

Теория Генераторов с Магнитной Самоизоляцией

В.А.Балакирев, П.И.Марков, Г.В.Сотников, Ю.В. Ткач

Институт электромагнитных исследований

310022 г.Харьков 22, А/Я 10857

Тел.: (0572)43-59-52, E-mail: fractal@iemr.vl.net.ua

Содержание

| | |
|---|------------|
| 1. Введение | 111 |
| 2. Стационарное течение электронов в линии с магнитной самоизоляцией | 112 |
| 3. Волны и неустойчивости бриллюэновского потока в передающей линии с гладкими стенками. | 117 |
| 4. Теория и расчет дисперсии микроволн в коаксиальных замедляющих структурах. | 121 |
| 4.1. Коаксиальная линия с гофрированным анодом. | 121 |
| 4.2. Анодная диафрагмированная структура. | 123 |
| 4.3. Коаксиальная структура с гофрированным катодом | 126 |
| 4.4. Катодная диафрагмированная структура. | 128 |
| 5. Теория СВЧ-генератора с магнитной самоизоляцией | 129 |
| 5.1. Дисперсионные соотношения и неустойчивости бриллюэновского потока в линии с замедляющей структурой на аноде. | 129 |
| 5.2. Линейная теория усиления микроволн электронными потоками в линиях с анодной замедляющей структурой. | 133 |
| 5.2.1. Получение дисперсионного уравнения | 133 |
| 5.2.2. Импедансное приближение. | 135 |
| 5.2.3. Анализ дисперсионного уравнения с учетом флюке-гармоник | 137 |
| 5.3. Усиление микроволн электронными потоками в линиях с катодной замедляющей структурой | 140 |
| 6. Результаты численного моделирования ММО | 144 |
| 7. Экспериментальные исследования ММО | 145 |
| 8. Заключение | 146 |
| Список литературы | 146 |

Аннотация

Проведен комплекс исследований генерации и усиления микроволн в коаксиальных замедляющих линиях с магнитной самоизоляцией. Замедляющая структура представляют собой коаксиальную линию с диафрагмами на аноде (анодная замедляющая линия) или на катоде (катодная замедляющая линия). Бриллюэновское течение образуется в результате взрывной эмиссии с катода структуры и дальнейшей самосогласованной динамики в собственных электрических и магнитных полях. Исследование неустойчивости такого потока показывает, что эффективность взаимодействия в замедляющей линии значительно выше, чем в коаксиальной линии с гладкими стенками.

1. Введение

Идея магнитной изоляции очень проста и заключается в использовании магнитного поля для предот-

вращения закорачивания анод- катодного промежутка. Магнитное поле, направленное параллельно электродам, заворачивает электроны, эмити-

рованные катодом, препятствуя их попаданию на анод. В результате дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях формируется электронное течение вдоль катодной поверхности. Магнитная изоляция в одночастичном приближении была исследована еще в 1921 г. [1]. Классическим СВЧ прибором, в котором реализована идея магнитной изоляции, является магнетрон. В качестве примеров явлений и устройств, в основе которых лежит эффект магнитной изоляции, можно назвать электронные и ионные диоды, пеннинговский разряд.

В последние годы для передачи больших потоков энергии от генератора к нагрузке, например в установках по электронному термоядерному синтезу, широкое применение получили вакуумные линии с магнитной самоизоляцией [2]. Впервые явление магнитной самоизоляции использовано для передачи энергии по вакуумной коаксиальной линии длиной до 7 м на установке AURORA [3].

При больших потоках энергии порядка 10^{10} Вт/см² и выше напряженность электрического поля в вакуумной передающей линии превосходит пороговое значение $E \propto (2 \div 3) \cdot 10^5$ В/см, при котором происходит взрывная эмиссия с отрицательного электрода линии. Эмиссия электронов обычно происходит в начале линии с задержкой в несколько наносекунд относительно импульса напряжения. Электронный поток вначале попадает на анод, а затем под действием электродинамических сил сносится к концу линии (см. рис.2.). Цепь замыкается либо током утечки на конце линии, если она разомкнута, либо током в нагрузке. Превышение магнитного поля, которое создается как электронным потоком, так и током по внутреннему электроду, над электрическим обеспечивает существование стационарного течения. Для этого необходимо, чтобы ток в линии достиг или превысил некоторое минимальное значение, которое определяется приложенным напряжением и геометрией линии.

Наличие электронного потока в линии наталкивает на мысль об его использовании для усиления и генерации СВЧ электромагнитных колебаний [4-7]. Для этого необходимо, чтобы в линии могла распространяться медленная волна ($v_{ph} < c$, v_{ph} - фазовая скорость, c - скорость света в вакууме). Необходимого замедления волны можно добиться различными способами, например, гофрировкой одного или двух электродов коаксиальной или плоской линий, использованием цепочки резонаторов или замедляющих структур типа гребенки. Такого рода генераторы и усилители с магнитной самоизоляцией имеют общие черты прежде всего с магнетроном. С той лишь разницей, что в магнетроне для магнитной изоляции используется внешнее магнитное поле, а в генераторах с магнитной самоизоляцией (MIL0-Magnetic Insulated Line Oscillator) - собственное самосогласованное магнит-

ное поле. При фиксированной геометрии замедляющей линии параметры стационарного течения электронов: его ток, энергия, поперечный размер и т.д. определяются единственным параметром - напряжением, приложенным к электродам. Приложенным напряжением будут определяться и параметры генератора: частоты генерации, генерируемая мощность, электронный КПД. Такая "жесткость" генераторов этого типа позволяет надеяться на их высокую устойчивость в работе [6, 7].

В настоящей работе изложена теория возбуждения электромагнитных колебаний в замедляющих линиях с магнитной самоизоляцией.

В разделе 2. приведены результаты стационарной теории линии с магнитной самоизоляцией, позволяющие определить параметры бриллюэновского течения электронов. В разделе 3. исследованы волны и неустойчивости в релятивистском бриллюэновском течении, формируемом в плоской линии передачи. Основное внимание уделено колебаниям в течении с минимальным током. В разделе 4. изучены дисперсионные свойства коаксиальных замедляющих структур, являющихся перспективными в генераторах с магнитной самоизоляцией. Рассмотрены коаксиальные линии с синусоидально гофрированным анодом или катодом, а также коаксиальные линии с прямоугольными диафрагмами на катоде или аноде. В разделе 5. представлена линейная теория генерации и усиления микроволн бриллюэновским течением в различных замедляющих структурах. Рассмотрена замедляющая структура с диафрагмами, расположенными как на аноде, так и на катоде. Проведено сравнение указанных типов MIL0. В разделе 6. обсуждаются результаты численных экспериментов по генерации электромагнитных колебаний в устройствах типа MIL0 [5-7]. В разделе 7. дан обзор экспериментальных исследований генераторов с магнитной самоизоляцией. В заключительной части работы представлены основные результаты и выводы.

2. Стационарное течение электронов в линии с магнитной самоизоляцией

Важным параметром, разделяющим режимы работы линии с магнитной самоизоляцией, является величина $K = l/c\tau_f$, где l - длина отрезка линии, τ_f - длительность фронта импульса. При $K \ll 1$ справедливо стационарное приближение. Электроды линии можно рассматривать просто как пластины конденсатора, в которых протекает ток. В длинной линии необходимо учитывать волновой характер распространения импульса (волновой режим, см. например [2]). Ниже мы ограничимся стационарным приближением, предполагая условие ста-

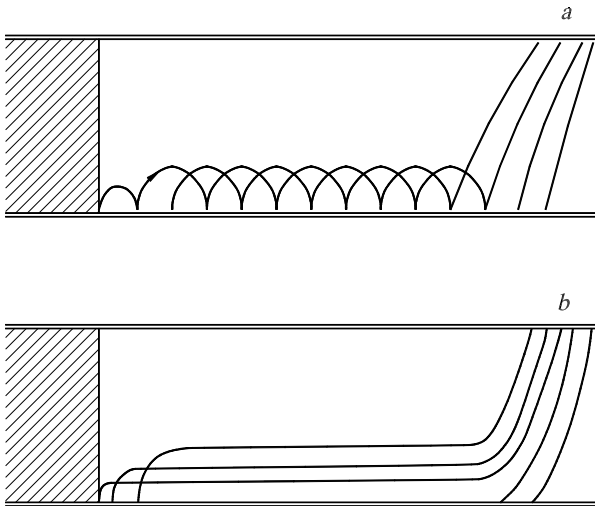


Рис. 1. Модели: а — двухпоточкового, б — однопоточкового (бриллюэновского) течений.

ационарного приближения выполненным.

В настоящее время наибольшее распространение получили две модели электронных потоков в магнитоизолированных линиях:

- а) двухпоточковая, в которой электроны движутся по циклоидам, начинающимся и заканчивающимся на поверхности катода (см. рис.2.а),
- б) однопоточковая или бриллюэновская модель [8] (рис.2.б), в которой электроны движутся параллельно поверхности электродов со скоростью дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Теория двухпоточковой модели магнитной изоляции развита в работах [9-13]. Следует отметить, что наличие двух встречных потоков делает течение сильно неустойчивым [14, 15]. Время развития неустойчивости такого состояния оказывается меньше времени формирования потока, которое по порядку величины равно времени пролета электронов через слой. Поэтому двухпоточковые течения практически не реализуются [15]. Результаты численного моделирования показывают [16], что вместо него формируется течение, близкое к бриллюэновскому. Электроны в потоке движутся не по циклоидам, а скорее по прямым, совершая малые колебания.

Таким образом, численное моделирование, а также экспериментальные исследования [2] показали, что для описания течения электронов в линиях с магнитной изоляцией наиболее подходящим является бриллюэновское приближение. С него мы и начнем изложение теории магнитной самоизоляции в вакуумных линиях передачи. Основные результаты этой теории получены в работах [2,17-19].

Рассмотрим коаксиальную вакуумную линию передачи. Идеально проводящие внутренний и внешний электроды имеют радиусы a и b соответственно. Между электродами приложена разность потенциалов U . Электронное течение с внешним радиусом r_* прижато к катоду, которым является внутренний электрод. Вообще говоря, электронный слой может быть оторван от катода. Однако энергетически такое течение невыгодно и в экспериментах, как правило, не реализуется.

Система уравнений, описывающая стационарное осесимметричное течение, включает в себя уравнения гидродинамики для электронов:

$$\begin{aligned} v_z \frac{\partial p_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial p_z}{\partial r} &= e \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{e}{c} v_r H_\varphi, \\ v_z \frac{\partial p_r}{\partial z} + v_r \frac{\partial p_r}{\partial r} &= e \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{e}{c} v_z H_\varphi, \\ \frac{\partial}{\partial z} n v_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r n v_r &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и уравнений Максвелла для поля

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r H_\varphi &= -\frac{4\pi e}{c} n v_z, \\ \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} &= \frac{4\pi e}{c} n v_r, \\ \Delta \Phi &= 4\pi e n, \end{aligned} \quad (2)$$

где \vec{v} — скорость, а \vec{p} — импульс электронов, n — плотность электронного потока, Φ — электрический потенциал, \vec{H} — магнитное поле, e — заряд электрона.

Система уравнений (1,2) имеет интеграл [2]

$$m c^2 \gamma_0 - e \Phi = m c^2 \Psi(r H_\varphi), \quad (3)$$

где γ_0 — релятивистский фактор, m — масса электрона, $\Psi(x)$ — произвольная функция, отражающая конкретный способ формирования электронного потока. Обычно эта функция выбирается равной единице. В этом случае интеграл (3) соответствует закону сохранения энергии.

Рассмотрим однородное вдоль передающей линии течение $\partial/\partial z = 0$, когда радиальное движение отсутствует $v_r = 0$. Тогда первое уравнение системы (1) удовлетворяется автоматически, а из второго находим, что электроны дрейфуют в продольном направлении со скоростью

$$v_z = c E_r / H_\varphi, \quad (4)$$

где $E_r = -\partial\Phi/\partial r$. Отметим, что уравнение непрерывности также удовлетворяется автоматически. С учетом соотношения (4) из уравнений для поля (2) следует интеграл

$$r^2 (H_\varphi^2 - E_r^2) = Const. \quad (5)$$

Константу интегрирования выберем равной $Const = H_c^2 a^2$, где H_c — значение магнитного

поля на катоде. Электрическое поле на катоде обращается в нуль вследствие ограниченности потока пространственным зарядом. Это дополнительное условие на электрическое поле позволяет найти ток, обеспечивающий магнитную изоляцию в линии. Конечное значение магнитного поля на поверхности катода указывает на то, что по внутреннему электроду линии в режиме магнитной изоляции всегда течет ток I_c , который связан с магнитным полем соотношением $H_c = 2I_c/ca$. Из интеграла (5) следуют выражения для электрического и магнитного полей [17]

$$E_r = -(a/r)H_c \operatorname{sh} \psi(r),$$

$$H_\varphi = -(a/r)H_c \operatorname{ch} \psi(r),$$

где $\psi(r)$ – произвольная функция, для определения которой воспользуемся законом сохранения энергии (3). В результате получим следующее уравнение для функции $\psi(r)$:

$$\operatorname{ch} \psi - 1 = \frac{eH_c a}{mc^2} \int_0^r \frac{dr}{r} \operatorname{sh} \psi.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\psi(r) = \alpha \ln(r/a),$$

где $\alpha = \omega_c a/c$, $\omega_c = eH_c/mc$ – циклотронная частота на катоде. Параметр α полностью определяется током $\alpha = 2I_c/I_A$, где $I_A = mc^3/e = 17kA$.

Таким образом, для параметров течения имеем следующие зависимости от поперечной координаты

$$v_z/c = \operatorname{th} \psi, \quad \gamma_0 = \operatorname{ch} \psi,$$

$$4\pi e^2 n/m = \omega_c^2 (a^2/r^2) \operatorname{ch} \psi.$$

Нетрудно видеть, что отношение квадратов плазменной частоты $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m\gamma_0$ и циклотронной $\omega_H^2 = \omega_c^2/\gamma_0^2$ равно единице во всем объеме электронного слоя.

Для того, чтобы выразить параметры течения через напряжение в линии U , необходимо воспользоваться условиями непрерывности электрического и магнитного полей на границе слоя $r = r_*$. В результате получим следующие соотношения, связывающие параметры слоя с напряжением

$$\gamma = \operatorname{ch} \psi_0 + (s-1)\psi_0 \operatorname{sh} \psi_0, \quad i = s\psi_0 \operatorname{ch} \psi_0, \quad (6)$$

где $\gamma = 1 + eU/mc^2$, $\psi_0 = (2I_c/I_A) \ln(r_*/a)$, $i = (2I/I_A) \ln(b/a)$ – безразмерный ток в линии. Ток, текущий по катоду $i_c = (2I_c/I_A) \ln(b/a)$, связан с введенными параметрами соотношением

$$i_c = s\psi_0. \quad (7)$$

Отношение полного тока в линии к току на катоде равно:

$$i/i_c = \operatorname{ch} \psi_0 = \gamma_m, \quad (8)$$

где γ_m – релятивистский фактор электронов на границе слоя. При заданных напряжении γ и токе в линии i соотношения (6-8) позволяют определить остальные параметры течения: толщину, полный ток, переносимый электронами в вакуумном промежутке, максимальную энергию частиц. Случаю заполнения течением всего вакуумного промежутка ($s = 1$) соответствует парапотенциальный ток [18]

$$i_p = \gamma \ln \left[\gamma + (\gamma^2 + 1)^{1/2} \right]. \quad (9)$$

Исключив из соотношений (6) параметр s , можно выразить ток в линии как функцию ψ_0 при фиксированном напряжении γ

$$i = (\gamma - \operatorname{ch} \psi_0 + \psi_0 \operatorname{sh} \psi_0) / \operatorname{th} \psi_0.$$

Эта функция имеет минимум при

$$\gamma = \operatorname{ch} \psi_0 + \psi_0 \operatorname{sh}^3 \psi_0. \quad (10)$$

Минимальное значение тока равно

$$i_m = \psi_0 \operatorname{ch}^3 \psi_0. \quad (11)$$

Для катодного тока и параметра s в этом случае имеем следующие выражения

$$i_c = \psi_0 \operatorname{ch}^2 \psi_0, \quad s = \operatorname{ch}^2 \psi_0 = \gamma_m^2. \quad (12)$$

При заданном потенциале γ соотношения (10),(11) определяют минимальный ток, текущий по катоду i_c и поперечный размер электронного течения. Максимальная энергия электронов течения, которая достигается на его границе, находится из (10) и равна $\gamma_m = \operatorname{ch} \psi_0$. Значение тока в линии может быть определено также из принципа минимума полной энергии [19]. Минимизируя полную энергию как функцию потенциала на границе γ_m , получим значение тока, практически не отличающееся от минимального тока (11). Поэтому для расчетов стационарного течения вполне достаточно соотношений (10-12).

На рис.2.-2. (кривые 1) представлены зависимости параметров течения с минимальным током от напряжения γ . Как видно из рис.2., с ростом напряжения минимальный ток растёт, причем в области релятивистских энергий по линейному закону $i_m = \gamma$, $\gamma \gg 1$. Ток в катоде i_c (рис.2.) также растёт, однако его вклад в полный ток с ростом медленно убывает (рис.2.). В частности, при $\gamma = 3$ примерно 66% от полного тока приходится на ток, текущий в катоде, и лишь 34% – на течение электронов в вакуумном промежутке. С ростом напряжения параметр s растёт (рис.2.), а следовательно толщина слоя убывает. Растёт также, хотя и медленно, максимальная энергия частиц (рис.2.). Например, при $\gamma = 3$, или напряжении 1 МВ, максимальная энергия составляет 250 КВ.

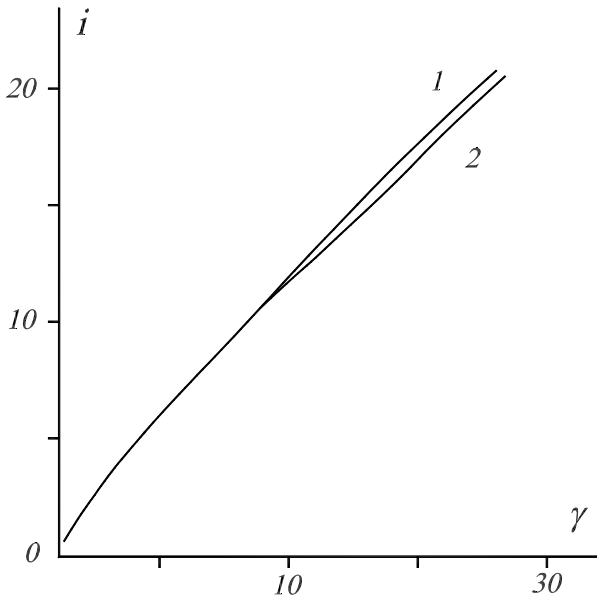


Рис. 2. Зависимость минимального тока в линии от безразмерного напряжения $\gamma = 1 + eU/mc^2$, кривая 1 – неоднородное течение, 2 – однородное течение.

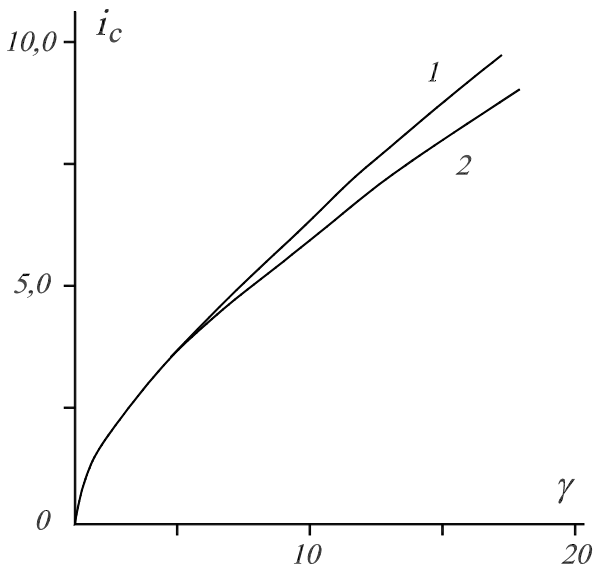


Рис. 3. Зависимость тока в катоде от напряжения, кривая 1 – неоднородное течение, 2 – однородное течение.

Течение с минимальным током реализуется в разомкнутой линии (импеданс нагрузки равен бесконечности). Если ток в линии превышает минимальное значение, но меньше парapotенциального тока (9), то имеется два равновесных состояния течения, отличающихся толщиной электронного слоя и потенциалом на границе течения [18]. При $i > i$ имеется только одно состояние. На рис.2. представлена зависимость параметра s от тока i , полученная из соотношений (6) при $\gamma = 3$. На рис.2. изобра-

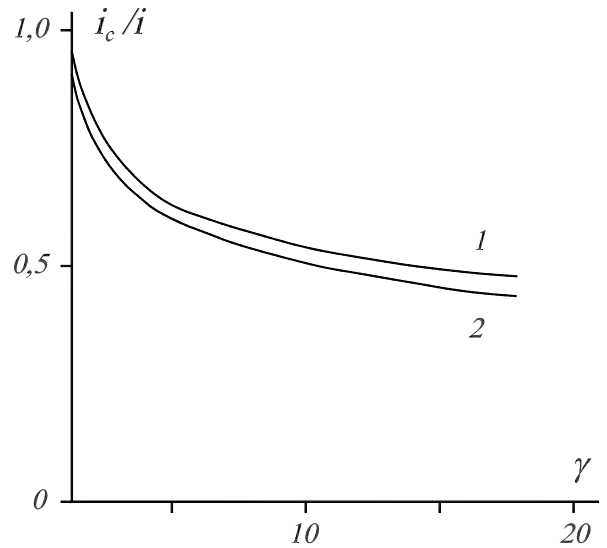


Рис. 4. Отношение тока в линии к току в катоде как функция напряжения, кривая 1 – неоднородное течение, 2 – однородное течение.

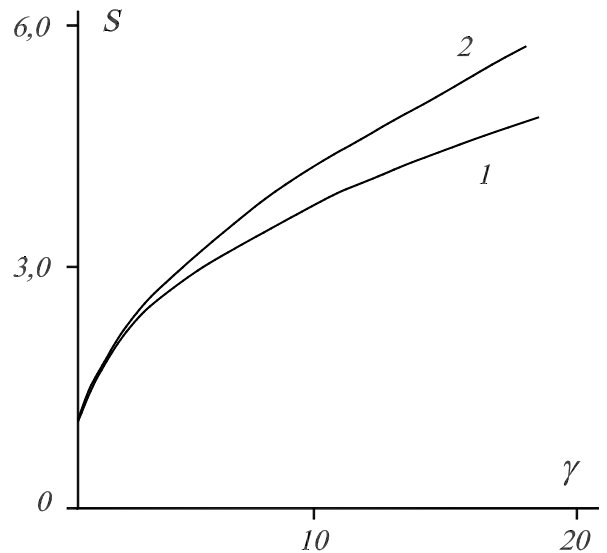


Рис. 5. Зависимость параметра s от напряжения, кривая 1 – неоднородное течение, 2 – однородное течение.

жена аналогичная зависимость для потенциала на границе слоя. Ветви "1" и "2" соответствуют разным корням системы уравнений (6). Кривые "1" обрываются при $i = i$. Меньшей полной энергии системы отвечает состояние, описываемое ветвью "1", т.е. состояние с большей толщиной слоя и более высоким потенциалом на его границе.

Выше была изложена стационарная самосоглаванная теория передающей линии с магнитной самоизоляцией, позволяющая рассчитать основные параметры электронного течения. В работах [20,21] предложена более простая модель электронного те-

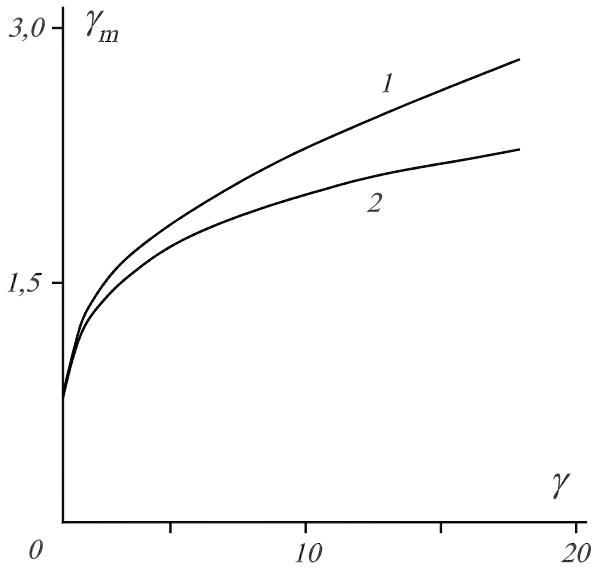


Рис. 6. Зависимость релятивистского фактора электронов на границе течения от напряжения, кривая 1 – неоднородное течение, 2 – однородное течение.

