

Национальная академия наук Украины
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова

На правах рукописи

ЗАГРЕБЕЛЬНЫЙ ИГОРЬ АНАТОЛЬЕВИЧ

УДК 533.9

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПЛАЗМОЙ В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНО-
ВОДЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО СТОХАСТИЧЕСКИМИ
СКАЧКАМИ ФАЗЫ**

01.04.04 – физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Карась Вячеслав Игнатьевич
доктор физико-математических наук, профессор

Харьков – 2016

Содержание

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
РАЗДЕЛ 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	13
1.1 Движение частиц в стохастических электромагнитных полях	13
1.2 Проникновение стохастического микроволнового излучения в плазму со сверхкритической плотностью	19
1.3 Распространение электромагнитных волн в волноводах	21
1.4 Экспериментальные исследования разряда, инициированного микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы	23
1.5 Выводы к разделу 1	34
РАЗДЕЛ 2. ВОЛНЫ В КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	36
2.1 Волны в коаксиальном волноводе в случае отсутствия магнитного поля	36
2.2 Волны в коаксиальном волноводе при наличии магнитного поля конечной величины	48
2.3 Выводы к разделу 2	71
РАЗДЕЛ 3. НАБОР ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦЕЙ В ПОЛЕ ВОЛНЫ СО СТОХАСТИЧЕСКИМИ СКАЧКАМИ ФАЗЫ И УПРУГИМИ СТОЛКНОВЕНИЯМИ С МОЛЕКУЛАМИ ГАЗА	75
3.1 Набор энергии электроном в поле регулярной волны при наличии упругих столкновений	76
3.2 Набор энергии электроном в поле волны со скачками фазы	78
3.3 Набор энергии электроном в поле волны со скачками фазы и упругими столкновениями с молекулами газа	79
3.4 Выводы к разделу 3	91

РАЗДЕЛ 4. ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ	92
4.1 Исследование спектральных характеристик микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы	92
4.2 Измерение параметров плазмы в микроволновом разряде	108
4.3 Выводы к разделу 4	125
РАЗДЕЛ 5. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РАЗРЯДА, ИНИЦИИРОВАННОГО МИКРОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СО СТОХАСТИЧЕСКИМИ СКАЧКАМИ ФАЗЫ	127
5.1 Участки спектра оптического излучения второй положительной системы азота и атомарного водорода	127
5.2 Сравнительный анализ спектров атомарного водорода для двух различных давлений	133
5.3 Выводы к разделу 5	134
ВЫВОДЫ	136
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	140
Приложение А	152

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ВАХ	Вольт-амперная характеристика
ВСВ	Высоковольтный стабилизированный выпрямитель
ГФФИ	Государственный фонд фундаментальных исследований
ИБМ-2	Измеритель большой мощности
ИСП-51	Трехпризменный спектрограф
КВ	Коаксиальный волновод
ККП	Конический коаксиальный переход
КСВ _н	Коэффициент стоячей волны
МВИССФ	Микроволновое излучение со стохастическими скачками фазы
МДР-23	монохроматор
ННЦ ХФТИ	Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт
ППГ	Пучково-плазменный генератор
СВЧ	Сверхвысокочастотный
ТЕМ волна	Волна в которой $E_z=H_z=0$
ФЭУ	Фотоэлектронный умножитель
ЭП	Электронная пушка

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Несмотря на то, что в последнее время достигнуты большие успехи в развитии плазменной электроники, ряд важных вопросов до сих пор остается недостаточно или совсем не изученными. Среди них, как наиболее важный вопрос – это теоретическое и экспериментальное исследование взаимодействия стохастического электромагнитного излучения с веществом. Файнбергом Яковом Борисовичем были определены [1] ряд задач, которые желательно было бы решить. Одна из намеченных проблем – исследовать эффективность использования микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы для пробоя и поддержания разряда решается в данной работе.

Ранее было показано [2–4], что в стохастических электромагнитных полях могут эффективно осуществляться ускорение заряженных частиц, нагрев плазмы и целый ряд других полезных процессов. Однако, ни один из полученных результатов нельзя применить в случае, когда частота скачков фазы случайной величины соизмерима с частотой электромагнитной волны, как это имеет место в экспериментах [5–12]. Следовательно, необходимо провести детальное рассмотрение задачи для случая частых скачков, что и было сделано в данной работе.

Несмотря на большое количество работ посвященных волноводам, заполненным магнитоактивной плазмой [13–15], полноценного рассмотрения волн квази-ТЕМ типа в коаксиальном волноводе, заполненном плазмой, в присутствии внешнего магнитного поля нет. (В волнах ТЕМ типа присутствуют только поперечные компоненты электрического и магнитного полей). Целесообразность использования именно коаксиального волновода (КВ) для изучения разряда инициированного микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы (МВИССФ), привела к задаче исследовать дисперсионные свойства коаксиального волновода во внешнем магнитном поле. В ре-

зультате, автором найдены дисперсионные соотношения, топографии полей и пространственное распределение потоков энергии для квази-ТЕМ волн, а также для Е и Н волн в случае наличия и отсутствия внешнего магнитного поля, и для различных значений плотности плазмы.

Движение частицы в стохастических электромагнитных полях имеет ряд особенностей. Обмен энергией между МВИССФ и заряженными частицами при этом происходит, несмотря на отсутствие парных соударений или синхронизма в движении частиц и распространении электромагнитных полей. Роль парных соударений при этом играют случайные скачки фаз стохастических колебаний, а приобретаемая частицей средняя за период энергия пропорциональна частоте скачков фазы. Эти особенности МВИССФ позволяют использовать его для поджига и поддержания разряда в источниках квази-солнечного света, для нагрева плазмы в термоядерных установках [16–18]. Подобный путь имеет следующие преимущества: такие микроволны позволяют создавать эффективный разряд при более низких давлениях, чем необходимо для регулярного микроволнового излучения т.к. в этом случае происходит бесстолкновительный нагрев электронов, т.е. отсутствуют затраты энергии на ненужные упругие и неупругие столкновения. Как известно [19–20], взаимодействие с плазмой микроволнового излучения со случайными скачками фазы (по сравнению с регулярной волной) позволяет проникать излучению в плазму со сверхкритической плотностью, что обеспечивает отсутствие пульсации разряда.

Таким образом, можно утверждать, что исследование взаимодействия стохастических микроволновых полей с плазмой приведет к существенному дополнению в понимании процессов создания плазмы, её нагрева, эффективного проникновения в плазму со сверхкритической плотностью, что значительно расширит область возможных приложений такого излучения. Результаты теоретических исследований, направленные на поиск оптимальных режимов создания разряда и нагрева плазмы, могут быть использованы, в частности,

для разработки высокоэффективных источников оптического излучения нового типа [21–24].

Связь работы с научными программами, планами, темами

Результаты, которые составляют основу диссертации, получены в ННЦ ХФТИ в рамках выполнения плановых бюджетных научно-исследовательских работ в 2000 – 2015 годах:

1. «Теоретические исследования физических принципов и концепций плазменной СВЧ-электроники, новых методов ускорения заряженных частиц в плазме» (номер госрегистрации 080906UP0010);

2. «Разработка основ плазменной СВЧ-электроники, новых методов ускорения заряженных частиц, инерциального термоядерного синтеза, основанного на пучках тяжелых ионов» (номер госрегистрации 0111U009555);

3. Совместного проекта РФФИ–ГФФИ Министерства образования и науки Украины №Ф28.2/055 «Газовый разряд низкого давления, инициируемый микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы» (номер госрегистрации 0109U007185);

4. Программа «Перспективы изучения физики плазмы, управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий» (распоряжения Национальной академии наук Украины № 151 от 12.03.2014 и № 186 от 18.03.2015);

Диссертант в отмеченных работах выступил в качестве исполнителя.

Цель и задачи исследования

Целью данной работы является установление критериев и условий функционирования эффективного разряда низкого давления, инициированного микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы.

В соответствии с поставленной целью, в диссертационной работе сформулированы следующие задачи:

1. Теоретически исследовать условия распространения электромагнитных волн в коаксиальном плазменном волноводе. Найти дисперсионные соотношения для волн в коаксиальном волноводе, заполненном плазмой при произ-

вольных значениях магнитного поля и плотности плазмы. Особое внимание уделить топографиям полей и пространственным распределениям потоков энергии для квази-ТЕМ волн.

2. Теоретически исследовать движение электрона в поле волны со скачками фазы. Провести численный расчет набора энергии электроном в поле такой волны при различных значениях величины скачка и их количестве на периоде волны. Учесть влияние упругих соударений на процесс набора энергии электроном.

3. Теоретически обработать и проанализировать условия пробоя и поддержания разряда микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы при различных давлениях и различной мощности СВЧ-излучения. Найти оптимальную область давления, в которой горение разряда наиболее энергетически выгодно. Разработать методику анализа экспериментальных данных для определения плотности плазмы в разряде.

4. Теоретически обработать и проанализировать экспериментально измеренные оптические характеристики светового излучения из разряда. Найти зависимости спектра разряда от давления в коаксиальном волноводе и от мощности, подаваемой на его вход.

Объектом исследований в работе являются коллективные процессы, которые происходят в коаксиальном плазменном волноводе при прохождении микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы.

Предметом исследований в диссертационной работе является разряд низкого давления, создаваемый и поддерживаемый в коаксиальном плазменном волноводе микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы.

Методы исследований

При решении указанных задач использовались методы теоретической физики, аналитические методы электродинамики плазмы и численные расчеты. Аналитические результаты получены с помощью методов математической

физики, теории специальных функций и теории функций комплексного переменного. Для численных расчетов и обработки экспериментальных данных применяются хорошо известные и проверенные методы решения дифференциальных уравнений, нелинейных уравнений, методы регрессионного анализа.

Научная новизна полученных результатов. В диссертационной работе впервые:

– В результате решения дисперсионного уравнения для коаксиального волновода, полностью заполненного плазмой, при произвольных значениях магнитного поля и плотности плазмы найдены различные моды волн: квази-ТЕМ типа, плазменные и электромагнитные. Построены топографии полей и пространственные распределения потоков энергии в различных точках на дисперсионных кривых.

– Показано, что электрон набирает энергию в поле МВИССФ. Учтено влияние упругих столкновений с молекулами газа на процесс набора энергии электроном. Установлено, что набор энергии электроном пропорционален частоте скачков фазы.

– Найдены области давлений, в которых условия для пробоя и поддержания разряда посредством МВИССФ энергетически более выгодны, чем для пробоя, созданного с помощью регулярного микроволнового излучения. Установлено, что разряд, созданный посредством МВИССФ, можно инициировать в области более низких давлений, чем для регулярного сигнала. Это позволяет избежать потерь энергии на ненужные упругие и неупругие соударения.

– Обработаны и проанализированы спектры высокочастотного сигнала и установлено, что для понижения напряженности электрического поля МВИССФ, используемого для пробоя и поддержания стационарного разряда, целесообразно использовать сигнал с узким спектром.

– Обработаны и проанализированы спектры оптического излучения плазмы газового (воздух) разряда при различных давлениях и мощностях МВИССФ. Показано, что с понижением давления воздуха спектр оптически-

го излучения из плазмы разряда сильно изменяется, в частности, в области видимого света присутствуют короткие длины волн.

Практическое значение полученных результатов:

– Создана теоретическая модель для объяснения процессов, происходящих при взаимодействии стохастического электромагнитного излучения с веществом для пробоя и поддержания высокоэффективного разряда.

– Указана область давлений, в которой условия для пробоя и поддержание разряда посредством МВИССФ (в сравнении с регулярным микроволновым излучением) энергетически более выгодны.

– Показана возможность управления спектром оптического излучения плазмы газового разряда низкого давления с помощью изменения давления и мощности МВИССФ в коаксиальном волноводе.

Личный вклад соискателя. Все результаты, которые вошли в диссертацию, получены при личном участии автора.

Личный вклад автора диссертации во всех опубликованных работах [25–30] заключается в решении сформулированных задач и проведении численных расчетов, обработке и анализе экспериментальных данных, анализе литературных источников, совместном с соавторами анализе полученных результатов, их подготовке к публикации, написании статей и докладов по теме диссертации.

В работе [25] автором проведены теоретические исследования дисперсионных свойств коаксиального плазменного волновода в магнитном поле. Так же проведен численный расчет бесстолкновительного набора энергии электронами в микроволновом излучении со стохастическими скачками фазы для случая, когда момент скачка и его величина являются случайными величинами.

В работе [26] автором проведены обработка экспериментальных данных и спектральный анализ МВИССФ на входе и выходе коаксиального волновода при различных значениях давления воздуха. А так же оценочные расчеты ве-

личины оптимального значения давления исходя из численных расчетов бесстолкновительного набора энергии электроном.

В работе [27] автором выполнена обработка экспериментальных данных оптического излучения полученных от спектрографа ИСП–51. Проведена обработка экспериментальных данных и анализ спектра оптического излучения из разряда.

В работе [28] автором проведена обработка полученных с помощью монохроматора МДР-23 экспериментальных данных, а так же анализ и интерпретация основных линий спектра оптического излучения из разряда при различных давлениях воздуха в волноводе.

В работе [29] автором проведены теоретические исследования дисперсионных свойств коаксиального плазменного волновода в магнитном поле. Продемонстрировано наличие волн квази-ТЕМ типа в магнитном поле. Показано, что в пределах бесконечно сильного и нулевого магнитных полей существуют волны ТЕМ типа.

В работе [30] рассмотрен набор энергии электроном в поле МВИССФ при учете упругих столкновений электронов с молекулами газа.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты диссертации были представлены и обсуждались на:

III Международная конференция «Современные проблемы светотехники» (Харьков, Украина, 22–23 апреля 2009);

IV–я Международная конференция «Современные проблемы светотехники и электроэнергетики» (Харьков, Украина, 13–14 апреля 2011);

III International Conference «Quantum Electrodynamics and Statistical Physics» (Kharkov, Ukraine, August 29 – September 02, 2011);

39-th EPS Conference on Plasma Physics – 16-th International Congress on Plasma Physics (Stockholm, Sweden, July 2-6, 2012);

The international conference MSS-14. The Mode conversion, Coherent structure and turbulence (Moscow, Russia, November 24-27, 2014);

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 11 научных работах, в том числе в 6 статьях в научных журналах [25–30], которые удовлетворяют требованиям ВАК, из них 5 статей в журналах, которые включены в международные наукометрические базы данных; и в 5 сборниках докладов международных конференций [31–35].

РАЗДЕЛ 1

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Движение частиц в стохастических электромагнитных полях

В работе Я.Б. Файнберга и др. [2] рассматривается взаимодействие микроволнового излучения с широким спектром с плазмой при учете конечного времени корреляции фаз.

В работе рассматривается случай циркулярно поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля. Исходная система уравнений состоит из кинетического уравнения без интеграла соударений и уравнений Максвелла. Функция распределения представляется в виде:

$$f(t, \vec{r}, \vec{v}) = f_0(t, \vec{v}) + f_1(t, \vec{r}, \vec{v}), \quad (1.1)$$

где $f_0(t, v)$ – медленно меняющаяся со временем функция, определяющая однородный фон на котором развиваются колебания; $f_1(t, r, v)$ – описывает колебательный процесс. Уравнение для f_0 имеет вид:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} - \frac{e}{m} \left\langle \vec{E} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}} \right\rangle - \frac{e}{mc} \left\langle [\vec{v} \vec{H}] \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}} \right\rangle - \frac{e}{mc} [\vec{v} \vec{H}_0] \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (1.2)$$

В этом уравнении E , H – электрическое и магнитное поля волн, H_0 – внешнее магнитное поле, e – заряд электрона, m – его масса, угловые скобки означают усреднение как по пространству и времени, так и по ансамблю случайных значений фурье-компонент электромагнитного поля. Далее, f_1 , E , H разлагаются в ряд Фурье вида:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \sum_k \vec{E}_k(t) e^{i(kz - \omega_k t)} + \text{к.с.} \quad (1.3)$$

Где ω_k – частоты электрического поля, $E_k(t)$ – случайные амплитуды электрического поля, коррелятор которых имеет вид:

$$\overline{E_k(t)E_k^*(t')} = |E_k(t)|^2 U(t-t'), \quad U-t = U(t). \quad (1.4)$$

Черта означает усреднение по ансамблю, причем процесс предполагается квазистационарным, т.е. $U(t)$ меняется существенно быстрее, чем $|E_k(t)|^2$.

Подставляя в уравнение (1.2) разложение (1.3) и переходя к цилиндрическим координатам в \vec{v} -пространстве с осью вдоль H_0 , можно записать уравнение для f_0 в форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} = & \frac{e}{4m} \sum_k e^{\pm i\theta} \left(1 - \frac{k v_z}{\omega_k}\right) \overline{E_k^{\pm*}} \left(\frac{\partial f_k^{\pm}}{\partial v_{\perp}} \pm \frac{i}{v_{\perp}} \frac{\partial f_k^{\pm}}{\partial \theta} \right) + \\ & + e^{\pm i\theta} \frac{k v_z}{\omega_k} \overline{E_k^{\pm*}} \frac{\partial f_k^{\pm}}{\partial v_z} + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Здесь $E_k^{\pm} = E_x \pm iE_y$ – амплитуды циркулярно поляризованной волны, θ – угол между \vec{v}_{\perp} и осью x ; предполагается, что f_0 от θ не зависит.

Решая уравнение для f_k^{\pm} , и подставляя его решение в уравнение (1.5), получим уравнение для f_0 , которое в приближении $k v_z \ll \omega_k \pm \omega_H$, $k v_{\perp} / \omega_k \ll 1$ (ω_H – циклотронная частота) имеет вид:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\pi e^2}{4m^2} \left[\frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \left(v_{\perp} \sum_k |E_k^{\pm}|^2 V(\omega_k \pm \omega_H) \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right) \right]. \quad (1.6)$$

где $V(\omega)$ – преобразование Фурье от функции $U(t)$:

$$V(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.7)$$

Решая это уравнение при начальном условии:

$$f_0(t=0, \vec{v}) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi T_0} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}^2}{2T_0} \right), \quad (1.8)$$

где n_0 – плотность, а T_0 – температура электронов.

И предполагая, что решение уравнения сохраняет термодинамически равновесный вид с различными поперечной и продольной температурами, авторы находят выражение для f_0 :

$$f_0(t, \vec{v}) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{1}{T_{\perp} T_0^{1/2}} \exp\left(-\frac{m\mathbf{v}_{\perp}^2}{2T_{\perp}} - \frac{m\mathbf{v}_z^2}{2T_0} \right), \quad (1.9)$$

где поперечная температура $T_{\perp}(t)$ определяется следующим соотношением:

$$T_{\perp} = T_0 + \frac{1}{2} \frac{\pi e^2}{m} \sum_k V(\omega_k \pm \omega_H) \int_0^t |E_k^{\pm}(t')|^2 dt'. \quad (1.10)$$

Обозначим через τ характерный масштаб временной корреляции, т.е. интервал на котором $U(t)$ отлично от нуля (в квазилинейном приближении $\tau=\infty$), то функция $V(\omega)$ имеет конечную ширину порядка τ^{-1} . Например, для функции корреляции вида: $U(t)=e^{-|t|/\tau}$, $V(\omega)$ будет:

$$V(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}.$$

В этом случае для $T_{\perp}(t)$ получим в этом случае формулу:

$$T_{\perp} = T_0 + \frac{e^2}{2m} \sum_k \frac{\tau}{1 + (\omega_k \pm \omega_H)^2 \tau^2} \int_0^t |E_k^{\pm}(t')|^2 dt'. \quad (1.11)$$

Из этой формулы следует, что электроны плазмы могут быть нагреты поперечным электромагнитным полем, если время корреляции конечно. Энергия электромагнитного поля в основном переходит в поперечную тепловую энергию плазмы. Формула (1.11) имеет такой же вид, как и в случае нагрева плазмы электромагнитными волнами со случайными нескоррелированными фазами при наличии столкновений (когда τ – время между соударениями). Таким образом, авторами рассмотрена задача нагрева частицы микроволновым излучением с широким спектром и со случайными фазами имеющими конечное время корреляции.

Продолжением этих работ была работа В.Б. Красовицкого [3], в которой рассмотрена динамика заряженной частицы в поле волны со скачками фазы. В работе предполагалось, что скачки фазы происходят регулярно и фаза волны изменяет на величину π . В результате показано, что средняя энергия частицы растет со временем, в то время как её средняя скорость остается равной нулю. В этой работе показана принципиальная возможность передачи энергии электрону в поле электромагнитной волны в бесстолкновительном режиме, однако рассмотрение такого специального вида поля представляет собой в основном академический интерес, т.к. очень редко такие поля встречаются в реальности. Это приводит к необходимости рассмотреть движение частицы в поле волны со скачками фазы в случае, когда и скачки происходят в случайный момент времени и величина скачка является случайной величиной.

В статье [4] рассмотрена возможность ускорения электронов лазерным излучением со скачками фазы. Рассматривается динамика релятивистского электрона в линейно поляризованной световой волне распространяющейся в направлении оси z , электрическое поле поляризовано в направлении x . Зависимости нормированных компонент импульса электрона p_x , p_z и энергии $\gamma - 1$ от времени определяются через нормированный векторный потенциал $a = eA/m_e c^2$ как функции времени $\tau = t - z(t)/c$. В этом случае законы сохранения импульса будут:

$$p_x(\tau) - a(\tau) = p_x(0) - a(0), \quad \gamma(\tau) - p_z(\tau) = \gamma(0) - p_z(0), \quad \gamma^2 = 1 + p_x^2 + p_z^2. \quad (1.12)$$

В случае, когда электрон покоится в момент времени $\tau=0$:

$$p_x(\tau) = a(\tau), \quad p_z(\tau) = 1/2 a^2(\tau), \quad \gamma(\tau) = 1 + p_z(\tau), \quad p_z(\tau) = 1/2 p_x^2(\tau). \quad (1.13)$$

Энергия электрона определяется выражением: $\gamma(\tau) - 1 = 1/2 a^2(\tau)$.

Динамика движения электрона определяется векторным потенциалом, который получается интегрированием лазерного электрического поля $\varepsilon_L(\tau)$ со случайной фазой:

$$a(\tau) = -\int_0^{\tau} \varepsilon_L(\tau) d\tau. \quad (1.14)$$

Нормированное лазерное электрическое поле: $\varepsilon_L(\tau) = a_L \sin[\varphi(\tau)]$, где a_L – амплитуда нормированного векторного потенциала, а $\varphi(\tau) = \omega_L \tau + \varphi_0(\tau)$ – фаза лазерного поля где ω_L – частота лазера, $\varphi_0(\tau)$ – скачок фазы.

Авторы рассматривают скачки фазы как нарушение когерентности в движении электрона и распространении электромагнитного поля лазера, и оценивают вклад в векторный потенциал определяемый формулой (1.14). Не конкретизируя, каким именно образом появляются скачки фазы, авторы вводят параметр m – количество скачков фазы. Подобное рассмотрение возможно только в приближении редких скачков, частота скачков фаз мала по сравнению с частотой электромагнитного излучения.

В случае, когда фаза лазерного поля с постоянной амплитудой a_L испытает m скачков на величину $\Delta\varphi$ ($\Delta\varphi_i = \varphi_i^+ - \varphi_i^-$ для $i=1,2,..m$), векторный потенциал электронов взаимодействующих с лазером будет:

$$a(\tau) = -\int_0^{\tau} \varepsilon_L(\tau) d\tau = -\int_0^{\tau} a_L \sin[\varphi(\tau)] d\tau = a_L \sum_{i=1}^m [\cos(\varphi_i^-) - \cos(\varphi_i^+)]. \quad (1.15)$$

Предполагается, что все m скачков происходят в случайные моменты времени τ и величина их случайна. Таким образом:

$$a(\tau) = a_L \sum_{j=1}^{2m} [\cos(\theta_j)] = a_L \sum_{j=1}^{2m} \operatorname{Re}[\exp(i\theta_j)], \quad (1.16)$$

где θ_i – случайный скачок фазы в диапазоне $[0, 2\pi]$. Моделируя случайный процесс таким образом, авторы с помощью метода Монте-Карло решают кинетическое уравнение для функции распределения электронов по энергиям с учетом того что векторный потенциал имеет вид (1.17). Результаты численного расчета проведенного авторами показаны на рис. 1.1.

Т.к. фаза испытывает случайные скачки, авторы предполагают, что процесс изменения энергии будет диффузионным. А также проводят сравнение с решением одномерного диффузионного уравнения:

$$f(r) = \frac{1}{4\pi Dt} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right), \quad (1.17)$$

где $D=(1/4)\lambda^2\nu$ – коэффициент диффузии, который определяется длиной свободного пробега λ и частотой столкновений ν . Для описания процесса уравнением диффузии необходима малость частоты столкновений по сравнению с частотой электромагнитного поля. Проводя аналогию между столкновениями и скачками фазы: $\nu t=2m$, $\lambda=a_L$, и переходя от функции распределения по координате к функции распределения по энергии, после численного расчета авторы сравнивают изменения в энергии в случае случайных столкновений и в случае случайных скачков фазы.

На рис. 1.1 показаны рассчитанные функции распределения по энергии электрона для 10^4 электронов и гладкой кривой показана функция распределения по энергии электрона для случая столкновений, когда $f(E) = f_0/\sqrt{E/E_0} \exp(-E/E_0)$, где $E_0=ma_L^2$.

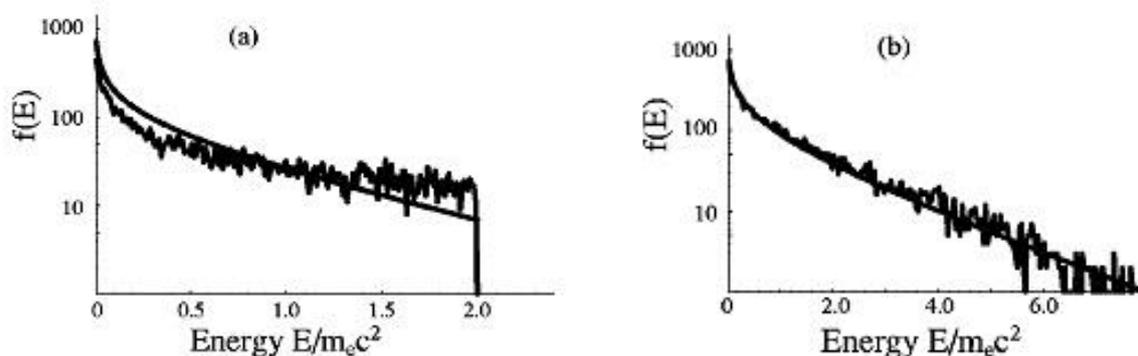


Рисунок 1.1 – Распределение энергии электрона для случая $m=1$ – (а)
и $m=2$ – (б), $a_L=1$

Из графиков видна явная аналогия между функциями распределения для электронов,двигающихся в поле волны лазера со случайными скачками фазы и в случае случайных столкновений. Таким образом, авторами утверждается, что процесс набора энергии электроном на скачках фазы близок к диффузионному процессу.

1.2. Проникновение стохастического микроволнового излучения в плазму со сверхкритической плотностью

Возможность использовать стохастические СВЧ-поля для нагрева электронов привела к задаче исследовать условия эффективного проникновения микроволнового излучения со скачками фазы в плазму с плотностью большей критической. Результатом стали работы Карася В.И. и Левченко В.Д. [19, 20], в которых проведены теоретические исследования и численное моделирование прямого и наклонного падения на поверхность раздела вакуум–плазма со сверхкритической плотностью линейно поляризованных электромагнитных волн. В работах рассматривалась электромагнитная плоскополяризованная волна $\vec{k}=(k_x,0,0)$, $\vec{E}=(0,E_y,0)$, $\vec{B}=(0,0,B_z)$, падающая на поверхность раздела вакуум–плазма. Рассматривались: электромагнитная волна с частотой ω_0 и случайными скачками фазы; набор электромагнитных волн, имеющих ту же спектральную плотность энергии, что и электромагнитная

волна с частотой ω_0 и случайными скачками фазы; регулярная электромагнитная волна с частотой ω_0 .

В первом случае в волне присутствует одна частота и случайные скачки фазы $\varphi(t)$:

$$E_y^{sp}(x, t) = B_z^{sp}(x, t) = F_0 \cos(\omega_0 t - k_x x + \varphi(t)), \quad (1.18)$$

где $\varphi(t)$ – стационарный Пуассоновский случайный процесс с частотой $1/\tau$ (т.е. за достаточно большой промежуток времени T происходит в среднем T/τ скачков фазы φ , которая в момент скачка равновероятно принимает случайные значения из интервала $[-\pi, \pi]$).

Спектральная плотность такого сигнала имеет вид:

$$G(\omega) = \frac{1}{(1/\tau)^2 + (\omega - \omega_0)^2}. \quad (1.19)$$

Во втором случае в сигнале присутствуют несколько частот (широкополосный сигнал) с независимыми от времени фазами φ^{lr} . В этом случае сигнал имеет ту же спектральную плотность (1.19):

$$E_y^r(x, t) = B_z^r(x, t) = \sum_l F_0^{lr} \cos(\omega_l t - k_l x + \varphi^{lr}). \quad (1.20)$$

Так же рассмотрен случай регулярного одночастотного сигнала:

$$E_y^{mf}(x, t) = B_z^{mf}(x, t) = F_0 \cos(\omega_0 t - k_x x + \varphi_0). \quad (1.21)$$

Численное моделирование проводилось двумя способами. С использованием метода макрочастиц для решения уравнения Власова (PIC – particle-in-cell), и сеточной схемы расщепления (код SUR – В.Д. Левченко, Ю.С. Сигов). Исследование зависимостей коэффициента прохождения от типа излучения

показало, что монохроматическое поле полностью отражается (за исключением фронта), стохастическое поле слабо отражается, что связано в основном с прохождением в плазму импульсов при скачке фазы волны. Коэффициент прохождения для широкополосного сигнала, поле которого имеет ту же спектральную плотность энергии, что и у исследуемой волны со стохастическими скачками фазы, меньше на порядок. Это обусловлено тем, что для широкополосного сигнала плазменный слой просто работает как фильтр, пропускающая волны с частотами $\omega > \omega_p$ (где ω_p – электронная ленгмюровская частота) и отражая остальные.

Результаты работ Карася В. И. и Левченко В.Д., а так же некоторые из результатов работ, проведенных в Институте теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова [36–44], свидетельствуют о возможности создавать и поддерживать в плазме принципиально нового типа разряд даже при плотности плазмы, превышающей критическую. Это обстоятельство обусловило необходимость проведения дальнейших теоретических и экспериментальных исследований по воздействию на плазму излучения со стохастическими скачками фазы.

1.3. Распространение электромагнитных волн в волноводах

Т.к. в данной работе проводится обработка и анализ результатов экспериментов по изучению газового разряда, инициированного в коаксиальном волноводе микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы, то необходимо рассмотреть какие волны могут распространяться в волноводе, заполненном магнитоактивной плазмой.

Результаты первых детальных исследований электромагнитных волн в цилиндрических волноводах, заполненных магнитоактивной плазмой, приведены в [13]. В этой работе авторами исследовался вопрос о распространении электромагнитных волн в плазменном стержне, находящемся во внешнем постоянном и однородном магнитном поле и удаленном от металлических сте-

нок. Было показано, что в рассматриваемой системе могут распространяться медленные электромагнитные волны. В системе присутствуют частоты меньше ленгмюровской и ларморовской частот. Для частных случаев выделены потоки внутри и вне плазменного стержня, и показано, что при определенных условиях поток внутри стержня оказывается больше чем вне его. Вычислены компоненты электрического и магнитного полей. Эта работа стала фундаментальной, а полученные результаты и примененные в ней методы нашли широкое применение в дальнейших исследованиях [14–15, 45–52].

В связи с расширением экспериментальных работ, направленных на создание плазменных генераторов и усилителей [53–54], возникла необходимость исследования зависимости электродинамических характеристик конкретных плазменно-волноводных систем от их геометрических размеров, плотности плазмы, величины магнитного поля и т.д.

Следующим этапом исследований дисперсионных свойств плазменных волноводов в конечном магнитном поле стали работы [55–56], в которых особое внимание уделено нахождению действительных решений дисперсионного волновода для области параметров, в которой поперечные волновые числа являются комплексными, а топография полей носит объемно-поверхностный характер.

Еще одна методика решения задачи на собственные частоты и поля регулярного волновода произвольного сечения с магнитоактивной плазмой предложена в статье [57]. Методика основана на скалярных разложениях для продольных полей волновода. Получено дисперсионное уравнение магнитоактивного плазменного волновода с произвольной формой поперечного сечения. Как пример, рассмотрены три типа (цилиндрический, коаксиальный и прямоугольный) плазменных волноводов, и их дисперсионные свойства. Предложенная методика рассмотрения электромагнитных волн в волноводах произвольного сечения, заполненных магнитоактивной плазмой, предполагает знание конкретных ветвей колебаний, по которым и производится разложение.

1.4. Экспериментальные исследования разряда инициированного микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы

Теоретические исследования, проведенные в диссертационной работе, опирались на результаты экспериментов по исследованию разряда инициированного МВИССФ. В экспериментах в качестве источника МВИССФ использовался пучково-плазменный генератор (ППГ), созданный в ННЦ ХФТИ [5] и модернизированный для условий проведения экспериментов Алисовым А.Ф., Артамошкиным А.М. и группой экспериментаторов [6–12]. Разряд поджигался в коаксиальном волноводе (КВ) при воздействии мощного импульсного МВИССФ дециметрового диапазона длин волн (частота 500 МГц) на газ низкого давления (от единиц Па до тысяч Па).

Для исследования характеристик разряда, к пучково-плазменному генератору подключался коаксиальный волновод, рис. 1.2. Коаксиальный волновод (КВ) с волновым сопротивлением ~ 75 Ом и длиной 1000 мм выполнен из латунной трубы с внутренним диаметром 45 мм и наружным – 50 мм. Центральный проводник – латунный стержень диаметром 12 мм.

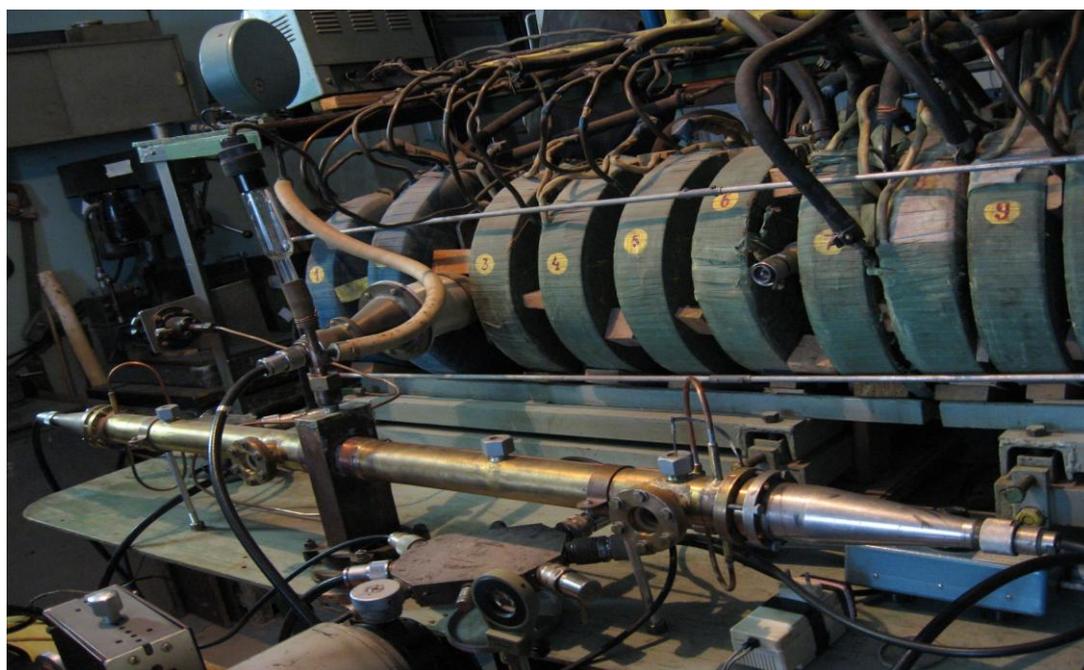


Рисунок 1.2 – Коаксиальный волновод в составе экспериментальной установки

На торцах КВ расположены фланцы для подсоединения конических коаксиальных переходов (ККП). В средней части КВ установлен патрубок для откачки газа или газовых смесей. В этот же патрубок вмонтирована термопарная лампа для контроля давления газа в КВ. Напуск рабочих газов и их смесей осуществляется с помощью прецизионного натекавателя через диаметрально расположенные отверстия диаметром 2 мм вблизи обоих торцов КВ. Патрубки для введения диагностических зондов расположены по длине КВ. Первый на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ-мощности МВИССФ, второй на расстоянии 260 мм и третий – 840 мм. Такое расположение диагностических зондов позволяет контролировать параметры СВЧ-разряда по длине КВ, что дает более полную информацию о происходящих там процессах. Оптические окна предназначены для спектрометрических исследований СВЧ-разряда и параметров плазмы и изготовлены из кварцевого стекла диаметром 25 мм и толщиной 2 мм. Они также расположены по длине КВ и установлены в плоскости, перпендикулярной к плоскости расположения диагностических зондов. Первое оптическое окно находится на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ-мощности в КВ, а второе на расстоянии 600 мм.

Проведенные группой экспериментаторов Алисовым А.Ф. и др. измерения [58] в коаксиальном волноводе в отсутствие плазмы на панорамном индикаторе РК2–47 в диапазоне частот от 50 до 1250 МГц показали, что коэффициент стоячей волны (КСВн) не превышает 1,19, а ослабление электромагнитной волны составляет – 0,9 дБ. (смотри рис. 1.3).

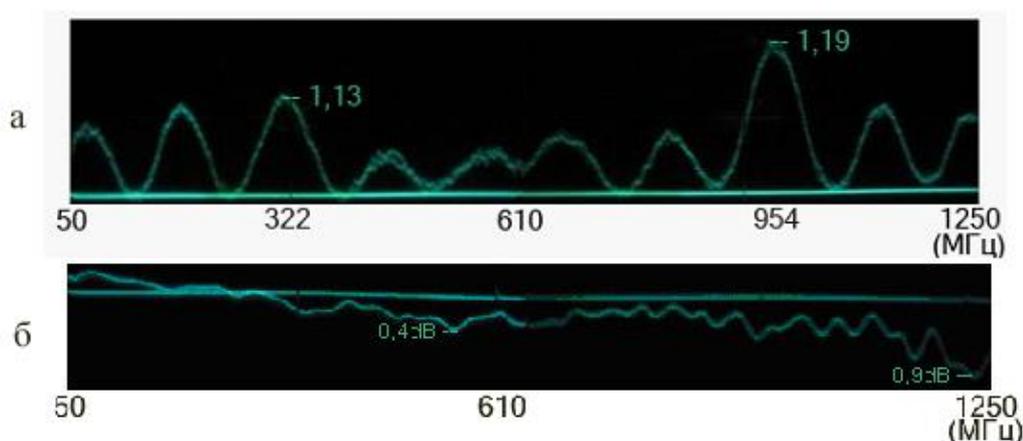


Рисунок 1.3 – Измерения КСВн (а) и ослабления (б) электромагнитной волны в КВ

Блок-схема измерений основных параметров МВИССФ и плазмы, создаваемой в КВ, приведена на рис. 1.4.

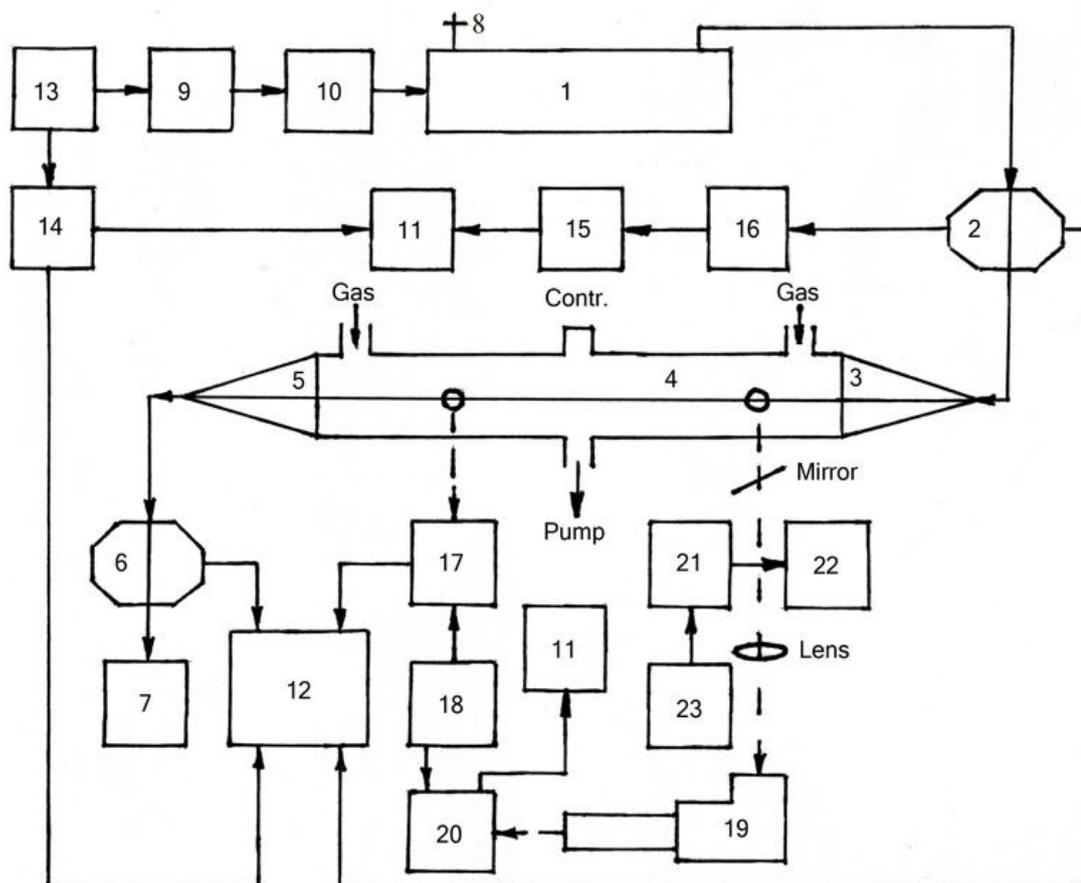


Рисунок 1.4 – Блок-схема измерений основных параметров ППГ и плазмы

МВИССФ, получаемое от ППГ (1), через широкополосный направленный ответвитель (2) и 75-омный коаксиальный переход (ККП) (3) подавались на вход КВ (4), и далее, через ККП (5) и ответвитель (6), рассеивались на измерителе большой мощности (7) ИБМ–2. ППГ работал в оптимальном режиме при узкополосном сигнале. (При этом частота равна 500 МГц, а частота скачков фазы $\nu=2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, магнитная индукция в области взаимодействия пучка в ППГ составляла $B=0,096 \text{ Тл}$, высокое напряжение $U_{opt}=13,2 \text{ кВ}$, ток электронной пушки $I_{opt}=5 \text{ А}$, длительность импульса высокого напряжения – 160 мкс). Синхронный запуск подмодулятора (9) и модулятора (10) высокого напряже-

ния, подаваемого на катод электронной пушки (ЭП) ППГ, осциллографов (11) и (12) осуществляется с помощью запускающего устройства (13). Используя устройство задержки (14), момент запуска осциллографов можно изменять в пределах длительности импульса высокого напряжения, что позволяет наблюдать форму генерируемого сигнала в различные моменты времени от начала токового импульса электронного пучка. Характеристики МВИССФ на входе и выходе КВ изучались с помощью четырехканального широкополосного (2,25 ГГц) осциллографа (12) HP Agilent Infinium Oscilloscope. Для экспериментальных исследований интегральной интенсивности излучения из плазмы в видимой области спектра используется фотоэлектронный умножитель (17) типа ФЭУ–29, питаемый от высоковольтного стабилизированного выпрямителя (18) ВСВ–2. Для спектроскопических исследований разряда в КВ в области спектра 300 нм – 700 нм использовался монохроматор МДР–23, к выходной щели монохроматора подсоединен фотоэлектронный умножитель (20) типа ФЭУ–106.

Экспериментальные исследования разряда в разреженном газе проводились по следующей методике. Стохастические колебания от пучково-плазменного генератора подавались на вход коаксиального волновода, заполненного рабочим газом (воздух, аргон) при низком давлении. Выход коаксиального волновода был подключен к согласованной нагрузке, в качестве которой использовался измеритель больших мощностей ИБМ–2. Мощность генератора плавно увеличивалась до момента возникновения СВЧ-разряда в коаксиальном волноводе. Момент возникновения разряда определялся по появлению интенсивного свечения в волноводе и резкому падению мощности на его выходе.

Группой экспериментаторов Алисов А.Ф. и др. были проведены эксперименты по изучению зависимости напряженности поля стохастического излучения необходимой для пробоя газа в коаксиальном волноводе от давления [9]. Для того чтобы определить зависимость порогового поля, необходимого для зажигания разряда в коаксиальном волноводе, от давления рабочего газа,

мощность, подаваемая в коаксиальный волновод, изменялась с помощью широкополосного направленного ответвителя с переменной связью (представлен на рис 1.5). ППГ работал в оптимальном режиме.

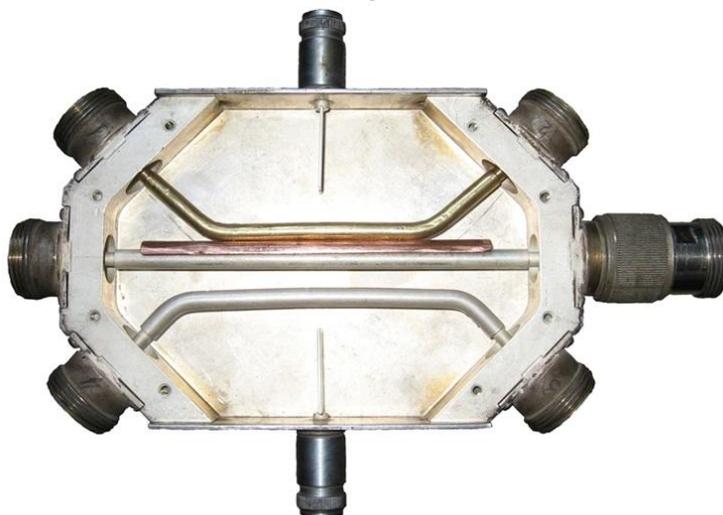


Рисунок 1.5 – Внутренняя структура ответвителя мощности

Остальная часть мощности выделялась на согласованной нагрузке. Такой способ регулирования мощности, подаваемой на вход коаксиального волновода для зажигания разряда позволяет сохранить характеристики МВИССФ постоянными в течение всего эксперимента, т.к. ППГ работает в неизменном режиме. Момент зажигания разряда легко определялся по резкому падению амплитуды микроволнового сигнала на выходе коаксиального волновода практически до нуля и интенсивному свечению из окна волновода. Измерения проводились следующим образом: для фиксированной мощности МВИССФ подаваемой на вход коаксиального волновода устанавливались поочередно границы по давлению, при которых происходило поджиг разряда. Проведенные измерения пробойного поля в диапазоне от 20 В/см до 160 В/см и в диапазоне давления от 1,3 Па до 3990 Па опубликованы в работе [7–8, 27–28, 59] и представлены на рис. 1.6.

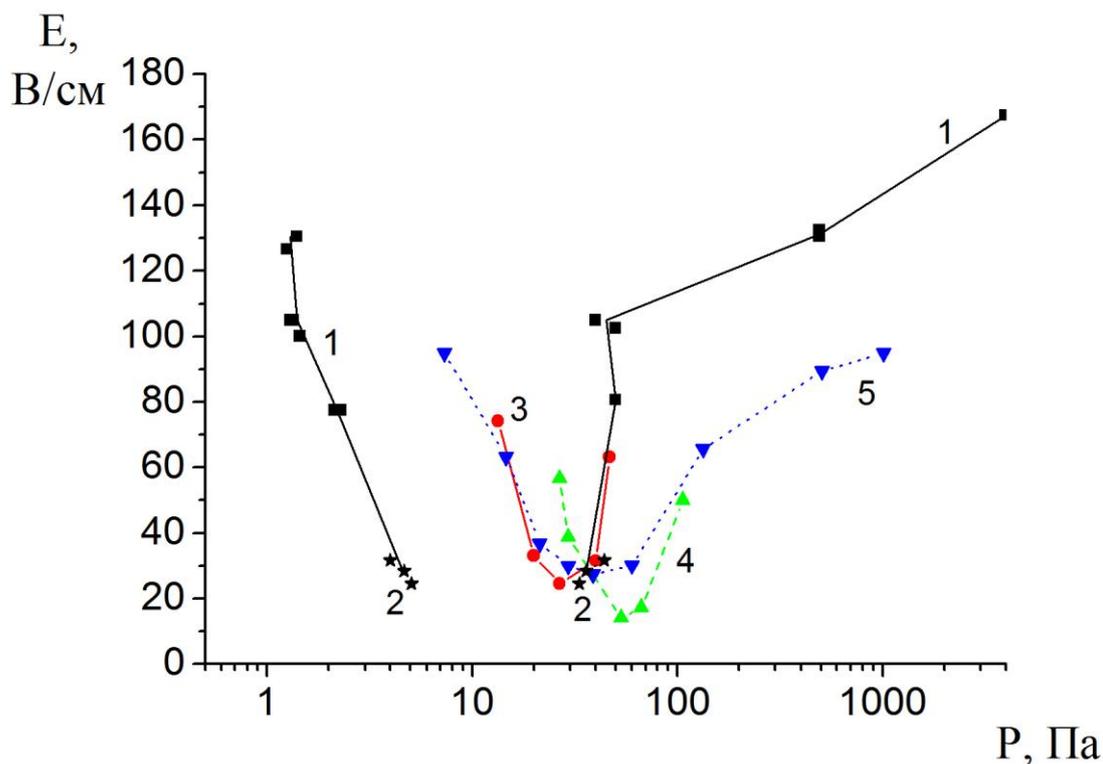


Рисунок 1.6 – Зависимости напряженностей пробойного поля микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы от давления для воздуха в оптимальном режиме ППГ (кривые 1 – ■, 2 – *), и в неоптимальном режиме ППГ: для воздуха (кривая 3 – •), аргона (кривая 4 – ▲), гелия (кривая 5 – ▼), соответственно, для узкополосного сигнала

Для регулярного сигнала зависимость напряженности электрического поля необходимого для пробоя от давления занимает существенно меньший диапазон по давлению, причем минимальное значение поля соответствует давлению, при котором частота упругих столкновений совпадает с циклической частотой сигнала [60–63]. Для сравнения, представлены зависимости напряженности электрического поля микроволнового излучения, необходимой для зажигания разряда в воздухе (кривая 3), аргоне (кривая 4) и гелии (кривая 5), которыми заполнен коаксиальный волновод, от его давления, полученные в неоптимальном режиме работы ППГ (т.е. в режиме, в котором частота скачков фазы существенно меньше). Видно, что диапазон давлений, в которых происходит пробой в неоптимальном режиме работы ППГ, значи-

тельно уже, что связано с уменьшением частоты скачков фаз МВИССФ в этом режиме. Следует отметить, что оптимальный режим работы ППГ позволяет работать при более низких давлениях, чем это имеет место для регулярных сигналов при тех же напряженностях электрического поля. Это связано с бесстолкновительным нагревом электронов благодаря скачкам фазы микроволнового излучения.

