \end{cases} \quad (20)$$

где  $k = \omega/c$

$$p_m = I_{m+\bar{m}}(\gamma_0/L_1) / I_{m+\bar{m}}(\gamma_0/L_2) \quad (21)$$

- фактор, описывающий спадание амплитуды синхронной гармоники от стенки электродинамической системы до электронного пучка,  $I_m$  - модифицированная функция Бесселя.

Для генератора поверхностной волны, где гофрировка настолько глубока, что выполнено условие (5) и основная волна оказывается замедленной и прижатой к структуре, выражения для коэффициентов связи и норм волн существенно отличаются от (18) и (20). Приведем их здесь для симметричных E-мод электродинамической системы кругового сечения и трубчатого электронного пучка:

$$|\epsilon| = 1, \quad (22)$$

$$N_3 = \frac{p_0}{8 \rho_0^2 I_0^2(x_0)} \left\{ \frac{\bar{H}^2}{2x_0} I_0(x_0) I_1(x_0) - k^2 [I_0^2(x_0) - I_1^2(x_0)] \right\}, \quad (23)$$



где  $\alpha_0 = \rho_0 \gamma_0$ ,  $\rho_0^2 = (\beta^2/4) - \kappa^2$ ,  $\rho_0 = I_0(\rho_0 \gamma_0) / I_0(\rho_0 \gamma_0)$ .

Добротность резонатора генератора поверхностной волны определяется общим выражением (14), где  $v_{gr}$  и  $R_{1,2}$  — групповая скорость нормальных волн в волноводе с гофрировкой и коэффициенты их отражения от концов гофрировки. Как ясно из дисперсионной диаграммы (см. рис. 1, г), групповая скорость существенно меньше скорости света. При достаточно резком обрыве гофрировки, когда коэффициенты отражения  $R_{1,2}$  близки к единице, продольная структура синхронного поля, образованного нулевой гармоникой прямой и  $(-1)$ -й гармоникой встречной волны, близка к синусоидальной. При этом спектральная функция  $\varphi(\psi)$  определяется выражением (15).

Согласно формуле (11) стартовый ток резонансного генератора сильно зависит от длины пространства взаимодействия: он пропорционален  $L^{-3}$  для ЛОВ и резонансной ЛВВ (если коэффициенты отражения  $R_{1,2}$  не зависят от длины) и  $L^{-4}$  для оротрона и генератора поверхностной волны. Кроме того, для черенковских генераторов стартовый ток очень сильно зависит от расстояния между электронным пучком и стенкой резонатора, так что на практике для рабочей моды это расстояние обычно не может быть существенно больше характерного масштаба  $L_1$ .

### Электронный КПД и оптимальные параметры

Из теории черенковских релятивистских генераторов [25, 14, 11] следует, что КПД оротрона, ЛОВ, генератора с брэгговским резонатором, а также резонансной ЛВВ в режиме небольшого преобразования масштабов ( $\lambda \sim d$ ) может составлять десятки процентов при сколь угодно большой энергии частиц. В соответствии с общим соотношением [25, 14] в таких режимах оптимальная длина пространства взаимодействия возрастает с ростом энергии частиц по закону

$$L_{opt} \sim \beta_0^2 \lambda. \quad (24)$$

Соответственно напряженность электрического поля синхронной волны, необходимая для отбора у частиц значительной части их энергии, уменьшается с ростом энергии:

$$E_{opt} = \frac{mc^2}{e \lambda \beta_0} \quad (25)$$

КПД флимадрона, т.е. резонансной ЛВВ в режиме большого доплеровского преобразования масштаба ( $\lambda \ll d$ ), как и КПД ряда других МСЭ и ЛСЭ (убитрона и скаттрона), при постоянных вдоль длины параметрах гофрировки обратно пропорционален длине системы  $L_s \sim N \beta_0^2 \lambda$  [18,22]:

$$\eta \sim \frac{1}{N}, \quad (26)$$

где  $N$  — число периодов гофрировки. Соответственно

$$\dot{E}_{\text{опт}} \sim \frac{m c^2}{e \lambda \beta_0 N^2}. \quad (27)$$

Оценка (26) справедлива при однородном уширении линии резонанса, когда при заданном разбросе энергий частиц  $\delta \beta_0$  длина системы не слишком велика:

$$N \ll \frac{\beta_0}{\delta \beta_0}. \quad (28)$$

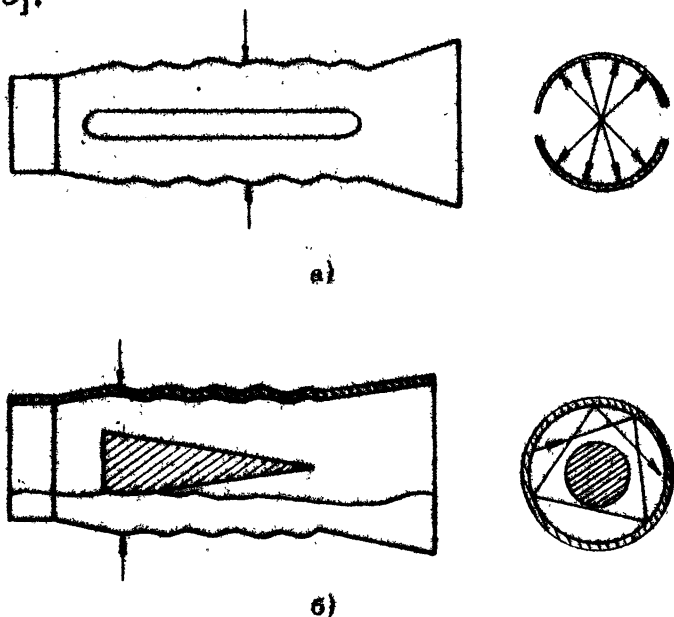
С другой стороны, длина системы не может быть и слишком малой, так как при этом требуется чрезмерно большая напряженность  $\dot{E}$  и для возбуждения генератора необходим слишком большой электронный ток. В миллиметровом диапазоне для существующих электронных пучков указанные требования выполняются, если  $N \sim 10$ . Соответственно КПД флимадрона может быть величиной порядка 10%.

Согласно расчетам, рабочие токи черенковских релятивистских генераторов в режиме максимального КПД и близких к нему в несколько раз превышают стартовые токи.

#### Методы селекции мод в черенковских генераторах

Мощные генераторы миллиметрового диапазона длин волн, как правило, имеют большие по сравнению с длиной волны поперечные размеры. Поэтому для реализации в них одномодовых режимов с высоким электронным КПД необходимо эффективно дискриминировать паразитные колебания. Для этой цели можно использовать разнообразные электродинамические и электронные методы (подробнее см. обзор [23]), частично заимствованные из слабoreлятивистской электроники больших мощностей, а также специфические, предложенные специально для релятивистских электронных генераторов.

Одним из эффективных методов электродинамической селекции мод по поперечным индексам является прорезание на боковой поверхности резонатора излучающих щелей и внесение в резонатор селективных потерь. Так, прорезание двух продольных щелей в стенке осесимметричного резонатора сводит его, по существу, к двухзеркальному резонатору (рис. 2, а), в котором наименьшими потерями обладают моды с азимутальным индексом  $m=1$ . Моды с определенными поперечными индексами можно также выделять с помощью коаксиальных резонаторов цилиндрических или конических вставок (рис. 2, б) [26, 23].



Р и с. 2. Селекция мод по поперечным индексам путем прорезания продольных щелей (а) и с помощью коаксиальной конической вставки (б)

Вывод излучения из мощных генераторов необходимо осуществлять способами, которые не ухудшают селективных свойств их электродинамических систем и, кроме того, не приводят к возникновению слишком больших (пробойных) значений напряженности поля. Поэтому обычно нежелательно выводить излучение одномодовым волноводом и предпочтительнее

использовать "естественный" дифракционный вывод, с успехом применяемый, например, в слабoreлятивистских гиротронах. Важно, что при таком способе реализуется эффективная селекция мод по продольному индексу, так как дифракционные потери мод быстро возрастают при увеличении продольного индекса.

Методы электронной селекции основаны прежде всего на том, что не все моды электродинамической системы попадают в полосу черенковского синхронизма с электронным пучком. Для мод с разной поперечной структурой, которые одновременно находятся в синхронизме с пучком, селекция связана с различной зависимостью коэффициентов связи от радиуса электронного пучка. Отметим, в частности, что в черенковских генераторах при удалении пучка от гофрированной стенки коэффициенты связи для коротковолновых колебаний спадают значительно быстрее, чем для длинноволновых.

Эффективный метод электронной селекции мод в черенковских генераторах был предложен и реализован в работе [27]. При фокусирующем магнитном поле, удовлетворяющем условию

$$\omega_n \approx \hbar v_{\perp 0}, \quad (29)$$

наряду с "основным" черенковским взаимодействием происходит резонансное циклотронное поглощение частицами прямолинейного пучка всех волн, кроме рабочей, для которой циклотронный декремент равен нулю вследствие выбора радиуса электронного пучка вблизи нуля циклотронного поглощения  $\Gamma_{n, \pm 1}(\vartheta_0) = 0$ , где  $\vartheta_0$  — поперечное волновое число основной волны.

В резонансных черенковских генераторах возможен и другой вариант циклотронной селекции мод, когда волны с существенно различными частотами испытывают поглощение при разных значениях магнитного поля (см. ниже описание эксперимента с флиматроном).

Перспективная группа методов выделения волны с определенной поперечной структурой в существенно многомодовых электродинамических системах связана с различными способами секционирования и функционального разделения пространства взаимодействия [28–32]. Таким способом можно, например, "навязать" определенные поперечные индексы моде в самовозбуждающейся модулирующей секции (доклад А.С.Ельчанинова и др. на 2-м Всесоюзном семинаре по релятивист-

ской высокочастотной электронике (Томск, 1980) и [31]). К аналогичным устройствам относятся также и предложенные в работе [32] умножители частоты, в которых в низкочастотной модулирующей секции, обладающей достаточно редким спектром, возбуждается колебание с заданной азимутальной структурой, а затем в секции отбора сгруппированный электронный пучок возбуждает на высшей гармонике частоты модуляции высокочастотную моду с тем же азимутальным индексом.

Изложенные методы селекции колебаний использовались при экспериментальных исследованиях релятивистских черенковских генераторов миллиметрового диапазона волны, к описанию которых мы теперь переходим.

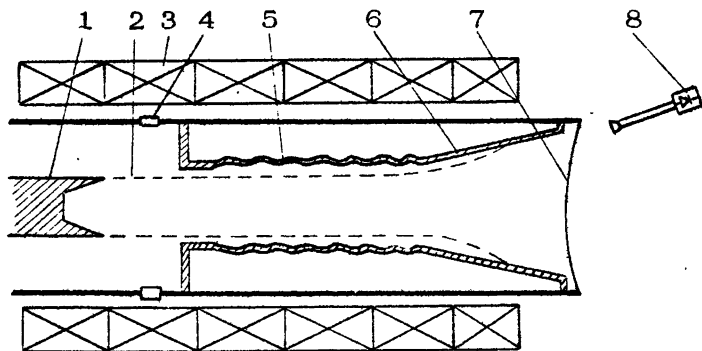
### Схема экспериментов.

#### Методы измерения параметров излучения

Большинство наших экспериментов с черенковскими генераторами диапазона миллиметровых волн было проведено на созданном в ИСЭ СО АН СССР ускорителе электронов "Синус-6" [33]. Этот ускоритель обеспечивает изменение энергии электронов в диапазоне 300–700 кэВ при полном токе пучка до 8 кА. Токвые импульсы длительностью 25 нс имеют близкую к прямоугольной форму с длительностью фронтов порядка 1 нс. Ускоритель может работать как в режиме разовых импульсов, так и с частотой повторения. В экспериментах по генерации СВЧ-излучения частота повторения ограничивалась допустимой частотой срабатывания импульсного соленоида:  $f_{повт} \leq 1$  Гц.

Схема экспериментов, общая для всех генераторов, представлена на рис.3. Формирование электронного пучка осуществлялось в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Для управления величиной тока, поступающего в рабочее пространство СВЧ-генератора, наряду с одиночными использовались также двойные взрывоэмиссионные кромочные катоды, изготовленные из графита. Сформированный в диоде электронный пучок, пройдя электродинамическую систему, осаждался на конический коллектор, который одновременно использовался для вывода СВЧ-излучения.

Импульсное магнитное поле с напряженностью до 30 кЭ создавалось секционированным соленоидом, отдельные секции которого могли подключаться к источнику питания независимо.



Р и с. 3. Схема эксперимента: 1 - катод, 2 - электронный пучок, 3 - соленоид, 4 - шунт для измерения тока, 5 - резонатор, 6 - коллектор, 7 - вакуумное окно, 8 - приемный рупор с детектором

Это позволяло создавать необходимое распределение поля по длине пространства взаимодействия и спад поля в области коллектора для осаждения пучка.

Регистрация и измерение параметров СВЧ-излучения осуществлялись полупроводниковыми датчиками на горячих носителях, калориметром, а также по свечению табло, состоящего из часто расположенных небольших неоновых ламп. Полупроводниковые датчики обеспечивают быстродействие порядка 1 нс.

Спектральный состав излучения исследовался комплексными методами с использованием запердельных волноводов, многослойных фильтров и эшелетгов [5]. Полная мощность генерации определялась интегрированием экспериментально снятых диаграмм излучения, а при одномодовой генерации - дополнительно путем пересчета плотности мощности, измеренной в максимуме диаграммы, с использованием коэффициента передачи, определенного для данной моды в "холодных" электродинамических измерениях. В ряде случаев мощность измерялась путем определения энергии СВЧ-импульса калориметром с учетом формы импульса, определяемой скоростным осциллографом.

Калибровка полупроводниковых датчиков проводилась при достаточно высоких уровнях мощности излучения. Для этой цели использовались импульсные магнетроны 8-миллиметро-

вого диапазона длин волн и созданные в ИПФ АН СССР слаборелятивистские гиротроны с длинами волн 4 мм, 2 мм [34] и 1 мм [35].

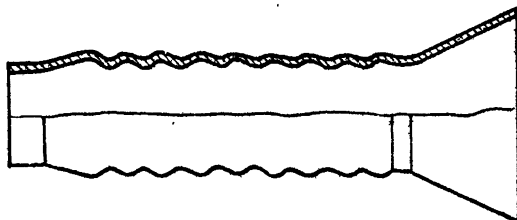
Как правило, тип рабочей моды достаточно четко и оперативно устанавливался при наблюдении свечения табло под воздействием излучения (размеры табло порядка  $1 \times 1 \text{ м}^2$ ). Такой метод позволял также качественно определять мощность излучения, а в случае многомодовой генерации следить за "жизнью и борьбой мод".

### Выбор генераторов для экспериментального исследования

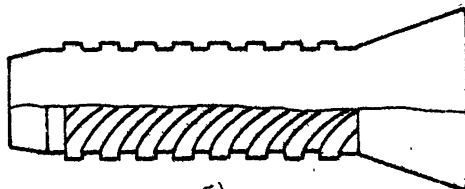
Учитывая высокое качество токовых импульсов, формируемых ускорителем "Синус-6", мы поставили перед собой задачу создания одномодовых резонансных генераторов, способных перекрыть на высоком уровне мощности весь диапазон миллиметровых волн. Наиболее приспособленным для этой цели из рассмотренных выше черенковских генераторов представляется релятивистский оротрон, в котором проще всего обеспечить селекцию мод и направленный вывод излучения. Поэтому именно оротрону было уделено наибольшее внимание в эксперименте [8]. Наряду с оротронами были детально исследованы генераторы поверхностной волны [7], которые очень просты в реализации. Эти генераторы исследовались как с точки зрения возникновения паразитного возбуждения поверхностных волн в оротронах, так и с точки зрения построения эффективных одномодовых коротковолновых источников, основанных на данном принципе. Кроме этих генераторов, впервые экспериментально изучался флимаэрон, т.е. черенковский МСЭ [10].

### Релятивистские оротроны

В отличие от классических слаборелятивистских оротронов [36,37] для генераторов с сильноточными релятивистскими электронными пучками более удобна конструкция резонаторов, очень близкая к той, которая применяется в слаборелятивистских гиротронах (см., например, [38]). Такой резонатор (рис.4) образован участком цилиндрического волновода, ограниченного запердельным сужением с катодного конца и коническим расширением для вывода излучения с коллекторного



а)



б)

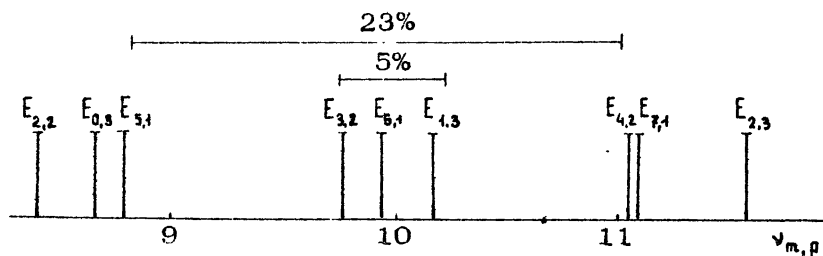
Р и с. 4. Резонатор оротрона с аксиально-симметричной гофрировкой боковой стенки (а) и с многозаходной винтовой гофрировкой боковой стенки (б)

конца. Гофрировка наносится на внутреннюю поверхность цилиндрического участка. Впервые такие оротроны были реализованы на сантиметровых волнах в работах [12] (см. также [13]).

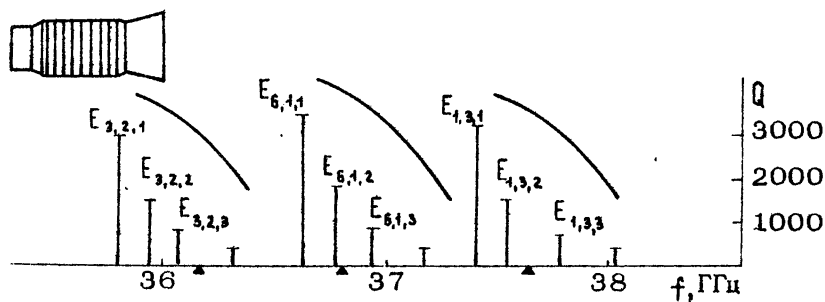
В наших экспериментах резонаторы оротронов имели осесимметричную (рис.4,а) или многозаходную винтовую (рис.4,б) гофрировку внутренней стенки. В первом случае в качестве рабочей использовалась мода  $E_{1,3,1}$ , во втором - вращающаяся по азимуту мода  $H_{4,2,1}$ .

Оротроны с осесимметричной гофрировкой стенки. Выбор моды  $E_{1,3,1}$  объясняется тем, что в соответствующем весьма сверхразмерном волноводе волна  $E_{1,3}$  и близкие к ней волны  $E_{3,2}$  и  $E_{6,1}$  несколько обособлены от остальных волн (рис.5). В то же время поперечные структуры этих трех волн существенно различаются между собой, и следовательно одну из них можно выделить электродинамическими методами. Так, при прорезании в стенке резонатора двух продольных щелей шириной порядка  $\lambda/2$  добротности мод с азимутальными индексами  $m=3$  и  $m=6$  оказывались, по крайней мере, в 4 раза ниже, чем добротность моды  $E_{1,3,1}$  (рис.5), которая слабо зависела от щелей и определялась главным образом излучением через выходной рупор.

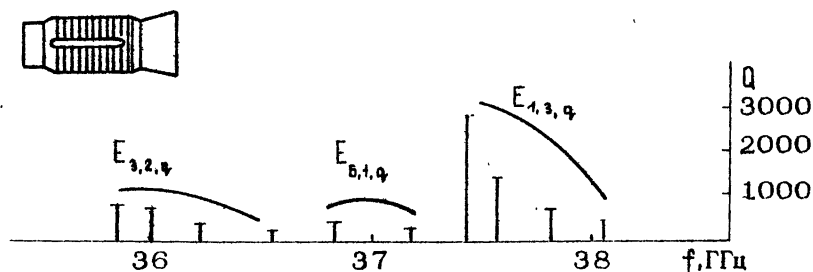




а)



б)

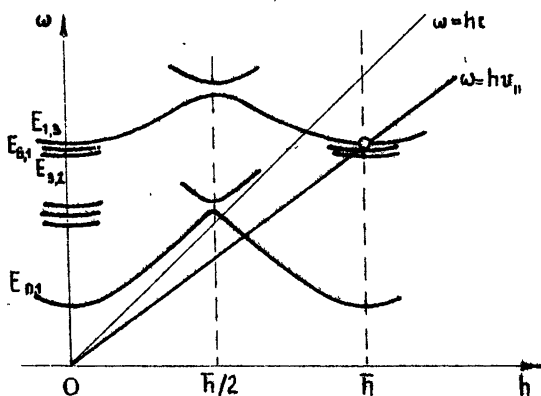


в)

Р и с. 5. Спектр колебаний резонатора оротрона с рабочей модой  $E_{1,3,1}$ : а – поперечные волновые числа ближайших мод, б – частоты и добротности резонансных колебаний в резонаторе без селектирующих щелей и в – в резонаторе с двумя продольными щелями

Кроме преимущества в добротности, при симметричной гофрировке мода  $E_{1,3,1}$  имеет также больший коэффициент связи с электронами, так как ее синхронная гармоника спадает к пучку медленнее, чем гармоники мод с индексами  $m=3$  и  $m=6$  (см. формулу (21)). Соответственно стартовый ток моды  $E_{1,3,1}$  был в несколько раз меньше стартовых токов "паразитных" мод.

Во избежание замедления основных волн глубина гофрировки выбиралась достаточно малой:  $l \approx \lambda/20$ , так что критерий замедления (5) не выполнялся (рис.6).



Р и с. 6. Диаграмма Бриллюэна для оротрона с рабочей модой  $E_{1,3,1}$

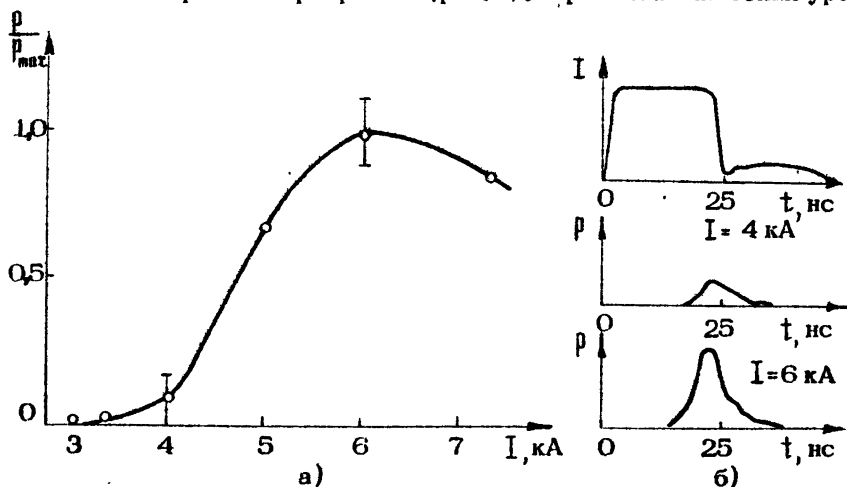
Экспериментальное исследование оротронов проводилось на волнах  $\lambda_1=8,0$  мм и  $\lambda_2=5,5$  мм. Добротности резонаторов  $Q_{1,2}$  и числа периодов гофрировки  $N_{1,2}$  в этих оротронах выбирались с таким расчетом, чтобы при приемлемом стартовом токе  $I_{ст} \sim 0,3 \pm 1$  кА обеспечить возможно большее значение расчетного электронного КПД  $\eta$ . Для 8-миллиметрового оротрона  $\eta_1=10\%$  и стартовый ток  $I_{ст1}=0,8$  кА при радиусе электронного пучка  $r_{\beta 1}=0,9 r_{01}$ . Для 5-миллиметрового оротрона  $\eta_2=7\%$  и стартовый ток  $I_{ст2}=0,3$  кА при радиусе пучка  $r_{\beta 2}=0,83 r_{02}$ .

Стартовые токи "паразитных" мод, для которых возможен синхронизм в режиме ЛОВ (см. рис.6), были существенно выше расчетных значений рабочих токов оротронов:  $I_{ст,ЛОВ} \sim 10$  кА.

Существенной чертой данного эксперимента было то, что характерные "холодные" времена переходных процессов  $\tau_{1,2}^{хол} =$

$\approx \frac{Q_{1,2}}{\omega_{1,2}} \sim 10$  нс были сравнимы с длительностью токовых импульсов. Поэтому для установления генерации требовалось значительное превышение током расчетного стартового значения, чтобы время переходного процесса в генераторе  $\tau = \tau_{\text{кол}}$ ,  $\left(\frac{I}{I_{\text{п}}} - 1\right)^{-1}$  было существенно меньше длительности токового импульса.