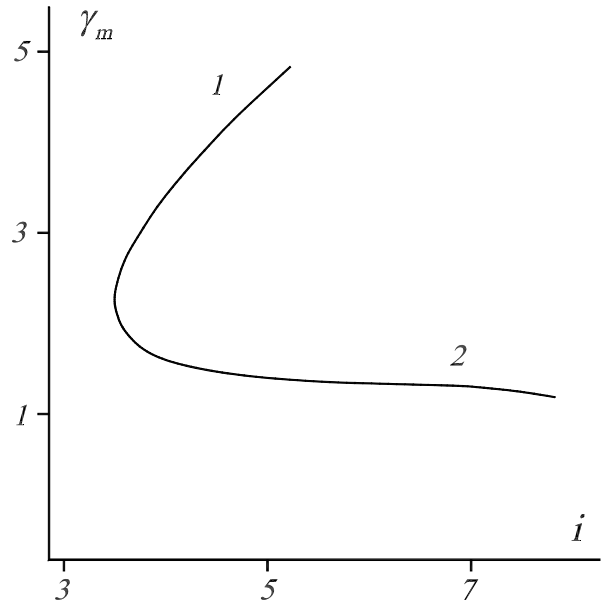


Рис. 8. Зависимость релятивистского фактора электронов на границе течения от тока в линии при $\gamma = 3$.

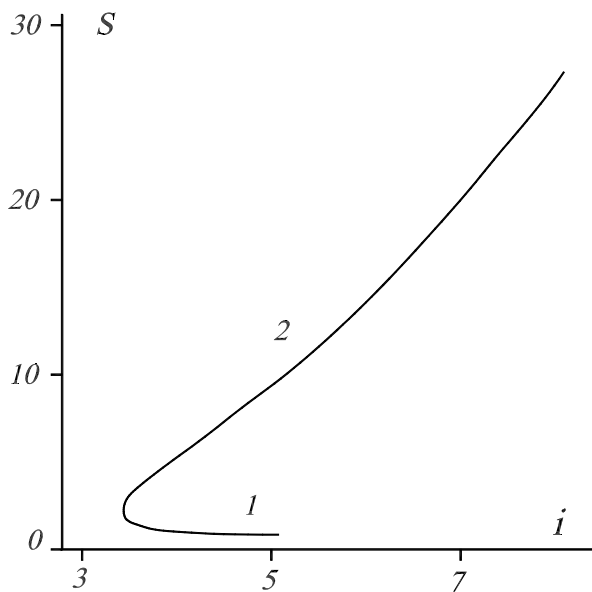


Рис. 7. Зависимость параметра течения s от тока в линии при $\gamma = 3$.

чения с постоянной плотностью частиц в слое. Для полноты картины остановимся кратко на этой модели.

Будем рассматривать плоскую линию, состоящую из двух параллельных идеально проводящих плоскостей. Нижний электрод является катодом, верхний – анод. Однородный электронный слой толщиной x_* прижат к катоду ($x_* > x > 0$). Падающее напряжения в анод-катодном промежутке мож-

но представить в виде:

$$U = \Phi_* - E_a(d - x_*), \quad (13)$$

где U – приложенное напряжение, E_a – электрическое поле на аноде, Φ_* – потенциал на границе слоя, d – расстояние между электродами. В рамках модели однородного слоя электрическое поле на аноде E_a и потенциал на границе слоя Φ_* связаны с толщиной слоя соотношениями $E_a = -4\pi enx_*$, $\Phi_* = 2\pi enx_*^2$, где n – плотность электронов в слое. С учетом этих соотношений имеем выражение для напряжения

$$U = -E_a d - E_a^2 / 8\pi en. \quad (14)$$

Используя интеграл

$$H_y^2 - E_x^2 = H_c^2, H_c = H_y(x = 0),$$

который в плоской геометрии является аналогом интеграла (5), находим связь между электрическим и магнитным полями

$$E_a = -(H_a^2 - H_c^2)^{1/2}, \quad (15)$$

где H_a – напряженность магнитного поля на аноде. В (15) мы использовали условие ограниченности потока пространственным зарядом $E_x(x = 0) = 0$. Плотность частиц в бриллюэновском потоке определим из условия равенства на катоде циклотронной и плазменной частот [20]

$$n = H_c^2 / 4\pi mc^2. \quad (16)$$

С учетом соотношений (15),(16) для напряжения U получаем следующее выражение:

$$\frac{eU}{mc^2} = \frac{ed}{mc^2} (H_a^2 - H_c^2)^{1/2} - \frac{1}{2} \left(\frac{H_a^2}{H_c^2} - 1 \right). \quad (17)$$

Поскольку $H_a = 4\pi I/c$, $H_c = 4\pi I_c/c$, где I , I_c – проходящие на единицу длины ток в линии и ток, текущий по катоду, то напряжение U можно выразить через указанные токи. Введем безразмерные переменные типа (6):

$$i = \frac{4\pi dI}{I_A}, \quad i_c = \frac{4\pi dI_c}{I_A}, \quad \gamma = 1 + \frac{eU}{mc^2}.$$

Тогда вместо (17) имеем:

$$\gamma = 1 + (i^2 - i_c^2)^{1/2} + (1 - i^2/i_c^2)/2. \quad (18)$$

При фиксированном напряжении γ формула (18) определяет зависимость $i(i_c)$. Минимизируя эту зависимость по катодному току $di/di_c = 0$, находим неявное соотношение для минимального тока

$$i_m = X^3 (X^2 - 1)^{1/2}, \quad \gamma = (X^2 - 1) (X^2 - 1/2) + 1, \quad (19)$$

где $X = i_m/i_c$. Для потенциала на границе слоя и толщины течения имеем следующие выражения:

$$\gamma_* = (X^2 + 1)/2, \quad s = d/x_* = X^2 \quad (20)$$

В работе [21] показано, что в рассматриваемой модели однородного слоя минимальный ток (19) близок к току, полученному из принципа минимальности энергии системы. На рис.2.-2. (кривые 2) представлены зависимости параметров течения от напряжения γ , рассчитанные по формулам (19), (20). Из этих рисунков видно, что в рассмотренном интервале напряжений обе модели дают близкие результаты. Такое совпадение указывает на слабую зависимость основных параметров течения от профиля плотности слоя.

3. Волны и неустойчивости бриллюэновского потока в передающей линии с гладкими стенками.

В предыдущем разделе исследовано стационарное бриллюэновское течение в передающей линии. Следующим шагом теории является изучение вопроса об устойчивости стационарного течения. Например, двухпоточковое состояние практически не реализуется из-за его сильной неустойчивости. Стационарное бриллюэновское течение является неравновесным уже потому, что в нем имеется шир скорости (энергии). От нулевого значения на катоде

продольная скорость течения монотонно нарастает и достигает максимума на границе слоя.

Данный раздел посвящен исследованию распространения и возбуждения колебаний в бриллюэновском потоке. Перед изложением основного материала остановимся кратко на истории вопроса. Неустойчивость двухпоточкового нерелятивистского течения в магнетроне исследована в работе [14]. Теория неустойчивостей однопоточкового бриллюэновского течения в потенциальном приближении изложена в работе [22]. В теории электронных потоков, движущихся в скрещенных полях, важным параметром является отношение квадратов плазменной и циклотронной частот $q = \omega_p^2/\omega_H^2 \leq 1$. Для бриллюэновского течения $q = 1$. Неустойчивость потоков при произвольном $q < 1$ рассмотрена Бунеманом и др. в [23]. В работе [24] получена линейная система уравнений, описывающая неустойчивости релятивистского бриллюэновского течения в коаксиальной линии передачи. Волны и неустойчивости в плоской линии с магнитной изоляцией исследованы в [25,26]. В этих работах получено дисперсионное уравнение, описывающее колебания прижатого к катоду релятивистского бриллюэновского ($q = 1$) течения. Показано, что относительно наиболее опасных низкочастотных крупномасштабных возмущений поток устойчив. Неустойчивость развивается в диапазоне высоких частот $\omega > \omega_p$. Эта неустойчивость получила название магнетронной. Ее возникновение связано с тем, что для волн с частотами $\omega > \omega_p$ в объеме течения имеется слой, где выполнено условие резонанса на нормальном эффекте Доплера $\omega = kv_0(x) + \omega_c/\gamma_0(x)$, где k – продольное волновое число возмущения, $v_0(x)$, $\gamma_0(x)$ – скорость и релятивистский фактор течения. В резонансном слое происходит циклотронное поглощение энергии поля поверхностных волн потока. Поскольку медленная ($\omega/k < v_*$, v_* – скорость течения на границе) поверхностная волна потока, связанная с наличием свободной границы, имеет отрицательную энергию, то циклотронные потери энергии приводят к неустойчивости. В работе [27] обобщены результаты работы [26] на случай двух свободных границ течения. Кроме этого рассмотрен общий случай произвольных значений параметра $q \leq 1$. Наличие второй свободной границы (вакуумного промежутка между электронным слоем и катодом) качественно меняет картину. В области низких частот развивается диоко-тронная неустойчивость, а в области высоких частот возникает вторая ветвь неустойчивых магнетронных колебаний, связанная с резонансной циклотронной раскачкой на аномальном эффекте Доплера $\omega = kv_0(x) - \omega_c/\gamma_0(x)$ колебаний прикатодной границы течения. Напомним, что в передающих линиях с магнитной самоизоляцией реализуется, как правило, прижатое течение, поскольку оно энергетически более выгодно.

За нарастание волны при развитии магнетронной неустойчивости ответственна небольшая группа частиц в окрестности резонансного слоя. Поэтому нелинейное насыщение неустойчивости должно происходить на относительно низком уровне колебаний. По своей природе магнетронная неустойчивость аналогична кинетическим неустойчивостям в плазме потоков частиц с большим энергетическим разбросом [28]. Возбуждение шумовых колебаний с широким частотным спектром приведёт к слаботурбулентному состоянию течения и, в частности, к диффузии электронов поперек магнитного поля и возникновению турбулентных токов утечки. Проводя аналогию с магнетроном, можно говорить о формировании "кипящего" слоя в линии передачи. С точки зрения макроскопической устойчивости течения магнетронная неустойчивость опасности не представляет.

Учет конечной проводимости в стенках линии приводит к возникновению диссипативной неустойчивости. Эта неустойчивость может развиваться и в области низких частот $\omega < \omega_p$. Для ее развития необходимо, чтобы в системе существовали волны с отрицательной энергией. Анализ диссипативной неустойчивости выполнен в работе [29]. Инкремент этой неустойчивости мал ($\gamma_d \propto 10^{-5}\omega_H$), поэтому она существенной опасности не представляет. В работе [30] показано, что к более сильной диссипации, по сравнению с проводимостью стенок, приводит образование на катоде тонкого слоя плотной плазмы с плотностью частиц $\propto 10^{15}\text{см}^{-3}$ и температурой $\sim 1\text{eV}$. Проводимость плазмы $\propto 10^{13}\text{с}^{-1}$ обусловлена электрон-ионными соударениями. Наличие плазменного слоя приводит не только к уменьшению проводимости и, соответственно, к увеличению инкремента диссипативной неустойчивости. Более важным является то, что, благодаря плазменному слою, в спектре колебаний появляются новые низкочастотные диссипативные моды. При выполнении пространственного синхронизма возникает сильная связь одной из этих мод и волной течения. В результате происходит резонансное увеличение инкремента неустойчивости. Такая неустойчивость имеет инкремент $\gamma_d \propto 0, 1\omega_H$, существенно превосходящий инкремент диссипативной неустойчивости, связанной с конечной проводимостью металлических электродов линии.

Будем отталкиваться от самосогласованной стационарной бриллюэновской модели течения в плоской линии передачи (рис.2.б). Нас будут интересовать только электронные колебания без участия ионов. В плоской геометрии параметры течения в линии с магнитной самоизоляцией описываются выражениями:

$$H_y = -H_c \text{ch } x, \quad E_x = -H_c \text{sh } x, \\ v_z/c = \text{th } x, \quad \gamma_0 = \text{ch } x, \quad 4\pi e^2 n/m = \omega_c^2 \text{ch } x,$$

x – безразмерная продольная координата $x \rightarrow$

$x\omega_c/c$. Минимальный ток и ток, текущий по катоду, определяется соотношениями (10,12), в которых

$$i_m = 4\pi dI/I_A, \quad i_c = 4\pi dI_c/I_A, \quad s = d/x_*, \quad (21)$$

где I, I_c – приходящиеся на единицу длины ток в линии и катодный ток.

Рассмотрим неустойчивость стационарного бриллюэновского течения с минимальным током, описываемого соотношениями (21). Как это обычно делается, представим все величины в виде суммы их стационарных значений и волновых возмущений, распространяющихся вдоль системы $f = f_0(x) + f_1(x)\exp(ikz - i\omega t)$. Возмущения электромагнитного поля могут быть двух типов: ТЕ и ТМ-волны, отличающиеся поляризацией. Возмущения ТЕ-типа устойчивы [26]. Поэтому будем рассматривать только ТМ-волны, имеющие компоненты E_x, E_z, H_y .

Исходная система безразмерных уравнений для возмущённых величин содержит линейаризованные уравнения Максвелла:

$$i(KH_y - WE_x) = \gamma_0 V_x, \\ dE_x/dx + iKE_z = -N, \quad (22) \\ dH_y/dx + iWE_z = -\gamma_0 V_z - V_0 N$$

и линейаризованные уравнения гидродинамики электронного потока:

$$i\Omega\gamma_0^3 V_z = E_z, \\ i\Omega\gamma_0 V_x = E_x - V_0 H_y + \gamma_0 V_z. \quad (23)$$

В уравнениях (22), (23) использованы следующие безразмерные переменные:

$$K = kc/\omega_c, \quad W = \omega/\omega_c, \\ \Omega = W - KV_0, \quad V_0 = \text{th } x, \\ \vec{V} = \vec{v}/c, \quad (\vec{E}, \vec{H}) \rightarrow e(\vec{E}, \vec{H})/mc\omega_c,$$

$N = 4\pi e^2 n/m\omega_c^2$ – безразмерное возмущение плотности потока.

Введем новую функцию

$$F = E_z/(\gamma_0\Omega). \quad (24)$$

Систему уравнений (22),(23) можно свести к следующему уравнению для функции F

$$\frac{d^2 F}{dx^2} + \frac{\Delta'}{\Delta} \frac{dF}{dx} + (W^2 - K^2) F = 0, \quad (25)$$

где $\Delta \equiv \gamma_0^2 \Omega^2 - 1$. Остальные компоненты электромагнитного поля связаны с функцией F соотношениями

$$E_x = \frac{i}{\Gamma} \frac{d}{dx} [\gamma_0 (K\Omega - V_0) F], \\ H_y = \frac{i}{\Gamma} \frac{d}{dx} [\gamma_0 (W\Omega - 1) F], \\ \Gamma = W^2 - K^2 - 1.$$

На катоде продольная компонента электрического поля обращается в нуль. Следовательно $F(x=0) = 0$. В вакууме $d > x > x_*$ поле подчиняется волновому уравнению

$$\frac{d^2 E_z}{dx^2} + (W^2 - K^2) E_z = 0.$$

Решение этого уравнения, обращающееся в ноль на аноде $x = d$, имеет вид

$$E_z = A \cdot \text{sh}[p(x-d)], \quad p = (K^2 - W^2)^{1/2}.$$

Остальные компоненты электромагнитного поля в вакууме представлены формулами

$$E_x = -iA \frac{K}{p} \text{ch}[p(x-d)],$$

$$H_y = -iA \frac{W}{p} \text{ch}[p(x-d)].$$

Поля в электронном слое и вакууме необходимо сплечь на границе слоя $x = x_*$. Одно граничное условие заключается в непрерывности на границе слоя тангенциальной компоненты электрического поля

$$A \cdot \text{sh}(pb) = -\gamma_* \Omega_* F_* \quad (26)$$

Здесь $\gamma_* = \gamma_0(x = x_*)$, $\Omega_* = W - KV_*$, $V_* = V_0(x = x_*)$, $b = d - x_*$, $F_* = F(x_*)$. Для получения второго граничного условия проинтегрируем последнее уравнение системы (22) в пределах от $x_* - \varepsilon$ до $x_* + \varepsilon$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. В результате находим

$$E_x(x_*+0) - E_x(x_*-0) = -i(\gamma_*/\Omega_*) V_x(x_*-0). \quad (27)$$

Нормальная компонента электрического поля испытывает на границе течения скачок, пропорциональный поверхностной плотности заряда потока. Поперечная скорость V_x связана с функцией F соотношением.

$$V_x = \frac{1}{\gamma_0 \Gamma} \frac{d}{dx} [\gamma_0 (K - V_0 W) F].$$

Исключая из граничных условий (26), (27) амплитуду поля в вакууме, находим следующее дисперсионное уравнение колебаний электронного потока в линии передачи [24, 25]:

$$\Omega_*^2 \gamma_*^2 \Gamma F_* = p \cdot \text{th}(pb) (\Delta_*' F_* / 2 + \Delta_* F_*'), \quad (28)$$

где $F_*' \equiv dF/dx|_{x=x_*}$, $\Delta_* = \Delta(x = x_*)$, $\Delta_*' \equiv d\Delta/dx|_{x=x_*}$.

Исследуем это уравнение в ряде предельных случаев. В пределе низких частот $\Omega \rightarrow 0$ для волн с конечной фазовой скоростью решение дифференциального уравнения (25) имеет простой вид $F = Cx$, где C – постоянная. Тогда дисперсионное уравнение (28) существенно упрощается

$$(V_{ph} - V_*)^2 = (1 - V_{ph}^2) b / (x_* \gamma_*^2).$$

Корни этого уравнения [25]

$$V_{ph}^{\pm} = \frac{\text{sh } x_* \text{ ch } x_* \pm \sqrt{s(s-1)}}{s + \text{sh}^2 x_*} \quad (29)$$

определяют две волны: быструю и медленную. Для течения с минимальным током $s = \text{ch}^2 x_*$ фазовая скорость медленной волны равна нулю, а быстрой $V_{ph}^+ = \text{th } 2x_*$. Быстрая волна опережает электронный поток. Отсюда следует вывод, что в течении с минимальным током не развивается резонансная апериодическая неустойчивость [31], поскольку для ее возникновения необходимо, чтобы при $\omega \rightarrow 0$ медленная волна распространялась против течения электронов (V_{ph}^-). В парapotенциальном течении $s = 1$ распространяется одна волна с фазовой скоростью, совпадающей со скоростью частиц на границе потока $V_{ph} = \text{th } x_*$.

Перейдем к исследованию высокочастотных колебаний. Дифференциальное уравнение (25) имеет особенность в точке

$$W - KV_0(x) = \pm 1/\gamma_0(x) \quad (30)$$

или в размерных переменных $\omega - kv_0(x) = \pm \omega_c/\gamma_0$. Верхний знак соответствует резонансу на нормальном эффекте Доплера, а нижний – на аномальном. Соотношение (30) определяет координаты резонансных слоев течения, которые эффективно взаимодействуют с электромагнитными волнами. Причем в слое, где выполнено условие нормального эффекта Доплера, происходит поглощение энергии волны так же, как это имеет место в окрестности точки плазменного резонанса в неоднородной плазме [31, 32]. В области резонанса на аномальном эффекте Доплера возможно усиление волны резонансным слоем течения.

На рис.3. вертикальной штриховкой обозначена область плоскости W, K , определяющая частоты и волновые числа, для которых в слое выполнено условие резонанса на нормальном эффекте Доплера. Горизонтальной штриховкой определена область, соответствующая резонансу на аномальном эффекте Доплера. Прямая, проходящая через начало координат, соответствует максимальной скорости течения. Из этого рисунка следует, что условию резонанса на нормальном эффекте Доплера удовлетворяют волны с частотами $W > 1$. Для волн с фазовыми скоростями, близкими к максимальной скорости течения

$$KV_* - W < 1/\gamma_* \quad (31)$$

в слое возможен только резонанс на нормальном эффекте Доплера. Численный анализ дисперсионного уравнения (28) показывает [26], что для колебаний прижатого к катоду слоя условие (31) всегда выполнится. При этом неустойчивость развивается в области частот $W > 1$. Ниже мы подробнее остановимся на результатах численного решения дисперсионного уравнения (28). Заметим, что

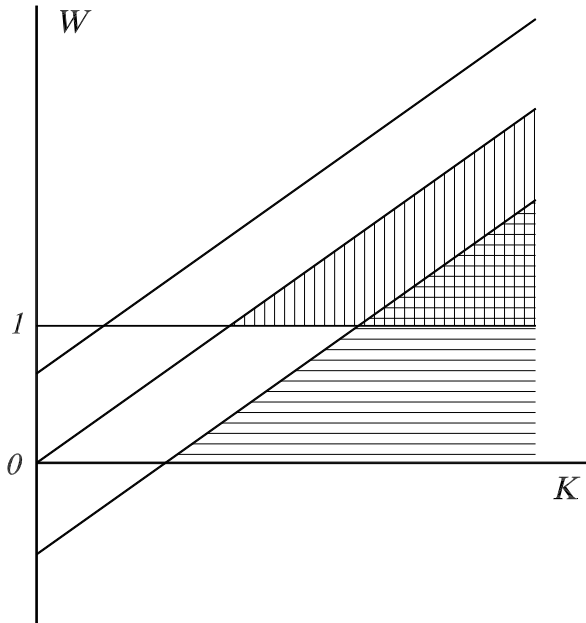


Рис. 9. Области возникновения неустойчивости. Область, заштрихованная вертикальными линиями, соответствует резонансу на нормальном эффекте Дошлера, а область с горизонтальной штриховкой – на аномальном. Прямая, проходящая через начало координат, соответствует максимальной скорости течения.

при наличии свободной границы в прикатодной области (оторванный слой) в объеме течения выполняется и условие резонанса на аномальном эффекте Дошлер [27]. Координата резонансного слоя, где выполнено условие нормального эффекта Дошлера легко находится из соотношения (30) (верхний знак).

$$x_r = \ln \left[\frac{(1 + K^2 - W^2)^{1/2} - 1}{K - W} \right] < x_*$$

В окрестности этой точки уравнение (25) упрощается

$$\frac{d^2 F}{dx^2} + \frac{1}{x - x_r} \frac{dF}{dx} - p^2 F = 0. \quad (32)$$

Решение уравнения (32)

$$F = AI_0 [p(x_r - x)] + BK_0 [p(x_r - x)],$$

$I_0(z)$, $K_0(z)$ – модифицированные функции Бесселя, имеет логарифмическую точку ветвления в точке циклотронного резонанса $x = x_r$. Поперечная компонента электрического поля имеет полюс в этой точке

$$E_x \simeq \frac{iB}{\Gamma(x - x_r)} (K + \gamma_0 V_0).$$

Такого же характера особенность имеет и магнитное поле. При $ImW > 0$ особенность находится в верхней полуплоскости комплексной переменной x .

Рассмотрим случай нерелятивистского бриллюэновского потока $V_* \ll 1$. Поток можно считать нерелятивистским вплоть до значений напряжения $\gamma \leq 2$. Будем рассматривать медленные волны $K \gg W$. Эти допущения позволяют упростить уравнение (25) и представить его в виде:

$$\frac{d^2 F}{du^2} + \frac{2u}{u^2 - 1} \frac{dF}{du} - F = 0. \quad (33)$$

Переменная $u = Kx - W$ изменяется в пределах $u_0 \geq u \geq u_*$, где $u_0 = -W$, $u_* = Kx_* - W$. Точке циклотронного резонанса соответствует $u = -1$. Решение уравнения (33), обращающееся в ноль на катоде $u = u_0$, можно записать следующим образом:

$$F(u) = g(u)f(u_0) - g(u_0)f(u), \quad (34)$$

где $f(u) = g(-u)$; $g(u)$ – функция Мак-Фарлейна и Хеема, являющаяся частным решением уравнения (33) и имеющая особенность только в точке $u = 1$. Функция $f(u)$ является вторым линейно-независимым решением.