Той же группой экспериментаторов (Алисов А.Ф. и др.) [64] был проведен эксперимент по измерению плотности плазмы. Если в плазме присутствуют микроволновые поля, то в этом случае для измерения ее плотности применяются двойные зонды Ленгмюра. Общая методика зондовых измерений широко освещена ранее [65–72]. Одной из наиболее сложных задач зондовой диагностики является построение теории тока заряженных частиц на зонд при отрицательном потенциале зонда [67, 68]. Отдельно следует отметить обзорную работу Френсиса Чена и других [73]. В этом обзоре проанализированы возможности одиночного зонда Ленгмюра для определения характеристик плазмы и проведен сравнительный анализ трех существующих на сегодняшний день теорий зонда, описывающих движение заряженных частиц на зонд в бесстолкновительной плазме без магнитного поля. Это теория ограниченного орбитального движения или OML теория (Orbit Motion Limited), теория радиального дрейфа (Аллена-Бойда-Рейнольдса) и орбитальная теория (Бернштейна-Рабиновича-Лафрамбуаза). Основы OML теории были заложены в работе Ленгмюра и Мотт-Смита [74] в которой плотность плазмы определялась по величине ионного тока, измеренной при отрицательных значениях потенциала цилиндрического зонда. Поскольку большинство плазм имеют очень малый дебаевский радиус r_D , в окрестности зонда должен формироваться слой. Первая попытка проанализировать результаты зондовых измерений в случае существования тонкого слоя пространственного заряда в окрестностях зонда был сделан Алленом и др [75] в 1957 году, и называется теория Аллена –Бойда –Рейнольдса (ABR). Предполагалось, что возмущение, вносимое зондом, полностью локализовано в слое, а за его границей нахо-

дится квазинейтральная невозмущенная плазма, ионы двигаются на зонд радиально и никакого орбитального движения не происходит. Однако, пренебрежение орбитальным движением ионов было слишком грубым упрощением, и в 1958 году была создана теория Бернштейна – Рабиновича – Лафрамбуаза (BRL), в которой учтены возможные траектории движения иона на зонд [76,77]. В обзоре Чена приведены результаты экспериментальных исследований плазмы методом микроволновой интерферометрии [78,79] и с помощью зонда Ленгмюра [80,81] с последующим анализом вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда посредством трех различных теорий. В результате авторы приходят к выводу что, BRL теория дает завышенные значения плотности плазмы, в то время как ABR теория несколько заниженные. Оригинальная теория Ленгмюра (OML) при плотностях плазмы порядка 10^{12} см^{-3} работает лучше всего, однако для этого необходимо, чтобы зонд имел минимальные размеры. При низких значениях плотности плазмы ни одна из теорий анализа ВАХ зонда не дает точного результата. В нашем случае, при плотностях плазмы $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, могут возникать проблемы с измерением этим способом плотности плазмы. Кроме указанных в этом обзоре проблем, при высоких мощностях микроволнового излучения возникают проблемы с большим высокочастотным потенциалом наведенном на зонд.

В присутствии в плазме интенсивных микроволновых электрических полей, для определения её плотности находят применение двойные зонды Ленгмюра. [82,83]. Такой зонд состоит из двух одиночных зондов, между которыми прикладывается напряжение и измеряется ток, протекающий между ними. Так как плазма в данном случае создаётся МВИССФ, распространяющимся в коаксиальном волноводе с вакуумной откачкой, то область, в которой она существует, находится под СВЧ-потенциалом относительно заземлённого корпуса коаксиального волновода. В связи с этим, зонды, которые находятся в области существования плазмы, были изолированы от коаксиального волновода по цепям питания и измерения. Так как установка работает в импульсном режиме, и плазма существует только во время импульса

СВЧ-колебания, был реализован импульсный метод измерения плотности плазмы. Блок-схема, поясняющая работу метода, изображена на рис. 1.7.

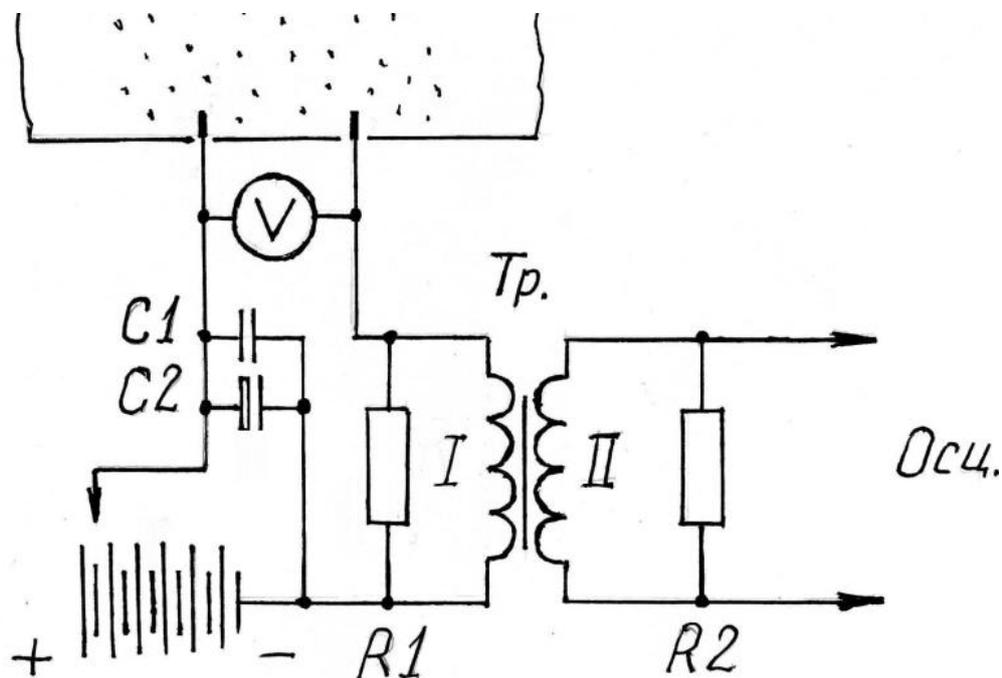


Рисунок 1.7 – Блок-схема измерений плотности плазмы.

$R1, R2 = 15 \text{ Ом}; C1 = 0,5 \text{ мкФ} \times 100 \text{ В}; C2 = 100 \text{ мкФ} \times 100 \text{ В}$

Параметры зонда: длина зонда $l=2,5$ мм, диаметр $d=0,8$ мм, расстояние между зондами $h=6$ мм. Давление рабочего газа в коаксиальном волноводе было 11 Па. Когда нет плазмы, сопротивление в цепи зондов бесконечно, и ток отсутствует. При возникновении в коаксиальном волноводе плазмы, время существования которой ~ 160 мкс, появляется ток, и на резисторе $R1$ возникает импульс напряжения, который повторяется на резисторе $R2$, так как число витков обмоток трансформатора и сопротивление резисторов одинаково. Для этого был рассчитан и изготовлен импульсный трансформатор с коэффициентом трансформации равным единице, каждая из обмоток которого нагружена на активное сопротивление номиналом 15 Ом. При этом индуктивное сопротивление каждой из обмоток трансформатора значительно превышало подключённое параллельно ей активное сопротивление. Ток, протекающий через зонды, измерялся косвенным методом. Зонды Ленгмюра ис-

пользовались для вывода ВЧ-сигнала, и с помощью обработки этого сигнала получали значения тока при изменении напряжения между зондами. Методы обработки и её результаты представлены в данной работе и работе [64].

Группой экспериментаторов проведены экспериментальные исследования оптических характеристик плазмы разряда, инициируемого микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы [21–23,27,28]. Эксперименты проведены в широком диапазоне давлений воздуха, в котором разряд стабильно зажигается и поддерживается. Для исследования спектральных характеристик плазмы разряда в коаксиальном волноводе в видимой области спектра применялся монохроматор МДР–23. Для исследований интенсивности излучения плазмы в видимой области спектра использовался фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ–106.

Схема измерений оптических характеристик плазмы разряда представлена на рис. 1.8. Излучение из разряда линзой (2) фокусируется на входную щель монохроматора (3). К выходной щели монохроматора присоединен фотоэлектронный умножитель (4) типа ФЭУ–106. Сигнал от фотоэлектронного умножителя ФЭУ–106 подавался на цифровой осциллограф (5) Le Croy Wave Jet 324 с полосой частот 200 МГц.

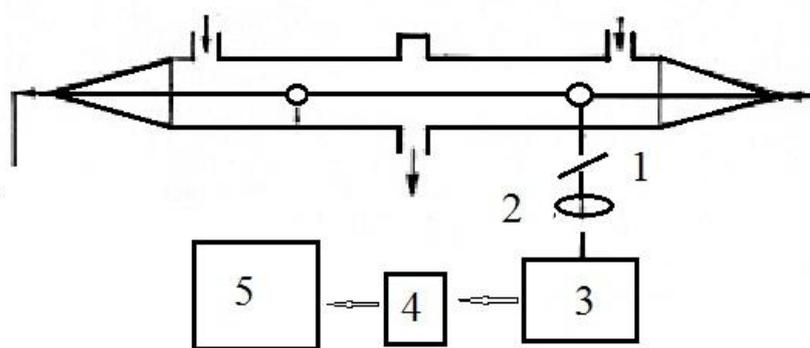


Рисунок 1.8 – Блок-схема измерений оптических характеристик плазмы разряда

Спектральная чувствительность используемого в экспериментальных исследованиях фотоэлектронного умножителя ФЭУ–106 в диапазоне длин волн от 300 нм до 700 нм приведена на рис. 1.9 (а) [84,85]. Для того чтобы в спектре избавиться от линий второго порядка, появляющихся при использовании дифракционной решетки в монохроматоре, при измерениях в диапазоне от 500 нм и выше использовался фиолетовый фильтр (1). Пропускная способность фильтра приведена на рис. 1.9 (б).

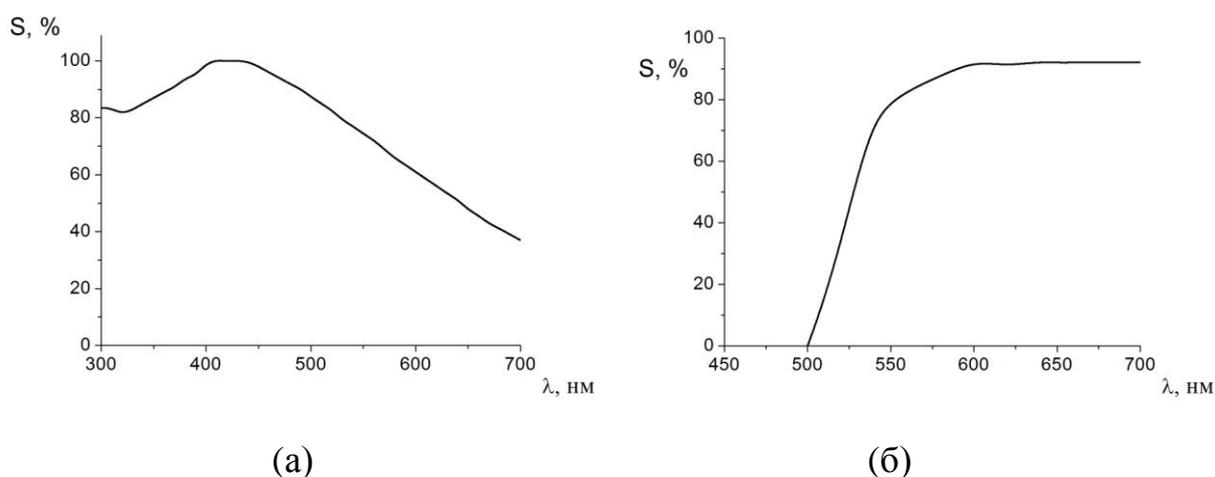


Рисунок 1.9 – Спектральная чувствительность фотоэлектронного умножителя ФЭУ–106 – (а), пропускная способность фиолетового фильтра – (б)

Из рис. 1.9 (а) видно, что фотоэлектронный умножитель ФЭУ–106 имеет высокую чувствительность в диапазоне длин волн от 300 нм до 500 нм, а в диапазоне от 500 нм и выше чувствительность значительно меньше. Из-за снижения чувствительности ФЭУ–106 и ослабления фильтром в диапазоне выше 500 нм наблюдаемая интенсивность линий была ниже реальной. Для устранения этого недостатка интенсивность линий умножалась на соответствующие коэффициенты, взятые из рис.1.9 (а), (б).

На боковой поверхности коаксиального волновода для наблюдения были просверлены отверстия диаметром 2,5 см. Эти отверстия, с одной стороны, обеспечивают выход светового излучения из коаксиального волновода, а с другой стороны, препятствуют выходу из него СВЧ-излучения. На рис.1.10 приве-

дено фото свечения плазмы разряда из коаксиального волновода через кварцевые оптические окна при давлении рабочего газа (воздуха) 13,3 Па.

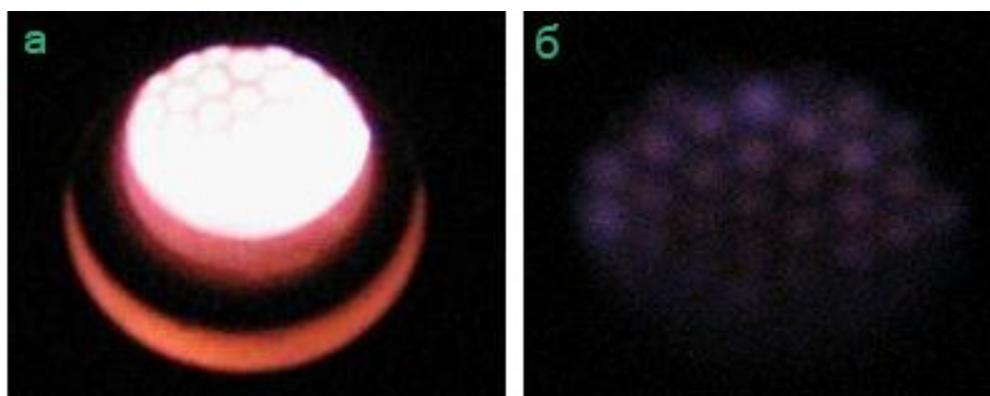


Рисунок 1.10 – Свечение разряда в коаксиальном волноводе: (а) на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ-мощности; (б) на расстоянии 600 мм

Из рис. 1.10 видно, что интенсивность свечения разряда существенно уменьшается с удалением от входа МВИССФ в волновод.

Все исследования спектров оптического излучения проводились при работе ПШГ в оптимальном режиме. Методы обработки экспериментальных данных и её результаты представлены в данной работе.

1.5. Выводы к разделу 1

В рассмотренных в обзоре теоретических исследованиях не предложен метод позволяющий описать набор энергии электроном в электрических полях со случайными скачками фазы, т.к. в литературе рассматривались: система квазилинейных уравнений для волн с конечным временем корреляции фаз; регулярные скачки фазы определенной величины для монохроматической волны; редкие скачки фаз, при которых возможно описание с помощью диффузионного уравнения.

К моменту начала работ, исследований волн TEM типа в коаксиальном плазменном волноводе, заполненным магнитоактивной плазмой, не было проведено. Необходимо было провести полноценные исследования волн TEM типа для различных значений плотности плазмы и внешнего магнитного поля.

Для разряда, инициированного микроволновым излучением, отсутствовала методика определения плотности плазмы.

РАЗДЕЛ 2

ВОЛНЫ В КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

2.1. Волны в КВ в случае отсутствия магнитного поля

В теоретических исследованиях рассматриваются аксиально-симметричные волны ($\partial/\partial\varphi=0$), которые распространяются в коаксиальном волноводе, заполненном плазмой, вдоль оси которого приложено внешнее постоянное магнитное поле (ось z). Волновод заполнен однородной плазмой с тензором диэлектрической проницаемости вида [14]:

$$\varepsilon_{i,j} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1(\omega) & i\varepsilon_2(\omega) & 0 \\ -i\varepsilon_2(\omega) & \varepsilon_1(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3(\omega) \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{He}^2}, \quad \varepsilon_2 = -\frac{\omega_{pe}^2 \omega_{He}}{\omega(\omega^2 - \omega_{He}^2)}, \quad \varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2},$$

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi e^2 n_0}{m_e} \right)^{1/2}, \quad \omega_{He} = \frac{eH_0}{m_e c},$$

где ω – частота волны, $i,j=r,\varphi,z$ в цилиндрической системе координат, H_0 – напряженность внешнего магнитного поля, n_0 – плотность плазмы.

В цилиндрической геометрии коаксиальный волновод образован двумя цилиндрическими идеально проводящими поверхностями с радиусами a и b ($a=0,6$ см, $b=2,25$ см – параметры взяты для реальной установки, используемой в эксперименте). Как отмечалось в Разделе 1, дисперсионные свойства коаксиального волновода исследовались многими авторами [14–15] и случай отсутствия внешнего магнитного поля можно считать вполне изученным, однако, с целью последовательности в изложении, в данном разделе приводятся расчеты, сделанные для интересующих нас параметров волновода.

Предполагая, что зависимость компонент электрического и магнитного полей от координат и времени имеет вид: $A(\vec{r}, t) = A(r) \exp[i(k_3 z - \omega t)]$, где $A(r)$ – радиальное распределение полей, а k_3 - продольное волновое число, из уравнений Максвелла для среды получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 k_3 E_\varphi + k H_r &= 0, \\
 ik_3 E_r - ik H_\varphi &= \partial E_z / \partial r, \\
 ik \varepsilon_1 E_r - ik_3 H_\varphi + k \varepsilon_2 E_\varphi &= 0, \\
 ik \varepsilon_1 E_\varphi + ik_3 H_r - k \varepsilon_2 E_r &= \partial H_z / \partial r, \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) &= -ik \varepsilon_3 E_z, \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) &= ik H_z,
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

где $k = \frac{\omega}{c}$.

Для начала рассмотрим систему уравнений (2.2) в случае отсутствия магнитного поля, т.е. $\omega_{He} = 0$, и соответственно $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$, $\varepsilon_2 = 0$.

$$\begin{aligned}
 k_3 E_\varphi + k H_r &= 0, & ik_3 E_r - ik H_\varphi &= \partial E_z / \partial r, \\
 ik \varepsilon_1 E_\varphi + ik_3 H_r &= \partial H_z / \partial r, & ik \varepsilon_1 E_r - ik_3 H_\varphi &= 0, \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) &= ik H_z, & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) &= -ik \varepsilon_1 E_z.
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

В этом случае система распадается на две системы уравнений не связанных между собой, которые описывают E и H волны. В волне E типа отличны от нуля компоненты электромагнитного поля E_z , E_r , H_φ , а в волне H типа –

компоненты H_z , H_r , E_φ . В отдельный класс необходимо вынести волны ТЕМ, в которых равны нулю z -компоненты электрического и магнитного полей.

Вначале рассмотрим структуру ТЕМ волны, для которой по определению $E_z=0$ и $H_z=0$ [86]. Из уравнений (2.3) следует что:

$$E_\varphi = C_1/r, \quad H_\varphi = C_2/r. \quad (2.4)$$

Для существования волн необходимо выполнение граничных условий, которые в случае коаксиального волновода имеют вид:

$$E_z(a) = E_z(b) = 0, \quad (2.5)$$

$$E_\varphi(a) = E_\varphi(b) = 0.$$

Это означает, что компоненты поля E_φ и, соответственно, $H_r = -k_3/k \cdot E_\varphi$ в ТЕМ волне отсутствуют, т.к. не возможно решение в форме (2.4) удовлетворить граничным условиям (2.5). Отличные от нуля компоненты определяются формулами:

$$H_\varphi = \frac{C_2}{r}, \quad E_r = \frac{k_3}{k\epsilon_1} \frac{C_2}{r}. \quad (2.6)$$

Частота ТЕМ волны находится из дисперсионного уравнения:

$$k^2 \epsilon_1 - k_3^2 = 0. \quad (2.7)$$

При $\omega \leq \omega_{pe}$ ТЕМ волны отсутствуют, а при $\omega \geq \omega_{pe}$ закон дисперсии имеет вид:

$$\omega^2 = k_3^2 c^2 + \omega_{pe}^2. \quad (2.8)$$

Дисперсионные кривые для различных значений плазменной частоты ω_{pe} представлены на рис. 2.1. Кривая 1 соответствует нулевой плотности плазмы, для нее $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$. По сути, это единственная волна в коаксиальном вакуумном волноводе, и ее частота $\omega = k_3 c$. Кривые 2 соответствуют плазменной частоте $\omega_{pe} = 1 \cdot 10^9$ рад/с, кривая 3 – $\omega_{pe} = 2 \cdot 10^9$ рад/с, кривая 4 – $\omega_{pe} = 2,5 \cdot 10^9$ рад/с, кривая 5 – $\omega_{pe} = 5,6 \cdot 10^9$ рад/с. В экспериментах, от ППГ подавался сигнал в коаксиальный плазменный волновод с основной частотой $3 \cdot 10^9$ рад/с, которая отмечена горизонтальной линией на рис. 2.1.

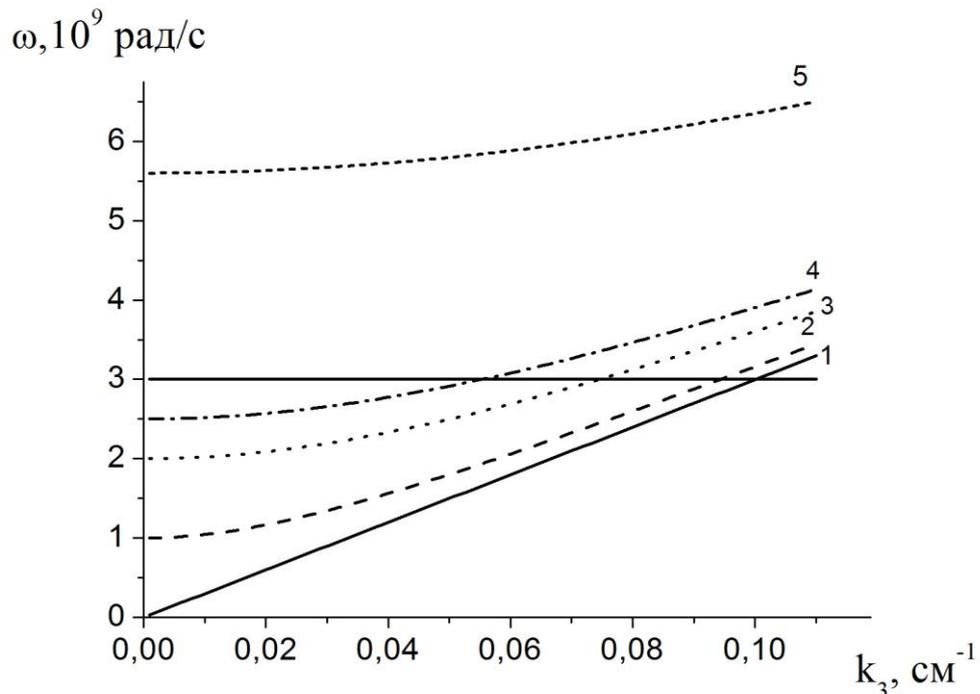


Рисунок 2.1 – Дисперсионные кривые для различных значений ω_{pe}

Топография полей H_φ и E_r показана на рис. 2.2. Поля рассчитаны для случая дисперсионной кривой 3 на рис. 2.1 ($\omega_{pe} = 2 \cdot 10^9$ рад/с) в точке $\omega = 3 \cdot 10^9$ рад/с. Кривые нормированы на значение поля H_φ в точке $r = a = 0,6$ см. Можно показать, что графики полей H_φ и E_r в окрестности точки пересечения прямой, соответствующей частоте сигнала, с прямой $\omega = k_3 c$ будут очень близки.

Из выражения (2.6) и рис. 2.2 видно, что поля H_φ и E_r по величине слабо отличаются при всех радиусах и спадают по гиперболе.

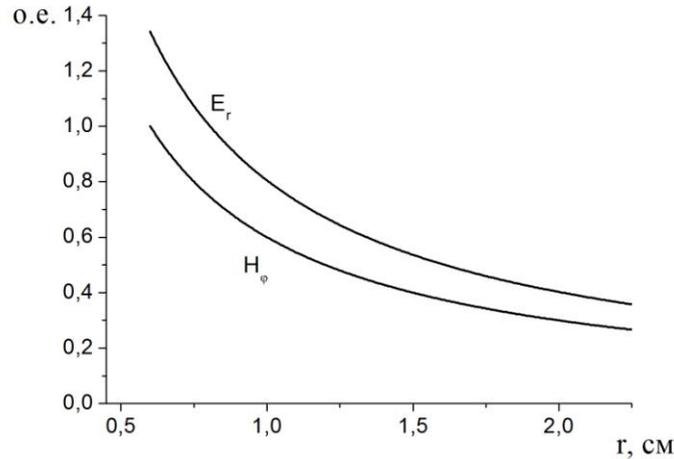


Рисунок 2.2 – Топография полей H_φ и E_r для $\omega_{pe}=2\cdot 10^9$ рад/с

Рассмотрим, какие еще волны помимо ТЕМ присутствуют в волноводе в случае отсутствия внешнего магнитного поля. В этом случае система (2.3) распадается на две независимых подсистемы. Уравнения для компонент поля H_r , E_φ , H_z :

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_r) + (k^2 \varepsilon_1 - k_3^2) H_r = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) + (k^2 \varepsilon_1 - k_3^2) E_\varphi = 0.$$

Уравнения (2.9) в случае $k^2 \varepsilon_1 - k_3^2 \neq 0$ являются уравнениями для цилиндрических функций 1-го порядка [87]. Их решением в случае двусвязной области (коаксиального волновода) является комбинация функций Бесселя 1 и 2 рода:

$$E_\varphi = C(J_1(\lambda r) + \overline{J_1(\lambda r)}) + B(N_1(\lambda r) + \overline{N_1(\lambda r)}), \quad (2.10)$$

где $\lambda = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - k_3^2}$. Здесь C , B – произвольные коэффициенты, которые находятся из граничных условий. К функциям Бесселя добавлены комплексно–

сопряженные части (горизонтальная черта над функцией означает комплексное сопряжение) для того, чтобы условие вещественности полей было выполнено при комплексных собственных значениях λ . Подстановка E_φ , записанного таким образом, в граничные условия (2.5), и учет того что $\overline{J_1(\lambda r)} = J_1(\bar{\lambda}r)$, позволяет получить дисперсионное уравнение:

$$\begin{vmatrix} J_1(\lambda a) & N_1(\lambda a) \\ J_1(\lambda b) & N_1(\lambda b) \end{vmatrix} = 0. \quad (2.11)$$

На рис. 2.3 показаны решения этого дисперсионного уравнения для следующих параметров волновода и плазмы: $a=0,6$ см, $b=2,25$ см, $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с. Вид кривых никак не изменяется с понижением плотности плазмы и, соответственно ω_{pe} . С существенным повышением плотности плазмы кривые несколько поднимаются вверх по ω .

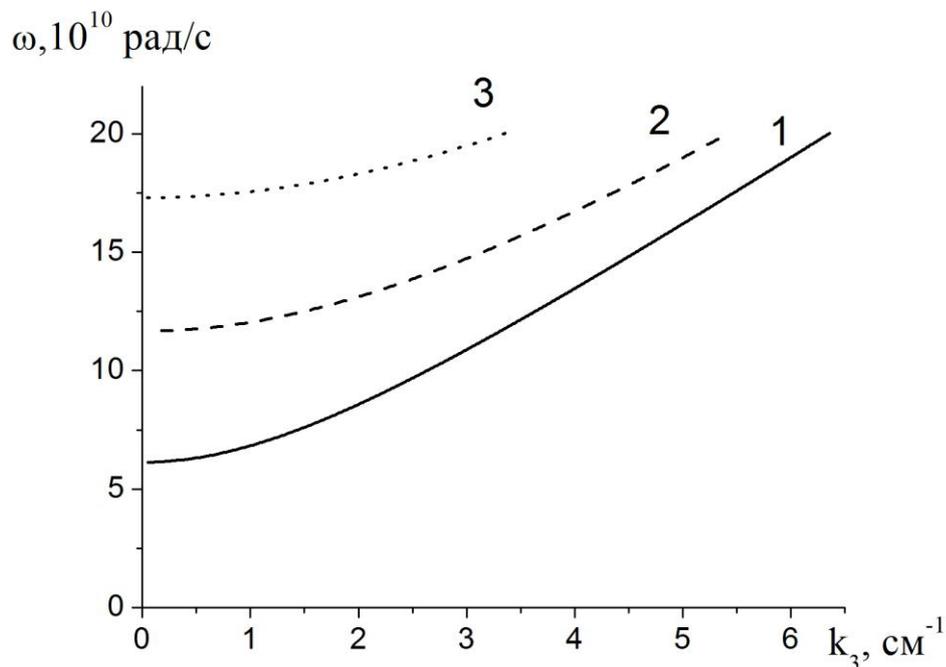


Рисунок 2.3 – Дисперсионные кривые для случая $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с. Параметры волновода: $a=0,6$ см, $b=2,25$ см. Цифрами 1, 2, 3 – отмечены разные радиальные волны

При заданных геометрических размерах волновода и плотности плазмы отсутствуют решения для частот ниже $6,034 \cdot 10^{10}$ рад/с. Для сравнения, на рис. 2.4 показаны кривые для тех же параметров плазмы, но для случая, когда внешний радиус волновода $b=38,5$ см. При этом, точка на нижней кривой рис. 2.4 при $k_3=0,013$ см⁻¹ соответствует частоте сигнала, получаемого от пучкового-плазменного генератора, и равна $\omega=3 \cdot 10^9$ рад/с.

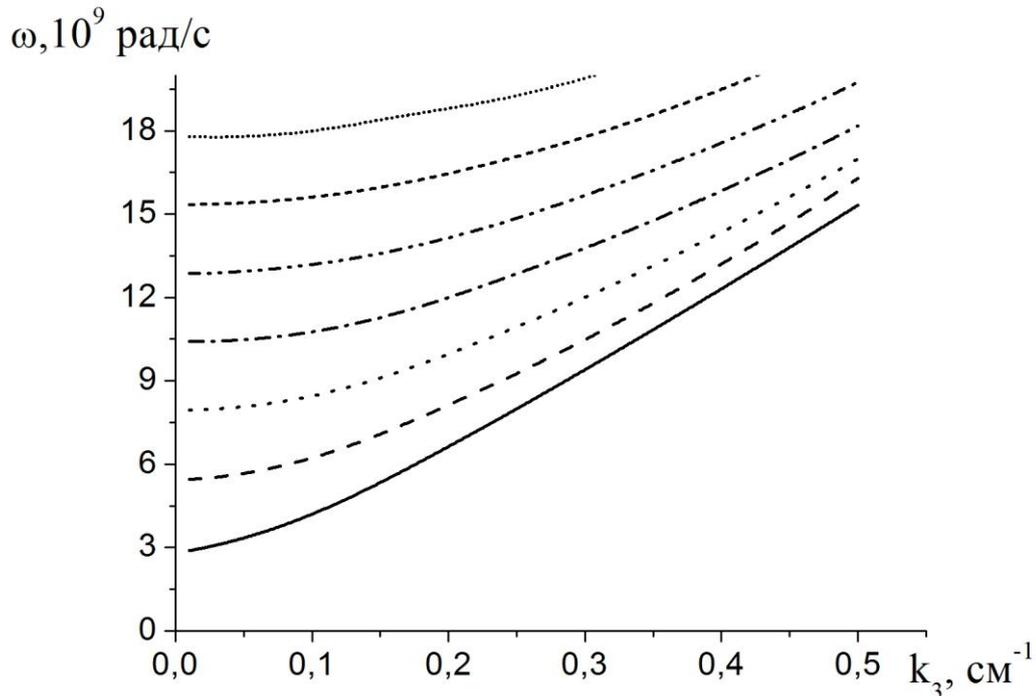


Рисунок 2.4 – Дисперсионные кривые для случая $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с.

Параметры волновода: $a=0,6$ см, $b=38,5$ см

Ниже показаны радиальные распределения компонентов поля для трех дисперсионных кривых, представленных на рис.2.3, при $\omega=2 \cdot 10^{11}$ рад/с и соответствующих k_3 . Видно, что для первой кривой рис. 2.3 распределение полей H_r , E_φ соответствует одной экстремальной точке (максимуму). Для второй – двум экстремальным точкам, для третьей – трем экстремальным точкам. Распределение поля H_z для первой кривой не имеет экстремальной точки, для второй кривой – одна экстремальная точка, для третьей кривой – две экстремальные точки.

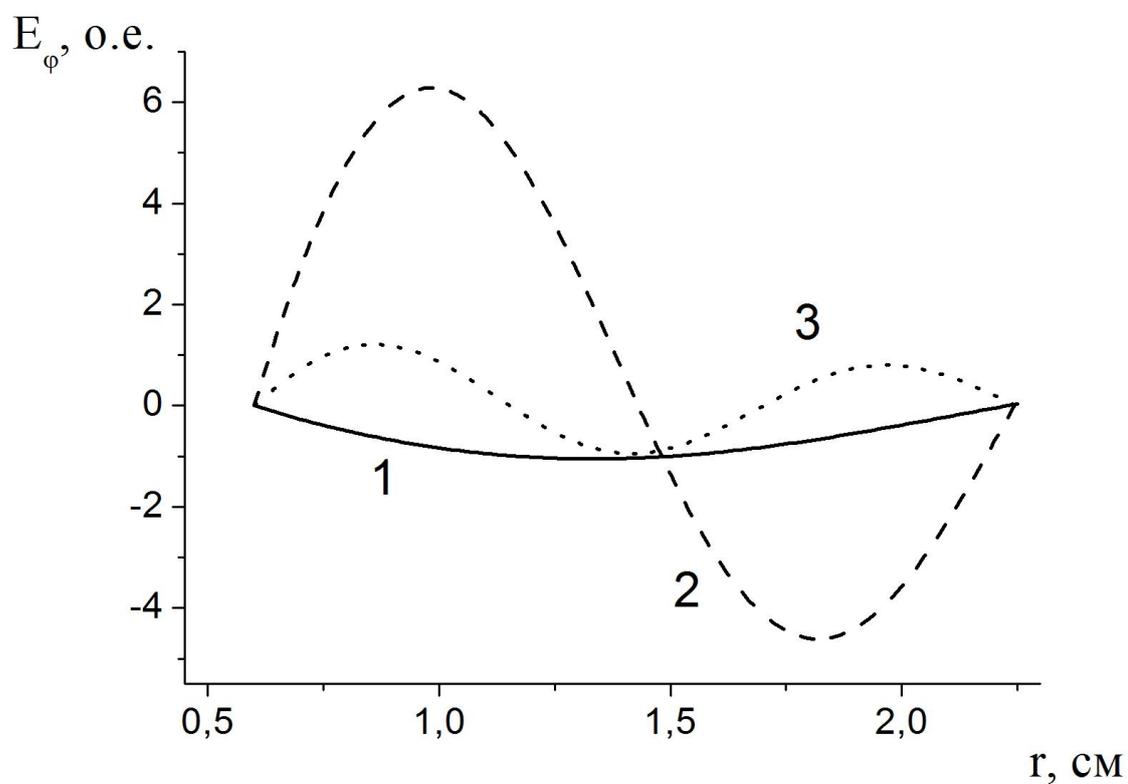
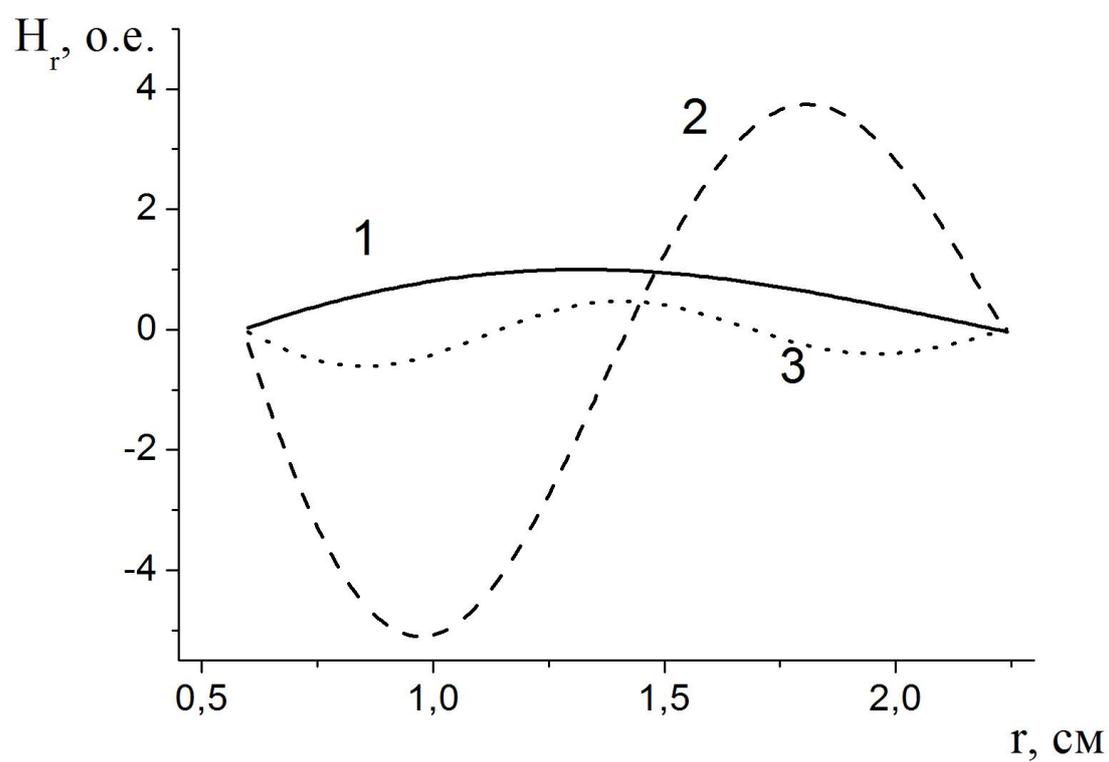


Рисунок 2.5 (а) – Топография полей H_r , E_ϕ . Цифрами 1,2,3 обозначены радиальные моды

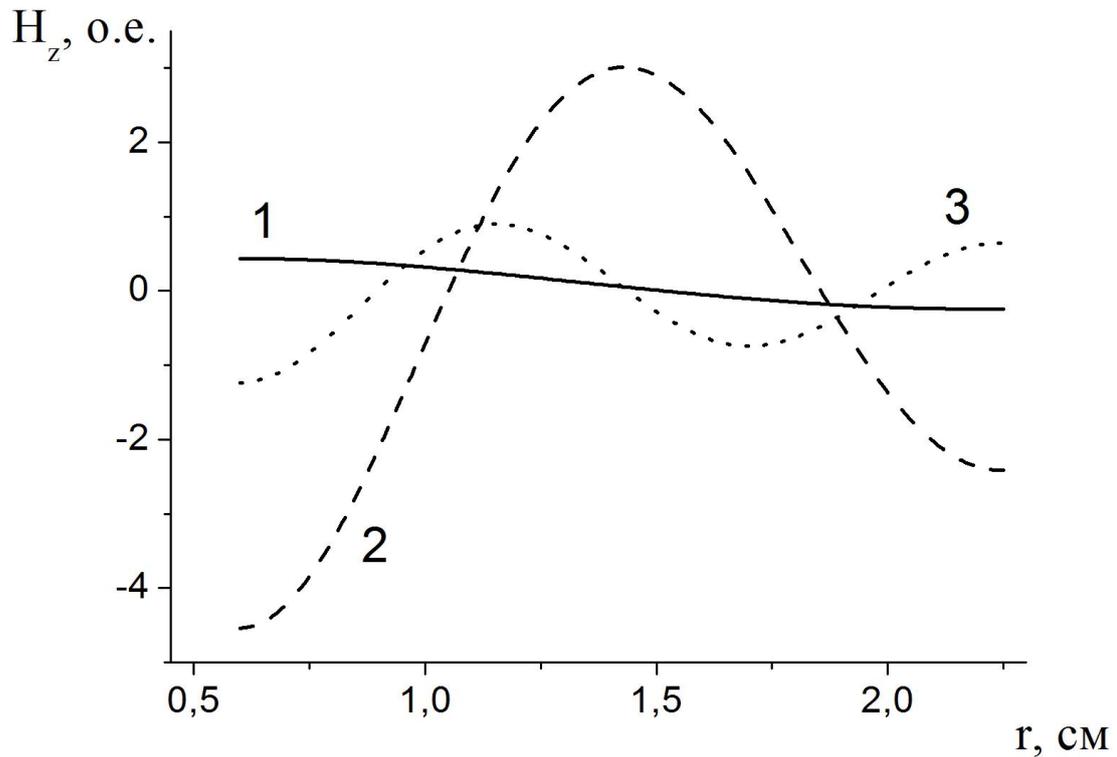


Рисунок. 2.5 (б) – Топография поля H_z . Цифрами 1,2,3 обозначены радиальные моды

Уравнения для компонент поля E_r, H_φ, E_z .

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_r) + (k^2 \varepsilon_1 - k_3^2) E_r = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) + (k^2 \varepsilon_1 - k_3^2) H_\varphi = 0.$$

Так же, как и в предыдущем случае, решением этих уравнений является комбинация функций Бесселя:

$$H_\varphi = C \left(J_1(\lambda r) + \overline{J_1(\lambda r)} \right) + B \left(N_1(\lambda r) + \overline{N_1(\lambda r)} \right). \quad (2.13)$$

Подставляя ее в уравнение из системы (2.3):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\varphi}) = -ik \varepsilon_1 E_z,$$

получим выражение для E_z :

$$E_z = C(J_0(\lambda r)) + B(N_0(\lambda r)), \quad (2.14)$$

и после удовлетворения граничным условиям (2.5), получим дисперсионное уравнение:

$$\begin{vmatrix} J_0(\lambda a) & N_0(\lambda a) \\ J_0(\lambda b) & N_0(\lambda b) \end{vmatrix} = 0. \quad (2.15)$$

Дисперсионные кривые второй тройки полей представлены на рис. 2.6.

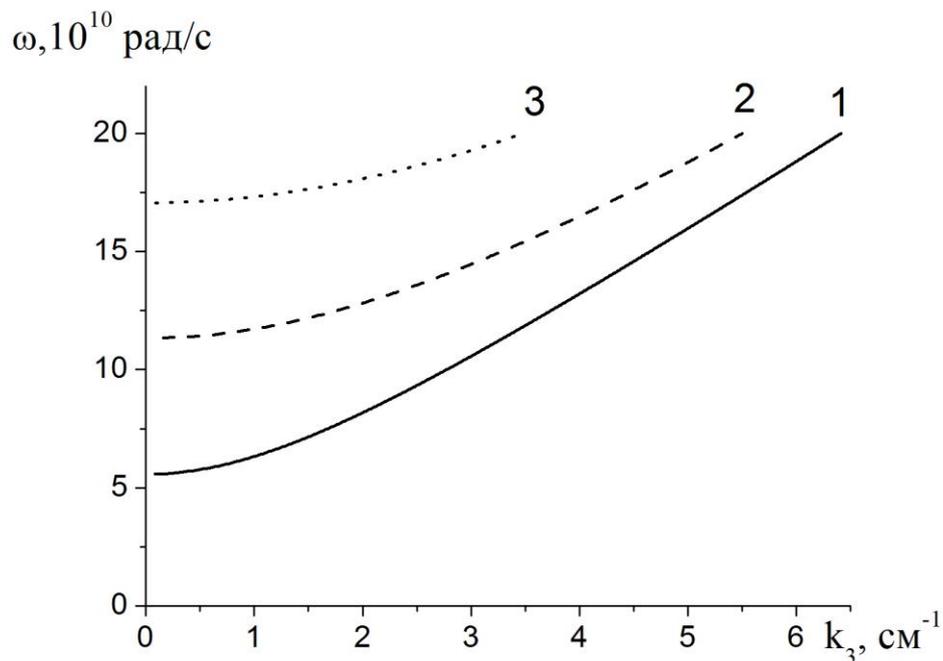


Рисунок 2.6 – Дисперсионные кривые соотношения (2.15) для случая

$\omega_{pe} = 5,64 \cdot 10^9$ рад/с. Параметры волновода: $a = 0,6$ см, $b = 2,25$ см

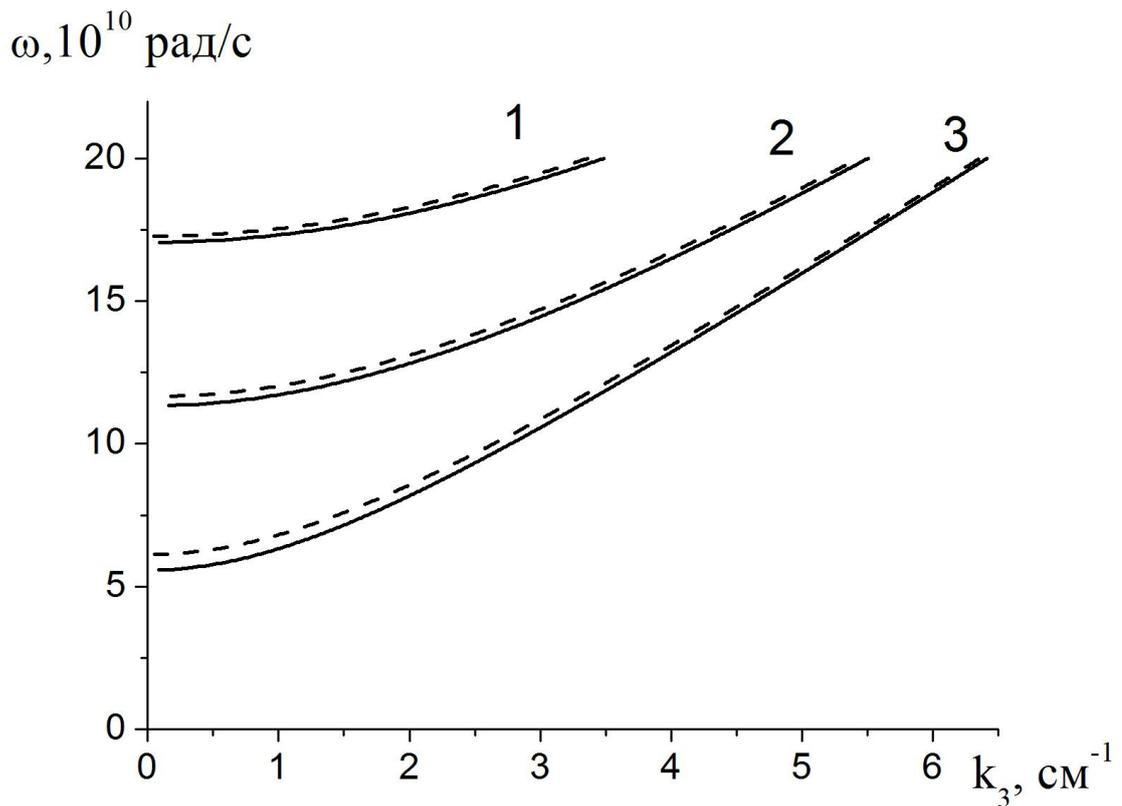


Рисунок 2.7 – Сравнение дисперсионных кривых для различных троек полей. Дисперсионное соотношение (2.11)–штриховая линия, дисперсионное соотношение (2.15)–сплошная линия

На рис. 2.7 показаны дисперсионные кривые для E волны (сплошная линия) и H волны (штриховая линия).

На рис. 2.8 показаны радиальные распределения компонентов поля для трех дисперсионных кривых, представленных на рис.2.6, при $\omega=2 \cdot 10^{11}$ рад/с и соответствующих k_z . Видно, что для первой кривой рисунка 2.6 распределение полей E_r , H_ϕ не имеет экстремальной точки, для второй кривой – одна экстремальная точка, для третьей кривой – две экстремальные точки. Распределение поля E_z для первой кривой соответствует одной экстремальной точке (максимуму). Для второй – двум экстремальным точкам, для третьей – трем экстремальным точкам.