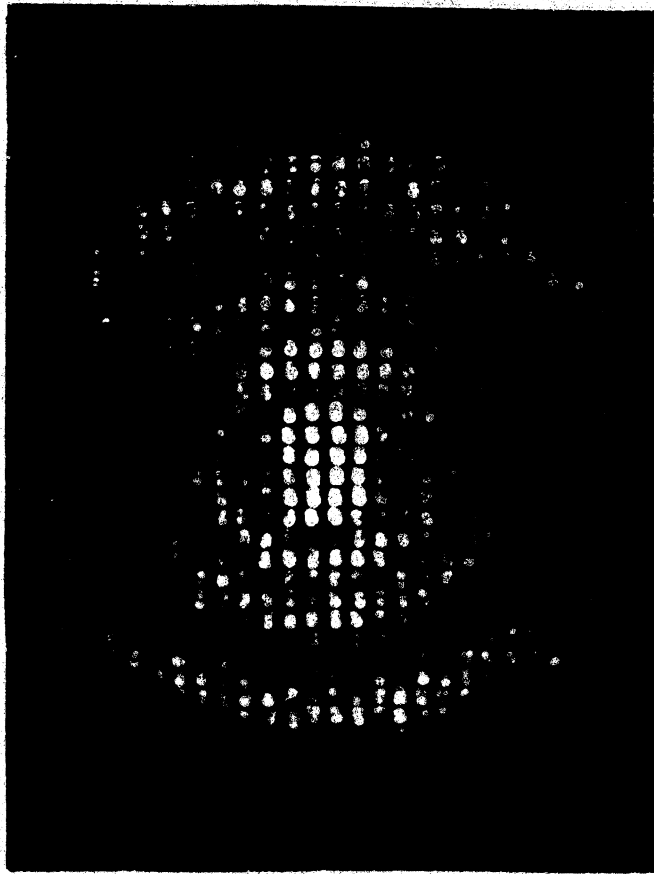
Мощность излучения, близкая к расчетной, достигалась при токах более 4 кА для 8-миллиметрового и 1,5 кА для 5-миллиметрового оротронов (рис.7). При меньших токах уро-



Р и с. 7. Зависимость выходной мощности 8-миллиметрового оротрона с рабочей модой  $E_{1,3,1}$  от электронного тока (а) и форма токового и СВЧ-импульсов (б) при энергии электронов  $\mathcal{E} = 500$  кэВ и магнитном поле  $H_0 = 19$  кЭ

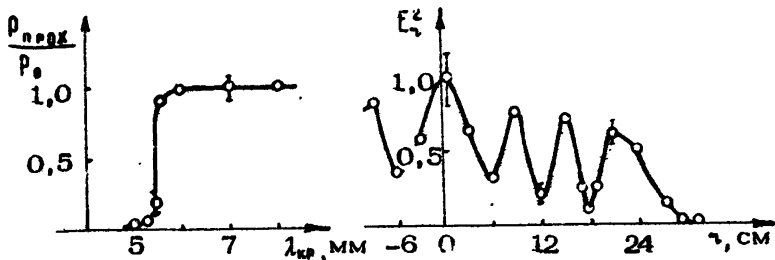
вень генерации был намного меньше, видимо, потому, что колебания не успевали устанавливаться. На это указывала, в частности, форма СВЧ-импульсов с задержанным во времени передним фронтом.

Найденные длины волн излучения оротронов с точностью измерений совпали со значениями, определенными в "холодных" экспериментах (рис.8). Распределение поля и поляризация излучения также отвечали волне  $E_{1,3,1}$  (рис.9). Отношение мощностей в горизонтальной и вертикальной поляризациях, измеренное в крайнем от центра максимуме излучения, было более 20.



Р и с . 10 . Визуализация излучения 8-миллиметрового  
орotronа с рабочей модой  $E_{1,3,1}$



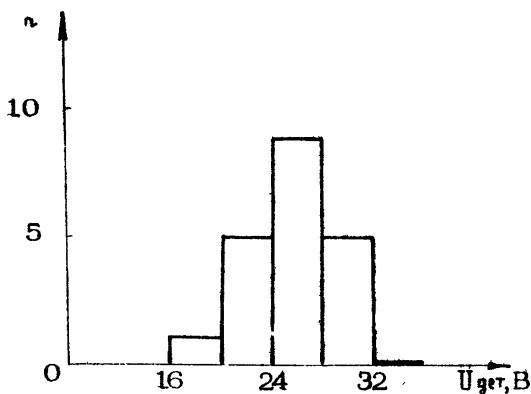


Р и с. 8. Определение длины волны излучения оротрона с помощью набора запредельных фильтров.

Р и с. 9. Поперечная структура поля излучения оротрона с модой  $E_{1,3,1}$ .

Максимальная мощность излучения составляла 120 МВт при энергии электронов порядка 500 кэВ и токе 6 кА на волне  $8,0 \pm 0,2$  мм и 50 МВт при токе 2 кА на волне  $5,5 \pm 0,1$  мм. Электронный КПД на обеих волнах был близок к 5%.

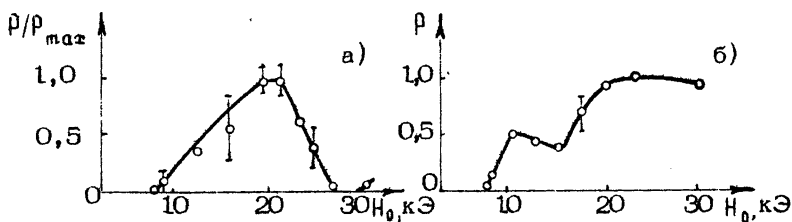
Энергия в одном СВЧ-импульсе, имевшем длительность 7–10 нс на уровне половинной мощности, достигала 1,2 Дж на 8 мм и 0,4 Дж на 5,5 мм. Генерация носила весьма устойчивый характер, о чем могут свидетельствовать как фотография свечения табло (рис.10, см. вклейку), на которой отражен результат наложения картин свечения двадцати последовательных импульсов, так и показания пикового вольтметра (рис.11),



Р и с. 11. Гистограмма показаний пикового вольтметра, измеряющего напряжение на детекторе

измеряющего напряжение на полупроводниковом датчике мощности при помещении приемного рупора в максимум диаграммы направленности.

При исследовании зависимости генерации от величины фокусирующего частицы магнитного поля для 8-миллиметрового оротрона в соответствии с расчетом наблюдалось четкое циклотронное поглощение при максимальных полях соленоида  $H_0 = 27 \pm 30$  кЭ (рис.12).



Р и с. 12. Зависимость мощности излучения оротронов с модой  $E_{1,3,1}$  от фокусирующего магнитного поля:  $\lambda_1 = 8,0$  мм (а) и  $\lambda_2 = 5,5$  мм (б)

В 8-миллиметровом оротроне наряду с генерацией рабочей моды наблюдалось слабое "паразитное" излучение на волне  $4,3 \pm 0,2$  мм с мощностью порядка 5 МВт. Как и запланированная генерация, это излучение соответствовало модам с азимутальным индексом  $m=1$ . Расчет и электродинамические измерения показали, что на указанной волне в резонаторе оротрона имеется резонансное колебание  $E_{1,6,1}$  с добротностью  $Q \sim 300$ . Наличие излучения на этой моде можно интерпретировать как результат вынужденного рассеяния рабочей волны на электронном пучке, происходящего непосредственно в рабочем пространстве оротрона (подробнее см. также [39]). Дополнительной особенностью такого рассеяния является то, что оно происходит при выполнении для рассеянной моды условия черенковского синхронизма [8].

Кроме оротронов, имеющих широкие селективирующие щели в резонаторе, в эксперименте исследовались генераторы с очень узкими щелями шириной порядка  $\lambda/16$ , которые обеспечивали только дискриминацию H-мод. В этом случае при высокой стабильности параметров электронного пучка наблюдалась одновременная генерация трех близких по частотам мод  $E_{3,2,1}$ ,  $E_{6,1,1}$  и  $E_{1,3,1}$ . Соотношения амплитуд и поляризаций этих мод изменялись от импульса к импульсу по случайному закону. Сравнение этой генерации со стабильной одномодовой

генерацией в оротроне с широкими щелями убедительно свидетельствовало о необходимости использования в осесимметричных оротронах большого поперечного сечения эффективной селекции мод.

### Оротрон с многозаходной винтовой гофрировкой стенки.

В оротроне с щелями, где в качестве рабочей использовалась стоячая по азимуту мода, удается осуществить эффективный отбор энергии лишь от части электронного пучка. Более выгодно использовать взаимодействие электронов с симметричными или бегущими по азимуту волнами. Последнее оказывается возможным при использовании винтовой гофрировки стенки [12, 21].

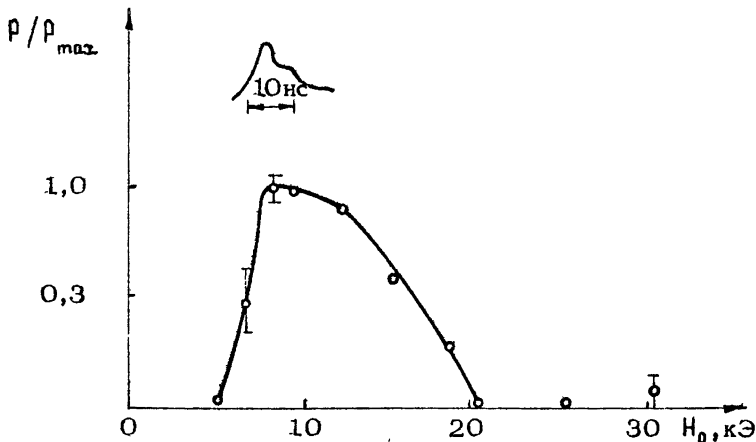
Исследовавшийся в эксперименте оротрон 8-миллиметрового диапазона имел многозаходную гофрировку с глубиной  $l \neq \lambda / 20$ . Наименьший расчетный стартовый ток в таком оротроне имеет мода  $H_{8,1,1}$ . Однако у этой моды довольно мало отношение омической добротности к дифракционной:  $Q_{0M} / Q_{диф} \approx 3,5$ . Кроме того, у этой моды велика поперечная составляющая электрического поля на стенке.

В соответствии с расчетом при энергии электронов 500 кэВ и токе 5 кА наблюдалось возбуждение моды  $H_{8,1,1}$  с длиной волны  $8,3 \pm 0,5$  мм и выходной мощностью 30 МВт. Интересно отметить, что излучение моды  $H_{8,1,1}$  из резонатора как в "холодных", так и в "горячих" измерениях соответствовало смеси волн  $H_{8,1}$ ,  $E_{0,1}$  и  $E_{0,2}$ . Появление в диаграмме излучения симметричных электрических волн связано с нерезонансным рассеянием волны  $H_{8,1}$  на гофрированном участке относительно малой длины, обладающем азимутальным индексом  $m \neq 0$ .

Существенно большая мощность излучения была зарегистрирована при снижении энергии электронов до 370 кэВ и переходе на генерацию моды  $H_{4,2,1}$ . На данной моде с длиной волны  $8,6 \pm 0,5$  мм при токе 3 кА была получена мощность 100 МВт при КПД около 10%.

В этом оротроне примесь "паразитных" мод (с длинами волн 7–8 мм) составляла около 10%. Устойчивая генерация начиналась при довольно низком фокусирующем поле  $H_0 = 6$  кЭ, а максимальная мощность достигалась уже при  $H_0 = 8$  кЭ. При  $H_0 = 18$ –25 кЭ генерация отсутствовала из-за циклотронного поглощения. Длительность импульсов излучения была близка к 10 нс (рис.13).





Р и с. 13. Зависимость мощности излучения оро-  
трона с модой  $H_{4,2,1}$  от величины фокусирующего  
магнитного поля

Оротрон на 2-й пространственной гармонике гофрировки.

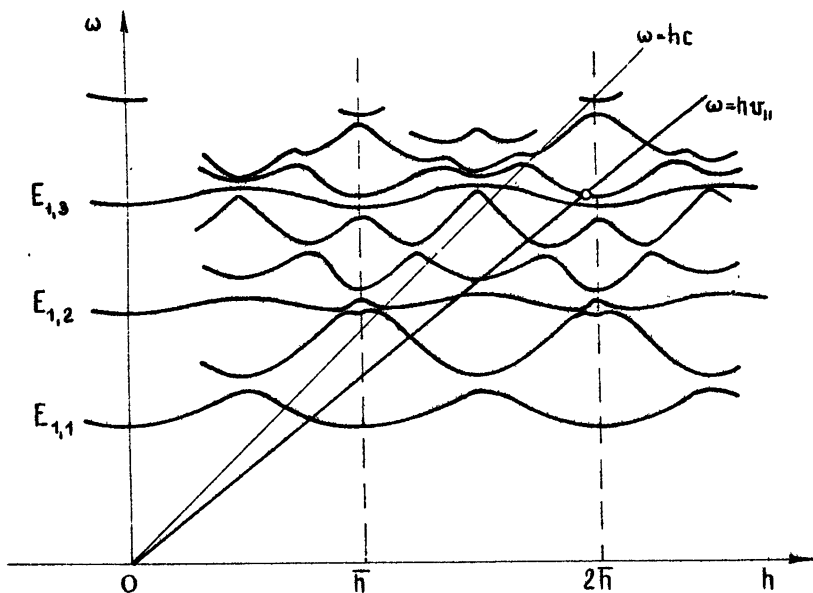
Для демонстрации одной из возможностей "паразитного" воз-  
буждения в гофрированных волноводах мод с длинами волн су-  
щественно меньше периода, была получена генерация волны с  
частотой, близкой к критической, когда условие синхронизма  
выполняется не на 1-й, а на 2-й гармонике:

$$\omega \approx \omega_{к,р} \approx 2\bar{h}v_{||}$$

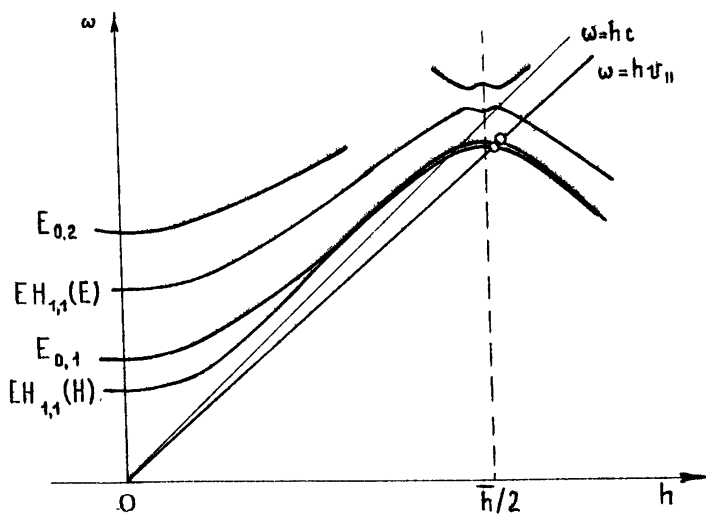
Для подавления мод, синхронных с электронами на первых  
пространственных гармониках, использовался резонатор с се-  
лектирующими щелями, рассчитанный на рабочую моду  $E_{1,p}$ .  
При этом во избежание обычного оротронного возбуждения  
моды  $E_{1,p/2}$  на 1-й пространственной гармонике в качестве  
рабочей выбиралась мода  $E_{1,3}$  с нечетным радиальным индек-  
сом (рис.14). В соответствии с ожиданиями эта мода воз-  
буждалась в эксперименте. При энергии электронов 500 кэВ  
и токе пучка 2 кА на волне 4 мм была получена мощность  
излучения 5 МВт.

Генераторы поверхностной волны

Электродинамические системы генераторов поверхностной  
волны представляют из себя, по существу, брэгговские резо-



Р и с. 14. Диаграмма Бриллюэна для оротрона на 2-й пространственной гармонике гофрировки



Р и с. 15. Диаграмма Бриллюэна для генератора поверхностной волны

наторы с замедленными волнами (см. условия (6) и (5)). В эксперименте использовались резонаторы, образованные отрезками цилиндрического волновода с прямоугольной гофрировкой стенки глубиной  $2l = 0,2d$ , где  $d$  – период гофрировки. Выбором сравнительно небольшого диаметра резонатора  $2r_0 \leq 5d$  обеспечивалась ситуация, когда замедление испытывали только две волны, имеющие азимутальные индексы  $m = 0$  и  $m = 1$ . Важно отметить, что дисперсионные кривые этих волн вблизи границы полосы пропускания очень близки друг к другу (рис.15), и поэтому, как правило, обе моды одновременно находятся в полосе черенковского синхронизма с электронным пучком. Однако синхронные гармоники этих волн по-разному зависят от радиуса электронного пучка, что можно использовать для их раздельного возбуждения.

Электродинамическая система генератора поверхностной волны является, очевидно, резонатором и для квазикритических (орotronных) мод. Среди этих мод в синхронизме с электронным пучком могут находиться те, частоты которых примерно вдвое выше, чем у поверхностных волн (рис.15). Используя это обстоятельство, удается предотвратить возбуждение орotronных мод, проводя пучок на сравнительно большом расстоянии от стенки резонатора, где коэффициенты связи для орotronных мод очень малы. Для снижения добротностей орotronных мод наряду с цилиндрическими использовались также брэгговские резонаторы конического профиля.

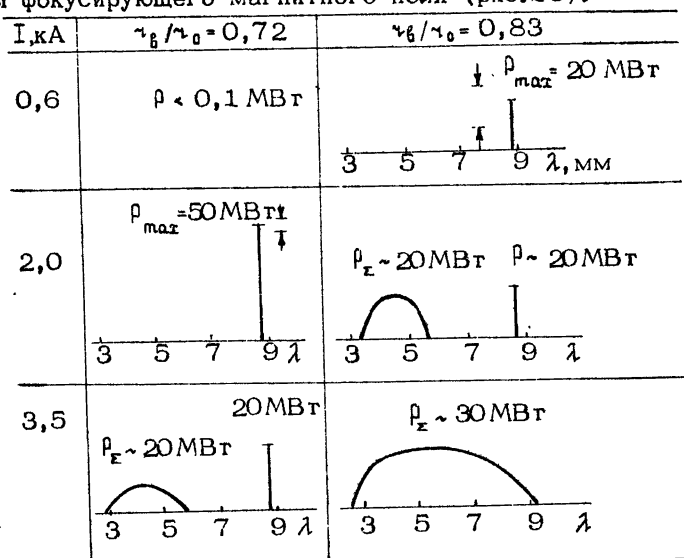
Эксперименты с генераторами поверхностных волн проводились в 8-, 4- и 2-миллиметровых диапазонах длин волн (табл.1).

Т а б л и ц а 1

Характеристики одномодовых генераторов  
с поверхностной волной

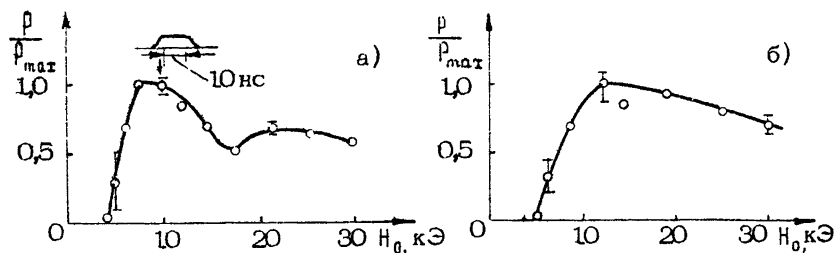
$\lambda$ , мм	8,8	4,8	2,2
$P$ , МВт	50	12	8
$\eta$ , %	6	4	3
$\tau$ , нс	10-20	10-15	5-10

Измеренная добротность резонатора составляла  $Q = 400 \pm 600$ . При этом стартовые токи для рабочих поверхностных и "паразитных" оротронных мод были порядка сотен ампер, но из-за большой разницы в добротностях возбуждение оротронных мод наблюдалось только при больших токах или больших радиусах пучка (рис.16), когда времена переходных процессов для этих мод были существенно меньше длительности токового импульса. В таких случаях происходило возбуждение большого числа мод, причем форма спектра излучения сильно зависела от величины фокусирующего магнитного поля (рис.16).



Р и с. 16. Зависимость спектра излучения генератора поверхностной волны от тока и радиуса электронного пучка ( $\lambda = 8,8 \text{ мм}$ )

Наиболее устойчивая и стабильная генерация на поверхностной волне имела место при радиусе электронного пучка  $r_b = 0,72r_0$  и токе  $I = 1,5 - 2 \text{ кА}$ . Измерение поляризации излучения и картина свечения габло свидетельствовали о возбуждении моды  $E_{0,1}$ . Зависимость мощности излучения от магнитного поля была существенно более плавной, чем в режиме многомодовой генерации (ср. рис.16 и 17). Генерация началась при низких полях ( $H_0 \approx 5 \text{ кЭ}$ ). В генераторе 8-миллиметрового диапазона наблюдалось циклотронное поглощение мощности при  $H_0 \approx 45 \text{ кЭ}$ . (Этот результат получен на ускорителе ИПФ АН СССР "Нептун-2" [21]).



Р и с. 17. Зависимость мощности излучения генератора поверхностной волны от величины фокусирующего магнитного поля:  $\lambda = 8,8$  мм (а) и  $\lambda = 4,8$  мм (б)

В эксперименте были получены весьма высокие мощность излучения и КПД на волнах от 8,8 до 2,2 мм (см. табл.1). При этом важно иметь в виду, что в исследованных резонаторах не был обеспечен односторонний вывод излучения, так что неконтролируемая часть мощности излучалась из резонатора в сторону катода и не попадала в приемную систему.

Уменьшение мощности, КПД и длительности СВЧ-импульсов при модельном уменьшении размеров резонатора для получения более коротких волн (см. табл.1), по-видимому, было связано с усложнением условий токопрохождения.

С целью получения еще более коротких волн исследовался генератор поверхностных волн увеличенного сечения  $2\tau_0 \approx 10 \lambda$  с гофрировкой, обеспечивающей замедление волн с низшими азимутальными индексами до фазовой скорости.  $v_{\phi} \approx 0,9 c$ . В таком генераторе электронным пучком с энергией 500 кэВ и током 1 кА удавалось возбудить генерацию на волнах с  $\lambda \approx 0,9$  мм. Мощность излучения составляла величину порядка 0,5 МВт.

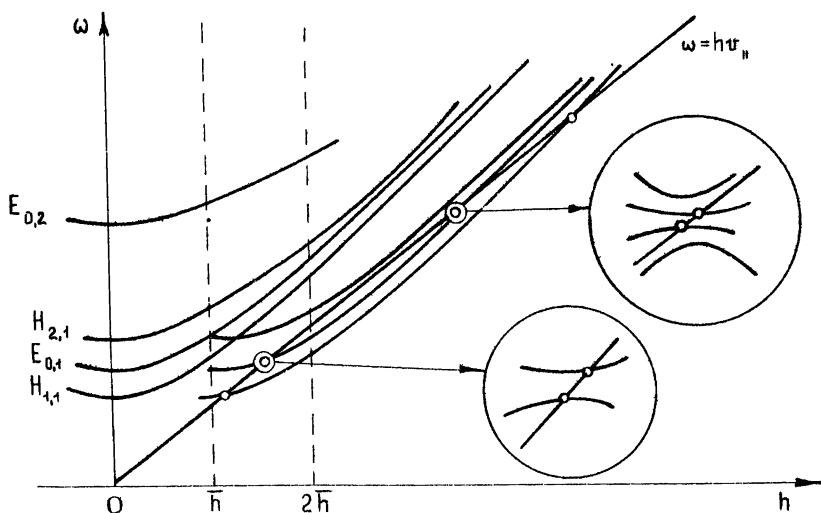
Следует подчеркнуть, что в этом генераторе субмиллиметрового диапазона длин волн электронный пучок приходилось вести на очень малом расстоянии от стенки:  $(\tau_0 - \tau_b) < 0,3$  мм, для чего требовались большие магнитные поля  $H_0 > 18$  кЭ. Длительность генерации  $\tau = 3-5$  нс была существенно меньше длительности токовых импульсов.

### Флимаatron

Для флимаatronа весьма нетривиальной является проблема создания резонатора. Дело в том, что "системой накачки осцилляторной скорости изображениям электронов" во флимаatronе

не служит отрезок сверхразмерного гофрированного волновода с периодом гофрировки, существенно большим длины волны. В таком волноводе происходит сильное рассеяние волн, и поэтому использование резонаторов с внешними рефлекторами часто оказывается неприемлемым. В то же время, как показывают расчеты и эксперименты, уже сама "система накачки" флимафона благодаря сложным брэгговским взаимодействиям рассеиваемых на ней волн может служить одновременно и резонатором для коротких волн (аналогичная ситуация возникает также при вынужденном рассеянии волн на электронном пучке в электродинамической системе карсинотрона [39]).

В эксперименте диаметр резонатора ( $2r_0 \approx 0,6 d$ ) был выбран с таким расчетом, чтобы в синхронизме с электронами энергией 500 кэВ могли находиться только (+1)-е гармоники двух мод -  $H_{1,1}$  и  $E_{0,1}$ . При этом для каждой из мод синхронизм возможен как на ожидаемой высокочастотной, так и на "паразитной" низкочастотной ветвях (рис.18). В то же



Р и с. 18. Диаграмма Бриллюэна для флимафона

время обратная связь имела место лишь для трех из этих четырех волн, а именно: 1) для низкочастотной волны  $E_{0,1}$  за счет ее распределенного переотражения на гофрировке в себя вблизи первой полосы непрозрачности; 2) для высокочастот-

ной волны  $E_{0,1}$  за счет ее трансформации в волну  $E_{0,2}$  и отражения этих двух волн во встречные волны; 3) для высокочастотной волны  $H_{1,1}$  за счет ее сложного взаимодействия с волнами  $E_{1,1}$ ,  $H_{1,2}$ ,  $E_{1,2}$ . Добротности соответствующих колебаний, согласно оценкам, довольно высоки - порядка  $10^3$ . Для таких параметров расчетный стартовый ток генератора близок к одному килоамперу при радиусе электронного пучка  $r_g = 0,7 r_0$ .

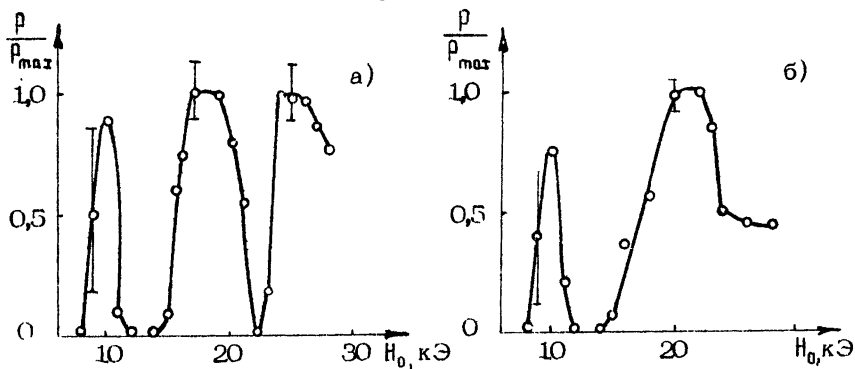
В эксперименте при энергии электронов 500 кэВ и токе пучка 2 кА, в соответствии с ожиданиями (рис.18), генератор возбуждался одновременно на трех длинах волн:

- 1) на волне  $\lambda_1 = 12 \pm 0,5$  мм с мощностью  $P_1 = 65 \pm 5$  МВт;
- 2) на волне  $\lambda_2 = 4,9 \pm 0,4$  мм (доплеровское преобразование масштаба  $d/\lambda_2 \approx 3,3$ ) с мощностью  $P_2 = 20 \pm 2$  МВт;
- 3) на волне  $\lambda_3 = 3,2 \pm 0,3$  мм (доплеровское преобразование масштаба  $d/\lambda_3 \approx 5$ ) с мощностью  $P_3 \sim 1$  МВт.