В пределе нерелятивистских фазовых скоростей дисперсионное уравнение (28) преобразуется к виду :

$$u_* (u_* + \text{th} Kb) = - (u^2 - 1) \text{th}(Kb) F'_*/F_*. \quad (35)$$

В случае удаленного в масштабе длины волны анода от границы течения $Kb \gg 1$ вместо (35) имеем:

$$D \equiv \frac{f(u_0)}{g(u_0)} - \frac{u_* f(u_*) + (u_* - 1) f'(u_*)}{u_0 g(u_0) + (u_0 - 1) g'(u_0)} = 0. \quad (36)$$

Дисперсионное уравнение (36) и результаты его численного анализа приведены в работе [22]. В области волновых чисел $Kx_* < 1,54$ или частот $W < 1$ неустойчивости нет. Уравнение (36) имеет только один корень, для которого можно использовать грубую аппроксимацию линейной зависимостью

$$W = 1,22Kx_* - 0,88. \quad (37)$$

Если Kx_* превышает критическое значение 1,54, то возникает неустойчивость. Дисперсионное уравнение имеет два комплексно сопряженных корня :

$$W = Kx_* - 0,54 \pm 0,06i. \quad (38)$$

Верхний знак соответствует нарастающим колебаниям. Мнимая часть частоты появляется при $Kx_* > 1,54$ и быстро выходит на постоянное значение (38). Уже при $Kx_* = 2$ можно использовать формулу (38). Значению $Kx_* = 1,54$ соответствует частота $W = 1$, поэтому частоты нарастающих волн превышают циклотронную частоту $\omega > \omega_c$. Инкремент неустойчивости в размерных единицах

$$Im\omega = 0,06\omega_c \quad (39)$$

определяется только циклотронной частотой. Фазовые скорости нарастающих волн меньше скорости течения на его границе

$$V_{ph} = V_* - 0,54/K < V_*.$$

Резонансный слой, где выполнено условие циклотронного резонанса на нормальном эффекте Дошлера

$$x_r = x_*(W - 1) / (W - 0,54),$$

с ростом частоты приближается к границе течения $x = x_*$. Важной особенностью рассмотренной магнетронной неустойчивости является отсутствие зависимости инкремента от волнового числа. Благодаря этому, в процессе развития неустойчивости будет возбуждаться большое число волн. В потенциальном приближении в области низких частот $W < 1$ имеется только одна медленная ($V_* > V_{ph}$) волна. Быстрая волна ($V_* < V_{ph}$) описывается только в рамках электромагнитной (непотенциальной) теории. Эта волна устойчива. Её ветвь находится в частотном интервале $1 > W > 0$ и заканчивается на граничной частоте $W = 1$ [26].

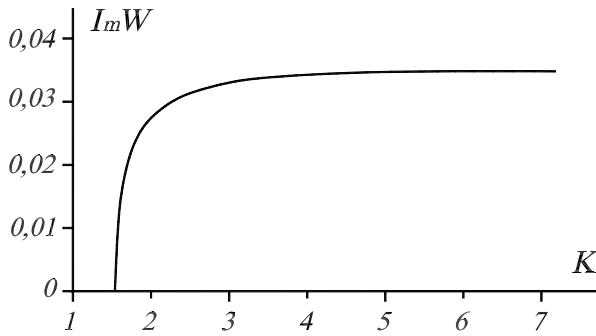


Рис. 10. Зависимость инкремента магнетронной неустойчивости от волнового числа (безразмерные единицы), $U = 2$ МВ. Течение с минимальным током

Корни дисперсионного уравнения (28) были найдены численными методами для разомкнутой линии с расстоянием между катодом и анодом, равным 4 см. В стационарном состоянии в линии течет минимальный ток (21), необходимый для магнитной самоизоляции. На рис.3. представлена зависимость безразмерного инкремента магнетронной неустойчивости от волнового числа возмущения для напряжения в линии $U = 2$ МВ. Из этого рисунка видно, что волны с $K > K_* = 1,56$ неустойчивы. Граничному значению волнового числа K_* соответствует частота $W = 1$. С ростом K инкремент неустойчивости быстро возрастает и выходит практически на постоянное значение, примерно равное 0,0345. Очень слабо выраженный максимум наблюдается при $K = 5,2$. На рис.3.б пред-

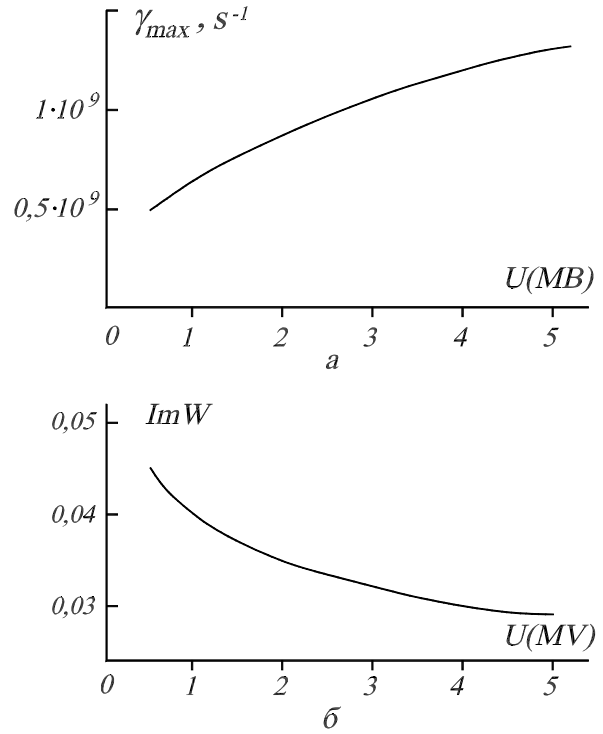


Рис. 11. Зависимость максимального размерного (а) и безразмерного (б) инкрементов от напряжения.

ставлена зависимость максимального безразмерного инкремента от напряжения. С ростом напряжения безразмерный инкремент падает, а инкремент в размерных единицах сравнительно медленно растет (рис.3.а). Рост магнитного поля в стационарном состоянии с увеличением напряжения является более сильным, чем уменьшение безразмерного инкремента вследствие релятивизма движения электронов.

4. Теория и расчет дисперсии микроволн в коаксиальных замедляющих структурах.

4.1. Коаксиальная линия с гофрированным анодом.

В настоящее время замедляющие структуры типа цилиндрических волноводов с гармонически гофрированными стенками находят широкое применение в мощных СВЧ-генераторах в связи с их высокой электрической прочностью. С нашей точки зрения является весьма перспективным использование такого типа структур в различных модификациях МЛО.

Рассмотрим коаксиальную линию, образованную двумя аксиально- симметричными идеально прово-

двумя цилиндрами. Внутренний цилиндр (катод) радиусом R_c имеет гладкую поверхность, радиус внешнего цилиндра (анода) изменяется по гармоническому закону:

$$R_a = R_{a0}(1 + \delta_a \cos h_0 z), \quad (40)$$

где $h_0 = 2\pi/D$, D – период гофрировки, R_{a0} – средний радиус анода, δ_a – глубина гофрировки анода. Для получения дисперсионного уравнения необходимо найти решение уравнений Максвелла с граничными условиями:

$$E_z(r = R_c) = 0, \quad (41)$$

$$E_r(r = R_a(z)) = 0, \quad (42)$$

E_z – продольная компонента электрического поля, E_r – тангенциальная к поверхности (40) компонента электрического поля. Граничное условие (42) можно записать в терминах продольной и поперечной компонент электрического поля:

$$E_z(r = R_a(z)) + E_r(r = R_a(z)) \cdot \operatorname{tg} \theta(z) \quad (43)$$

где

$$\operatorname{tg} \theta(z) = -\delta_a h_0 R_{a0} \sin h_0 z.$$

Поскольку гофрированный волновод периодичен вдоль продольной оси, поля, согласно теореме Флоке, можно представить в виде рядов по Флоке гармоникам. Из уравнений Максвелла находим следующие выражения для компонент монохроматического электромагнитного поля:

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n F_0(k_{\perp n} r) e^{i h_n z},$$

$$H_\varphi = -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k_0}{k_{\perp n}} A_n F_1(k_{\perp n} r) e^{i h_n z}, \quad (44)$$

$$E_r = -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{h_n}{p_n} A_n F_1(k_{\perp n} r) e^{i h_n z}.$$

Здесь $k_0 = \omega/c$, ω – частота, c – скорость света, $h_n = h + n h_0$, h – продольное волновое число, $k_{\perp n}^2 = k_0^2 - h_n^2$,

$$F_n(k_{\perp n} r) = N_0(k_{\perp n} R_c) J_n(k_{\perp n} r) - J_0(k_{\perp n} R_c) N_n(k_{\perp n} r),$$

$n = 0, 1$, $J_n(x)$, $N_n(x)$ – цилиндрические функции порядка n . Граничное условие (43) с учетом выражений для компонент электромагнитного поля (44) можно привести к виду:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{i h_n z} \left[1 + \frac{i h_n}{k_{\perp n}^2} \frac{d}{dz} \right] F_0(f_n(z)) = 0, \quad (45)$$

где $f_n(z) = k_{\perp n} R_{a0} (1 + \delta_a \cos(h_0 z))$.

Левая часть уравнения (45) представляет собой периодическую функцию с периодом D . Разлагая

(45) в ряд Фурье на периоде структуры, получаем бесконечную систему алгебраических уравнений относительно амплитуд A_n :

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{mn}(\omega, h) A_n = 0, \quad (46)$$

где

$$C_{mn} = \left[1 + \frac{h_n h_0 (n - m)}{k_{\perp n}^2} \right] \times \frac{1}{D} \int_{-D/2}^{D/2} F_0(f_n(z)) \exp(i h_0 (n - m) z) dz. \quad (47)$$

Система уравнений (46) имеет нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю.

$$\| C_{mn} \| = 0. \quad (48)$$

В случае малых глубин гофрировки $\delta_a \ll 1$ для элементов определителя (48) можно получить приближенные выражения в виде разложения по малому параметру δ_a с точностью до членов порядка δ_a^2 :

$$C_{mn} = \left\{ F_0(k_{\perp n} R_{a0}) + \left(\frac{\delta_a k_{\perp n} R_{a0}}{2} \right)^2 \times \left[\frac{F_1(k_{\perp n} R_{a0})}{k_{\perp n} R_{a0}} - F_0(k_{\perp n} R_{a0}) \right] \right\} \delta_{m,n} - \frac{\delta_n k_{\perp n} R_{a0}}{2} F_1(k_{\perp n} R_{a0}) \times \left[1 + \frac{h_n h_0 (n - m)}{k_{\perp n}^2} \right] (\delta_{m,n-1} + \delta_{m,n+1}), \quad (49)$$

где $\delta_{m,n}$ – символ Кронекера. Члены определителя, у которых $|m - n| \leq 2$ при раскрытии определителя дадут вклад порядка δ^3 , поэтому мы их не учитываем.

Определитель (48) с элементами (49) является определителем Хилла. Раскрывая его с точностью до членов порядка δ^2 , дисперсионное уравнение можно представить в виде:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \prod_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n, n+1}}^{\infty} C_{m,m} C_{n,n+1} C_{n+1,n} = \prod_{n=-\infty}^{\infty} C_{n,n}. \quad (50)$$

Решение дисперсионного уравнения (50) находилось численными методами.

На рис.4.1. представлены дисперсионные зависимости собственных безразмерных частот структуры $\omega D/\pi c$ от безразмерного продольного волнового числа $h D/\pi c$. Расчеты проводились при следующих значениях параметров структуры $R_c = 2$ см, $R_{a0} = 4$ см, $\delta_a = 0, 1$, $D = 10$ см.

В случае гладкого внешнего цилиндра ($\delta_a = 0$) в структуре существуют два типа волн: кабельные волны с дисперсией $\omega = hc$ и быстрые электромагнитные волны с дисперсией $\omega^2/c^2 - h^2 =$

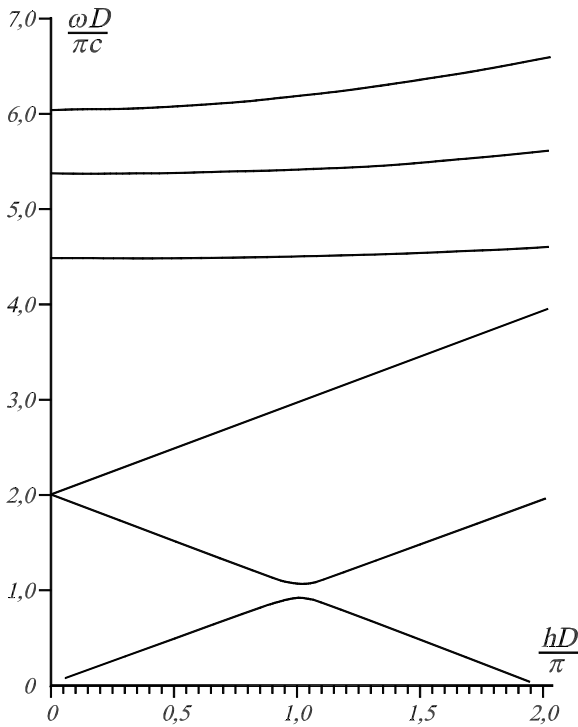


Рис. 12. Дисперсионные зависимости коаксиальной линии с гофрированным анодом.

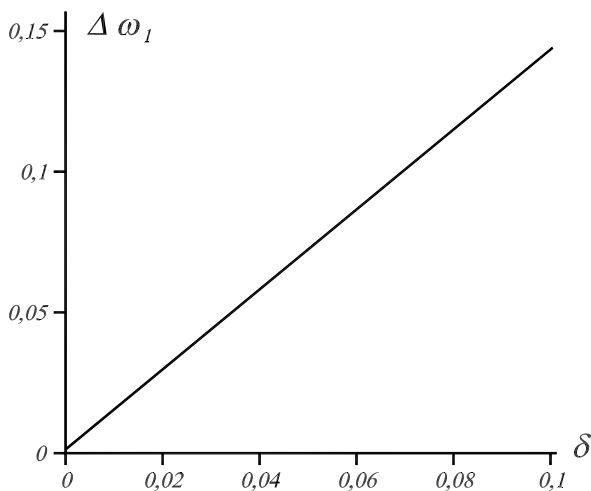


Рис. 13. Зависимость первой полосы непрозрачности от величины гофрировки.

$\mu_n(R_{0a}, R_c) = const$. Гофрировка приводит к появлению Флоке-гармоник и расщеплению дисперсионных кривых вблизи точек пересечения взаимодействующих Флоке- гармоник. В частности, взаимодействие гармоник с номерами 0,-1 приводит к тому, что вместо волны $\omega = hc$ мы получаем при $0 < hD/\pi < 1$ волну с фазовой скоростью, меньшей скорости света. Следует отметить, что для величины гофрировки, соответствующей реальным приборам, трудно добиться значительного замед-

ления основной гармоники, как, например, в замедляющей структуре МЛО с гребенкой на аноде. Поэтому вплоть до энергий электронного потока $\gamma = 1 + eU/mc^2 \approx 2(U - \text{приложенное напряжение})$, электронный поток будет взаимодействовать с Флоке-гармоникой $n = -1$ ТЕМ-волны. В этой ситуации реализуется режим генерации обратной волны. При более высоких приложенных напряжениях имеет место возбуждение основной пространственной гармоники (попутной волны).

Полоса непрозрачности между первой и второй зоной Флоке для замедляющей структуры с гофрированным анодом очень мала. Зависимость первой полосы непрозрачности от величины гофрировки изображены на рис.4.1., из которого следует, что величина полосы непрозрачности растет с увеличением гофрировки почти по линейному закону.

Важной особенностью рассматриваемой замедляющей структуры для МЛО имеет то обстоятельство, что дисперсионная зависимость основной моды колебаний имеет линейный характер, поэтому групповая скорость волны имеет постоянную величину в широкой полосе частот.

4.2. Анодная диафрагмированная структура.

Рассмотрим замедляющую структуру, представляющую собой коаксиальную линию с гладким катодом и диафрагмированным анодом. Геометрия структуры изображена на рис.4.2.. Структуры такого типа получили в настоящее время широкое применение в МЛО [34-36].

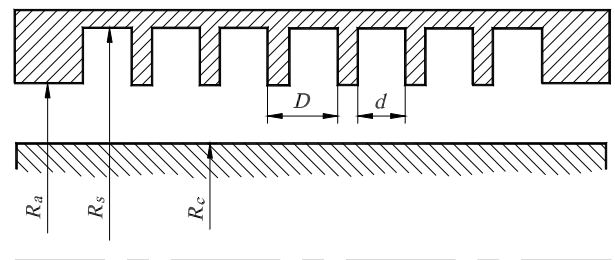


Рис. 14. Геометрия анодной диафрагмированной структуры.

Дисперсионное уравнение собственных волн замедляющей структуры можно получить методом частичных областей. В соответствии с этим методом необходимо путем решения уравнений Максвелла найти поля в каждой из частичных областей и сшить их на границе, разделяющей эти области. Разделим внутреннюю область волновода на две области. Областью I является пролетный канал $R_c < r < R_a$, а область II – резонаторы ($R_a < r < R_s$). В пролетном канале вследствие периодичности структуры поля будем искать в виде разложения по бегущим волнам. На катоде $r = R_c$ про-

дольная компонента электрического поля должна обращаться в нуль. Решив уравнения Максвелла с указанным граничным условием, получим следующие выражения для компонент электрического E_z^I и магнитного H_φ^I полей

$$E_z^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n F_0(k_{\perp n}, r, R_a, R_c) e^{ih_n z},$$

$$H_\varphi^I = -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k_0}{k_{\perp n}} A_n F_1(k_{\perp n}, r, R_a, R_c) e^{ih_n z},$$
(51)

где $k_{\perp n}^2 = k_0^2 - h_n^2$, $k_0 = \omega/c$, $h_n = h + nh_0$, h – продольное волновое число, D – период структуры,

$$F_n(k_{\perp n}, r, R_a, R_c) = \frac{J_n(k_{\perp n} r) N_0(k_{\perp n} R_c) - N_n(k_{\perp n} r) J_0(k_{\perp n} R_c)}{J_0(k_{\perp n} R_a) N_0(k_{\perp n} R_c) - N_0(k_{\perp n} R_a) J_0(k_{\perp n} R_c)},$$

$n = 0, 1.$

Поля в резонаторах (область II) ищем в виде разложения по стоячим волнам. Учитывая, что на боковой стенке $E_z^{II}(r = R_s) = 0$ для компонент электромагнитного поля получим:

$$E_z^{II} = \sum_{s=0}^{\infty} B_s F_0(\chi_s, r, R_a, R_s) \times \cos[k_s(z - d/2)],$$

$$H_\varphi^{II} = -i \sum_{s=0}^{\infty} \frac{k_0}{\chi_s} B_s F_1(\chi_s, r, R_a, R_s) \times \cos[k_s(z - d/2)],$$
(52)

где $k_s = \pi s/d$, $\chi_s = k_0^2 - k_s^2$, d – расстояние между диафрагмами. Теперь необходимо удовлетворить условию равенства нулю продольной составляющей электрического поля на торцах диафрагм. Этому условию соответствует следующее представление продольной компоненты электрического поля на границе раздела областей:

$$E_z = \begin{cases} e(z) \sum_t C_t f_t(z), & |z| < d/2, \\ 0, & d/2 < |z| < D/2. \end{cases}$$
(53)

В выражении (53) f_t – некоторая полная на интервале $(-d/2, d/2)$ система функций, по которой производится разложение $E_z(R_a, z)/e(z)$. Напряженность электрического поля на границе областей ведет себя нерегулярным образом, стремясь к бесконечности на ребрах диафрагм, т.е. при $z \rightarrow \pm d/2$. Выбором функции в виде

$$e(z) = 1 / \sqrt{1 - (2z/d)^2}$$

мы учитываем квазистатическую особенность поля вблизи ребер диафрагмы. Этот прием существенно ускоряет сходимость рядов (52), (53). Приравнивая компоненты электрического поля E_z в каждой

из частичных областей выражению (53) на границе $r = R_a$, выразим коэффициенты разложения A_n, B_s через коэффициенты C_t :

$$A_n = \frac{d}{2D} \sum_t C_t f_{t,n}^{(1)},$$

$$B_s = \sum_t C_t f_{t,s}^{(2)},$$

$$B_0 = \frac{1}{2} \sum_t C_t f_{t,0}^{(2)},$$
(54)

где

$$f_{t,n}^{(1)} = \frac{2}{d} \int_{-d/2}^{d/2} e(z) f_t(z) e^{-ih_n z} dz,$$

$$f_{t,s}^{(2)} = \frac{2}{d} \int_{-d/2}^{d/2} e(z) f_t(z) \cos[k_s(z - d/2)] dz.$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно выбрать функции f_t в виде:

$$f_t(z) = \exp[i(h + 2\pi t/d)z].$$

Для этих функций коэффициенты $f_{t,n}^{(1)}$ и $f_{t,s}^{(2)}$ легко определяются в явном виде:

$$f_{t,n}^{(1)} = \pi J_0(\pi t - \pi n d/D),$$

$$f_{t,s}^{(2)} = (-1)^s \frac{\pi}{2} \{ J_0(hd/2 + \pi t + \pi s/2) + (-1)^s J_0(hd/2 + \pi t - \pi s/2) \}.$$
(55)

Приравняв тангенциальные компоненты магнитного поля H_φ на границе раздела $r = R_a$, получим уравнение:

$$\frac{d}{2D} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{t=-\infty}^{\infty} C_t f_{t,n}^{(1)} \frac{1}{k_{\perp n}} F_1(k_{\perp n}, R_a, R_a, R_c) \times e^{ih_n z} = \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{t=-\infty}^{\infty} C_t f_{t,s}^{(2)} \frac{\delta_s}{\chi_s} F_1(\chi_s, R_a, R_a, R_s) \times \cos[k_s(z - d/2)],$$
(56)

где

$$\delta_s = \begin{cases} 1, & s \neq 0, 1/2, \\ 0, & s = 0. \end{cases}$$

Умножим обе части уравнения на $(2/d) \cos[k_s(z - d/2)]$ и проинтегрируем в пределах от $-d/2$ до $d/2$. В результате приходим к бесконечной системе линейных уравнений относительно коэффициентов C_t :

$$\frac{d}{D} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{t=-\infty}^{\infty} C_t f_{t,n}^{(1)} \frac{1}{k_{\perp n}} F_1(k_{\perp n}, R_a, R_a, R_c) \Phi_{n,s} - \sum_{t=-\infty}^{\infty} C_t f_{t,s}^{(2)} \frac{1}{\chi_s} F_1(\chi_s, R_a, R_a, R_s) = 0,$$
(57)

где

$$\Phi_{n,s} = \frac{1}{2}(-i)^s \left[\frac{\sin[(h_n + k_s)d/2]}{(h_n + k_s)d/2} + (-i)^s \frac{\sin[(h_n - k_s)d/2]}{(h_n - k_s)d/2} \right].$$

Условием существования нетривиального решения системы уравнений (57) является обращение в нуль определителя

$$\| Q_{st} \| = 0, \quad (58)$$

где элементы определителя имеют вид:

$$Q_{st} = \frac{d}{D} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{\perp n}} f_{t,n}^{(1)} F_1(k_{\perp n}, R_a, R_a, R_c) \times \Phi_{n,s} - \frac{1}{\chi_s} f_{t,s}^{(2)} F_1(\chi_s, R_a, R_a, R_s).$$

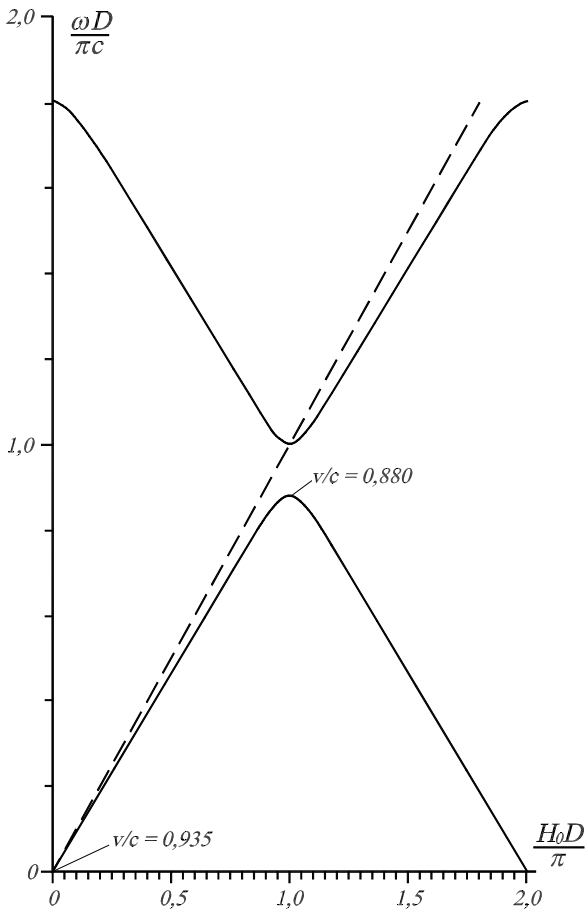


Рис. 15. Дисперсионные зависимости замедляющей структуры с диафрагмированным анодом для параметров: радиус катода $R_c = 2$ см, радиус анода $R_a = 4$ см, высота диафрагмы $\Delta = R_s - R_a = 0,4$ см, период структуры $D = 10$ см, толщина диафрагмы $\delta = D - d = 2$ см.