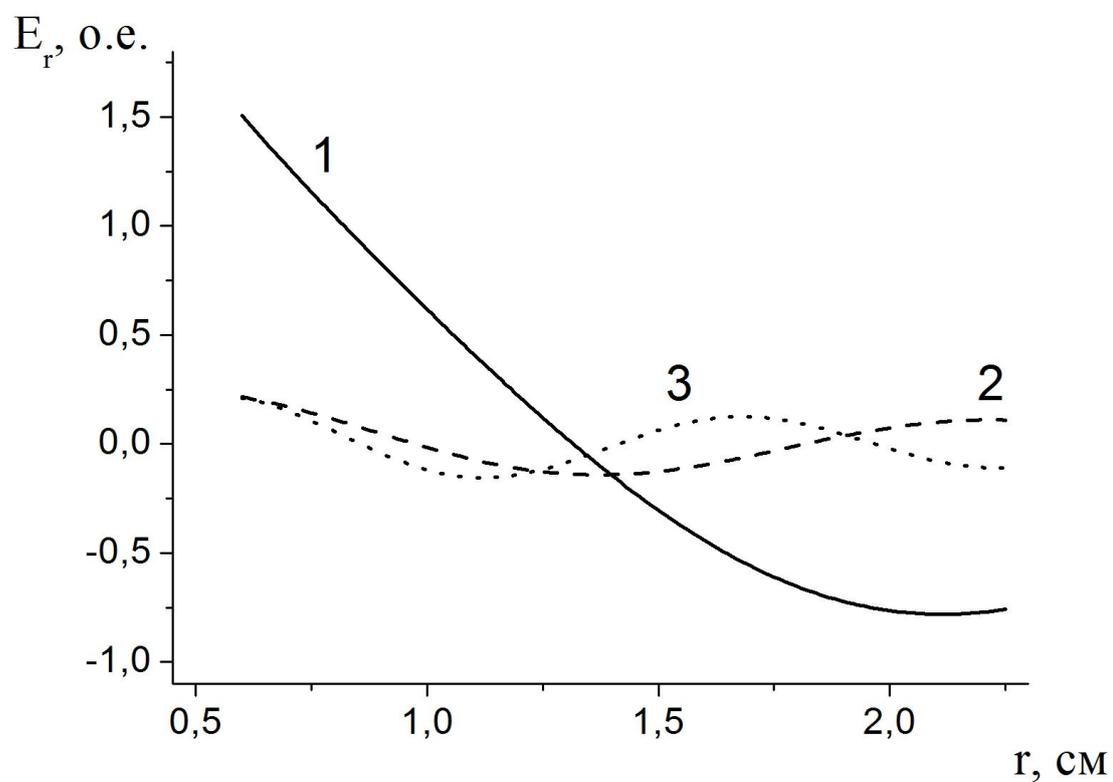
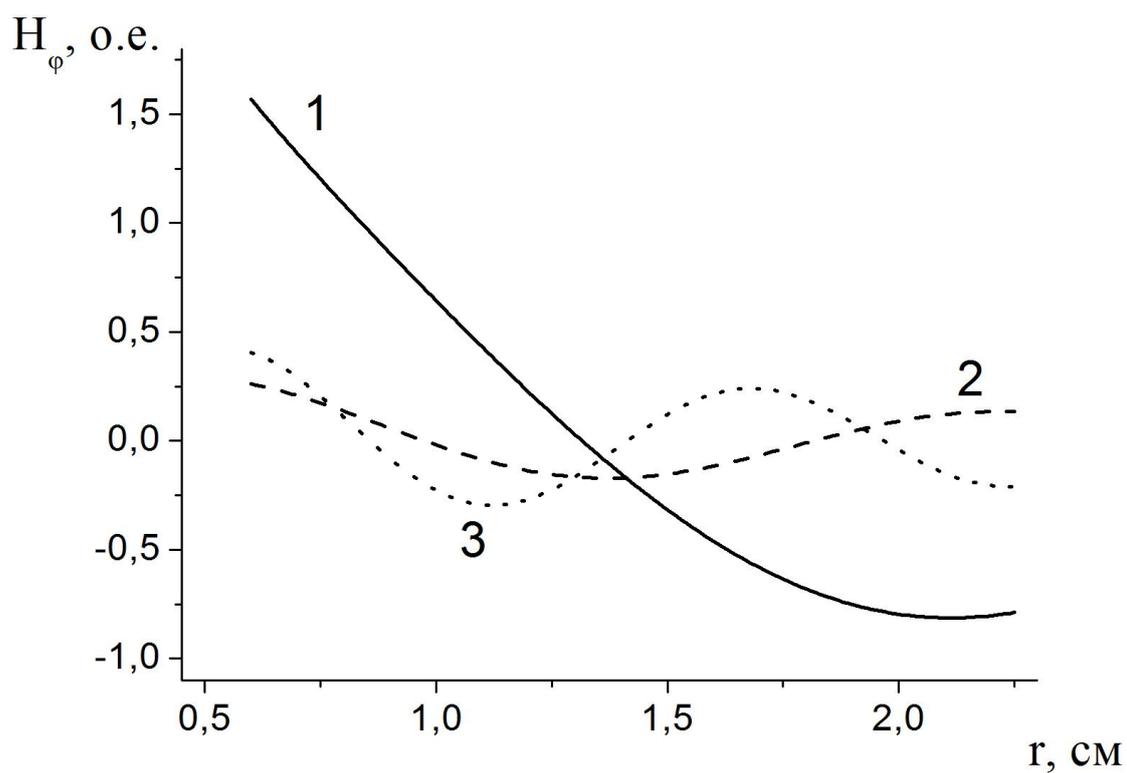


Рисунок 2.8 (а) – Топография полей E_r , H_ϕ . Цифрами 1, 2, 3 обозначены радиальные моды соответствующие дисперсионным кривым на рис. 2.6

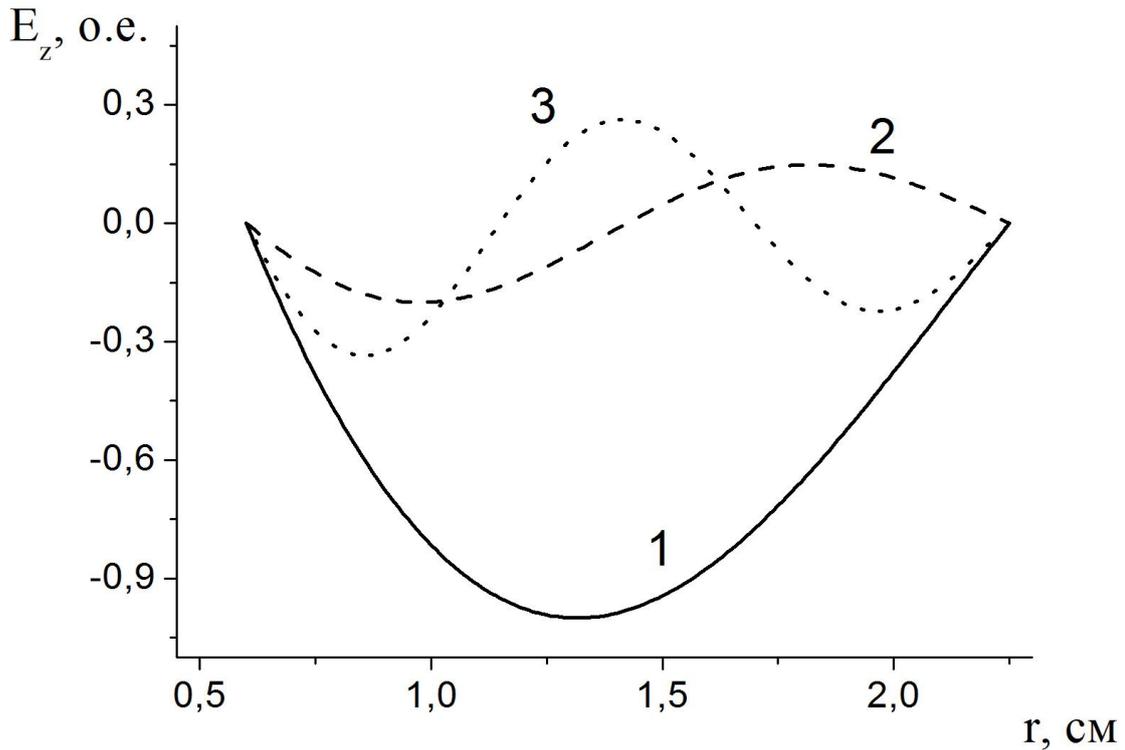


Рисунок 2.8 (б) – Топография поля E_z . Цифрами 1, 2, 3 обозначены радиальные моды соответствующие дисперсионным кривым на рис. 2.6

2.2. Волны в коаксиальном волноводе при наличии магнитного поля конечной величины

Вернемся к исходной системе уравнений (2.1) и рассмотрим, что будет при произвольных значениях магнитного поля и плотности плазмы. В этом случае отдельно волн E и H типа не существует. Преобразуя систему уравнений, находим взаимосвязь между H_φ и E_φ , а так же между H_r и E_r :

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) + \frac{(k^2 \epsilon_1 - k_3^2) \epsilon_3}{\epsilon_1} H_\varphi + k k_3 \frac{\epsilon_2 \epsilon_3}{\epsilon_1} E_\varphi = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) + (k^2 \frac{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}{\epsilon_1} - k_3^2) E_\varphi - k k_3 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} H_\varphi = 0.$$

Система для H_r и E_r :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_r) + qH_r + sE_r &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_r) + pE_r + tH_r &= 0, \end{aligned} \quad (2.17)$$

где $\tilde{\Delta} = \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r$, $q = (k^2 \varepsilon_1 - k_3^2)$, $s = k k_3 \varepsilon_2$,

$$p = [k^2 (\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1} + \varepsilon_3) - k_3^2 \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}], \quad t = [\frac{k^3}{k_3} \varepsilon_2 (1 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}) - k k_3 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}].$$

Эта система уравнений (2.17) эквивалентна двум уравнениям четвертого порядка для H_r и E_r :

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}^2 H_r + (p + q) \tilde{\Delta} H_r + (qp - st) H_r &= 0, \\ \tilde{\Delta}^2 E_r + (p + q) \tilde{\Delta} E_r + (qp - st) E_r &= 0. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Из этих уравнений видно, что r -тые компоненты электрического и магнитного полей описываются одним и тем же уравнением. Решением уравнения для H_r и E_r является функция Бесселя первого порядка $Z_1(\lambda r)$. Следует отметить, что $\tilde{\Delta}$ – это не поперечная часть оператора Лапласа и решением уравнений (2.18) является функция Бесселя первого порядка. Подставляя $Z_1(\lambda r)$ в уравнение (2.18), получим выражение для определения λ :

$$\lambda^4 - (p + q)\lambda^2 + (qp - st) = 0, \quad (2.20)$$

отсюда найдем значения λ^2 :

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{q + p}{2} \pm \sqrt{\frac{(q - p)^2}{4} + st}. \quad (2.21)$$

Как видно из (2.21), в общем случае есть 4 корня уравнения (2.20):

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{q+p}{2} + \sqrt{\frac{(q-p)^2}{4} + st}},$$

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{q+p}{2} - \sqrt{\frac{(q-p)^2}{4} + st}},$$

$$\lambda_3 = -\lambda_1 = -\sqrt{\frac{q+p}{2} + \sqrt{\frac{(q-p)^2}{4} + st}},$$

$$\lambda_4 = -\lambda_2 = -\sqrt{\frac{q+p}{2} - \sqrt{\frac{(q-p)^2}{4} + st}}.$$

Из свойств функций Бесселя $Z_1(-\lambda r) = -Z_1(\lambda r)$ следует, что функции Бесселя для λ_1 и λ_3 , а так же для λ_2 и λ_4 , линейно зависимы. Поэтому, решение первого уравнения из (2.18) будет выражаться через λ_1 и λ_2 . Кроме того, так как H_r является вещественной величиной, то будут входить только комбинации:

$$H_r = C(Z_1(\lambda_1 r) + \overline{Z_1(\lambda_1 r)}) + B(Z_1(\lambda_2 r) + \overline{Z_1(\lambda_2 r)}). \quad (2.22)$$

Здесь C, B , – произвольные коэффициенты, которые находятся из граничных условий. Подставляя H_r в виде (2.22), с учетом выражения (2.21) для λ_1 и λ_2 , и учитывая свойства функций Бесселя: $\overline{Z_1(\lambda r)} = Z_1(\bar{\lambda} r)$, а так же правила их дифференцирования: $Z'_0(\lambda r) = -\lambda Z_1(\lambda r)$, $Z'_1(\lambda r) = \lambda Z_0(\lambda r) - \frac{1}{r} Z_1(\lambda r)$,

получаем выражения для $\tilde{\Delta} H_r$ и $\tilde{\Delta}^2 H_r$:

$$\begin{aligned}\tilde{\Delta}H_r &= -C\left(\lambda_1^2 Z_1(\lambda_1 r) + \bar{\lambda}_1^2 Z_1(\bar{\lambda}_1 r)\right) - B\left(\lambda_2^2 Z_1(\lambda_2 r) + \bar{\lambda}_2^2 Z_1(\bar{\lambda}_2 r)\right), \\ \tilde{\Delta}^2 H_r &= C\left(\lambda_1^4 Z_1(\lambda_1 r) + \bar{\lambda}_1^4 Z_1(\bar{\lambda}_1 r)\right) + B\left(\lambda_2^4 Z_1(\lambda_2 r) + \bar{\lambda}_2^4 Z_1(\bar{\lambda}_2 r)\right).\end{aligned}$$

После подстановки $\tilde{\Delta}H_r$ и $\tilde{\Delta}^2 H_r$ в первое уравнение (2.18), получим:

$$\begin{aligned}C\lambda_1^4 Z_1(\lambda_1 r) + B\lambda_2^4 Z_1(\lambda_2 r) - C[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\lambda_1^2 Z_1(\lambda_1 r) - B[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\lambda_2^2 Z_1(\lambda_2 r) + \\ + \lambda_1^2 \lambda_2^2 (CZ_1(\lambda_1 r) + BZ_1(\lambda_2 r)) + \\ + C\bar{\lambda}_1^4 Z_1(\bar{\lambda}_1 r) + B\bar{\lambda}_2^4 Z_1(\bar{\lambda}_2 r) - C[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\bar{\lambda}_1^2 Z_1(\bar{\lambda}_1 r) - B[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\bar{\lambda}_2^2 Z_1(\bar{\lambda}_2 r) + \\ + \lambda_1^2 \lambda_2^2 (CZ_1(\bar{\lambda}_1 r) + BZ_1(\bar{\lambda}_2 r)) = 0\end{aligned}$$

Очевидно, что первая часть выражения, содержащая часть с λ равна нулю.

После приведения подобных:

$$\begin{aligned}C\lambda_1^4 Z_1(\lambda_1 r) + B\lambda_2^4 Z_1(\lambda_2 r) - C[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\lambda_1^2 Z_1(\lambda_1 r) - B[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\lambda_2^2 Z_1(\lambda_2 r) + \\ + \lambda_1^2 \lambda_2^2 (CZ_1(\lambda_1 r) + BZ_1(\lambda_2 r)) = 0\end{aligned}$$

Вторая часть выражения, содержащая комплексно сопряженную часть $\bar{\lambda}$, разрешима только в случае, если множители как при константе C так и при константе B равны нулю, то есть:

$$\begin{aligned}C\bar{\lambda}_1^4 Z_1(\bar{\lambda}_1 r) - C[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\bar{\lambda}_1^2 Z_1(\bar{\lambda}_1 r) + \lambda_1^2 \lambda_2^2 CZ_1(\bar{\lambda}_1 r) = 0, \\ B\bar{\lambda}_2^4 Z_1(\bar{\lambda}_2 r) - B[\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\bar{\lambda}_2^2 Z_1(\bar{\lambda}_2 r) + \lambda_1^2 \lambda_2^2 BZ_1(\bar{\lambda}_2 r) = 0.\end{aligned}$$

А эти условия приводят нас к тому, что сопряженные части $\bar{\lambda}_1$ и $\bar{\lambda}_2$ должны удовлетворять уравнениям:

$$\begin{aligned}\bar{\lambda}_1^4 - [\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\bar{\lambda}_1^2 + \lambda_1^2 \lambda_2^2 = 0, \\ \bar{\lambda}_2^4 - [\lambda_1^2 + \lambda_2^2]\bar{\lambda}_2^2 + \lambda_1^2 \lambda_2^2 = 0.\end{aligned}\tag{2.23}$$

Которые, в свою очередь, означают что:

$$\bar{\lambda}_1^{-2} = \lambda_1^2 \cup \lambda_2^2, \quad (2.24)$$

$$\bar{\lambda}_2^{-2} = \lambda_1^2 \cup \lambda_2^2.$$

Отсюда сделаем вывод, что мы имеем полное право записывать выражение для поля в виде:

$$H_r = CZ_1(\lambda_1 r) + BZ_1(\lambda_2 r).$$

В нашем случае мы проводим рассмотрение коаксиального волновода с проводящим стержнем в центре, а это значит, что решение уравнения будет представлено через функцию Бесселя первого рода и функцию Неймана:

$$H_r = C_1 J_1(\lambda_1 r) + C_2 J_1(\lambda_2 r) + B_1 N_1(\lambda_1 r) + B_2 N_1(\lambda_2 r). \quad (2.25)$$

Выражая E_φ и E_z через H_r , записанном в виде (2.25), получим:

$$E_\varphi = \frac{-k}{k_3} \sum_{s=1}^2 (C_s J_1(\lambda_s r) + B_s N_1(\lambda_s r)), \quad (2.26)$$

$$E_z = \frac{-i}{k_3 \epsilon_3} \sum_{s=1}^2 \Lambda_s (C_s J_0(\lambda_s r) + B_s N_0(\lambda_s r)),$$

где

$$\Lambda_{1,2} = \frac{i\lambda_{1,2}\epsilon_1}{p - \lambda_{1,2}^2} + \lambda_{1,2} \frac{k}{k_3} \epsilon_2. \quad (2.27)$$

Удовлетворяя граничным условиям (2.5), получим дисперсионное уравнение:

$$\begin{vmatrix} \Lambda_1 J_0(\lambda_1 a) & \Lambda_2 J_0(\lambda_2 a) & \Lambda_1 N_0(\lambda_1 a) & \Lambda_2 N_0(\lambda_2 a) \\ \Lambda_1 J_0(\lambda_1 b) & \Lambda_2 J_0(\lambda_2 b) & \Lambda_1 N_0(\lambda_1 b) & \Lambda_2 N_0(\lambda_2 b) \\ J_1(\lambda_1 a) & J_1(\lambda_2 a) & N_1(\lambda_1 a) & N_1(\lambda_2 a) \\ J_1(\lambda_1 b) & J_1(\lambda_2 b) & N_1(\lambda_1 b) & N_1(\lambda_2 b) \end{vmatrix} = 0. \quad (2.28)$$

Ниже будут показаны решения дисперсионного уравнения для характерных частот при параметрах, соответствующих условиям эксперимента.

Следует отметить, что в некоторой области на плоскости (ω, k_3) квадрат собственных значений λ (выражение (2.21)) становится комплексным. Границы этой области определяются из условия: $(q - p)^2 + 4st < 0$, которое, после подстановки значений q, p, s, t , имеет вид:

$$\omega^4 (\omega_{He}^2 + 4k_3^2 c^2) - \omega^2 \cdot 2k_3^2 c^2 (\omega_{He}^2 + 2\omega_{pe}^2) + \omega_{He}^2 k_3^4 c^4 < 0.$$

Решение этого неравенства приводит к условию на ω :

$$\omega_2 < \omega < \omega_1, \quad \text{где } \omega_{1,2} = k_3 c \left[\frac{2\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 \pm 2(\omega_{pe}^4 + \omega_{He}^2 \omega_{pe}^2 - \omega_{pe}^2 k_3^2 c^2)^{1/2}}{\omega_{He}^2 + 4k_3^2 c^2} \right]. \quad (2.29)$$

В этой области собственные значения λ комплексно сопряжены, т.е. $\overline{\lambda_1} = \lambda_2$. На рис.2.9 изображена зависимость частоты ω от продольного волнового числа k_3 при электронной циклотронной частоте $\omega_{He} = 1,4 \cdot 10^{10}$ рад/с. На рисунках 2.9 и 2.10 область комплексных λ^2 ограничена лепестком.

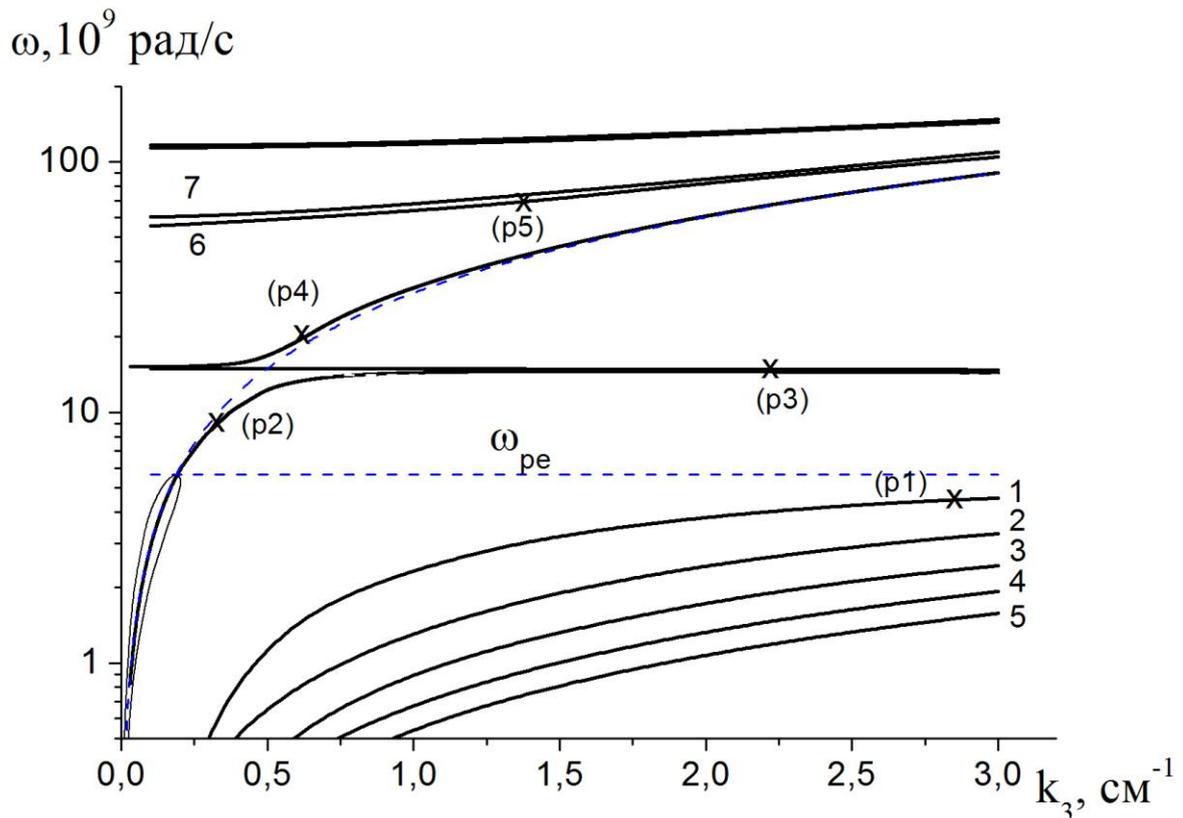


Рисунок 2.9 – Зависимость частоты ω от продольного волнового числа k_3 для случая $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с. Цифрами обозначены различные ветки плазменных волн. Для каждой из них определенное значение λ : $\lambda_1=1,86$, $\lambda_2=3,85$, $\lambda_3=5,7$, $\lambda_4=7,6$, $\lambda_5=9,5$

Цифрами (1) – (5) обозначены различные ветки низкочастотных плазменных волн. Высокочастотные плазменные волны при данных параметрах волновода и плазмы проходят очень близко к гибридной частоте $\Omega_g = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$ и, для удобства анализа, показаны на отдельном графике (рис. 2.11). Высокочастотная и низкочастотная квази-ТЕМ волны стремятся к световой линии $\omega=k_3 \cdot c$, которая на графике выделена штриховой линией синего цвета. Цифрами (6) и (7) на графике обозначены две первые высокочастотные электромагнитные волны. Видно, что ветки плазменных волн с увеличением k_3 асимптотически стремятся к значению $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с. Топографии полей и потоки энергии рассчитаны в точках, обозначенных на рис. 2.9 знаками (p1)–(p5).

Для удобства анализа на рис. 2.10 показаны некоторые дисперсионные кривые, но в линейном масштабе, в отличие от рис. 2.9, где шкала ω логарифмическая.

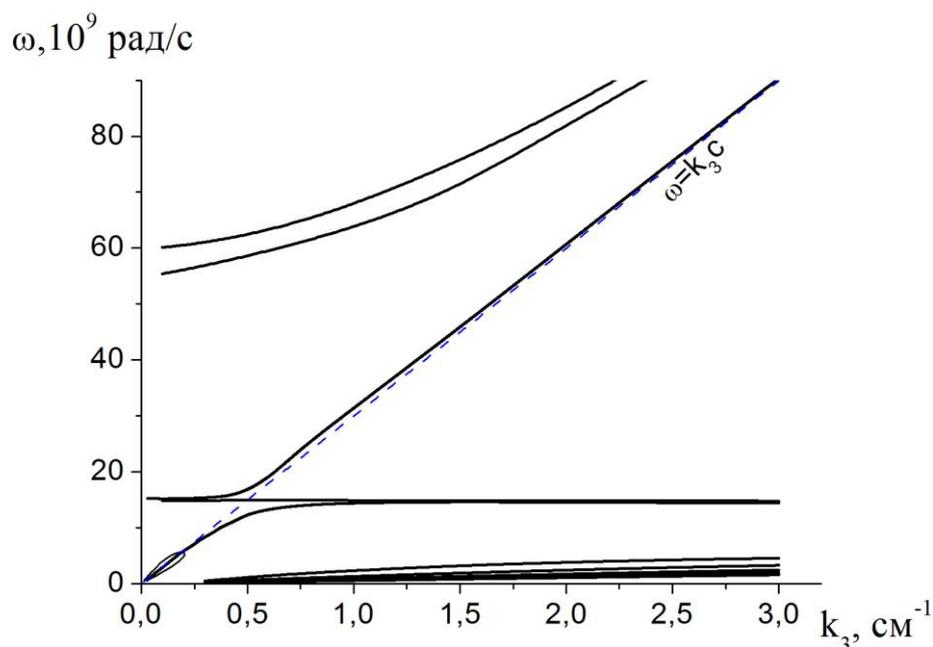


Рисунок 2.10 – Зависимость ω от k_3 для случая $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с
в линейном масштабе

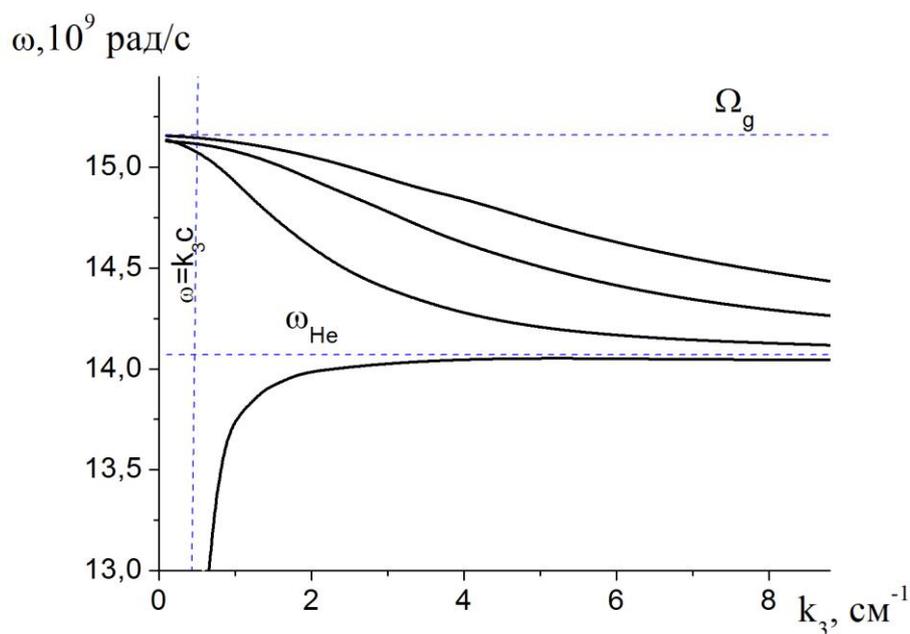


Рисунок 2.11 – Зависимость ω от k_3 для случая $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с
в линейном масштабе

На рис. 2.11 показан участок рисунка 2.10 в увеличенном масштабе по оси ω . На нем видно, что вблизи гибридной частоты $\Omega_g = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$ присутствуют первые три ветки высокочастотных плазменных волн.

Приведем топографию полей для рассматриваемого случая.

Выражения для полей:

$$\begin{aligned}
 H_r &= \sum_{s=1}^2 (C_s J_1(\lambda_s r) + B_s N_1(\lambda_s r)), \\
 E_\varphi &= \frac{-k}{k_3} \sum_{s=1}^2 (C_s J_1(\lambda_s r) + B_s N_1(\lambda_s r)), \\
 E_z &= \frac{-i}{k_3 \varepsilon_3} \sum_{s=1}^2 \Lambda_s (C_s J_0(\lambda_s r) + B_s N_0(\lambda_s r)), \\
 E_r &= \sum_{s=1}^2 \frac{\lambda_s^2 - q}{s} \cdot (C_s J_1(\lambda_s r) + B_s N_1(\lambda_s r)), \\
 H_\varphi &= \sum_{s=1}^2 \left[\frac{k \varepsilon_1}{k_3} \frac{\lambda_s^2 - q}{s} - \frac{k^2 \varepsilon_2}{k_3^2} \right] (C_s J_1(\lambda_s r) + B_s N_1(\lambda_s r)), \\
 H_z &= \sum_{s=1}^2 \frac{i \lambda_s}{k_3} (C_s J_0(\lambda_s r) + B_s N_0(\lambda_s r)).
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

На рис. 2.12 показана топография полей для первой радиальной ветки плазменных волн в точке (p1) рисунка 2.9, в этой точке $\omega = 4,6 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3 = 2,86$ см⁻¹. Параметры волновода и плазмы на рисунках 2.12 – 2.21 : $a = 0,6$ см, $b = 2,25$ см, $\omega_{pe} = 5,64 \cdot 10^9$ рад/с, $\omega_{He} = 1,4 \cdot 10^{10}$ рад/с. Для удобства анализа на рис. 2.12, и в дальнейшем, на рисунках демонстрирующих топографию полей, поля нормированы на максимальное значение H_r .

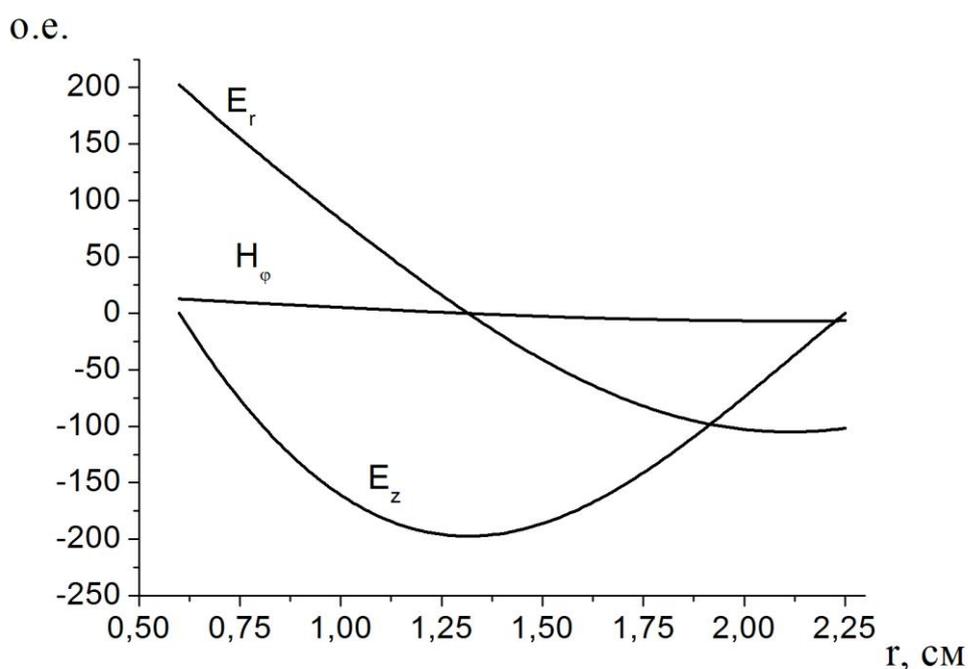
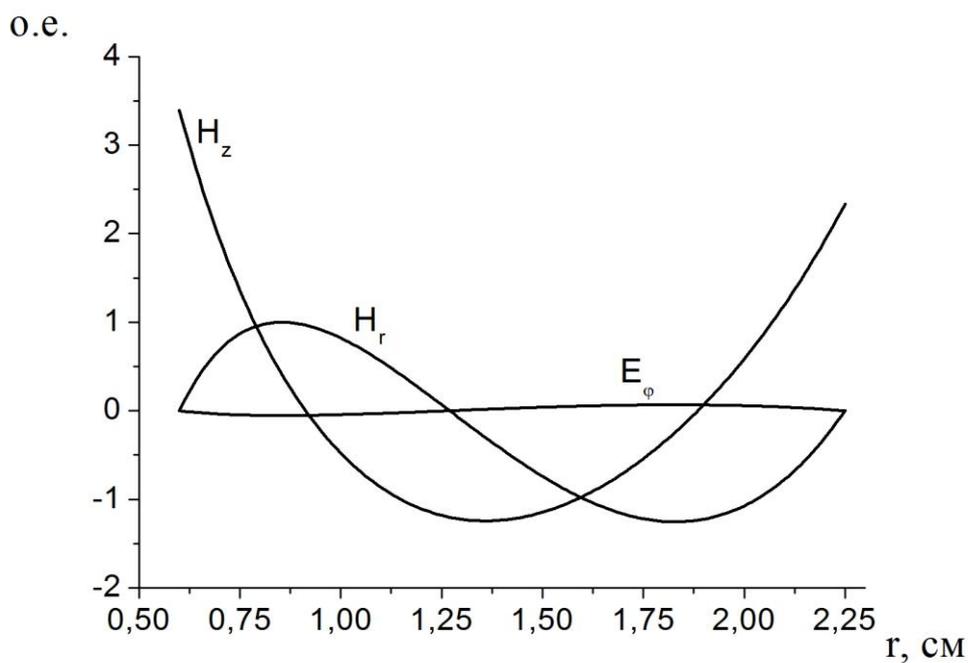


Рисунок 2.12 – Топографии полей для кривой 1 из рис. 2.9 в точке (p1)

$$(\lambda_1=1,86, \omega=4,6 \cdot 10^9 \text{ рад/с}, k_3=2,86 \text{ см}^{-1})$$

Данная точка (p1) соответствует фазовой скорости $v_\phi=1,61 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, которая значительно меньше скорости света c . Как видно из графика, доминирующими являются компоненты поля E_r и E_z .

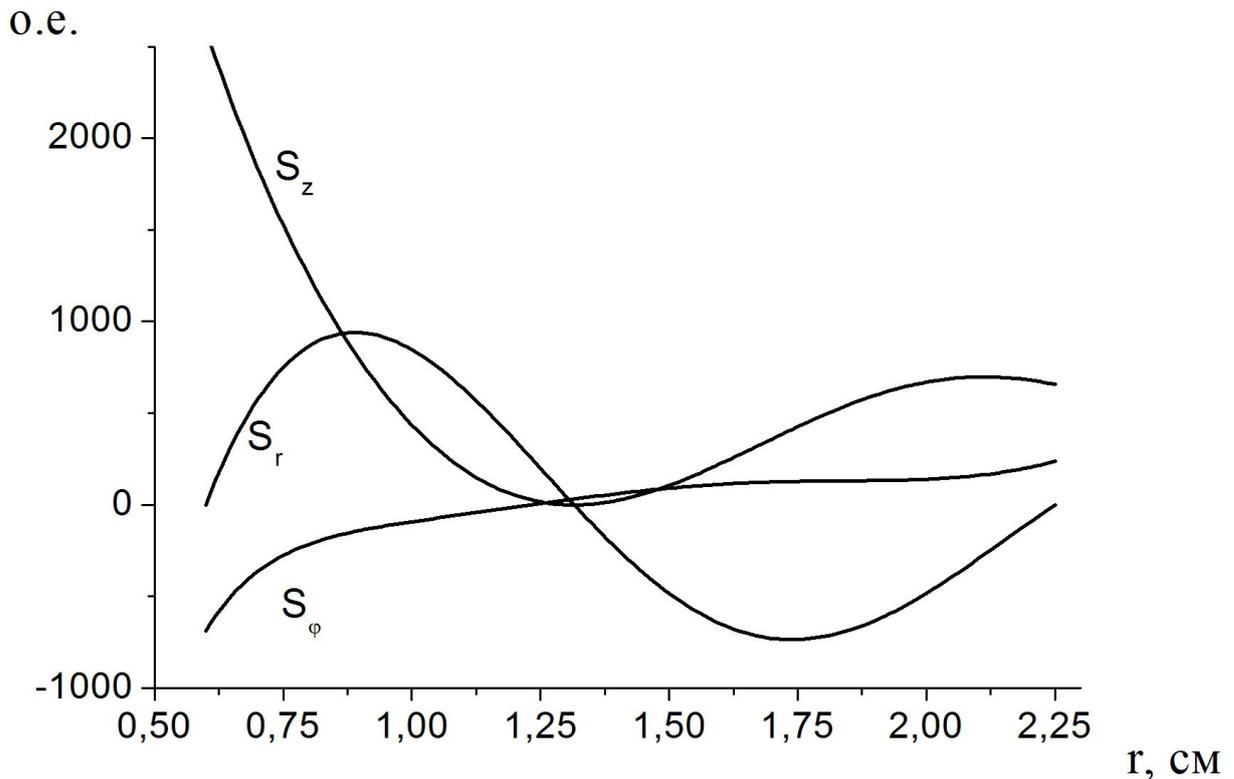


Рисунок 2.13 – Поток энергии для первой радиальной ветки плазменных волн в точке (p1) рисунка 2.9, $\omega=4,6 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=2,86$ см⁻¹

Компоненты вектора Умова-Пойнтинга в точке (p1) приведены на рис. 2.13. Как видно из рис. 2.12, основной вклад в величину плотности потока энергии в направлении r дает произведение $E_z \cdot H_\phi$, а т.к. компонента H_ϕ меняет знак, то вектор S_r для этой волны имеет две экстремальные точки. Величина плотности потока энергии в направлении ϕ не велика, вклады произведений $E_r \cdot H_z$ и $H_r \cdot E_z$ в S_ϕ равнозначны. Вектор Умова-Пойнтинга в направлении z определяется произведениями $H_r \cdot E_\phi$ и $E_r \cdot H_\phi$, первое из которых мало, а второе принимает большие значения вблизи оси волновода. Т.к. обе компоненты полей E_r и H_ϕ пересекают ось абсцисс в различных точках, компонента вектора Умова-Пойнтинга S_z имеет одну экстремальную точку. Максимальное значение потока S_z превосходит максимальные значения S_r и S_ϕ более чем в два раза.

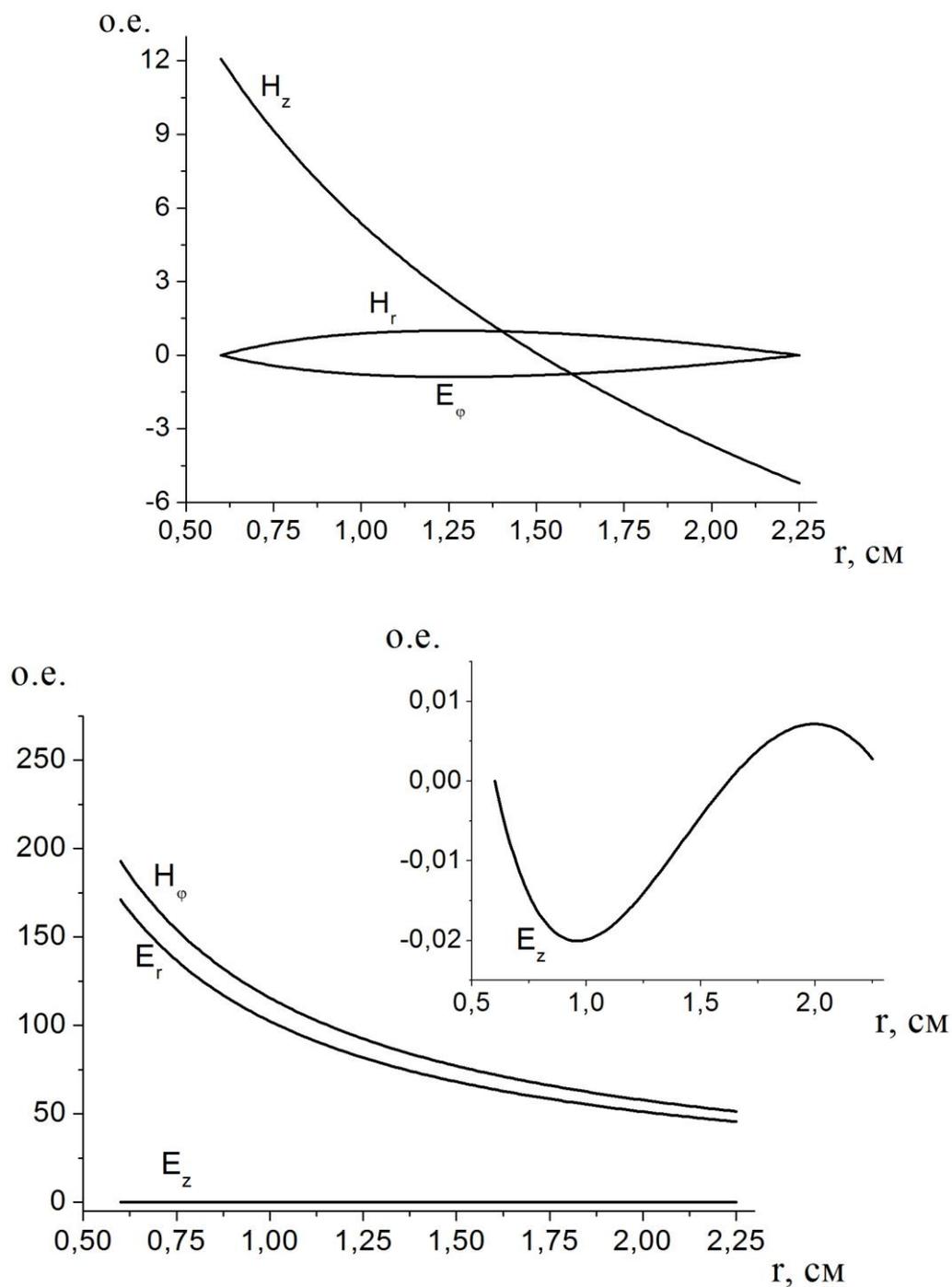


Рисунок 2.14 – Топографии полей для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке (р2) рисунка 2.9, $\omega=9 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=0,339$ см $^{-1}$

Данная точка (р2) соответствует фазовой скорости $v_\phi=2,65 \cdot 10^{10}$ см/с, которая близка к скорости света c . Как видно из графика, доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ и H_z .

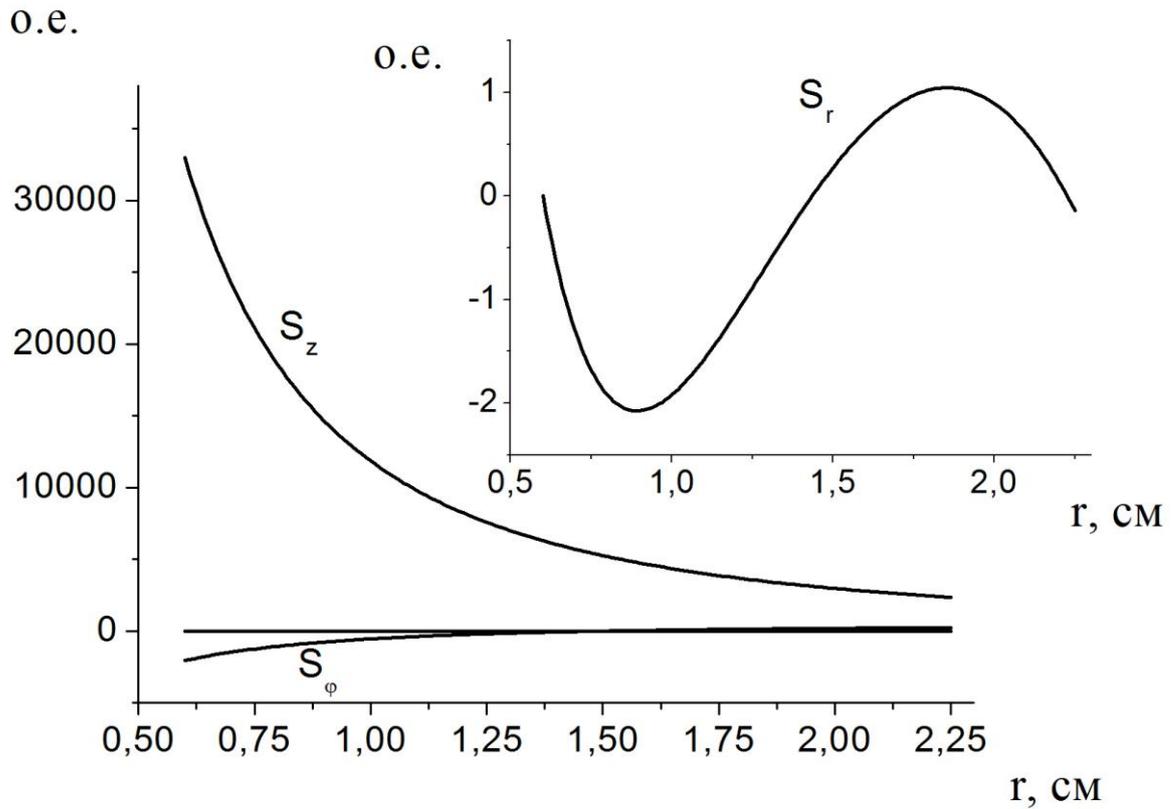


Рисунок 2.15 – Поток энергии для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке (p2) рисунка 2.9, $\omega=9 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=0,339$ см⁻¹

Компоненты вектора Умова-Пойнтинга в точке (p2) приведены на рис. 2.15. Компонента S_r мала и имеет две экстремальные точки, вклады которые дают произведения $E_\phi \cdot H_z$ и $E_z \cdot H_\phi$ равнозначны и малы (рис. 2.14). Вектор Умова-Пойнтинга в направлении ϕ в данном случае определяется произведением $E_r \cdot H_z$, значение S_ϕ не мало, но значительно меньше S_z . Как видно из рисунка, вектор Умова-Пойнтинга в направлении z для этой волны велик т.к. он определяется произведениями $E_r \cdot H_\phi$ и $H_r \cdot E_\phi$, первое из которых велико, поскольку обе компоненты поля E_r и H_ϕ являются доминирующими. Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r в 10^4 раз и максимальное значение S_ϕ более чем в 10 раз.

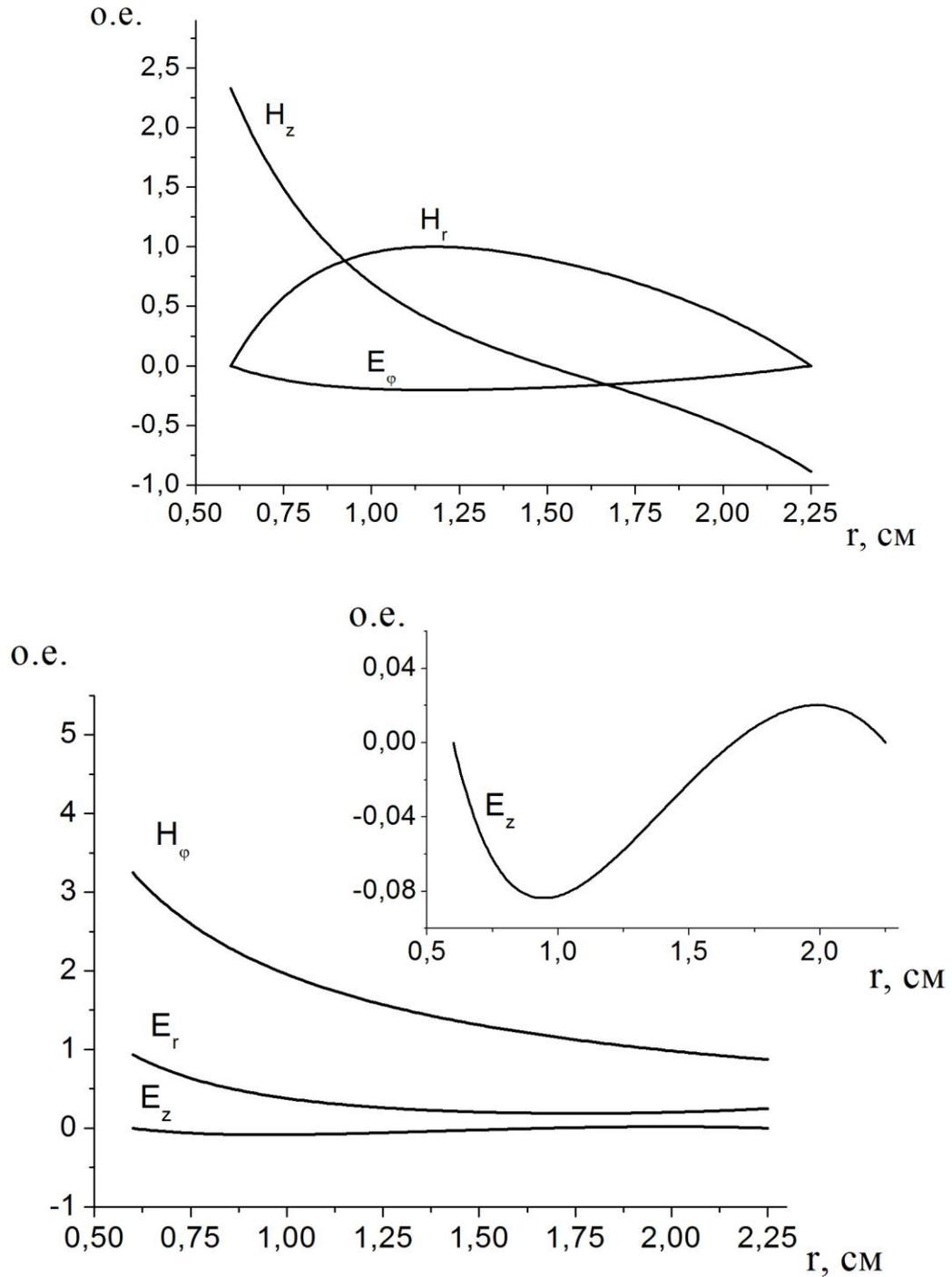


Рисунок 2.16 – Топографии полей для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке (р3) рисунка 2.9, $\omega=14 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=2,294$ см⁻¹

Данная точка (р3) соответствует фазовой скорости $v_\phi=6,1 \cdot 10^9$ см/с, которая меньше скорости света c . Как видно из графика, доминирующими являются компоненты поля H_z , H_ϕ , H_r , E_r .