Диаграммы излучения на этих частотах хорошо соответствовали ожидаемым диаграммам волн  $E_{0,1}$ ,  $E_{0,1}$  и  $H_{1,1}$ .

Уменьшение тока пучка до 1 кА приводило к исчезновению генерации на волнах  $\lambda_1$  и  $\lambda_3$  при сохранении практически неизменной генерации на волне  $\lambda_2 \approx 4,9$  мм. Электронный КПД флима трона в таком одномодовом режиме достигал 4%.

При изменении магнитного поля во флима троне при энергии электронов 500 кэВ и токе пучка 2 кА наблюдалось циклотронное поглощение (рис.19):



Р и с. 19. Зависимость мощности излучения флима трона от величины фокусирующего магнитного поля: а - низкочастотное излучение с  $\lambda_1 \approx 12$  мм и б - высокочастотное излучение с  $\lambda_2 \approx 4,9$  мм

- высокочастотного и низкочастотного излучений при  $H_0 \approx 13$  кЭ, когда условие резонанса выполнялось для основных гармоник попутных волн

$$\omega - h v_{||} \approx \bar{\pi} v_{||} \approx \omega'_n ; \quad (30)$$

- низкочастотного излучения при  $H_0 \approx 23$  кЭ, когда условие резонанса выполнялось для основной гармоники встречной волны

$$\omega + h v_{||} \approx \omega''_n . \quad (31)$$

Во втором случае имела место эффективная циклотронная селекция мод, в результате которой низкочастотная генерация была подавлена при сохранении высокочастотной.

### 3. ГЕНЕРАТОРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ВЫНУЖДЕННОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

В течение длительного времени вынужденное тормозное излучение сильноточных РЭП получалось почти исключительно в виде циклотронной или ондуляторной суперлюминесценции, т.е. однопроходного усиления в гладких волноводах шумов пучком частиц, колеблющихся в однородном или пространственно-периодическом магнитном поле. Поскольку в таких системах отсутствовала специально организованная селективная обратная связь, то излучение являлось многомодовым и обладало малой мощностью и низкой степенью когерентности. Первые одномодовые генераторы, основанные на тормозном излучении сильноточных РЭП, были реализованы в работах [40] (убитрон на встречной волне с  $\lambda = 3$  см) и [41,2] (гиротроны с  $\lambda = 3$  см и  $\lambda = 7,5$  мм). В последние годы в связи с развитием ускорительной техники, а также разработкой методов формирования криволинейных сильноточных электронных потоков и методов создания селективных электродинамических систем, совместимых с такими потоками, оказалось возможным создание эффективных одномодовых генераторов во всем диапазоне миллиметровых волн [2-4,6,9].

Кинематика резонанса электронов-осцилляторов  
с электромагнитной волной

Если электрон колеблется с частотой  $\Omega$  и перемещается с поступательной скоростью  $v_{||}$ , то он может эффективно об-



мениваться энергией с волной  $\left[ \exp[i(\omega t - hz)] \right]$ , частота и продольное волновое число которой удовлетворяют условию резонанса

$$\omega - h v_{\parallel} = n \Omega, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (32)$$

При движении частицы в однородном магнитном поле  $\Omega$  — это циклотронная частота колебаний  $\omega_{\perp} = eH_0 / mc \gamma$ , а при движении в пространственно-периодическом магнитном поле это ондуляторная частота  $\Omega_{\parallel} = h v_{\parallel}$ , т.е. частота "столкновений" частицы с неоднородностями поля.

Важно подчеркнуть, что взаимодействие на положительных гармониках частоты колебаний происходит с незамедленными волнами. Именно это обстоятельство и определяет преимущества генераторов, основанных на тормозном излучении перед черенковскими генераторами в коротковолновых диапазонах. Ниже будет рассматриваться только взаимодействие с быстрыми волнами (теория взаимодействия с медленными волнами изложена, например, в обзоре [42]). Для простоты далее будем считать, что взаимодействие происходит на основном резонансе  $n = 1$ .

Если электрон-осциллятор взаимодействует с волной, распространяющейся поперек его движения ( $h = 0$ ), то частота волны близка к частоте колебаний частиц  $\omega \approx \Omega$ . При взаимодействии со встречными ( $h < 0$ ) и попутными ( $h > 0$ ) волнами вследствие эффекта Доплера частота волны может существенно отличаться от частоты колебаний. Так, в первом случае

$$\Omega / 2 \lesssim \omega < \Omega, \quad (33)$$

а во втором

$$2\gamma_0^2 \Omega \gtrsim \omega > \Omega. \quad (34)$$

Максимальное доплеровское преобразование частоты колебаний  $\omega / \Omega \approx 2\gamma_0^2$  достигается, когда волна распространяется в направлении поступательного движения частиц со скоростью света  $\beta_{\parallel} = \omega / hc = 1$ , а осцилляторные скорости частиц достаточно малы:

$$\beta_{\perp 0} \ll \gamma_0^{-1}. \quad (35)$$

Преобразование частоты отличается от максимального всего в несколько раз, если осцилляторная скорость частиц и фазовая скорость волны вписываются в ограничения

$$\beta_{\perp 0} \lesssim \gamma_0^{-1}, \quad |1 - \beta_{\parallel}| \lesssim \gamma_0^{-2}. \quad (36)$$

Как уже отмечалось, генераторы с большим доплеровским преобразованием частоты излучения электронов-осцилляторов-мазеры и лазеры на свободных электронах - являются наиболее перспективными в коротковолновых диапазонах (к настоящему времени уже получена генерация в оптическом диапазоне).

МСЭ и ЛСЭ, в которых используются различные типы осцилляторов, разумеется, имеют наряду с общими чертами и ряд специфических особенностей, обуславливающих преимущества и недостатки той или иной разновидности в определенном частотном диапазоне. При использовании сильноточных электронных пучков наиболее просты МЦР и убитроны, где частицы колеблются в однородном и пространственно-периодическом магнитном поле соответственно. При этом следует иметь в виду, что в МЦР частота колебаний  $\omega_{\mu}$  падает с ростом энергии электронов, так что "реальный" частотный выигрыш, отсчитываемый по отношению к нерелятивистской циклотронной частоте  $\omega_{H_0} = eH_0/mc$ , порядка  $\gamma_0$ , а не  $\gamma_0^2$ . В убитроне частотный выигрыш порядка  $\gamma_0^2$ . Однако частота осцилляций  $\Omega_{\beta}$  тоже не может быть слишком большой из-за трудностей создания сильного поля с малым периодом, и в частности из-за того, что такое поле экспоненциально спадает на малом масштабе

$$L_{\perp} = d/2\pi,$$

где  $d$  - период поля. Поэтому во избежание возникновения неоднородного уширения линии резонанса пучок должен иметь очень малый позиционный разброс.

Учет этих соображений и технических возможностей создания магнитных полей и формирования электронных пучков приводит к выводу, что для сильноточных РЭП, формируемых современными ускорителями, МЦР является, как правило, более коротковолновым генератором, чем убитрон. Так, например, при энергии электронов  $\mathcal{E} = 1$  МэВ, когда доплеровское преобразование частоты порядка 10, в МЦР с напряженностью поля в рабочем пространстве  $H_0 = 100 \div 300$  кЭ может быть получено излучение с  $\lambda \sim 0,3 \div 0,1$  мм, а в убитроне даже при малом периоде поля  $d = 1$  см, когда масштаб спада-ния меньше 2 мм, - только  $\lambda \sim 1$  мм. Убитрон становится более коротковолновым лишь при очень больших энергиях частиц. Так, даже при  $\mathcal{E} = 50$  МэВ, когда достижимо преобразование частоты порядка  $10^4$ , в МЦР с  $H_0 \sim 300$  кЭ может

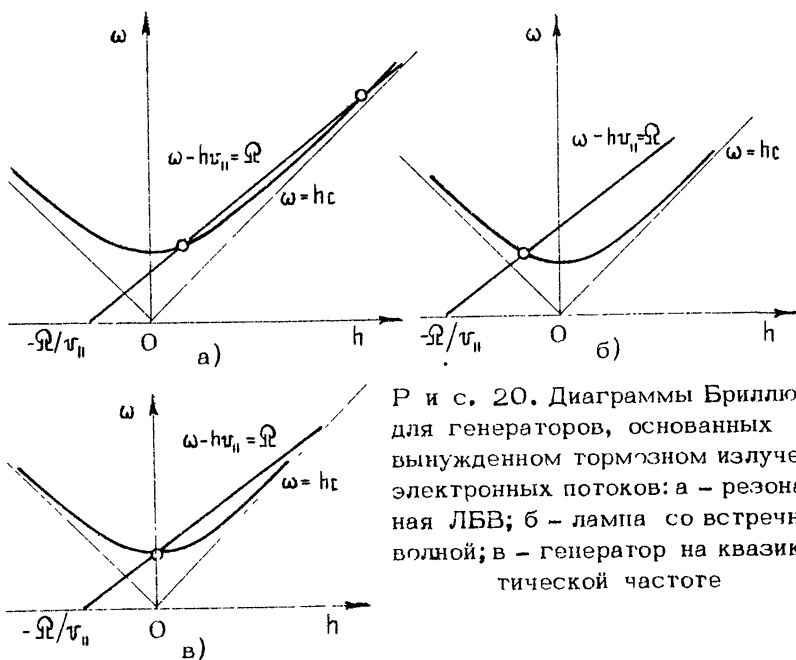
быть получена еще та же длина волны  $\lambda \sim 3$  мкм, что и в убитроне с разумным значением периода  $d = 3$  см.

Важно подчеркнуть [18,6] (см. также ниже), что согласно теории в МЦР легче, чем в убитроне, получить и высокий электронный КПД.

### Классификация генераторов, основанных на вынужденном излучении электронов-осцилляторов, по механизмам обратной связи

Так же, как и для черенковских генераторов, в соответствии с направлением распространения синхронной электронам волны и типом неустойчивости различают следующие основные типы МЦР и убитронов-генераторов [42,43].

1. Резонансные ЛБВ, где взаимодействие происходит с попутной волной (рис.20,а), а для обратной связи необходимо



обеспечить отражение волн. Частной разновидностью таких генераторов являются МСЭ и ЛСЭ, причем МЦР, работающие в таком режиме, носят название мазера на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [44,42]. Дело в том, что при близости

фазовой скорости волны к скорости света резонанс между волной и частицами, движущимися в однородном магнитном поле, может поддерживаться автоматически (авторезонанс) [45,46]. Это происходит вследствие взаимной компенсации отстроек  $\Delta\omega_{\parallel}$  и  $\Delta h v_{\parallel}$ , обусловленных изменением циклотронной частоты и поступательной скорости электронов,

2. Генераторы, в которых электроны-осцилляторы взаимодействуют со встречными волнами (рис.20,б) и благодаря этому даже в гладкой системе реализуется распределенная обратная связь. Частота генерации в МЦР и убитроне со встречной волной меньше частоты колебаний электронов.

3. Генераторы, в которых взаимодействие происходит с собственной модой открытого резонатора, образованной волнами, распространяющимися почти поперек поступательного движения электронов, например в отрезке цилиндрического волновода на частоте, близкой к критической (рис.20,в); в таких условиях волна испытывает сильные отражения от концов. Как известно, соответствующая разновидность МЦР носит название гиротрон. Частота генерации в таких генераторах близка к частоте колебаний электронов-осцилляторов.

### Уравнения движения электронов-осцилляторов

Трёхмерное движение частиц в МЦР и убитронах является существенно более сложным, чем близкое к прямолинейному движение в черенковских генераторах с сильным фокусирующим полем. Соответствующие нелинейные уравнения движения частиц выведены для релятивистских МЦР в работах [47,48,42] и для убитронов - в [43,49]. Важно подчеркнуть [18,22], что в асимптотическом случае малого изменения энергии частиц (9) уравнения для МЦР и убитронов сводятся к универсальной форме (10). Фигурирующие в этих уравнениях безразмерные параметры определяются следующими выражениями [6,49].

Для МЦР параметр группировки

$$\mu = \beta_{\phi}^{-2} - 1, \quad (37)$$

где  $\beta_{\phi}$  - фазовая скорость волны, синхронной частицам; коэффициент связи электронов с волной для генераторов с цилиндрическими резонаторами

$$x = \frac{1}{2} \beta_{10} J_{m-1}(K_1 r_0) \quad \text{для H-мод,} \quad (38)$$

$$z = \frac{1}{2} \beta_{\perp 0} \frac{\beta_{\parallel 0} - \beta_{\Gamma p}}{1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\Phi}} J_{m-1}(\kappa_{\perp} r_b) \quad \text{для } E\text{-мод; (39)}$$

расстройка циклотронного резонанса

$$\Delta = \frac{\omega - h\nu_{\parallel 0} - \omega_{H0}}{\omega} \quad (40)$$

Для убитрона параметр группировки

$$\mu = \frac{1}{\gamma_0^2 \beta_{\parallel 0}^2} \quad (41)$$

такой же, как и для черенковских генераторов; коэффициент связи

$$z = \frac{a_u}{4} \left| \frac{\Omega_b}{\Omega_b - \omega_H} J_{m-1}(\kappa_{\perp} r_b) I_{n-1}(\bar{h} r) + \frac{\Omega_b}{\Omega_b + \omega_H} J_{m+1}(\kappa_{\perp} r_b) I_{n+1}(\bar{h} r) \right| \quad \text{для } H\text{-мод, (42)}$$

$$z = \frac{a_u}{4} \frac{\beta_{\parallel 0} - \beta_{\Gamma p}}{1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\Phi}} \left[ \frac{\Omega_b}{\Omega_b - \omega_H} J_{m-1}(\kappa_{\perp} r_b) I_{n-1}(\bar{h} r) - \frac{\Omega_b}{\Omega_b + \omega_H} J_{m+1}(\kappa_{\perp} r_b) I_{n+1}(\bar{h} r) \right] \quad \text{для } E\text{-мод, (43)}$$

где  $a_u = eA_u / mc^2 \bar{h} \gamma_0$  — безразмерная амплитуда периодического магнитного поля

$$\vec{H}_u = \text{Re} \left\{ A_u \left[ \Psi_u \vec{x}_0 + i\hbar^{-1} \nabla_{\perp} \Psi_u \right] e^{i\vec{k} \cdot \vec{z}} \right\},$$

$$\Psi_u = I_n(\bar{h} r) e^{in\varphi}; \quad (44)$$

расстройка ондуляторного резонанса

$$\Delta = \frac{\omega - h\nu_{\parallel 0} - \bar{h} \nu_{\parallel 0}}{\omega} \quad (45)$$

С приближением к циклотронному резонансу в убитроне ( $\omega_H \rightarrow \Omega_b$ ) выражения (42) и (43) обращаются в бесконечность. Специальное рассмотрение этого режима [42, 49] показывает: что в этом случае, действительно, коэффициенты связи намного больше, чем вдали от резонанса. Однако такой циклотронно-резонансный убитрон, представляющий из себя, по существу, МЦР с накачкой частицам осцилляторной скоро-

сти в пространстве взаимодействия, не имеет преимуществ перед обычными МЦР, где накачка осуществляется перед поступлением частиц в пространство взаимодействия с волной.

### Стартовые условия и КПД

Вследствие общности асимптотических уравнений движения частиц для черенковских генераторов, МЦР и убитронов применимо одно и то же выражение для стартового тока (11), в котором для МЦР и убитронов безразмерные параметры определяются соответствующими формулами (37)–(45). Применимы также и соотношения (12)–(18) для спектров и добротностей, а именно:

– для МЦР и убитронов типа резонансной ЛВВ коэффициент  $A$  следует вычислять по формулам (12), (13), а добротность – по формуле (14);

– для гиротрона и убитрона на квазикритической частоте коэффициент  $A$  следует вычислять по формулам (12), (15), а добротность – по формулам (14), (16);

– для МЦР и убитрона со встречными волнами  $A \approx 4,88$ , а эффективная добротность определяется формулой (17).

Приведем также более общее выражение для стартового тока МЦР [50,51,6], учитывающее наряду с инерционной также и силовую группировку частиц. Для МЦР с постоянным на участке  $0 \leq z \leq L$  распределением амплитуды синхронной частицам волны

$$I_{ст} = \frac{mct^3}{e} J_0 \beta_{н0}^3 \frac{\gamma_0^2}{2L^2 Q} \frac{N_{m,e}}{(\beta_{\phi}^{-2} - 1) \mathcal{E}^2 [\Psi'(\psi) + \Phi_{сил}(\psi)]} \quad (46)$$

Здесь слагаемое

$$\Phi_{сил}(\psi) = \frac{1}{\sum_k} \left\{ \psi(\psi) - \mathcal{E} \left[ \psi(\psi) + \psi \psi'(\psi) \right] \right\}, \quad (47)$$

ответственно за силовую группировку частиц,

$$\sum_k = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\perp 0}^{-2})}{2(1 - \beta_{н0} / \beta_{\phi})} \frac{\omega L}{v_{н0}} \quad (48)$$

– безразмерная длина взаимодействия;

$$\mathcal{E} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{н0} \beta_{\phi} (1 - \beta_{н0} / \beta_{\phi})} \quad (49)$$

– параметр, описывающий изменение продольного импульса ча-

стиц, коэффициент связи  $\alpha$  определяется выражениями (38) и (39). При достаточно больших вращательной скорости частиц  $\beta_{\perp 0}$ , отстройке фазовой скорости волны от скорости света  $|\beta_{\Phi}^{-2} - 1|$  и длине системы  $L$  силовой группировкой частиц можно пренебречь по сравнению с инерционной. В этом случае величина  $\Phi_{\text{гил}}(\psi)$  мала и выражение (46) переходит в (11). Но для МЦР, рассчитанных на режим высокого КПД, силовая группировка играет существенную роль и  $\Phi_{\text{гил}}(\psi)$  необходимо учитывать.

Несмотря на совпадение асимптотических уравнений, электронный КПД убитрона и МЦР существенно по-разному зависит от величины доплеровского преобразования частоты [18].

Для убитрона, как и для черенковских генераторов, максимальные значения КПД порядка единицы в режиме малого преобразования частоты (например, при генерации на критической частоте или на встречной волне), но КПД относительно невелик ( $\eta \sim 1/N$ ) в режиме большого преобразования частоты  $\omega/\Omega_0 \sim \gamma_0^2$  (режиме ЛСЭ)\*).

Для МЦР из-за сильной зависимости циклотронной частоты от энергии в режиме малого преобразования частоты (в гиротроне, а также в МЦР-ЛБВ и в МЦР-ЛОВ вдали от авторезонанса) электроны быстро выходят из резонанса с волной и КПД относительно невелик:  $\eta \sim 1/N$ . В то же время при большом преобразовании частоты возможен режим, когда фазовая скорость волны очень близка к скорости света

$$|\beta_{\Phi}^{-2} - 1| \ll \gamma_0^{-2} \quad (50)$$

и вследствие авторезонансной компенсации изменения циклотронной частоты изменением доплеровского сдвига частоты электроны могут долго находиться в резонансе с волной, отдавая ей значительную часть своей энергии. Так, при  $\beta_{\perp 0} = \gamma_0^{-1}$ , когда доплеровское преобразование частоты равно  $\gamma_0^2$ , даже в ультрарелятивистском пределе ( $\gamma_0 \gg 1$ ) КПД МЦАР с постоянной продольной структурой синхронной волны достигает значения  $\eta_{\text{max}} \approx 0,2$  [42], а КПД МЦАР с гауссовой струк-

\*)

В ЛСЭ-убитроне с переменной структурой ондулятора КПД может быть существенно выше, если в начале пространства взаимодействия частицы захватываются синхронной волной, а затем вследствие адиабатического изменения параметров ондулятора обеспечивается глубокое торможение электронных сгустков [52].

гурой волны -  $\eta_{\text{пот}} \approx 0,35$  (доклад В.Л.Братмана, Ю.В.Новожиловой, А.С.Сергеева на 9-м Всесоюзном семинаре по колебательным явлениям в потоках заряженных частиц. - Ленинград, декабрь 1984г.).

### Электродинамические системы генераторов, основанных на вынужденном тормозном излучении электронов

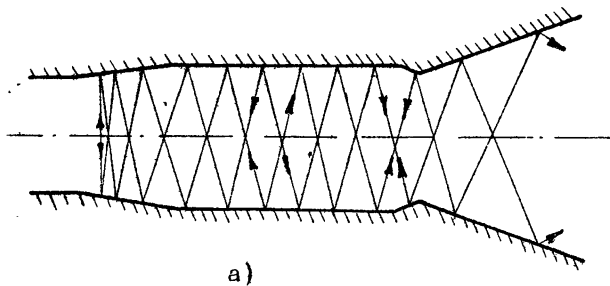
Как и для черенковских генераторов, электродинамические системы релятивистских МЦР и убитронов, обладая высокой селективностью, должны не только формировать поле определенной величины и протяженности, но и обеспечивать возможность транспортировки сильноточного электронного пучка без значительного "провисания" потенциала. Этим требованиям удовлетворяют две группы систем:

- в виде отрезков гладких или слабогфрированных волноводов;
- в виде открытых резонаторов, содержащих специальный электрод для транспортировки частиц, который либо выполняет функцию одного из зеркал, либо слабо искажает поле зеркального резонатора.

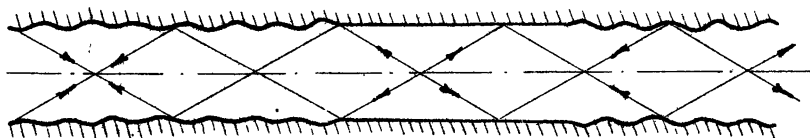
Резонаторы в виде отрезков гладких слаборегулярных волноводов имеют высокодобротные колебания только вблизи критических частот [53]. Такие колебания образованы волнами, распространяющимися почти поперек волновода. В то же время транспортировка электронного пучка в таком резонаторе осуществляется вдоль оси волновода. Поэтому резонаторы указанного типа могут использоваться только в генераторах, в которых отсутствует доплеровское преобразование частоты, т.е. в гиротроне и его аналоге - убитроне на квазикритической частоте (рис.2.1,а).

Для реализации МСЭ, т.е. генераторов с большим доплеровским преобразованием частоты, необходимо создать резонансное колебание, образованное волнами, распространяющимися под малым углом  $\psi \ll \chi_0^{-1}$  к оси электронного пучка. В волноводе этого можно достичь, используя брэгговские рефлекторы, в которых происходит распределенное отражение волн (рис.2.1,б) [28-30]. Подробное описание брэгговских резонаторов дано в работах [54,5,6]. Селекция колебаний в волноводных резонаторах с незамедленными волнами может осуществляться методами, аналогичными тем, которые используются в черенковских генераторах.





а)



б)

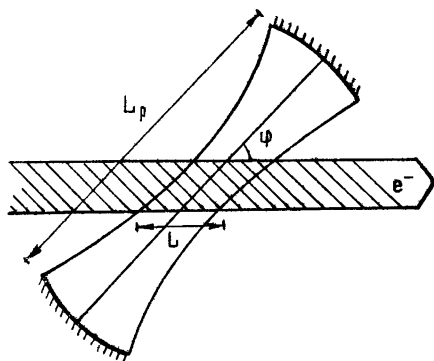
Р и с. 21. Резонаторы в виде отрезков цилиндрических волноводов для генераторов, основанных на вынужденном тормозном излучении электронов: а — на частоте, близкой к критической, когда волны отражаются от концов регулярного участка, и б — на частоте, много большей критической, когда для отражения волн используются брэгговские рефлекторы

Следует иметь в виду, что электродинамические системы, образованные отрезками волноводов, являются почти закрытыми и обладают довольно густым спектром собственных колебаний. Поэтому обеспечение в них одномодовой генерации представляется возможным лишь при сравнительно небольших поперечных размерах ( $2r_0 \lesssim 5\lambda$ ) и соответственно такие системы имеет смысл использовать лишь до длин волн  $\lambda \sim 2-3$  мм.

На более коротких волнах размеры мощных генераторов (в длинах волн), разумеется, должны быть существенно большими. Сохранение селективных свойств в таких условиях возможно лишь при переходе к открытым резонаторам и волноводам.

С электродинамической точки зрения создание высокочастотного колебания, образованного волнами, распространяющимися под любым заданным углом  $\varphi$  к направлению движения электронов, проще всего обеспечить, используя двухзеркаль-

ный открытый резонатор (рис.22). Эта система при  $\psi \neq \pi/2$  обладает еще и тем замечательным свойством, что в ней синхронной с частицами оказывается лишь одна из бегущих вдоль оси резонатора волн (точнее, один лучевой поток). Поэтому генератор с таким резонатором не критичен к положению электронного пучка и его позиционному разбросу.



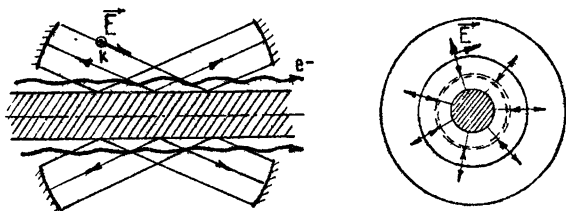
Р и с. 22. Генератор с двухзеркальным резонатором

В гиротроне с двухзеркальным резонатором, ось которого точно перпендикулярна оси электронного пучка  $\psi = \pi/2$ , это свойство утрачивается, поскольку в резонансе с электронами оказываются обе волны и синхронное поле имеет мелкомасштабную стоячую структуру. Однако, вводя небольшое отклонение от угла  $\psi = \pi/2$ , негрудно прийти к свободному от этого недостатка гиротрону, у которого синхронной с электронами является только одна из бегущих волн. Такой гиротрон слабо критичен как к скоростному, так и к позиционному разбросу частиц (аналогичная идея высказывалась применительно к слабoreлятивистскому гиротрону с цилиндрическим резонатором в статье [55]).