Уравнение (58) является дисперсионным уравнением замедляющей структуры, описывающим соб-

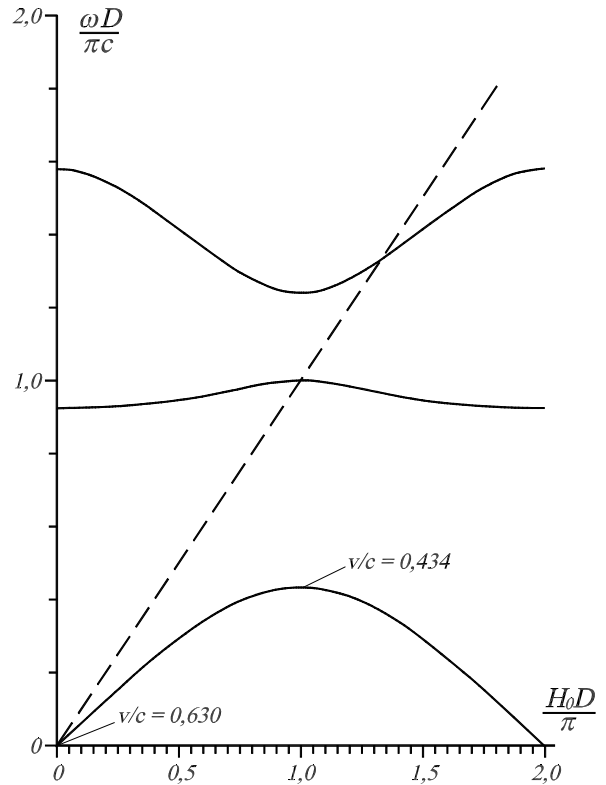


Рис. 16. Дисперсионные зависимости замедляющей структуры с диафрагмированным анодом: $R_s = 11$ см, остальные параметры такие же как и на рис.4.2..

ственные волны коаксиальной замедляющей структуры с диафрагмами на аноде. Дисперсионные кривые были рассчитаны на ЭВМ для различных параметров структуры. Пример расчета замедляющей структуры с диафрагмированным анодом приведен на рис.4.2. для следующих параметров: радиус катода $R_c = 2$ см, радиус анода $R_a = 4$ см, высота диафрагмы $\Delta = R_s - R_a = 0,4$ см, период структуры $D = 10$ см, толщина диафрагмы $\delta = D - d = 2$ см. На рис.4.2. представлены результаты расчетов для $R_s = 11$ см и тех же значениях прочих параметров. Из этих рисунков следует, что с ростом высоты диафрагмы происходит существенное замедление коаксиальной волны. Кроме этого, дисперсионная кривая коаксиальной моды имеет линейный участок только в узкой начальной области продольных волновых чисел. В широком интервале продольных волновых чисел h групповая скорость коаксиальной моды мала. Это обстоятельство необходимо учитывать при проектировании МПО, т.к. возникает опасность самовозбуждения усилителя вблизи верхней границы полосы пропускания (вблизи π -вида).

Для эффективного продольного вывода СВЧ-мощности из генератора необходимо обеспечить большой продольный поток СВЧ-мощности. Для

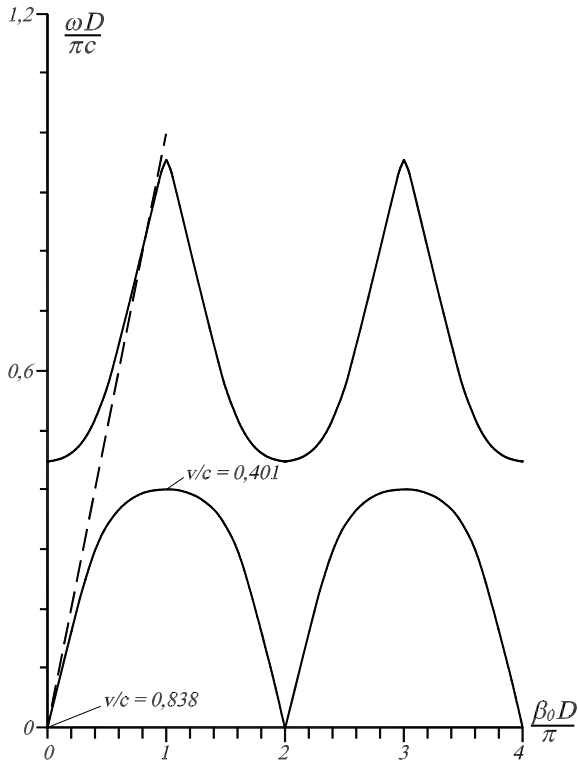


Рис. 17. Дисперсионные зависимости замедляющей структуры с диафрагмированным анодом для параметров: радиус катода $R_c = 3,75$ см, радиус анода $R_a = 7,5$ см, $R_s = 15,0$ см, период структуры $D = 6$ см, $d = 2$ см.

этого необходимо, чтобы генерируемые колебания имели большую групповую скорость. Численные расчеты показывают, что подбором параметров структуры можно обеспечить такой режим работы генератора. Рис.4.2. показывает пример расчета замедляющей структуры, в которой синхронная с электронным потоком волна имеет большую групповую скорость. При этом фазовая скорость синхронной волны достаточно сильно отличается от фазовой скорости π -вида. На рис.4.2. представлены зависимости фазовой и групповой скоростей коаксиальной моды с частотой $f = 3$ ГГц от радиуса структуры при фиксированных остальных геометрических параметрах: $R_c = 7$ см, $R_a = 7,95$ см, $D = 2,5$ см, $d = 2$ см. С увеличением радиуса структуры (высоты диафрагмы) фазовая и групповая скорости убывают. Причем групповая скорость убывает быстрее фазовой. Однако существует область значений R_s , при которой групповая скорость достаточно велика. В частности, при $V_{ph}/c = 0,7$, что соответствует приложенному напряжению $U = 800$ кВ, групповая скорость составляет $V_g/c = 0,55$. Такая ситуация реализуется при $R_s = 8,7$ см. На рис.?? изображены зависимости фазовой и групповой скорости от периода структуры при $R_s = 8,7$ см, $R_a = 7,95$ см, $R_c = 7$ см,

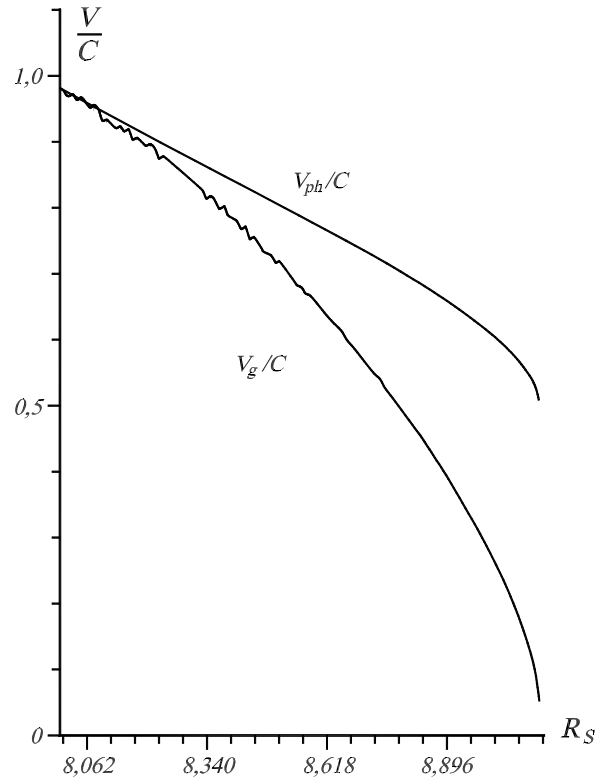


Рис. 18. Зависимости фазовой и групповой скоростей коаксиальной моды с частотой $f = 3$ ГГц от радиуса структуры для геометрических параметрах: $R_c = 7$ см, $R_a = 7,95$ см, $D = 2,5$ см, $d = 2$ см.

$d/D = 0,8$, $f = 3$ ГГц. С увеличением периода фазовая скорость волны с частотой $f = 3$ ГГц меняется незначительно. Что касается групповой скорости, то она быстро убывает. Это объясняется тем, что с увеличением периода волна приближается к π -виду.

4.3. Коаксиальная структура с гофрированным катодом

В обращенной схеме МЛО замедляющая структура находится на катоде. В этом случае бриллюэновское течение распространяется в области сильного СВЧ-поля, локализованного вблизи катода. Связь электронного пучка с возбуждаемым СВЧ-полем существенно повышается по сравнению с традиционным МЛО, что приводит к существенному повышению инкрементов и эффективности генерации.

Примером замедляющей структуры для обращенного МЛО может служить коаксиальная линия с гармонически гофрированным катодом

$$R_c = R_{c0}(1 + \delta_c \cos h_0 z), \quad (59)$$

где R_{c0} – средний радиус катода, δ_c – глубина гофрировки катода. Внешний электрод – анод имеет гладкую поверхность.

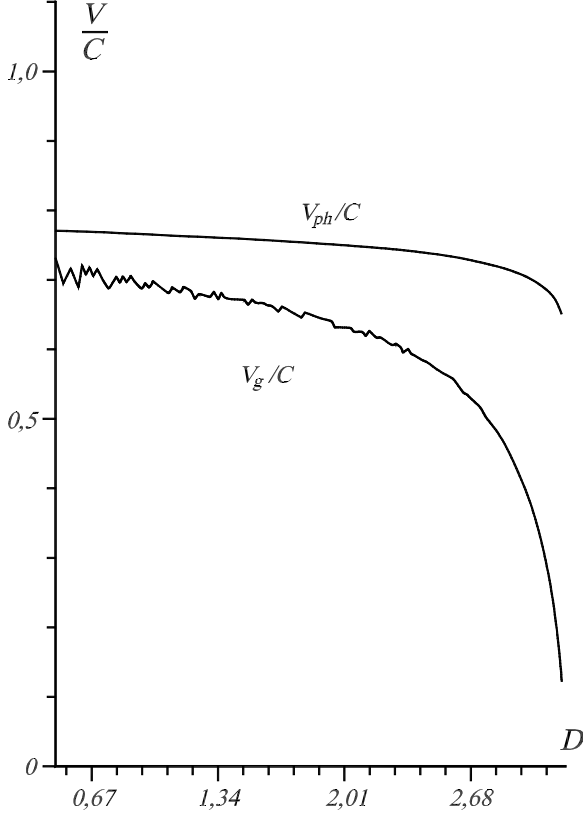


Рис. 19. Зависимости фазовой и групповой скоростей коаксиальной моды с частотой $f = 3$ ГГц от периода структуры для геометрических параметров: $R_c = 7$ см, $R_a = 7,95$ см, $R_s = 8,7$ см, $d/D = 0,8$.

Дисперсионное уравнение рассматриваемой замедляющей структуры имеет вид: (48). Элементы определителя заданы следующим образом:

$$C_{mn} = \left\{ F_0(k_{\perp n} R_{c0}) + \left(\frac{\delta_n k_{\perp n} R_{c0}}{2} \right)^2 \times \left[\frac{F_1(k_{\perp n} R_{c0})}{k_{\perp n} R_{c0}} - F_0(k_{\perp n} R_{c0}) \right] \right\} \delta_{m,n} - \frac{\delta_n k_{\perp n} R_{c0}}{2} F_1(k_{\perp n} R_{c0}) \times \left[1 + \frac{h_n h_0 (n-m)}{k_{\perp n}^2} \right] (\delta_{m,n-1} + \delta_{m,n+1}). \quad (60)$$

В (60) функции F_0 , F_1 имеют вид:

$$F_n(k_{\perp n} R_{c0}) = N_0(k_{\perp n} R_a) J_n(k_{\perp n} R_{c0}) - J_0(k_{\perp n} R_a) N_n(k_{\perp n} R_{c0}).$$

Остальные величины определены в разделе 4.1..

Для исследования дисперсионных свойств коаксиальной моды от параметров рассматриваемой замедляющей структуры в области продольных волновых чисел $0 < h < \pi/D$ можно ограничиться в

дисперсионном уравнении (48) учетом только двух Флоке-гармоник $n=0, -1$. Тогда дисперсионное уравнение примет следующий вид:

$$\left\{ F_0(k_{\perp 0} R_{c0}) + \frac{\delta_c^2 k_{\perp 0}^2 R_{c0}^2}{4} \times \left[\frac{F_1(k_{\perp 0} R_{c0})}{k_{\perp 0} R_{c0}} - F_0(k_{\perp 0} R_{c0}) \right] \right\} \times \left\{ F_0(k_{\perp -1} R_{c0}) + \frac{\delta_c^2 k_{\perp -1}^2 R_{c0}^2}{4} \times \left[\frac{F_1(k_{\perp -1} R_{c0})}{k_{\perp -1} R_{c0}} - F_0(k_{\perp -1} R_{c0}) \right] \right\} = \frac{\delta_c^2}{4} k_{\perp 0} k_{\perp -1} R_{c0}^2 F_1(k_{\perp 0} R_{c0}) F_1(k_{\perp -1} R_{c0}) \times \left(1 - \frac{h_0 h_{-1}}{k_{\perp -1}^2} \right) \left(1 + \frac{h_0 h_{-1}}{k_{\perp 0}^2} \right). \quad (61)$$

Дисперсионное уравнение (61) остается все еще сложным. Но из него можно получить зависимости дисперсионных кривых при $h \rightarrow 0$ и $h \approx \pi/D$. Фазовую скорость замедленной коаксиальной волны получим из (61) полагая $\omega = h V_{ph}$, где V_{ph} – фазовая скорость ($V_{ph} \approx c$). После простых вычислений из (61) находим:

$$V_{ph}^2/c^2 = 1 - \frac{\delta_c^2}{4} k_{\perp -1} R_{c0} \times \frac{F_1(k_{\perp -1} R_{c0})}{F_0(k_{\perp -1} R_{c0}) \ln(R_a/R_{c0})}, \quad k_{\perp -1} = i h_0. \quad (62)$$

При выполнении условия $h_0 R_{c0} \gg 1$ выражение (62) существенно упрощается

$$V_{ph}^2/c^2 = 1 - \frac{\delta_c^2}{4} \frac{h_0 R_{c0}}{\ln(R_a/R_{c0})}. \quad (63)$$

Из этого выражения следует, что с увеличением h_0 (уменьшением периода гофрировки) замедление волны увеличивается. Такой же эффект имеет место при сближении катода и анода.

Если зафиксировать абсолютную величину гофрировки $\Delta_c = \delta_c R_{c0}$, то выражение (63) можно записать следующим образом:

$$V_{ph}^2/c^2 = 1 - \frac{\Delta_c^2}{4} \frac{h_0}{R_{c0} \ln(R_a/R_{c0})}. \quad (64)$$

Сравним замедляющие свойства структур с гофрированными катодом и анодом при одинаковых значениях высоты гофрировки. Для замедляющей структуры с гофрированным анодом из дисперсионного уравнения (48) с учетом (49) можно получить выражение для фазовой скорости

$$V_{ph}^2/c^2 = 1 - \frac{\Delta_a^2}{4} \frac{h_0}{R_{a0} \ln(R_{a0}/R_c)}, \quad \Delta_a = \delta_a R_{a0}, \quad (65)$$

которое является аналогом формулы (64). Сравнение формул (64), (65) показывает, что при одинаковых абсолютных величинах гофрировки $\Delta_c = \Delta_a$ и

прочих параметрах катодная замедляющая структура дает большее замедление коаксиальной волны. Для радиусов катода 2 см и анода 4 см, для которых на рис.4.1. приведен расчет структуры с гофрированным анодом, катодная замедляющая структура дает вдвое большую отстройку фазовой скорости волны от скорости света.

Важной характеристикой периодических замедляющих структур является величина расщепления дисперсионных кривых или ширина зоны непрозрачности в точке пересечения прямой и обратной Флоке-гармоник замедленной волны. Ниже мы определим величину расщепления для структуры с гофрированным катодом и проведем сравнение с аналогичной характеристикой структуры с гофрированным анодом. Предполагая, что выполнены условия $|k_{\perp 0} R_{c0}| \ll 1$, $|k_{\perp 0} R_{a0}| \ll 1$, дисперсионное уравнение катодной замедляющей структуры (61) можно упростить и преобразовать к виду:

$$\ln^2(R_a/R_{c0}) = \delta_c^2 \left[1 + \frac{h_0^2/2}{\omega^2/c^2 - h_0^2/2} \right]. \quad (66)$$

Считая, что $\omega = c \cdot h_0/2 + \varepsilon$ для расщепления ε получим выражение:

$$\varepsilon = \pm \frac{\Delta_c c h_0}{2R_{c0} \ln(R_a/R_{c0})}. \quad (67)$$

Величина расщепления пропорциональна h_0 , а следовательно, обратно пропорциональна периоду структуры.

Аналогичное выражение для анодной замедляющей структуры имеет вид:

$$\varepsilon = \pm \frac{\Delta_c c h_0}{2R_{a0} \ln(R_{a0}/R_c)}. \quad (68)$$

Из сравнения (67), (68) при $\Delta_a = \Delta_c$ следует, что величина полосы непропускания для катодной замедляющей структуры больше, поскольку всегда $R_a > R_c$. Соответственно, фазовая скорость π -вида катодной структуры ниже, чем у анодной.

4.4. Катодная диафрагмированная структура.

Геометрия замедляющей структуры изображена на рис.4.4.. В рассматриваемой структуре резонаторы расположены на катоде. Дисперсионное уравнение, описывающее собственные электромагнитные волны в замедляющей структуре для обращенного МЛО с диафрагмами на катод получено методом частичных областей и имеет вид определителя (58). Элементы этого определителя определены следующим образом:

$$Q_{st} = \frac{d}{D} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{\perp n}} f_{t,n}^{(1)} F_1(k_{\perp n}, R_c, R_c, R_a) \times$$

$$\Phi_{n,s} = \frac{1}{\chi_s} f_{t,s}^{(2)} F_1(\chi_s, R_c, R_c, R_s) \quad (69)$$

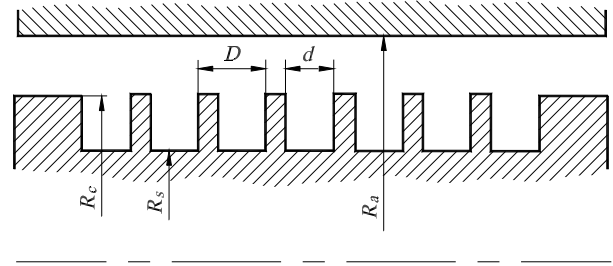


Рис. 20. Геометрия катодной замедляющей структуры.

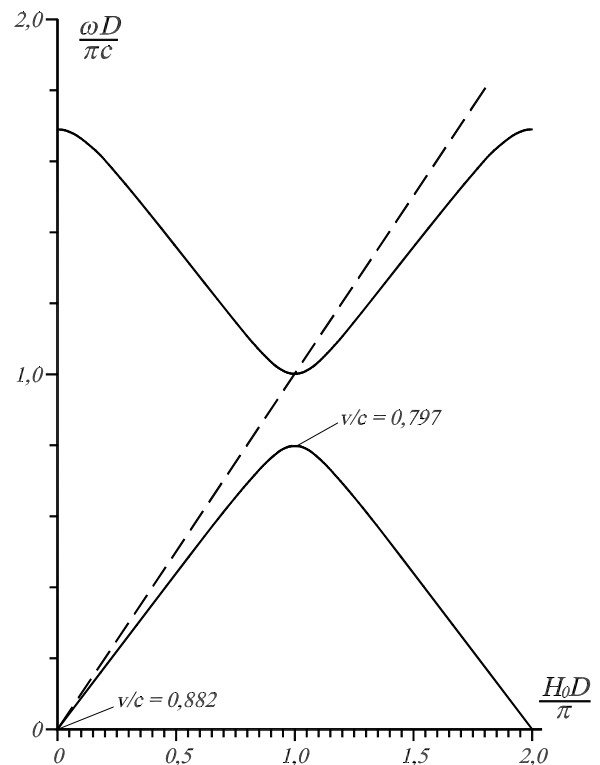


Рис. 21. Дисперсионные зависимости замедляющей структуры с диафрагмированным катодом для параметров: радиус катода $R_c = 2,4$ см, радиус анода $R_a = 4$ см, высота диафрагмы $\Delta = R_c - R_s = 0,4$ см, период структуры $D = 10$ см, толщина диафрагмы $\delta = D - d = 2$ см.

Входящие в (69) функции и коэффициенты определены в разделе 4.2.. Смысл размеров структуры R_c, R_a, R_s понятен из рис.4.4..

Примеры расчета дисперсионных зависимостей МЛО с диафрагмами на катоде приведены на рис.4.4. для малой высоты диафрагм и на рис.4.4. для большой высоты диафрагм. Поперечные размеры коаксиальной линии, а также высота диафрагм, выбраны такими же, как и на соответствующих рис.4.2. и рис.4.2. для замедляющих структур МЛО с диафрагмами на аноде. Качественно эти зависимости подобны, но имеются количествен-

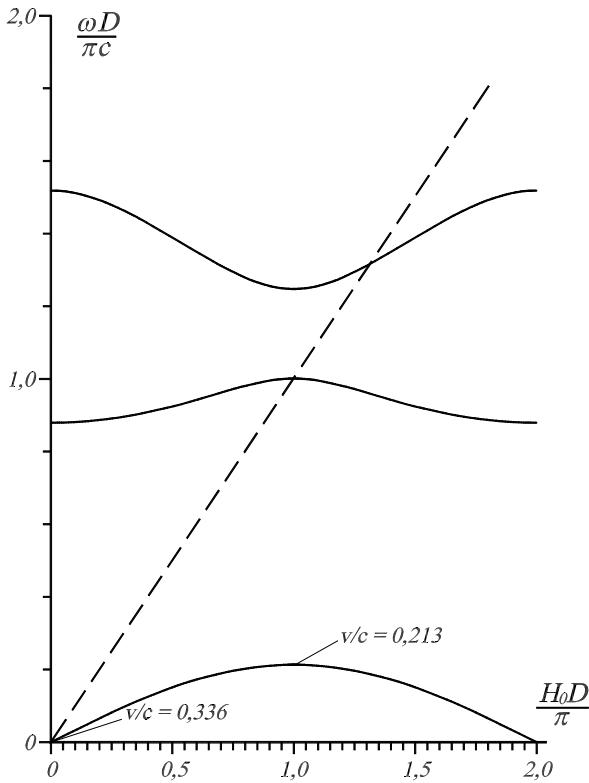


Рис. 22. Дисперсионные зависимости замедляющей структуры с диафрагмированным катодом для параметров: радиус катода $R_c = 9,4$ см, радиус анода $R_a = 11$ см, $R_s = 2,0$ см.

ные различия в величинах собственных частот при фиксированном продольном волновом числе для всех мод колебаний, фазовых скоростях собственных волн структуры, величинах полос непрозрачности.

Особенно большим это различие наблюдается для ТЕМ моды колебаний. Так, для МЛО с диафрагмой на катоде $\beta_{ph0} = \frac{\omega}{hc} = 0,882$, в то время как для структуры с диафрагмами на аноде $\beta_{ph0} = 0,935$. В π -точке фазовые скорости различаются еще больше (соответственно равны 0.797 и 0.880).

С увеличением высоты диафрагм фазовые скорости ТЕМ волн для двух рассматриваемых структур различаются еще значительнее. Так, если для МЛО с диафрагмами на аноде $\beta_{ph0} = 0,630$, то для МЛО с диафрагмами на катоде она становится почти в два раза меньше $\beta_{ph0} = 0,336$.

Таким образом, условие синхронизма бриллюэновского электронного потока с ТЕМ волной в замедляющей структуре с диафрагмами на катоде выполняется при более низких приложенных напряжениях, чем в прямом МЛО при тех же геометрических размерах.

5. Теория СВЧ-генератора с магнитной самоизоляцией

5.1. Дисперсионные соотношения и неустойчивости бриллюэновского потока в линии с замедляющей структурой на аноде.

В замедляющей структуре картина неустойчивостей бриллюэновского потока становится значительно богаче. Это прежде всего связано с возможностью распространения в замедляющей структуре медленных волн $v_{ph} < c$, с которыми электронный поток может находиться в фазовом синхронизме. Чтобы получить общую картину неустойчивостей бриллюэновского потока необходимо анализировать точное дисперсионное уравнение. В данном разделе представлен такой анализ для одной из простых замедляющих структур - гребенки. Геометрия замедляющей структуры изображена на рис.5.1.. Для простоты ограничимся плоской геометрией. Гребенка нанесена на анод. Вдоль катода ($x = 0$) распространяется бриллюэновский поток.