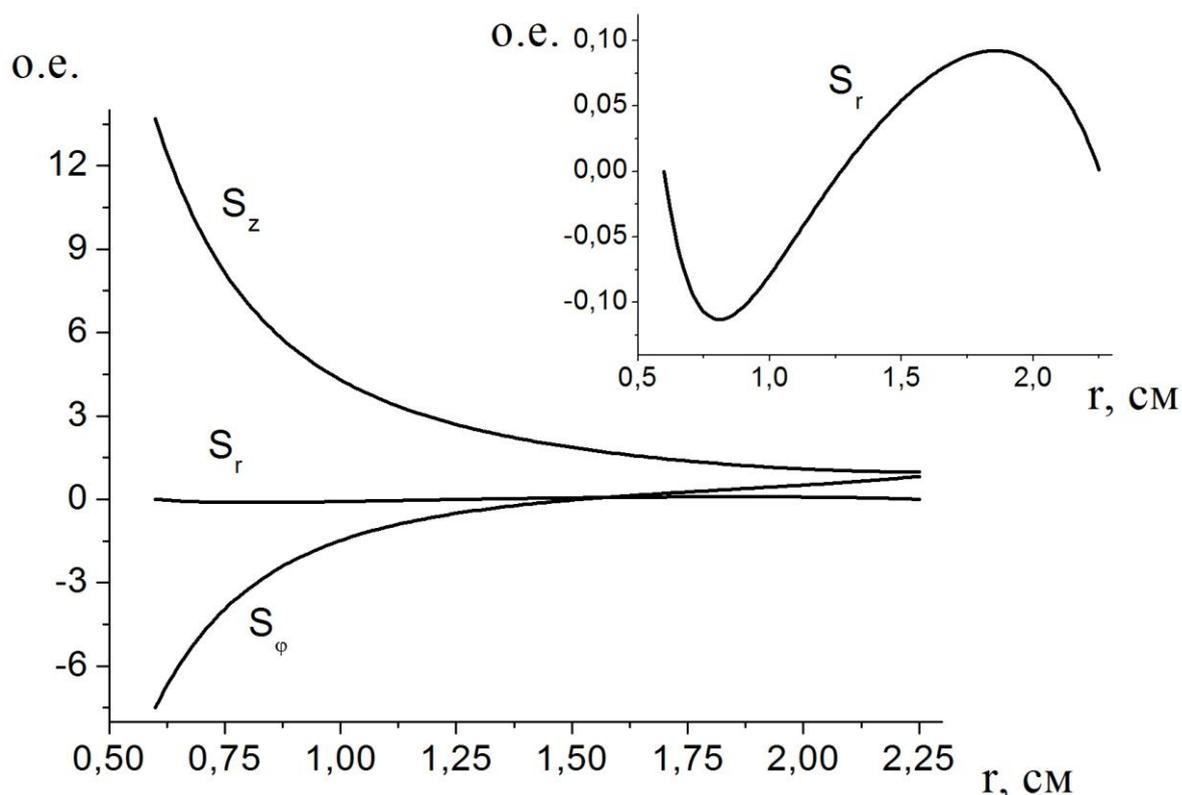


Рисунок 2.17 – Поток энергии для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке (р3) рисунка 2.9, $\omega=14 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=2,294$ см⁻¹

Компоненты вектора Умова-Пойнтинга в точке (р3) приведены на рис. 2.17. Компонента S_r очень мала и имеет две экстремальные точки, т.к. вклады которые дают произведения $E_\phi \cdot H_z$ и $E_z \cdot H_\phi$ равнозначны и, как можно понять из рис. 2.16, также имеют по две экстремальные точки. В направлении ϕ вектор Умова-Пойнтинга мал и, в основном, определяется произведением $E_r \cdot H_z$. Вектор Умова-Пойнтинга в направлении z определяется произведением доминирующих компонент в данном случае компонент $E_r \cdot H_\phi$. Наибольшее значение S_z принимает вблизи внутренней стенки коаксиального волновода. Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r в 100 раз и максимальное значение S_ϕ в два раза.

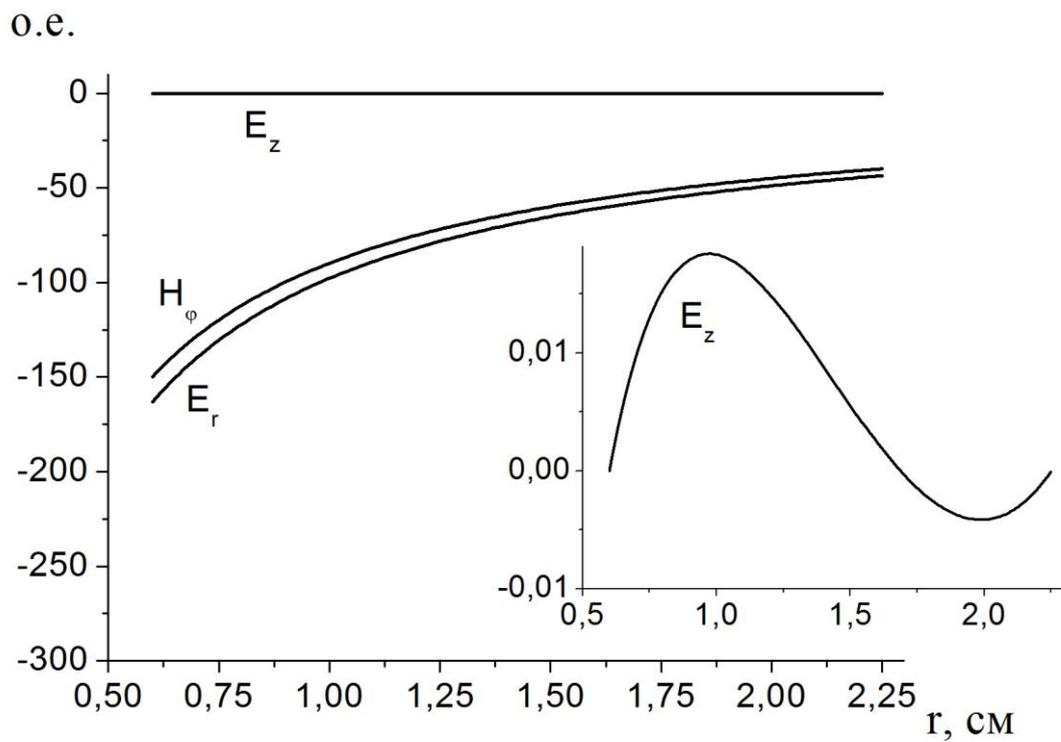
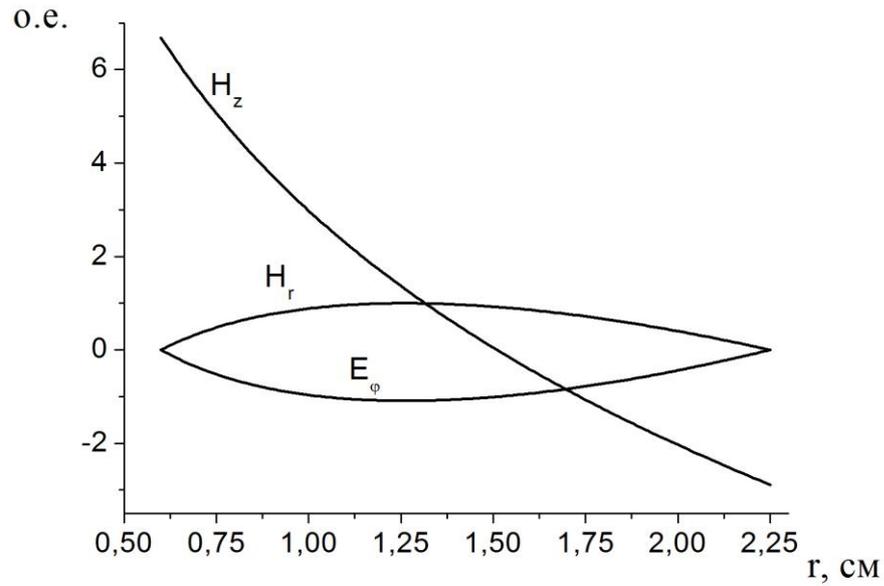


Рисунок 2.18 – Топографии полей для случая высокочастотной квази-ТЕМ волны в точке (р4) рисунка 2.9, $\omega=2 \cdot 10^{10}$ рад/с, $k_3=0,613$ см⁻¹

Данная точка (р4) соответствует фазовой скорости $v_\phi=3,26 \cdot 10^{10}$ см/с, которая больше скорости света c . Как видно из графика, доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ и H_z .

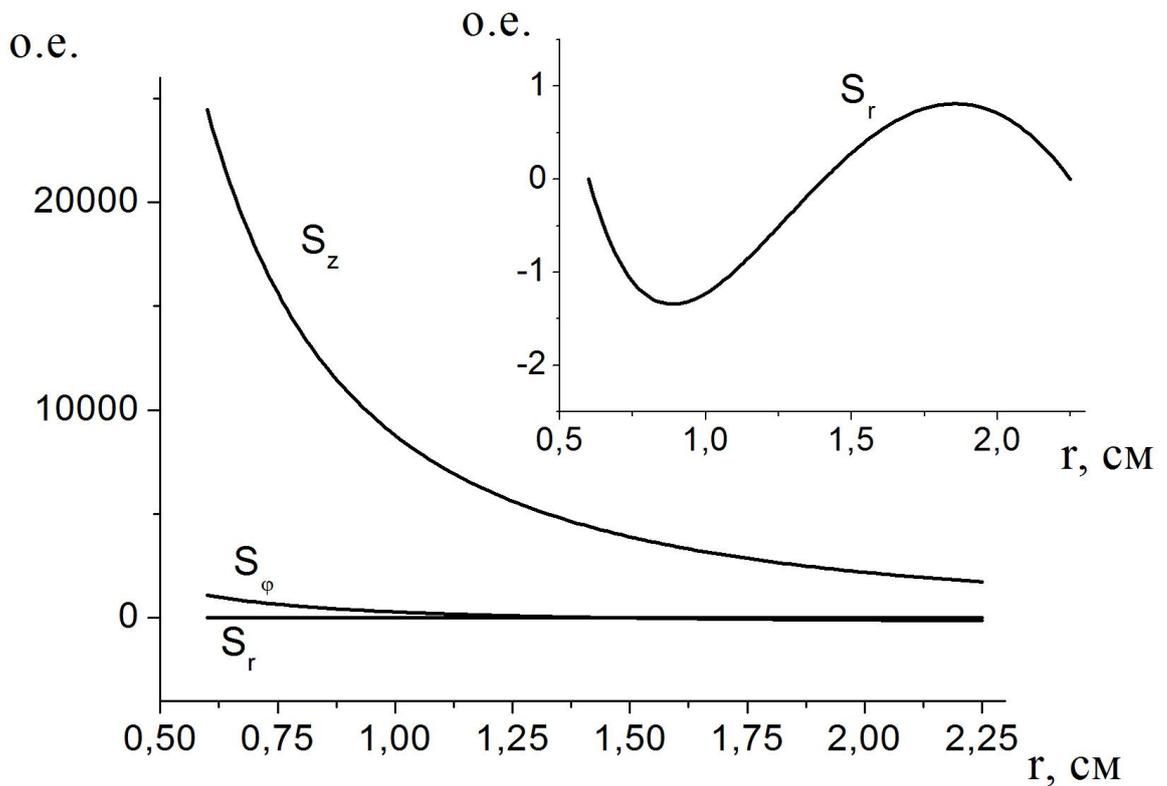


Рисунок 2.19 – Поток энергии для случая высокочастотной квази-ТЕМ волны в точке (р4) рисунка 2.9, $\omega=2 \cdot 10^{10}$ рад/с, $k_3=0,613$ см⁻¹

Компоненты вектора Умова-Пойнтинга в точке (р4) приведены на рис. 2.19. Компонента S_r очень мала и имеет две экстремальные точки, т.к. вклады которые дают произведения $E_\varphi \cdot H_z$ и $E_z \cdot H_\varphi$ равнозначны и, как можно понять из рис. 2.18, также имеют по две экстремальные точки. В направлении φ вектор Умова-Пойнтинга не мал, но значительно меньше S_z , и определяется произведением $E_r \cdot H_z$, которое в данном случае не мало. Вектор Умова-Пойнтинга в направлении z велик, т.к. его значение определяется произведением доминирующих в данном случае компонент поля: $E_r \cdot H_\varphi$. Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r в $2 \cdot 10^4$ раз и максимальное значение S_φ более чем в 20 раз.

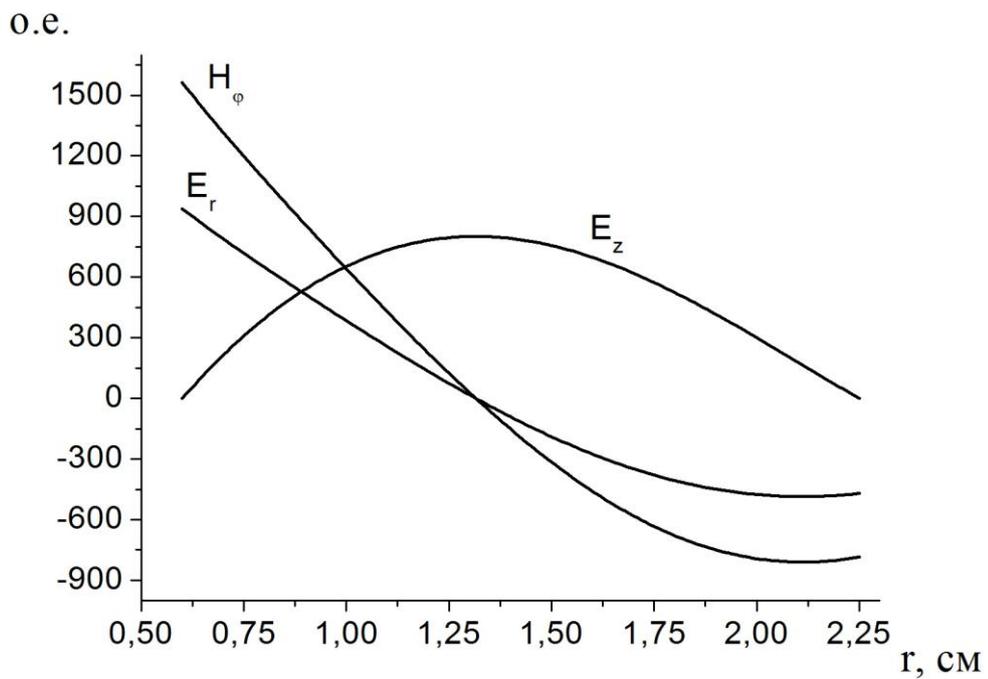
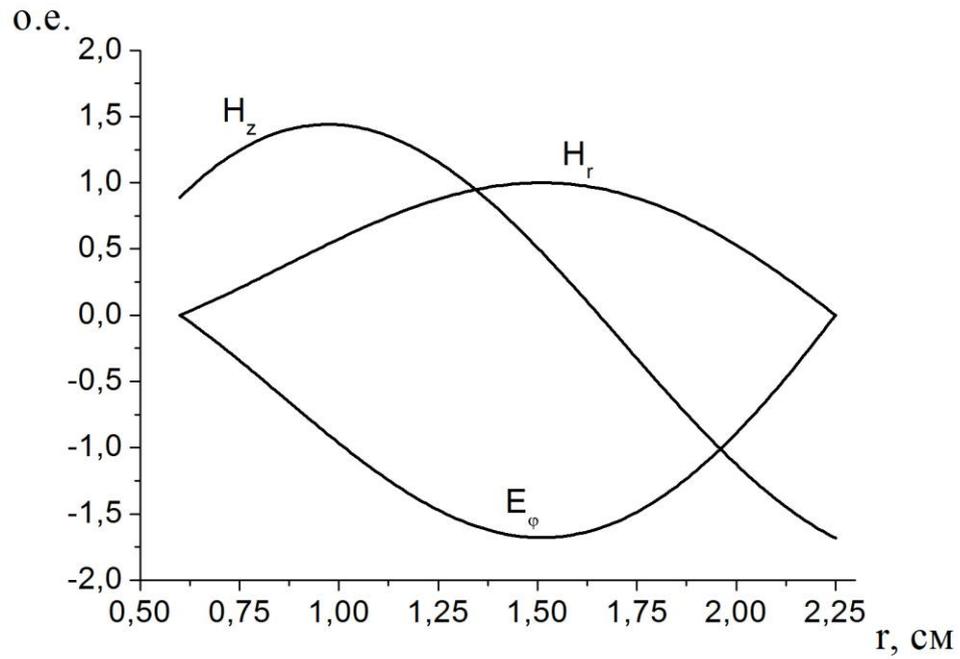


Рисунок 2.20 – Топографии полей для высокочастотной электромагнитной волны – кривая 6 из рис. 2.9 в точке (p5), $\omega=7 \cdot 10^{10}$ рад/с, $k_3=1,39$ см $^{-1}$

Данная точка (p5) соответствует фазовой скорости $v_\phi=5,03 \cdot 10^{10}$ см/с, которая больше скорости света c . Как видно из графика доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ и E_z .

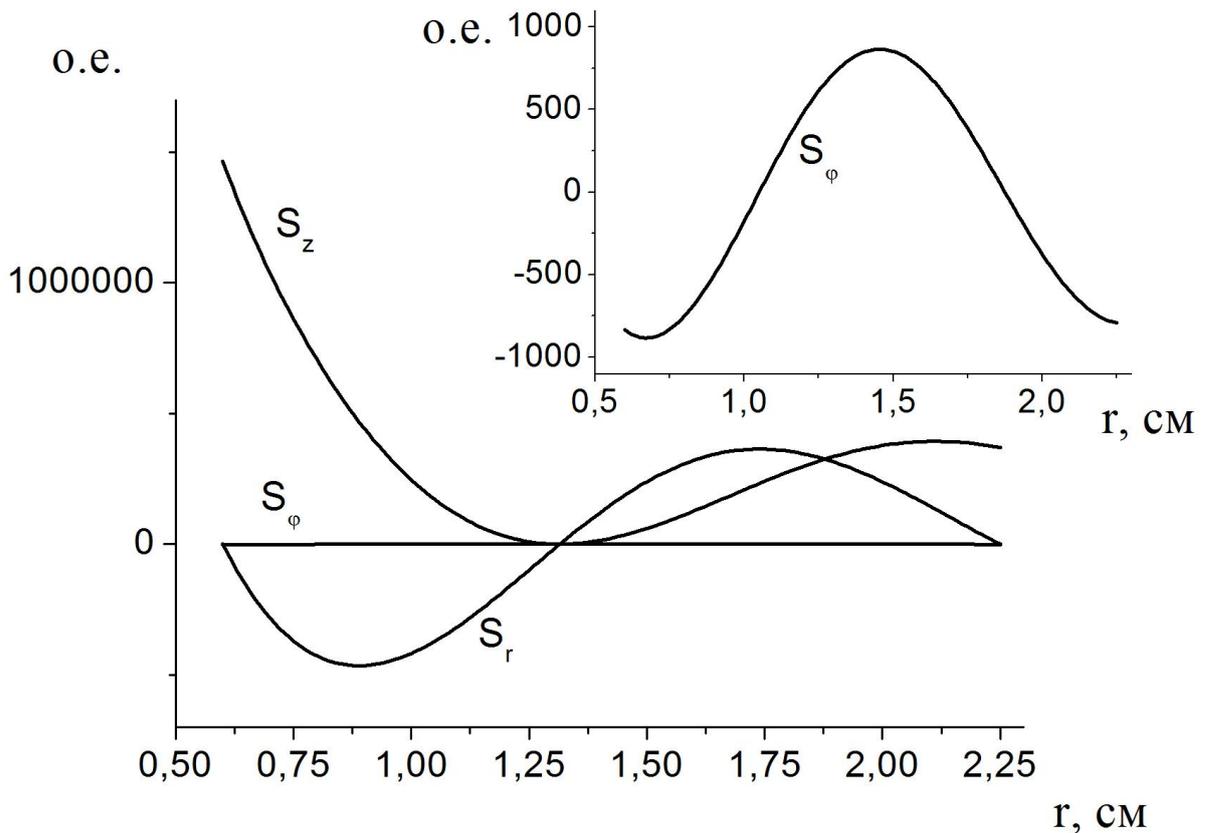


Рисунок 2.21 – Поток энергии для высокочастотной электромагнитной волны – кривая 6 в точке (p5) рисунка 2.9, $\omega=7 \cdot 10^{10}$ рад/с, $k_3=1,39$ см⁻¹

Компоненты вектора Умова-Пойнтинга в точке (p5) приведены на рис. 2.21. Компонента S_r велика и имеет две экстремальные точки, основной вклад дает произведение $E_z \cdot H_\phi$ которое, как можно понять из рис. 2.20, также имеют две экстремальные точки. В направлении ϕ вектор Умова-Пойнтинга имеет одну экстремальную точку и его величина не мала, но значительно меньше S_r и S_z , вклад произведений $E_r \cdot H_z$ и $H_r \cdot E_z$ в S_ϕ в данном случае равнозначен. Вектор Умова-Пойнтинга в направлении z велик, а его величина и изменение в зависимости от r определяется произведением доминирующих компонент: $E_r \cdot H_\phi$. Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r более чем в 2 раза и максимальное значение S_ϕ более чем в 1000 раз.

На рис. 2.22 показаны дисперсионные кривые для случая меньшей плотности плазмы $\omega_{pe}=2\cdot 10^9$ рад/с, при тех же параметрах волновода и внешнего магнитного поля, $\omega_{He}=1.4\cdot 10^{10}$ рад/с.

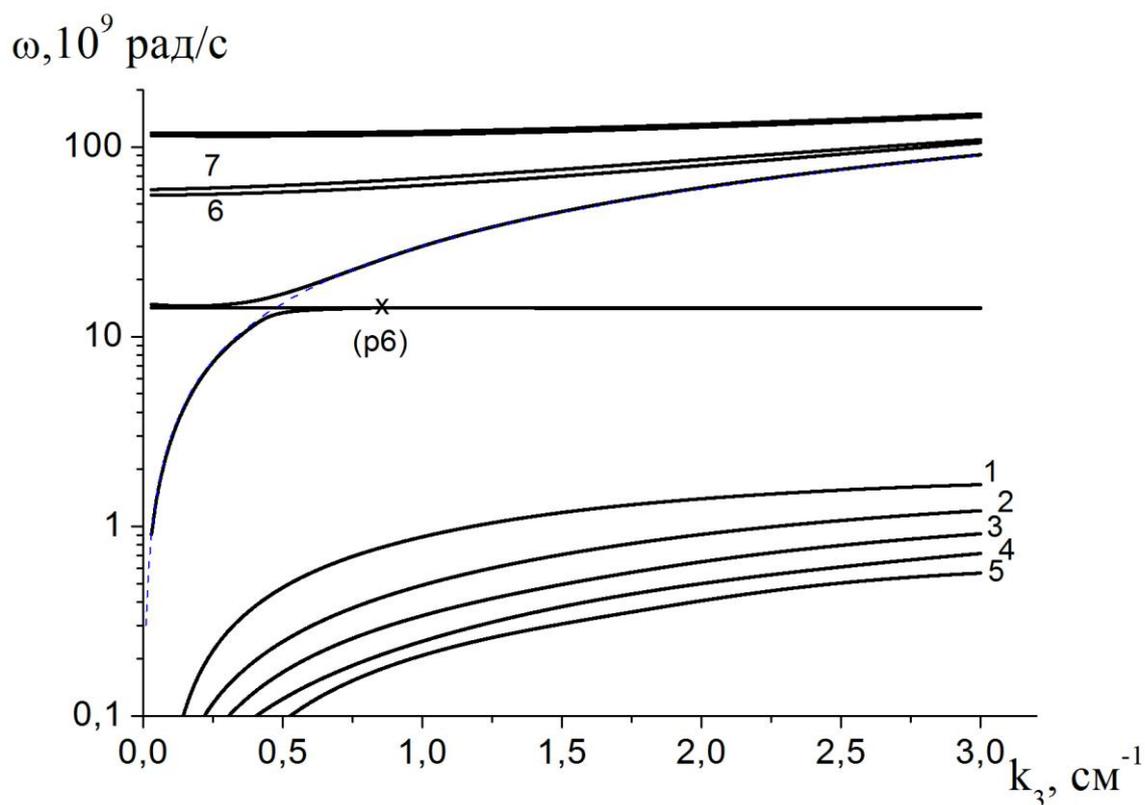


Рисунок 2.22 – Зависимость частоты ω от продольного волнового числа k_3 для случая $\omega_{pe}=2\cdot 10^9$ рад/с

Цифрами (1) – (5) обозначены различные ветки низкочастотных плазменных волн (также как на рис. 2.9). Высокочастотная и низкочастотная квази-ТЕМ волны стремятся к $\omega=k_3\cdot c$, которая на графике выделена штриховой линией. Цифрами (6) и (7) на графике обозначены две первые высокочастотные электромагнитные волны. Видно, что ветки плазменных волн с увеличением k_3 стремятся к значению $\omega_{pe}=2\cdot 10^9$ рад/с, но не пересекают её. На рис. 2.23 показаны топографии полей для низкочастотной ветки ТЕМ волны в точке (р6) на рис. 2.22, $\omega=14\cdot 10^9$ рад/с, $k_3=0,883$ см⁻¹.

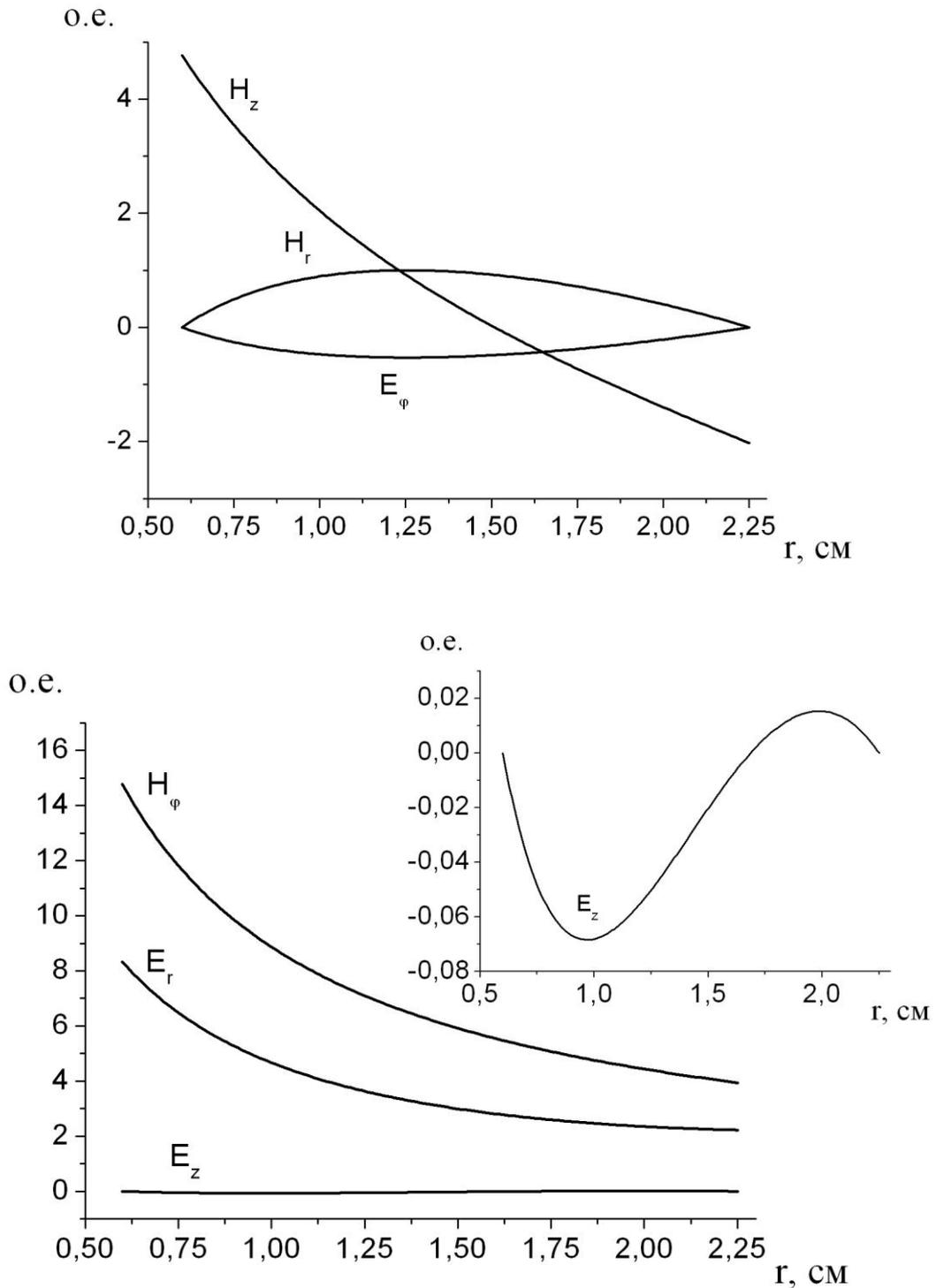


Рисунок 2.23 – Топографии полей для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны из рис. 2.22, в точке (рб) $\omega=14 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=0,883$ см $^{-1}$

Данная точка (рб) на рисунке 2.23 соответствует фазовой скорости $v_\phi=1,58 \cdot 10^{10}$ см/с, которая не намного меньше скорости света c . Как видно из графика доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ , H_z и H_r .

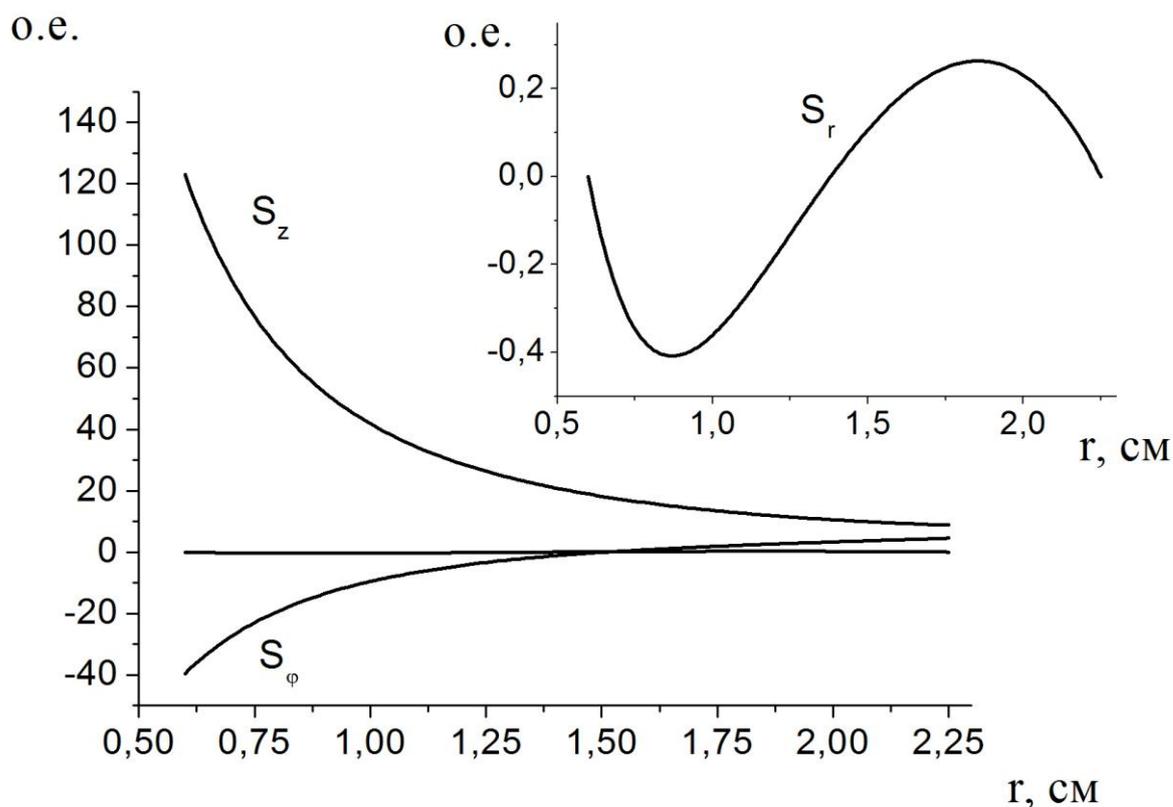


Рисунок 2.24 – Поток энергии для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны из рис. 2.22, в точке (р6) $\omega=14 \cdot 10^9$ рад/с, $k_3=0,883$ см⁻¹

Компоненты вектора Умова-Пойнтинга в точке (р6) приведены на рис. 2.24. Компонента S_r очень мала и имеет две экстремальные точки, т.к. вклады которые дают произведения $E_\varphi \cdot H_z$ и $E_z \cdot H_\varphi$ равнозначны и как можно понять из рис. 2.23, также имеют по две экстремальные точки. В направлении φ вектор Умова-Пойнтинга мал и, в основном, определяется произведением $E_r \cdot H_z$. Вектор Умова-Пойнтинга в направлении z больше чем S_r и S_φ , а его изменение в зависимости от r определяется произведением доминирующих в данном случае компонент поля: $E_r \cdot H_\varphi$. Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r более чем в 10^3 раз и максимальное значение S_φ в 3 раза.

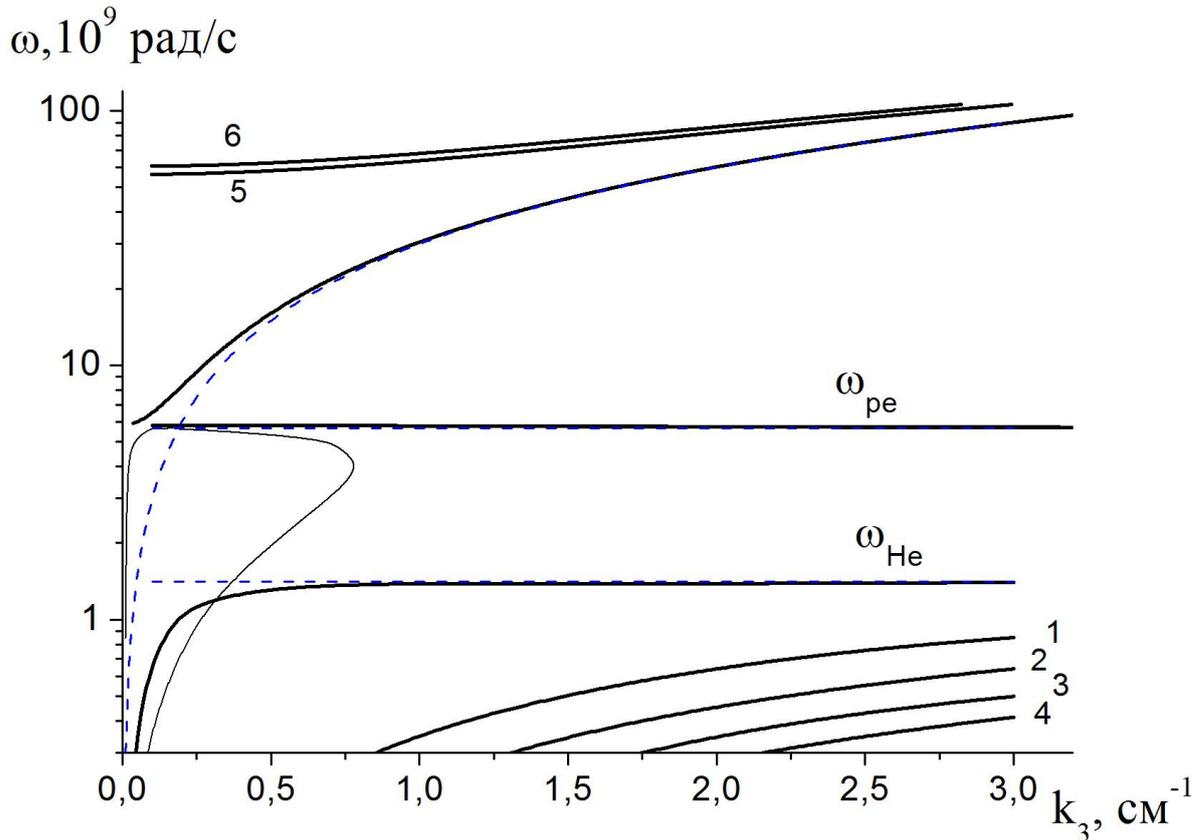


Рисунок 2.25 – Зависимость частоты ω от продольного волнового числа k_3 для случая $\omega_{pe}=5,6 \cdot 10^9$ рад/с. Параметры магнитного поля соответствуют $\omega_{He}=1,4 \cdot 10^9$ рад/с

Для сравнения, на рис. 2.25 показаны дисперсионные кривые для случая слабо замагниченной плазмы. Плотность плазмы соответствует $\omega_{pe}=5,6 \cdot 10^9$ рад/с (так же как и в расчетах, показанных на рис. 2.9), внешнее магнитное поле соответствует ларморовской частоте $\omega_{He}=1,4 \cdot 10^9$ рад/с. Параметры волновода такие же, как и в предыдущих расчетах. Цифрами (1) – (4) обозначены различные ветки низкочастотных плазменных волн. Высокочастотная и низкочастотная квази-ТЕМ волны стремятся к $\omega=k_3 \cdot c$, которая на графике выделена штриховой линией. Цифрами (5) и (6) на графике обозначены две первые высокочастотные электромагнитные волны. Видно, что ветки плазменных волн расположены ниже штриховой линии соответствующей значению $\omega_{He}=1,4 \cdot 10^9$ рад/с.

2.3. Выводы к разделу

Полностью исследованы электродинамические характеристики экспериментального плазменного волновода в случаях отсутствия и наличия магнитного поля, а также для различных значений плотности плазмы.

Найдены дисперсионные соотношения и топографии полей для ТЕМ волны а также для Е и Н волн в случае отсутствия внешнего магнитного поля когда Е и Н волны разделятся. Исследованы электродинамические характеристики коаксиального волновода с геометрическими размерами, соответствующими экспериментальным данным, в случае отсутствия и наличия внешнего магнитного поля, а также для различных значений плотности плазмы. В этом случае, для ТЕМ волны отличны от нуля только компоненты поля H_ϕ и E_r . Фазовая скорость этих волн стремится к скорости света, при уменьшении плотности плазмы оставаясь больше скорости света.

Показано, что при заданных геометрических размерах волновода отсутствуют решения для частот ниже плазменной частоты $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с, в частности для Н волны минимальные частоты выше, чем для Е волны. Топографии полей для трех компонент Н волны H_r , E_ϕ и H_z при $\omega=2 \cdot 10^{11}$ рад/с и соответствующих трех значений k_3 показывают, что для первой кривой в точке $k_3=6,35$ см⁻¹ радиальное распределение полей H_r , E_ϕ соответствует одной экстремальной точке (максимуму). Для точки $k_3=5,418$ см⁻¹ на второй кривой – двум экстремальным точкам. Для точки $k_3=3,348$ см⁻¹ на третьей кривой – трем экстремальным точкам. Распределение поля H_z для первой кривой в точке $k_3=6,35$ см⁻¹ не имеет экстремальной точки, для второй кривой в точке $k_3=5,418$ см⁻¹ – одна экстремальная точка, для третьей кривой в точке $k_3=3,348$ см⁻¹ – две экстремальные точки. Топографии полей для трех компонент Е-волны E_r , H_ϕ и E_z при $\omega=2 \cdot 10^{11}$ рад/с и соответствующих трех значений k_3 показывают, что для первой кривой в точке $k_3=6,402$ см⁻¹ распределение полей E_r , H_ϕ не имеет экстремальной точки. Для второй кривой, где $k_3=5,489$ см⁻¹ – одна экстремальная точка, для третьей кривой $k_3=3,467$ см⁻¹ –

две экстремальные точки. Распределение поля E_z для первой кривой в точке $k_3=6,402 \text{ см}^{-1}$ соответствует одной экстремальной точке (максимуму). Для второй кривой в точке $k_3=5,489 \text{ см}^{-1}$ – двум экстремальным точкам, для третьей кривой в точке $k_3=3,467 \text{ см}^{-1}$ – трем экстремальным точкам.

При наличии конечного магнитного поля волны E и H типа не разделяются. Показано, что в этом случае TEM волны превращаются в квази-TEM волны, имеющие продольную составляющую напряженности электрического поля, обращающуюся в ноль при плотности плазмы равной нулю. Найдена область, в которой собственные поперечные волновые числа становятся комплексными. Показано, что в этой области существуют волны квази-TEM типа. Численно посчитаны дисперсионные зависимости для различных значений плотности плазмы и найдены топографии полей для различных точек на дисперсионных кривых.

Найдены различные моды низкочастотных плазменных волн. Установлено, что в случае $\omega_{He} > \omega_{pe}$ низкочастотные моды плазменных волн асимптотически стремятся к ω_{pe} , а в случае $\omega_{He} < \omega_{pe}$ они асимптотически стремятся к ω_{He} . Установлено, что высокочастотные плазменные волны, при данных параметрах волновода и плазмы, существуют вблизи гибридной частоты $\Omega_g = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$. Высокочастотные электромагнитные волны, с увеличением k_3 асимптотически стремятся к световой линии $\omega = k_3 \cdot c$. Установлено, что низкочастотная квази-TEM волна близка к световой линии $\omega = k_3 \cdot c$ при малых k_3 и приближается к ω_{He} по мере роста k_3 . Высокочастотная квази-TEM волна, напротив, близка к гибридной частоте при малых k_3 и асимптотически стремится к $\omega = k_3 \cdot c$ по мере роста k_3 .

Показаны топографии полей и потоки энергии для ветки 1 плазменных волн в точке $\omega = 4,6 \cdot 10^9 \text{ рад/с}$, $k_3 = 2,86 \text{ см}^{-1}$ (p1). Данная точка соответствует фазовой скорости $v_\phi = 1,61 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, которая значительно меньше скорости света. В этом случае доминирующими являются компоненты поля E_r и E_z . Максимальное значение потока S_z для этой точки превосходит максимальные

значения S_r и S_ϕ более чем в два раза. Показана топография полей и потоки энергии для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке $\omega=9\cdot 10^9$ рад/с, $k_3=0,339$ см⁻¹ (р2). Данная точка соответствует фазовой скорости $v_\phi=2,65\cdot 10^{10}$ см/с, которая близка к скорости света c . В этом случае доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ и H_z . Максимальное значение потока S_z для этой точки превосходит максимальное значение S_r в 10^4 раз и максимальное значение S_ϕ более чем в 10 раз. Показана топография полей и потоки энергии для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке $\omega=14\cdot 10^9$ рад/с, $k_3=2,294$ см⁻¹ (р3). Данная точка соответствует фазовой скорости $v_\phi=6,1\cdot 10^9$ см/с, которая меньше скорости света c . В этом случае доминирующими являются компоненты поля H_z , H_ϕ , H_r , E_r . Максимальное значение потока S_z для этой точки превосходит максимальное значение S_r в 100 раз и максимальное значение S_ϕ в два раза. Показана топография полей и потоки энергии для случая высокочастотной квази-ТЕМ волны в точке $\omega=2\cdot 10^{10}$ рад/с, $k_3=0,613$ см⁻¹ (р4). Данная точка соответствует фазовой скорости $v_\phi=3,26\cdot 10^{10}$ см/с, которая больше скорости света. В этом случае доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ и H_z . Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r в $2\cdot 10^4$ раз и максимальное значение S_ϕ более чем в 20 раз. Показана топография полей и потоки энергии для высокочастотной электромагнитной волны в точке $\omega=7\cdot 10^{10}$ рад/с, $k_3=1,39$ см⁻¹ (р5). Данная точка соответствует фазовой скорости $v_\phi=5,03\cdot 10^{10}$ см/с, которая больше скорости света. В этом случае доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ и E_z . Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r более чем в 2 раза и максимальное значение S_ϕ более чем в 1000 раз. Рассчитаны и представлены также дисперсионные кривые для случая меньшей плотности плазмы $\omega_{pe}=2\cdot 10^9$ рад/с, при тех же параметрах волновода и внешнего магнитного поля, $\omega_{He}=1,4\cdot 10^{10}$ рад/с. А также, показаны топографии полей и потоки энергии для случая низкочастотной квази-ТЕМ волны в точке $\omega=14\cdot 10^9$ рад/с,

$k_3=0,883 \text{ см}^{-1}$ (р6). Данная точка соответствует фазовой скорости $v_\phi=1,58 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, которая не намного меньше скорости света. Доминирующими являются компоненты поля E_r , H_ϕ , H_z и H_r . Максимальное значение потока S_z превосходит максимальное значение S_r более чем в 10^3 раз и максимальное значение S_ϕ в 3 раза.

РАЗДЕЛ 3

НАБОР ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦЕЙ В ПОЛЕ ВОЛНЫ СО СТОХАСТИЧЕСКИМИ СКАЧКАМИ ФАЗЫ И УПРУГИМИ СТОЛКНОВЕНИЯМИ С МОЛЕКУЛАМИ ГАЗА

Рассматривается движение электрона в поле электромагнитной ТЕМ волны, распространяющейся в коаксиальном плазменном волноводе. В этом случае уравнение движения электрона будет иметь вид:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] - \nu_m \vec{v}, \quad (3.1)$$

где v – скорость электрона, t – время, e – заряд электрона, m – его масса, ν_m – частота упругих столкновений, E и H – напряженности электрического и магнитного полей. Как было показано в предыдущем разделе (раздел 2), в случае отсутствия внешнего магнитного поля, в ТЕМ волне присутствуют только компоненты полей E_r и H_ϕ .

$$\begin{aligned} m \frac{dv_z}{dt} &= \frac{e}{c} v_r H_\phi - \nu_m v_z, \\ m \frac{dv_r}{dt} &= eE_r + \frac{e}{c} v_z H_\phi - \nu_m v_r, \\ m \frac{dv_\phi}{dt} &= 0. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Как видно из этих уравнений, движение электрона будет осуществляться в плоскости $r\theta z$. В общем случае следует рассматривать движение электрона в скрещенных неоднородных полях :

$$E_r = E_0 \cos(\omega t - k_3 z + \varphi(t)), \quad H_\phi = H_0 \cos(\omega t - k_3 z + \varphi(t)). \quad (3.3)$$

Однако, оценки кинетической энергии электрона показывают, что скорость v составляет порядка $2 \cdot 10^8$ см/с. В экспериментах по изучению разряда иницированного МВИССФ (раздел 1), частота микроволнового излучения составляла 500 МГц, амплитудное значение напряженности электрического поля не превышала 100 В/см. В этом случае, амплитуда смещения электрона в направлении оси z за время равное периоду волны составляет примерно $\Delta z = 0,4$ см, а это означает, что характерные значения смещения Δz значительно меньше длины волны микроволнового излучения $\lambda = 60$ см. Таким образом, мы имеем право считать поля однородными, и не учитывать величину $k_3 \Delta z$ по сравнению с величиной скачка $\Delta \varphi$. Второе слагаемое в уравнении движения электрона меньше первого на два порядка из-за малого отношения скорости к скорости света. Таким образом, можно рассматривать движение электрона в поле вида:

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi(t)). \quad (3.4)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля волны, ω – частота волны, $\varphi(t)$ – значение фазы, изменяющееся в случайный момент времени t на случайную величину в пределах от $-\pi$ до π .

3.1. Набор энергии электроном в поле регулярной волны при наличии упругих столкновений

Рассмотрим движение электрона в поле волны, фаза которой в случайные моменты времени испытывает скачок, а сама величина скачка фазы также является случайной величиной. Уравнение движения частицы в этом случае будет иметь вид [88]:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE}{m} \cos(\omega t + \varphi(t)) - v_m v. \quad (3.5)$$

Перейдем к безразмерным величинам:

$$V = \frac{v}{v_0}, \text{ где } v_0 = \frac{eE}{m\omega} - \text{осцилляторная скорость. } \tau = \frac{t}{T} - \text{ время отсчитываем в периодах ВЧ волны, } \nu - \text{ частота упругих столкновений, нормированная на обратный период волны.}$$

В этом случае уравнение примет вид:

$$\frac{dV}{d\tau} + \nu V = 2\pi \cdot \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)) . \quad (3.6)$$

В случае отсутствия скачков фазы, (т.е. $\varphi(\tau)=\text{const}$, регулярная волна) уравнение (3.3) легко решается. Общее решение уравнения будет:

$$V(\tau) = \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \nu^2} \left[\sin(2\pi\tau) + \frac{\nu}{2\pi} \cos(2\pi\tau) \right] - \frac{2\pi \cdot \nu}{4\pi^2 + \nu^2} e^{-\nu\tau} . \quad (3.7)$$

Отсюда видно, что при отсутствии столкновений, т.е. при $\nu = 0$:

$$V(\tau) = \sin(2\pi\tau) . \quad (3.8)$$

Изменение энергии будет в этом случае:

$$\frac{d\hat{\varepsilon}}{d\tau} = 4\pi V(\tau) \cos(2\pi\tau) = 4\pi \cos(2\pi\tau) \sin(2\pi\tau) , \quad (3.9)$$

где $\hat{\varepsilon}$ – энергия электрона, нормированная на величину $\varepsilon_0 = m v_0^2 / 2$. Соответственно после интегрирования получается что:

$$\Delta\hat{\varepsilon} = \frac{1}{2} \cos(4\pi\tau) . \quad (3.10)$$

Это означает, что изменений энергии, в среднем за период, при отсутствии столкновений нет.

3.2. Набор энергии электроном в поле волны со скачками фазы

В случае отсутствия столкновений, но при наличии скачков фазы в волне, уравнение (3.6) имеет вид:

$$\frac{dV}{d\tau} = 2\pi \cdot \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)). \quad (3.11)$$

Переходя к безразмерным величинам в уравнении для энергии, получим:

$$\frac{d\hat{\varepsilon}}{d\tau} = 4\pi V(\tau) \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)). \quad (3.12)$$

Для решения системы уравнений (3.11) – (3.12) была написана программа на языке Паскаль. Решение осуществлялось методом Рунге-Кутты четвертого порядка аппроксимации [89]. Для сравнения с экспериментальными данными, параметры программы были выбраны таким образом, чтобы в среднем скачок фазы происходил каждый период. В случайный момент времени, рассчитанный программой, фаза электромагнитного поля изменяется на случайную величину в пределах от $-\pi$ до π . В расчетах использовался оператор *Random*, формирующий последовательность случайных чисел с равномерным распределением. Для увеличения точности в расчетах использовалась схема, в которой шаг по времени в момент скачка фазы уменьшался.

Результат расчета изменения энергии электрона в поле волны со скачками фазы и в отсутствии столкновений представлен на рис. 3.1. Время измеряется в периодах ВЧ-поля, энергия нормирована на осцилляторную энергию ε_0 . На графике представлены результаты расчетов после усреднения по 50 реализациям.