Число продольных мод, попадающих в полосу резонанса с электронным пучком в генераторе с двухзеркальным резонатором, по порядку величины равно

$$M \sim \frac{2L_p / L}{\left| \frac{1}{\beta_{\parallel 0}} - \cos \psi \right|}, \quad (51)$$

где  $L_p$  и  $L$  — длины резонатора и пространства взаимодействия (рис.22). В ряде случаев  $M$  существенно больше единицы.



Р и с. 23. Генератор с аксиально-симметричным трехзеркальным резонатором

Так, для режима МСЭ  $M \sim \gamma_0^2$ . Как следует из теории [56], и в такой ситуации в результате конкуренции мод при не слишком больших электронных токах устанавливается одномодовый режим с высоким КПД. Однако при необходимости можно осуществить электродинамическое прореживание спектра резонатора [57], используя для этой цели различные дисперсионные элементы – например, зеркала в виде эшелетта (см. также ниже описание экспериментов с гиротроном).

Для транспортировки сильноточных пучков в двухзеркальных резонаторах приходится использовать параллельные оси пучка проводники, слабо возмущающие поле рабочего колебания. Более просто проблема транспортировки пучка решается в аксиально-симметричных многозеркальных системах, одно из зеркал которых используется для транспортировки пучка (см., например, рис.23 и подробнее [5]). Однако в таких системах необходима строгая соосность элементов, так что радиальные смещения цилиндрического зеркала должны вписываться в довольно жесткое ограничение

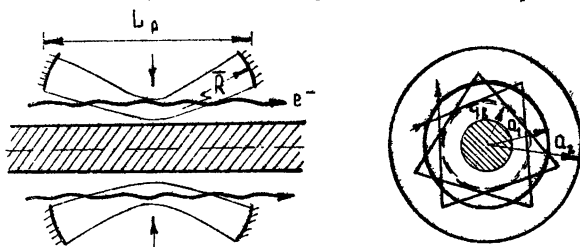
$$\Delta r \leq \lambda / k a_0, \quad (52)$$

где  $a_0$  – средний поперечный размер системы [5].

Существенно более грубым в юстировке является резонатор с зеркалами кольцеобразной формы, в котором в качестве рабочей используется мода со столь высоким азимутальным индексом, что ее поле, ограниченное каустикой, практически не искажается внесением цилиндрического металлического стержня (рис.24). Так, например, в квазиоптическом резонаторе, в котором зеркала с размерами, существенно большими длины волны –  $a_1, (a_2 - a_1) \gg \lambda$ , расположены на расстоянии

$$L_p < 2R, \quad (53)$$

где  $\bar{R}$  – радиусы кривизны зеркал, наибольшей добротностью обладают колебания, имеющие каустические поверхности в виде гиперboloидов вращения, опирающихся на зеркала (рис.24).



Р и с. 24. Генератор с аксиально-симметричным резонатором, образованным двумя зеркалами кольцеобразной формы

Этим колебаниям отвечает азимутальный индекс

$$m \sim \frac{\kappa a_0^2}{\bar{R}} \sqrt{\frac{1 - \bar{\mu}}{\bar{\mu}}}, \quad (54)$$

где  $\bar{\mu} = L/2\bar{R}$ . Каустические поверхности имеют "прогиб" в центре резонатора. Поэтому электронный пучок, проходящий через отверстия в зеркалах, может попадать в область достаточно сильного поля. В то же время цилиндрический электрод, используемый для транспортировки, помещается за каустикой и потому допуск на его несоосность является достаточно мягким.

Вывод излучения из зеркальных резонаторов можно осуществлять дифракционным способом, а также с помощью полупрозрачных зеркал или отражательных дифракционных решеток.

Подробное исследование всех перечисленных выше электродинамических систем в "холодных" экспериментах подтвердило возможность их применения в коротковолновых релятивистских генераторах, но в "горячих" экспериментах пока использовалось лишь несколько наиболее простых и "грубых" систем.

Схемы и некоторые особенности экспериментов

Генераторы, основанные на вынужденном тормозном излучении электронов, исследовались как на описанном выше уско-

рителе "Синус-6", так и на ускорителе Института прикладной физики АН СССР "Нептун-2". Ускоритель "Нептун-2" может работать только в режиме разовых импульсов, обеспечивая при большей длительности импульса  $\tau_{\text{ц}} \approx 100$  нс примерно те же значения энергии и тока частиц, что и "Синус-6".

Выигрывая у черенковских генераторов в возможности использования электродинамических систем с незамедленными волнами, генераторы, основанные на тормозном излучении РЭП, требуют более сложных электронно-оптических систем. В наших экспериментах формирование РЭП осуществлялось в коаксиальных пушках с магнитной изоляцией, причем в большинстве экспериментов использовались двойные катоды.

Накачка электронам осцилляторной скорости в МЦР производилась в коротких индукторах с резонансным продольным полем, в котором  $\mathcal{R}_{\text{в}} \approx \omega_{\text{н}}$ . Использовались импульсные ондуляторы в виде периодической системы сплошных или разрезанных по радиусу медных колец, модулирующих поле импульсного соленоида, а также - в виде независимой от импульсного соленоида периодической системы катушек, запитываемых от отдельного источника. Последняя разновидность ондулятора, более простая в регулировке, использовалась также в эксперименте с убитроном.

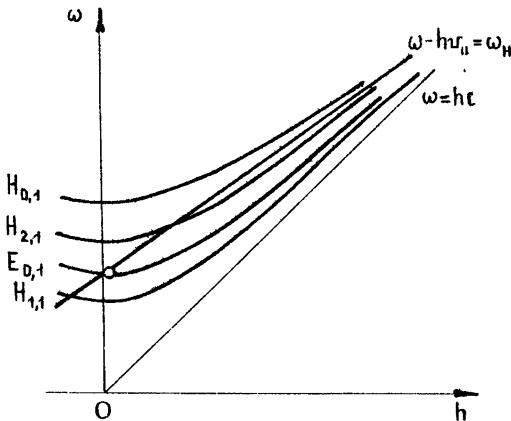
Для диагностики параметров РЭП применялись в комплексе метод фотографирования свечения сцинтиллятора, бомбардируемого электронами пучка, прошедшими через узкие радиальные щели, методом диамагнитного зонда и методом циклотронной суперлюминесценции (подробнее см. [5]). Измерения показали, что в эксперименте достигались вращательные скорости частиц в диапазоне  $\beta_{10} = 0,2-0,5$  при разбросе порядка  $\Delta\beta_{10} \leq 0,05$ .

Следует отметить, что при относительно небольших энергиях РЭП ( $\gamma \sim 2$ ), которые обеспечивают ускорители "Синус-6" и "Нептун-2", создание на их основе убитронов в чистом виде является весьма сложной задачей из-за того, что при необходимых для транспортировки сильноточного пучка фокусирующих магнитных полях в таких генераторах наряду с ондуляторным, как правило, выполняется также условие циклотронного резонанса для "паразитных" или рабочих мод. По этой причине большинство наших экспериментов было направлено на создание мазеров на циклотронном резонансе - гиротронов [9] и МЦАР [5,6], и лишь в одном эксперименте был реализован относительно длинноволновый убитрон на критической частоте [58].

## Гиротроны

Для поддержания КПД релятивистского гиротрона  $\eta \lesssim \frac{1}{N}$ ,  $\times (1 - \gamma_0^{-1})$  на достаточно высоком уровне приходится по мере увеличения энергии частиц уменьшать число их колебаний  $N$ , укорачивая пространство взаимодействия. Следствием этого является расширение полосы циклотронного резонанса  $\Delta\omega/\omega \sim \sim 1/N$ , в которую на коротких волнах начинает попадать существенно больше мод, чем в слаборелятивистском случае. Проблема дискриминации паразитных мод еще более обостряется из-за того, что при релятивистских поступательных скоростях частиц  $\beta_{||0} \sim 1$  в гиротроне наряду с возбуждением "обычных"  $H$ -мод становится возможным возбуждение  $E$ -мод, что ясно из формул для стартового тока (11) и коэффициентов связи (38), (39).

Возможность возбуждения  $E$ -мод и эффективной работы на них была продемонстрирована нами в модельном эксперименте, проведенном на ускорителе "Синус-6" на относительно длинной волне  $\lambda \approx 15$  мм (рис.25). Резонатором гиротро-



Р и с. 25. Диаграмма Бриллюэна для гиротрона с рабочей модой  $E_{0,1}$

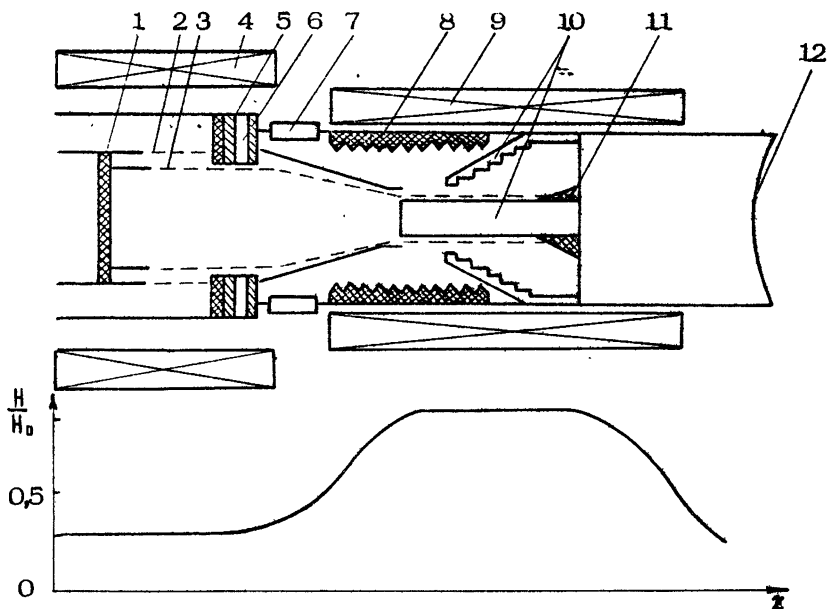
на служил участок гладкого цилиндрического волновода с небольшими расширениями в сторону катода и анода. В таком резонаторе, близком по форме к наиболее распространенным резонаторам слаборелятивистских гиротронов, электронный пучок радиусом 7,3 мм с энергией частиц 500 кэВ, вращательной скоростью  $\beta_{||0} \approx 0,4-0,5$  и током 0,7 кА возбуждал устойчивую генерацию на моде  $E_{0,1}$ . "Чистота" моды контроли-

ровалась по свечению табло из неоновых ламп, а также измерением длины волны с помощью запердельных волноводов. Максимальная мощность генерации на моде  $E_{0,1}$ , измеренная калориметром, составляла 40 МВт, что соответствовало КПД более 10%. Длительность СВЧ-импульса была заметно большей, чем для черенковских генераторов.

Расширение полосы циклотронного резонанса и увеличение числа "паразитных" мод, а также стремление освоить те большие токи, которые можно формировать с помощью сильноточных ускорителей, приводят к необходимости использования в коротковолновых релятивистских гиротронах электродинамических систем с более высокими селективными свойствами, чем в слабoreлятивистском случае. В работах [41,2] для этой цели в стенках традиционного резонатора гиротрона были сделаны две продольные селектирующие щели (подобный метод был использован затем в релятивистских оротронах [12,8]). Такие резонаторы обладают довольно высокими селективными свойствами, но их дифракционная добротность остается ограниченной той же величиной  $Q_{min} \approx 4\pi(L/\lambda)^2$ , что и для резонаторов обычных слабoreлятивистских гиротронов. Поэтому с их помощью трудно освоить большие электронные токи. Более радикальное решение проблемы селекции при освоении больших токов могут обеспечить электродинамические системы со скачком диаметра [59], представляющие собой, по существу, связанные резонаторы с трансформацией мод.

В релятивистских гиротронах перспективны также электродинамические системы с эшелеттными зеркалами на  $E$ -моды [9], близкие к хорошо известному резонатору, исследованному в работе [60]. В отличие от электродинамической системы, исследованной в работе [60], в гиротронах с релятивистским электронным пучком использовались коаксиальные резонаторы (рис.26), центральные стержни которых выполняли функцию одного из зеркал и одновременно снимали провисание потенциала пучка, транспортируемого вблизи их поверхности.

Для обеспечения селекции мод резонатора по азимутальному индексу в эшелетте были сделаны широкие вырезы. Сильная дискриминация  $H$ -мод обеспечивалась выбором малой длины ступеньки эшелеттного зеркала ( $l_{ст} \ll \lambda$ ).

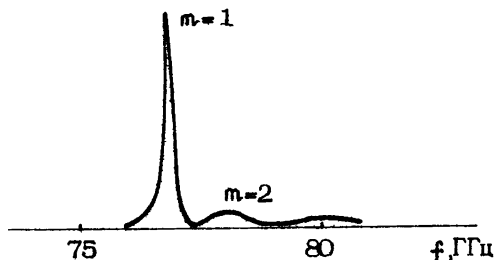


Р и с. 26. Схема эксперимента для гиротрона с резонатором, содержащим эшелеттное зеркало: 1 - двойной катод, 2 - экранирующий электронный пучок, 3 - рабочий электронный пучок, 4 - соленоид, 5 - графитовая диафрагма, 6 - система накачки осцилляторной скорости, 7 - шунт для измерения тока, 8 - поглотитель, 9 - соленоид, 10 - резонатор, 11 - графитовый коллектор, 12 - вакуумное окно

Подбором размеров вырезов в эшелетте и диаметра стержня при "холодных" измерениях удавалось добиться существования в резонаторе лишь одного колебания  $E_{m,p,q}$  с азимутальным индексом  $m=1$ , радиальным индексом  $p$ , меняющимся от значения  $p_{min}$  в узкой части резонатора до  $p_{max}$  в широкой части, и продольным индексом  $q=1$  (рис.27). В рабочих резонаторах  $p_{min}=3$ ,  $p_{max}=10$ . Для повышения устойчивости азимутального распределения поля резонатора использовался центральный стержень с небольшой эллиптичностью сечения.

Для получения пучка с большой вращательной скоростью  $\beta_{10} \sim 0,5$  в коротковолновых гиротронах, где магнитное поле в пространстве взаимодействия было весьма большим ( $H_0 \sim$





Р и с. 27. Спектр колебаний резонатора с эшелет-  
тным зеркалом

$\sim 60-70$  кЭ), приходилось использовать схему раскачки в два этапа. На первом этапе частицы приобретали вращательную скорость  $\beta_1 \sim 0,2-0,3$  в ондуляторе с относительно большим периодом и относительно малым резонансным полем  $H_0 \sim 10-20$  кЭ, а на втором этапе вращательная скорость адиабатически увеличивалась в нарастающем магнитном поле (рис.26).

В экспериментах, выполненных на ускорителе "Нептун-2", исследовались две разновидности гиротронов: с относительно высокочастотным ( $Q = 400$ ) и низкочастотным ( $Q = 100$ ) резонаторами.

В гиротроне с высокочастотным резонатором, в соответствии с расчетом, при  $\beta_{10} \approx 0,4$  стартовый ток был близок к 1 кА, а при токе 2 кА была достигнута максимальная мощность излучения 20-30 МВт. Максимальный КПД был близок к 3%. Измеренная длина волны излучения  $\lambda = 3,8 \pm 0,2$  мм оказалась близкой к "холодной" длине волны  $\lambda_{x0\lambda} = 3,9$  мм.

В гиротронах с низкочастотными резонаторами стартовый и рабочий токи были существенно выше - соответственно 3 и 6-7 кА, а максимальная мощность излучения, полученная при таких токах, также составляла 20-30 МВт. При этом вследствие электронной перестройки длина волны излучения была заметно короче, чем в "холодном" резонаторе:

$$\lambda = 2,8 \pm 0,1 \text{ мм} \quad \text{при } \lambda_{x0\lambda} = 3,3 \text{ мм},$$

$$\lambda = 3,4 \pm 0,2 \text{ мм} \quad \text{при } \lambda_{x0\lambda} = 3,9 \text{ мм}.$$

Следует подчеркнуть, что длительность СВЧ-импульсов была близка к длительности импульса тока. В проведенных экспериментах была продемонстрирована эффективность релятивистских гиротронов с резонаторами на  $E^-$ -моды и получена большая мощность излучения на волнах 2,8-4,0 мм.

## Мазеры на циклотронном авторезонансе

Экспериментальные исследования МЦАР, проведенные к настоящему времени на ускорителе "Нептун-2", подробно освещены в обзоре [5]. Поэтому здесь ограничимся только сводкой результатов:

Т а б л и ц а 2

Характеристики одномодовых МЦАР

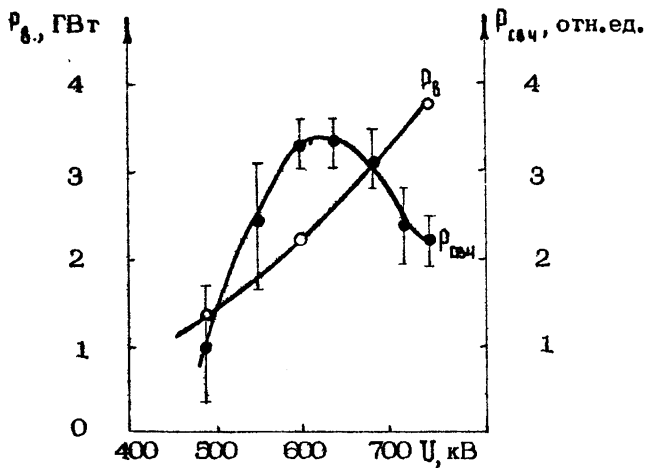
$\lambda$ , мм	4,3	4,5	2,4
Мода	$H_{1,1}$	$H_{2,1}$	$H_{4,1}$
$P$ , МВт	6	15	10
$\eta$ , %	4	3	2

Все исследованные генераторы имели в качестве электродинамической системы цилиндрические резонаторы с двумя брегговскими рефлекторами. При продвижении в более короткие волны мы планируем использовать в МЦАР зеркальные квазиоптические резонаторы.

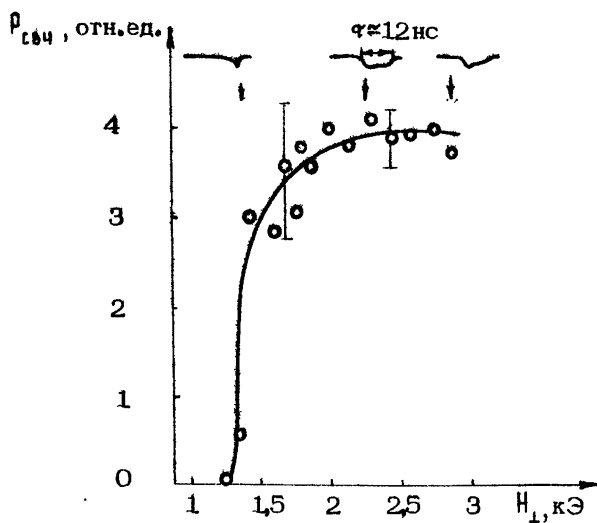
### Убитрон на квазикритической частоте

Для релятивистских МЦР и убитронов существует привлекательная возможность работы на симметричных магнитных модах  $H_{0,p}$ , у которых отсутствуют электрические поля на стенке резонатора. Это открывает перспективы существенного повышения мощности излучения по сравнению с мощностью черенковских генераторов.

Указанная возможность исследовалась в модельном эксперименте, выполненном на ускорителе "Синус-6" на относительно длинной волне  $\lambda = 18$  мм в работе [58], где впервые был реализован аналог гиротрона – убитрон на квазикритической частоте с рабочей модой  $H_{0,1}$ . Электродинамической системой этого убитрона служил традиционный цилиндрический резонатор слаборелятивистского гиротрона длиной  $L = 8\lambda$  и добротностью  $Q = 1500-2000$ . Селекция паразитной моды  $E_{1,1}$ , вырожденной с рабочей модой, обеспечивалась выбором радиуса электронного пучка  $r_b = (0,5-0,8) r_0$  и величины ведущего магнитного поля  $H_0 \leq 0,7 H_{PE3}$ , при которых коэффициент связи  $k$  для моды  $E_{1,1}$ , по крайней мере, вдвое меньше, чем для



Р и с. 28. Зависимость мощностей электронного пучка и СВЧ-излучения убитрона на квазикритической частоте от напряжения в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией



Р и с. 29. Зависимость мощности излучения от амплитуды поля ондулятора при фиксированных токе пучка 5 кА, энергии электронов 600 кэВ и величине магнитного поля 9,5 кЭ

$H_{0,1}$  ( $H_{рез}$  — значение резонансного магнитного поля, при котором  $\omega_n = \Omega_B$ ). Расчетный стартовый ток генератора был при этом порядка 1 кА при поле ондулятора  $H_w \approx 1$  кЭ.

Настройка резонанса между электронами и рабочей волной осуществлялась плавным изменением энергии частиц (рис.28). С учетом "провисания" потенциала энергия изменялась в интервале 450–680 кэВ, а ток пучка составлял 3–5 кА.

Мощность генерации достигала насыщения при ондуляторном поле  $H_w \approx 2$  кЭ (рис.29). С приближением продольного поля к резонансному значению  $H_{рез} = 14-15$  кЭ оптимальное значение  $H_w$  уменьшалось, но одновременно снижалась и мощность излучения.

Максимальная мощность, найденная интегрированием по диаграмме излучения, составляла 300 МВт при КПД выше 10%.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данной работе результаты экспериментов свидетельствуют о том, что релятивистские электронные генераторы миллиметрового диапазона длин волн, основанные на различных механизмах вынужденного излучения частиц, обеспечивают при высокой степени когерентности сигнала высокий уровень мощности и электронного КПД. Уже в первых экспериментах мощность излучения достигала 100 МВт в длинноволновой и десятков мегаватт в коротковолновой частях указанного диапазона при КПД 5–10% и энергии в одиночном импульсе до 1 Дж.

Среди изученных генераторов наиболее простыми и перспективными в длинноволновой части миллиметрового диапазона представляются черенковские генераторы, использующие прямолинейные электронные пучки. Важно подчеркнуть, что эти генераторы сохраняют высокий КПД и при относительно низких магнитных полях  $H_0 \leq 10$  кЭ, что позволяет использовать для фокусировки частиц постоянные магниты.

Что касается релятивистских генераторов, основанных на вынужденном тормозном излучении электронов, то они, по видимому, будут превосходить черенковские генераторы по мощности и КПД, начиная с коротковолновой части миллиметрового диапазона и на более коротких волнах. Следует также иметь в виду, что длительность импульса, получаемая в МЦР

и убитронах с гладкими электродинамическими системами, существенно выше, чем в черенковских генераторах с электродинамическими системами в виде периодических металлических волноводов. Это обстоятельство может привести к целесообразности создания МЦР и убитронов также и в длинноволновой части миллиметрового диапазона.

Авторы признательны Г.А.Месяцу и М.И.Петелину за внимание к данной работе и полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

1. Иванов В.С., Ковалев Н.Ф., Кременцов С.И., Райзер М.Д. Релятивистский карсинотрон миллиметрового диапазона. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №14, с.817.

2. Воронков С.Н., Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Вынужденное циклотронное излучение сильнооточного релятивистского пучка электронов в миллиметровом диапазоне длин волн. - ЖТФ, 1982, т.52, №1, с.106.

3. Jackson R.H., Gold S.H., Parker R.K. et al. Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser. - IEEE J. of Quantum Electronics, 1983, v.QE-19, N3, p.346.

4. Gold S.H., Hardesty D.L., Kinkead A.K. et al. High gain 35GHz free-electron laser-amplifier experiment. - Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, N14, p.1218.

5. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона длин волн. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.127.

6. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FELs with Bragg reflection resonators. Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons. - IEEE J. of Quantum Electronics, 1983, v.QE-19, N3, p.282.

7. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Релятивистский черенковский генератор миллиметрового диапазона длин волн. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №10, с.617.

8. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Релятивистские оротроны - мощные источники когерентного миллиметрового излучения. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, №13, с.807.

9. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. Релятивистские гиротроны с высокоселективными резонаторами на моды поперечно-магнитного типа. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, №13, с.792.

10. Коровин С.Д., Месяц Г.А., Полевин С.Д. Генератор мощного миллиметрового излучения на эффекте Смита-Парселла. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, №20, с.1269.

11. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.76.

12. Gaponov A.V., Petelin M.I., Flyagin V.A. Achievements and Problems of Relativistic HF Electronics. - In: Proc. of the X-th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.2, Invited Papers, p.48; Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д. и др. Возбуждение двухзеркального резонатора с гофрированными стенками релятивистским электронным потоком. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №15, с.911.

13. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Исследование релятивистского генератора дифракционного излучения миллиметрового диапазона. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №10, с.587.

14. Петелин М.И. Генерация когерентного излучения интенсивными потоками релятивистских электронов. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), кн.4. Саратов: СГУ, 1974, с.179.

15. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.145.

16. Felch K.L., Busby K.O., Layman R.W., Walsh J.E. Cerenkov and Cerenkov-Raman masers: experi-

ments. - In: Physics of Quantum Electronics, v.7. Mass.: Reading, Addison-Wesley, 1980, p.301; Кузелев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С. и др. Плазменный СВЧ-генератор на сильноточном РЭП. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.160.

17. Gover A., Yariv A. Collective and single electron interactions and Cerenkov-Smith-Purcell free-electron lasers. - In: Physics of Quantum Electronics, v.5 Ed.S.F. Jacobs e.a. Mass.: Reading, Addison-Wesley, 1978, p.197.

18. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. Common properties of free electron lasers. - Opt. Commun., 1979, v.30, N3, p.409.