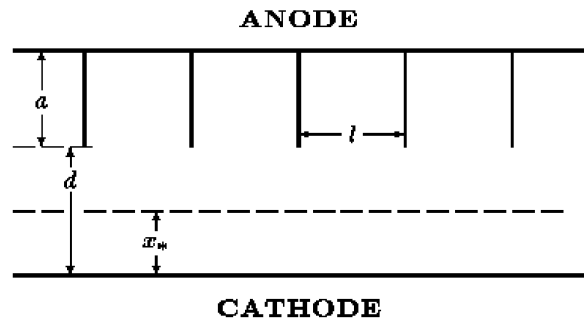


Рис. 23. Геометрия анодной замедляющей структуры МЛО.

Будем описывать гребёнку в длинноволновом приближении $kD \ll 1$, D - период гребенки, которое позволяет пренебречь Флоке-гармониками и оставить только одну основную волну. Фазу электромагнитной волны можно считать постоянной на протяжении одного периода. В этом приближении для компонент электромагнитного поля между соседними пластинами имеем выражения:

$$E_z = B \sin [W(x - a - d)],$$

$$H_y = iB \cos [W(x - a - d)].$$

Удобно ввести понятие нормированного волнового импеданса, определенного как отношение волнового импеданса поля $Z = E_z/H_y$ к импедансу свободного пространства $Z_0 = ip/W$. Для нормированного импеданса гребенки ζ_s на её границе $x = d$ имеем следующее выражение:

$$\zeta_s = (W/p) \operatorname{tg}(Wa).$$

Нормированный импеданс поля на границе течения $x = x_*$ равен

$$\zeta_b = \Gamma \gamma_*^2 \Omega_*^2 / p (\Delta'_*/2 + \Delta_* F'_*/F_*).$$

Дисперсионное уравнение получаем путем согласования импеданса поля в вакуумном промежутке $d > x > x_*$ с импедансами гребенки и электронного течения

$$\zeta_b = (\zeta_s - \text{th} pb) / (\zeta_s \text{th} pb - 1), \quad b = d - x_*. \quad (70)$$

Если в (70) положить $a = 0$, то мы приходим к дисперсионному уравнению в передающей линии с гладким анодом (28). При отсутствии электронного потока уравнение (70) переходит в дисперсионное уравнение "холодной" замедляющей структуры [33]

$$\zeta_s = \text{th}(pb). \quad (71)$$

Заметим, что дисперсионное уравнение в форме (70) имеет общий характер и справедливо для любого типа замедляющей структуры, если известен импеданс ζ_s структуры.

Аналитическое исследование дисперсионного уравнения (70) начнем с области низких частот $W \rightarrow 0$, полагая, что волны в этом пределе имеют конечную фазовую скорость. Тогда из (70) получаем квадратное уравнение для определения фазовых скоростей нормальных волн

$$(V_{ph} - V_*)^2 = b / (\gamma_*^2 x_*) - V_{ph}^2 (b + a) / (\gamma_*^2 x_*),$$

из которого находим

$$V_{ph}^\pm = \frac{\text{sh} x_* \text{ch} x_* \pm \sqrt{s(s-1) + s\nu(s - \text{ch}^2 x_*)}}{\text{sh}^2 x_* + s(1 + \nu)}, \quad (72)$$

где $s = d/x_*$, $\nu = a/d$. Если исключить электронный поток путем предельного перехода $x \rightarrow 0$, то из (72) получим выражения для фазовых скоростей прямой и обратной волн "холодной" структуры. Бриллюэновское течение не вносит новые ветви колебаний, а "искажает" ветви "холодной" структуры. Если дискриминант отрицателен

$$D = s(s-1) + s\nu(s - \text{ch}^2 x_*) < 0,$$

то развивается низкочастотная неустойчивость с инкрементом

$$\text{Im}W = \frac{\sqrt{|D|}}{\text{sh}^2 x_* + s(1 + \nu)} K.$$

Течение с минимальным током $s = \text{ch}^2 x_*$ устойчиво. При этом фазовая скорость медленной волны V_{ph}^- , как и в случае с гладким анодом, равна нулю. Фазовая скорость быстрой волны

$$V_{ph}^+ = \text{th}(2x_*) / (1 + \nu \text{ch}^2 x_* / \text{ch} 2x_*)$$

ниже, чем в линии с гладкими стенками.

В парapotенциальном потоке $s = 1$ развивается неустойчивость с инкрементом

$$\text{Im}W = \frac{\sqrt{\nu} \text{sh} x_*}{\nu + \text{ch}^2 x_*} K = \frac{\sqrt{\nu}}{\gamma_*} \text{Re} W.$$

Для получения полной картины неустойчивости бриллюэновского течения в замедляющей структуре дисперсионное уравнение (70) решено численными методами. Рассматривалось течение с минимальным током, которое реализуется в разомкнутой линии передачи.

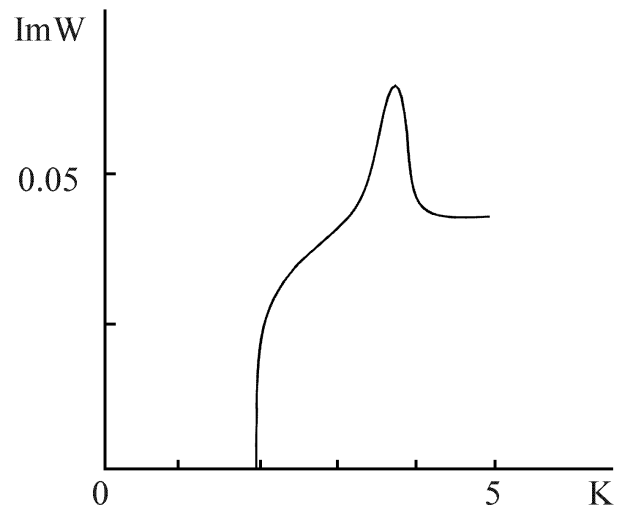
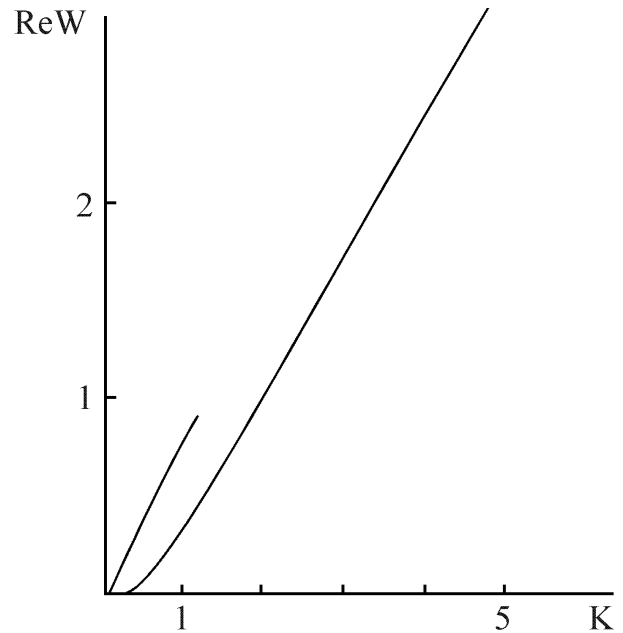


Рис. 24. Зависимость инкремента $\text{Im}W$ и частоты $\text{Re}W$ от волнового числа K , $d/a = 4$, $U = 0,6$ МВ, скорость течения электронов на границе течения $V_* = 0,7$.

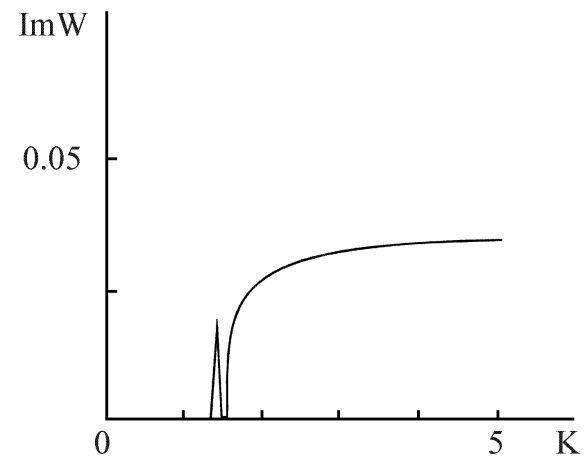
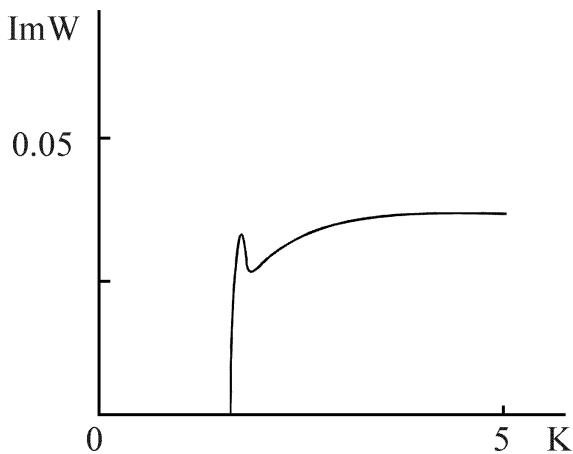
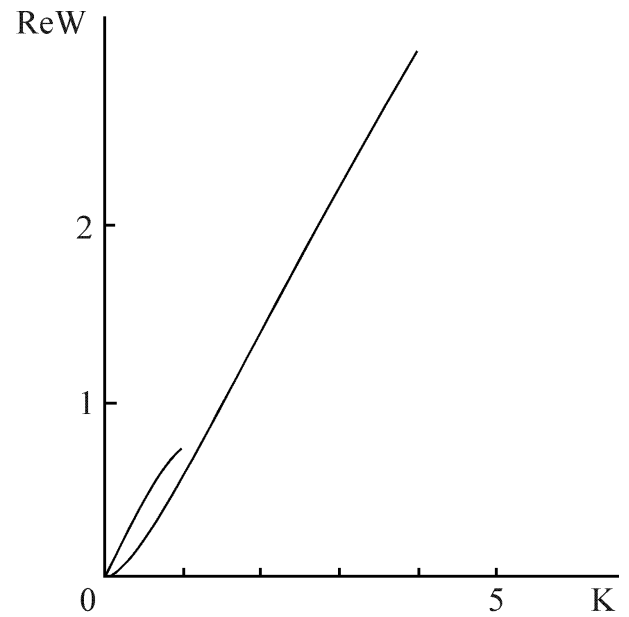
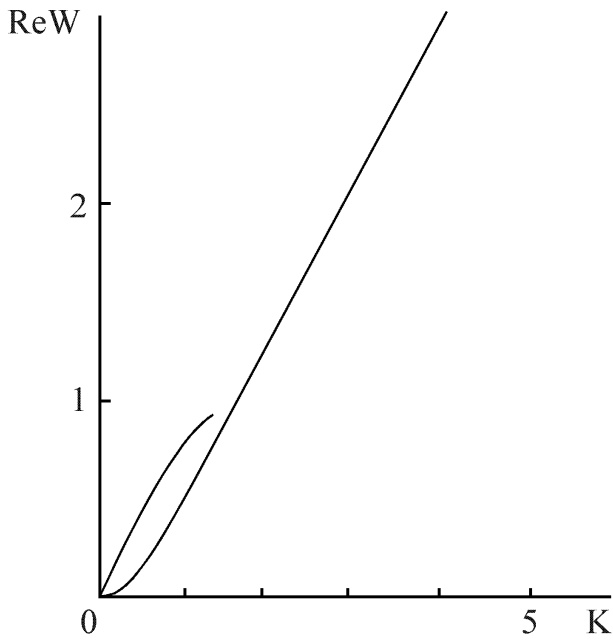


Рис. 25. Зависимость инкремента $\text{Im}W$ и частоты $\text{Re}W$ от волнового числа K , $d/a = 4$, $U = 1,8$ МВ, скорость течения электронов на границе течения $V_* = 0,8$.

Рис. 26. Зависимость инкремента $\text{Im}W$ и частоты $\text{Re}W$ от волнового числа K , $d/a = 4$, $U = 2,4$ МВ, $V_* = 0,83$.

Следует ожидать, что наиболее эффективное возбуждение электромагнитных колебаний будет происходить в условиях синхронизма течения с замедляющей структурой, когда скорость течения вблизи его границы близка к фазовой скорости волны структуры. На рис.5.1.-5.1. представлены зависимости инкремента неустойчивости и частоты нарастающей волны от волнового числа, полученные при $d/a = 4$ и различных значениях приложенного напряжения. В области малых K в соответствии с аналитической теорией бриллюэновский поток с минимальным током устойчив и в нем распространяются две волны: быстрая и медленная. Ветвь быстрой волны обрывается. Этот эффект имеет ме-

сто и в линии передачи с гладкими стенками [26]. При относительно низком напряжении ($U = 0,6$ МВ) неустойчивы высокочастотные волны $W > 1$. Зависимость инкремента от волнового числа имеет максимум. Увеличение инкремента обусловлено резонансом волны с замедляющей структурой. Вне резонансной области K устойчивость имеет такую же природу, как и в линии с гладкими электродами. С увеличением напряжения максимум инкремента смещается в область малых K (низких частот). Значение инкремента в максимуме уменьшается. При напряжениях $U > 2,4$ МВ формируется небольшой по высоте и узкий изолированный максимум инкремента. Это происходит, когда

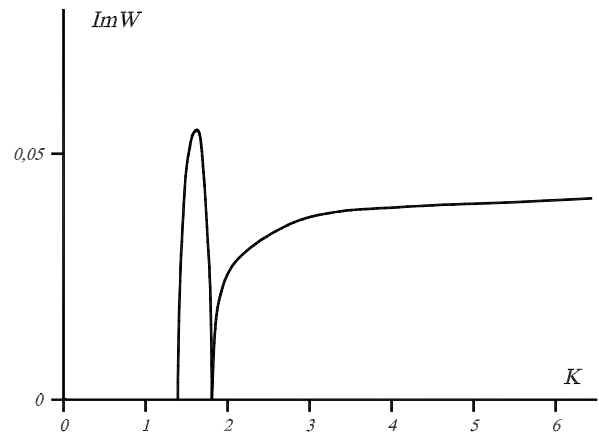
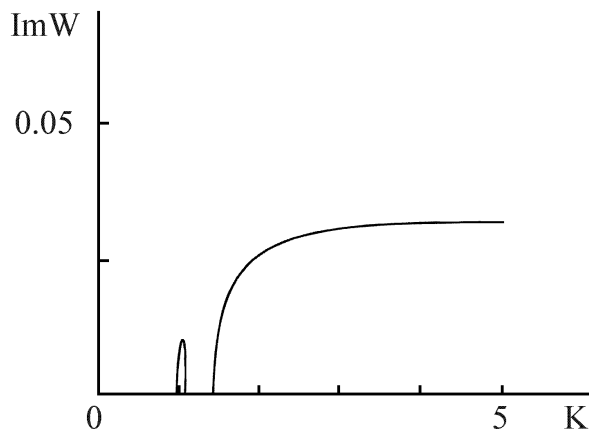
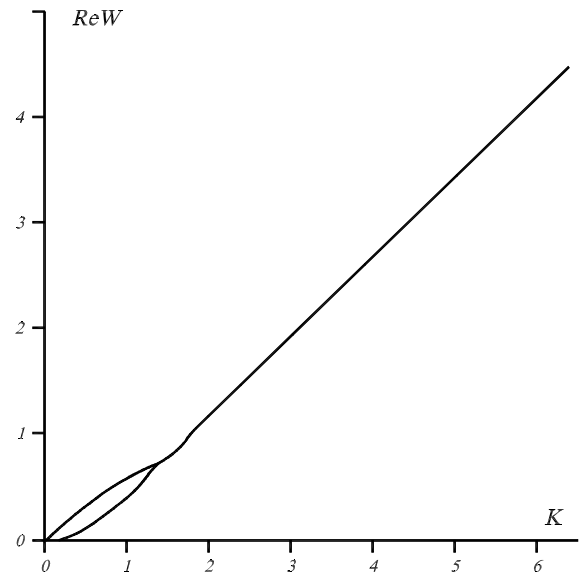
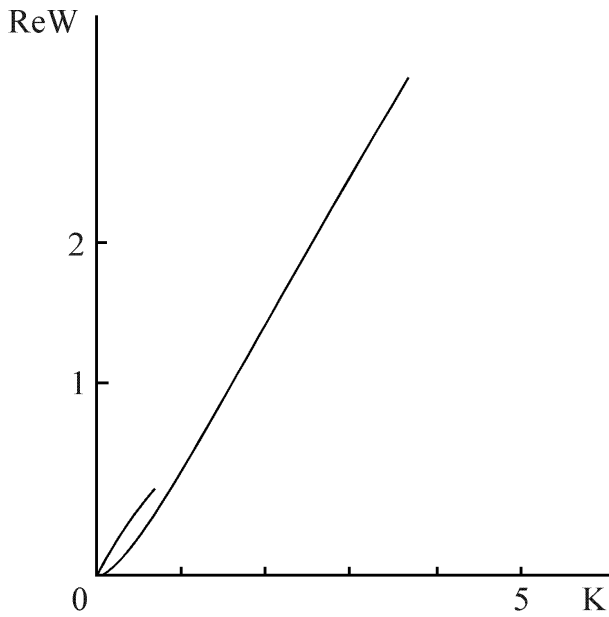


Рис. 27. Зависимость инкремента ImW и частоты ReW от волнового числа K , $d/a = 4$, $U = 4$ МВ, $V_* = 0,866$.

Рис. 28. Зависимость инкремента ImW и частоты ReW от волнового числа K , $d/a = 2$, $U = 1$ МВ, $V_* = 0,75$.

резонансная частота смещается в область низких частот $W < 1$. На рис.5.1. изображены результаты численного решения дисперсионного уравнения при $d/a = 2$ и $U = 1$ МВ. При этих параметрах инкремент резонансной неустойчивости превосходит инкремент магнетронной неустойчивости. Эту же ситуацию иллюстрирует рис.5.1. ($d/a = 1$, $U = 0,5$ МВ).

На рис.5.1. изображены зависимости максимального безразмерного инкремента от приложенного напряжения при $d/a = 4$. С ростом напряжения максимальный инкремент, нормированный на циклотронную частоту, убывает. Сплошные кривые соответствуют резонансной неустойчивости, а пунктирные-магнетронной. При напряжениях $U < 1,6$ МВ доминирует резонансная неустойчивость. При более высоких напряжениях $U > 1,6$ МВ опре-

деляющей является магнетронная неустойчивость. Инкремент резонансной устойчивости в этом случае меньше инкремента магнетронной неустойчивости. Это означает, что при высоких напряжениях замедляющая структура существенной роли не играет в процессе генерации колебаний. На этом же рисунке представлена зависимость максимального инкремента в размерных единицах от приложенного напряжения. Инкремент резонансной неустойчивости имеет слабо выраженный максимум при $U = 1$ МВ. Частота возбуждаемой волны практически не зависит от напряжения. Значение инкремента магнетронной неустойчивости с ростом напряжения увеличивается. В случае магнетронной неустойчивости, как уже отмечалось, инкремент слабо зависит от частоты. Однако в целом с ростом напряжения частоты возбуждаемых колебаний сдвигаются в высокочастотную область. Зависимость частоты, соответствующей миниму-

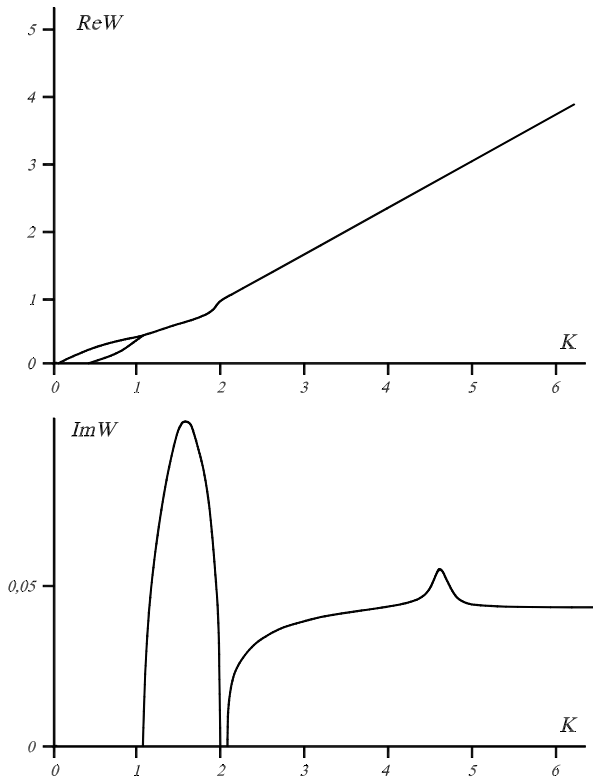


Рис. 29. Зависимость инкремента ImW и частоты ReW от волнового числа K , $d/a = 1$, $U = 0,5$ МВ, $V_* = 0,674$.

му инкремента магнетронной неустойчивости, от напряжения представлена на рис.5.1. пунктирной кривой. На рис.5.1. изображены аналогичные зависимости для значения параметра $d/a = 2$. В интервале напряжений 2 МВ $\geq U \geq 0,4$ МВ частота синхронной со структурой волны ниже циклотронной. Качественно дисперсионные зависимости имеют вид, изображенный на рис.5.1.. В интервале напряжений $U < 1,6$ МВ доминирует резонансная неустойчивость. При больших напряжениях максимальным инкрементом обладает магнетронная неустойчивость. С ростом напряжения размерный инкремент резонансной неустойчивости убывает, а инкремент магнетронной неустойчивости растет. Частота волны, возбуждаемой при резонансной неустойчивости, практически не зависит от напряжения. Это свойство позволяет надеяться на стабильность генерации колебаний на заданной частоте при изменениях напряжения.

5.2. Линейная теория усиления микроволн электронными потоками в линиях с анодной замедляющей структурой.

В данном разделе исследован процесс усиления микроволн бриллюэновским электронным тече-

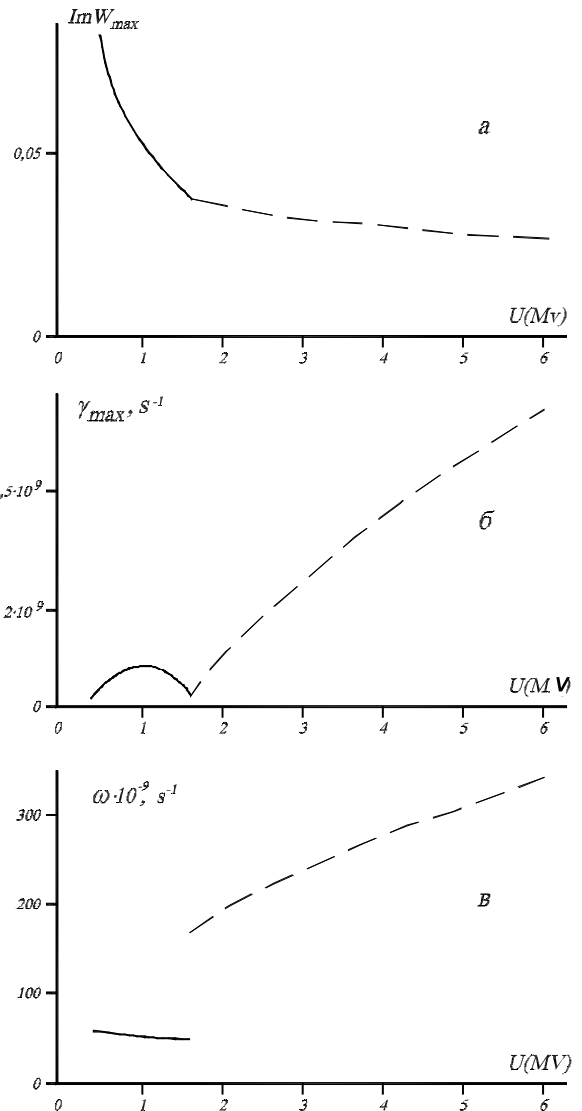


Рис. 30. Зависимость максимального безразмерного инкремента ImW_{max} (а), размерного максимального инкремента γ_{max} (б) и частоты ω (в) от напряжения U , $d/a = 4$, $dc/\omega_c = 2$ см.

нием в плоской замедляющей линии передачи с гребёнкой на аноде с учётом пространственных Флоке-гармоник. Дисперсионное уравнение без учёта пространственных гармоник получено и исследовано в [37–40].