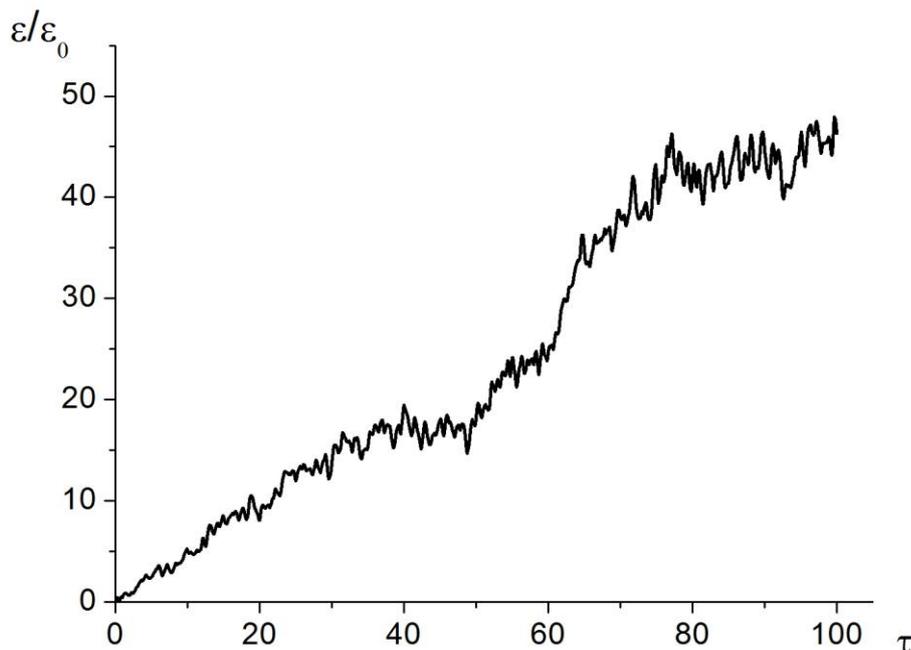


Рисунок 3.1 – Зависимость безразмерной энергии электрона $\hat{\varepsilon}$ от безразмерного времени τ

Из рис. 3.1 видно, что в отсутствие столкновений, но при наличии скачков фазы ВЧ-поля энергия электрона в среднем растет, в отличие от случая регулярной волны (случай отсутствия скачков фазы), когда набор энергии электроном возможен только при наличии столкновений.

3.3. Набор энергии электроном в поле волны со скачками фазы и упругими столкновениями с молекулами газа

По мере набора энергии электроном должны включиться упругие столкновения, это необходимо учитывать при решении системы уравнений:

$$\frac{dV}{d\tau} = 2\pi \cdot \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)) - \nu V, \quad (3.13)$$

$$\frac{d\hat{\varepsilon}}{d\tau} = 4\pi V(\tau) \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)) - \nu \frac{m}{M} \hat{\varepsilon}, \quad (3.14)$$

где ν – частота упругих столкновений, нормированная на обратный период волны, а M – масса молекул.

При численных расчетах изменения энергии, слагаемое $\nu \frac{m}{M} \hat{\varepsilon}$, связанное с потерей энергии при упругих столкновениях, не учитывается.

Зависимость частоты упругих столкновений ν_m от энергии определяется формулой:

$$\nu_m = N \cdot \sigma(\varepsilon) \cdot v, \quad (3.15)$$

где N – концентрация газа, σ – сечение рассеяния для упругих столкновений, v – скорость электрона.

Газ, используемый в экспериментах – воздух. Зависимость сечения упругих столкновений от энергии электрона представлена на рис. 3.2 и рис. 3.3 [90,91]. При нахождении зависимости упругих столкновений от энергии для воздуха учитывалось, что процентное соотношение азота и кислорода в воздухе составляют 80% и 20% соответственно.

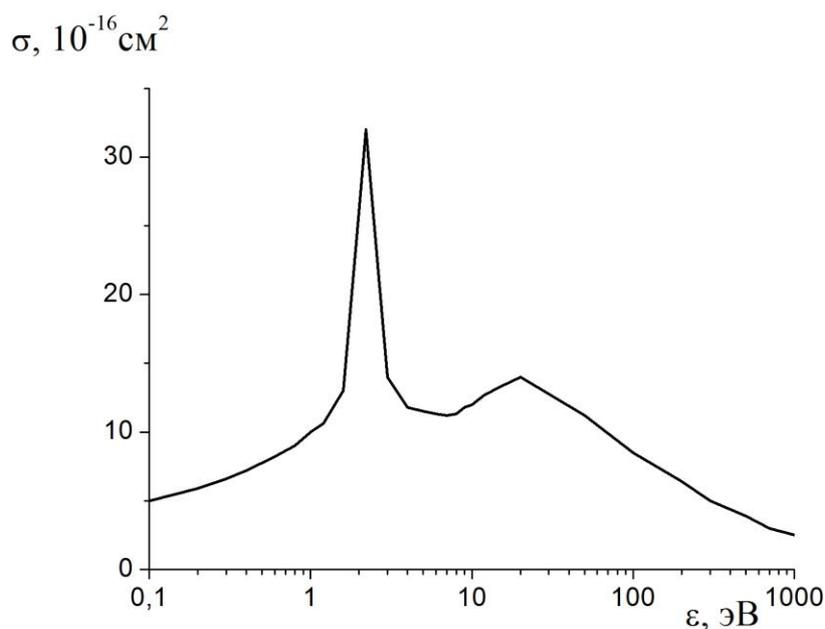


Рисунок 3.2 – Транспортное сечение рассеяния электрона на молекулах азота N_2

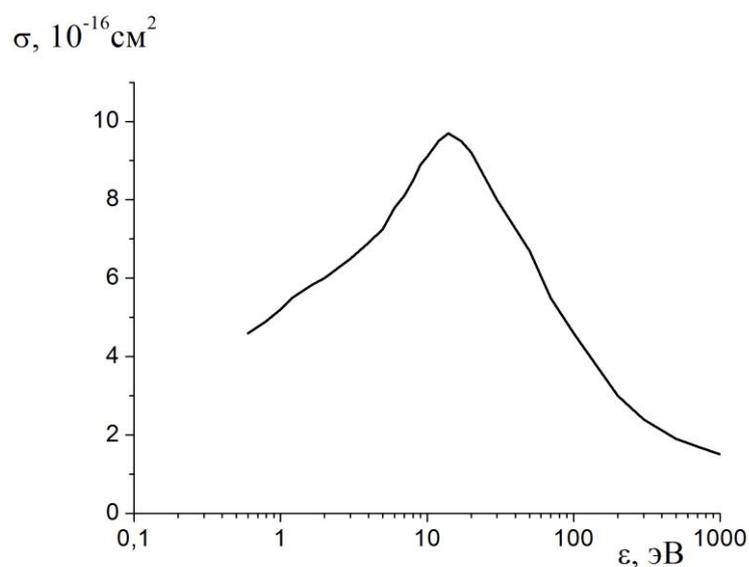


Рисунок 3.3 – Транспортное сечение рассеяния электрона на молекулах кислорода O_2

Сечения ионизации азота и кислорода приведены на рис. 3.4 и рис. 3.5 [92].

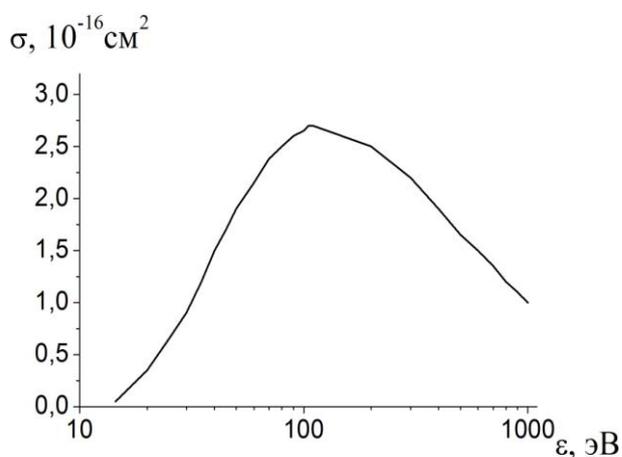


Рисунок 3.4 – Сечения ионизации азота N_2

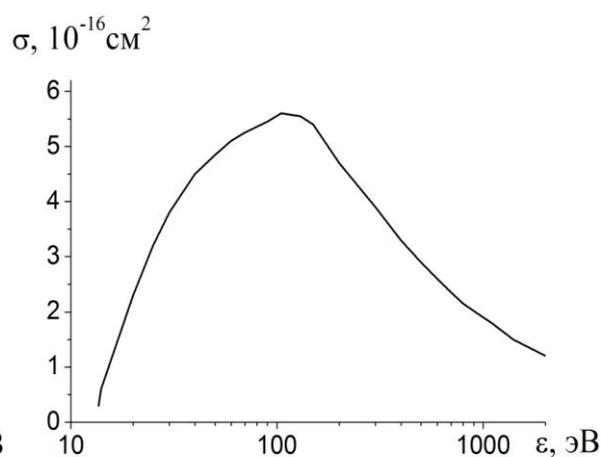


Рисунок 3.5 – Сечения ионизации кислорода O_2

Из рис. 3.4 и рис. 3.5 видно, что при указанном процентном соотношении азота и кислорода, определяющим является сечение для азота. Поэтому расчет изменения энергии электрона в поле волны со скачками фазы при наличии столкновений ведется до относительной энергии равной $\hat{\varepsilon}_{\text{max}}$, соответствующей максимуму сечения ионизации азота.

Результаты численных расчетов приведены в соответствии с экспериментальными зависимостями по измерению электрического поля пробоя в диапазоне от 20 В/см до 160 В/см полученными в работе [27] и для иллюстрации приведенными на рис.3.6.

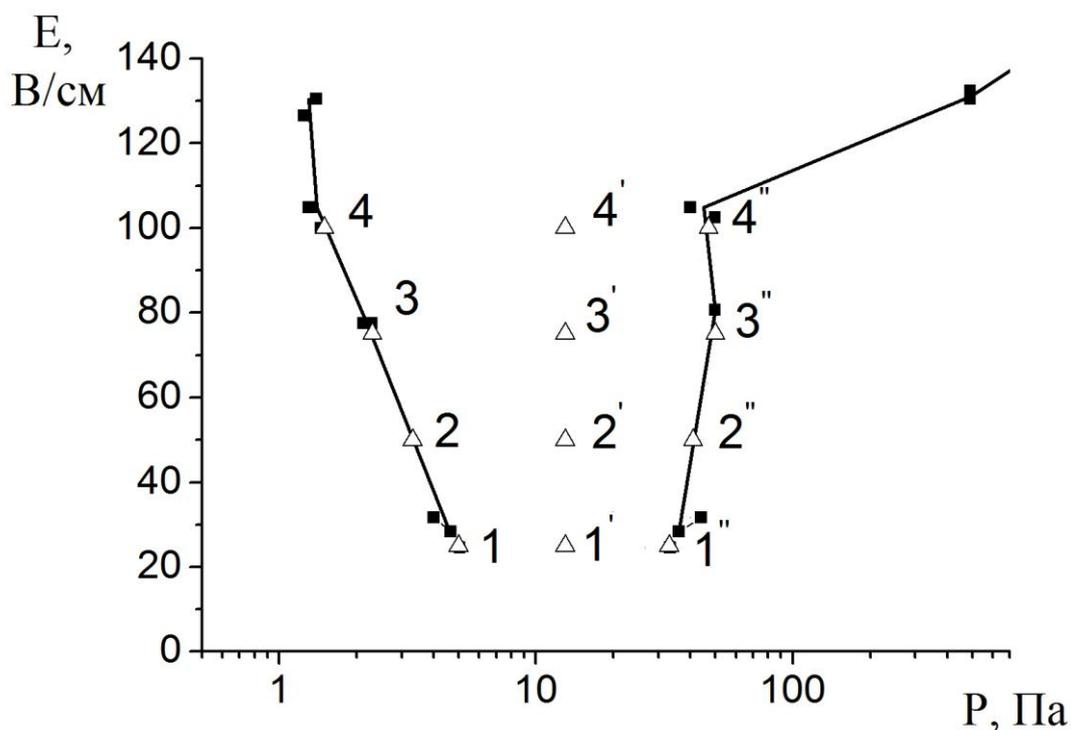


Рисунок 3.6 – Экспериментальные зависимости напряженностей пробойного поля микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы от давления, для воздуха

Следует отметить, что частота скачков фазы в эксперименте в оптимальном режиме работы пучково-плазменного генератора оставалась постоянной и составляла один скачок на периоде ВЧ-волны. Мощность же могла регулироваться от 1 кВт до 28 кВт благодаря использованию широкополосного ответвителя [58]. Такое же значение частоты скачков фазы использовалось при проведении численных расчетов.

Для оценки влияния столкновений на набор энергии электроном на кривой пробоя взяты точки: в левой части по давлению, центральной и правой части

(точки отмечены треугольниками на рис. 3.6). Одинаковыми цифрами 1, 2, 3, 4 отмечены точки, для которых напряженности поля одинаковы и соответственно равны: $E=25$ В/см для точек 1, 1', 1''; $E=50$ В/см для точек 2, 2', 2''; $E=75$ В/см для точек 3, 3', 3''; $E=100$ В/см для точек 4, 4', 4''.

Значение поля E позволяют найти нормировочную константу υ_0 , и соответственно ϵ_0 . Значения давления P для каждой зафиксированной точки дают значения концентрации N из формулы (3.15), что позволяет связать частоту упругих соударений с энергией из рис. 3.2 и рис. 3.3. Таким образом, в программе учитывается зависимость среднего времени между столкновениями от набранной электроном энергии.

На рис. 3.7 показана зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} , отсчитанного в периодах электромагнитной волны, от безразмерной энергии электрона $\hat{\epsilon}$ для точек 1, 1', 1'' из рис. 3.6. Точка 1 соответствует значению давления $P=5$ Па, 1' – $P=13$ Па, 1'' – $P=33$ Па.

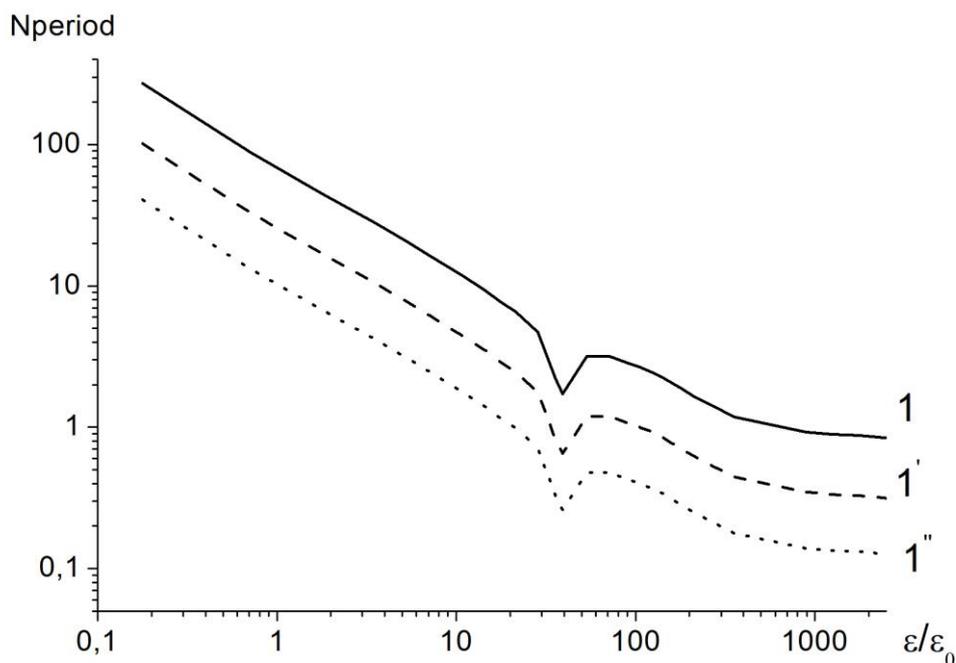


Рисунок 3.7 – Зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} от безразмерной энергии электрона $\hat{\epsilon}$ для значений поля $E=25$ В/см, и давления $P=5$ Па для точки – 1, $P=13$ Па – 1', $P=33$ Па – 1''

Из оценки сечения упругих столкновений (рис. 3.7) видно, что при значениях $\hat{\varepsilon}$ приближающихся к $\hat{\varepsilon}_{\max}$ для $P=5$ Па, столкновения происходят в среднем раз в период ВЧ-волны, так же как и скачки фазы. Т.е. вклад столкновений в набор энергии электроном соизмерим с вкладом скачков фазы. При большем давлении столкновения будут происходить гораздо чаще, чем скачки фазы: при $P=13$ Па примерно три раза за период, при $P=33$ Па – 6 раз за период. Т.е. скачки фазы играют существенную роль только при низких давлениях, поэтому разряд эффективен при работе на левой части пробойной кривой, т.к. энергия не тратится на упругие столкновения. При энергиях же электрона порядка осцилляторной ($\hat{\varepsilon}=1$) упругие столкновения происходят с частотой примерно один раз в 100 периодов $N_{\text{period}}=100$.

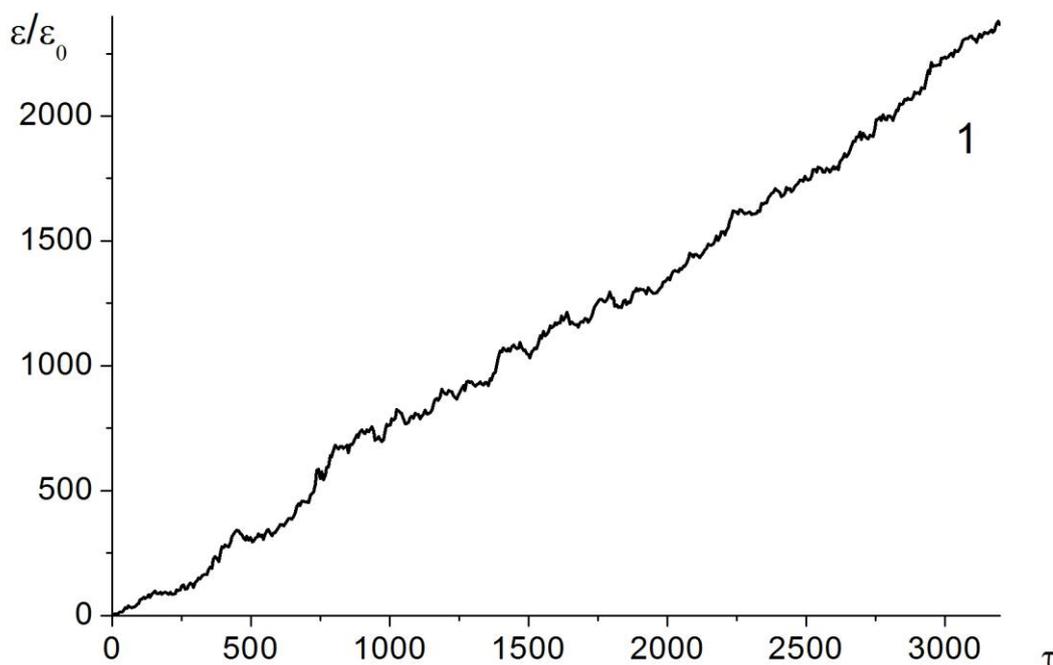


Рисунок 3.8 – Усредненный расчет набора энергии электроном для поля $E=25$ В/см, и давления $P=5$ Па. В этом случае $v_0=1,4 \cdot 10^7$ см/с, $\varepsilon_0=5,6 \cdot 10^{-2}$ эВ.

Время измеряется в периодах ВЧ-поля

Результаты расчетов набранной электроном энергии представлены на рис. 3.8. На графике представлены результаты расчетов после усреднения по 500 реализациям. При значении поля $E=25\text{В/см}$ осцилляторная скорость электрона $v_0=1,4\cdot 10^7\text{ см/с}$, и соответственно нормировочное значение энергии $\varepsilon_0=5,6\cdot 10^{-2}\text{ эВ}$. Энергия, которую необходимо набрать электрону, соответствует максимуму сечения ионизации азота и составляет примерно 120 эВ (см. рис. 3.4, 3.5). Соответственно, расчет ведется до относительной энергии равной $\hat{\varepsilon}_{\max}=2150$. Характерное время, за которое электрон набирает эту энергию равно $t_{ion}=6\text{ мкс}$, что значительно меньше длительности ВЧ-импульса.

На рис. 3.9 показана зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} , отсчитанного в периодах электромагнитной волны, от безразмерной энергии электрона $\hat{\varepsilon}$ для точек 2, 2', 2'' из рис. 3.6. Точка 2 соответствует значению давления $P=3,3\text{ Па}$, 2' – $P=13\text{ Па}$, 2'' – $P=41\text{ Па}$.

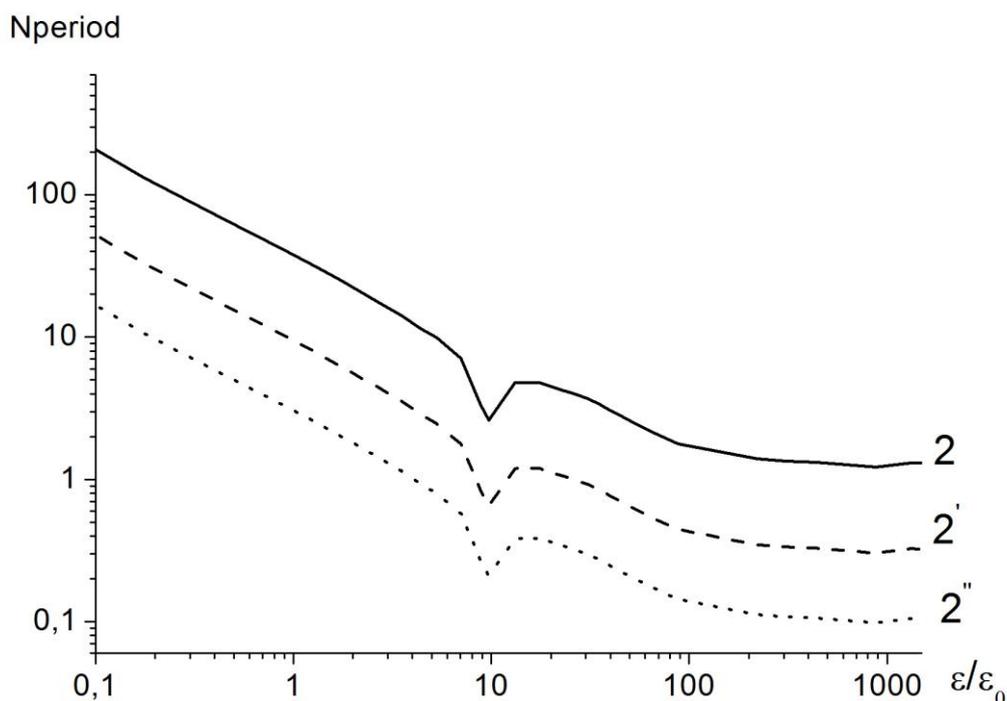


Рисунок 3.9 – Зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} от безразмерной энергии электрона $\hat{\varepsilon}$ для значений поля $E=50\text{ В/см}$, и давления $P=3,3\text{ Па}$ для точки – 2, $P=13\text{ Па}$ – 2', $P=41\text{ Па}$ – 2''

Из оценки сечения упругих столкновений (рис. 3.9) видно, что при значениях $\hat{\varepsilon}$ приближающихся к $\hat{\varepsilon}_{\max}$ для $P=3,3$ Па, столкновения происходят в среднем раз в полтора периода ВЧ-волны. Т.е. вклад столкновений в набор энергии электроном соизмерим с вкладом скачков фазы. При большем давлении столкновения будут происходить гораздо чаще, чем скачки фазы: при $P=13$ Па примерно три раза за период, при $P=41$ Па – 8–10 раз за период. Т.е. скачки фазы играют существенную роль только вблизи точки 2, поэтому ряд эффективен только при работе на левой части пробойной кривой, т.к. энергия не тратится на упругие столкновения.

Результаты расчетов набранной электроном энергии представлены на рис. 3.10. На графике представлены результаты расчетов после усреднения по 500 реализациям. При значении поля $E=50$ В/см осцилляторная скорость электрона $v_0=2,8 \cdot 10^7$ см/с, и, соответственно, нормировочное значение энергии $\varepsilon_0=22,3 \cdot 10^{-2}$ эВ.

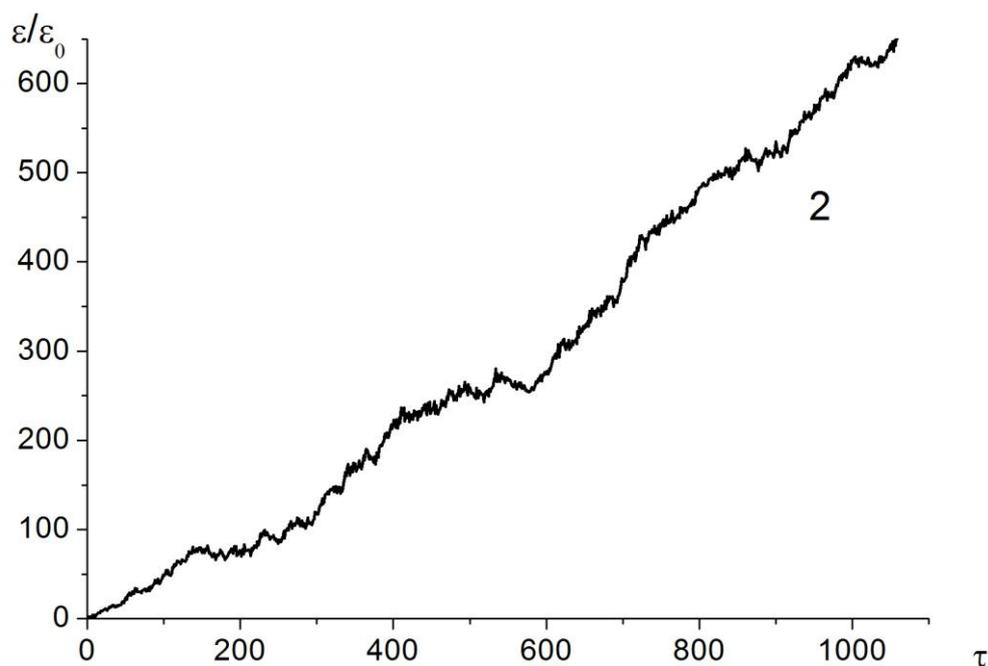


Рисунок 3.10 – Усредненный расчет набора энергии электроном для поля

$E=25$ В/см, и давления $P=3,3$ Па. В этом случае $v_0=2,8 \cdot 10^7$ см/с,
 $\varepsilon_0=22,3 \cdot 10^{-2}$ эВ. Время измеряется в периодах ВЧ-поля

Энергия, которую необходимо набрать электрону для достижения максимума сечения ионизации азота в этом случае равна $\hat{\varepsilon}_{\max}=538$. Характерное время, за которое электрон набирает эту энергию равно $t_{ion}=1,9$ мкс, что значительно меньше длительности ВЧ-импульса.

На рис. 3.11 показана зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} , отсчитанного в периодах электромагнитной волны, от безразмерной энергии электрона $\hat{\varepsilon}$ для точек 3, 3', 3'' из рис. 3.6. Точка 3 соответствует значению давления $P=2,3$ Па, 3' – $P=13$ Па, 3'' – $P=50$ Па.

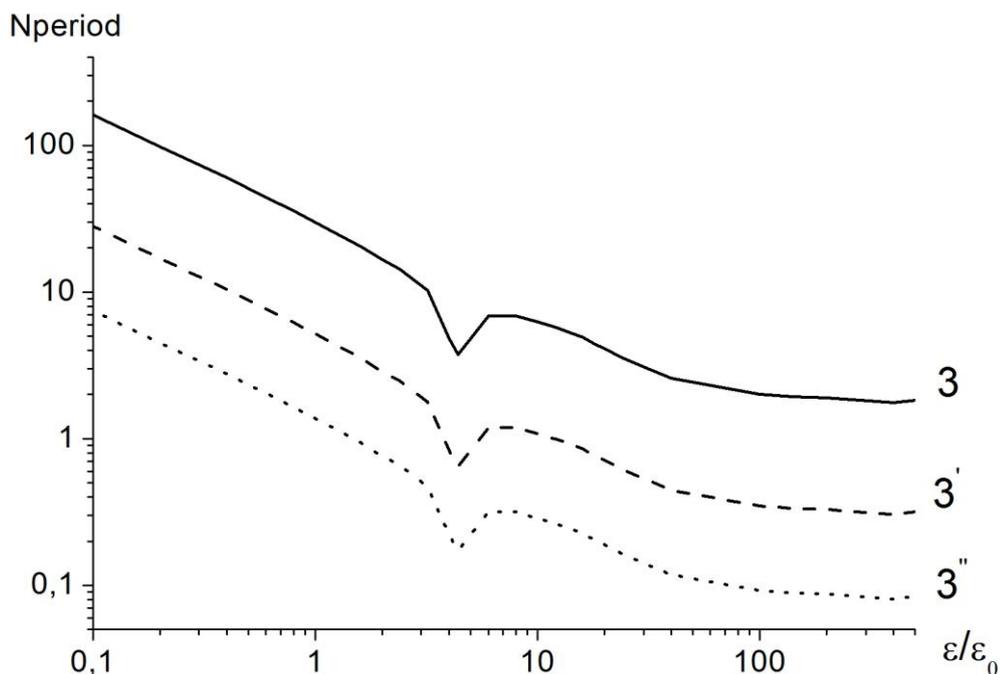


Рисунок 3.11 – Зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} от безразмерной энергии электрона $\hat{\varepsilon}$ для значений поля $E=75$ В/см, и давления $P=2,3$ Па для точки – 3, $P=13$ Па – 3', $P=50$ Па – 3''

Из анализа представленных на рис. 3.11 кривых видно, что при значениях $\hat{\varepsilon}$ приближающихся к $\hat{\varepsilon}_{\max}$ для $P=2,3$ Па столкновения происходят раз в 2 периода, а это означает что вклад скачков в набор энергии электрона больше по сравнению с упругими столкновениями. При давлении $P=13$ Па столкновения происходят чаще, чем скачки фазы – примерно три раза за один период,

при $P=50$ Па порядка десяти раз за период. Т.е. скачки фазы играют существенную роль только вблизи точки 3, поэтому разряд эффективен только при работе на левой части пробойной кривой, т.к. энергия не тратится на упругие столкновения.

Результаты расчетов набранной электроном энергии для точки 3 представлены на рис. 3.12. На графике представлены результаты расчетов после усреднения по 500 реализациям. Для третьей точки напряженность поля больше $E=75$ В/см, соответственно осцилляторная скорость равна $v_0=4,2 \cdot 10^7$ см/с, а энергия $\varepsilon_0=50,2 \cdot 10^{-2}$ эВ. Энергия, соответствующая максимуму сечения ионизации в этом случае равна $\hat{\varepsilon}_{\max}=240$. Характерное время, за которое электрон набирает энергию ε_{\max} , равно $t_{ion}=0,9$ мкс, что значительно меньше длительности ВЧ-импульса.

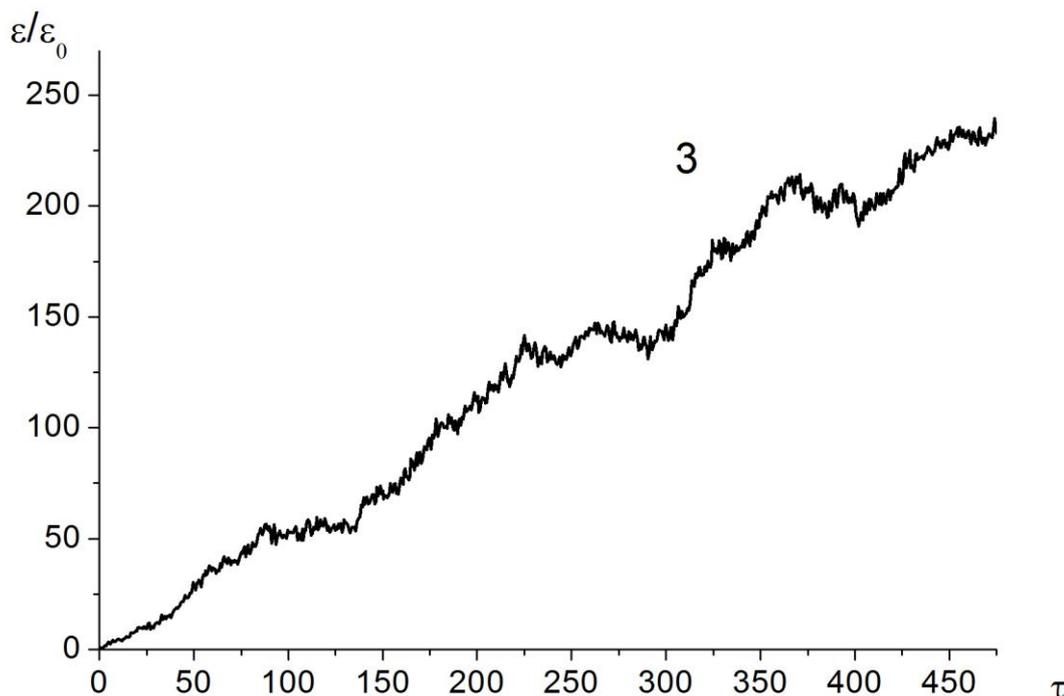


Рисунок 3.12 – Усредненный расчет набора энергии электроном для поля

$E=75$ В/см, и давления $P=2,3$ Па. В этом случае $v_0=4,2 \cdot 10^7$ см/с,

$\varepsilon_0=50,2 \cdot 10^{-2}$ эВ. Время измеряется в периодах ВЧ-поля

На рис. 3.13 показана зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} , отсчитанного в периодах электромагнитной волны, от безразмерной энергии электрона $\hat{\epsilon}$ для точек 4, 4', 4'' из рис. 3.6. Точка 4 соответствует значению давления $P=1,5$ Па, 4' – $P=13$ Па, 4'' – $P=48,5$ Па.

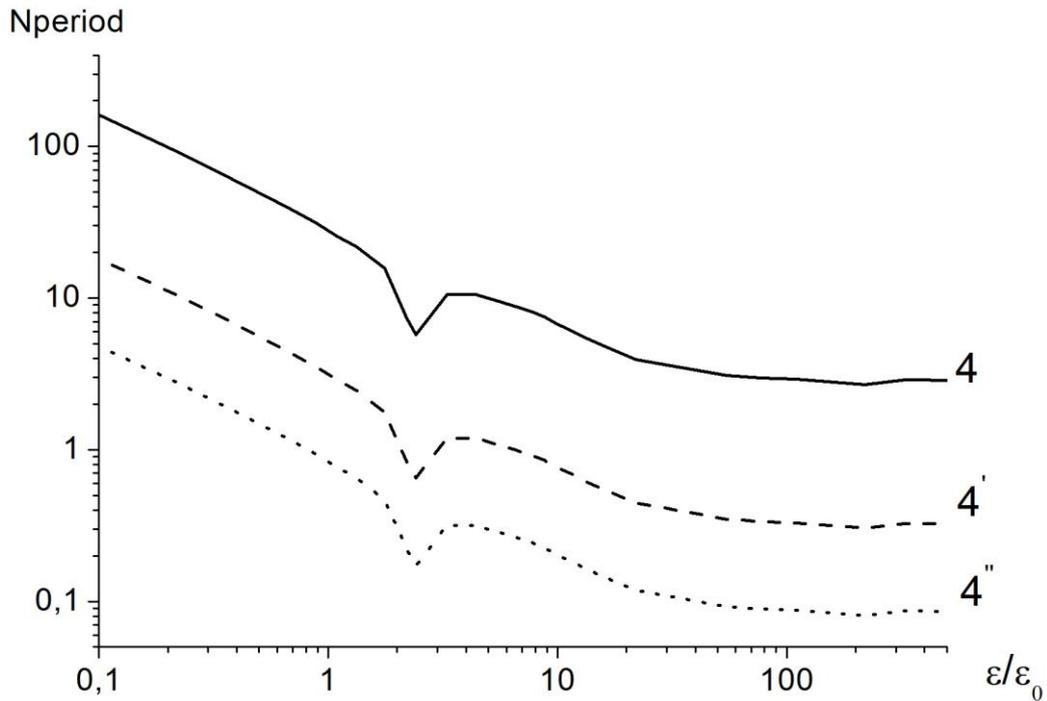


Рисунок 3.13 – Зависимость среднего времени между столкновениями N_{period} от безразмерной энергии электрона $\hat{\epsilon}$ для значений поля $E=100$ В/см, и давления $P=1,5$ Па для точки – 4, $P=13$ Па – 4', $P=48,5$ Па – 4''

Из анализа представленных на рис. 3.13 кривых видно, что при значениях $\hat{\epsilon}$ приближающихся к $\hat{\epsilon}_{max}$ для $P=1,5$ Па, столкновения происходят один раз в 3 периода, а это означает что столкновения редки по сравнению со скачками фазы и вклад скачков в набор энергии электрона значительно больше. При давлении $P=13$ Па столкновения происходят чаще, чем скачки фазы – примерно три раза за период, при $P=48,5$ Па – 12 раз за период. Т.е. скачки фазы играют существенную роль только вблизи точки 4, поэтому разряд эффектив-

вен только при работе на левой части пробойной кривой, т.к. энергия не тратится на упругие столкновения.

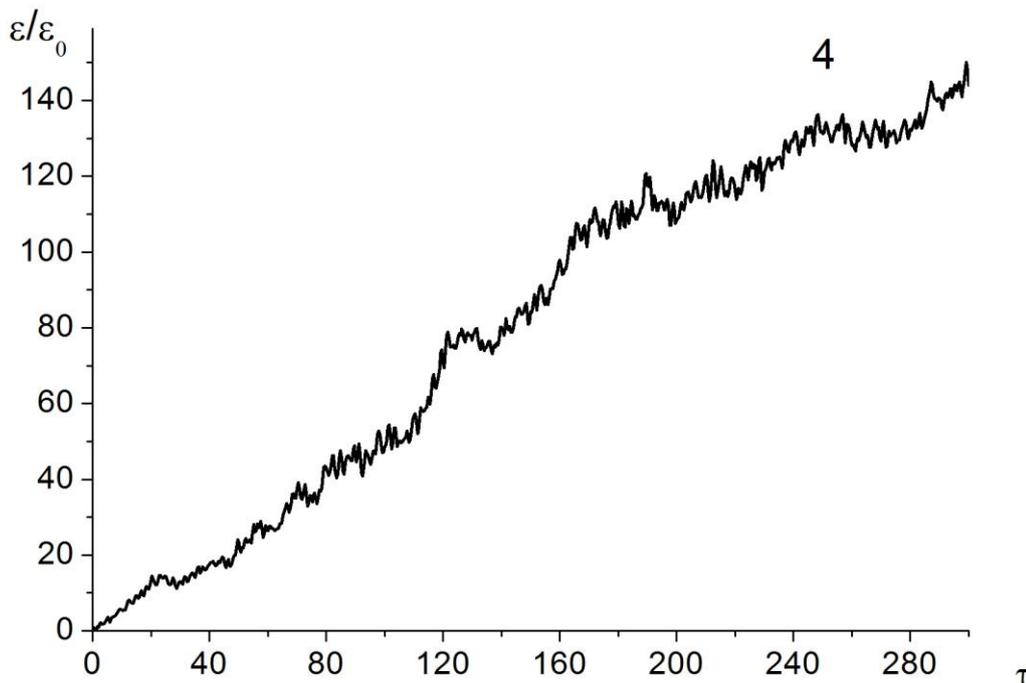


Рисунок 3.14 – Усредненный расчет набора энергии электроном для поля $E=100$ В/см, и давления $P=1,5$ Па. В этом случае $v_0=5,6 \cdot 10^7$ см/с, $\varepsilon_0=89,2 \cdot 10^{-2}$ эВ. Время измеряется в периодах ВЧ-поля

Результаты расчетов набранной электроном энергии для точки 4 представлены на рис. 3.14. На графике представлены результаты расчетов после усреднения по 500 реализациям. Для точки 4, напряженность поля составляет $E=100$ В/см, соответственно скорость $v_0=5,6 \cdot 10^7$ см/с, и энергия $\varepsilon_0=89,2 \cdot 10^{-2}$ эВ. Энергия необходимая для ионизации равна $\hat{\varepsilon}_{\max}=135$. Из рис. 3.14 видно, что характерное время, за которое электрон набирает эту энергию равно $t_{ion}=0,5$ мкс, что значительно меньше длительности ВЧ-импульса.

3.4. Выводы к разделу

При наличии скачков фазы волны кривая пробоя расширяется в область низких давлений. Напомним, что при упругих столкновениях часть энергии излучения теряется. Поэтому выгодным является работа в области низких давлений (вблизи левого края кривой пробоя), т.к. вклад столкновений в набор энергии электронов мал по сравнению с вкладом из-за скачков фазы. Соответственно, создавать эффективный разряд с помощью излучения со скачущей фазой, как видно из вышеприведенного, можно только при давлениях вблизи левой части пробойной кривой. Т.к. по мере повышения давления возрастают потери энергии на упругие и неупругие столкновения, что снижает эффективность разряда.

Характерные времена, за которые электроны набирают энергию, соответствующую максимуму сечения ионизации воздуха, малы по сравнению с длительностью импульса, поэтому в течение импульса происходит существенное возрастание плотности плазмы до значений 10^9 см^{-3} [64]. Разряд поддерживается при напряженностях электрического поля в 3–5 раз меньших, чем электрическое поле соответствующее пробоею [58]. Этим можно объяснить наблюдаемое в экспериментах поддержание разряда почти в течение всего импульса излучения из пучково-плазменного генератора, несмотря на сильное (более чем на порядок) уменьшение интенсивности микроволнового излучения в течение импульса.

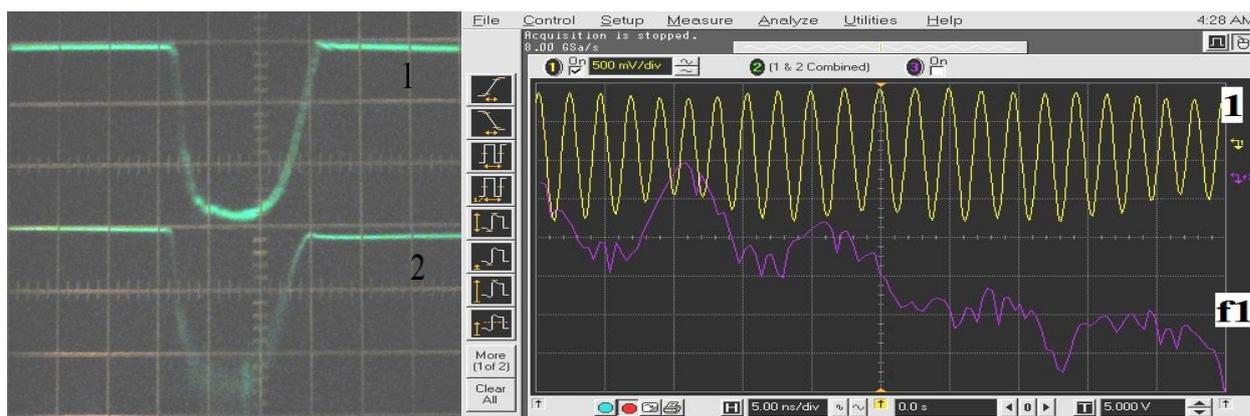
РАЗДЕЛ 4

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В КОАКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ.

4.1. Исследование спектральных характеристик МВИССФ

В данном разделе представлены результаты анализа спектральных характеристик микроволнового излучения со скачками фазы в коаксиальном плазменном волноводе, полученные в экспериментах на пучково-плазменном генераторе описанном выше. [6,54,93,94].

В экспериментах, ВЧ-мощность генерируемых импульсным ППГ стохастических колебаний вводится в КВ, откачанный до определенного давления. При этом в зависимости от давления газа, его состава и мощности МВИССФ в КВ происходит поджиг разряда. При этом контролировались основные параметры ППГ (ток электронного пучка, напряжение на электронной пушке (ЭП), амплитуда огибающей ВЧ-сигнала и огибающая интегрального светового излучения).



(a)

(б)

Рисунок 4.1 – Осциллограммы: (а) – высокого напряжения на ЭП ППГ (1) (4,73 кВ/ дел), тока электронного пучка (2) (1 А/дел), масштаб развертки 50 мкс/дел; (б) – реализаций ВЧ-сигналов (1), локального спектра (в логарифмическом масштабе 10 дб/дел) (f1), масштаб развертки 10 нс/дел. Давление в КВ $P=2,6$ Па



(a)

(б)

Рисунок 4.2 – Осциллограммы: (а) – высокого напряжения на ЭП ППГ (1) (4,73 кВ/ дел), тока электронного пучка (2) (1 А/дел), масштаб развертки 50 мкс/дел; (б) – реализаций ВЧ-сигналов (1), локального спектра (в логарифмическом масштабе 10 дБ/дел) (f1), масштаб развертки 5 нс/дел. Давление в КВ $P=2,0$ Па

На рис. 4.1– 4.3 приведены осциллограммы на 80-й мкс после запуска высоковольтного импульса для нескольких различных значений давления воздуха в коаксиальном волноводе.



(a)

(б)

Рисунок 4.3 – Реализации МВИССФ на входе в КВ (1), локальный спектр на входе (f1), реализации МВИССФ на выходе из КВ (3), локальный спектр на выходе (f3): (а) – для $P=2,0$ Па; (б) – для $P=30$ Па. Горизонтальный масштаб 5 нс/дел

Сравнение результатов, приведенных на рис. 4.1 и 4.2, а также результатов приведенных на рис. 4.3 (а) и 4.3 (б), наглядно демонстрирует, что при сужении спектра сигнала, используемого для пробоя и поддержания стационарного разряда можно существенно (почти в 2 раза) уменьшить амплитуду электрического поля МВИССФ. Однако, для сохранения достаточно широкого диапазона давлений, в котором происходит пробой газовой смеси и поддержание стационарного разряда, необходимо реализовать режим с достаточно высокой частотой скачков фазы.

Далее приведем результаты экспериментальных исследований характеристик МВИССФ на входе и выходе КВ в оптимальном режиме работы ППГ для узкополосного сигнала в широком диапазоне значений давления воздуха, в котором разряд стабильно зажигается и поддерживается.

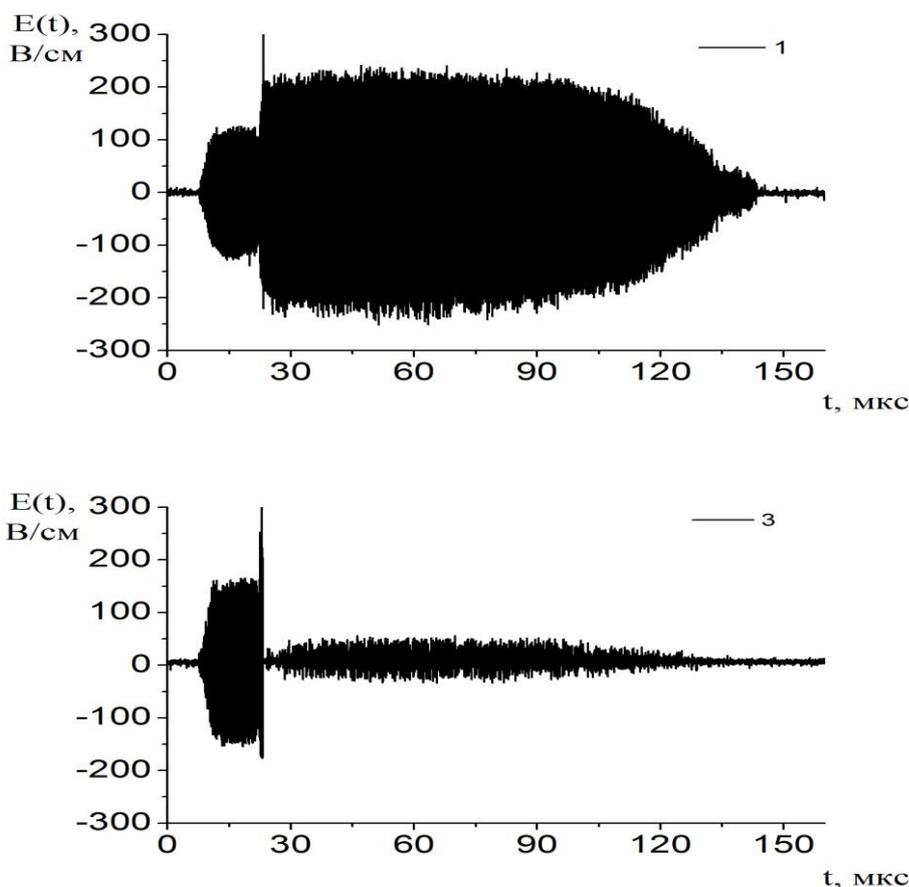


Рисунок 4.4 – Реализации $E(t)$ на входе (1) и выходе (3) КВ в микросекундном масштабе для давления $P=30$ Па

На рис. 4.4 изображены экспериментальные характеристики МВИССФ, зарегистрированные в течение импульса тока электронного пучка, в оптимальном режиме работы ППГ для значения давления воздуха $P=30$ Па, при котором разряд в воздухе стабильно зажигается и поддерживается. Следует отметить, что ослабления сигналов подаваемых на входы 1 и 3 осциллографа немного отличаются, поэтому амплитуда сигнала с выхода КВ может несколько превышать амплитуду с входа КВ. Измеренные реализации обрабатывались методами корреляционного анализа [95–99] и определялись частотные спектры и зависимость фазы высокочастотных колебаний от времени.

На рис. 4.5 изображены экспериментальные характеристики МВИССФ, зарегистрированные в течение импульса тока электронного пучка в оптимальном режиме работы ППГ для значения давления воздуха в волноводе $P=2$ Па, при котором разряд в воздухе так же стабильно зажигается и поддерживается.