19. Wachtel J.M. Free-electron lasers using the Smith-Purcell effect. - J. Appl. Phys., 1979, v.50, p.49.

20. Gover A., Sprangle P. A unified theory of magnetic bremsstrahlung, electrostatic bremsstrahlung, Compton-Raman scattering and Cerenkov-Smith-Purcell free-electron lasers. - IEEE J. Quantum Electronics, 1981, v.QE-17, p.1196.

21. Bratman V.L., Denisov G.G., Kol'chugin B.D. e.a. Powerful millimeter-wave generators based on the stimulated Cerenkov radiation on relativistic electron beams. - Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves, 1984, v.5, N9, p.1311.

22. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.249.

23. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.62.

24. Ковалев Н.Ф. Электродинамическая система ультрарелятивистской ЛОВ. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1978, №3, с.102.

25. Петелин М.И. Принцип подобия для высокочастотных приборов с ультрарелятивистскими электронными потоками. - Изв. вузов. Радиопизика, 1970, т.13, №10, с.1586.

26. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.185.

27. Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Варганов В.Н. и др. Экспериментальная реализация метода циклотронно-резонансной селекции мод в релятивистских электронных высокочастотных генераторах черенковского типа. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №9, с.533.

28. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г. Резонатор: Авт. свид. №720592 с приоритетом от 14 авг. 1978г, - Б.И., 1980, №9.

29. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. Об использовании в ЛСЭ распределенной обратной связи. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №21, с.1320.

30. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. ЛСЭ с распределенной обратной связью. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.237.

31. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Клистрон с релятивистским электронным пучком. - Изв.вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №8, с.966.

32. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.96.

33. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Сильноточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ-излучения. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.5.

34. Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V. e.a. The gyrotron: high power source of millimeter and submillimeter waves. - Infrared Physics, 1978, v.18, N5-6, p.385.

35. Лучинин А.Г., Малыгин О.В., Нусинович Г.С., Флягин В.А. Субмиллиметровый гиротрон с импульсным магнитным полем. - ЖТФ, 1983, т.53, №8, с.1629.

36. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. Оротрон как генератор миллиметрового диапазона. - В кн.: Электроника больших мощностей. Вып.5. М.: Изд-во АН СССР, 1968, с.45.



37. Шестопапов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Высшая школа, 1976.

38. Гиротрон: Сб. науч. тр. Горький: ИПФ АН СССР, 1981.

39. Губанов В.П., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах. - Наст. сборник, с.178.

40. Кременцов С.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Убитрон-генератор с релятивистским электронным пучком. - Письма в ЖТФ, 1976, т.2, №10, с.453.

41. Гинзбург Н.С., Кременцов В.И., Петелин М.И. и др. Экспериментальное исследование мазера на циклотронном резонансе с релятивистским сильноточным электронным пучком. - ЖТФ, 1979, т.49, №2, с.378.

42. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.157.

43. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттроны. - Там же, с.217.

44. Петелин М.И. К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном авторезонансе. - Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №6, с.902.

45. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне. - ДАН СССР, 1962, т.145, №6, с.1259.

46. Давыдовский В.Я. О возможности ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле. - ЖЭТФ, 1962, т.43, №3(9), с.886.

47. Юлпатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона. - В кн.: Гиротрон: Сб. науч. тр. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.26.

48. Жураховский В.А. Нелинейные колебания электронов в магнитоуправляемых потоках. Киев: Наукова думка, 1972.

49. Гинзбург Н.С. Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитоуправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.26.

50. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Nusinovich G.S. a. Relativistic gyrotrons and cyclotron autoreso-

nance masers. - Int. J. Electronics, 1981, v. 51, N4, p.541.

51. Абубакиров Э.Б. Возбуждение поперечно-магнитных волн и селекция мод в релятивистских МЦР. - Изв. вузов. Радиофизика, 1983, т.26; №4, с.492.

52. Kroll N.M., Morton P.L., Rosenbluth M.N. Variable parameter free-electron laser. - In: Physics of Quantum Electronics, v.7 Eds .F. Jacobs e.a. Mass.: Reading, Addison-Wesley, 1980, p.81; Szóke A., Neil V.K., Prosnitz D. A tutorial summary of the theory of variable parameter free-electron lasers as well as a summary of some proposed experiments. - Ibid. p.175.

53. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966.

54. Денисов Г.Г., Резников М.Г. Гофрированные резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ-генераторов. - Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №5, с.582.

55. Кураев А.А. МЦР - монотрон с широким электронным потоком и наклонным, относительно оси резонатора магнитным полем. - Радиотехника и электроника, 1969, т.14, №7, с.1277.

56. Bogomolov Yu.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S. e.a. Nonstationary generation in free-electron lasers. - Optics Communications, 1981, v.36,N3, p.209.

57. Авербах В.С., Власов С.Н., Таланов В.И. Методы селекции типов колебаний в открытых квазиоптических системах. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1333.

58. Ельчанинов А.С., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В. Вынужденное ондуляторное излучение в режиме высокого КПД. Письма в ЖТФ, 1984, т.10, №18, с.1113.

59. Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L. e.a. Powerful millimeter-wave gyrotrons. - Int. J. Electronics, 1981, v.51, N4, p.277; Carmel Y., Chu K.R., Read M. e.a. Realization of a stable and highly efficient gyrotron for controlled fusion research. - Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, N2, p.112.

60. Косарев Е.Л. Открытый резонатор с эшелеттной решеткой. - В кн.: Электроника больших мощностей, вып.5.М.: Наука, 1968, с.93.

Институт прикладной физики АН СССР,  
Институт сильноточной электроники СО  
АН СССР

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРАХ

В.П. Губанов, Г.Г. Денисов, С.Д. Коровин,  
В.В. Ростов, А.В. Сморгонский, М.И. Яландин

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для получения наиболее коротковолнового излучения весьма привлекательным представляется механизм индуцированного рассеяния волн (скаттрон [1,2]). Для реализации такого механизма требуются, однако, весьма мощные источники накачки. Естественно поэтому, что на этапе первых экспериментов [3,4] в качестве источников рассеиваемой волны были использованы относительно низкочастотные, но обладающие большой мощностью ( $P_i \approx 10^9$  Вт) приборы. Следует отметить, что в генераторах, примененных в этих экспериментах (типа ЛОВ [5,6]), так же, как и в большинстве других релятивистских приборов (клистронов [7], магнетронов [8] и т.д.), электроны пучка, движущиеся в пространстве взаимодействия, находятся под воздействием мощной встречной электромагнитной волны. Таким образом, условия рассеяния (по крайней мере, спонтанного) с большим ( $\approx \gamma^2$ ) коэффициентом преобразования частоты оказываются выполненными уже внутри самих приборов. Непосредственно этот эффект был положен в основу эксперимента [4], а в эксперименте [3] для усиления рассеяния был дополнительно удлинен канал транспортировки пучка перед генератором. Однако, для того чтобы процесс рассеяния перешел в вынужденную ста-

цию, необходимо обеспечить достаточно сильную обратную связь по высокой частоте. В противном случае, естественно, можно рассчитывать только на относительно малоэффективное однопроходное усиление<sup>\*)</sup>.

В то же время в черенковских приборах, электродинамические системы которых представляют собой периодические структуры, вблизи высших полос запираения таких структур могут оказаться выполненными условия взаимной трансформации высокочастотных волн, бегущих навстречу друг другу. Другими словами, электродинамическая система генератора накачки может на определенных частотах играть роль высокочастотного резонатора для рассеянной (сигнальной) волны, т.е. обеспечивать сильную распределенную обратную связь. В этих условиях при соответствующей конфигурации электронного пучка порог для возникновения процесса вынужденного рассеяния вполне может быть заметно превышен. Именно в расчете на эффективное использование такого механизма обратной связи и были проведены описываемые ниже эксперименты с релятивистскими карсинотронами ( $\lambda = 3,2$  см и 8 мм) и оротроном ( $\lambda = 8,5$  мм). Источниками тока для этих генераторов служил ускоритель "Синус-6"[9], который позволял получать электронный пучок с энергией частиц 0,5 МэВ, током 5-7 кА, длительностью импульсов 25 нс, а также ускоритель "Синус-М 3" с энергией электронов 200 кэВ, током пучка 700 А, при длительности импульсов 3 нс. Во всех экспериментах формирование пучка осуществлялось в коаксиальном вакуумном диоде. Катод и канал транспортировки пучка находились во внешнем однородном магнитном поле, которое могло изменяться в пределах от 0 до 30-40 кЭ. Мощность излучения измерялась детектором на "горячих" носителях. В экспериментах проводились также калориметрические измерения. Спектр излучения исследовался набором запердельных волноводов, которые перекрывали диапазон длин волн от 2,5 мм до 40 мм с шагом от 10 до 20%.

---

<sup>\*)</sup> Судя по весьма низкому уровню мощности коротковолнового излучения ( $P_s < 10^5$  Вт), именно такое усиление или, возможно, очень малое превышение над порогом возникновения процесса вынужденного рассеяния и имело место в экспериментах [3,4].

## 2. УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ

При движении частицы в поле бегущей электромагнитной волны с частотой  $\omega_i$  и волновым вектором  $\vec{k}_i$  частота осциллирующий электрона  $\Omega = \omega_i - \vec{k}_i \vec{v}$ . Таким образом, частота рассеянного излучения  $\omega_s$  определяется из выражения

$$\omega_s - \vec{k}_s \vec{v} = \omega_i - \vec{k}_i \vec{v}, \quad (1)$$

которое можно рассматривать как условие взаимодействия электронов с полем медленной комбинационной волны с частотой  $\omega_s - \omega_i$  и волновым вектором  $\vec{k}_s - \vec{k}_i$  [2].

Если процесс рассеяния электромагнитных волн происходит непосредственно в электродинамической системе низкочастотного генератора, служащей для получения волны накачки, то необходимо учесть, что  $\omega_i$  и  $\vec{k}_i$  определенным образом связаны с параметрами этой системы. В частности, для карсинотрона

$$\Omega = \omega_i + k_i v_{||} = \bar{k} v_{||}, \quad (2)$$

где  $\bar{k} = 2\pi/d$ ,  $d$  — период электродинамической системы,  $k_i$  — продольное волновое число "нулевой" пространственной гармоники, встречной для электронов волны,  $v_{||}$  — продольная скорость электронов, и, таким образом, всегда, независимо от способа вывода излучения, реализуются условия встречного рассеяния волн. Для оротрона  $k_i v_{||} \ll \bar{k} v_{||}$ , волна накачки распространяется в направлении близком к перпендикулярному по отношению к движению потока электронов. В этом случае теряется различие между процессами рассеяния встречной и попутной волн накачки, а частота осциллирующий электронов определяется выражением (2) при  $k_i = 0$ . Таким образом, в карсинотроне и оротроне для рассеяния вперед

$$\omega_s - k_s v_{||} = \bar{k} v_{||}, \quad (3)$$

где  $k_s$  — продольное волновое число попутной для электронов волны излучения.

Оценка условий самовозбуждения скаттрона может быть проведена на основе модели генератора с резонатором Фабри-Перо [2]:

$$I_{st}^s = I_A (\gamma^2 - 1)^{3/2} \frac{S}{L^2 Q \alpha^2}, \quad (4)$$

где  $I_A = \frac{mc^3}{e}$  - альфвеновский ток;  $e$ ,  $m$  - заряд и масса электрона;  $c$  - скорость света;  $S$  - сечение волновода;  $L$  - длина взаимодействия;  $\alpha$  - коэффициент связи пучка с волной;  $Q$  - добротность резонатора. В частности, для  $\beta = 0,1$ , что легко достижимо как в релятивистском карсинотроне, так и в оротроне, и  $\gamma = 2$  стартовый ток скаттрона  $I_{st}^s \leq 10^3$  А, если  $Q \geq 10^3$ . Таким образом, если электродинамическая система СВЧ-генератора в области коротких длин волн обладает собственными высокодобротными колебаниями, то можно ожидать возбуждения этих колебаний посредством индуцированного рассеяния основного (низкочастотного) излучения релятивистского генератора на электронах сильнофокусированного пучка.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассеяние в карсинотроне 3-сантиметрового диапазона.  
Релятивистский карсинотрон имел электродинамическую систему в виде отрезка гофрированного волновода с периодом  $d \approx R$  ( $R$  - средний радиус волновода) и амплитудой гофра  $\rho \approx 0,1R$  и по своим конструктивным параметрам был близок к ранее исследовавшимся в работах [6,10]. Проведенные "холодные" электродинамические измерения подтвердили наличие высокодобротных колебаний в системе вблизи высших полюс непрозрачности гофрированного волновода, когда выполнены условия брэгговского резонанса\*:

$$\kappa_s^+ + \kappa_s^- = n \frac{\kappa}{2}, \quad n=1,2,3 \dots \quad (5)$$

Здесь  $\kappa_s^+$ ,  $\kappa_s^-$  - продольные волновые числа соответственно прямых и обратных волн в волноводе. Так, в области длин волн  $4 < \lambda < 8$  мм для некоторых частот добротность резонатора превышала  $Q > 10^3$ . Следовательно, в электродинамической системе на этих частотах существовала эффективная распределенная обратная связь, позволяющая надеяться на превышение в условиях эксперимента стартового тока генератора - скаттрона. Измерения показали, что при  $\gamma = 2$  и токе пучка  $I_b = 5$  кА в широком диапазоне изменения внешнего магнитного поля спектр излучения карсинотрона предс-

\* Для  $n=1$  брэгговские резонаторы подробно исследовались в работе [11].

тавлен двумя компонентами. В низкочастотной части зафиксировано излучение на длине волны  $\lambda = 3,2$  см, что соответствует взаимодействию электронов с первой обратной пространственной гармоникой волны  $E_{01}$  круглого периодического волновода. Максимальная мощность излучения составляла величину  $P_i = 500$  МВт, а энергия в импульсе 5 Дж. На рис. 1а показана типичная зависимость  $P_i$  от магнитного поля. Отсутствие длинноволнового излучения в магнитных полях от 0 до 5 кЭ связано с условиями формирования и транспортировки пучка через электродинамическую систему. В этой области частот при  $H > 5$  кЭ ток пучка  $I_p > I_{st}^l$ , где  $I_{st}^l$  - пусковой ток карсинотрона. При выполнении условия

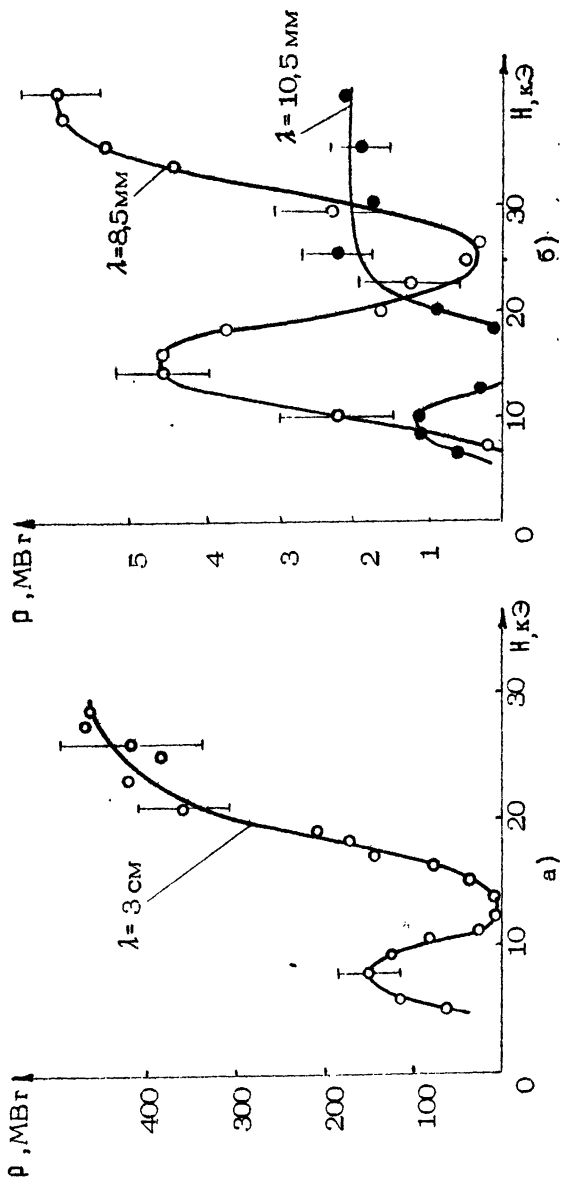
$$\omega_l + k_l v_{\parallel} \approx \omega_H, \quad (6)$$

где  $\omega_H = eH/mc\gamma$  - циклотронная частота, возможно поглощение встречной для электронов волны с нулевым радиальным и электрическим полем [12]. С учетом (2) и (6) резонансное магнитное поле  $H_r = \frac{mc^2}{e} \gamma \beta \bar{k}$ , где  $\beta = v_{\parallel}/c$ . В условиях эксперимента  $H_r = 12-13$  кЭ, что объясняет наличие "провала" в зависимости  $P_i(H)$  в области магнитных полей 12-15 кЭ.

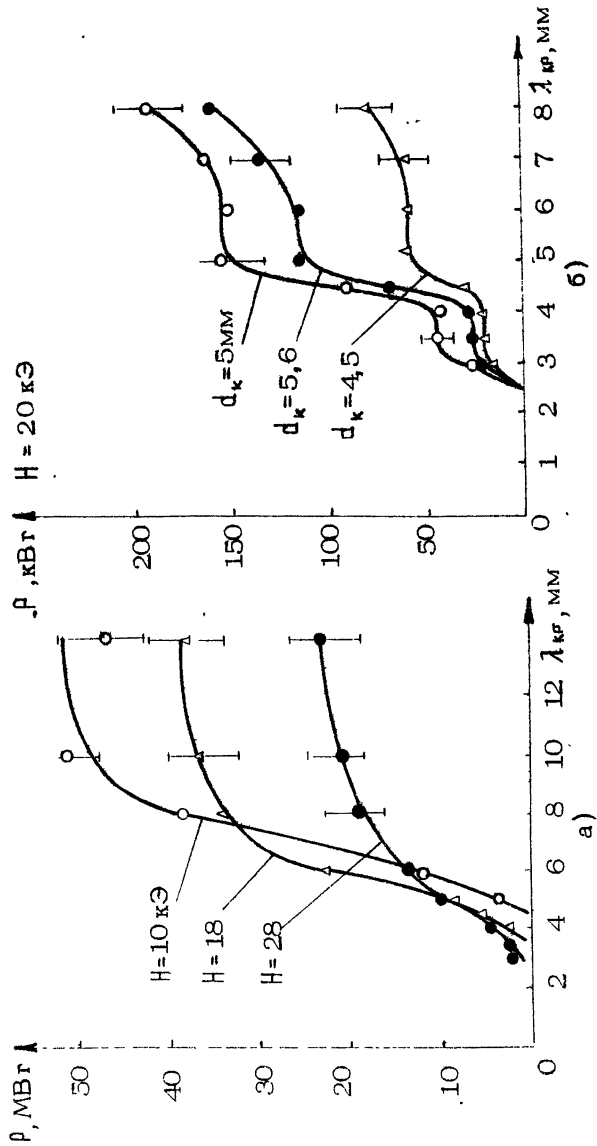
Высокочастотная часть спектра представлена излучением в диапазоне длин волн от 3 до 10 мм с интегральной по спектру мощностью излучения  $P_s \approx 40$  МВт и энергией в импульсе порядка 0,5 Дж. На рис. 2, а показана зависимость мощности излучения от критической длины волны заперделенных волноводов, использовавшихся в эксперименте в качестве фильтров низких частот (спектр излучения пропорционален производной от представленной зависимости). Как видно из рисунка, высокочастотная граница наблюдаемого спектра излучения соответствует длинам волн  $\lambda_s^{min} \approx 3$  мм, что находится в хорошем согласии с вычисленным с помощью соотношения (3) значением минимально возможной длины волны при рассеянии в исследуемом СВЧ-приборе. Для  $\gamma = 2$ ,  $\beta_s = \omega_s/k_s c \approx 1$ ;  $\lambda_s^{min} = 2,5$  мм. Важно отметить, что при изменении энергии электронов высокочастотная граница спектра излучения в соответствии с соотношением (3) смещалась пропорционально  $\gamma^2$ .

На рис. 3, а показана типичная зависимость интегральной по спектру мощности коротковолнового излучения от магнитного поля. Наибольшее значение  $P_s$  имеет при приближении  $H$  к  $H_r$ , где величина поперечной осцилляторной скорости

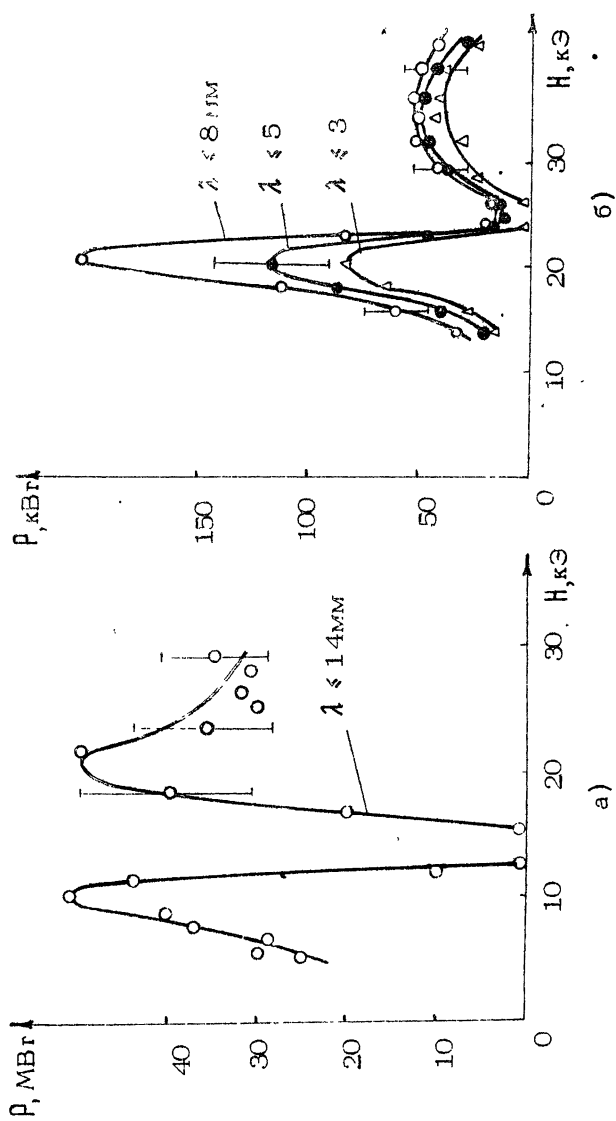




Р и с. 1. Зависимость мощности излучения карсинофона от магнитного поля: а -  $\lambda_i = 3$  см,  $\zeta = 2$ ; б -  $\lambda_i = 8,5$  мм,  $\zeta = 1,4$  и  $\lambda_i = 10,5$  мм,  $\zeta = 1,28$

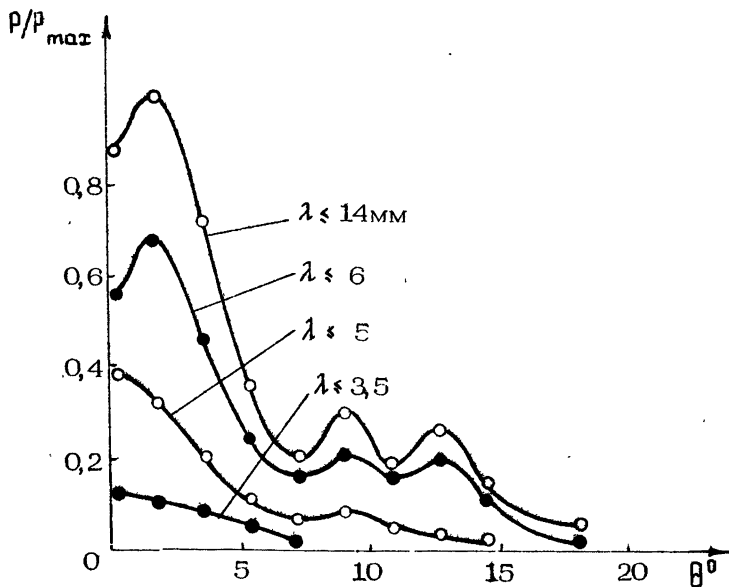


Р и с. 2. Зависимость мощности рассеянного излучения от критической длины волны запрещенных волноводов, использованных в качестве фильтров низких частот: а - в 3-сантиметровом, б - в 8-миллиметровом карсинотронах



Р и с. 3. Зависимость мощности рассеянного излучения от магнитного поля:  
 а - в 3-сантиметровом, б - в 8-миллиметровом карсинотронах

электронов в поле волны накачки растет пропорционально  $H_{\text{ч}} / (H_{\text{ч}} - H^*)$ . При дальнейшем увеличении  $H$  ( $H > H_{\text{ч}}$ ) интенсивность излучения падает, что может быть связано, во-первых, с удалением от резонанса, во-вторых, с "замораживанием" поперечного движения частиц. При неограниченном росте  $H$ , очевидно, возможны лишь продольные осцилляции электронов в поле волны накачки, а взаимодействие может осуществляться лишь с  $E$ -волнами круглого волновода. Отсутствие коротковолнового излучения в области магнитных полей 12-15 кЭ определяется, по-видимому, резким падением интенсивности накачки (рис. 1,а).



Р и с. 4. Диаграммы направленности рассеянного излучения

На рис.4 показаны диаграммы направленности высокочастотного излучения для разных длин волн. Характерно, что

\*) Влияние однородного магнитного поля на процесс рассеяния в волноводе рассматривалось в статье [13].

угловая расходимость излучения с длиной волны  $\lambda \leq 3,5$  мм менее  $6^\circ$ . Существование в системе эффективной обратной связи, наличие корреляции между интенсивностью низкочастотного и высокочастотного излучения (характер зависимостей  $P_s(H)$  и  $P_i(H)$ ), а также зависимость спектра излучения от энергии электронов дают возможность интерпретировать появление сопутствующего высокочастотного излучения как следствие индуцированного рассеяния электромагнитной волны в релятивистском карсинотроне на электронах сильноточного пучка. Широкий спектр высокочастотного (рассеянного) излучения, очевидно, обусловлен отсутствием селекции как по поперечным, так и по продольным индексам типов колебаний.