5.2.1. Получение дисперсионного уравнения

Для получения дисперсионного уравнения, описывающего неустойчивость бриллюэновского потока в линии передачи с гребёнкой на аноде, воспользуемся методом частичных областей. В соответствии с этим методом условно разобьём замедляющую структуру (см. рис.5.1.) на три области: *I* – бриллюэновский поток, *II* – вакуумный зазор, *III* –

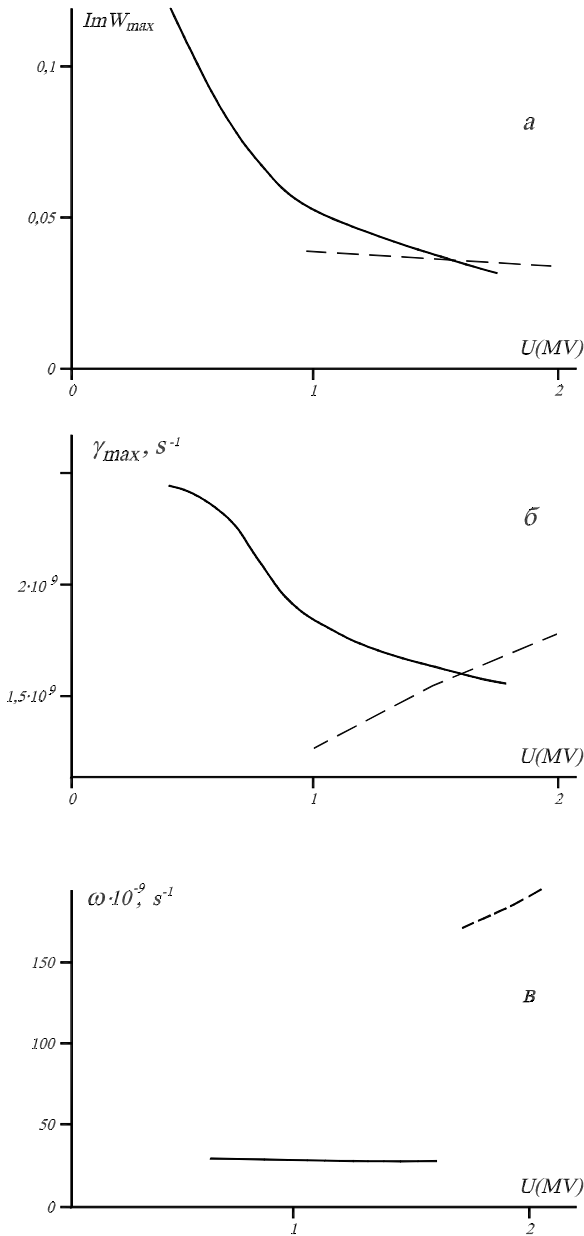


Рис. 31. Зависимость максимального безразмерного инкремента ImW_{max} (а), размерного максимального инкремента γ_{max} (б) и частоты ω (в) от напряжения U , $d/a = 2$, $dc/\omega_c = 2$ см.

резонаторная область. Для простоты ограничимся представлением поля в резонаторах основной гармоникой стоячей волны. В этом приближении для компонент электромагнитного поля между соседними пластинами резонатора имеем выражения:

$$\begin{aligned} E_z^{III} &= B \sin[W(x - a - d)], \\ H_y^{III} &= iB \cos[W(x - a - d)], \end{aligned} \quad (73)$$

где W – безразмерная частота (частота, нормированная на циклотронную частоту ω_c). Все геометрические размеры в (73) и ниже нормированы на масштаб c/ω_c .

Электромагнитное поле в вакуумном зазоре ищем в виде разложения по бегущим волнам:

$$\begin{aligned} E_z^{II} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{A_{1n} \sin p_n(x - x_*) + \\ &+ A_{2n} \cos p_n(x - x_*)\} e^{ih_n z}, \\ H_y^{II} &= iW \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{A_{1n}}{p_n} \cos p_n(x - x_*) - \right. \\ &\left. - \frac{A_{2n}}{p_n} \sin p_n(x - x_*) \right\} e^{ih_n z}, \end{aligned} \quad (74)$$

где $h_n = h + 2\pi n/l$, $p_n = \sqrt{W^2 - h_n^2}$ – продольное и поперечное волновые числа, нормированные на c/ω_c .

Продольное электрическое поле в бриллюэновском потоке также ищем в виде разложения по бегущим волнам:

$$E_z^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{zn}^I(x) e^{ih_n z}. \quad (75)$$

Если ввести вместо функции $E_{zn}^I(x)$ новую функцию F_n такую, что $E_{zn}^I = \gamma(x)\Omega_n F_n$, то из уравнений Максвелла для её определения следует дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 F_n}{dx^2} + \frac{\Delta'}{\Delta} \frac{dF_n}{dx} + p_n^2 F_n = 0, \quad (76)$$

где $\Delta_n(x) = \gamma^2(x)\Omega_n^2(x) - 1$, $\Omega_n(x) = W - h_n V(x)$, $\Delta'_n(x) = d\Delta_n(x)/dx$, $\gamma(x) = \text{ch } x$, $V = \text{th } x$.

Так как продольное электрическое поле должно обращаться в нуль на катоде, необходимо потребовать, чтобы $F_n(0) = 0$.

Сшивая электрическое поле на границе потока $x = x_*$, выразим константы A_{1n} , A_{2n} , определяющие поле в вакуумном промежутке, через значения функций $F_{n*} = F_n(x = x_*)$, являющихся решением системы уравнений (76), и их производных $F'_{n*} = F'_n(x = x_*)$. В результате получим:

$$\begin{aligned} A_{2n} &= \gamma_* \Omega_{n*} F_{n*}, \\ A_{1n} &= \frac{p_n}{\Gamma_n \Omega_{n*} \gamma_*} (0.5 \Delta'_{n*} F_{n*} + \Delta_{n*} F'_{n*}), \end{aligned} \quad (77)$$

где $\Gamma_n = W^2 - h_n^2 - 1$, а величины со знаком * означают их значение на границе потока.

Подставив константы A_{1n} , A_{2n} из (77) в (74), получим следующие выражения для компонент по-

лей E_z^{II} , H_y^{II} :

$$E_z^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{p_n}{\Gamma_n \Omega_{n*} \gamma_*} (0.5 \Delta'_{n*} F_{n*} + \Delta_{n*} F'_{n*}) \sin p_n(x - x_*) + \gamma_* \Omega_{n*} F_{n*} \cos p_n(x - x_*) \right\} e^{ih_n z}, \quad (78)$$

$$H_y^{II} = iW \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{p_n}{\Gamma_n \Omega_{n*} \gamma_*} (0.5 \Delta'_{n*} F_{n*} + \Delta_{n*} F'_{n*}) \cos p_n(x - x_*) - \gamma_* \Omega_{n*} F_{n*} \sin p_n(x - x_*) \right\} e^{ih_n z}$$

Приравнявая продольные электрические поля на границе $x = d$, выразим величины F_{n*} через B , а затем, подставив их в выражение для компонент электромагнитного поля в каждой из частичных областей I и II и приравняв их средние значения на границе $x = d$, получим дисперсионное уравнение:

$$Y_s + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_n^2 Y_n^b - \text{th}(p_n b)}{p_n a (1 + Y_n^b \text{th}(p_n b))} = 0, \quad (79)$$

где: $b = d - x_*$,

$$Y_s = \frac{\text{cth}(Wa)}{Wa}, \quad Y_n^b = \frac{p_n \Phi_{n*}}{\Gamma_n \Omega_{n*}^2 \gamma_*^2},$$

$$\Phi_{n*} = \frac{\Delta'_{n*}}{2} + \Delta_{n*} \frac{F'_{n*}}{F_{n*}}, \quad C_n = \frac{\sin(h_n l/2)}{(h_n D/2)}.$$

5.2.2. Импедансное приближение.

В импедансном приближении ($hD \ll 1$) под знаком суммы в уравнении (79) можно оставить только нулевое слагаемое. В результате получим дисперсионное уравнение (70).

В отличие от раздела 5.1. здесь мы будем решать задачу об пространственном усилении микроволн в замедляющей структуре бриллюэновским электронным потоком, т.е. для заданной частоты мы будем решать дисперсионное уравнение относительно продольного волнового числа. Мнимая часть комплексного корня определяет пространственный инкремент усиления микроволн.

На рис.5.2.2.-5.2.2. представлены результаты численного расчёта дисперсионного уравнения в импедансном приближении (70) для минимального тока в линии при значениях напряжения, прикладываемого к анод-катодному промежутку $U = 1$ МВ, 1,6 МВ, 2 МВ. Геометрические размеры замедляющей структуры были выбраны следующими: $dc/\omega_c = 5,1$ см, $ac/\omega_c = 1,5$ см. Результаты расчётов представлены в виде зависимостей реальной части безразмерного волнового числа и мнимой части (коэффициента усиления) от безразмерной частоты. * Для относительно низкого напряжения $U = 1$ МВ ветвь быстрой бриллюэновской

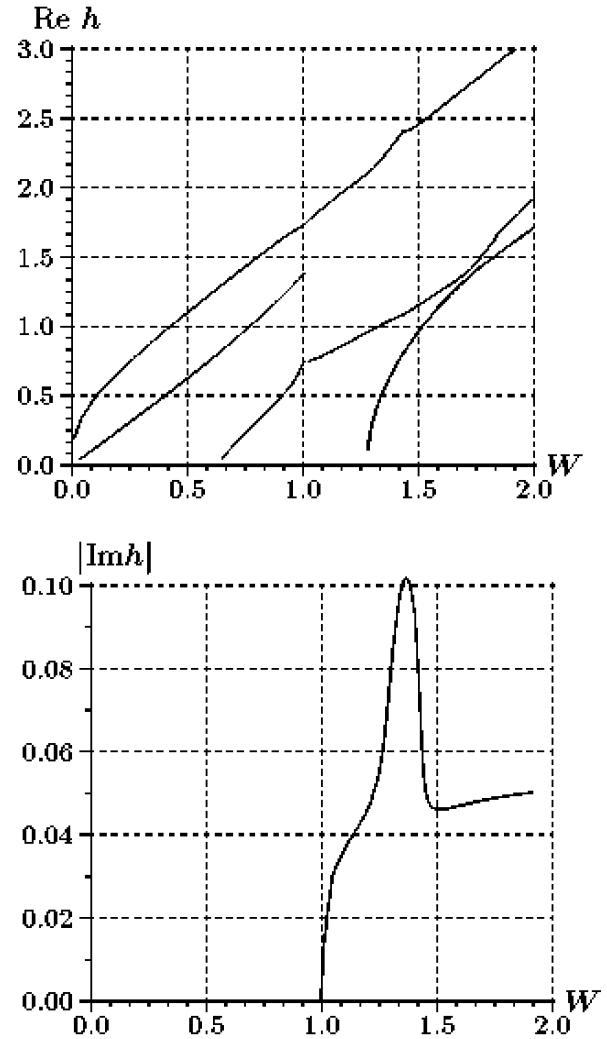


Рис. 32. Зависимости реальной части $\text{Re } h$ безразмерного волнового числа и мнимой части $|\text{Im } h|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 1$ МВ, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,1$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см.

волны обрывается на частоте $W = 1$. В области частот $W > 1$ поток неустойчив. В отличие от линии с гладкими электродами на кривой зависимости коэффициента усиления от частоты появляется резкий максимум. Коэффициент усиления (пространственный инкремент) увеличивается более, чем в два раза. Увеличение коэффициента усиления обусловлено резонансом волны бриллюэновского потока с собственной медленной волной замедляющей структуры. Вне резонансной области W неустойчивость имеет такую же природу, как и в линии с гладкими стенками. С увеличением напряжения максимум инкремента смещается в область более низких безразмерных частот

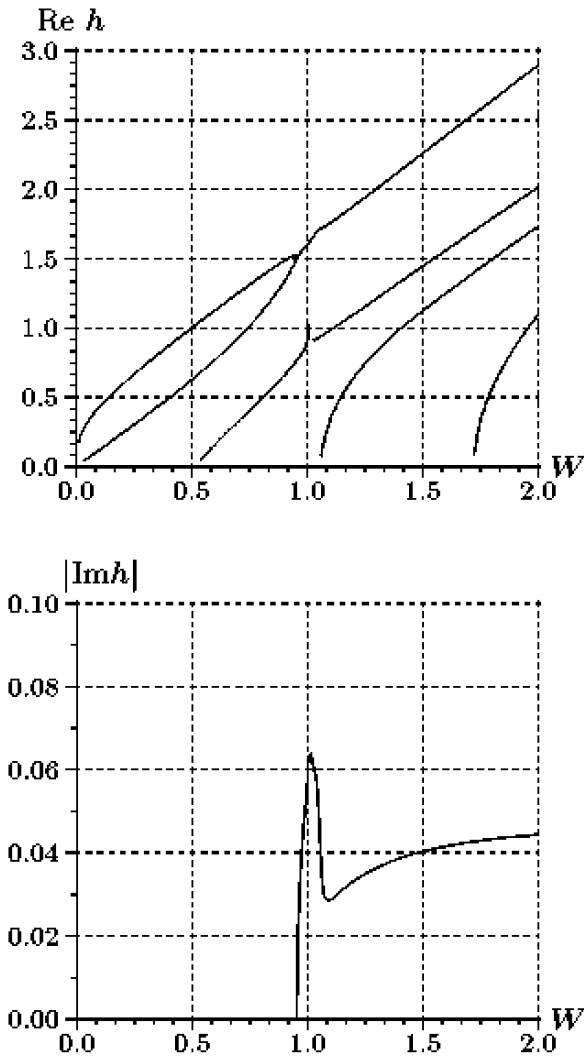


Рис. 33. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МПЛО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 1,6$ МВ, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см.

W , а значение инкремента в максимуме уменьшается рис.5.2.2.. Причём для напряжения $U = 1,6$ МВ быстрая ветвь бриллюэновской волны не обрывается, а происходит слияние быстрой и медленной ветвей колебаний. В окрестности точки слияния ветвей возникает резонансное возбуждение колебаний. Зависимость коэффициента усиления от частоты имеет резкий максимум.

При увеличении напряжения до 2 МВ положение резонансного инкремента в область ещё более низких безразмерных частот и перестаёт перекрываться с областью существования нерезонансной магнетронной неустойчивости $W > 1$. Кривые зависимо-

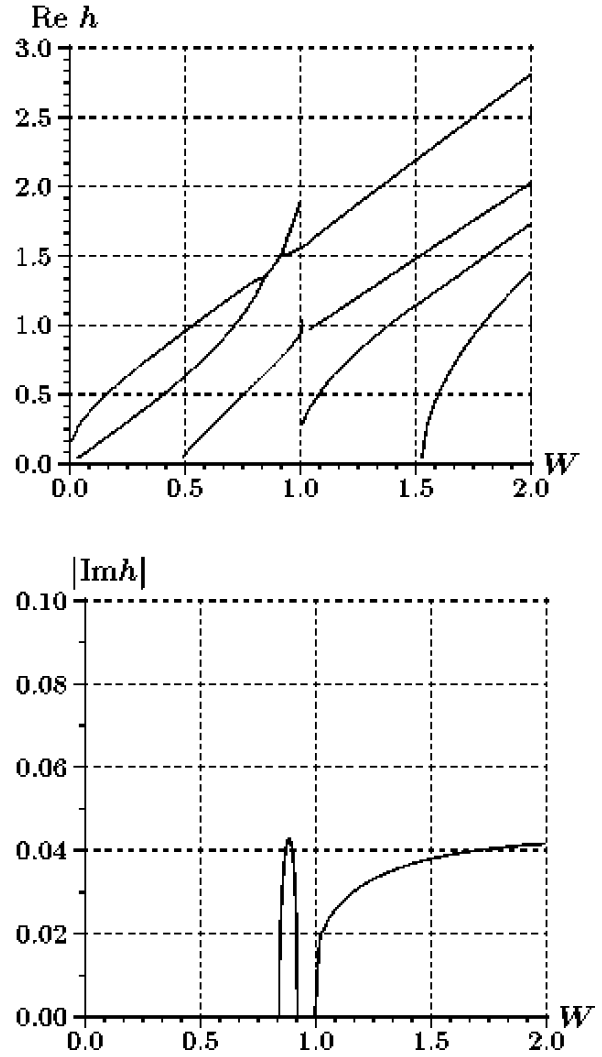


Рис. 34. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МПЛО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 2$ МВ, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см.

стей продольного волнового числа Reh от частоты W имеют ряд качественных особенностей. Прежде всего, происходит пересечение и расщепление быстрой и медленной ветвей. В точке $W = 1$ обрывается медленная ветвь колебаний, а не быстрая, как в линии с гладкими стенками. Область существования резонансной неустойчивости $0,8 < W < 0,9$ соответствует области расщепления колебаний. Область частот $W > 1$ соответствует магнетронной неустойчивости.

При дальнейшем увеличении напряжения положение максимума коэффициента усиления резо-

нансной неустойчивости смещается вниз по частоте, а значение инкремента в максимуме уменьшается и в конечном счёте становится меньше инкремента магнетронной неустойчивости.

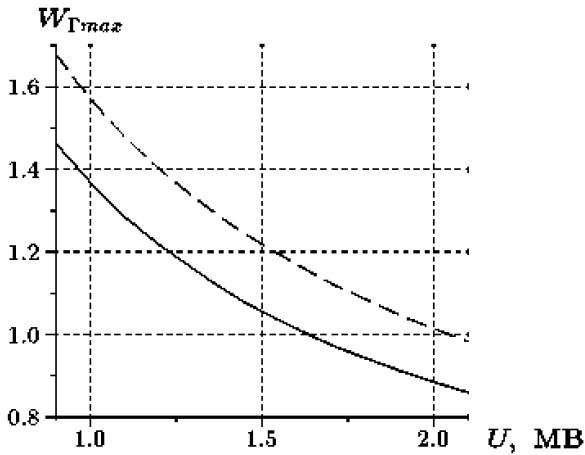


Рис. 35. Зависимость безразмерной частоты, соответствующей максимальному инкременту от напряжения для импедансного (—) и многоволнового (---) приближений в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на аноде: величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5$ см.

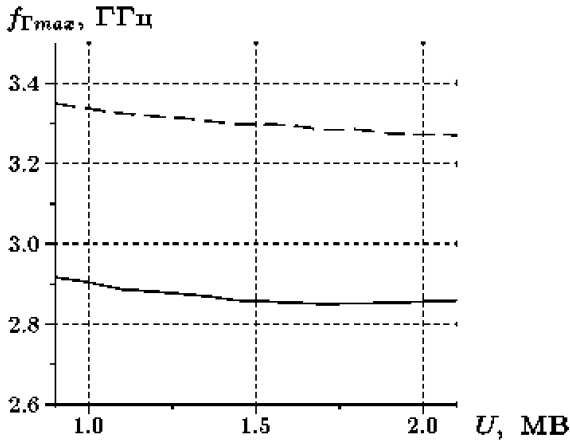


Рис. 36. Зависимость размерной частоты, соответствующей максимальному инкременту от напряжения для импедансного (—) и многоволнового (---) приближений в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на аноде: величина анод-катодного промежутка $d\omega/c = 5,11$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5$ см.

Следует отметить ещё одну важную особенность дисперсионных зависимостей, приведенных на рис.5.2.2.-5.2.2. не отмеченную ранее. В дополнение к двум ветвям колебаний с $V_{ph} < 1$ в высокочастотной области существуют ветви, соответ-

ствующие быстрым волнам с $V_{ph} > 1$. Первая из них (более низкочастотная) соответствует циклотронным колебаниям на нормальном эффекте Доплера $W = hV_* + 1/\gamma_*$, а остальные собственным электромагнитным волнам линии передачи.

На рис.5.2.2. приведена зависимость безразмерной частоты, которой соответствует максимальное значение коэффициента усиления резонансной неустойчивости, от напряжения. На рис.5.2.2. приведена аналогичная зависимость для размерной частоты в GHz. С увеличением напряжения безразмерная частота уменьшается приблизительно обратно пропорционально напряжению. Что касается размерной резонансной частоты, то с изменением напряжения в пределах от 0,9 МВ до 2,1 МВ резонансная частота меняется всего лишь на 2,4%. Таким образом, СВЧ-генераторы типа МЛО обладают уникальным свойством частотной стабильности. Даже при значительных вариациях напряжения в течение импульса частота генерации остаётся практически неизменной. По-видимому, из всего разнообразия СВЧ-генераторов таким свойством обладает только МЛО.

На рис.5.2.2. и рис.5.2.2. приведены зависимости максимальных безразмерного Imh и размерного $\Gamma = |Imh|c/\omega_c$ коэффициентов усиления от приложенного напряжения. С увеличением напряжения коэффициенты усиления уменьшаются. Это объясняется двумя факторами: во-первых, с увеличением напряжения течение прижимается к катоду, а, следовательно, ослабляется его связь с поверхностными волнами структуры. Кроме этого, происходит релятивистское увеличение массы электронов. При напряжении 0,9 МВ коэффициент усиления составляет $4,6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Это означает, что на длине $L \approx 50$ см амплитуда волны усиливается примерно в 10 раз, а СВЧ-мощность – в 100 раз. Фазовая скорость усиливаемой волны в интервале напряжений 0,9 - 2,1 МВ меняется в пределах от 0,6с до 0,62с.

5.2.3. Анализ дисперсионного уравнения с учетом флюке-гармоник

Выше мы рассмотрели волны и неустойчивости бриллюэновского течения в замедляющей структуре в длинноволновом импедансном приближении. Проанализируем теперь результаты численного решения дисперсионного уравнения (79), полученного с учётом пространственных флюке-гармоник. На рис.5.2.3.-5.2.3. представлены дисперсионные зависимости, полученные для значений напряжения $U=1$ МВ, 1,6 МВ, 2,0 МВ, 2,4 МВ. Геометрические размеры замедляющей структуры выбраны такими же, как в предыдущем разделе. Период структуры равен $D = lc/\omega_c = 2,5$ см.

Для относительно низкого значения напряжения $U = 1$ МВ качественное поведение диспер-

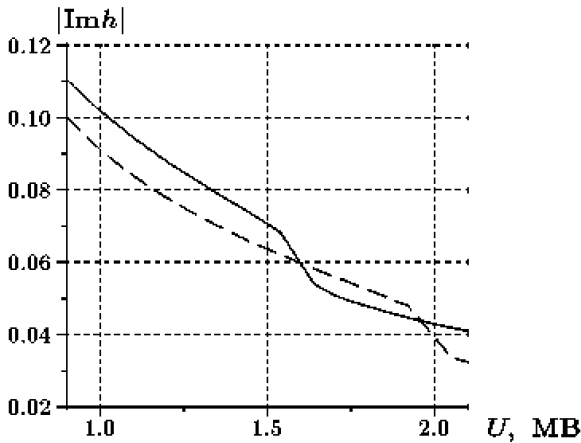


Рис. 37. Зависимость безразмерного максимального инкремента от напряжения для импедансного (—) и многоволнового (---) приближений в импедансном приближении для параметров МПО с замедляющей структурой на аноде: величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5$ см.

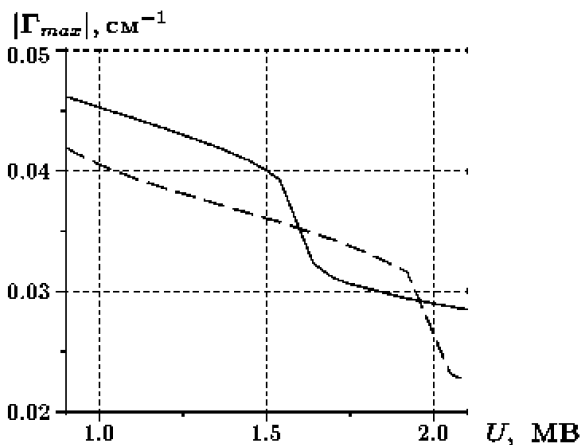


Рис. 38. Зависимость размерного максимального инкремента от напряжения для импедансного (—) и многоволнового (---) приближений в импедансном приближении для параметров МПО с замедляющей структурой на аноде: величина анод-катодного промежутка $d = 5,11$ см, высота диафрагмы $a = 1,5$ см, период структуры $D = 2,5$ см.