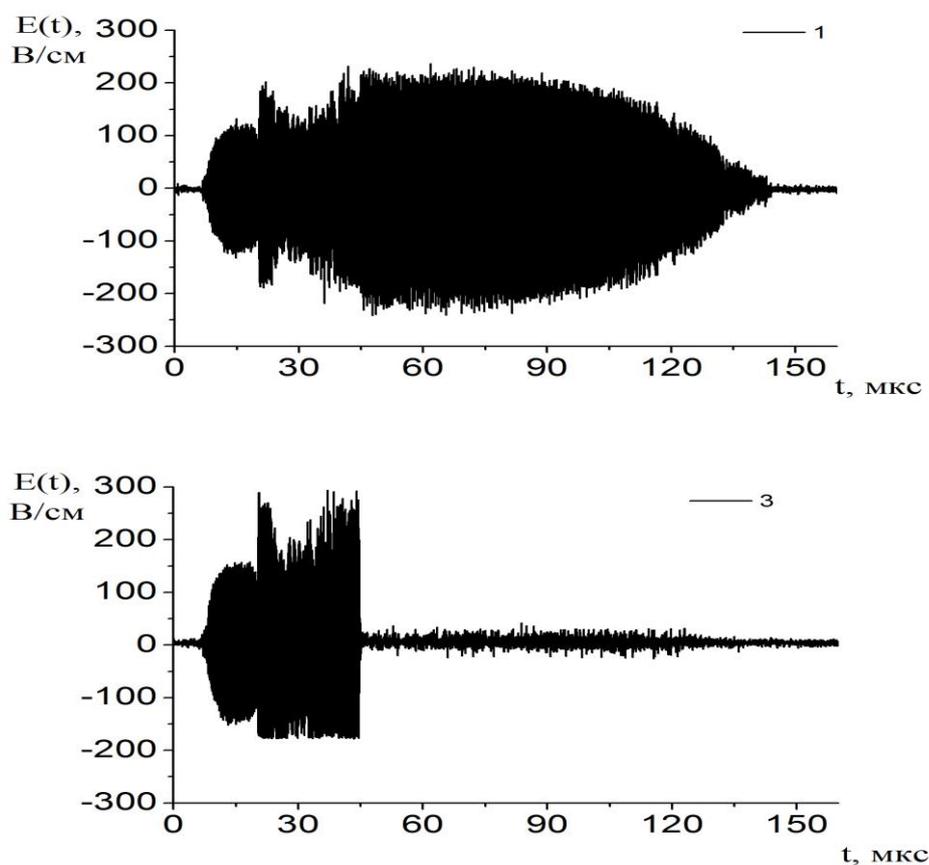


Рисунок 4.5 – Реализации $E(t)$ на входе (1) и выходе (3) КВ в микросекундном масштабе для давления $P=2$ Па

Из рис. 4.4 и 4.5 видно, что пробой газа происходит лишь после достижения амплитудой электрического поля МВИССФ некоторой определенной величины, зависящей от давления газовой смеси. Момент зажигания разряда легко фиксируется благодаря падению амплитуды ВЧ-сигнала почти до нуля на выходе КВ. Из этих же рисунков видно, что для поддержания стационарного разряда требуется на порядок меньшая амплитуда электрического поля, чем для пробоя. Пробой происходит спустя определенное время, зависящее от электрического поля МВИССФ и от давления газовой смеси.

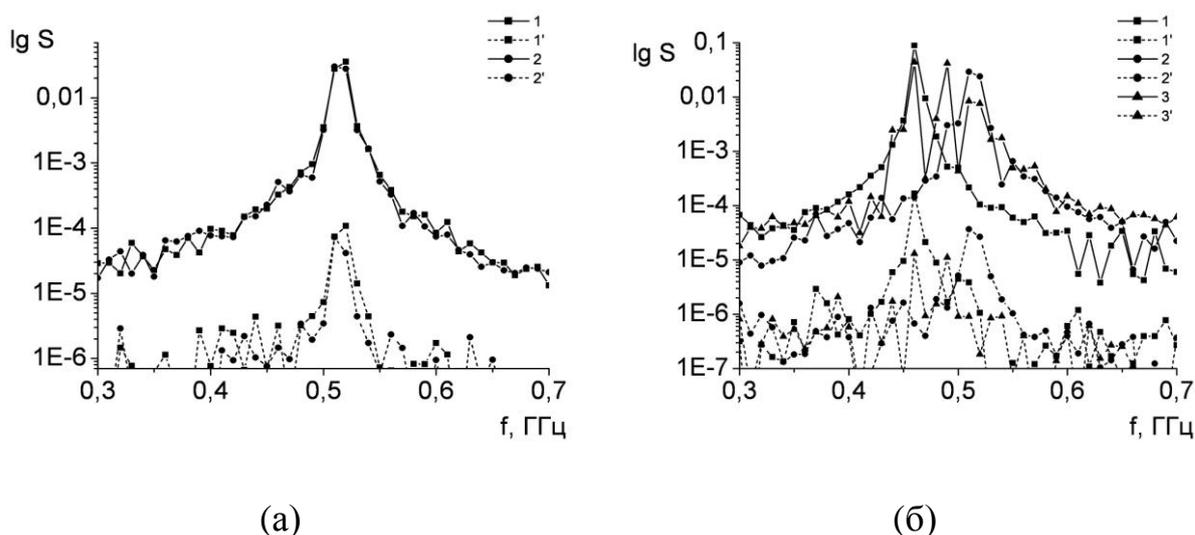


Рисунок 4.6 – Амплитудно-частотные характеристики $\lg S(f)$ на входе (1,2,3) и выходе (1', 2', 3') КВ в различные моменты времени и для различных давлений: (а) – $P=30$ Па, (б) – $P=2$ Па

Поджиг разряда не влияет на проникновение МВИССФ в плотную плазму. Об этом свидетельствует практически неизменная амплитуда на входе в волновод (кривая 1 на рис. 4.4 и 4.5). Вследствие потерь энергии на ионизацию воздуха для поддержания разряда, амплитуда МВИССФ на выходе волновода существенно уменьшилась (кривая 3 на рис. 4.4 и 4.5). Следует отметить, что пики связанные с основной спектральной составляющей МВИССФ на входе в волновод (кривые 1, 2, 3 на рис. 4.6) значительно больше, чем на выходе

волновода (кривые 1', 2', 3' на рис. 4.6). Также следует отметить то, что в интервале давлений от $P=30$ Па до $P=2$ Па при такой же мощности МВИССФ наблюдается подобная ситуация.

Необходимость изучить спектральные характеристики микроволнового излучения более подробно привела к детальному анализу участков реализаций $E(t)$ и их амплитудно-частотных характеристик для нескольких значений давления. На рис. 4.7 – 4.21 приведены осциллограммы для различных значений давления в коаксиальном волноводе на 80-й мкс относительно начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ. Приведены реализации ВЧ-сигналов (1– на входе волновода, 3– на выходе волновода), локальные спектральные характеристики в логарифмическом масштабе 10 дБ/деление ($f1$ – на входе в волновод, $f3$ – на выходе из волновода).

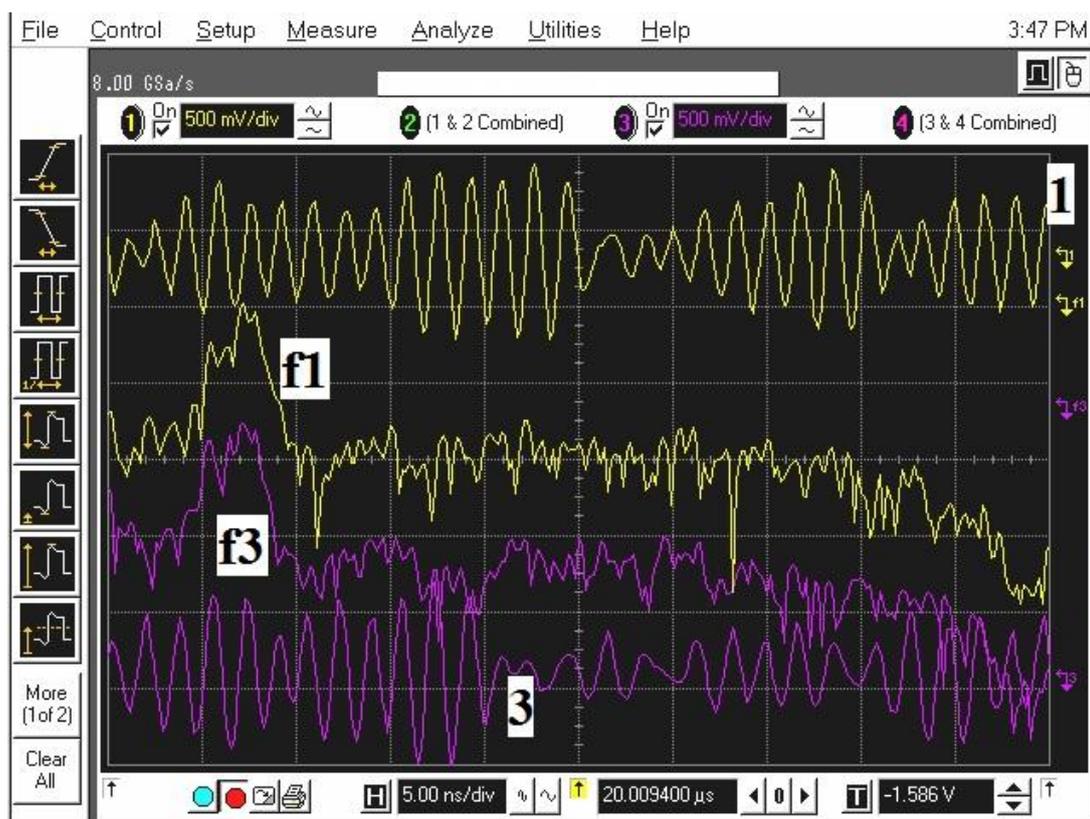


Рисунок 4.7 – Реализации МВИССФ на входе в волновод (1), локальный спектр на входе ($f1$), реализации МВИССФ на выходе из волновода (3), локальный спектр на выходе ($f3$) для давления $P=60$ Па. Горизонтальный масштаб 5 нс/деление

Для давления $P=60$ Па рассмотренная мощность недостаточна для пробоя воздуха, поэтому, как видно из рис. 4.7, амплитуды реализаций МВИССФ на входе и выходе мало отличаются, а максимумы их локальных спектров соответствует одной частоте .

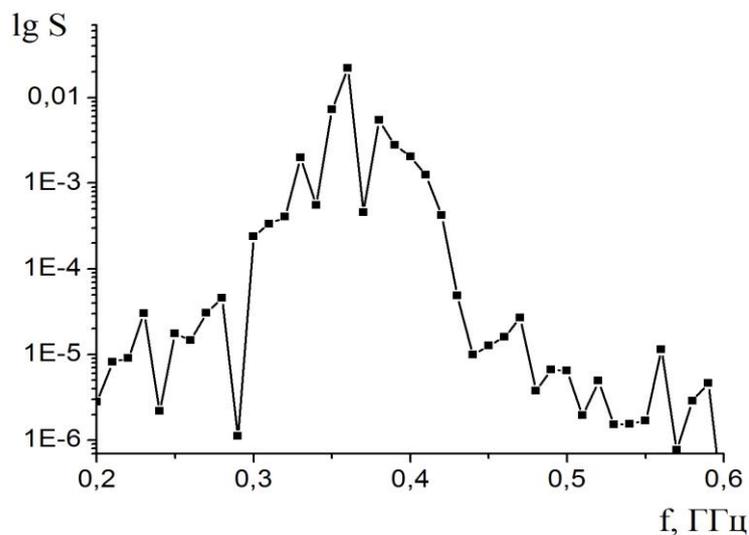


Рисунок 4.8 – Амплитудно-частотная $\lg S(f)$ характеристика на 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ на входе коаксиального волновода для давления $P=60$ Па

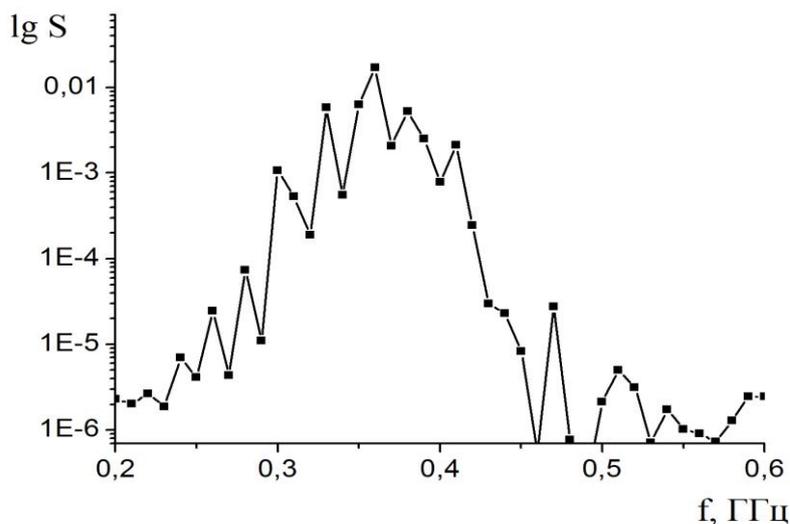


Рисунок 4.9 – Амплитудно-частотная $\lg S(f)$ характеристика на 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ на выходе коаксиального волновода для давления $P=60$ Па

Тожественными являются также и амплитудно-частотные характеристики на входе и выходе коаксиального волновода представленные на рис. 4.8 и 4.9.

На рис.4.10 приведены реализации ВЧ-сигналов (1– на входе волновода, 3– на выходе волновода), локальные спектральные характеристики в логарифмическом масштабе 10 дб/деление (f_1 – на входе в волновод, f_3 – на выходе из волновода).

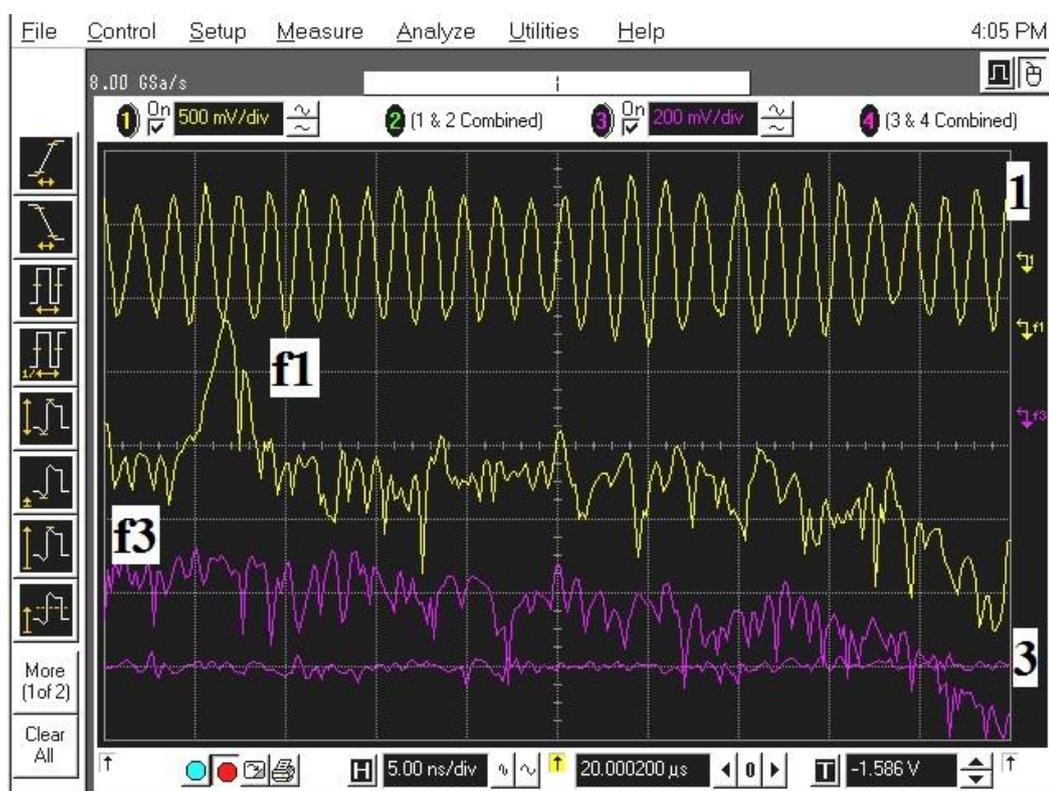


Рисунок 4.10 – Реализации МВИССФ на входе в волновод (1), локальный спектр на входе (f_1), реализации МВИССФ на выходе из волновода (3), локальный спектр на выходе (f_3) для давления $P=30$ Па. Горизонтальный масштаб 5 нс/деление

Для давления $P = 30$ Па мощность достаточна для пробоя воздуха и поддержания стационарного разряда, поэтому, как видно из рис. 4.10, амплитуды реализаций МВИССФ и их локальные спектры на входе и выходе коаксиального волновода существенно отличаются.

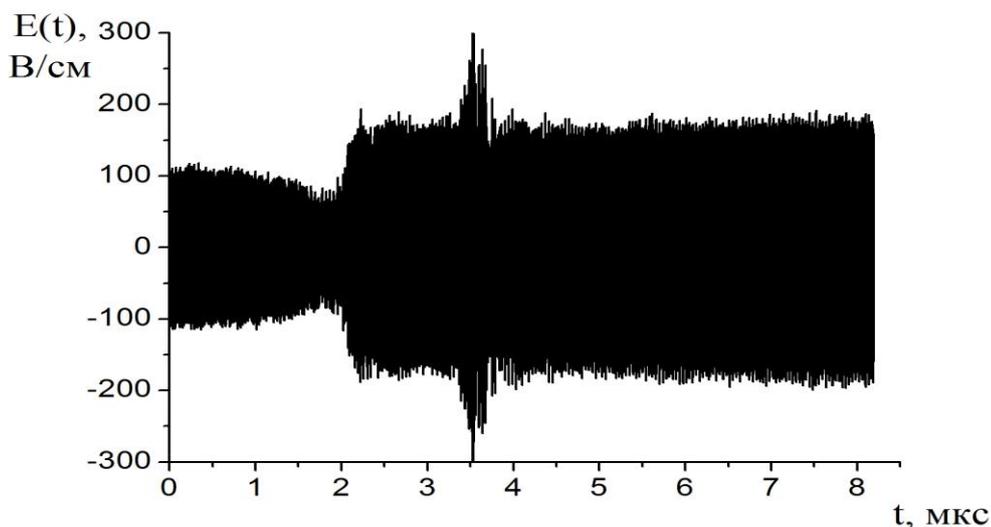


Рисунок 4.11 – Реализация $E(t)$ на входе коаксиального волновода в микросекундном масштабе с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=30$ Па

Поджиг разряда не влияет на проникновение МВИССФ в плотную плазму. Об этом свидетельствует практически неизменная амплитуда на входе в волновод (кривая 1 на рис. 4.10). Вследствие потерь энергии на ионизацию воздуха для поддержания разряда, амплитуда МВИССФ на выходе волновода существенно уменьшилась (кривая 3 на рис. 4.10). Следует отметить, что значительно изменился также локальный спектр (кривая f_3 на рис. 4.10) на выходе волновода, на нем отсутствует пик связанный с основной спектральной составляющей МВИССФ на входе. Для более детального анализа на рис. 4.11 приведен участок реализации $E(t)$ на входе коаксиального волновода в микросекундной развертке с временной задержкой 80 мкс от начала импульса высокого напряжения на электронной пушке ППГ для давления $P=30$ Па, а на рис. 4.12 амплитудно-частотные характеристики, которые отвечают 4 различным моментам времени для этой реализации.

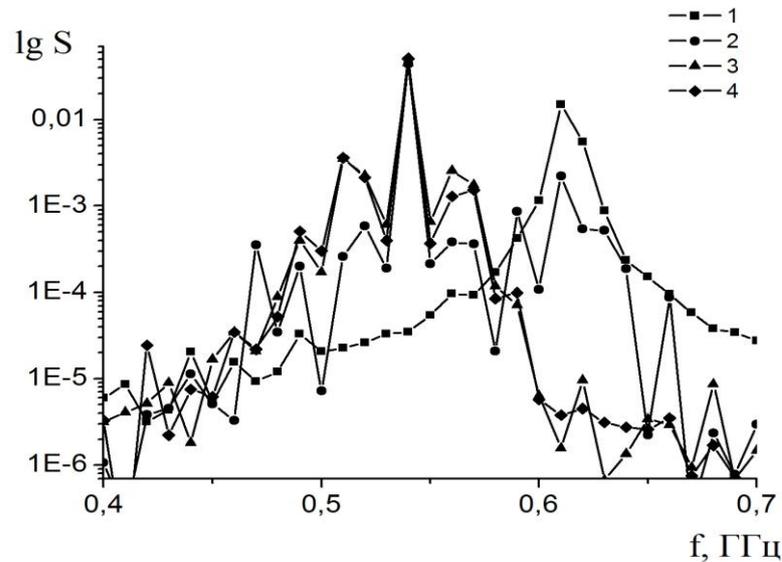


Рисунок 4.12 – Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на входе коаксиального волновода для различных моментов времени от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82,5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P=30$ Па

Из рис. 4.12 видно, что локальные амплитудно-частотные характеристики имеют один–два узких максимума на входе в коаксиальный волновод.

Для давления $P=2$ Па мощность так же достаточна для пробоя воздуха и поддержания стационарного разряда, поэтому, как видно из рис. 4.13, амплитуды реализаций МВИССФ и их локальные спектры на входе и выходе коаксиального волновода так же существенно отличаются.

Поджиг разряда не влияет на проникновение МВИССФ в плотную плазму. Об этом свидетельствует практически неизменная амплитуда на входе в волновод (кривая 1 на рис. 4.13). Вследствие потерь энергии на ионизацию воздуха для поддержания разряда, амплитуда МВИССФ на выходе волновода существенно уменьшилась (кривая 3 на рис. 4.13). Следует отметить, что значительно изменился также локальный спектр (кривая f_3 на рис. 4.13) на выходе волновода, на нем отсутствует пик связанный с основной спектральной составляющей МВИССФ. Также следует отметить, что в интервале дав-

лений от $P=30$ Па до $P=2$ Па при такой же мощности МВИССФ наблюдается подобная ситуация.

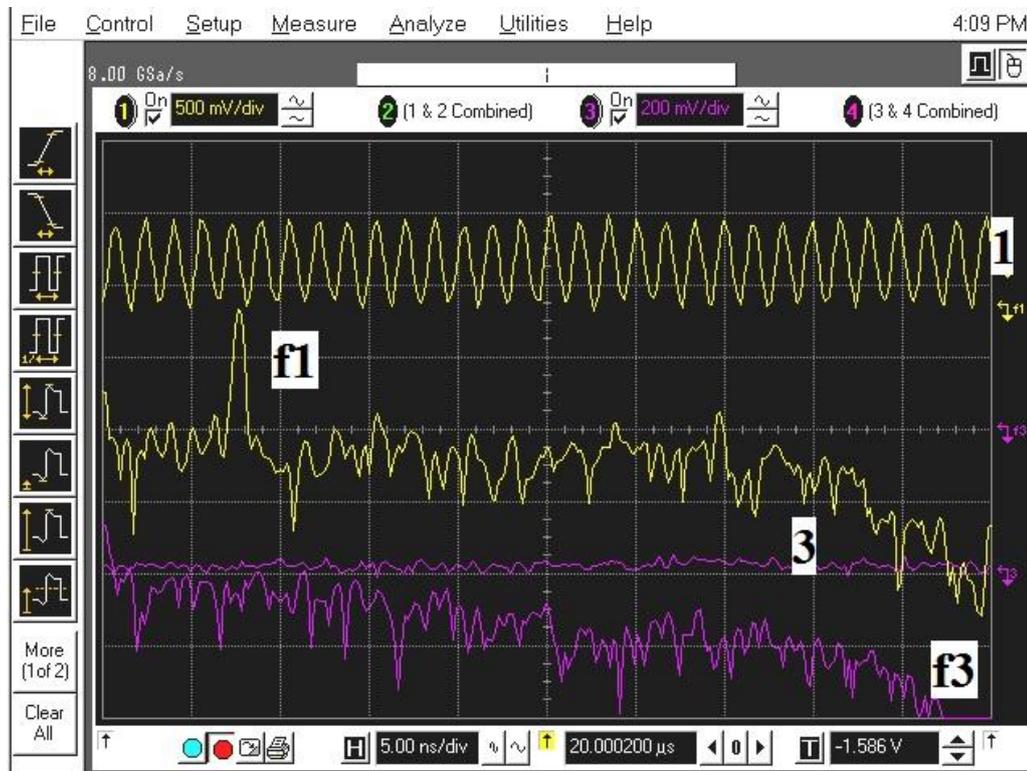


Рисунок 4.13 – Реализации МВИССФ на входе в волновод (1), локальный спектр на входе (f1), реализации МВИССФ на выходе из волновода (3), локальный спектр на выходе (f3) для давления $P=2$ Па. Горизонтальный масштаб 5 нс/деление

Для более детального анализа на рис. 4.14 и рис. 4.16 приведены реализации $E(t)$ соответственно на входе и выходе коаксиального волновода в микросекундной развертке с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=2$ Па, а на рис. 4.15, 4.17 амплитудно-частотные характеристики которые отвечают четырем различным моментам времени для этих реализаций: (1) – 80 мкс, (2) – 82,5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс.

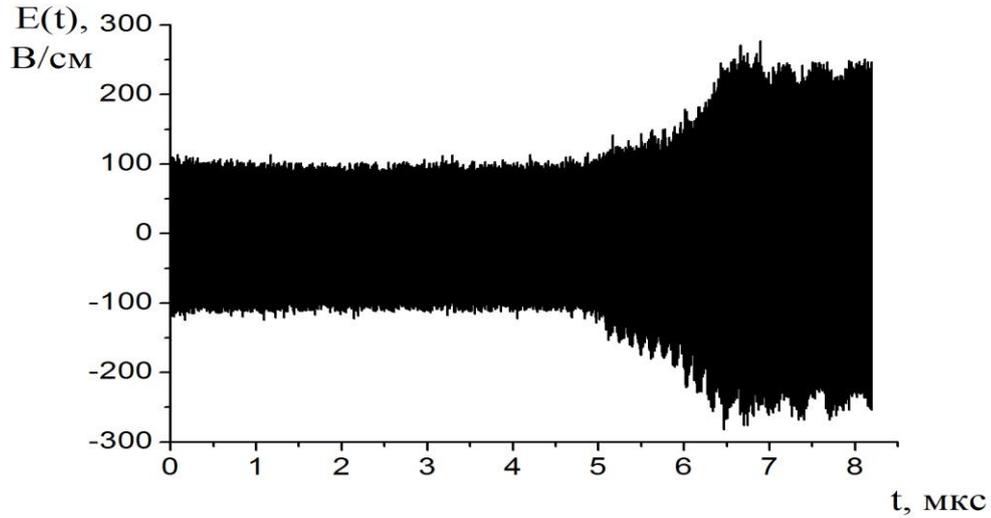


Рисунок 4.14 – Реализация $E(t)$ на входе коаксиального волновода в микросекундном масштабе с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=2$ Па

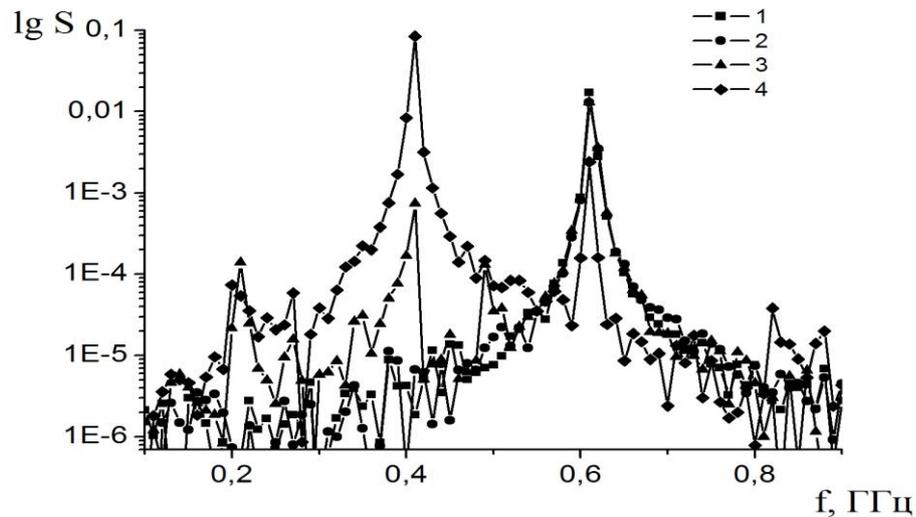


Рисунок 4.15 – Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на входе коаксиального волновода для различных моментов времени от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82,5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P=2$ Па

Из сравнения рис. 4.14 и 4.16 видно, что вследствие горения разряда на всем восьми микросекундном промежутке времени амплитуда реализации на выходе коаксиального волновода уменьшилась более чем на порядок.

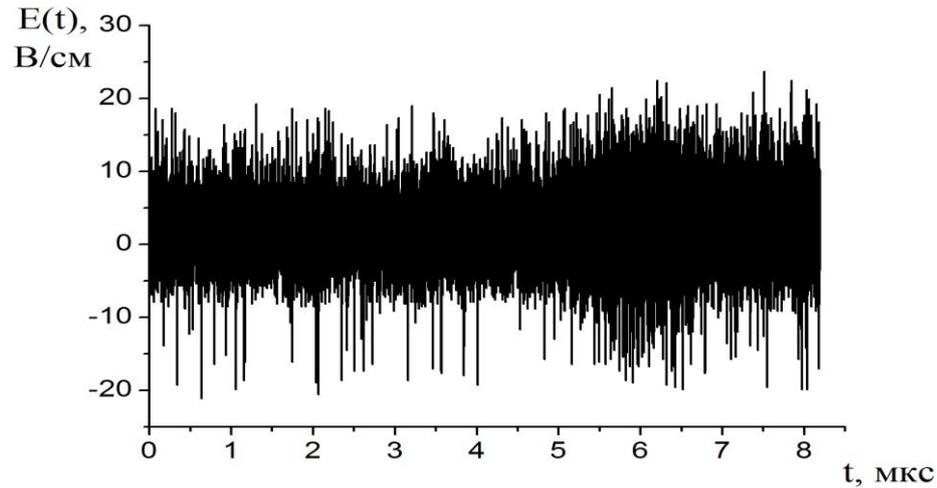


Рисунок 4.16 – Реализация $E(t)$ на выходе коаксиального волновода в микросекундном масштабе с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=2$ Па

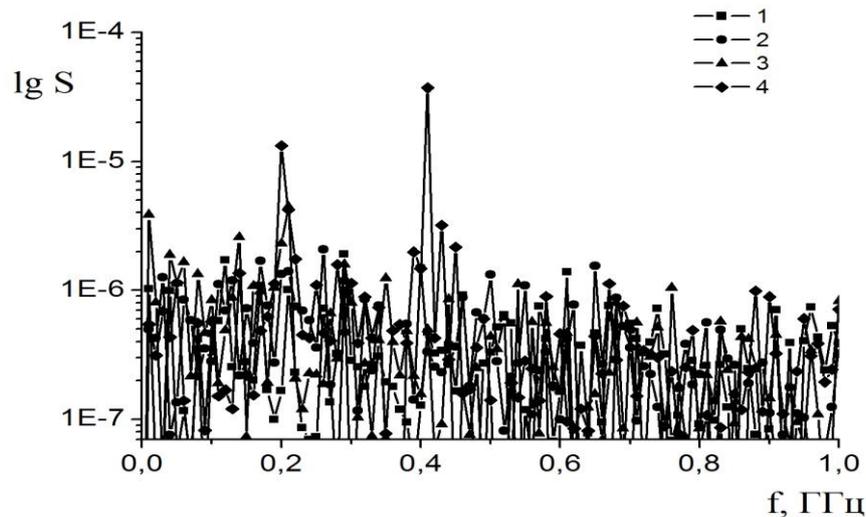


Рисунок 4.17 – Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на выходе коаксиального волновода для различных моментов времени от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82.5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P=2$ Па

Сравнение рис.4.15 и рис.4.17 показывает, что максимумы локальных амплитудно-частотных характеристик, которые имели место на входе в волновод (рис. 4.15) вследствие поддержания разряда практически незаметны на выходе коаксиального волновода (рис.4.17).

Для давления $P=1.33$ Па реализуется режим неустойчивого пробоя воздуха. Для детального анализа этого режима на рис. 4.18 и 4.20 приведены реализации $E(t)$ соответственно на входе и выходе КВ в микросекундной развертке с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=1.33$ Па.

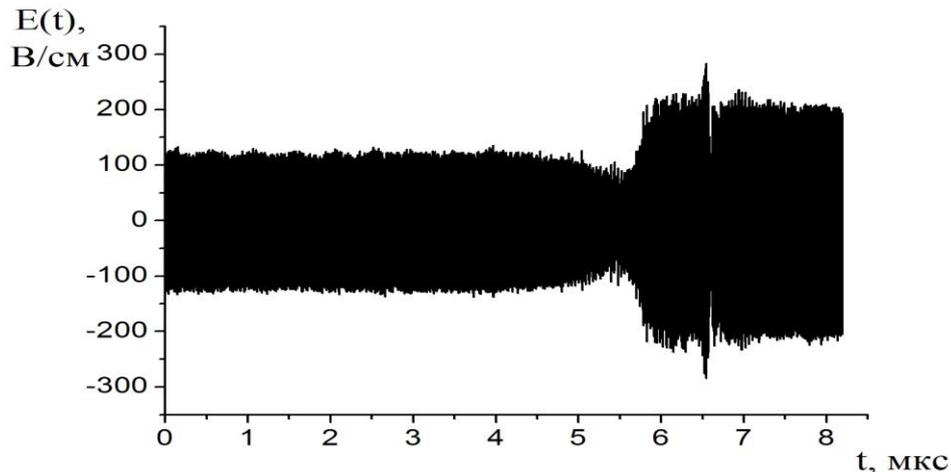


Рисунок 4.18— Реализация $E(t)$ на входе коаксиального волновода в микросекундном масштабе с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=1,33$ Па

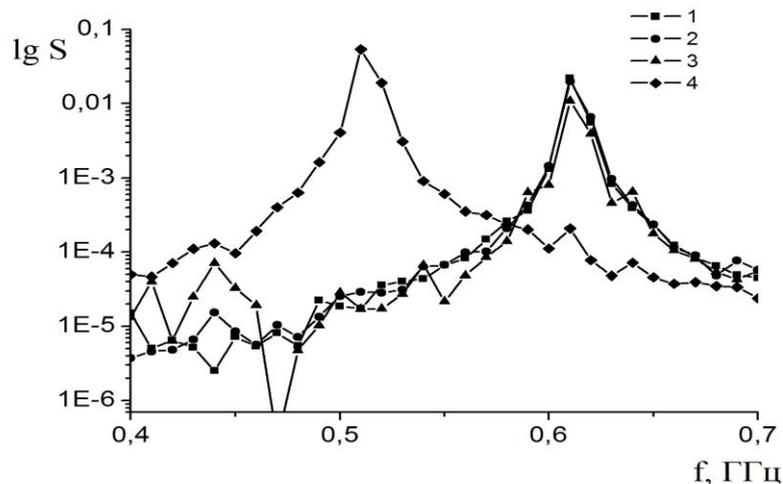


Рисунок 4.19 – Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на входе коаксиального волновода для различных моментов времени от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82,5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P=1,33$ Па

На рис. 4.19 и 4.21 приведены амплитудно-частотные характеристики реализаций показанных на рис. 4.18 и 4.19, которые отвечают 4 различным моментам времени от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ.

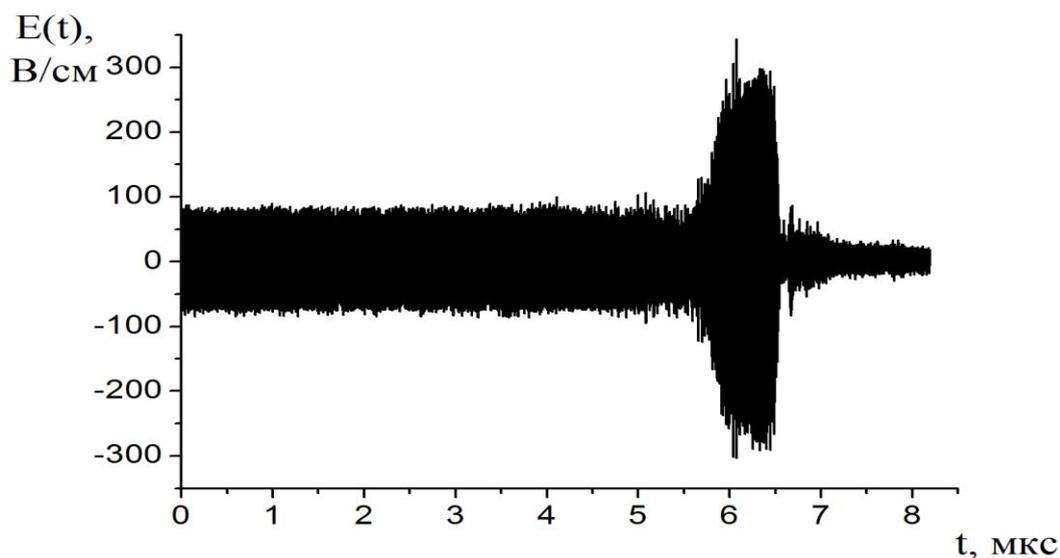


Рисунок 4.20 – Реализация $E(t)$ на выходе коаксиального волновода в микросекундном масштабе с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ, для давления $P=1,33$ Па

Из сравнения рис. 4.18 и 4.20 видно, что, вследствие поджига разряда, амплитуда реализации на выходе коаксиального волновода уменьшилась на порядок только на 86,5 микросекунде от начала импульса высокого напряжения на электронной пушке ППГ. Сравнение рис. 4.19 и 4.21 показывает, что на выходе коаксиального волновода существенно изменился максимум локальной амплитудно-частотной характеристики (кривая 4), которая отвечает временному промежутку, когда имел место пробой и поддержание разряда, т.е. 87 мкс (смотри рис. 4.20).

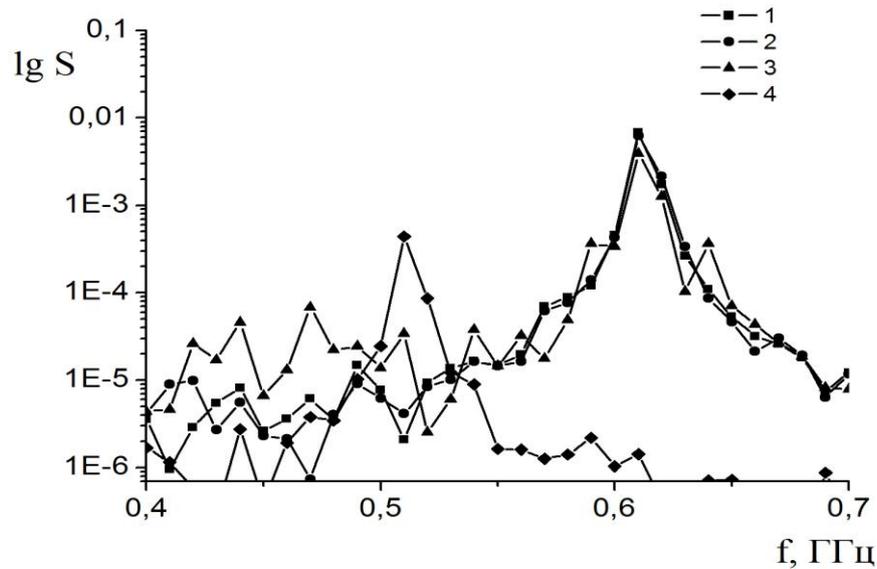


Рисунок 4.21 – Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на выходе коаксиального волновода для различных моментов времени от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82,5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P=1,33$ Па

Этот результат четко демонстрирует что для МВИССФ диапазон давлений рабочего газа, в котором осуществляется его пробой, в отличие от регулярного микроволнового излучения того же спектрального диапазона, практически не изменяясь для высоких давлений, очень сильно (почти на порядок) расширяется в сторону низких давлений. Это обусловлено эффективным бесстолкновительным нагревом электронов, ослабленной диффузией и снижением потерь на упругие и неупругие соударения. Таким образом, для микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы можно расширить область существования разряда и снизить потери энергии на его поддержание. А это говорит о преимуществах использования разряда созданного именно таким образом.

4.2. Измерение параметров плазмы в микроволновом разряде

В разделе представлена методика обработки данных для определения плотности плазмы.

Экспериментальные данные полученные [64] аппроксимировались с помощью метода наименьших квадратов. Аппроксимирующая функция для сигналов представленных на рис. 4.22 – 4.27 выбиралась в виде:

$$E = u_0 \sin(u_1 t + u_2) + u_3 + u_4 \sin(u_5 u_1 t + u_6). \quad (4.1)$$

Поиск параметров аппроксимирующей функции осуществлялся итерационным численным методом нахождения решения задачи наименьших квадратов с помощью алгоритма Левенберга-Марквардта [100–105]. Алгоритм предназначен для оптимизации параметров нелинейных регрессионных моделей и отличается от алгоритма Гаусса-Ньютона тем, что использует параметр регуляризации.

Задана выборка – набор из m точек полученных в результате эксперимента (E_i, t_i) . Задана регрессионная функция $f(u, t)$, которая зависит от параметров $u = (u_1, \dots, u_6)$ и свободной переменной t . Требуется найти такие значения параметров u_j , которые обеспечивали бы минимум суммы квадратов регрессионных остатков:

$$S = \sum_{i=1}^m r_i^2, \quad (4.2)$$

где остатки $r_i = E_i - f(u, t_i)$ для $i = 1, \dots, m$.

Для нахождения минимума функции S , приравняем к нулю её первые частные производные параметрам:

$$\frac{\partial S}{\partial u_i} = 2 \sum_i r_i \frac{\partial r_i}{\partial u_i} = 0, \quad j = 1, \dots, n. \quad (4.3)$$

Перед началом работы алгоритма задается начальный вектор параметров u . На каждом шаге итерации этот вектор заменяется на вектор $u + \Delta u$:

$$u_j \approx u_j^{k+1} = u_j^k + \Delta u_j, \quad (4.4)$$

где k – номер итерации, Δu_j – вектор шага.

На каждом шаге итерации линеаризуем модель с помощью приближения рядом Тейлора относительно параметров u^k :

$$f(t_i, u) \approx f(t_i, u^k) + \sum_j \frac{\partial f(t_i, u^k)}{\partial u_j} (u_j - u_j^k) \approx f(t_i, u^k) + \sum_j J_{ij} \Delta u_j. \quad (4.5)$$

Здесь элемент матрицы Якоби J_{ij} – функция параметра u_j ; значение переменной t_i фиксировано. В терминах линеаризованной модели:

$$\frac{\partial r_i}{\partial u_j} = -J_{ij}. \quad (4.6)$$

Регрессионные остатки определены как:

$$r_i = \Delta E_i - \sum_{j=1}^n J_{ij} \Delta u_j; \quad \Delta E_i = E_i - f(t_i, u^k). \quad (4.7)$$

Подставляя последнее выражение в (4.3), получаем:

$$-2 \sum_{i=1}^m J_{ij} (\Delta E_i - \sum_{s=1}^n J_{is} \Delta u_s) = 0. \quad (4.8)$$

Преобразуя, получаем систему из n линейных уравнений:

$$\sum_{i=1}^m \sum_{s=1}^n J_{ij} J_{is} \Delta u_s = \sum_{i=1}^m J_{ij} \Delta E_i. \quad (4.9)$$

Запишем это уравнение в матричном виде:

$$(J^T J) \Delta u = J^T \Delta E. \quad (4.10)$$

Таким образом, чтобы найти значение Δu нужно решить систему линейных уравнений:

$$\Delta u = (J^T J)^{-1} J^T (E - f(u)). \quad (4.11)$$

Т.к. матрица $J^T J$ может оказаться существенно вырожденной, то Марквардт предложил ввести параметр регуляризации $\lambda \geq 0$,

$$\Delta u = (J^T J + \lambda I)^{-1} J^T (E - f(u)), \quad (4.12)$$

где I – единичная матрица. Этот параметр назначается на каждой итерации алгоритма. Если значение ошибки r_i убывает быстро, малое значение λ сводит этот алгоритм к алгоритму Ньютона-Гаусса. Алгоритм останавливается, в том случае, если приращение Δu в последующей итерации меньше заданного значения, либо если параметры u обеспечивают ошибку r меньшую заданной величины. Значение вектора u на последней итерации считается искомым.

На рис. 4.22 – 4.33 показаны сплошными линиями результаты обработки по методу наименьших квадратов сигнала с зондов, а закрашенными квадратами точки, снятые цифровым осциллографом. А также, численно рассчитанные значения сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами u_3 для каждого случая.

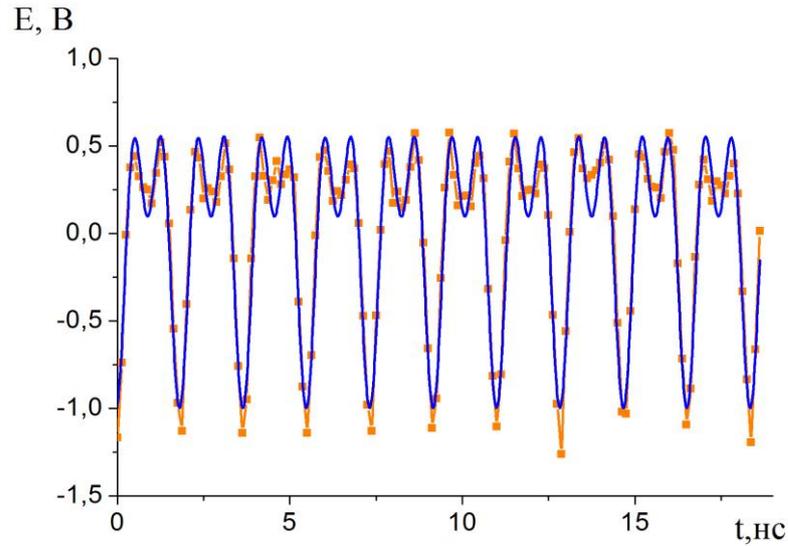


Рисунок 4.22 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=9,1 \cdot 10^{-3}$ В

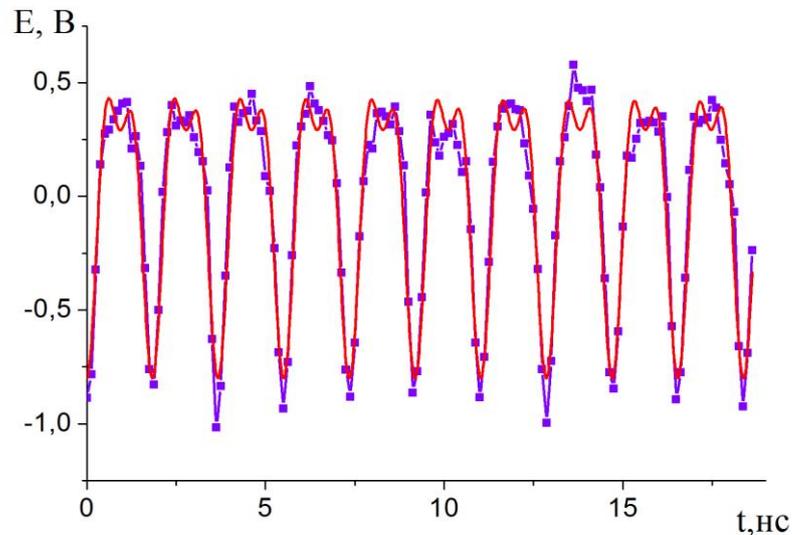


Рисунок 4.22 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=2,4 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение сдвигки низкочастотного напряжения относительно нуля составляют, соответственно: $u_3=6,7 \cdot 10^{-3}$ В, $5,75 \cdot 10^{-3}$ В.

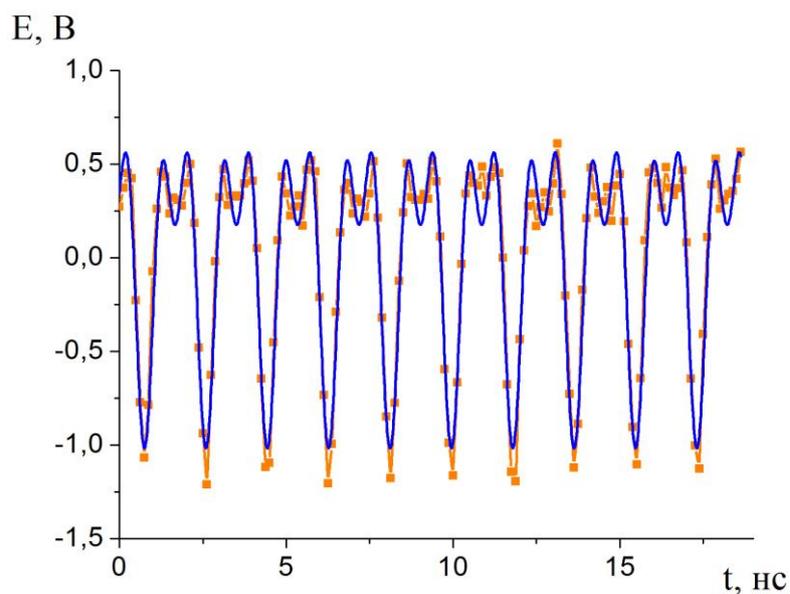


Рисунок 4.23 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=7,6 \cdot 10^{-3}$ В

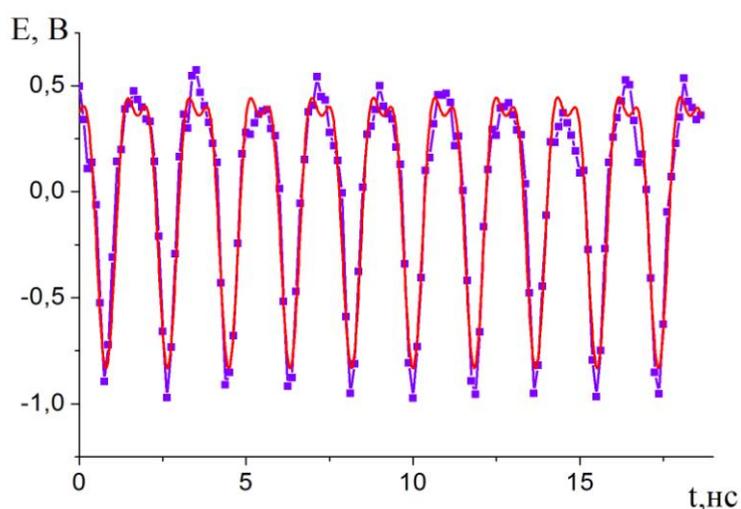


Рисунок 4.23 (б) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=-1,7 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=9,3 \cdot 10^{-3}$ В, $2,95 \cdot 10^{-3}$ В.