#### Рассеяние в карсинотроне 8-миллиметрового диапазона.

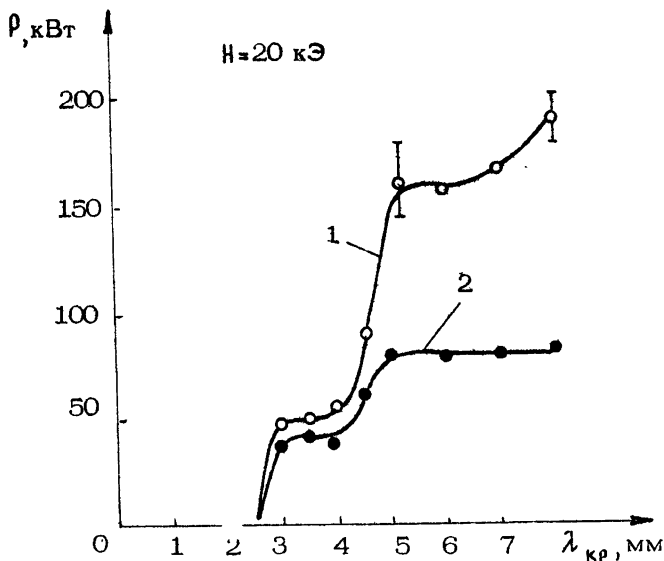
Аналогичные результаты были получены при исследовании 8-миллиметрового карсинотрона. Здесь использовался ускоритель с энергией электронов 200 кэВ и током 700 А. На длине волны 8,5 мм (рабочей модой генератора являлась так же, как и в предыдущем случае, волна типа  $E_{01}$  круглого волновода) мощность излучения составляла величину  $P_i = 6-7$  МВт, что соответствует КПД  $\approx 5\%$ . На рис.1,б показана зависимость  $P_i(H)$ . Значение резонансного магнитного поля  $H_{\nu} = 25$  кЭ согласуется с измеренным значением релятивистского фактора электронов  $\gamma = 1,4^*$ .

"Холодные" электродинамические измерения подтвердили наличие и в этом генераторе нескольких высокочастотных ( $Q = 300-1000$ ) резонансов в диапазоне длин волн  $4 < \lambda < 8$  мм.

В "горячем" эксперименте высокочастотное излучение зафиксировано в диапазоне длин волн от 2,5 до 8 мм с интегральной по спектру мощностью 100-200 кВт. Существенным отличием данного эксперимента являлось использование меньшего значения энергии электронов, что обеспечило более редкий спектр рассеянного излучения (кривая 1 на рис.5),

---

\* На рис.1,б приведена также зависимость интенсивности излучения на длине волны  $\lambda_i = 10,5$  мм, полученного в той же электродинамической системе карсинотрона с помощью электронного пучка с энергией электронов порядка 140 кэВ. В соответствии с изменившимся значением  $\gamma$  циклотронное поглощение здесь имеет место в магнитных полях  $H_{\nu} \approx 13-18$  кЭ.



Р и с. 5. Спектральная характеристика рассеянного излучения в 8-миллиметровом карсинотроне: 1 - без продольных разрезов резонатора, 2 - с продольными разрезами резонатора

а использование электродинамической селекции (продольные разрезы резонатора) позволило добиться генерации, кроме основного излучения на длине волны 8,5 мм, еще лишь на двух длинах волн -  $\lambda_{s1} \approx 2,7 \pm 0,25 \text{ мм}$  и  $\lambda_{s2} = 4,5 \pm 0,25 \text{ мм}$ , что иллюстрирует кривая 2 на рис.5.

Зависимость интенсивности рассеянного излучения от магнитного поля, приведенная на рис.3,б, показывает, что в данном случае рабочий ток ускорителя не имел существенного превышения над стартовым током скаттрона. В частности, при  $H > H_{\text{ч}}$  излучение наблюдалось лишь в диапазоне длин волн  $\lambda_s \leq 5 \text{ мм}$ , а уменьшение энергии электронов пучка приводило к исчезновению сопутствующего излучения во всем диапазоне длин волн, несмотря на то, что мощность основного излучения карсинотрона изменялась несущественно.

Рассеяние в оротроне. В релятивистском 8-миллиметровом оротроне был использован высокоселективный резонатор,

в котором все волны с азимутальным индексом, отличным от единицы, имели низкую добротность и возбуждаться практически не могли. Условию (3) могла удовлетворить только мода  $E_{16}$  с  $\lambda_s = 4,3$  мм. Электродинамические измерения показали, что в диапазоне длин волн  $4 < \lambda < 8$  мм в резонаторе имеется только два высокодобротных колебания: на длине волны  $\lambda = 8$  мм  $Q = 5 \cdot 10^3$  и при  $\lambda = 4,3$  мм  $Q = 300-500$ . Невысокое значение добротности резонатора в области коротких длин волн обусловило относительно большой стартовый ток скаттрона ( $I_{st}^s = 5$  кА).

При исследовании оротрона, кроме излучения на волне типа  $E_{13}$  (рабочей моды оротрона) с  $\lambda_v = 8$  мм и мощностью  $P_v = 100$  МВт, было зарегистрировано излучение на длине волны  $4,5 \pm 0,25$  мм мощностью 5-7 МВт. Высокочастотная часть спектра излучения, представленная единственной волной  $E_{16}$  круглого волновода, была зарегистрирована только при максимальной интенсивности основного излучения оротрона. Таким образом была продемонстрирована возможность одномодового вынужденного рассеяния электромагнитных волн.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кроме процесса рассеяния, в исследованных черенковских приборах за наличие сопутствующего излучения могут быть ответственны и другие процессы. Действительно, при выполнении условия (3) одновременно выполняется также условие взаимодействия электронов с (+1)-й пространственной гармоникой периодического волновода (излучение Смита-Парселла), а также условие излучения электронов, совершающих продольные относительно оси системы осцилляции, которые возникают при движении электронов пучка вблизи гофрированной металлической поверхности (электростатический убитрон). В последнем случае возможно взаимодействие лишь с [-волнами волновода, что существенно снижает эффективность энергообмена между волной и частицей в сверхразмерных системах. Кроме того, коэффициент связи  $\alpha$  пучка с комбинационной волной в этом случае  $\alpha \propto \gamma^{-3}$ , в отличие от поперечной накачки, имеющей место в скаттроне при не очень больших внешних магнитных полях, когда  $\alpha \propto \gamma^{-1}$ . При взаимодействии же с медленной волной гофрированного вол-

новода необходимо учитывать, что электрическое поле синхронной волны достаточно быстро падает при удалении от стенки волновода. Характерный масштаб спада поля:

$$\tau_1 \approx \lambda_s \gamma \beta / 2\pi.$$

В частности, для  $\gamma = 2$ ,  $\lambda_s = 3$  мм имеем  $\tau_1 = 0,8$  мм.

Оценки показывают, что стартовые токи генератора с использованием индуцированного эффекта Смита-Парселла (фли-матрон [2]), а также генератора с электростатической раскачкой продольных колебаний, в несколько раз превышают рабочие токи ускорителя в условиях эксперимента. Подтверждением этих оценок могут служить приведенные на рис. 2,6 результаты исследования спектров рассеянного излучения в 8-миллиметровом карсинотроне при различных диаметрах электронного пучка.

Отметим еще один механизм, который может проявляться в любом приборе с инерционной группировкой, а именно излучение на гармониках тока [13]. Однако явное отсутствие излучения на 2-й и 3-й гармониках частоты накачки в 3-сантиметровой ЛОВ, а также характер зависимости высокочастотной границы спектров излучения от энергии электронов, указывают на то, что эффект умножения частоты в данных экспериментах не имел существенного значения.

Таким образом, проведенные эксперименты показали возможность эффективного использования для получения мощного когерентного (а с применением различных методов селекции и одномодового) миллиметрового излучения процесса вынужденного рассеяния электромагнитных волн на сильноточных электронных пучках непосредственно в черенковских генераторах.

Авторы выражают признательность А.В. Гапонову-Грехову, Г.А. Месяцу и М.И. Петелину за внимание к работе и В.Л. Братману за полезные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волн на релятивистских электронных пучках. - ЖЭТФ, 1979, т.76, №3, с.930.
2. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттроны. - В кн.: Релятивистская



высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.930.

3. Жуков П.Г., Иванов В.С. и др. Вынужденное комптоновское рассеяние на релятивистском электронном пучке. - ЖЭТФ, 1979, т.76, №6, с.2065.

4. Carmel Y., Granatstein V.L., Gover A. Demonstration of a Two-stage Backward-wave-oscillation free-electron laser. - Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, N7, p.566.

5. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, №4, с.232.

6. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Ковалев Н.Ф. и др. Высокоэффективный релятивистский карсинотрон. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.6, №7, с.1443.

7. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Клистрон с релятивистским электронным пучком. - Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №8, с. 966.

8. Нечаев В.Е., Сулакшин А.С., Фукс М.И. и др. Релятивистский магнетрон. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.114.

9. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой частотой следования импульсов. - В кн.: Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983, с.5.

10. Белоусов В.И., Бункин Б.В., Гапонов-Грехов А.В. и др. Генерация мощного микроволнового излучения потоком релятивистских электронов в режиме периодического следования импульсов. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.4, №23, с. 1443.

11. Денисов Г.Г., Резников М.Г. Гофрированные цилиндрические резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ-генераторов. - Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №5, с.560.

12. Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф. и др. Экспериментальное исследование релятивистского карсинотрона. - ЖЭТФ, 1982, т.52, №8, с.1611.

13. Гинзбург Н.С. Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитонаправляемых релятивистских электронных пучках в по-

перечно-ограниченных электродинамических системах. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.26.

14. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.96.

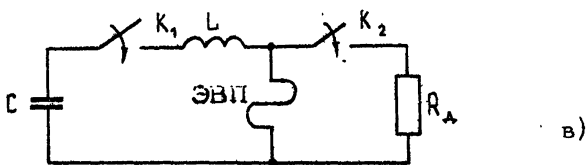
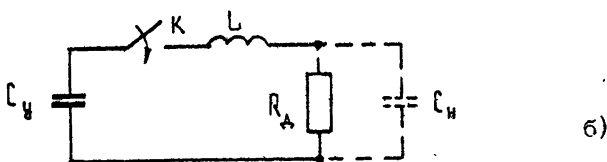
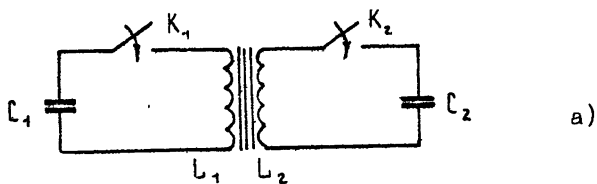
Институт прикладной физики АН СССР,  
Институт сильноточной электроники СО  
АН СССР

# ИМПУЛЬСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ

Г.А.Месяц

Развитие релятивистской СВЧ-электроники предъявляет все новые требования к высокоточным импульсным ускорителям электронов. Сейчас при генерации импульсов СВЧ-излучения мощностью  $10^4$ – $10^{10}$  Вт освоены длины волн от субмиллиметровых до дециметровых. Для этого необходимы импульсные высокоточные ускорители электронов со следующими параметрами: энергия электронов  $10^5$ – $3 \cdot 10^6$  эВ, ток электронов  $10^2$ – $10^4$  А, длительность импульсов  $5 \cdot 10^{-9}$ – $10^{-5}$  с, частота следования импульсов от одиночных импульсов до 100 Гц. Весь диапазон этих параметров ускорителей сейчас освоен в Институте высокоточной электроники СО АН СССР. Задача настоящей статьи состоит в том, чтобы дать краткий обзор импульсных ускорителей электронов, созданных в ИСЭ, в которых используются диоды с магнитной изоляцией на основе взрывной эмиссии электронов [1,2]. В описании этих ускорителей основной упор делается на импульсные схемы питания, так как описание работы диодов ускорителей дано в обзорах, опубликованных в предыдущих сборниках [3–5]. Кроме того, по ходу описания ускорителей будем говорить о некоторых результатах по генерации СВЧ-излучения, полученных на этих ускорителях. Результаты были получены в работах сотрудников ИСЭ СО АН СССР или в совместных работах с сотрудниками ИПФ АН СССР.

Для получения электронных пучков с указанными выше параметрами было разработано несколько типов ускорителей, в которых использовались три различные схемы импульсных генераторов:



Р и с. 1. Схемы импульсных ускорителей электронов

- 1) ускорители с зарядкой накопительной линии от импульсных трансформаторов (рис.1,а);
- 2), ускорители с использованием генераторов Аркадьева-Маркса, которые непосредственно разряжаются на диод (рис.1,б);
- 3) ускорители, в которых в качестве основного накопителя используется емкостный генератор, а формирование импульса происходит при помощи индуктивного накопителя и прерывателя тока на взрывающихся проводниках (рис.1,в).

## 1. УСКОРИТЕЛИ С ТРАНСФОРМАТОРНЫМИ СХЕМАМИ ПИТАНИЯ

Трансформаторные схемы уже давно применяются для зарядки накопительных линий генераторов мощных наносекундных импульсов [2,6]. По сравнению с другими зарядными устройствами они более компактны, надежны и могут работать в частотном режиме. Последнее обстоятельство особенно важно, поэтому сейчас интерес к таким схемам сильно возрос. Для достижения большей компактности трансформаторы и коаксиальные накопительные линии обычно конструируются

как единое целое. В технике мощных наносекундных импульсов используют три типа трансформаторов: трансформаторы Тесла, линейные и автотрансформаторы. В высокоточных наносекундных ускорителях электронов сейчас используют в основном трансформатор Тесла [7], который содержит два колебательных контура  $L_1 C_1$  и  $L_2 C_2$  с индуктивной связью (рис. 1,а). После замыкания коммутатора  $K_1$  в контуре  $L_1 C_1$  возникают свободные колебания, которые передаются в контур  $L_2 C_2$ . Емкостью  $C_2$  обычно служит емкость формирующей линии (ФЛ) ускорителя.

Для максимальной передачи энергии из первого контура во второй необходимо, чтобы частоты колебаний в контурах были равны, т.е.

$$f_1 = (2\pi \sqrt{L_1 C_1})^{-1} = f_2 = (2\pi \sqrt{L_2 C_2})^{-1}. \quad (1)$$

Анализируя переходный процесс в этих контурах без учета потерь, получим для напряжения на емкости  $C_2$

$$u_2 = (-u_1/2) \sqrt{C_1/C_2} (\cos \omega_1 \tau - \cos \omega_2 \tau), \quad (2)$$

где  $\tau = t / \sqrt{L_1 C_1}$ ,  $\omega_1 = (1+\kappa)^{-1/2}$ ,  $\omega_2 = (1-\kappa)^{-1/2}$ ,  $\kappa = M / \sqrt{L_1 L_2}$ ,  $M$  — коэффициент взаимной индукции между контурами,  $t$  — время. Из соотношения (2) следует, что напряжение имеет форму биений.

Максимально возможное значение напряжения  $u_2$  на емкости  $C_2$  равно

$$u_{2m} = u_1 \sqrt{C_1/C_2}. \quad (3)$$

Если  $C_1 = n^2 C_2$ , то на выходе получим умножение напряжения в  $n$  раз. Для надежной работы ускорителей важно, чтобы наибольшее напряжение  $u_2$  достигалось на первом полупериоде биений. Из выражения (2) следует, что  $u_2(t)$  достигает своего максимального значения на первом полупериоде при некоторых фиксированных значениях  $\kappa$ , определяемых из условия

$$(\sqrt{1+\kappa} + \sqrt{1-\kappa}) / (\sqrt{1+\kappa} - \sqrt{1-\kappa}) = N, \quad (4)$$

где  $N$  — целое нечетное число. Отсюда для оптимального значения  $\kappa$  получим

$$\kappa_0 = 2N / (N^2 + 1).$$

Например, при  $N = 1, 3, 5$  оптимальные коэффициенты связи  $\kappa_0 = 1; 0,6; 0,385$ .

Обычно в сильноточных ускорителях используются  $N=3; 5$ . Однако в ряде случаев, и прежде всего это относится к импульсно-периодическим ускорителям, заметными преимуществами обладают трансформаторы с  $N=1$ . Это связано с тем, что с ростом коэффициента связи при заданной добротности снижаются потери в контурах, уменьшается число колебаний зарядного напряжения, что увеличивает электрическую прочность диэлектрика ФЛ, облегчает работу первичной накопительной емкости и настройку коммутатора. Для получения условия  $N=1$  ( $k_0=1$ ) используют трансформаторы Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником [4]. Обычно такой трансформатор встраивается непосредственно в коаксиальную ФЛ ускорителя. В качестве коммутаторов в первичной цепи трансформаторов Тесла используются искровые разрядники, тиратроны, а сейчас и тиристоры [4]. Применение последних дает возможность исключить из системы зарядки громоздкие силовые трансформаторы, а питание ускорителя осуществить от промышленной сети.

Ниже приведены параметры одного из действующих сильноточных импульсно-периодических ускорителей (типа "Синус-6") на основе трансформатора Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником, встроенным в ФЛ [4]. Энергия электронов 400 кэВ; ток пучка 8 кА; длительность импульсов 20 нс; частота повторения до 200 Гц; КПД зарядки ФЛ 0,78; напряжение на первичной обмотке трансформатора  $u_1=340$  В; время зарядки ФЛ 35 мкс. Магнитопровод выполнен из электротехнической стали (пакеты из ленты толщиной 80 мкм). Первичная накопительная емкость содержит 30 конденсаторов К 75-11 по 100 мкф, а первичный коммутатор - 30 тиристоров Т2-50. Средняя мощность такого ускорителя около 10 кВт. Более подробное описание и расчет таких ускорителей даны в обзоре [4]. Разработанные и разрабатываемые в ИСЭ ускорители этого типа приведены в таблице. На рис. 2 (см. вклейку между с. 198 и 199) изображен СВЧ-генератор на базе ускорителя "Синус-5".

Теперь кратко остановимся на результатах генерации СВЧ-излучения с помощью трансформаторных ускорителей. Часть экспериментов проводилась ИСЭ СО АН СССР совместно с ИФФ АН СССР и ИОФ АН СССР. Первый эксперимент по генерации 3-сантиметрового излучения на ускорителе такого типа в режиме высокой частоты  $\sim 10^9$  имп/сек (до 50 Гц) был проведен демонстрационного характера. Как показали дальнейшие исследования режимов работы релятивистского карси-

Сильноточные импульсно-периодические  
ускорители ИСЭ СО АН СССР

Параметры	"Синус-М3"	"Синус-5"	"Синус-6"
Энергия электронов, кэВ	200	600	400
Ток электронов, кА	0,5	10	8
Длительность импульса, нс	10	5	25
Частота посылок импульсов, Гц	10	100	200

нотрона, а также детальные измерения структурных параметров пучка [8,9], перешагнуть рубеж 10-процентного КПД генерации удастся, если значительно повысить напряженность ведущего магнитного поля до  $H=20$  кЭ (вместо 5-6 кЭ в первом эксперименте). При этом значения КПД генерации волны  $E_{0,1}$  для однородного вдоль замедляющей системы коэффициента связи электронов с медленной гармоникой составляли около 20%. Оптимизация "неоднородного" карсинотрона (с двухступенчатой формой распределения коэффициента связи) позволила поднять эффективность генерации до 35% [10]. С привлечением криогенной техники (сверхпроводящего соленоида с магнитным полем до 50 кЭ) оказалось возможным осуществить подобный режим генерации с частотой повторения до 100 Гц и импульсной мощностью порядка 300 МВт (доклад А.В.Гунина, А.С.Ельчанинова, Ф.Я.Загулова и др. на 3-м Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочастотной электронике, Горький, 1983).

В процессе исследований работы релятивистского карсинотрона был обнаружен эффект ограничения длительности высоко-

частотных импульсов [11] и высказано предположение, что в качестве механизма, ответственного за срыв генерации в течение нескольких наносекунд, выступает лавинообразное развитие пристеночного электронного разряда, обусловленное высокой напряженностью СВЧ-поля на металлической поверхности гофрированного волновода (до  $3 \cdot 10^8$  В/см). Наиболее плодотворная идея предотвращения срыва генерации [12] заключается в использовании пространственно-развитых электродинамических структур. Следует заметить, что исследования в этом направлении имеют важное самостоятельное значение в плане повышения мощности генерации миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Так, в серии совместных (ИСЭ СО АН СССР и ИПФ АН СССР) экспериментов по созданию черенковских генераторов миллиметрового диапазона на ускорителе "Синус-6" был получен ряд важных результатов [13]. Среди них одним из наиболее значительных, по-видимому, является осуществление генерации квазикритической объемной моды  $E_{1,3}$  цилиндрического гофрированного волновода (релятивистский оротрон [14]) на длине волны  $\lambda = 8$  мм. В силу характера распределения СВЧ-полей в резонаторе напряженность радиальной компоненты  $E_r \approx 10^8$  В/см на стенке соответствует относительно высокому уровню выходной мощности ( $\sim 120$  МВт). Для сравнения: высокочастотное поле  $E_{0,1}$  8-миллиметрового карсинотрона достигает той же величины  $10^8$  В/см при уровне выходной мощности порядка 3 МВт. Таким образом, реализованный одномодовый СВЧ-генератор со сверхразмерной электродинамической структурой представляется весьма перспективным с точки зрения использования в полной мере возможностей современных сильноточных ускорителей.

Важным для понимания конкретных путей продвижения в коротковолновую область спектра оказался этап исследований индуцированного рассеяния 3-сантиметровой волны  $E_{0,1}$  на релятивистских электронах непосредственно в электродинамической системе карсинотрона [17]. Обнаружение в "холодных" экспериментах эффективной распределенной обратной связи для большинства поперечных мод практически во всем миллиметровом диапазоне длин волн, тщательное сравнение возможных механизмов излучения с преобразованием частоты и проведение целого ряда экспериментов в совокупности не оставляют сомнения в реализации генератора по типу ЛСЭ.

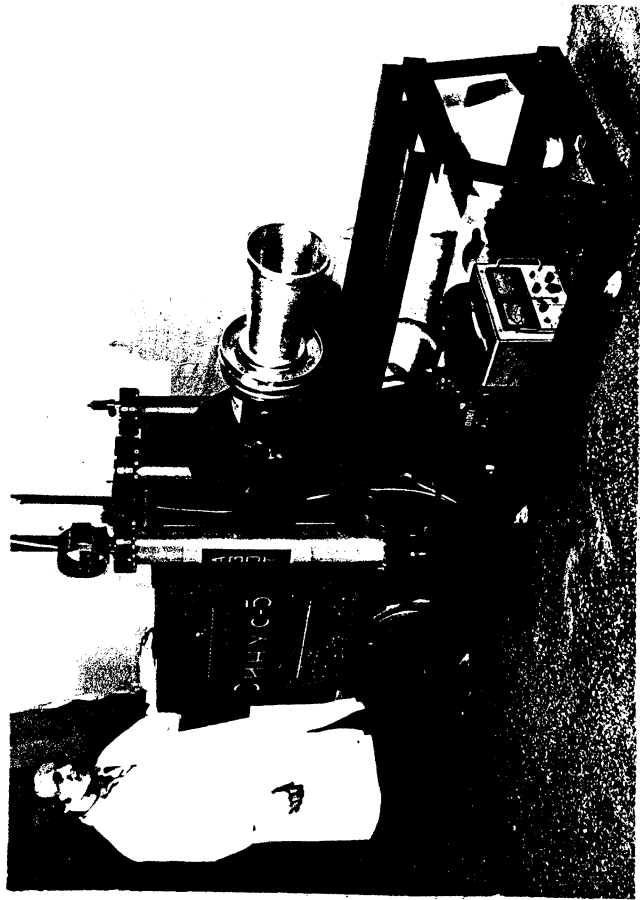


В ряде физических исследований ускоритель "Синус-6" [4] эксплуатировался в режиме одиночных импульсов с периодичностью повторения, ограниченной энергетикой импульсного соленоида, — этим обеспечивалась высокая надежность ускорителя, о чем свидетельствует его безотказная работа в течение двух лет.

## 2. МАЛОГАБАРИТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

В ИСЭ разработан также специальный класс малогабаритных сильноточных ускорителей, предназначенных для применения в релятивистской высокочастотной электронике. Исходной предпосылкой для подобных работ послужили проведенные в ИСЭ эксперименты, показавшие принципиальную возможность создания СВЧ-приборов большой импульсной мощности при невысоких значениях энергии (200 кэВ) и тока инжектируемого электронного пучка ( $\sim 500$  А) [15]. В первых работах в качестве высоковольтного генератора сильноточного электронного ускорителя был использован малогабаритный импульсный аппарат МИРА-2Д [16]. Однако ряд параметров экспериментальной установки потребовал существенного улучшения этого ускорителя. Это стимулировало развитие работ по созданию специализированных мини-ускорителей.

В конструкции мини-ускорителя "Синус-МЗ" (рис.3, см. вклейку) используется высоковольтная ФЛ, заряжаемая через трансформатор Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником. В отличие от созданных моделей мощных ускорителей в мини-ускорителе используется двухступенчатая схема трансформации напряжения с промежуточным емкостным накопителем энергии. Это позволяет снизить коэффициент трансформации импульсного высоковольтного трансформатора, использовать в качестве первичного коммутатора управляемый разрядник, что, в свою очередь, позволяет уменьшить время зарядки линии и обеспечивает возможность выбора оптимальной, с точки зрения удельного энергозапаса, геометрии линии при высокой электрической прочности изоляции. Кроме перечисленных особенностей, при разработке схемы учитывалась возможность использования в конструкции отдельных серийных элементов. Это обстоятельство определило компактность и большой ресурс работы. Данный тип ускорителя кратковременно допускает частоту следования импульсов до 50 Гц. Следует отметить, что средне-



Р и с. 2. Релятивистский СВЧ-генератор с ускорителем "Синус-5"





Р и с. 3. Малогабаритный СВЧ-генератор с усжителем "Синус-М 3"



квадратичное отклонение амплитуды импульса напряжения высоковольтного генератора ускорителя не превышает 5%.