сионных зависимостей (см. рис.5.2.3.) совпадает с зависимостями, полученными в импедансном приближении (см. рис.5.2.2.). На рассматриваемых интервалах W и Reh учёт пространственных гармоник не привёл к появлению новых ветвей колебаний. Небольшие количественные изменения произошли в зависимости коэффициента усиления от $|Imh|$ от безразмерной частоты W . Максимум коэффициента усиления, соответствующий резонансной неустойчивости, сместился в область более

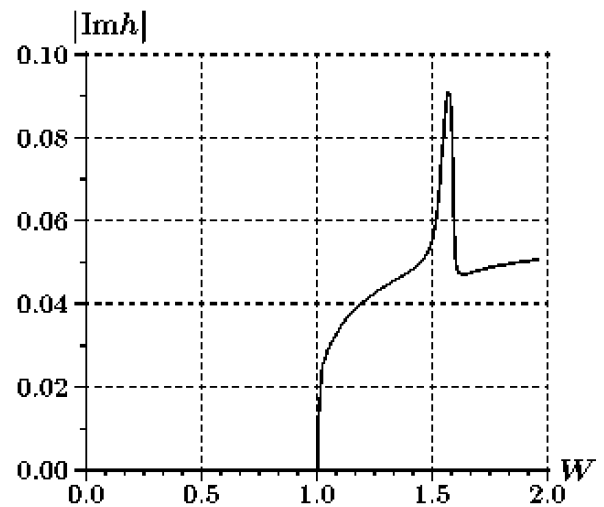
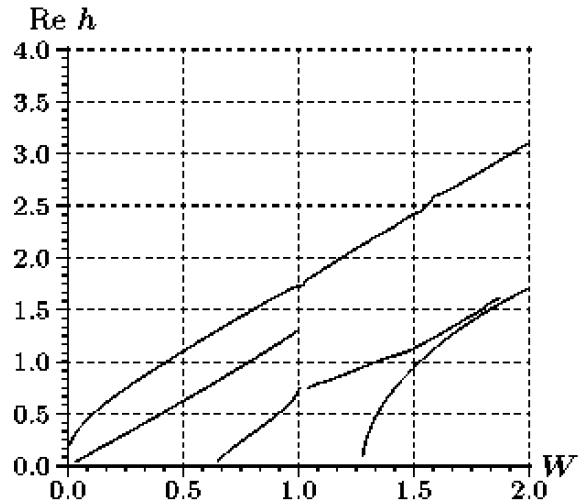


Рис. 39. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W для параметров МПО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 1$ MV, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11$ см, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5$ см, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5$ см.

высоких частот, пик зависимости коэффициента усиления стал уже, а его максимальное значение уменьшилось примерно на 10%. При более высоких напряжениях в рассматриваемой области (Reh, W) появляются новые ветви колебаний, соответствующие обратным волнам: обратная волна на нормальном эффекте Доплера и обратные электромагнитные волны линии передачи. Следует отметить отсутствие обратных ветвей колебаний, соответствующих волнам бриллюэновского потока.

На рис.5.2.3. изображены дисперсионные зависимости, полученные при напряжении $U = 2,4$ MV. Вследствие увеличения безразмерного периода структуры в рассматриваемой области

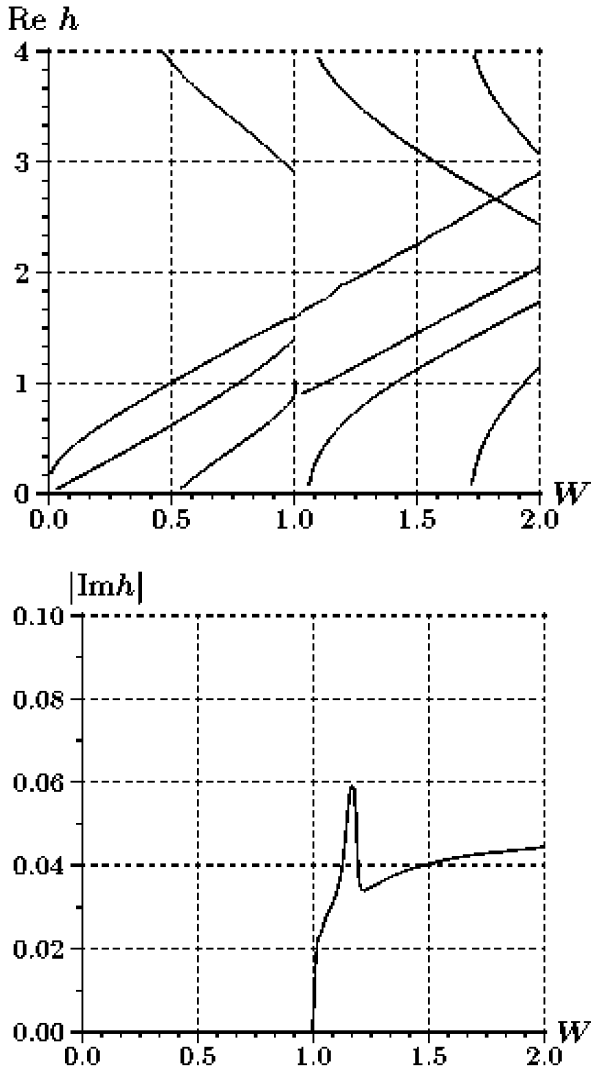


Рис. 40. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W для параметров МПЛО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 1,6\text{MV}$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11\text{см}$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5\text{см}$, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5\text{см}$.

(Reh, W) наблюдается пересечение прямых и обратных волн. Причём характер неустойчивости остаётся таким же как в импедансном приближении. Максимум коэффициента усиления резонансной неустойчивости при $U = 2,4\text{МВ}$ оказывается ниже коэффициента усиления при магнетронной неустойчивости.

На рис.5.2.2.,рис.5.2.2. представлены зависимости безразмерной и размерной резонансных частот от напряжения. Пунктирными линиями изображены зависимости, полученные путём решения многоволнового дисперсионного уравнения. Сплошные линии соответствуют импедансному приближению.

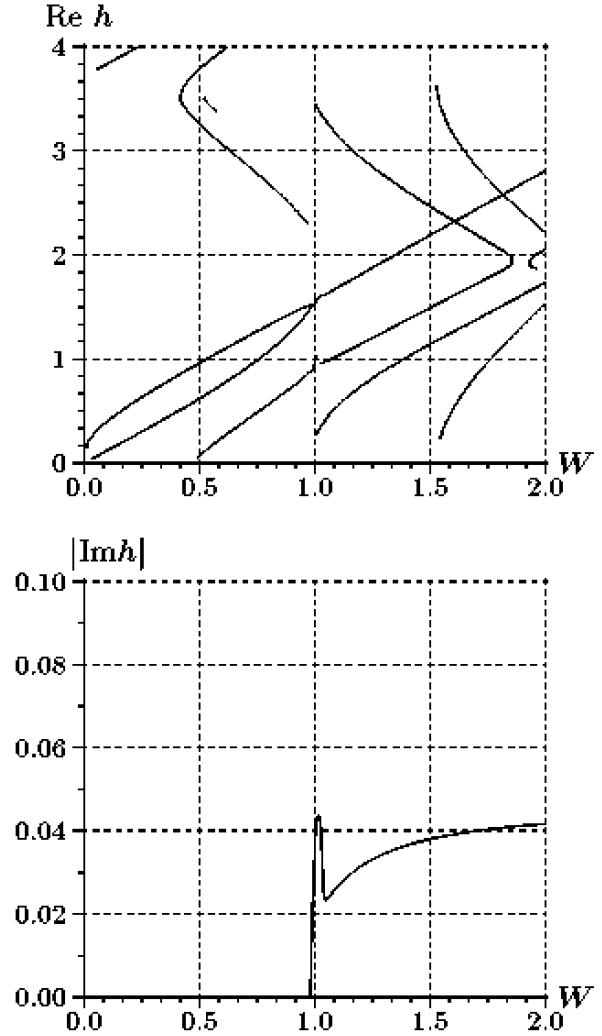


Рис. 41. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W для параметров МПЛО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 2\text{MV}$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11\text{см}$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5\text{см}$, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5\text{см}$.

Многоволновое приближение даёт более высокие частоты генерации. Что особенно важно, в многоволновом приближении сохраняется очень слабая зависимость частоты генерируемых колебаний от напряжения.

На рис.5.2.2. и рис.5.2.2. приведены зависимости максимального коэффициента усиления от напряжения U (пунктирная линия), полученные в многоволновом приближении. Сплошной линией нанесены такие же зависимости, полученные в импедансном приближении. С уменьшением напряжения максимальный коэффициент усиления возрастает, и при $U = 900\text{КВ}$ достигает значения $\Gamma = 4,65 \cdot 10^{-2}\text{см}^{-1}$. На большей части рассматриваемо-

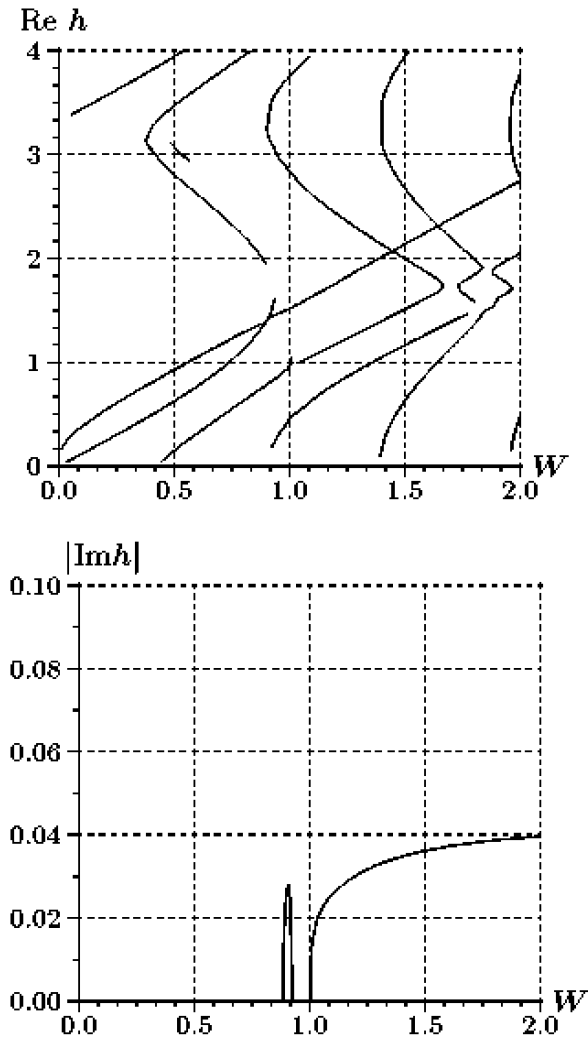


Рис. 42. Зависимости реальной части $Re h$ безразмерного волнового числа и мнимой части $|Im h|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W для параметров МЛО с замедляющей структурой на аноде: прикладываемое напряжение $U = 2,4 \text{ MV}$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11 \text{ см}$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5 \text{ см}$, период структуры $D = lc/\omega_c = 2,5 \text{ см}$.

го интервала напряжения U максимальный коэффициент усиления, полученный с учётом пространственных Флоке-гармоник, несколько меньше, чем полученный в импедансном приближении. На интервале $900 \text{ KB} < U < 1,5 \text{ MB}$ это отличие составляет менее 10%.

5.3. Усиление микроволн электронными потоками в линиях с катодной замедляющей структурой

В данном разделе исследуется неустойчивость бриллюэновского потока в плоской замедляющей линии передачи с гребёнкой на катоде [41].

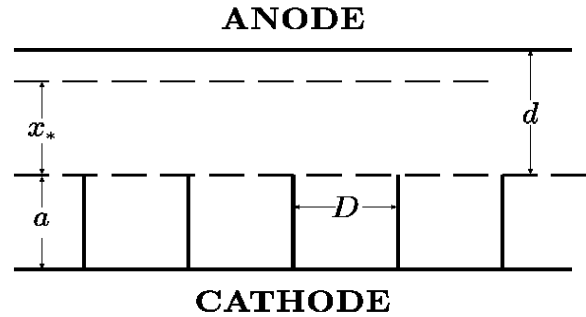


Рис. 43. Геометрия катодной замедляющей структуры МЛО.

Геометрия структуры приведена на рис.5.3.. Для получения дисперсионного уравнения, описывающего неустойчивость бриллюэновского потока с гребёнкой на катоде, так же как и при получении дисперсионного уравнения для бриллюэновского потока в структуре с гребёнкой на аноде, воспользуемся методом частичных областей. В соответствии с этим методом разобьём исследуемую замедляющую структуру на три области: I – резонаторная область, II – бриллюэновский поток, III – вакуумный зазор. Для простоты ограничимся представлением поля в резонаторах основной гармоникой стоячей волны. В этом приближении для компонент электромагнитного поля между соседними пластинами резонатора имеем выражения:

$$\begin{aligned} E_z^I &= B \sin Wx, \\ H_y^I &= iB \cos Wx. \end{aligned} \quad (80)$$

Электромагнитное поле в вакуумном зазоре $a + x \leq x \leq a + d$ ищем в виде разложения по бегущим волнам

$$E_z^{III} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \sin p_n(x - a - d)e^{ih_n z},$$

$$E_x^{III} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{ih_n}{p_n} A_n \cos p_n(x - a - d)e^{ih_n z},$$

$$H_y^{III} = iW \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A_n}{p_n} \cos p_n(x - a - d)e^{ih_n z}.$$

(81)

Продольное электрическое поле в бриллюэновском потоке также ищем в виде разложения по бе-

гущим волнам

$$E_z^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \gamma_0(x) \Omega_n^2(x) F_n(x) e^{ih_n z}. \quad (82)$$

где $\gamma_0(x) = \text{ch}(x-a)$; $\Omega_n = W - h_n V_0(x)$; $V_0(x) = \text{th}(x-a)$, а $F_n(x)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 F_n}{dx^2} + \frac{\Delta'}{\Delta} \frac{dF_n}{dx} + p_n^2 F_n = 0,$$

$$\Delta_n(x) = \gamma_0^2(x) \Omega_n^2(x) - 1, \quad \Delta'_n(x) = \frac{d\Delta_n(x)}{dx}. \quad (83)$$

Для решения дисперсионного уравнения (83) необходимо задать граничные условия, которые можно получить, "сшивая" поля на внешней границе бриллюэновского потока $x = x_* + a$:

$$\begin{aligned} E_z^{II} &= E_z^{III}, \\ E_x^{III}(x_* + a + 0) - E_x^{II}(x + a - 0) &= \\ -i\gamma_* \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{V_x^{(n)}(x + a - 0)}{\Omega_n(x_* + a)}, \end{aligned} \quad (84)$$

где

$$V_x^{(n)} = \frac{1}{\gamma_0(x) \Gamma_n} \frac{d}{dx} [\gamma_0 (h_n - V_0 W) F_n].$$

Разрешив систему уравнений (81),(82),(84) относительно F'_n/F_n , получим граничное условие:

$$\frac{F'_{n*}}{F_{n*}} = -\frac{\Delta'_{n*}}{2\Delta_{n*}} - \frac{\Gamma_n \gamma_*^2 \Omega_{n*}^2}{p_n \text{tg}(p_n b) \Delta_{n*}}. \quad (85)$$

Используя граничные условия на внутренней границе бриллюэновского потока ($x = a$), состоящие в непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля E_z и магнитного поля H_y , получим дисперсионное уравнение, описывающее неустойчивость бриллюэновского потока с гребёнкой на катоде:

$$W \text{ctg} Wa = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_n^2}{\Gamma_n} \left[-h_n W + \frac{F'_n(a)}{F_n(a)} (W^2 - 1) \right], \quad (86)$$

где $C_n = \sin(h_n D/2)/(h_n D/2)$.

Дисперсионное уравнение (86) можно проанализировать аналитически в импедансном приближении $hD \ll 1$. В области низких частот $W \rightarrow 0$, полагая, что собственные волны в этом пределе имеют конечную фазовую скорость, из (85), (86) получим следующее выражение для фазовых скоростей нормальных волн:

$$V_{ph}^{\pm} = \frac{\text{sh} x_* \text{ch} x_* (s\nu + 1) \pm \sqrt{s(s-1)(\nu+1)}}{s(\nu+1) + (s\nu+1) \text{sh}^2 x_*} \quad (87)$$

где $s = d/x_*$, $\nu = a/d$.

Если исключить электронный поток путём предельного перехода $x_* \rightarrow 0$, то из (87) получим выражение для фазовых скоростей прямой и обратной волн "холодной структуры" $V_{ph} = \pm 1/\sqrt{1+\nu}$. То есть, бриллюэновский поток так же, как и в структуре с гребёнкой на аноде, не вносит новых ветвей колебаний.

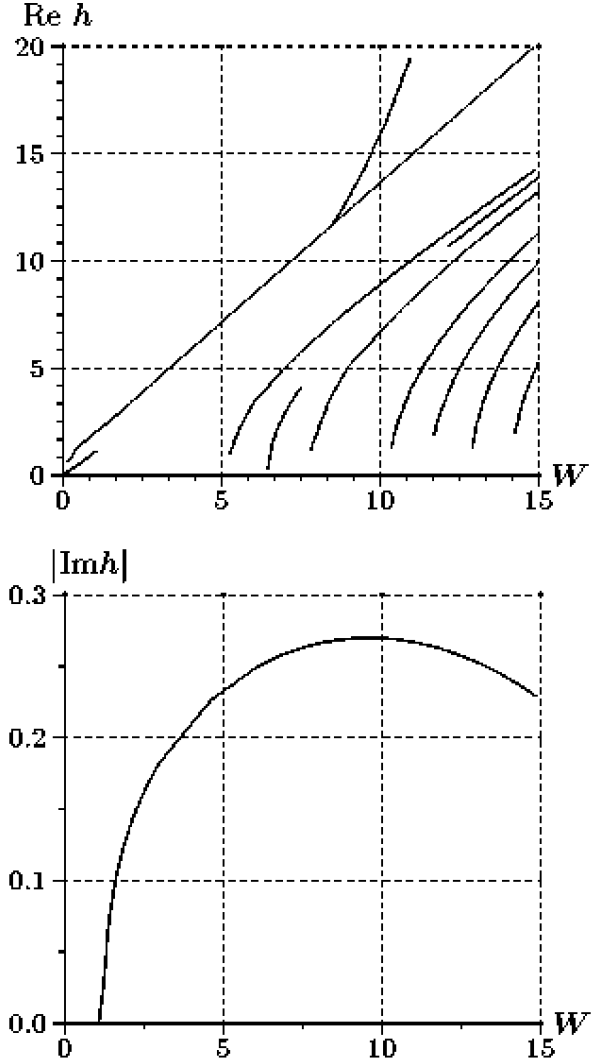


Рис. 44. Зависимости реальной части $\text{Re} h$ безразмерного волнового числа и мнимой части $|\text{Im} h|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на катоде: прикладываемое напряжение $U = 1 \text{MV}$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11 \text{см}$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 0,2 \text{см}$.

Перейдём к численному исследованию дисперсионного уравнения обращённой замедляющей линии с магнитной самоизоляцией. На рис.??-5.3. приведены дисперсионные зависимости для различных значений высоты диафрагм ac/ω_c (рис.?? - $ac/\omega_c = 0,1 \text{см}$, рис.5.3. - $ac/\omega_c = 0,2 \text{см}$, рис.5.3. -

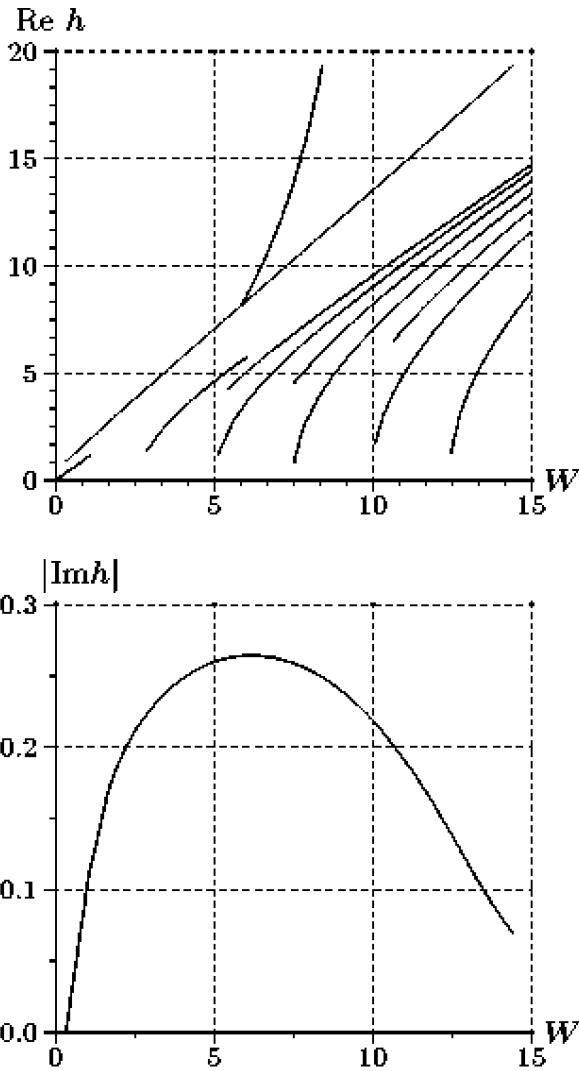


Рис. 45. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на катоде: прикладываемое напряжение $U = 1MV$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11cm$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 0,3cm$.

$ac/\omega_c = 0,3$ см, рис.5.3. – $ac/\omega_c = 0,4$ см, рис.5.3. – $ac/\omega_c = 0,5$ см, рис.5.3. – $ac/\omega_c = 0,6$ см). Величина анод-катодного промежутка выбрана такой же, как и в замедляющей структуре с диафрагмами на аноде $dc/\omega_c = 5,1$ см. Величина прикладываемого напряжения $U = 1$ МВ. Дисперсионное уравнение было исследовано в импедансном приближении. В этом приближении достаточно учесть только основную пространственную гармонику, что оправдано, когда длина волны излучения больше периода замедляющей структуры.

Замедляющая структура с диафрагмами на катоде имеет те же собственные волны, что и за-

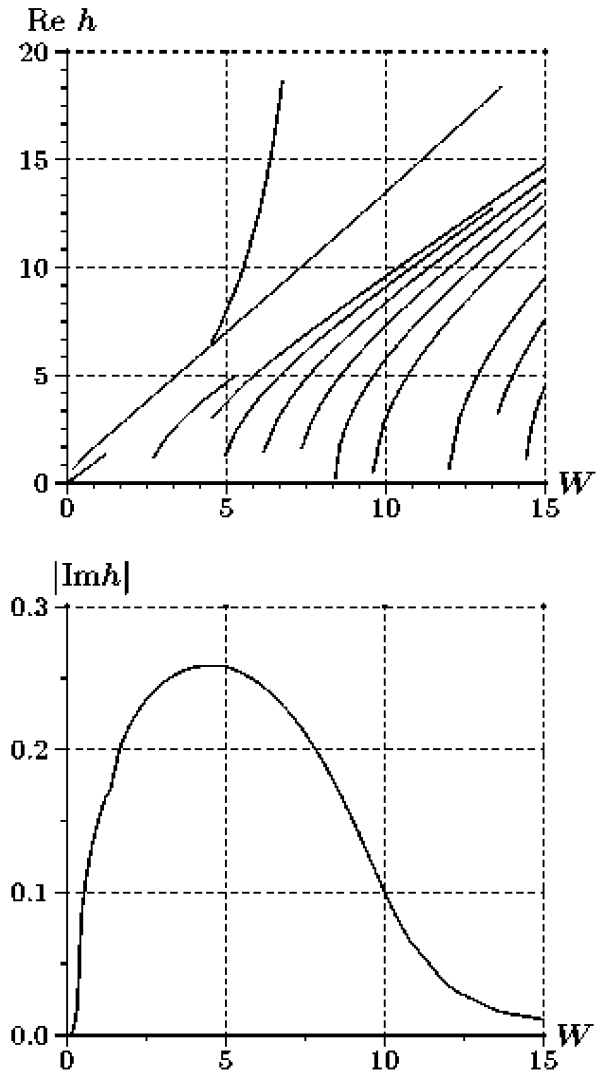


Рис. 46. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на катоде: прикладываемое напряжение $U = 1MV$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11cm$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 0,4cm$.