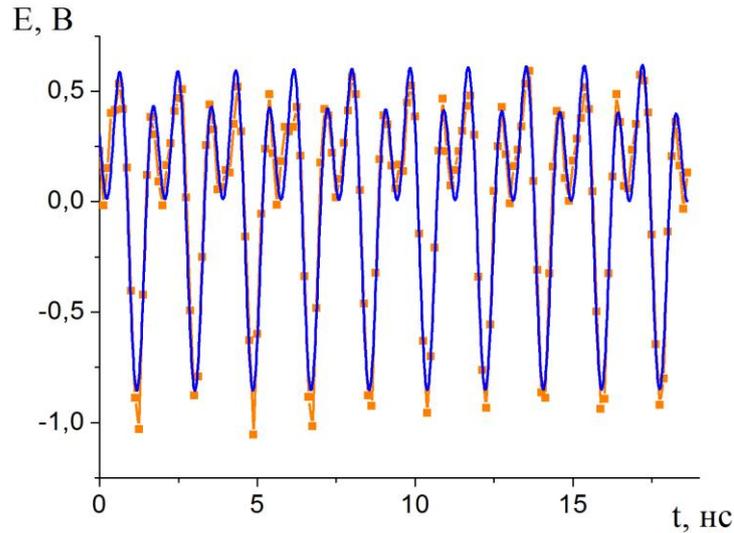


Рисунок 4.24 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=19,0\cdot 10^{-3}$ В

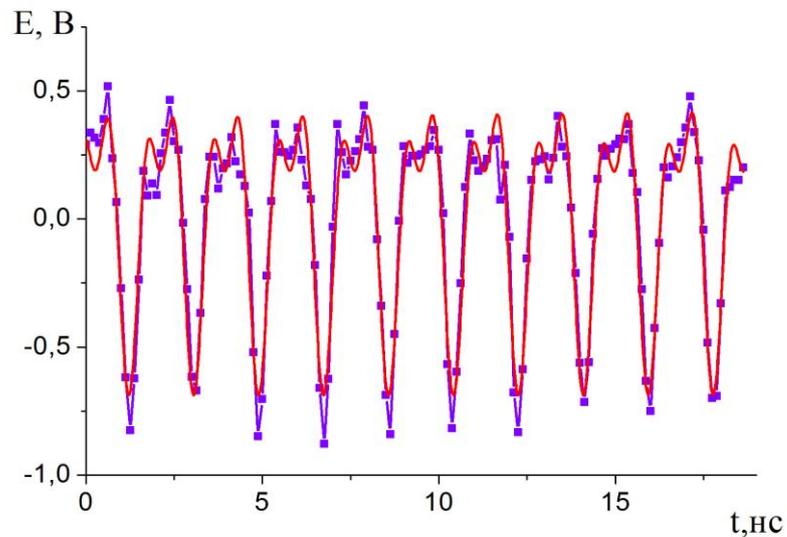


Рисунок 4.24 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=4,9\cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=14,1\cdot 10^{-3}$ В, $11,95\cdot 10^{-3}$ В.

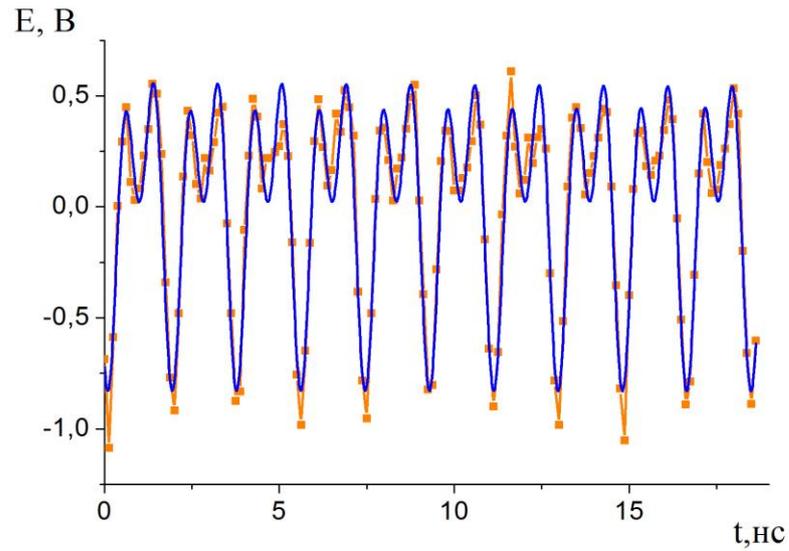


Рисунок 4.25 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=18,9\cdot 10^{-3}$ В

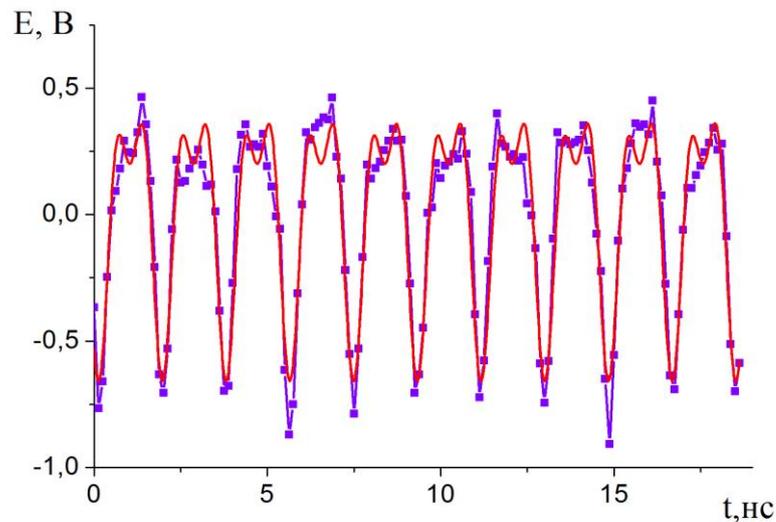


Рисунок 4.25 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=3,9\cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=15,0\cdot 10^{-3}$ В, $11,4\cdot 10^{-3}$ В.

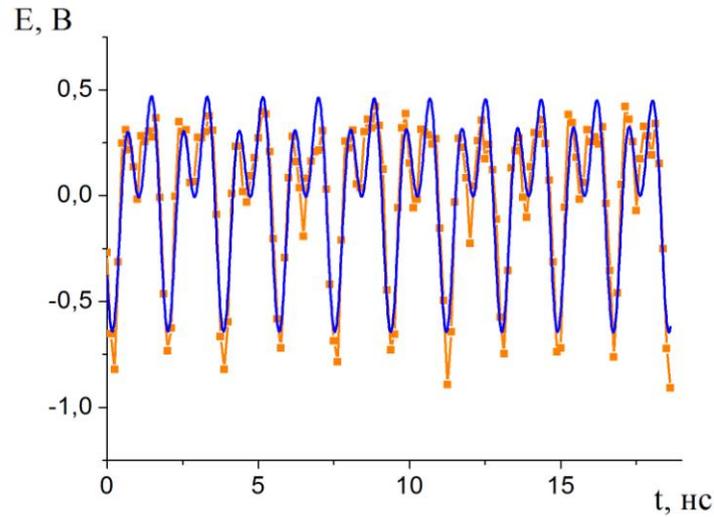


Рисунок 4.26 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн} = -63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3 = 13,3 \cdot 10^{-3}$ В

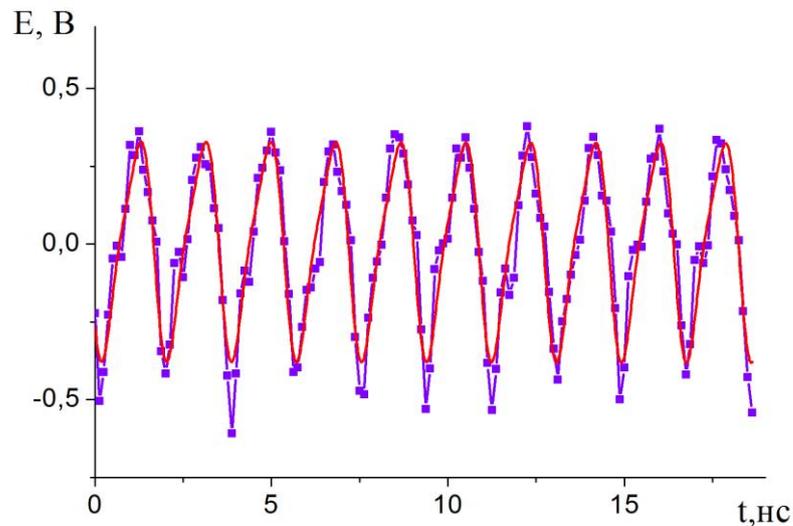


Рисунок 4.26 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн} = -63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3 = -3,8 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3 = 17,1 \cdot 10^{-3}$ В, $4,75 \cdot 10^{-3}$ В.

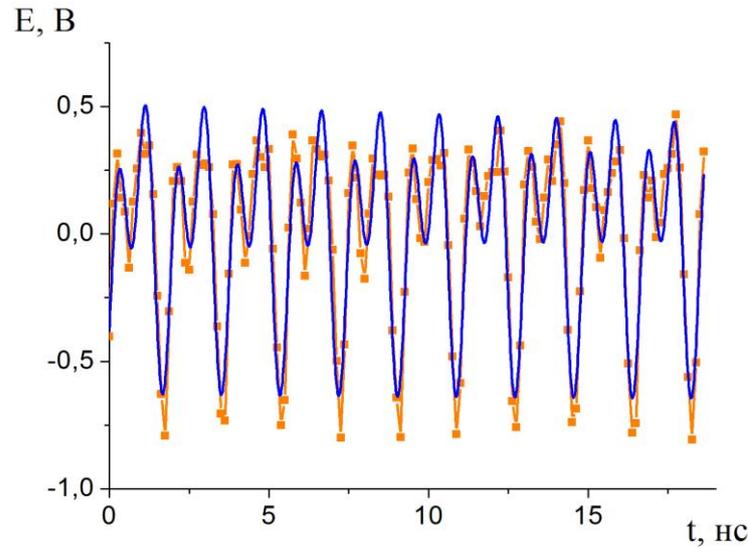


Рисунок 4.27 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=-63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=7,7 \cdot 10^{-3}$ В

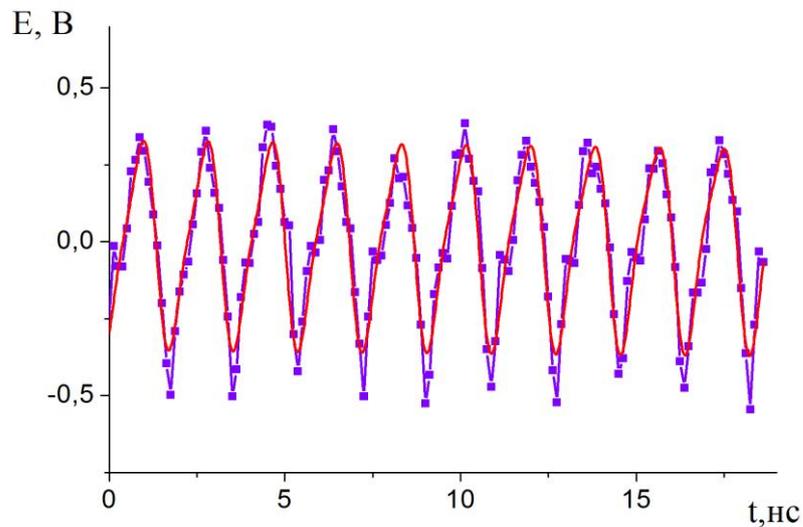


Рисунок 4.27 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=-63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=-2,2 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=9,9 \cdot 10^{-3}$ В, $2,25 \cdot 10^{-3}$ В.

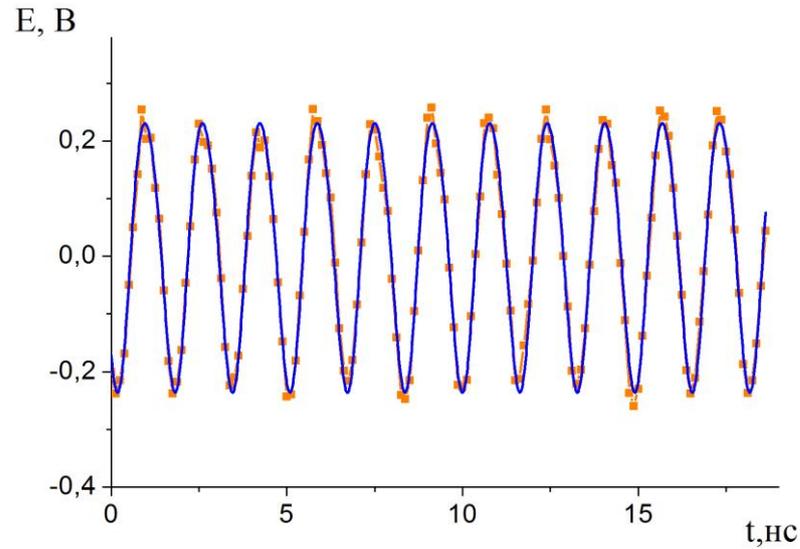


Рисунок 4.28 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=11,6 \cdot 10^{-3}$ В

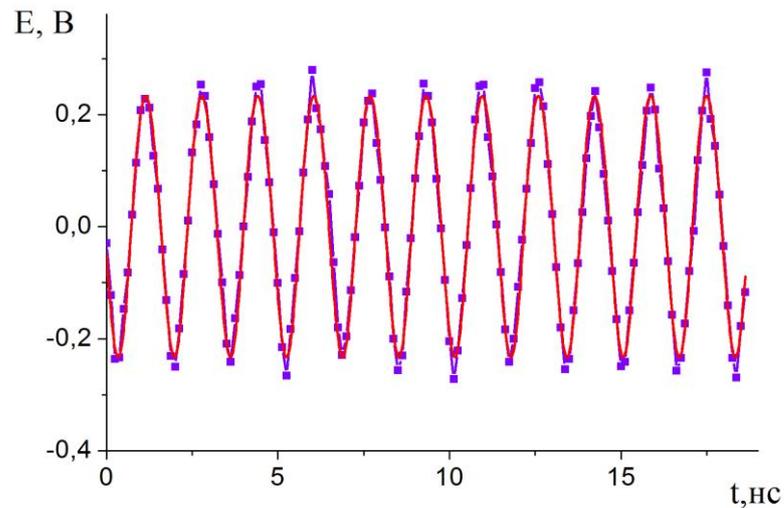


Рисунок 4.28 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=7,7 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=3,9 \cdot 10^{-3}$ В, $9,65 \cdot 10^{-3}$ В.

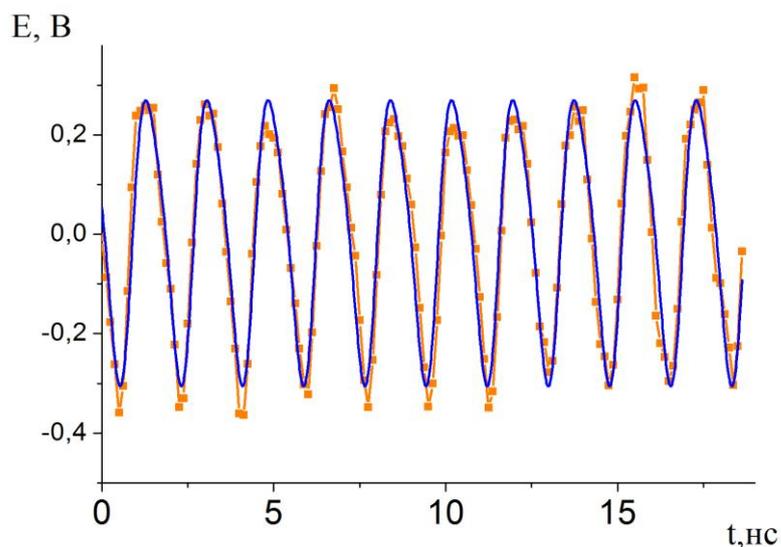


Рисунок 4.29 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{\text{вн}}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=4,6\cdot 10^{-3}$ В

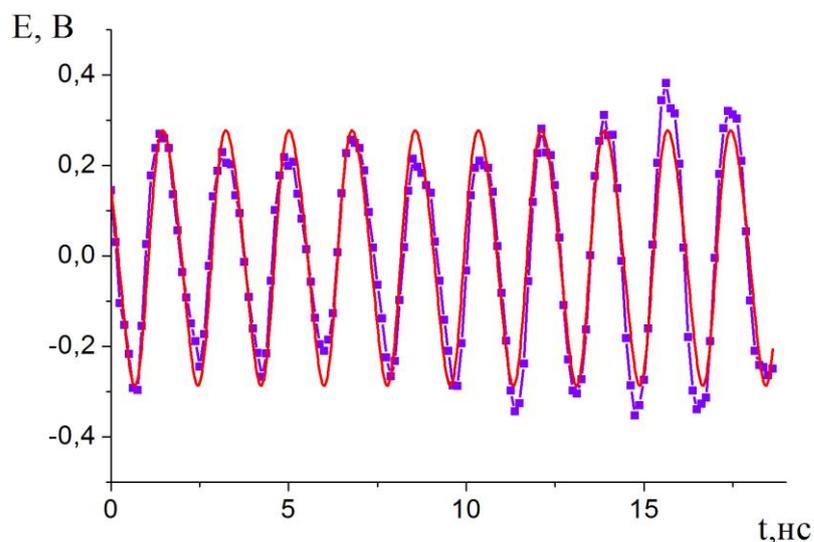


Рисунок 4.29 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{\text{вн}}=0$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=5,7\cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=-1,1\cdot 10^{-3}$ В, $5,15\cdot 10^{-3}$ В.

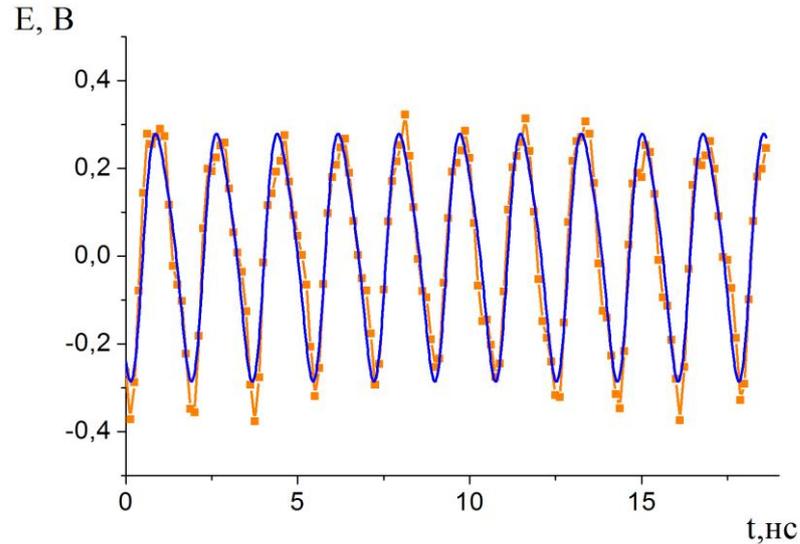


Рисунок 4.30 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=15,0 \cdot 10^{-3}$ В

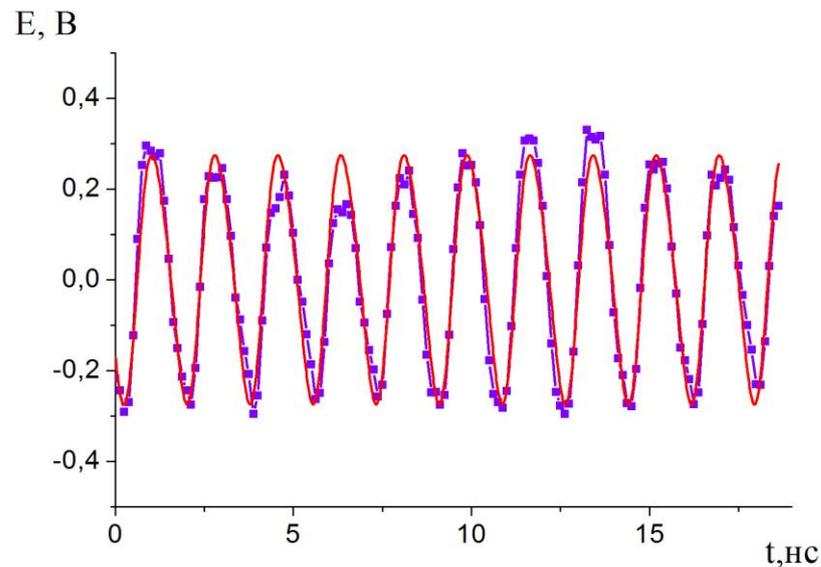


Рисунок 4.30 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=12,3 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=2,76 \cdot 10^{-3}$ В, $13,65 \cdot 10^{-3}$ В.

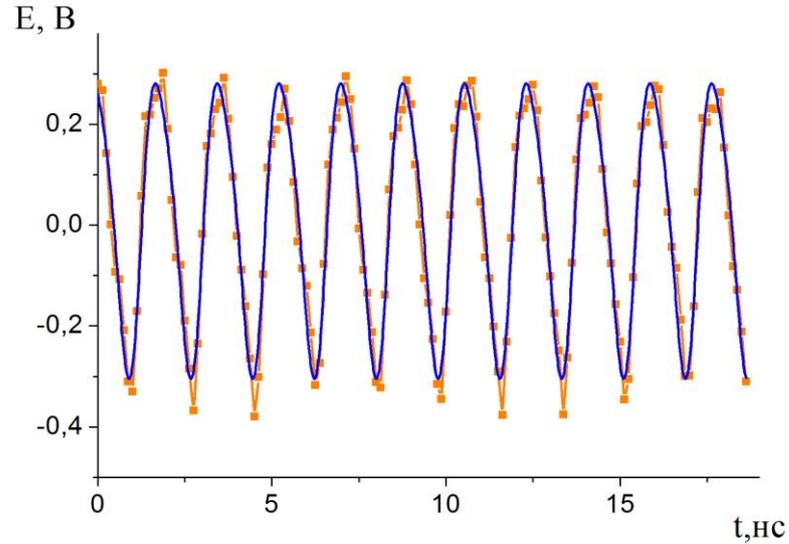


Рисунок 4.31 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=13,3\cdot 10^{-3}$ В

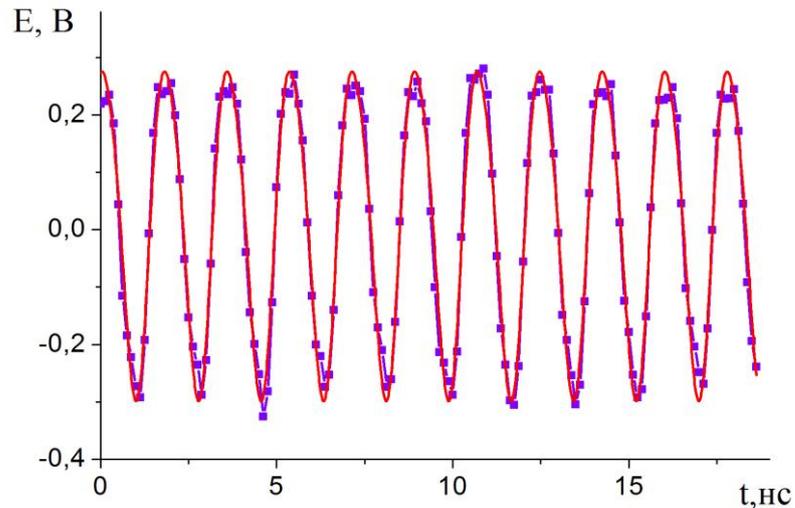


Рисунок 4.31 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=63$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=9,9\cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=3,4\cdot 10^{-3}$ В, $11,6\cdot 10^{-3}$ В.

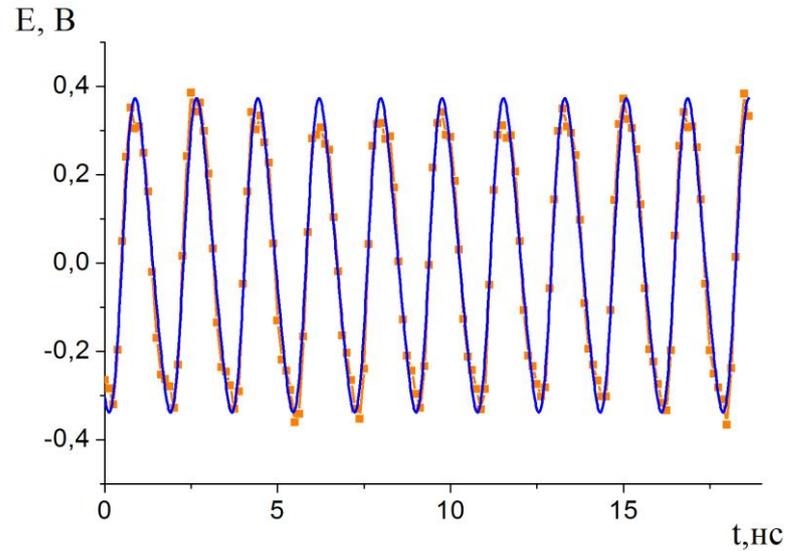


Рисунок 4.32 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{\text{вн}}=37,6$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=10,4 \cdot 10^{-3}$ В

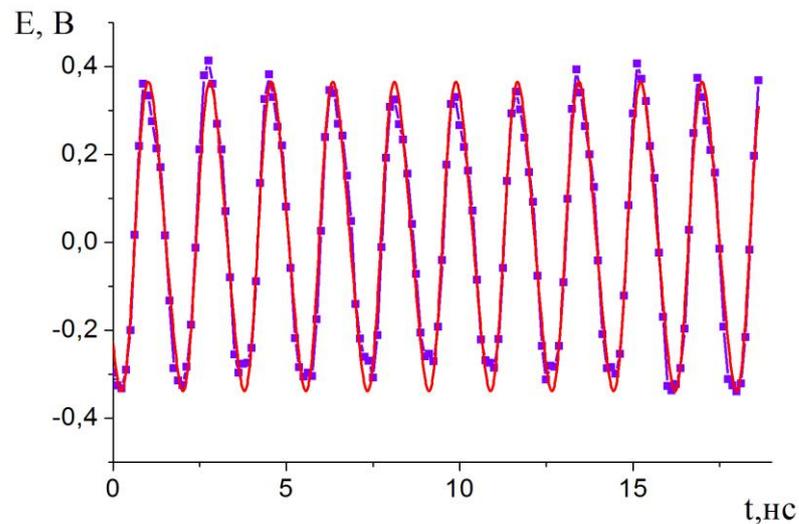


Рисунок 4.32 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{\text{вн}}=37,6$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=9,1 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=1,3 \cdot 10^{-3}$ В, $9,75 \cdot 10^{-3}$ В.

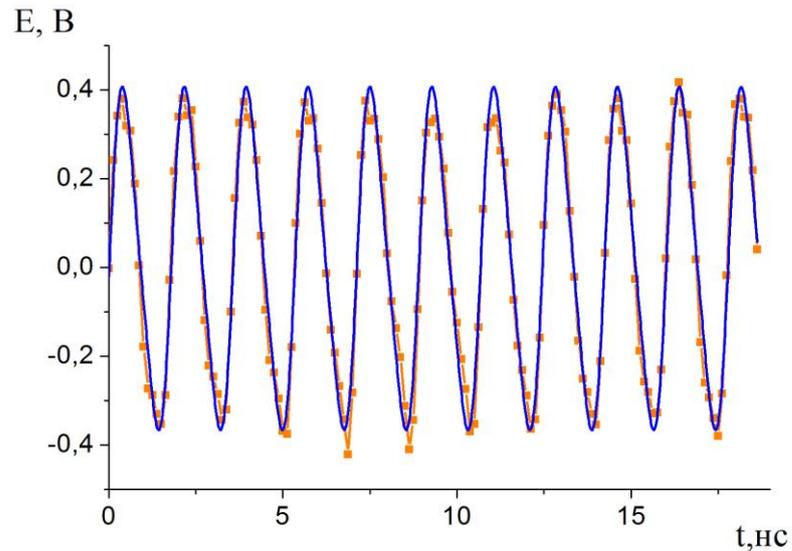


Рисунок 4.33 (а) – Микроволновый сигнал с первого зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=37,6$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=13,3 \cdot 10^{-3}$ В

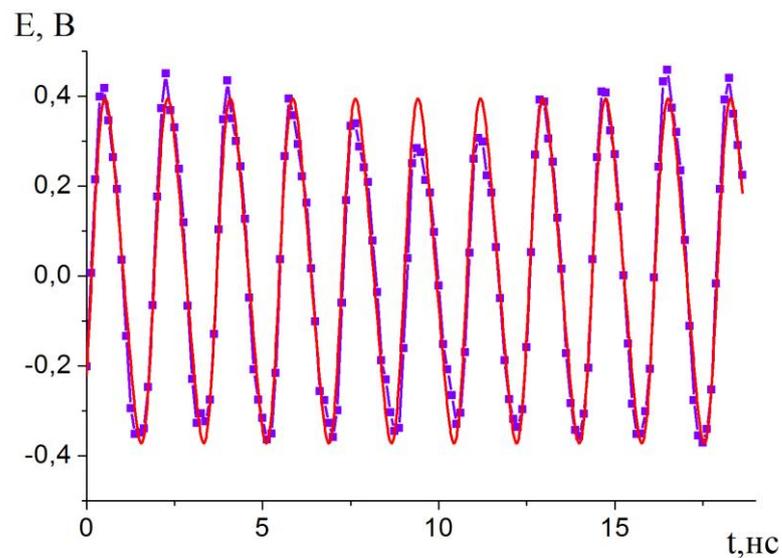


Рисунок 4.33 (б) – Микроволновый сигнал со второго зонда при внешнем напряжении $U_{вн}=37,6$ В, сдвигка низкочастотного напряжения относительно нуля составляет $u_3=10,0 \cdot 10^{-3}$ В

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами и среднее значение его сдвижки относительно нуля составляют соответственно: $u_3=3,3 \cdot 10^{-3}$ В, $11,65 \cdot 10^{-3}$ В.

Разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами u_3 с учетом сдвижки среднего значения относительно нуля, позволяет оценить значение тока I в зондовой цепи: $I = u_3/R$. Плотность тока, приходящего на зонд с площадью поверхности $S_{\text{зонда}} = 0,02 \text{ см}^2$, будет:

$$j = \frac{I}{S_{\text{зонда}}} . \quad (4.13)$$

С другой стороны:

$$j = en_e v_e , \quad (4.14)$$

где n_e – концентрация электронов, e – заряд электрона, v_e – его скорость. Скорость электрона под влиянием внешнего напряжения $U_{\text{вн}}$ с учетом упругих столкновений можно оценить по формуле:

$$v_e = \frac{e}{m_e} \frac{U_{\text{вн}}}{h} \tau_{\text{см}} , \quad (4.15)$$

где $\tau_{\text{см}}$ – время между упругими столкновениями, $h=6 \text{ мм}$ – расстояние между зондами:

$$\tau_{\text{см}} = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)v_e} . \quad (4.16)$$

Зависимость сечения упругих столкновений от энергии электрона $\sigma(\varepsilon)$ взята из таблиц для азота и кислорода (рис. 3.2–3.3 главы 3), N – концентрация частиц при давлении $P=11 \text{ Па}$ и температуре $T=300 \text{ К}$. Из формул (4.15) и (4.16) рассчитывалась скорость электрона v_e в поле, создаваемом разностью потенциалов

$U_{\text{вн}}$. Соответственно из формул (4.13) и (4.14) можно оценить концентрацию электронов в плазме.

Следует отметить, что имеется составляющая тока и при нулевой разности потенциалов на зондах, рис. 4.22 – 4.23. Это обусловлено движением электронов в слабо неоднородных высокочастотных полях под действием силы высокочастотного давления (аналог поведения маятника с вибрирующим подвесом, впервые изученным П.Л. Капицей в 1951 году). Наличие среднее значения сдвижки низкочастотного напряжения относительно нуля говорит о наличии тока на зонды не связанного с внешним напряжением. По сути это ошибка в определении плотности тока, а следовательно и плотности плазмы. Т.е. по такой методике мы можем оценить плотность только при тех значениях внешнего напряжения $U_{\text{вн}}$ когда разность u_3 превышает сдвижку относительно нуля, в случае когда они соизмеримы, мы можем определять плотность по такой методике только с точностью до порядка величины.

Из формул (4.15) и (4.16) рассчитывалась скорость электрона v_e в поле, создаваемом разностью потенциалов $U_{\text{вн}}$. Расчеты энергии электрона с учетом упругих соударений показали, что энергия набранная электроном при разности потенциалов между зондами $U_{\text{вн}}=63$ В равна $\varepsilon=14.35$ эВ. Это означает, что при оценке скорости электрона мы можем не учитывать неупругие соударения.

Далее с учетом рассчитанного значения скорости электрона v_e по формуле (4.15) оценивалась концентрация электронов в плазме в окрестности зондов.

В результате, вычисления концентрации дали для случая из рис.4.24, когда внешнее напряжении $U_{\text{вн}}=63$ В и разность сдвижек низкочастотного напряжения относительно нуля между двумя зондами $u_3=14,1$ мВ, значение концентрации равное $n_e=1,3 \cdot 10^9$ см⁻³.

В случае из рис. 4.25: $U_{\text{вн}}=63$ В и $u_3=15$ мВ, значение $n_e=1,4 \cdot 10^9$ см⁻³.

В случае из рис. 4.26: $U_{\text{вн}}=-63$ В и $u_3=17,1$ мВ, значение $n_e=1,58 \cdot 10^9$ см⁻³.

В случае из рис. 4.27: $U_{\text{вн}}=-63$ В и $u_3=9,9$ мВ, значение $n_e=9,2 \cdot 10^8$ см⁻³.

На рис. 4.30 – 4.33 показаны случаи, когда разность в сдвигках низкочастотного напряжения меньше чем среднее значение сдвигки относительно нуля. В этом случае ток на зонды не связанный с внешним напряжением больше чем ток под действием $U_{вн}$. Корректно оценить плотность плазмы в этом случае нельзя. В таких случаях необходимо увеличивать внешнее напряжение, так чтобы разность в сдвигках низкочастотного напряжения оказалась больше среднего значения сдвигки относительно нуля.

4.3. Выводы к разделу

В данной главе исследовано прохождение мощного микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы через создаваемую им в коаксиальном волноводе плазму. Показано, что в момент возникновения пробоя и образования плазмы уровень мощности прошедших колебаний резко падает и далее монотонно уменьшается. Установлено, что после прохождения микроволнового излучения через плазму существенно изменяется его спектральный состав, значительно затухают основные составляющие спектра. Это происходит из-за использования энергии на ионизацию газа.

Приведены результаты обработки и анализа экспериментальных исследований пробоя в разреженном газе МВИССФ. Показано, что для МВИССФ диапазон давлений рабочего газа, в котором осуществляется его пробой, в отличие от регулярного микроволнового излучения того же спектрального диапазона, практически не изменяясь для высоких давлений, очень сильно (почти на порядок) расширяется в сторону низких давлений. Это обусловлено эффективным бесстолкновительным нагревом электронов, ослабленной диффузией и снижением потерь на упругие и неупругие соударения. Таким образом, для микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы можно расширить область существования разряда в сторону низких давлений и снизить потери энергии на его поддержание.

Установлено, что для уменьшения интегральной мощности микроволнового излучения, необходимой для пробоя и поддержания разряда, требуется сужение спектра сигнала при сохранении частоты скачков фазы.

Разработана оригинальная методика определения плотности плазмы в разряде низкого давления, инициированном МВИССФ, с помощью применения двойных зондов, цифрового осциллографа и численной обработки реализаций ВЧ-сигналов. Вследствие обработки экспериментальных данных установлено, что при мощности МВИССФ равного 6 кВт и давлении воздуха в волноводе 11 Па значения плотности плазмы вблизи зондов составляют от $1,10^9 \text{ см}^{-3}$ до $1,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

РАЗДЕЛ 5

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РАЗРЯДА, ИНИЦИИРОВАННОГО МИКРОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИ- ЕМ СО СТОХАСТИЧЕСКИМИ СКАЧКАМИ ФАЗЫ

5.1. Участки спектра оптического излучения второй положительной системы азота и атомарного водорода

В данной главе приведены результаты теоретической обработки и анализа экспериментальных исследований оптических характеристик плазмы разряда, инициируемого микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы. Эксперименты проведены в широком диапазоне давлений воздуха, в котором разряд стабильно зажигается и поддерживается. Методика эксперимента описана выше.

Проанализированы спектры оптического излучения из плазмы разряда для различных давлений воздуха в коаксиальном волноводе при мощности МВИССФ $W=17$ кВт. Оптическое излучение из плазмы разряда в воздухе анализировалось по первой и второй положительных системах азота и отдельным атомарным линиям [106 –108], представленным на рисунках ниже.

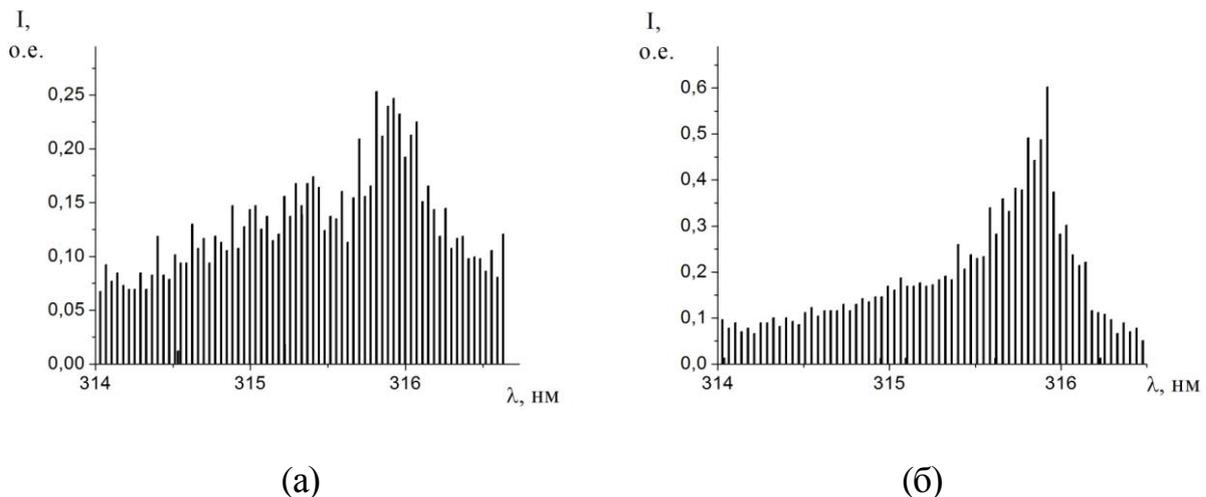


Рисунок 5.1 – Полоса спектра второй положительной системы азота N_2 в диапазоне 314 нм – 316.5 нм: (а) – при давлении $P=4.6$ Па, (б) – при давлении $P=28$ Па

На рис. 5.1 представлены две полосы спектра второй положительной системы азота N_2 в диапазоне 314 нм – 316,5 нм, для двух различных значений давления. На рис. 5.1 (а) – давление $P=4,6$ Па, а на рис. 5.1 (б) – давление $P=28$ Па.

На рис. 5.2 (а) представлена полоса спектра второй положительной системы азота N_2 в диапазоне 334 нм – 339,5 нм с наложением линии NH (336,0), а на рис. 5.2 (б) показано временное распределение оптического излучения (кривая 1), снятое в максимуме линии 337,13 и импульс высокого напряжения (кривая 2). Измерения проводились при давлении $P=4,6$ Па.

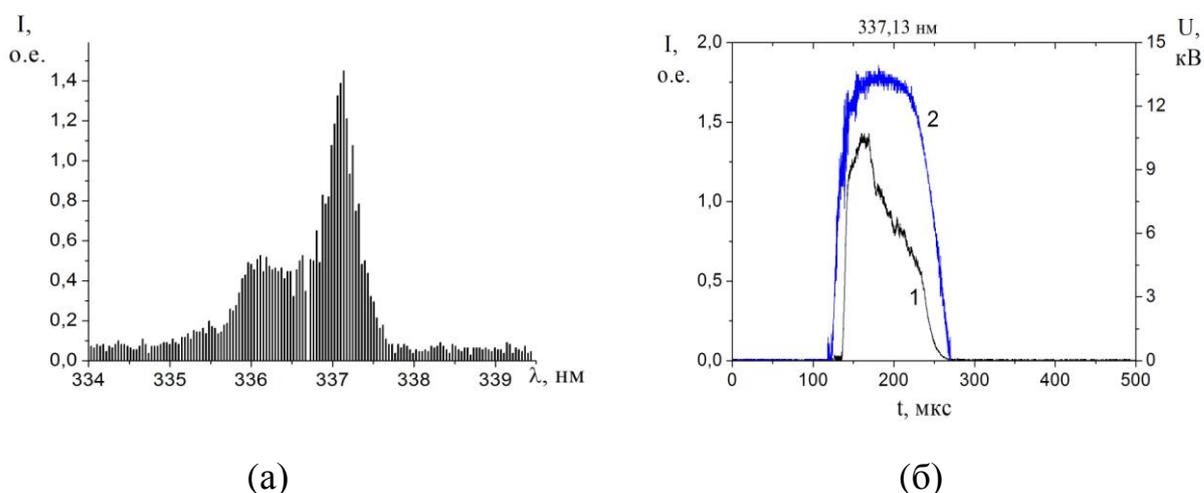
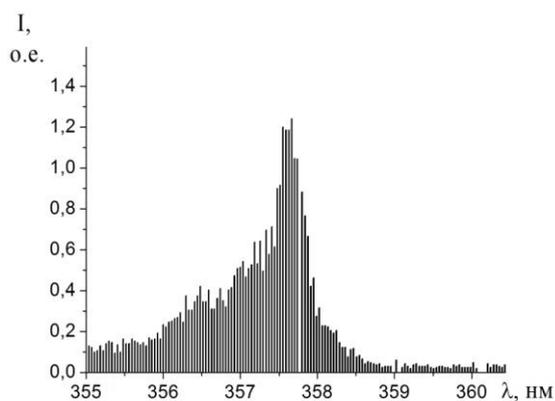


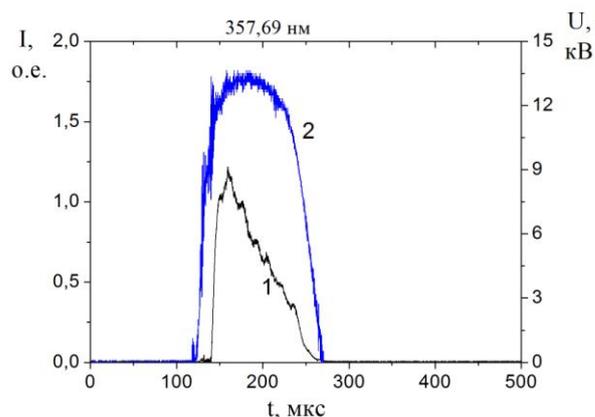
Рисунок 5.2 (а) – Полоса спектра второй положительной системы азота N_2 ; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

Амплитудное значение импульса оптического излучения составляет примерно 1,45 о.е. (относительных единиц), что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии. Следует отметить, что импульс оптического излучения длится практически столько же, сколько длится импульс высокого напряжения. Это означает, что разряд поддерживается на протяжении почти всего импульса высокого напряжения. Мощность микроволнового излучения на входе в коаксиальный волновод изменяется в 10 раз в течение импульса. Это свидетельствует о том, что для поддержания разряда достаточны напряженности электрического поля в несколько раз меньше, чем для зажигания.

На рис. 5.3 (а) представлена полоса спектра второй положительной системы азота N_2 в диапазоне 355 нм – 360,5 нм, а на рис. 5.3 (б) показано временное распределение оптического излучения (кривая 1), снятое в максимуме линии 357,69 нм и импульс высокого напряжения (кривая 2). Измерения проводились при давлении $P=4,6$ Па. Амплитудное значение импульса оптического излучения составляет примерно 1,25 о.е.

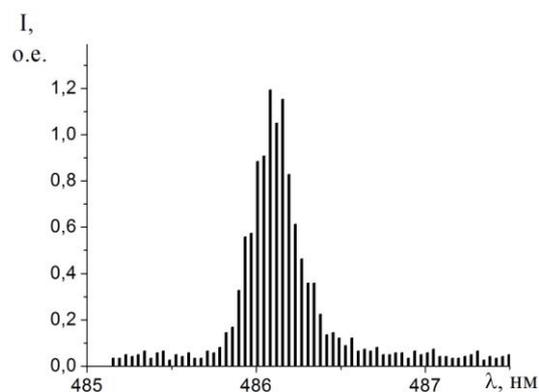


(а)

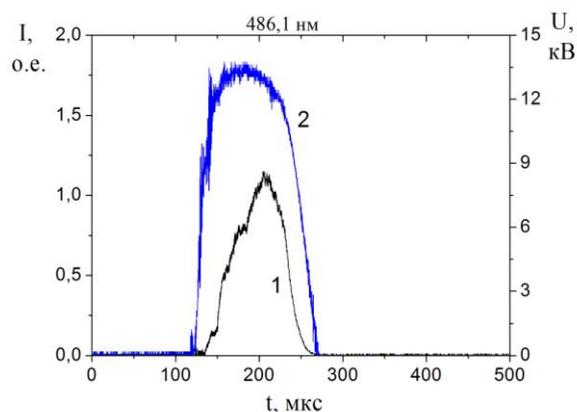


(б)

Рисунок 5.3 (а) – Полоса спектра второй положительной системы азота N_2 ; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии



(а)



(б)

Рисунок 5.4 (а) – Полоса спектра возле линии атомарного водорода H; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

На рис. 5.4 представлена полоса спектра возле линии атомарного водорода Н и импульс оптического излучения при давлении $P=4,6$ Па. Амплитудное значение импульса оптического излучения составляет примерно 1,2 о.е., что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии.

На рис. 5.5 представлена полоса спектра возле линии атомарного водорода Н и импульс оптического излучения при давлении $P=4,6$ Па.

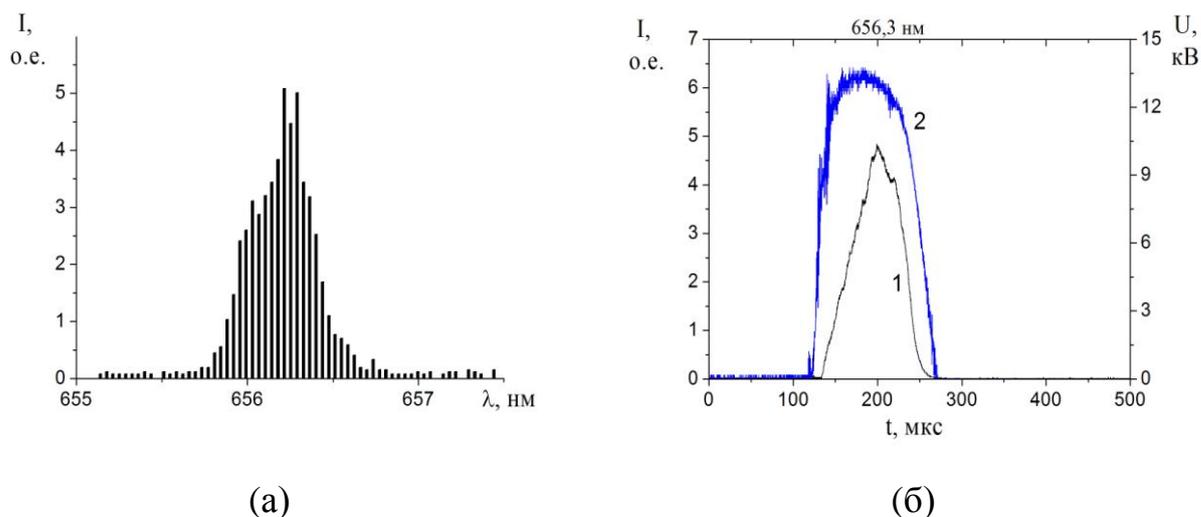


Рисунок 5.5 (а) – Полоса спектра возле линии атомарного водорода Н; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

Амплитудное значение импульса оптического излучения составляет примерно 5,0 о.е., что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии.

На рис. 5.6 (а) представлена полоса спектра второй положительной системы азота N_2 в диапазоне 334 нм – 339,5 нм с наложением линии NH (336,0), а на рис. 5.6 (б) показано временное распределение оптического излучения (кривая 1), снятое в максимуме линии 337,13 и импульс высокого напряжения (кривая 2). Измерения проводились при давлении $P=28$ Па.

Амплитудное значение импульса оптического излучения составляет примерно 2,7 о.е., что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии.

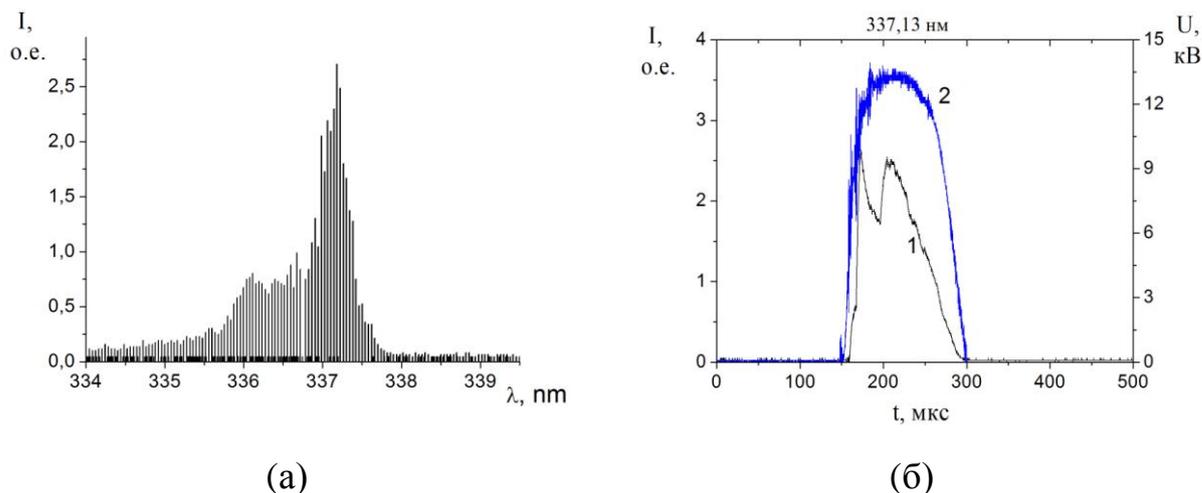


Рисунок 5.6 (а) – Полоса спектра второй положительной системы азота N_2 ; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

На рис. 5.7 (а) представлена полоса спектра второй положительной системы азота N_2 в диапазоне 355 нм – 360,5 нм, а на рис. 5.7 (б) показано временное распределение оптического излучения (кривая 1), снятое в максимуме линии 357,69 и импульс высокого напряжения (кривая 2). Измерения проводились при давлении $P=28$ Па.