Ускоритель "Синус-МЗ" ориентирован для проведения экспериментов по генерации мощных импульсов СВЧ-излучения миллиметрового диапазона. В экспериментах с ЛОВ была получена генерация 8-миллиметрового излучения с пиковой мощностью до 6 МВт, длительностью 2,5 нс на полувысоте. Были проведены эксперименты по генерации и более коротковолнового излучения [17]. Практическую важность результатам разработки генераторов на основе мини-ускорителей и исследованиям процессов генерации в "нетрадиционной" для релятивистской высокочастотной электроники области значений ( $\sim 200$  кэВ,  $\gamma \leq 1,4$ ) придает тот факт, что относительная простота изготовления и эксплуатации, хорошие выходные параметры позволяют надеяться на эффективное использование подобных систем в научных и практических целях. В качестве примеров можно привести исследования по биологическим эффектам негеплового воздействия мощного миллиметрового СВЧ-излучения и применение таких генераторов для диагностики плазмы.

### 3. ИМПУЛЬСНЫЕ МЕГАВОЛЬТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАТОРОВ АРКАДЬЕВА-МАРКСА

В ИСЭ создано два типа ускорителей, в которых генератор Аркадьева-Маркса (ГАМ) непосредственно разряжается на диод. Один из них имеет энергозапас более  $10^5$  Дж, энергию электронов до 3 МэВ и длительность импульса  $10^{-6}$  с, а другой - малогабаритный с энергией электронов до 450 кэВ, током до 5 кА и регулируемой длительностью импульса 1-30 нс. В этом разделе рассмотрим первый из них, а в разд. 4 - другой. В ГАМ происходит быстрое последовательное соединение нескольких емкостных накопителей, которые предварительно сравнительно медленно заряжаются при параллельном соединении [2, 7]. В наиболее простых вариантах ГАМ переключение конденсаторов осуществляется двухэлектродными разрядниками. Такие генераторы широко применяют в различных областях науки и техники. Причем за последние годы существенно изменились как сами схемы, так и компоновка генераторов. Это связано с предъявляемыми к схемам ГАМ требованиями включения в заданный момент времени, широкого диапазона рабочего

напряжения, большого ресурса работы, специфической формы импульса. Так, для уменьшения длительности фронта импульса необходимо быстрое включение промежутков разрядников с малым временем коммутации, а также малые значения собственной индуктивности разрядного контура и паразитной емкости каскадов между собой и на корпус ГАМ. Для увеличения диапазона напряжения требуются многоэлектродные разрядники [2] со специфическими схемами запуска, а для повышения надежности работы разрядников необходимы малоиндуктивные накопительные элементы, обеспечивающие питание разрядников в процессе их срабатывания. Все указанные выше требования, порой противоречивые, трудно реализовать в одном или нескольких универсальных устройствах. Это и обусловило большое разнообразие схем ГАМ и привело к необходимости создания системы их классификации.

Так, для уменьшения индуктивности разрядного контура в работе [18] рекомендовано использовать зигзагообразное расположение накопителей в двух колонках, позволяющее увеличить межкаскадные емкости, шунтирующие два последовательно соединенных разрядных промежутка. На основе этого метода для трех и более промежутков с использованием не только специальных межкаскадных конденсаторов, но и межкаскадных резисторов, включенных в цепь ГАМ, созданы так называемые простые генераторы Аркадьева-Маркса со связями на R- или C-элементах. Эти элементы обеспечивают двукратные и более высокие перенапряжения на несработавших промежутках, если все предыдущие промежутки в контуре связывающего R- или C-элемента уже пробиты. Наличие связывающего элемента улучшает коммутационную характеристику срабатывающего промежутка и повышает скорость срабатывания первых промежутков ГАМ.

В другом классе ГАМ, которые можно назвать сложными, R- или C-элементы соединяют средние электроды трехэлектродных разрядников разных ступеней (через 1, 2 и т.д.). Используя трехэлектродные разрядники во всех ступенях согласно [18], получают выигрыш при работе особо мощных ГАМ. Существуют также комбинированные схемы, состоящие из простых и сложных ГАМ, где на средние электроды разрядников в сложных мощных генераторах через передающие кабели подаются импульсы от идентичных ступеней простых пусковых ГАМ существенно меньшей мощности. Комбинированные схемы применяют при параллельном запуске нескольких мощных

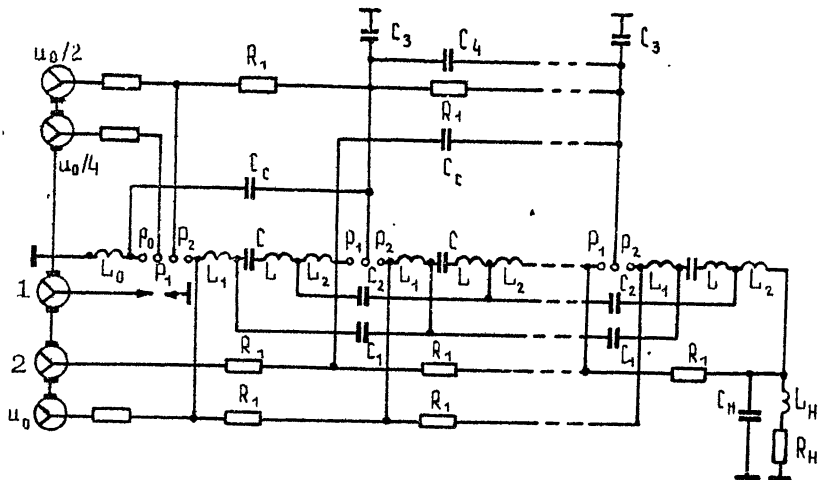
ГАМ с высокой стабильностью при довольно малой емкости ступени ГАМ относительно земли. Достоинство комбинированных схем — возможность точного и быстрого запуска мощных импульсных установок; что обеспечивает получение высокостабильных параметров импульсов для физических экспериментов [19].

В работе [19] предложена схема ГАМ с большой емкостью относительно земли, где для ускорения срабатывания разрядников используют конденсаторы связи, подобные межкаскадным малоиндуктивным конденсаторам, описанным выше; однако эти конденсаторы соединяют средние электроды трехэлектродных разрядников последующих ступеней с электродами разрядников предыдущих ступеней, близкими к заземлению (рис.4). Для запуска такой схемы с высокой стабильностью в качестве первого разрядника используют четырехэлектродный промежуток со специальной схемой запуска, обеспечивающей трехкратное перенапряжение на первом пробивном промежутке. При большой емкости относительно земли [19,20] длительность фронта импульса определяется скоростью срабатывания коммутаторов ГАМ и паразитными параметрами  $L$  и  $C$  только одной ступени.

Генераторы Аркадьева-Маркса для зарядки накопителей энергией порядка десятка килоджоулей изготавливают во многих лабораториях. Серьезная проблема возникает при разработке генераторов с накапливаемой энергией до мегаджоулей. Для уменьшения габаритов таких генераторов необходимо стремиться к наиболее компактному расположению конденсаторов. Этого удается достичь благодаря блочной системе компоновки ГАМ. Отдельные блоки делают как автономные генераторы, которые при последовательном или параллельном соединении могут обеспечить высокую энергию и напряжение. Такие блоки разрабатывают сейчас в СССР и за рубежом [19, 21].

Основная проблема при их создании состоит в том, чтобы обеспечить высокую точность синхронизации включения при напряжении, достигающем иногда многих мегавольт. Разброс в срабатывании отдельных блоков должен быть много меньше времени нарастания напряжения на нагрузке. Кроме того, необходимо исключить возможность самозапуска отдельных блоков. В блоках ГАМ, разработанных в ИСЭ СО АН СССР Б.М.Ковальчуком с сотрудниками [22], используют конденсаторы типа ИК-100-04. Максимальное число ступеней в блоке составляет 35. Каждый блок имеет автономные разрядни-





Р и с. 4. Общая схема ГАМ с большой емкостью ступеней относительно земли  $C_3$  и с конденсаторами связи  $C_c$ :  $R_1$  – зарядные сопротивления;  $P_0, P_1, P_2$  – искровые разрядники;  $C, L$  – емкость и индуктивность накопительного конденсатора;  $L_1, L_2$  – индуктивность одной ступени разрядного контура;  $C_1, C_2$  – емкости между двумя смежными накопительными конденсаторами;  $C_4$  – емкость между смежными экранами;  $R_H, L_H, C_H$  – нагрузка;  $u_0$  – зарядное напряжение

ки и зарядные сопротивления. Зарядное напряжение каждой ступени 85 кВ, поэтому напряжение одного блока составляет  $3 \cdot 10^6$  В. Такие блоки соединяют параллельно и располагают в одном баке, заполненном трансформаторным маслом. Малое время запуска каждого блока (порядка 150 нс) от пускового импульса и высокая стабильность этого времени ( $\pm 5$  нс) обеспечивают их надежную работу при параллельном включении. Падение напряжения в таком блоке ГАМ составляет  $(0,5-1) \times 10^6$  В/м, а индуктивность разрядного контура  $(1-2) \cdot 10^6$  Г/м.

Простейшая схема замещения разрядного контура генератора Аркадьева–Маркса для зарядки емкостного накопителя (конденсатор, ФЛ) показана на рис.1,б. В процессе зарядки напряжение на конденсаторе  $C_H$  изменяется по закону

$$u_c = \frac{u_0}{1 + \frac{C_H}{C_Y}} (1 - \cos \omega t),$$

где  $u_0 = n u_1$  - начальное напряжение ГАМ;  $C_Y$  - ударная емкость генератора;  $\omega = \sqrt{(1 + C_H/C_Y) / C_H L}$ ;  $L$  - индуктивность

контура. Из этого выражения следует, что максимальное напряжение на  $C_H$  достигается в момент  $t_H = \pi \sqrt{C_H L / (1 + C_H/C_Y)}$ .

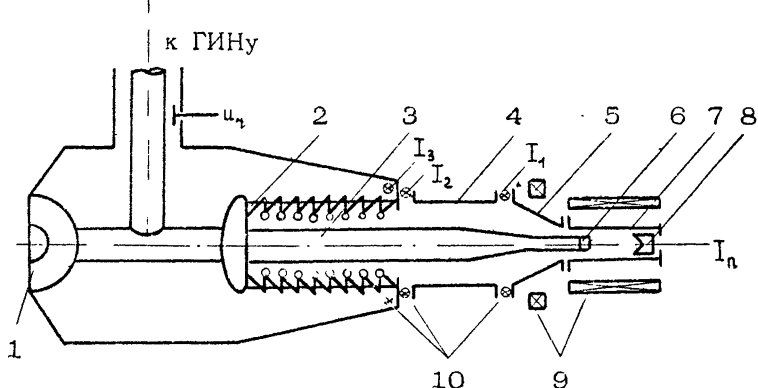
Коэффициент передачи энергии от генератора в накопитель составляет  $\eta = (4 C_H / C_Y) / (1 + C_H / C_Y)^2$ . При  $C_H = C_Y$  достигается 100-процентная передача энергии в накопительный конденсатор. С учетом сопротивления разрядного контура получаются затухающие колебания, что приводит к снижению напряжения ГАМ по сравнению со значением  $n u_1$  и к уменьшению коэффициента передачи энергии.

В ИСЭ разработан импульсный микросекундный ускоритель электронов, для питания которого использовался генератор, собранный из нескольких блоков ГАМ. В этом ускорителе ГАМ непосредственно разряжается на диод (сопротивление  $R_D$ ) (см. рис. 1,б). Удельные характеристики генератора приведены ниже. Этот ускоритель был использован для создания релятивистского многовольного черенковского генератора [23].

#### Характеристики секции генератора [22] \*)

Число ступеней	33
Емкость в ударе	0,012 мкФ
Зарядное напряжение	25+85 кВ
Запасаемая энергия	47,5 кДж
Выходное напряжение	3,0 МВ
Индуктивность	12 мкГ
Габариты	0,64x0,64x6м
Вес конденсаторов	1,05 т
Полный вес	1,3 т
Удельная плотность энергии	19 кДж/м <sup>3</sup>
Удельная индуктивность	4 мкГ/МВ
Линейный градиент	0,5 МВ/м
Стабильность запуска секции	± 10 нс

\*) Характеристики приведены при напряжении на конденсаторах 85 кВ.



Р и с. 5. Схема ускорителя электронов: 1 - срезающий разрядник, 2 - вакуумный изолятор, 3 - катододержатель, 4 - вакуумная камера, 5 - конус, 6 - катод, 7 - лайнер, 8 - цилиндр Фарадея, 9 - соленоид с катушкой коррекции, 10 - пояса Роговского

Схема установки приведена на рис.5. Импульс напряжения амплитудой  $u_n = 1 \pm 2,5$  МВ и длительностью  $t_n \approx 1$  мкс подавался от генератора Маркса на графитовый трубчатый катод радиусом  $r_k = 3,0$  см. Радиус анода  $r_a = 5,6$  см. Для торможения продольного движения катодной плазмы катод устанавливался в нарастающее магнитное поле с пробочным отношением  $k_n = 1,1$ , при этом первоначальный радиус электронного пучка в однородном магнитном поле  $B = 14 \pm 32$  кГс был 2,85 см. Внешний радиус пучка ограничивался коллимирующей графитовой диафрагмой с радиусом отверстия 3,4 см. Электродинамическая структура устанавливалась на расстоянии 20 см от диафрагмы. Для изменения длины структуры и ее секционирования диафрагмированный волновод из нержавеющей стали выполнен составным. Максимальная длина равна 48,6 см. Внутренний радиус волновода  $r_b = 4,2$  см, радиус отверстия диафрагм  $r_d = 3,9$  см. Диафрагмы выполнены в виде полуторов с малым радиусом 0,3 см. Период структуры  $d = 1,5$  см. После прохождения области взаимодействия электронный пучок расширялся в спадающем магнитном поле и оседал на поверхность конического коллектора из нержавеющей стали. Ток на коллектор измерялся шунтом обратного то-

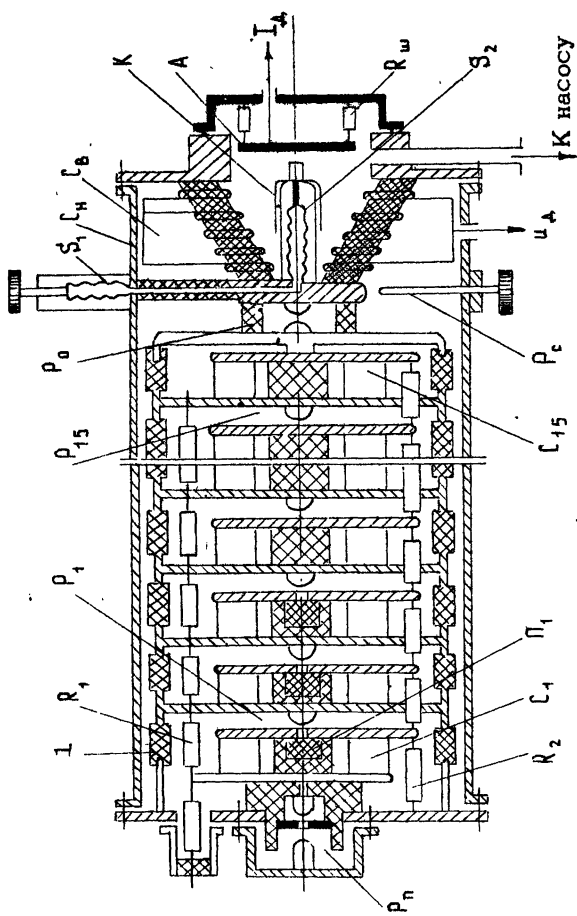
ка, защищенным экраном от попадания на него электронов. Ток диода регистрировался поясом Роговского, напряжение — емкостным делителем. Давление остаточного газа в системе было менее  $5 \cdot 10^{-5}$  торр. Вывод СВЧ-энергии производился через вакуумно-плотное окно диаметром 120 см. Для измерения СВЧ-мощности использовалось три полупроводниковых охлаждаемых детектора. Длина волны измерялась с помощью фильтров на запердельных волноводах и могла контролироваться одновременно в двух любых точках диаграммы излучения.

Исследования показали, что в однородном диафрагмированном волноводе длиной  $l = 48,6$  см генерация излучения с длиной волны  $\lambda = 3$  см возникает при малых пусковых токах пучка на переднем фронте импульса напряжения, что не позволяет использовать полную мощность пучка. Уменьшение длины структуры для увеличения пускового тока генератора не привело к заметному росту СВЧ-мощности. С целью увеличения мощности и длительности импульса СВЧ-излучения была проведена серия экспериментов по оптимизации электродинамической структуры. Выполненные исследования привели к конструкции устройства, включающей две секции периодического волновода и промежуточную трубу дрейфа. При напряжении на импульсном генераторе 2,5 МВ, токе 25 кА была получена мощность излучения около 5 ГВт при длительности импульса по основанию 30–50 нс и КПД СВЧ-генератора 10%.

#### 4. МАЛОГАБАРИТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ С ГАМ

Для проведения ряда физических исследований необходимо длительность импульсов электронного и СВЧ-излучения регулировать в широких пределах. Кроме того, в некоторых случаях нужна высокая стабильность времени между пусковым импульсом и импульсом излучения. Такие установки типа "Маус" разрабатываются в ИСЭ. Это малогабаритный ускоритель с катодом на основе взрывной эмиссии, в котором диод непосредственно подключен к ГАМ на сегнетоэлектрических конденсаторах (рис.6) [24].

Каждая из ступеней ГАМ представляет собой унифицированную секцию, состоящую из шести конденсаторов  $C_1$ , включенных параллельно, разрядников  $R_1$  и зарядных резисторов  $R_1, R_2, \dots$ . Все ступени собираются в колонну с помощью кольцевых изоляторов из оргстекла 1. Секционированный высоковольтный



Р и с. 6. Конструктивная схема ускорителя "Маус": 1 — кольцевые изоляторы;  $R_1, R_2$  — зарядные резисторы;  $R_4 - R_{15}$  —разрядники секций;  $R_0$  — обостритель;  $S_1, S_2$  — сильфоны гидропровода перемещения катода;  $C_A$  — емкостный делитель напряжения;  $K$  — катодержатель;  $A$  — анодный блок;  $R_{ш}$  — шунт тока диода;  $P_c$  — срезающий разрядник;  $C_1 - C_{15}$  — конденсаторы секций;  $\Pi_1 - \Pi_3$  — поджигающие устройства;  $R_n$  — пусковой разрядник;  $U_0$  — зарядное напряжение;  $I_d$  — ток диода;  $U_A$  — напряжение на диоде

изолятор собран из чередующихся металлических и полиэтиленовых колец с распределением потенциала по ним при помощи резисторов. Вторая и третья ступени генератора снабжены устройствами для подсветки зазоров разрядников. Это стабилизирует их запуск и расширяет диапазон напряжений срабатывания. Подсветка осуществляется ультрафиолетовым излучением разряда по поверхности сегнетоэлектрика, запуск устройства - от предыдущей ступени. ГАМ запускается от импульсного генератора с тиратроном ТГИ1-400/16 при точности синхронизации не хуже 5 нс. Для регулировки длительности в пределах 3-50 нс на выходе ГАМ установлен срезающий разрядник  $P_c$  с плавной регулировкой зазора.

Генератор размещен в стальной трубе в атмосфере азота при давлении до  $10^6$  Па. Трубка ускорителя состоит из катода К (см. рис.6), установленного на высоковольтном изоляторе, и анодного фланца А, на котором находится фольга для вывода пучка, или антикатод для рентгеновского излучения, или же устройство для измерения параметров пучка. Для регулировки зазора анод-катод предусмотрено устройство дистанционного перемещения катода с помощью гидравлического привода. При увеличении ускоряющего промежутка от 6 до 26 мм ток пучка уменьшается в 20 раз. Благодаря малой индуктивности накопительных конденсаторов и контура ГАМ, а также высокому давлению газа и перенапряжению на разрядниках можно сформировать фронт импульса 1 нс. Включение обостряющего разрядника  $P_0$  позволяет получить фронт импульса менее 1 нс. В качестве катода используют или трубку из фольги, или плоскую графитовую пластину. Использование трубчатого катода диаметром 10 мм позволяет получить пучок электронов диаметром 3-4 мм с плотностью тока около  $10^4$  А/см<sup>2</sup>. Графитовый катод дает пучок с равномерной плотностью тока на большой площади и предпочтителен при выводе электронов сквозь фольгу.

Напряжение ГАМ в пределах 20% регулируют изменением зарядного напряжения, а с помощью регулировки давления в колонне ГАМ можно без изменения зазоров разрядников изменять выходное напряжение в диапазоне 80-450 кВ. Дальнейшее уменьшение напряжения возможно за счет уменьшения числа ступеней и межэлектродных зазоров. Укорочение длительности импульса до 1 нс возможно при использовании субнаносекундной насадки с газовыми разрядниками высокого давления. В этом случае достигают плотности тока на ано-

де около  $10^6$  А/см<sup>2</sup> при диаметре пучка электронов 100–300 мкм.

Измерения энергетического спектра электронов в пучке с помощью магнитного спектрометра показали, что 1–2% электронов пучка ускоряются до энергии, соответствующей (2–3) $u_0$ . Применяя вольфрамовый анод, можно использовать ускоритель в качестве источника рентгеновского излучения с синхронизацией рентгеновского импульса с исследуемыми процессами.

В ИСЭ СО СССР или по его чертежам сейчас изготовлено более 50 ускорителей типа "Маус", которые широко применяются не только в СВЧ-электронике, но и в исследованиях по физике плазмы, радиационной физике, радиационной химии, лазерной физике и т.д.

## 5. УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ С ИНДУКТИВНЫМ ФОРМИРУЮЩИМ ЭЛЕМЕНТОМ

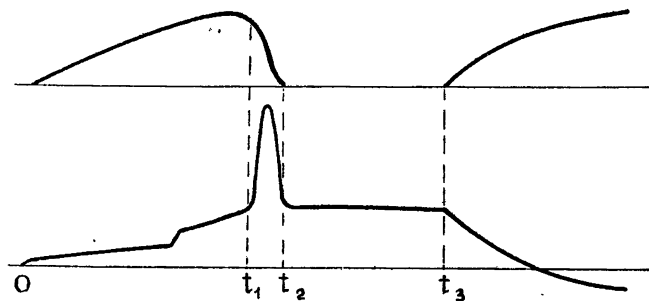
Емкостные накопители энергии (ЕНЭ) в виде генераторов импульсных напряжений по схеме Аркадьева–Маркса получили большое распространение в импульсной технике. Это обусловлено их способностью медленно (в течение минут) запасать энергию и отдавать ее за время  $10^{-6}$  с.

В настоящее время конструкции ЕНЭ достигли большого совершенства, особенно при использовании принципа параллельной работы многих ГАМ, как было показано в разд.3. Однако даже в этих установках плотность энергии не превышает  $5 \times 10^3$  кДж/м<sup>3</sup> при выходном напряжении 2,6 МВ. Из сравнения параметров ЕНЭ видно, что плотность энергии  $w$  снижается примерно обратно пропорционально напряжению  $u_0$ . Например, при  $u_0 = 10^7$  В даже для наиболее совершенных ЕНЭ  $w = 1,3$  кДж/м<sup>3</sup>. Низкая плотность энергии приводит к значительной индуктивности разрядной цепи ЕНЭ, что ограничивает возможную выходную мощность значениями  $P_M = 1-3$  ТВт, а среднюю скорость нарастания мощности значениями 2,7 ТВт/мкс. Иными словами, ЕНЭ способны обеспечить на нагрузке время нарастания мощности  $t_M = 0,5-1$  мкс. Однако все большее число физических и технических применений требуют мощностей более  $10^{13}$  Вт при  $t_M < 10^{-7}$  с.

Частично указанные требования удалось реализовать в области длительностей импульса менее 200 нс с помощью ФЛ

с распределенными параметрами. Получение длинных прямоугольных импульсов с помощью корректирующих цепей ( LC [25] или LR [26] ) и обостряющей емкости [2] не нашло широкого применения из-за усложнения схемы ЕНЭ и существенного снижения плотности энергии в них.

Исследования и разработки, выполненные в ИСЭ СО АН СССР Ю.А.Котовым с сотрудниками, показали, что значительно улучшить параметры ЕНЭ можно с помощью промежуточных индуктивных накопителей и прерывателей тока, основанных на электрически взрываемых проводниках (ЭВП-прерывателей) [26-28]. В этом случае источник работает следующим образом (см. рис.1,в). При замыкании ключа  $K_1$  ток от накопителя с емкостью  $C$ , заряженной до напряжения  $u_0$ , течет через индуктивность  $L$  и взрываемые проводники. Нагрузка отделена коммутатором  $K_2$  (разрядником). Если сечение проводника достаточно мало, то по мере протекания тока он нагревается, его сопротивление растет что вызывает увеличение скорости поглощения энергии проводником. При достаточной энергии происходит плавление проводника, на осциллограмме напряжения (рис.7.) наблюдается скачок, проводник



Р и с. 7. Кривые тока (вверху) и напряжения (внизу) при взрыве проводника с паузой тока

продолжает нагреваться в жидком состоянии до некоторого момента  $t_1$ , в который начинается собственно взрыв проводника, т.е. его бурное расширение и диспергирование металла с частичным испарением. При этом сопротивление ЭВП возрастает на несколько порядков, что приводит к резкому снижению тока и генерированию импульса напряжения на индуктивности контура. Если электрическая прочность продуктов ЭВП



выше амплитуды генерируемого напряжения, то ток отключается полностью (момент  $t_2$  на рис.7) и наблюдается пауза тока ( $t_2 - t_3$ ), длительность которой определяется величиной оставшегося на батарее напряжения и скоростью расширения продуктов ЭВП. Однако, если коммутатор  $K_2$  (см.рис.1,в) настроить так, чтобы он пробивался генерируемым при взрыве напряжением, то ток индуктивности переключится на нагрузку, и напряжение на ней может в несколько раз превысить зарядное напряжение конденсаторной батареи.