медляющая линия с диафрагмированным анодом: бриллюэновские ветви колебаний электронного потока; ветвь колебаний на нормальном эффекте Доплера; быстрые электромагнитные ветви колебаний. Неустойчивой является медленная бриллюэновская ветвь колебаний. Однако характер неустойчивости в обращённом МЛО сильно отличается традиционного МЛО, что отчётливо видно из зависимостей коэффициента усиления от частоты. Электронный поток в обращённом МЛО прижат к структуре. Это приводит к существенному увеличению связи электронного течения со структурой и изменению картины неустойчивости

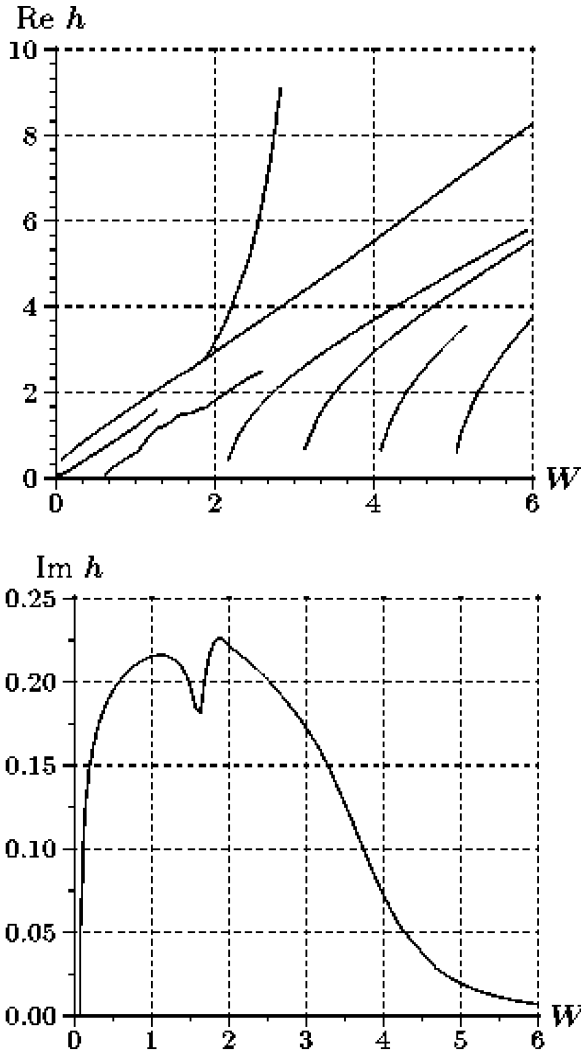


Рис. 47. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на катоде: прикладываемое напряжение $U = 1MV$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11cm$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,0cm$.

относительно возбуждения электромагнитного излучения. Для малой высоты диафрагм (рис.??) неустойчивость в замедляющей структуре возникает при $W > 1$. В рассматриваемом интервале частот $0 < W < 15$ инкремент растёт, причём в высокочастотной области скорость роста инкремента замедляется. При увеличении высоты диафрагмы (рис.5.3.-5.3.) на зависимости коэффициента усиления от частоты появляется максимум. В этой точке от бриллюэновской ветви отщепляется ветвь медленной волны замедляющей структуры. Максимальная частота медленной волны структуры равна $f_{max} = c/4a$. С увеличением высоты диафрагмы

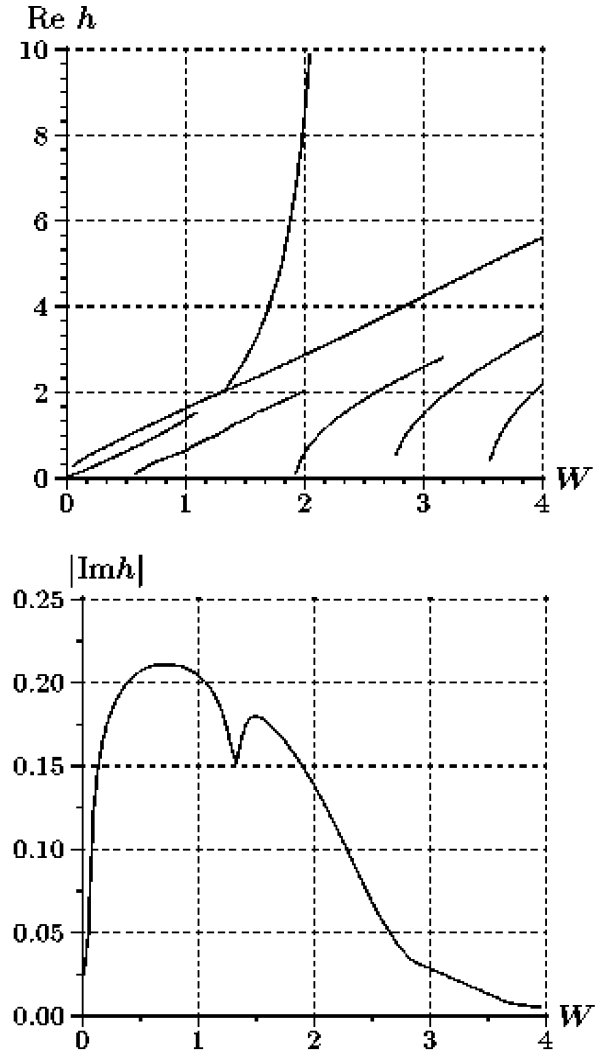


Рис. 48. Зависимости реальной части Reh безразмерного волнового числа и мнимой части $|Imh|$ (коэффициента усиления) от безразмерной частоты W в импедансном приближении для параметров МЛО с замедляющей структурой на катоде: прикладываемое напряжение $U = 1MV$, величина анод-катодного промежутка $dc/\omega_c = 5,11cm$, высота диафрагмы $ac/\omega_c = 1,5cm$.

спектр частот медленной волны структуры сдвигается в низкочастотную область. Соответственно в низкочастотную область смещается и точка пересечения волны структуры и бриллюэновской волны. Этот эффект иллюстрируют рис.5.3.-5.3.. Видно, что с увеличением высоты диафрагмы частота, соответствующая максимуму инкремента, сдвигается в низкочастотную область. Чрезвычайно важным результатом является увеличение коэффициента усиления более чем в 2,5 раза по сравнению по сравнению с традиционным МЛО, в котором замедляющая структура расположена на аноде.

На рис.5.3. и рис.5.3. представлены дисперсион-

ные зависимости для высоты диафрагм $ac/\omega_c = 1,0$ см и $ac/\omega_c = 1,5$ см. Для данных параметров структуры неустойчивость возникает с очень низких частот $W_{min} \ll 1$. На кривой зависимости коэффициента усиления от частоты появились два максимума. Один из них (см. рис. 5.3.) соответствует синхронизму между медленной волной структуры и бриллюэновской волной, а второй - магнетронной неустойчивости. При увеличении высоты диафрагмы до 1,5 см максимум инкремента в высокочастотной области становится слабовыраженным.

Таким образом, приведенный теоретический анализ показал, что коэффициент усиления в обращенной схеме МЛО существенно выше, чем в традиционной. Это будет приводить к существенному повышению генерируемой мощности. Сказанное выше убедительно показывает перспективность обращенной схемы МЛО.

6. Результаты численного моделирования МЛО

Получить полную картину развития неустойчивости, включая нелинейную стадию, можно, привлекая только численные методы. Численное моделирование работы МЛО было выполнено в работах [5-7]. Остановимся кратко на основных результатах этих работ. Моделирование проводилось методом "particles in cell".

В работе [5] рассмотрено МЛО, выполненное в виде цилиндрической коаксиальной линии с гофрированным анодом. Electroды идеально проводящие. Радиус анода изменяется по закону

$$R_A = R_0 (1 + \varepsilon \operatorname{th}[tg^{10}(h_0 z/2)]),$$

близкому к прямоугольному, где R_0 - внутренний радиус анода, $d = R_0 \varepsilon$ - глубина гофрировки, $z_0 = 2\pi/h_0$ - период структуры. Была выбрана структура со следующими размерами $R_0 = 2$ см, $d = 0,75$ см, $z_0 = 1,4$ см, радиус катода $a = 1$ см, размер анод-катодного промежутка 1 см, длина системы - 19 см, длина замедляющей структуры 14 см. К анод-катодному промежутку приложено напряжение $U = 0,6$ МВ, достаточное для возникновения на катоде взрывной эмиссии. Ток электронного пучка составлял 7,9 КА. Моделирование показало, что в такой системе происходит интенсивная генерация электромагнитного излучения. Колебания нарастают примерно за 2 нс. Спектр колебаний - широкий и имеет максимум на частоте 6,6 ГГц, что соответствует длине волны $\approx 4,5$ см. Возбуждаемая волна распространяется в ту же сторону, что и электронный поток. Поток находится в синхронизме с основной пространственной гармоникой структуры. Как следует из линейной теории неустойчивости бриллюэновского течения

в замедляющей структуре, уже на начальной стадии граница электронного течения возмущается. На ней возникают бугорки и впадины. На нелинейной стадии формулируется сложное двумерное течение, модулированное возбуждаемой волной. Выступы слоя достигают анода. Численные расчёты показали, что оптимальным является интервал напряжений $0,15 \text{ МВ} < U < 0,5 \text{ МВ}$. При больших напряжениях $U \geq 1$ МВ происходит уменьшение инкремента неустойчивости. С другой стороны с уменьшением анод-катодного промежутка инкремент возрастает. Оба последних факта находятся в согласии с развитой в предыдущем разделе линейной теорией МЛО. Неоптимизированный КПД генератора составлял порядка 5%.

Детальное численное исследование режимов работы МЛО проведено также в работах [6, 7]. Рассмотрены линии с разной геометрии: плоская, коаксиальная, концентрическая. На аноды нанесена гребёнка. Приведём результаты моделирования генерации электромагнитного излучения в плоской линии со следующими параметрами: $d = 2,5$ см, $a = 7,5$ см, $z_0 = 2,5$ см, толщина пластины гребёнки $\delta = 0,625$ см, число резонаторов $N = 8$. Линия разомкнута на выходном конце. Приложенное напряжение составляет 500 КВ. Численное моделирование показало, что в линии формируется магнитоизолированное течение. Под действием магнитного и высокочастотного электрического полей происходит дрейф электронов по направлению к аноду. В результате, как и в магнетроне формируются электронные спицы. В отличие от магнетрона магнитное поле создаётся током в линии и определяется приложенным напряжением и геометрией линии. Спектр колебаний имеет максимум на частоте 0,89 ГГц. Для этой частоты глубина гребёнки $a = 7,5$ см составляет примерно четверть длины волны.

Важной особенностью МЛО является слабая зависимость генерируемой частоты от напряжения. В численном эксперименте [7] рассмотрен также случай, когда напряжение за 150 нс линейно нарастало от 0 до 1,5 МВ. Генерация возникла с некоторой задержкой при достижении напряжения 200 КВ, достаточного для достижения взрывной эмиссии. Во всём рабочем интервале напряжения $0,2 \text{ МВ} < U < 1,5 \text{ МВ}$ частота генерируемых колебаний практически не изменялась. Линейная теория предсказывает такую же особенность МЛО. Обнаружено так же, что при изменении напряжения очень слабо изменяется величина Ed/U , где E - амплитуда электрического поля колебаний. Таким образом, амплитуда генерируемых колебаний пропорциональна приложенному напряжению. Результаты численного моделирования находятся в хорошем согласии с данными экспериментов [6].

Остановимся кратко на вопросе об эффективности МЛО. В генераторах этого типа, как и в магне-

тронах, в энергию СВЧ-колебаний преобразуется потенциальная энергия электронов в постоянном электрическом поле. Полная электрическая мощность равна $P = IU$, I – полный ток в линии. Если предположить, что весь ток электронного течения используется для генерации СВЧ-излучения, то генерируемую мощность можно оценить как $P_r = (U - U_*)I_s$, где $u_* = (mc^2/e)(\gamma_* - 1)$ – потенциал на границе течения, γ_* – релятивистский фактор электронов на границе слоя, I_s . Отношение мощности излучения к полной затрачиваемой мощности и есть КПД генератора

$$\eta = K_i \frac{\gamma - \gamma_*}{\gamma - 1}, \quad (88)$$

где $K_i = I_s/I$. В этом приближении КПД определяется единственным параметром – напряжением $\gamma = 1 + eU/mc^2$. В частности для $U = 510$ КВ из (88) находим $\eta = 17\%$. С увеличением напряжения КПД растёт. Формулу (88) следует рассматривать как оценку КПД сверху. В действительности он всегда будет ниже. В численных экспериментах [5, 6] значения КПД примерно в 3 раза меньше предсказываемого формулой (88). Это связано, по-видимому, с уменьшением тока электронного течения в режиме генерации колебаний.

7. Экспериментальные исследования МЛО

Первые экспериментальные исследования МЛО выполнены в США (Sandia National Laboratories). Их результаты опубликованы в работе [5]. Исследовался генератор, имеющий плоскую геометрию. Замедляющая структура содержит 15 плоских резонаторов, расположенных на аноде. Глубина резонаторов была выбрана равной 4,4 см и 10 см. Анод-катодный промежуток был равен 1 см. Импульс напряжения длительностью 50 нс, приложенный к анод-катодному промежутку, составлял 400 КВ. Используемая диагностика состояла из малых СВЧ магнитных зондов, расположенных на дне резонаторов и связанных с осциллографом Tektronix 7104.

Эксперименты показали, что в МЛО генерируется СВЧ-колебания π -вида на частоте 1,4 ГГц для глубины резонаторов 4,4 см и 720 МГц для глубины 10 см. Наблюдаемые частоты колебаний и рассчитанные для π -вида находятся в хорошем согласии. Важным выводом экспериментов является слабая зависимость состояния от вариаций напряжения. Результаты экспериментальных исследований работы коаксиального МЛО представлены в работе [7]. Замедляющая структура в виде цепочки цилиндрических резонаторов, образованных периодически последовательно тонких кольцевых диафрагм, размещалась на аноде. Геометриче-

ские параметры коаксиального МЛО следующие: радиус катода (внутреннего проводника) 7,62 см, радиус анод-катодного промежутка 2,54 см, высота диафрагм (глубина резонаторов) 7,62 см, период структуры 3,175 см, толщина диафрагм 0,635 см, число резонаторов 10. Генератор запитывался от генератора Маркса с энергией 200 КДж, длительностью импульса 1 мкс и напряжением до 400 КВ. В экспериментах наблюдалась генерация электромагнитных колебаний π -вида с частотой 1 ГГц. Измеренное значение импеданса составляло около 6 ом. Отметим, что расчётное значение импеданса равно 7,6 ом. Длительность СВЧ-импульса примерно 300 нс. Причём импульс глубоко модулирован с периодом 100 нс. Максимальная скорость электронного потока составляет 0,21с. В этих экспериментах наблюдалась также слабая зависимость частоты генерируемых колебаний от приложенного напряжения.

В экспериментах, выполненных в Великобритании (Culham Laboratory) [42], изучалась работа МЛО с импедансом 20 Ом, напряжением 600 КВ, длительностью импульса 200 нс. Основная диагностика содержала стандартные датчики тока и напряжения, а также СВЧ магнитные датчики, размещённые в резонаторах. На дне каждого резонатора размещалась калибровочная петля, которая измеряет магнитное поле. Для монохроматических колебаний выражение для поля имеет вид $B = B_0 + \tilde{B} \cdot \sin \omega t$. Сигнал от петли разделяется на два канала. Первый канал измеряет постоянный ток, текущий в МЛО, а второй канал вырабатывает сигнал, пропорциональный постоянному магнитному полю. Замедляющая структура содержала 5 резонаторов, расположенных на аноде. Геометрические параметры следующие: радиус катода 3,1 см, радиус анода 7,1 см, радиус резонаторов 15 см, глубина резонаторов 7,9 см, период структуры 5 см, толщина кольцевых диафрагм 1 см. Эксперименты проводились для алюминиевых диафрагм и диафрагм, выполненных из полированной нержавеющей стали. Линия нагружена на диод с зазором около 3 см. Эксперименты показали, что в МЛО происходит эффективная генерация СВЧ колебаний на частоте 1 ГГц. При этом возбуждались колебания π -вида. Длительность СВЧ импульса составляла, примерно, 200 нс. Результаты экспериментов находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования МЛО. Имеется только одно отличие. В экспериментах СВЧ импульс затухал быстрее, чем это следовало из расчётов. Этот эффект объясняется образованием плазмы на алюминиевых резонаторах. Замена алюминиевых диафрагм на полированные стальные приводило к уменьшению СВЧ-импульса. Были проведены также эксперименты на МЛО, состоящем из двух резонаторных секций, разделённых аттенуатором. Первая секция содержала 4 резонатора и работала

на π -модее. Первая секция работает в режиме генерации и обеспечивает модуляцию электронного потока. Замедляющая структура второй секции имеет вдвое меньший период и имеет также четыре резонатора. Вторая секция рассчитана на π -моду колебаний. Эта мода имеет конечную групповую скорость, поэтому вторая секция работает в режиме усиления. Вывод СВЧ мощности осуществляется через прямоугольный волновод, размещенный перпендикулярно оси системы. Коаксиальная линия нагружена на диод, который выполнен в виде разрыва внутреннего проводника. Пиковая мощность генератора составляла 500 МВт с эффективностью в несколько процентов.

8. Заключение

В работе представлен обзор теоретических и экспериментальных работ по генерации и усилению микроволн в линиях с магнитной самоизоляцией. Рассмотрены вопросы формирования и устойчивости бриллюэновского электронного потока в линиях передачи. Исследованы дисперсионные свойства и топография СВЧ электромагнитных полей в коаксиальных замедляющих структурах. Построена линейная теория генерации и усиления микроволн в МПО. Теоретически предсказан эффект слабой зависимости частоты генерируемых колебаний от напряжения. Представлены результаты численного моделирования работы МПО. Дан краткий обзор экспериментальных исследований генераторов этого типа.

Список литературы

- [1] Hull A.W. The effect of a uniform magnetic field on the motion of electron between coaxial cylinder// Phys.Rev. 1921. V.18. P.31-57.
- [2] Рудаков Л.И., Бабыкин М.В., Гордеев А.В. и др. Генерация и фокусировка сильнотоочных релятивистских электронных пучков. 1990. М.:Энергоатомиздат. 280с.
- [3] Bernstein B., Smith J. "Aurora" an electron accelerator//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. V.NS-20. N.3. P.294-300.
- [4] Ott E., Lovelace R.W. Magnetic insulation and microwave generation// Appl. Phys. Lett. 1975. V.27. N.7. P.378-379.
- [5] Lemke R.W., Clark M.C. Theory and simulation of high-power microwave generation in a magnetically insulated transmission line oscillator//J. Appl. Phys. 1987. V.62. N.8. P.3436-3440.
- [6] Clark M.C., Marder B.M., Bacon L.D. Magnetically insulated transmission lines oscillator//Appl. Phys. Lett. 1988. V.52. N.1 P.78-80.
- [7] Marder B.M. Simulated behavior of the magnetically insulated oscillator// J. Appl. Phys. 1989. V.65. N.3. P.1338-1349.
- [8] Brillouin L. Electronic theory of the plane magnetron//Advances in Electronics. Ed. by L. Marton. 1951. V.3. P.85-144.
- [9] Воронин В.С., Лебедев А.Н. Теория коаксиального высоковольтного диода с магнитной изоляцией// ЖТФ. 1973. Т.43. Вып.12. С.2591-2598.
- [10] Lovelace R.N., Ott E. Theory of magnetic insulated// Phys.Fluids. 1974. V.17. N.6. P.1263-1268.
- [11] Ron A., Mondelli A.A., Rostoker N. Equilibria for magnetic insulated// IEEE Trans. Plasma Sci. 1973. V.PS-1. N.4. P.85-93.
- [12] Гордеев А.В. Магнитная самоизоляция вакуумных коаксиальных линий. Препринт ИАЭ-3076. М. 1978.
- [13] Bergeron K.D. One-and two-species equilibria for magnetic insulated in coaxial geometry// Phys. Fluids. 1977. V.20. N.4. P.688-697.
- [14] Кадомцев Б.Б. Неустойчивость электронного облака в магнетроне //ЖТФ. 1959. Т.29. Вып.7. С.833-844.
- [15] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов.радио. 1973.
- [16] Банеман О. Симметричные состояния и их разрушение// В кн.: Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т.1. С.181-203. М.: Из-во иностранной литературы. 1961.
- [17] Greedon J.M. Magnetic cutoff in high-current diodes// J.Appl. Phys. 1977. V.48. N.3. P.1070-1077.
- [18] Баранчиков Е.И., Гордеев А.В., Королев В.Д., Смирнов В.П. Магнитная самоизоляция электронных пучков в вакуумных линиях// ЖЭТФ. 1978. Т.75. Вып.6(12). С.2102-2121.
- [19] Wang M.Y., Di Capua M.S. Operating point of long magnetically insulated vacuum transmission lines// J. Appl. Phys. 1980. V.51. N.11. P.5610-5614.

- [20] Miller P.A., Mendel C.W. Analytic model of applied-B ion diode impedance behavior// J. Appl. Phys. 1987. V.61. N.2. P.529-539.
- [21] Sluts A.S. Minimum energy principle in magnetic insulation theory// J. Appl. Phys. 1987. V.61. N.5. P.2087-2089.
- [22] Бунеман О. Линейная теория приборов магнетронного типа// В кн.: Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т.1. С.310-335. М.: Из-во иностранной литературы. 1961.
- [23] Buneman O., Levy R.H., Linson L.M. Stability of cross-field electron beam// J. Appl. Phys. 1966. V.37. N.8. P.3203-3222.
- [24] Гордеев А.В., Гулин А.В., Савинкова И.П. О неустойчивости бриллюэновского течения//Физика плазмы. 1981. Т.7. Вып.4. С.930-937; Исправление статьи "О неустойчивости бриллюэновского течения"//Физика плазмы. 1984. Т.10. Вып.6. С.1318.
- [25] Sweigle J., Ott E. Instability of the brillouin flow equilibrium in magnetically insulated structures//Phys. Rev. Lett. 1984. V.46. N.14. P.929-932.
- [26] Sweigle J., Ott E. Linear waves and instabilities on magnetically insulated gaps//Phys. Fluids. 1981. V.24. N.10. P.1821. 1835.
- [27] Sweigle J. Stability of relativistic laminar flow equilibria for electron drifting in crossed field//Phys. Fluids. 1983. V.26. N.6. P.1670-1677.
- [28] Электродинамика плазмы. Под ред. Ахиезера А.И.. М.: Наука. 1974. 719с.
- [29] Chernin D.P. Resistive wall effect on the stability of planar relativistic Brillouin flow//Phys. Fluids. 1982. V.25. N.8. P.1342-1345.
- [30] Chang C.L., Antousen T.M., Ott E., Drobot A.T. Instability in magnetically insulated gaps with resistive electrode plasma//Phys. Fluids. 1984. V.27. N.10. P.2545-2556.
- [31] Демченко В.В., Долгополов В.В., Степанов К.Н. Поглощение поверхностных волн в плазменном волноводе вследствие плазменного резонанса в переходном слое//Изв.вузов.Радиофизика. 1969. Т.12. Вып.9. С.1317-1325.
- [32] Степанов К.Н. О влиянии плазменного резонанса на распространение поверхностных волн в неоднородной плазме// ЖТФ. 1965. Т.35. Вып.6. С.1002-1114.
- [33] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь. 1988. 440с.
- [34] Lemke R.W., Clark M.C. Theory and simulation of high-power microwave generation in a magnetically insulated transmission line oscillator// J. Appl. Phys. 1987. V.62. N.8. P.3436-3440.
- [35] Marger V.M. Simulated behavior of the magnetically insulated oscillator// J. Appl. Phys. 1989. V.65. N.3. P.1338-1349.
- [36] D E T F Ashby, J Allen. Dispersion Diagrams of MILO Slow Wave Structure. CIREB(89)N13. 1989.
- [37] Балакирев В.А., Сиидельников Г.В., Сотников Г.В. Электромагнитные неустойчивости в замедляющих линиях передачи с магнитной самоизоляцией.// Труды X Симпозиума по сильноточной электронике, 21-30 июля 1992г., Н.Новгород, "Гиперокс", 1992, Т.1, С.165-166.
- [38] Балакирев В.А., Сидоренко Д.Ю., Сотников Г.В. Возбуждение СВЧ-колебаний в замедляющих линиях передачи с магнитной самоизоляцией.// Труды 3-й Крымской конференции "СВЧ-техника и спутниковый приём". Севастополь, предприятие "Вебер", 1993, Т.5, С.595-598.
- [39] Balakirev V.A., Sidorenko D.Yu., Sotnikov G.V. Excitation of UHF-oscillation in magnetic insulated slow-wave lines.//Proc. of II Int.Workshop "Strong microwaves in plasma", Nizhny Novgorod, Inst. of Applied Physics Rus.Ac.of Science, 1993, P.S-37.
- [40] Balakirev V.A., Sidorenko D.Yu., Sotnikov G.V. Generation of UHF-oscillation in magnetic insulated slow-wave lines.//Proc. of 10 Int.Conf. on High Power Particle Beams, June 20-24 1994, San-Diego, V.2, P.892-895.
- [41] Балакирев В.А., Марков П.И., Сотников Г.В. Возбуждение интенсивных СВЧ-колебаний в коаксиальной катодной замедляющей структуре с магнитной самоизоляцией.// Труды 5-й Крымской конференции и выставки "СВЧ-техника и спутниковые телекоммуникационные технологии". Севастополь, предприятие "Вебер", 1995, Т.2, С.319-321.
- [42] DETF Ashby, J.Allen, J.W.Eastwood et.al. MILO Experiment and Computer Simulation. 1995. Culham Laboratory, Abington. 6 pp.