В первом приближении можно считать, что если ЭВП прерывает ток  $i$  за время  $t_0$ , то среднее сопротивление размыкателя  $R_p \approx L/t_0$ . Тогда амплитуда напряжения на нагрузке

$$u \approx (Li/t_0) [1/(1+\tau)] \quad (5)$$

и мощность

$$P \approx (Li^2/t_0) [1/(1+\tau)^2], \quad (6)$$

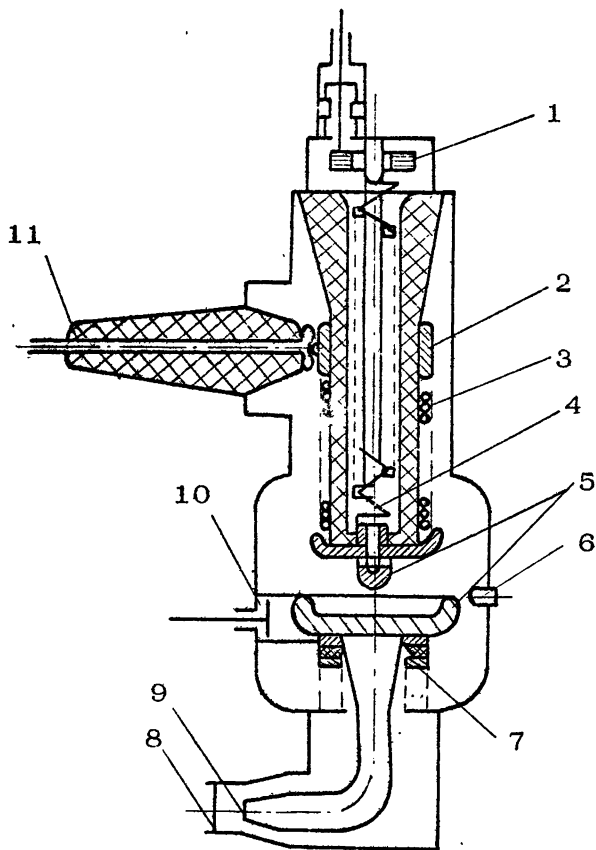
где  $\tau = R/R_p \sim Rt_0/L$ . Максимальная мощность достигается при  $R=R_p \sim L/t_0$  и равна  $0,25 Li^2/t_0$ . Отношение  $t_0$  к времени нарастания тока в первичном контуре в этом случае определяет обострение фронта импульса, а отношение  $0,25 Li^2 \cdot (R_p t_0)^{-1}$  - усиление мощности ЕНЭ. Проведенная оценка показывает, что для получения высокой мощности необходимо обеспечить малое время размыкания и высокое сопротивление размыкателя.

Выполненные исследования показали, что генераторы с ЭВП-прерывателями способны работать в качестве усилителя мощности и для коррекции формы импульса. При этом удается, с одной стороны, более чем на порядок уменьшить время нарастания мощности и на порядок поднять ее величину (в основном за счет напряжения) по сравнению с прямым разрядом ЕНЭ на нагрузку, а с другой - уменьшить скорость спада вершины импульса. При этом в режиме усиления мощности повышается плотность энергии в источнике за счет снижения выходного напряжения ЕНЭ и отсутствия ФЛ. В режиме коррекции применение ЭВП-прерывателей позволяет непосредственно от ЕНЭ получать импульсы длительностью до  $10^{-5}$  с со спадом вершины не более 20% при КПД передачи энергии в нагрузку равном 60%. Регулировка длительности импульса производится за счет изменения параметров прерывателя тока и индуктивности контура, т.е. без конструктивных переделок источника.

Для ускорения процесса обрыва тока в ИСЭ предложено использовать в качестве ЭВП-прерывателя параллельное соединение большого числа проводников малого диаметра (менее  $10^{-2}$  см) [27]. Это позволило создавать ускорители электронов с ускоряющим напряжением до 2 МВ при длительности импульса  $10^{-7}$  -  $10^{-5}$  с. Описание одного из таких ускорителей для целей релятивистской СВЧ-электроники дается ниже [29]. Этот ускоритель с энергией в электронном пучке порядка  $10^4$  Дж рассчитан для работы как в режиме коротких импульсов (ускоряющее напряжение до 2 МВ, ток до 50 кА, длительность импульса до 100 нс), так и в режиме длинных импульсов (500 кВ; 25 кА; 2,5 мкс). Между этими предельными режимами можно реализовать и другие с отличающимися  $u, I, t$ . Первичными накопителями ускорителя (рис.8) является ГИН этажерочной конструкции, состоящей из двух параллельных модулей с выходным напряжением  $u_0$  до 510 кВ и суммарной ударной емкостью  $C = 0,5$  мкФ. Размеры ГИН в плане 1,2x1,9 м, высота 1,7 м. Используются конденсаторы ИК-100-0,4.

Ускоритель работает следующим образом. ГИН (емкость  $C$  и разрядник  $K_1$ ) разряжается через индуктивность контура  $L$  (собственная индуктивность ГИН и включенная добавочно индуктивность  $L_c$ ) на ЭВП. При срабатывании прерывателя ток через обостряющий разрядник  $K_2$  переключается на вакуумный диод. Длительность импульса в диоде регулируется моментом срабатывания срезающего разрядника  $K_3$  или пробоем промежуточного прерывателя. Прерыватель, добавочная индуктивность, вакуумный изолятор, обостряющий и срезающий разрядники размещены в общем корпусе (рис.8), который заполнен азотом при давлении 10 атм. Высота корпуса 2,3 м, объем  $1,7$  м<sup>3</sup>. Прерыватель выполнен в виде параллельных тонких медных проволочек, натянутых зигзагообразно на изоляционных опорах.

Так как на диод переключается индуктивность - источник тока, то ускоряющее напряжение определяется сопротивлением диода и переключенным током и может значительно превышать выходное напряжение ГИН. На данном ускорителе при использовании полого стального катода в виде усеченного конуса с выходным диаметром  $D = 60$  мм и расстоянием анод-катод  $d = 21$  мм получена амплитуда тока в 45 кА, а напряжение - 1,75 МВ. При этом генератор имел следующие параметры:  $u_0 = 390$  кВ,  $L = 12,5$  мкГ, число проволочек  $n = 62$ ,



Р и с.8. Схема ускорителя электронов с индуктивным формирующим элементом: 1 - трансформатор тока в цепи прерывателя, 2 - корпус ЭВП, 3 - индуктивность соленоида, 4 - взрывающиеся проводники, 5 - коммутатор вторичной цепи, 6 - срезавший коммутатор, 7 - секционированный вакуумный изолятор, 8 - анод диода, 9 - катод диода, 10 - делитель напряжения

их диаметр 0,06 мм и длина  $l = 2,5$  м. Методика расчета  $L \ll \lambda$  -контура с ЭВП, переключаемого на активную нагрузку, описана в статье [29]. Работа диода с магнитной изоляцией в ускорителе с индуктивным накоплением энергии практически ничем не отличается от работы в обычных ускорителях. Описание одного из таких диодов можно найти в работе [30]. В разработанном ускорителе значительно выше отношение полной энергии пучка к объему установки  $1,5$  кДж/м<sup>3</sup> по сравнению с традиционными схемами с емкостными накопителями, где этот показатель  $0,04 - 0,4$  кДж/м<sup>3</sup>. Ускорители электронов такого типа, созданные при участии ИСЭ СО АН СССР, для экспериментов по релятивистской СВЧ-электронике работают в самом институте, в ИПФ АН СССР, ИОФ АН СССР, в МГУ и т.д. Описание экспериментов по генерации СВЧ-колебаний с использованием ускорителей этого класса дано в работах [31, 32].

Итак, в ИСЭ СО АН СССР создано несколько типов импульсных высокопоточных ускорителей электронов с широким набором параметров. Это дает возможность широким фронтом вести исследования в области релятивистской СВЧ-электроники.

## Л и т е р а т у р а

1. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий. - Письма в ЖЭТФ, 1971, т.13, с.7.

2. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов.радио, 1974. 256 с.

3. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И. и др. Формирование высокопоточных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.5.

4. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Высокопоточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ-излучения. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.5.

5. Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. и др. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. - Там же, с.36.

6. Абрамян Е.А., Альтеркюн Б.А., Кулешов Г.Д. Интенсивные электронные пучки, М.: Энергоатомиздат, 1984, 232 с.

7. Месяц Г.А., Насибов А.С., Кремнев В.В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М.: Энергия, 1970, 153 с.

8. Белоусов В.И., Бункин Б.В., Гапонов-Грегов А.В. и др. Генерация мощного микроволнового излучения потоком релятивистских электронов в режиме периодического следования импульсов. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №23, с.1443.

9. Mesyats G.A. et al. The reb pulse-periodic microwave generators. - High power electron and ion beam research and technology: Proc. IV Int. Topical Conf. Pilaisean, 1981, v.2, p.847.

10. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Ковалев Н.Ф. и др. Высокоэффективный релятивистский карсинотрон. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №7, с.443.

11. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я.; Коровин С.Д. и др. Ограничение длительности импульсов СВЧ-излучения в релятивистском карсинотроне. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №19, с.1168.

12. Петелин М.И. Генерация когерентного излучения интенсивными потоками релятивистских электронов. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 4. Саратов: Изд-во СГУ, 1974, с.79.

13. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д., и др. Релятивистский черенковский генератор миллиметрового диапазона длин волн. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №10, с.617.

14. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн. - Наст. сборник, с.119.

15. Ельчанинов А.С., Коровин С.Д., Месяц Г.А. и др. Генератор мощных наносекундных импульсов СВЧ-излучения миллиметрового диапазона. - В кн.: Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983, с.152.

16. Комяк Н.И., Морговский Л.Я., Пеликс Е.А. Импульсные рентгеновские аппараты серии МИРА. - Дефектоскопия, 1978, №3, с.108.

17. Губанов В.П., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах. - Наст. сборник, с.178.

18. Fitch R.A. Marx and Marx-like high-voltage generators. - IEEE Trans.Nucl.Sci.,1973,v.NS-18, N3,p.190.
19. Бастриков А.Н., Ковальчук Б.М., Кокшенев В.А. и др. Мощный генератор импульсов напряжения с высокой стабильностью срабатывания. - ПТЭ, 1981, №6, с.101.
20. Кремнев В.В., Лучинская Л.И., Манылов В.И., Шендрик В.Н. Генератор Аркадьева-Маркса для получения импульсов напряжения с формой, близкой к прямоугольной. - ПТЭ, 1981, №5, с.106.
21. Мартин Д.С. Высоковольтные системы получения коротких импульсов. - В кн.: Накопление и коммутация энергии больших плотностей. М.: Мир, 1979, с.7.
22. Бастриков А.Н., Воробьюшко М.И., Ковальчук Б.М. и др. Генератор импульсов напряжения для мощных импульсных систем. - В кн.: Доклады 2-й Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Л., 1981, с.152.
23. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Релятивистский многоволновой черенковский генератор. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, № 22, с.1385.
24. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Ковальчук Б.М., Яковлев В.П. Генератор электронных пучков с наносекундной точностью включения. - В кн.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск: Наука, 1974, с.123.
25. Parker R.K., Ury M. The VERA Relativistic Electron Beam Accelerator.-IEEE Trans.,1975, v.NS-22,N3, p.983.
26. Ковальчук Б.М., Котов Ю.А. Генератор электронных пучков с индуктивным накопителем. - В кн.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск: Наука, 1974, с.130.
27. Котов Ю.А., Колганов Н.Г., Седой В.С. Формирование высоковольтных импульсов с помощью взрыва проводников. - В кн.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск: Наука, 1974, с.83.
28. Ковальчук Б.М., Котов Ю.А., Месяц Г.А. Наносекундный сильноточный ускоритель электронов с индуктивным накопителем. - ЖТФ, 1974, № 1, т.44, с.215.
29. Котов Ю.А., Ковальчук Б.М., Колганов Н.Г. и др. Наносекундный сильноточный импульсный ускоритель электронов с индуктивным формирующим элементом. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №17, с.883.

30. Беломытцев С.Я., Ким А.А., Колганов Н.Г. и др. Генератор релятивистских электронных микросекундных пучков. ПТЭ, 1981, № 2, с.22.

31. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонаторными замедляющими структурами. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.145.

32. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.96.

институт сильноточной электроники  
СО АН СССР

## СОДЕРЖАНИЕ

От редактора .....	3
Н.Ф.Ковалев. Линейная теория СВЧ-приборов с сильноточными пучками релятивистских электронов, движущихся прямолинейно .....	5
Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин. Теория релятивистских убитронов с сильноточными электронными пучками....	49
С.П.Бугаев, В.И.Канавец, А.И.Климов, В.И.Кошелев, В.А.Черепенин. Релятивистский многоволновой черенковский генератор .....	79
А.Н.Диденко, А.П.Арзин, А.Г.Жерлицын, Г.В. Мельников, А.С.Сулакшин, Н.М.Филипенко, Г.П.Фоменко, Ю.Г.Штейн. Релятивистские триодные СВЧ-генераторы .....	104
В.Л.Братман, Г.Г.Денисов, С.Д.Коровин, М.М.Офисеров, С.Д. Полевин, В.В. Ростов. Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн.....	119
В.П.Губанов, Г.Г.Денисов, С.Д.Коровин, В.В.Ростов, А.В.Сморгонский, М.И.Яландин. Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах .....	178
Г.А.Месяц. Импульсные ускорители для релятивистской СВЧ-электроники .....	193



Линейная теория СВЧ-приборов с сильноточными пучками релятивистских электронов, движущихся прямолинейно. К о в а л е в Н. Ф. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.4. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.5.

В приближении малых сигналов построена теория черенковских высокочастотных приборов с сильноточными пучками релятивистских электронов и электродинамическими системами в виде слабогофрированных волноводов. В основу положен метод связанных волн, где парциальными являются волны, распространяющиеся в регулярных волноводах, заполненных электронным пучком, а связь волн обусловлена гофрировкой. Подробно рассмотрены свойства парциальных волн в случае тонкостенных и равномерно заполняющих волноводы пучков. Ил. 9, список лит. 18 назв.

Теория релятивистских убитронов с сильноточными электронными пучками. Г и н з б у р г Н. С., П е т е л и н М. И. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып. 4. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.49.

Для убитронов, в которых магнитное поле представляет собой комбинацию знакопеременного периодического и однородного продольного полей, рассмотрено три режима работы:

а) режим слабого магнитного поля, когда гирочастота много меньше частоты баунс-осцилляций электронов ( $\omega_H \ll \Omega_B$ ), и функции однородного магнитного поля сводятся к фокусировке электронного пучка;

б) режим резонанса ( $\omega_H \sim \Omega_B$ ), когда наряду с фокусирующим эффектом наложение продольного магнитного поля приводит к существенному увеличению амплитуды осцилляций электронов в поле ондулятора, при адиабатическом включении этого поля электроны перемещаются в области взаимодействия с сигнальной электромагнитной волной по стационарным винтовым траекториям;

в) режим сильного магнитного поля ( $\omega_H \gg \Omega_B$ ), в котором электроны могут двигаться только вдоль периодически искривленных в пространстве силовых линий магнитного поля.

Для простейших пространственно-ограниченных моделей учтены коллективные эффекты: кулоновское расталкивание электронных ступок, а также искажение электронным пучком периодического магнитного поля. Ил.5, список лит. 33 назв.

УДК 621.335.63

Релятивистский многоволновой черенковский генератор. Б у г а е в С. П., К а н а в е ц В. И., К л и м о в А. И., К о ш е л е в В. И., Ч е р е п е н и н В. А. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.4. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.79.

Изложены физические принципы и результаты исследования многоволнового черенковского генератора (МВЧГ). В секционированном МВЧГ получена генерация в относительно широком спектре волн 3,07–3,42 см с мощностью 200 МВт при длительности импульса 0,6 мкс, а также в узком спектре волн  $3,15 \pm 0,1$  см мощностью 5 ГВт при длительности импульса 50 нс. Обсуждаются механизмы ограничения длительности СВЧ-импульсов и разрушения электронного пучка в процессе генерации. Ил. 8, список лит. 27 назв.

УДК 621.385.62

Релятивистские триодные СВЧ-генераторы. Д и д е н к о А. Н., А р з и н А. П., Ж е р л и ц ы н А. Г., М е л ь н и к о в Г. В., С у л а к ш и н А. С., Ф и л и п е н к о Н. М., Ф о м е н к о Г. П., Ш т е й н Ю. Г. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.4. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.104.

Исследован СВЧ-генератор, основанный на вынужденном излучении электронов, осциллирующих в потенциальной яме отражательной триодной системы. Потенциальная яма в данной системе образуется между катодом и виртуальным катодом, расположенным за прозрачным для электронов пучка анодом. Найдены характеристики индивидуального излучения электрона, колеблющегося в такой яме. На основе нелинейной теории взаимодействия электронного потока с СВЧ-полем в триодной системе определена частота излучения и электронный КПД. Обсуждаются результаты экспериментального исследования триодных генераторов, проведенные на высокоточных ускорителях наносекундной и микросекундной длительности. Ил. 6, список лит. 12 назв.

УДК 621.385.63

Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн. Б р а т м а н В. Л., Д е н и с о в Г. Г., К о р о в и н С. Д., О ф и ц е р о в М. М., П о л е в и н С. Д., Р о с т о в В. В. — В кн.: Релятивистская высоко-

частотная электроника, вып. 4. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.119.

Дан обзор экспериментальных исследований одномодовых генераторов, основанных на вынужденном черенковском и тормозном излучениях сильнооточных релятивистских электронных пучков. Среди черенковских генераторов подробно изучены оротроны, генераторы поверхностной волны и флимаatron (или МСЭ, основанный на излучении Смита-Парселла). Среди генераторов, основанных на тормозном излучении электронов, — гиротроны на модах поперечно-магнитного типа, убитрон на квазикритической частоте и мазеры на циклотронном авторезонансе. Во всех случаях использование электродинамических и электронных методов селекции мод позволило получить стабильную генерацию с воспроизводимой пространственной структурой излучения. Получена мощность излучения 50–100 МВт в длинноволновой и 10–30 МВт в коротковолновой частях миллиметрового диапазона длин волн при КПД до 5–10%. Проведено сравнение генераторов различных типов и обсуждены перспективные направления повышения мощности и частоты излучения. Ил. 29, табл. 2. список лит. 60 назв.

УДК 621.385.6

Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах. Г у б а н о в В. П., Д е н и с о в Г. Г., К о р о в и н С. Д., Р о с т о в В. В., Я л а н д и н М. И., С м о р г о н с к и й А. В. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.4, Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.178.

Экспериментально показано существование в спектре черенковских приборов с релятивистскими электронными пучками (карсиотронов с  $\lambda = 3$  см и 8 мм и оротрона с  $\lambda = 8$  мм) коротковолнового ( $3 \ll \lambda \ll 8$  мм) излучения с высоким уровнем мощности. Появление такой мощности обусловлено действием эффективной распределенной обратной связи по высокой частоте, возникающей из-за наличия периодических неоднородностей в электродинамических системах генераторов. Исследуются свойства этого излучения, совокупность которых заставляет предположить протекание процесса вынужденного рассеяния внутри самих генераторов волн накачки. Ил. 5, список лит. 14 назв.

Импульсные ускорители для релятивистской СВЧ-электроники. М е с я ц Г. А. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, вып.4. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.193.

Дан обзор принципов действия и результатов экспериментального исследования электронных сильноточных ускорителей прямого действия. Подробно рассмотрены 3 основных типа ускорителей: с зарядкой накопительной линии от импульсного трансформатора, с генератором Аркадьева-Маркса, разряжаемым на диод, с накопителем в виде емкостного генератора и формирователем импульса на основе индуктивного накопителя с прерывателем тока на взрывающихся проводниках. Указанные ускорители позволяют формировать электронные пучки с энергиями  $10^5$ - $3 \cdot 10^6$  эВ, током  $10^2$ - $10^5$  А при длительности импульса от 5 нс до 10 мкс с частотой следования от одиночных импульсов до 100 Гц. Ил. 8, табл.1, список лит. 32 назв.

## A B S T R A C T S

LINEAR THEORY OF MICROWAVE DEVICES  
WITH HIGH-CURRENT BEAMS OF RELATIVISTIC  
ELECTRONS MOVING STRAIGHTFORWARDLY.

N.F.Kovalev

A theory of Cerenkov microwave devices with high-current beams of relativistic electrons and electrodynamical systems in the form of slightly corrugated waveguides is built in the approximation of small signals. The theory is based on the method of the coupled waves approach; the partial waves being waves propagating in regular waveguides filled with the electron beam and the wave coupling being due to the corrugation. The properties of partial waves for the cases of thin-walled beams and of beams homogeneously filling the waveguides are considered thoroughly.

THE THEORY OF RELATIVISTIC UBITRONS  
WITH HIGH-CURRENT ELECTRON BEAMS

N.S.Ginzburg, M.I.Petelin

For ubitrons, where the magnetic field is combined by periodic and homogeneous longitudinal magnetic fields, three operation regimes are considered:

1) The regime of weak magnetic field when gyrofrequency is much less than that of the electron bounce frequency ( $\omega_H \ll \Omega_B$ ). Here the homogeneous magnetic field is used only to focus the electron beam.

- 2) The regime of the cyclotron-bounce resonance ( $\omega_H \sim \Omega_E$ ) when the applied longitudinal magnetic field not only focuses the electron beam but also increases the amplitude of the electron oscillations in the field of the undulator. When the field is "switched-on" adiabatically, electrons move along stationary helical trajectories in the region of interaction with the signal electromagnetic wave.
- 3) The regime of strong magnetic field ( $\omega_H \gg \Omega_E$ ) when electrons can move only along the magnetic field lines periodically curved in space.

For some simplest limited models the Coulomb interaction of electrons in the bunched beam and the deformation of the periodic magnetostatic field by the electron beam are taken into account.

### RELATIVISTIC MULTIWAVE CERENKOV GENERATOR

S.P.Bugaey, V.I.Kanavets, A.I.Klimov, V.I.Koshelev,  
V.A.Cherepenin

Physical principles and results of investigation of a multiwave Cerenkov generator (MWCG) are given. In such a MWCG of sectioned type the generation in a rather wide wavelength range (3.07 - 3.42 cm) with power 200 MW at pulse duration 0.6 mcs and in a narrow wavelength range ( $3.15 \pm 0.1$  cm) with power 5 GW at pulse duration 50 ns are obtained. The mechanisms responsible for restriction of the microwave pulse duration and the destruction of the electron beam due to generation are discussed.

### RELATIVISTIC TRIODE MICROWAVE GENERATORS

A.N.Didenko, A.P.Arzina, A.G.Zherlitsin,  
G.V.Mel'nikov, A.S.Sulakshin, N.M.Filipenko  
G.P.Fomenko, Yu.G.Shtein

The paper describes a microwave generator based on stimulated radiation of electrons oscillating in the potential well of a reflecting triode

system. The potential well is formed between the cathode and the virtual cathode which is located behind the anode transparent for the electron beam. The characteristics of the individual radiation of an electron oscillating in this well are calculated. On the basis of the nonlinear theory of the interaction between the electron beam and the microwave field in the triode system, the radiation frequency and the electronic efficiency are determined. The results of experiments carried out using high-current nanosecond and microsecond accelerators are discussed.

## RELATIVISTIC MILLIMETER WAVE GENERATORS

V.L.Bratman, G.G.Denisov, S.D.Korovin,  
M.M.Ofitserov, S.D.Polevin, V.V.Rostov

A review of experimental study of single-mode generators based on stimulated Cerenkov radiation and bremsstrahlung of high-current relativistic electron beams is given. Three classes of Cerenkov generators are investigated thoroughly: orotrons, surface wave generators and flimatron (or FEM based on Smith-Purcell radiation). Generators using bremsstrahlung are as follows: gyrotrons with TM mode, ubitrons operating at quasi-critical frequency and CARMs. Electrodynamical and electron methods of mode selection permitted to obtain the stable radiation with reproducible space structure of radiation. The radiation power up to 50-100 MW for longer- and 10-30 MW for shorter millimeter wavelengths with an efficiency of up to 5-10 % was obtained. The generators of various types are compared. Methods of increasing power and radiation frequency are discussed.

# EXPERIMENTAL STUDY OF STIMULATED WAVE SCATTERING BY ELECTRON BEAMS IN RELATIVISTIC MICROWAVE GENERATORS

V.P.Gubanov, G.G.Denisov, S.D.Korovin,  
V.V.Rostov, M.I.Yalandin, A.V.Smorgonsky

The existence of powerful short wave ( $3 \text{ mm} \leq \lambda \leq 8 \text{ mm}$ ) radiation in the radiation spectrum of Cerenkov devices with relativistic electron beams (carcinotron with  $\lambda = 3 \text{ cm}$  and  $8 \text{ mm}$  and orotron with  $\lambda = 8 \text{ mm}$ ) is shown experimentally. The high power in short waves is stipulated by the action of the effective high-frequency distributed feedback, which is due to periodic inhomogeneities in electrodynamic systems of generators. Features of the radiation are investigated, and the set of these features enables one to assume stimulated scattering inside pump wave generators.

## PULSE ACCELERATORS FOR RELATIVISTIC MICROWAVE ELECTRONICS

G.A.Mesyats

Principles of operation and results of experimental study of high-current electron accelerators are reviewed. Three main types of accelerators are considered in detail: the accelerator with the storage line charged by the pulse transformer, the accelerator with the Marx generator discharged into the diode and the accelerator with the primary storage capacitor, intermediate storage inductance and explosive conductor switch. Such accelerators form electron beams with energy  $10^5 - 3 \cdot 10^6 \text{ eV}$ , current  $10^2 - 10^5 \text{ A}$  and pulse duration  $5 \text{ ns} - 10 \text{ mcs}$ . Most of accelerators form single pulse, some have repetition rate up to  $100 \text{ Hz}$ .