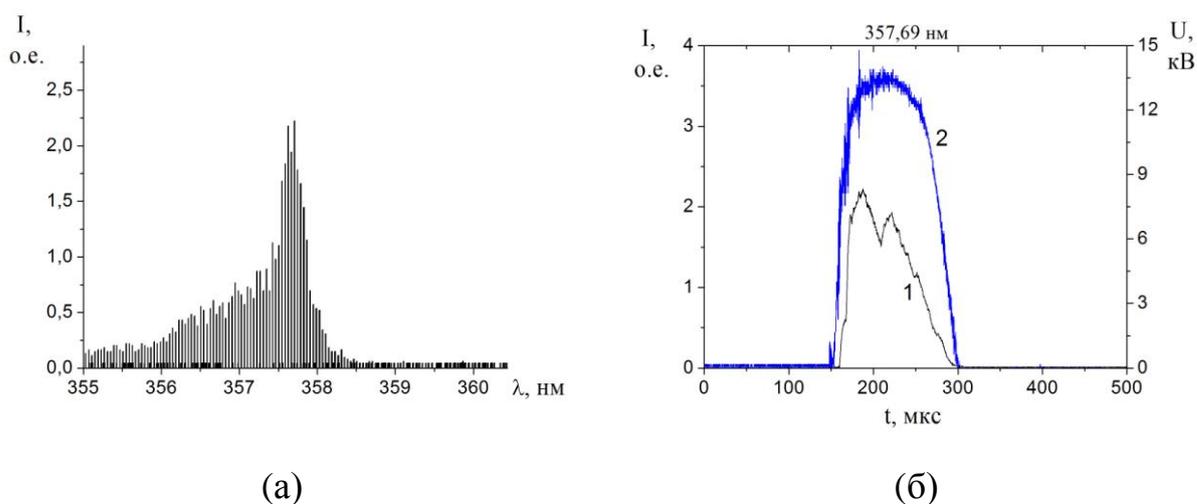


Рисунок 5.7 (а) – Полоса спектра второй положительной системы азота N_2 , (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

Амплитудное значение импульса оптического излучения составляет примерно 2,22 о.е., что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии.

На рис. 5.8 и 5.9 представлены полосы спектра возле линии атомарного водорода H и импульсы оптического излучения снятые в максимумах линий при давлении $P=28$ Па.

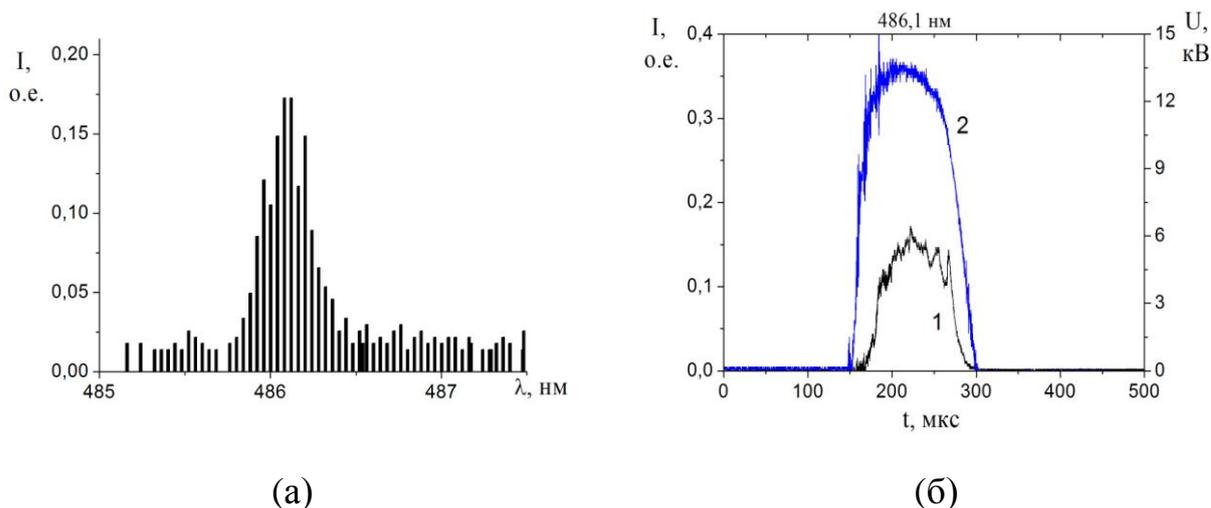


Рисунок 5.8 (а) – Полоса спектра возле линии атомарного водорода H; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

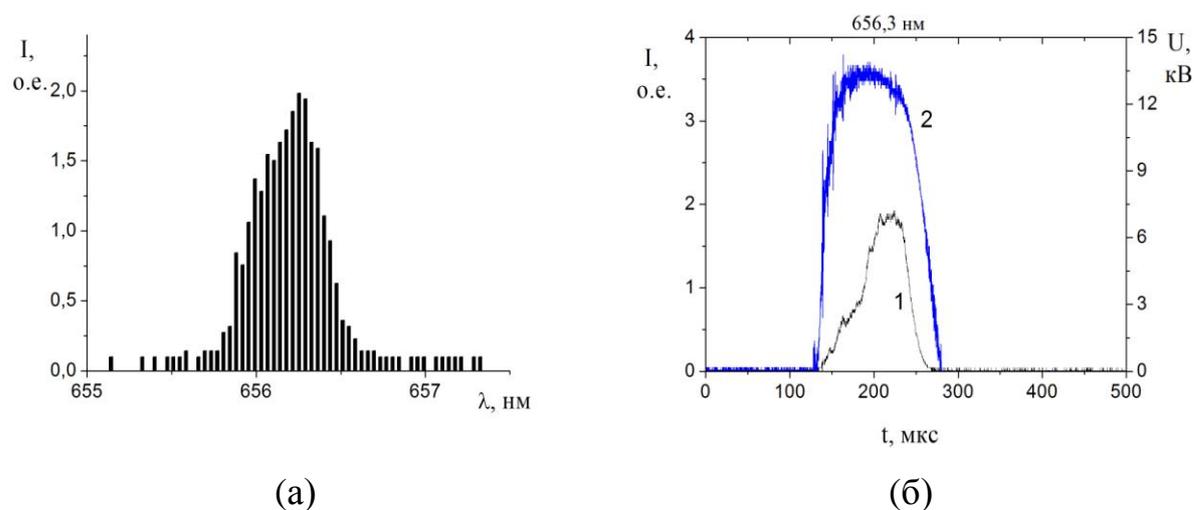


Рисунок 5.9 (а) – Полоса спектра возле линии атомарного водорода H; (б) – Временное распределение оптического излучения – 1 (левая шкала) и импульс высокого напряжения – 2 (правая шкала) в максимуме линии

Амплитудное значение импульса оптического излучения (рис. 5.8 (б)) составляет примерно 0,17 о.е., что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии (рис. 5.8 (а)). Амплитудное значение импульса оптического излучения (рис. 5.9 (б)) составляет примерно 2,0 о.е., что хорошо согласуется с амплитудным значением снятой линии (рис. 5.9 (а)).

5.2. Сравнительный анализ спектров атомарного водорода для двух различных давлений

В этом разделе анализируется спектр оптического излучения из плазмы разряда вблизи линий атомарного водорода H_α и H_β при двух давлениях воздуха. В видимом диапазоне оптического излучения из плазмы разряда в воздухе наиболее интенсивными являются линии 486,1 и 656,3. Следует отметить, что линия 486,1 это линия атомарного водорода, а линия 656,3 совпадает с линией атомарного водорода и полосой первой положительной системы азота. Интенсивность линий атомарного водорода $I_{486}=1,2$ о.е. и $I_{656}=5,0$ о.е. при давлении $P=4,6$ Па. При давлении $P=28$ Па, интенсивность линий атомарного водорода составляет $I_{486}=0,17$ о.е. и $I_{656}=2,0$ о.е.

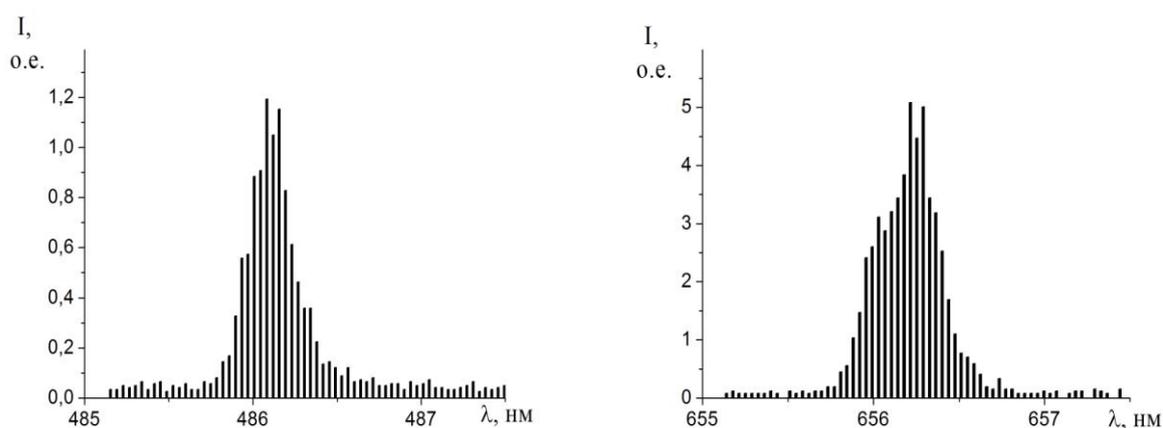


Рисунок 5.10 (а) – Участки спектра вблизи линий атомарного водорода при давлении $P=4,6$ Па

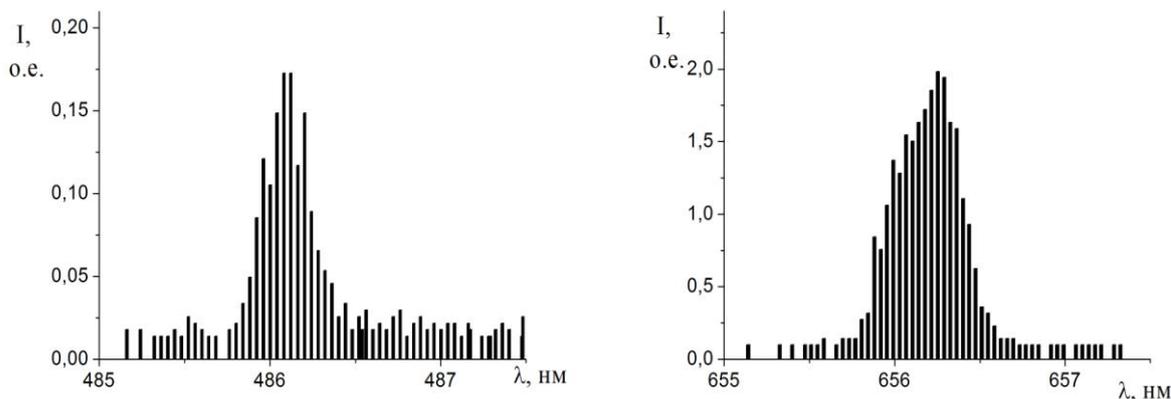


Рисунок 5.10 (б) – Участки спектра вблизи линий атомарного водорода при давлении $P=28$ Па

Сравнение интенсивностей этих наиболее ярких линий, находящихся в области видимого спектра, показывает, что при давлении $P=4,6$ Па соотношение $I_{656}/I_{486}=4,2$, а при давлении $P=28$ Па соотношение $I_{656}/I_{486}=11,6$. Это означает что при низком давлении линия 486,1, лежащая в диапазоне синего цвета, проявляется гораздо лучше, чем эта же линия при высоком давлении. Следовательно, наблюдаемый цвет разряда при низком давлении более синий, а при высоком давлении более красный.

5.3. Выводы к разделу

В данном разделе найдены зависимости спектра разряда от давления в коаксиальном волноводе и мощности МВИССФ, подаваемой на его вход. Проведено сравнение интенсивностей наиболее ярких линий, находящихся в области видимого спектра для различных давлений воздуха. Установлено, что при давлении $P=4,6$ Па отношение интенсивности линии 656,3 к интенсивности линии 486,1 составляет 4,2, а при давлении $P=28$ Па отношение интенсивности линии 656,3 к интенсивности линии 486,1 составляет 11,6. Это означает, что при низком давлении линия 486,1, лежащая в диапазоне синего цвета, проявляется гораздо лучше, чем эта же линия при высоком давлении. Следовательно, наблюдаемый цвет разряда при низком давлении соответст-

вует более коротковолновой области спектра, а при высоком давлении более длинноволновой области спектра.

Установлено, что оптическое излучение из плазмы разряда существует практически на протяжении всей длительности импульса высокого напряжения. Это свидетельствует о поддержании разряда при напряженностях поля в 3–5 раз меньших, чем при его поджиге.

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе найдены критерии и установлены условия функционирования эффективного разряда низкого давления, инициированного МВИССФ. Для решения этих задач построена теория, описывающая процесс набора энергии электронами в поле электромагнитной волны со скачками фазы. Проведена обработка результатов экспериментальных исследований характеристик разряда, инициированного МВИССФ.

Основные результаты и выводы работы состоят в следующем:

1. Проведен детальный анализ дисперсионных свойств электромагнитных волн в коаксиальном волноводе, заполненном плазмой. Исследованы электродинамические характеристики коаксиального волновода с геометрическими размерами, соответствующими экспериментальным данным, в случае отсутствия и наличия внешнего магнитного поля, а также для различных значений плотности плазмы.

Найдены топографии полей и пространственное распределение потоков энергии для ТЕМ волн и для Е и Н волн в случае отсутствия внешнего магнитного поля, когда Е и Н волны разделяются. Показано, что при заданных геометрических размерах волновода отсутствуют решения для частот ниже плазменной частоты $\omega_{pe}=5,64 \cdot 10^9$ рад/с, в частности для Н волны минимальные частоты выше, чем для Е волны.

Найдены дисперсионные соотношения для коаксиального волновода заполненного плазмой произвольной плотности в случае магнитного поля конечной величины. Показано, что в этом случае ТЕМ волны превращаются в квази-ТЕМ волны, имеющие продольную составляющую напряженности электрического поля, обращающуюся в ноль при плотности плазмы равной нулю. Найдены различные моды низкочастотных плазменных волн. Установлено, что в случае $\omega_{He} > \omega_{pe}$ низкочастотные моды плазменных волн асимптотически стремятся к ω_{pe} , а в случае $\omega_{He} < \omega_{pe}$ они асимптотически стремятся к ω_{He} . Установлено, что высокочастотные плазменные волны, существуют

вблизи гибридной частоты $\Omega_g = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$. Высокочастотные электромагнитные волны, с увеличением k_3 асимптотически стремятся к световой линии $\omega = k_3 \cdot c$. Установлено, что низкочастотная квази-ТЕМ волна близка к световой линии при малых k_3 , и приближается к ω_{He} по мере роста k_3 . Высокочастотная квази-ТЕМ волна напротив, близка к гибридной частоте при малых k_3 и асимптотически стремится к световой линии по мере роста k_3 . Найдены топологии полей и плотности потоков энергии для различных точек на дисперсионных кривых.

2. Разработана программа численного расчета набора энергии электроном в поле волны со стохастическими скачками фазы при учете упругих соударений. Проведены численные расчеты набора энергии электроном в случае отсутствия столкновений, а также при наличии столкновений, при параметрах микроволнового излучения и плазмы, имеющих место в экспериментах. Указаны условия, в которых набор энергии благодаря скачкам фаз является превалирующим. Это обстоятельство важно для создания эффективного разряда, инициированного МВИССФ. Установлено, что характерные времена, за которые электроны набирают энергию, соответствующую максимуму сечения ионизации воздуха, малы по сравнению с длительностью импульса. Поэтому в течение импульса происходит существенное возрастание плотности плазмы.

При наличии скачков фазы волны кривая пробоя уширяется в область низких давлений. Показано, что создавать эффективный разряд с помощью излучения со скачущей фазой, можно только в области низких давлений (вблизи левого края кривой пробоя). Это происходит по причине того, что вклад столкновений в набор энергии электронов мал по сравнению с вкладом скачков фазы, следовательно, нет потерь энергии связанной с упругими и неупругими столкновениями. Показано, что по мере повышения давления возрастают потери энергии на упругие и неупругие столкновения, что снижает эффективность разряда.

3. Исследовано прохождение мощного микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы через создаваемую им в коаксиальном волноводе плазму. Показано, что в момент возникновения пробоя и образования плазмы уровень мощности прошедших колебаний резко падает и далее монотонно уменьшается. Установлено, что после прохождения микроволнового излучения через плазму существенно изменяется его спектральный состав, значительно затухают основные составляющие спектра. Это происходит из-за использования энергии на ионизацию газа.

Установлено, что для уменьшения интегральной мощности микроволнового излучения, необходимой для пробоя и поддержания разряда, требуется сужение спектра сигнала при сохранении частоты скачков фазы.

Разработана оригинальная методика определения плотности плазмы в разряде низкого давления, инициированном МВИССФ. Она основана на применении двойных зондов, цифрового осциллографа и численной обработки реализаций ВЧ-сигналов. Вследствие обработки экспериментальных данных, установлено, что при мощности МВИССФ равной 6 кВт и давлении воздуха в волноводе 11 Па значения плотности плазмы вблизи зондов лежат в пределах от $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ до $1,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

4. Предложен метод формирования спектра оптического излучения из разряда. Найдены зависимости спектра разряда от давления в коаксиальном волноводе и мощности МВИССФ, подаваемой на его вход.

Проведено сравнение интенсивностей наиболее ярких линий, находящихся в области видимого спектра для различных давлений воздуха. Установлено, что при давлении $P=4,6$ Па отношение интенсивности линии 656,3 к интенсивности линии 486,1 составляет 4,2, а при давлении $P=28$ Па отношение интенсивности линии 656,3 к интенсивности линии 486,1 составляет 11,6. Это означает, что при низком давлении линия 486,1, лежащая в диапазоне синего цвета, проявляется гораздо лучше, чем эта же линия при высоком давлении. Следовательно, наблюдаемый цвет разряда при низком давлении соответствует более корот-

коволновой области спектра, а при высоком давлении более длинноволновой области спектра.

Установлено, что оптическое излучение из плазмы разряда существует практически на протяжении всей длительности импульса высокого напряжения. Это свидетельствует о поддержании разряда при напряженностях поля в 3–5 раз меньших, чем при его поджиге.

Эти результаты работы могут быть использованы для разработки нового типа высокоэффективных источников оптического излучения с квазисолнечным спектром.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файнберг Я.Б. Плазменная электроника и плазменные методы ускорения заряженных частиц / Я.Б. Файнберг // Физика плазмы. – 2000. – Т. 26, №4. – С.362-369.
2. Басс Ф.Г. Квазилинейная теория слаботурбулентной плазмы с учетом корреляции электрических полей / Ф.Г. Басс, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1965. – Т.49, №1(7). – С. 329-334.
3. Красовицкий В. Б. Некоторые вопросы теории нелинейного ускорения заряженных частиц : дис. канд. физ.-мат. наук / В.Б. Красовицкий – Харьков, 1966. – 67 с.
4. Direct electron acceleration by stochastic laser fields in the presence of self-generated magnetic fields / [M. Tanimoto, S. Kato, E. Miura [et. al.] // Physical Review E. – 2003. – V.68, №2. – P. 026401.
5. Пучково-плазменный генератор стохастических колебаний дециметрового диапазона / А.К. Березин, Я.Б. Файнберг, А.М. Артамошкин [и др.] // Физика плазмы. – 1994. – Т.20, №9. – С. 782-789.
6. Experimental investigations of propagation of microwave radiation with stochastic jumping phase in overdense plasma / A.F. Alisov, A.M. Artamoshkin, I.A. Zagrebelny [et. al.] // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods. – 2003. – №4(3). – P. 69-73.
7. Пробой и разряд в газе низкого давления, создаваемый микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой (I) / В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника. – 2006. – № 5(5). – С. 54-58.
8. Пробой и разряд в газе низкого давления, создаваемый микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой (II) / В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика плазмы. – 2006. – № 6(12). – С. 163-165.

9. Зависимость пороговой мощности пробоя от давления газа в различных режимах работы генератора СВЧ-излучения со скачками фазы / А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, В.И. Голота [и др.] // Светотехника и электроэнергетика. – 2009. – №3(19). – С. 4-8.
10. Микроволновое излучение со стохастически прыгающей фазой в плазме / В.И. Карась, И.В. Карась, А.Г. Загородний [и др.] // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2010. – Т. 15, №3. – С. 47-68 .
11. Microwave radiation with stochastically jumping phase: generation and application for low pressure discharge initiation / V.I. Karas`, V.I. Golota, A.M. Yegorov [et. al.] // Applied Radio Electronics. Scientific and Technical Journal. – 2012. – V.11, №4. – P. 463–476.
12. Microwave radiation with stochastically jumping phase: generation and application for low pressure discharge initiation / V.I. Karas`, V.I. Golota, A.M. Yegorov [et. al.] // Lighting engineering and electric energetics. – 2013. – V. 2(34). – P. 33-51.
13. Файнберг Я.Б. Электромагнитные волны в плазме, находящейся в магнитном поле / Я.Б. Файнберг, М.Ф. Горбатенко // Журнал технической физики. – 1959. – Т.29, №5. – С. 549-562.
14. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы / А.Н. Кондратенко – М.: Атомиздат, 1976. – 232 с.
15. Гинзбург В.Л. Волны в магнитоактивной плазме / В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе – М.: Наука, 1975. – 254 с.
16. Full wave effects on the lower hybrid wave spectrum and driven current profile in tokamak plasmas / S. Shiraiwa, J. Ко, O. Meneghini [et. al.] // Physics of Plasmas. – 2011. – V. 18, №8. – P. 080705.
17. Current Sheet in a Non–Maxwellian Collisionless Plasma: Self–Consistent Theory, Simulation and Comparison with Spacecraft Observations / Kh. V. Malova, L. M. Zelenyi, O. V. Mingalev [et. al.] // Plasma Physics Reports. – 2010. – V. 36, №10. – P. 841-858.

18. Uhm H.S. A microwave plasma torch and its applications / H. S. Uhm, Y. C. Hong, D. H. Shin // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2006. – V. 15, №2. – P. S26-S34.
19. Karas' V. I. Penetration of a Microwave with a Stochastic Jumping Phase (MSJP) into Overdense Plasmas and Electron Collisionless Heating by It / V.I. Karas', V.D. Levchenko // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods*. – 2003. – № 4(3). – P. 133-136.
20. Взаимодействие микроволнового излучения со стохастически прыгающей фазой с плазмой или газом / В.И. Карась, Я.Б. Файнберг, А.Ф. Алисов [и др.] // *Физика плазмы*. – 2005. – Т. 31, №9. – С. 810-822.
21. Исследования спектров излучения и оценка перспективы создания источника светового излучения на основе стохастического СВЧ-разряда / В.И. Карась, И.В. Карась, И.А. Загребельный [и др.] // *Світлотехніка та електроенергетика*. – 2009. – №4(20). – С.13-18.
22. Исследования спектров излучения и оценка перспективы создания источника светового излучения на основе стохастического СВЧ-разряда / В.И. Голота, А.М. Егоров, В.И. Карась [и др.] // *Світлотехніка та електроенергетика*. – 2010. – №6. – С. 40-57.
23. Special Features of Low-Pressure Discharge Initiated by Microwave Radiation With Stochastic Jumping Phase / V.I. Karas`, A.M. Artamoshkin, A.F. Alisov [et. al] // *IEEE Transaction on Plasma Science*. – 2013. – V.41, № 9. – P. 2458-2463.
24. Dolan J.T. Microwave Powered Electrodeless Light Source / J.T. Dolan, M.G. Ury, D.A. MacLellan // *Proceedings VI International Symposium on Science and Technology of Light Sources*. – Budapest, Hungary. – 1992. – P. 301-311.
25. Загребельный И.А. О пробое в коаксиальном волноводе атомарного газа низкого давления микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой / И.А. Загребельный, П.И. Марков, В.О. Подобинский // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения*. – 2008. – №4(6). – С. 195-198.

26. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой / А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, О.В. Болотов [и др.] // Доповіді НАН України. – 2010. – № 8. – С. 74-82.
27. Low pressure discharge initiated by microwave radiation with stochastically jumping phase / V.I. Karas`, A.M. Artamoshkin, A.F. Alisov [et. al.] // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. – 2012. – № 6 (82). – P. 142-145.
28. Optical radiation special features from plasma of low pressure discharge initiated by microwave radiation with stochastic jumping phase / A.F. Alisov, O.V. Bolotov, V.I. Golota [et. al.] // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods. – 2013. – № 4 (86). – P. 183-188.
29. Karas` I.V. Electromagnetic modes of a coaxial plasma waveguide in an external magnetic field / I.V. Karas`, I.A. Zagrebelyny // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods. – 2015. – № 4 (98). – P. 36-42.
30. Карась В.И. Набор энергии электронами в поле волны со стохастическими скачками фазы при наличии упругих и неупругих столкновений / В.И. Карась, И.А. Загребельный // Инженерная физика. – 2015. – №11. – С. 46-52.
31. О пробое в коаксиальном волноводе атомарного газа низкого давления микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой / В.И. Карась, И.В. Карась, И.А. Загребельный [и др.] // “Современные проблемы светотехники”, III-я Международная конференция, ХНАМГ, 22-23 апреля, 2009: сборник тез. докладов. – Харьков, Украина, 2009. – С. 19.
32. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со скачками фазы / В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин [и др.] // “Современные проблемы светотехники и электроэнергетики”, IV-я Международная конференция, ХНАМГ, 13–14 апреля 2011: сборник тез. докладов. – Харьков, Украина, 2011. – С. 137-139.

33. Low pressure discharge induced by microwave radiation with stochastically jumping phase / V.I. Karas', A.F. Alisov, A.M. Artamoshkin [et. al.] // "Quantum Electrodynamics and Statistical Physics", III International Conference, August 29 – September 02, 2011: Book of abstracts. – Kharkov, Ukraine, 2011. – P. 209-210.
34. Low pressure discharge induced by microwave with stochastically jumping phase / A.M. Artamoshkin, A.F. Alisov, O.V. Bolotov [et. al.] // 39-th EPS Conference on Plasma Physics – 16-th International Congress on Plasma Physics, July 2-6, 2012: Book of abstracts. – Stockholm, Sweden, 2012. – P. 150.
35. Development special features of low pressure discharge initiated by microwave radiation with stochastic jumping phase / V.I. Karas', A.M. Egorov, I.V. Karas' [et. al.] // The Mode conversion, coherent structure and turbulence. The international conference MSS–14, November 24–27, 2014: Conference Proceedings. – Moscow, Russia, 2014. – P. 203-208.
36. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со скачками фазы / А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, В.И. Карась [и др.] // XXXVII Международная звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 8–12 февраля 2010: сборник тез. докладов. – Звенигород, Московская обл., Российская Федерация, 2010. – С. 304.
37. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со скачками фазы / А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, О.В. Болотов [и др.] // XXXVIII Международная звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 14–18 февраля 2011: сборник тез. докладов. – Звенигород, Московская обл., Российская Федерация, 2011. – С. 306.
38. Karas' V. I. Penetration of a microwave with a stochastic jumping phase into over dense plasmas and electron collisionless heating by it / V.I. Karas', V.D. Levchenko // V International Workshop "Strong Microwaves in plasmas", August 1-9, 2002: Conference Proceedings. – Nizhny Novgorod, Russia, 2002. – P. N19.
39. Zasenko V.I. Stochastic acceleration in peaked spectrum / V.I. Zasenko, A.G. Zagorodny // Physics of Plasmas. – 2005. – V.12, №6. – P. 062311.

40. Particle diffusion in random fields: Time-nonlocal description and numerical simulations / A.G. Zagorodny, V.I. Zasenko, J. Weiland, I. Holod // *Physics of Plasmas*. – 2003. – V.10, №1. – P. 58-68.
41. Zasenko V.I. Particle diffusion in random waves with jumping phases / V.I. Zasenko, A.G. Zagorodny // “Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics”, Bogolyubov Kyiv Conference, September 15-18, 2009: Book of abstracts. Kyiv, Ukraine, 2009. – P. 184.
42. Gas mixture discharge created by a microwave radiation with undergoing stochastic phase jumps / V.I. Karas', V.I. Golota, I.F. Potapenko [et. al.] // Bogolyubov Kiev Conference “Modern problems of theoretical and mathematical physics”, September 15-18, 2009: Book of Abstracts. – Kyiv, Ukraine, 2009. – P.161.
43. The low-pressure discharge induced by microwave radiation with stochastically jumping phase / V.I.Karas, A.G. Zagorodny, V.I. Zasenko [et al.] // IV International Conference “Frontiers of nonlinear physics”, July 13-20, 2010: Book of abstracts. – Nizhny Novgorod, Russia, 2010. – P.123-124.
44. Zasenko V.I. Permittivity of Plasma in Random Fields of Moderate Intensity / V.I. Zasenko, A.G. Zagorodny, J. Weiland // *Ukrainian Journal of Physics*. – 2011. – V.56, №7. – P.654-658.
45. Численные исследования дисперсионных свойств плазменных цилиндрических волноводов / А.К. Березин, Н.М. Землянский, В.И. Мирный [и др.] // – Москва, ЦНИИАтоминформ: 1986. – 20с. (Препринт/ХФТИ АН УССР; 86-25).
46. Кузелев М.В. Численный анализ спектра частот электромагнитных волн в плазменном волноводе / М.В. Кузелев, Е.В. Липеровская, А.А. Рухадзе // *Физика плазмы*. – 1978. – Т.4, №2. – С. 433-439.
47. Карташов И.Н. Электромагнитные волны квази-ТЕМ типа в плазменных волноводах с неодносвязным поперечным сечением во внешнем магнитном поле / И.Н.Карташов, М.В. Кузелев // *Физика плазмы*. – 2014. – Т. 40, №12. – С. 1084-1094.

48. Кузелев М.В. Электромагнитные волны в плазменных волноводах. Часть I / М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе // Прикладная физика. – 2001. – №2. – С. 100-128.
49. Кузелев М.В. Электромагнитные волны в плазменных волноводах. Часть II / М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе // Прикладная физика. – 2001. – №3. – С.103-129.
50. Askins H.W. Electromagnetic Wave Propagation in a Magneto-Plasma Filled Coaxial Structure: I, Theoretical / H.W. Askins, D.B. Miller // IEEE Transaction on Plasma Science. – 1975. – V.3, №3. – P.102–111.
51. Miller D.B. Electromagnetic Wave Propagation in a Magneto–Plasma Filled Coaxial Structure: II, Experimental / D.B. Miller, H.W. Askins // IEEE Transaction on Plasma Science. – 1975. – V.3, №3. – P.112-115.
52. Maraghechi B. Theory of high–frequency waves in a coaxial plasma wave guide / B. Maraghechi, B. Farrokhi, J.E. Willett // Physics Of Plasmas. – 1999. – V.6, №10. – P.3778-3787.
53. Электродинамика гибридных плазменно–волноводных замедляющих структур / Я. Б.Файнберг, Ю. П. Блиох, Е. А. Корнилов [и др.] // Доклады АН УССР. – 1990. – №11. – С. 55–58.
54. Теоретические и экспериментальные исследования плазменных методов ускорения / А.К. Березин, Н.М. Землянский, Я.Б. Файнберг [и др.] // – Москва, ЦНИИатоминформ: 1972. – 32с. (Препринт/ХФТИ АН УССР 72–7).
55. Онищенко И.Н. Дисперсия плазменных волн в конечном магнитном поле ($\omega_H > \omega_p$) / И.Н. Онищенко, Г.В. Сотников // Физика плазмы. – 1992. – Т.18, №3. – С. 335-345.
56. Сотников Г.В. Электродинамика плазменных и плазмopodobных замедляющих структур для СВЧ-генераторов больших мощностей и высокоградиентных ускорителей: дис. док. физ.-мат. наук / Г.В. Сотников – Харьков, 2007. – 298 с.
57. Щербинин В.И. / Дисперсионные свойства плазменного волновода произвольного поперечного сечения в конечном магнитном поле / В.И. Щер-

- бинин, Г.И. Загинайлов, В.И. Ткаченко // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2013. – №4(6). – С. 21-24.
58. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой / А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, С.А. Бердин [и др.] // Физика плазмы. – 2010. – Т. 36, №8. – С. 736-749.
59. Зависимость пороговой мощности пробоя от давления газа в различных режимах работы генератора СВЧ-излучения со скачками фазы / А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, В.И. Голота [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2008. – №4(6). – С. 199-203.
60. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов / Ю.П. Райзер – М.: Наука, 1980. – 416 с.
61. Браун С.С. Элементарные процессы в плазме газового разряда / С.С. Браун – М.: Госатомиздат, 1961. – 323 с.
62. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой газов / А. Мак-Дональд – М.: Мир, 1969. – 212 с.
63. Lieberman M.A. Principles of plasma discharges and materials processing / M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg – New York: John Wiley & Sons Inc., 1994. – 572 p.
64. Studies of microwave characteristics and plasma parameters in low pressure discharge initiated in coaxial waveguide by stochastic radiation / V. I. Karas`, A.F. Alisov, V.I. Golota [et. al] // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods. – 2015. – № 4 (98). – P. 197–201.
65. Чен Ф. Электрические зонды. Диагностика плазмы / Ф. Чен. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда – М.: Мир, 1967. – 94с.
66. Шотт Л. Электрические зонды. Методы исследования плазмы / Л. Шотт. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена – М.: Мир, 1971. – 459 с.
67. Чан П. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме / П. Чан, Л. Тэлбот, К. Турян – М.: Мир, 1978. – 201 с.

68. Каган Ю.М. Зондовые методы исследования плазмы / Ю.М. Каган, В.И. Перель // Успехи Физических Наук. – 1963. – Т.81, №3. – С.409-452.
69. Иванов Ю.А. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии / Ю.А. Иванов, Ю.А. Лебедев, Л.С. Полак – М.: Наука, 1981. – 144с.
70. Алексеев Б.В. Зондовый метод диагностики плазмы / Б.В. Алексеев, В.А. Котельников – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 238с.
71. Ершов А.П. Физика граничных слоев плазмы / А.П. Ершов, А.А. Кузовников, В.П. Савинов – М.: Изд-во МГУ, 1990. – 80 с.
72. Демидов В.И. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы / В.И. Демидов, Н.Б. Колоколов, А.А. Кудрявцев – М.: Энергоатомиздат, 1996. – 240 с.
73. Chen F.F. Calibration of Langmuir probes against microwaves and plasma oscillation probes / F.F. Chen, J.D. Evans, W. Zawalski // Plasma Sources Science and Technology. – 2012. – V.21 – P. 055002.
74. Mott-Smith H. The Theory of Collectors in Gaseous Discharges / H. Mott-Smith, I. Langmuir // Physical Review. – 1926. – V.28, №5. – P. 727.
75. Allen J.E. The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma / J. E. Allen, R.L.F. Boyd, P. Reynolds // Proceedings of the Physical Society. – 1957. – V.B70, №6. – P. 297-304.
76. Bernstein I.B. Theory of electrostatic probes in a low-density plasma / I.B. Bernstein, I.N. Rabinowitz // Physics of Fluids. – 1959. – V.2. – P. 112-120.
77. Laframboise J.G. The theory of spherical and cylindrical probes in a collisionless, Maxwellian plasma at rest / J.G. Laframboise // Institute for aerospace studies, University of Toronto (UTIAS). – 1966. – Report 100. – 56 p.
78. Heald M.A. Plasma diagnostics with microwaves / M.A. Heald, C.B. Wharton – New York: Wiley, 1965. – 452 p.
79. Chen F.F. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Volume 1: Plasma Physics / F.F. Chen – New York: Plenum, 1984. – 421 p.

80. Shirakawa T. Plasma Oscillation Method for Measurements of Absolute Electron Density in Plasma / T. Shirakawa, H. Sugai // The Japan Society of Applied Physics. – 1993. – V.32, part 1, №11A. – P. 5129-5136.
81. Chen F.F. Langmuir probe analysis for high density plasmas / F.F. Chen // Physics of Plasmas. – 2001. – V.8. – P. 3029-3041.
82. Давыденко В.И. Экспериментальные методы исследования плазмы. Часть 1 / В.И. Давыденко, А.А. Иванов, Г. Вайсен – Новосибирск: НГУ, 1999. – 148 с.
83. Лебедев Ю.А. Электрические зонды в плазме пониженного давления / Ю.А. Лебедев – М.: Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, 2003. – 26 с.
84. Анисимова И.И. Фотоэлектронные умножители / И.И. Анисимова, Б.М. Глуховской – М.: Сов.радио, 1974. – 64 с.
85. Зейдель А.Н. Техника и практика спектроскопии / А.Н. Зейдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский – М.: Наука, 1976. – 375 с.
86. Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Наука, 1982. – 624 с.
87. Янке Е. Специальные функции / Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш – М.: Наука, 1964. – 344 с.
88. Ландау Л.Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Наука, 1973. – 504 с.
89. Бахвалов Н. С. Численные методы / Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков , Г.М. Кобельков – М.: Бинوم, 2001 – с. 363-375.
90. Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Nitrogen Molecules / Y. Itikawa, M. Hayashi, A. Ichimura [et. al.] // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1986. – V.15, № 3. – P. 985-1010.
91. Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Oxygen Molecules / Y. Itikawa, A. Ichimura, K. Onda [et. al.] // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1989. – V.18, №1. – P. 23-42.

92. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский [и др.]. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
93. Plasma – Beam Generator Based on Electron Beam Interaction with a Plasma – Waveguide Structure Inside an Inductively – Coupled Cavity Array / A.N. Antonov, Yu.P. Bliokh, Yu.A. Degtyar` [et. al.] // Plasma Physics Reports. – 1994. – V.20, №9. – P. 699-702.
94. Beam - Plasma Generator of Stochastic Oscillations in the Decimeter Wavelength Band / A.K. Berezin, Ya.B. Fainberg, A.M. Artamoshkin` [et. al.] // Plasma Physics Reports. – 1994. – V.20, №9. – P. 703-709.
95. Ланге Ф. Корреляционная электроника / Ф. Ланге – М.: Судпром, 1963. – 447 с.
96. Романенко А.Ф. Вопросы прикладного анализа случайных процессов / А.Ф. Романенко, Г.А. Сергеев – М.: Сов. радио, 1968. – 256 с.
97. Ахманов С.А. Введение в статистическую радиофизику и оптику / С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин – М.: Наука, 1981. – 640 с.
98. Рабинер Л. Теория и применение цифровой обработки сигналов / Л Рабинер, Б. Гоулд – М.: Мир, 1978. – 848 с.
99. Оппенгейм А.В. Цифровая обработка сигналов / А.В. Оппенгейм, Р.В. Шафер – М.: Связь, 1979. – 416 с.
100. Гилл Ф. Практическая оптимизация / Ф. Гилл, У. Мюррей, М. Райт – М.: Мир, 1985. – 509 с.
101. Максимов Ю.А. Алгоритмы решения задач нелинейного программирования / Ю.А. Максимов, Е.А. Филипповская – М.: МИФИ, 1982. – 52 с.
102. Levenberg K.A. Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares / K. Levenberg // Quarterly of Applied Mathematics. – 1944. – V.2. – P.164-168.
103. Marquardt D. An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters / D. Marquardt // Society for Industrial and Applied Mathematics. Journal on Applied Mathematics. – 1963. – V.11. – P. 431-441.

104. Seber G.A.F. Nonlinear Regression / G.A.F. Seber, C.J. Wild – New York: John Wiley and Sons, 1989. – 768 p.
105. Демиденко Е.З. Оптимизация и регрессия / Е.З. Демиденко – М.: Наука, 1989. – 296 с.
106. Пирс Р. Отождествление молекулярных спектров / Р. Пирс, А. Гейдон – М.: Изд-во иностранной литературы, 1949. – 240 с.
107. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов / С.Э. Фриш – М.: Изд-во физмат литературы, 1963. – 640 с.
108. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия / М.А. Ельяшевич – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 896 с.

Приложение А

Для решения задачи набора энергии электронами в микроволновом излучении со стохастическими скачками фазы в одночастичном приближении создана программа на языке Паскаль.

Программа предназначена для численного решения системы уравнений:

$$\frac{dV}{d\tau} = 2\pi \cdot \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)) - \nu V, \quad (\text{П1.1})$$

$$\frac{d\hat{\varepsilon}}{d\tau} = 4\pi V(\tau) \cos(2\pi\tau + \varphi(\tau)). \quad (\text{П1.2})$$

В случае когда в случайные моменты времени фаза волны $\varphi(\tau)$ испытывает скачок на случайную величину в пределах от $-\pi$ до π , а также скорость волны $V(\tau)$ в случайные же моменты времени изменяется. (частица испытывает неупругое столкновение).

Метод Рунге –Кутты четвертого порядка аппроксимации состоит в том, что дифференциальное уравнение вида:

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y). \quad (\text{П1.3})$$

С начальными условиями, в данном случае:

$$y(x_n) = y_n. \quad (\text{П1.4})$$

Вычисляется по итерационной формуле:

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4). \quad (\text{П1.5})$$

Вычисление каждого нового значения происходит в четыре стадии:

$$\begin{aligned}
 k_1 &= f(x_n, y_n), \\
 k_2 &= f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_1\right), \\
 k_3 &= f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_2\right), \\
 k_4 &= f(x_n + h, y_n + hk_3).
 \end{aligned}
 \tag{П1.6}$$

Где h – величина шага сетки по x .

Описание программы. Вначале необходимо описать константы, используемые при решении. Задаем N – число точек на периоде ВЧ-волны, таким образом, задаем шаг по времени равный $h0=1/N$. Значения $V0=0$ и $\varepsilon0=0$ определяют начальные условия. $ALFA=2\pi$ – безразмерная амплитуда ВЧ-волны. $Tend$ – время одной реализации счета, измеряется в периодах ВЧ-волны. $NMassiv$ – число точек в массивах, усредненных по реализациям, выбрано, чтобы отразить характерные изменения рассчитанных величин. $tStep=Tend/NMassiv$ – шаг по времени при заполнении массивов. $NStep=tstep/h0$ – число точек в шаге по времени. $Kreal$ – количество реализаций расчета, по которым проводится последующее усреднение. Для точного учета изменения величин в момент скачка и столкновения шаг по времени уменьшается и становится равен $h1=h0/NH$, именно для этого введено значение NH – количество подшагов после скачка фазы или столкновения. Далее, в программе вводится массив данных $FreqCol$, содержащих зависимость среднего времени между столкновениями от набранной электроном безразмерной энергии.

Следующий шаг программы – описание переменных и их типов.

Следующий шаг – цикл создания файла данных и цикл записи данных в массивы.

Описание переменных используемых в задаче: $NField$, $NCol$, $NStoch$ – маркеры для различных вариантов решения. Возможны решения задачи при условии наличия и отсутствия скачков фазы, а так же при наличии и в отсутствии столкновений. $NKphase$ – переменная, соответствующая среднему количеству шагов между скачками фазы, в данном случае скачки происходят каждый период. $NKCol$ – переменная, соответствующая среднему количеству шагов между столкновениями. $NKperiod$ – среднее время между столкновениями, отсчитываемое в периодах ВЧ-волны, изменяется в зависимости от рассчитанного значения энергии. Переменные времени: t и $t0$, $NStep$, NM .

Промежуточные переменные $NIKphase$ и $NIKCol$ использованы для расчета случайных моментов времени скачка фазы и столкновения.

$VBeg$ – текущее значение скорости, $EBeg$ – текущее значение энергии.

$NH1$ – переменная, считающая подшаги после скачка или столкновения.

KH – маркер уменьшения шага по времени с $h0$ на $h1$, где $h1$ – уменьшенный шаг по времени.

Далее начинается расчет системы уравнений в промежутке между скачками или столкновениями, шаг по времени в данном случае $h:=h0$.

В промежуток между скачками и столкновениями ($KH=0$) программа производит расчет скорости и энергии методом Рунге-Кутты 4 порядка аппроксимации с шагом $h0$.

В этом случае, уравнение для скорости:

$$\frac{dV}{dt} = f1(\tau, V). \quad (\text{П1.7})$$

С начальным условием: $V(\tau_n) = V_n$, где $\tau_n = n \cdot h0$ – момент времени, рассчитывается по итерационной формуле:

$$V_{n+1} = V_n + \frac{h0}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4). \quad (\text{П1.8})$$

Вычисление каждого следующего значения происходит в четыре стадии:

$$k_1 = f_1(\tau_n), k_2 = f_1\left(\tau_n + \frac{h_0}{2}\right), \quad (\text{П1.9})$$

$$k_3 = f_1\left(\tau_n + \frac{h_0}{2}\right), k_4 = f_1(\tau_n + h_0).$$

Уравнения для энергии:

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = f_2(\tau, V), \quad (\text{П1.10})$$

С начальным условием $\varepsilon(\tau_n) = \varepsilon_n$, рассчитывается по итерационной формуле:

$$\varepsilon_{n+1} = \varepsilon_n + \frac{h_0}{6}(g_1 + 2g_2 + 2g_3 + g_4). \quad (\text{П1.11})$$

где $g_1 = f_2(\tau_n, V_n)$, $g_2 = f_2\left(\tau_n + \frac{h_0}{2}, V_n + \frac{h_0}{2}k_1\right)$,

$$g_3 = f_2\left(\tau_n + \frac{h_0}{2}, V_n + \frac{h_0}{2}k_2\right), g_4 = f_2(\tau_n + h_0, V_n + h_0k_3).$$

Результаты расчета заполняются в массивы $VAvR[i]$ и $EAvR[i]$ с шагом, зависящим от величины $tStep$.

Вычисление случайного момента времени скачка фазы производится следующим образом: к величине $N1Kphase$, рассчитанной через заданную величину $NKphase$ добавляется слагаемое $N2Kphase$ рассчитанное с помощью оператора *Random*. Оператор *Random* выдает случайные значения в пределах от 0 до 1. В результате скачок может произойти в любой момент времени в пределах от 0 до T. Затем задается условие $N1Kphase = NKphase + N2Kphase$, при выполнении которого программа прибавляет к текущему значению фазы

добавку $Phase1$, рассчитанную так же с помощью оператора $Random$. В этот же момент времени шаг по времени программы изменяется с $h0$ на $h1$.

Вычисление момента столкновения происходит подобным же образом. К величине $N1KCol$, рассчитанной через заданную величину $NKCol$ добавляется слагаемое $N2KCol$, а затем задается условие для $N1KCol$, при выполнении которого текущее значение скорости находится с помощью оператора $Random$.

Следует помнить, что величина $NKCol := NKperiod * N$ – среднее число шагов между столкновениями зависит от $NKperiod$ – среднее время между столкновениями в периодах ВЧ-волны. В начальный момент времени $NKperiod := DefaultFreqCol$, т.е. столкновения происходят, в среднем, каждый сотый период (столкновений практически нет). По мере набора электроном энергии, значение $NKperiod$ уменьшается в соответствии с условием, заданным в массиве $FreqCol$, в соответствии с графиками представленными на рис 3.7, 3.9, 3.11, 3.13. В момент времени, когда выполнилось условие $N1KCol = NKCol + N2KCol$, шаг по времени программы изменяется с $h0$ на $h1$. Далее расчет ведется по формулам указанным в (П1.7 – П1.13). Так происходит до тех пор, пока время t не примет значение равное $Tend$. После этого проводятся расчеты по приведенной схеме для следующих реализаций.

По окончании всех расчетов значения из массивов $VAvR[i]$ и $EAvR[i]$ делятся на количество реализаций $Kreal$, заданных в начале программы.

Усредненные результаты записываются в соответствующие файлы данных.

```
{Программа создана для изучения движения частицы в СВЧ-полях}
  {со случайной фазой при наличии столкновений}
  {*****}
  {Уравнение для скорости и энергии записаны в безразмерных переменных}
  {время отсчитывается в периодах ВЧ-волны}
  {*****}
```

```
program STOCH_PHASE_wr;
  uses Crt, WinDos;
  label 1,2,3,4,5,6,7,8;
```

```

const
  N=1000;      {число точек на периоде ВЧ-волны}
  h0=1/N;     {шаг по времени}
  V0=0.0;     {безразмерная относительная начальная скорость}
  E0=0.0;     {безразмерная относительная начальная энергия}
  ALFA=2*Pi;  {безразмерная амплитуда ВЧ-волны}
  Tend=100;   {интервал времени для одной реализации}
  NMassiv=1000; {число точек в массивах усредненных по реализациям}
  tStep=Tend/NMassiv; {шаг по времени при заполнении массивов}
  NStep=tstep/h0; {число точек в шаге по времени}
  Kreal=50;   {количество реализаций}
  NH=100;    {число подшагов на шаге h после скачка фазы}

  FreqCol : array[1..13,0..1] of single = ((1.6, 50), (5, 20), (12, 10),
      (25, 5), (32, 3), (35, 2), (39, 1.5), (45, 2), (53, 2.8),
      (88, 2.7), (150, 2), (300, 1.2), (500, 1)); {сечение столкновений}
  DefaultFreqCol = 100;

type  Vector=array[0..NMassiv] of double;
      VectorG=array[1..5] of single;

var
  VAvR,EAvR, tMas : vector;
  i,j,N2Kphase,N2KCol,NField,NCol,NStoch,K1real,N1Step,NM,NH1,KH:integer;
  NKphase,NKperiod, NKCol,N1Kphase,N1KCol:double;
  VBeg,Vend,EBeg,Eend,t, Phase0, t0,Phase1,h,h1:double;
  g,PVel,PEn, FEn,t2:VectorG;
  Error:byte;
  FileData1, FileData3, FileData5, FileData6: Text;

Function Phase(t:single):single;
begin
  Phase:=Phase0+2*Pi*(t-t0);
end;

Function FVel(t:single):single;
begin
  FVel:=NField*Alfa*COS(Phase(t));
end;

BEGIN

  Assign(FileData1, 'data.txt');
  Rewrite(FileData1);
  Assign(FileData3, 'data_t.txt');

```

```

Rewrite(FileData3);
Assign(FileData5, 'data_V.txt');
Rewrite(FileData5);
Assign(FileData6, 'data_E.txt');
Rewrite(FileData6);

```

```

  K1real:=1;
  For i:=0 to NMassiv do
    Begin
      VAvR[i]:=0.0;
      EAvR[i]:=0.0;
    end;

```

REPEAT

```

  NField:=1; {наличие ВЧ-поля – 1, отсутствие – 0}
  NCol:=1; {наличие столкновений – 1, отсутствие – 0}
  NStoch:=1; {наличие скачков фазы – 1, отсутствие – 0}
  NKphase:=1*N; {среднее число шагов после которого следует скачок фазы}
  NKperiod:=DefaultFreqCol; { среднее число периодов до столкновения}
  NKCol:=NKperiod*N; { среднее число шагов до столкновения}
  t:=0;
  t0:=0;
  N1Step:=0;
  NM:=0;
  Phase0:=0.0;
  N1Kphase:=0;
  N1KCol:=0;
  VBeg:=V0;
  EBeg:=E0;
  NH1:=0;
  KH:=0;
  h1:=h0/NH;
  Randomize;

2:
  if KH=0 then begin
    h:=h0; N1Kphase:=N1Kphase+1; N1KCol:=N1KCol+1; end;

{*****вычисление момента времени скачка фазы*****}
  if KH=0 then begin
    if NStoch=1 then begin
if N1Kphase = Trunc(NKphase) then
N2Kphase:=Trunc(NKphase*2*(Random-0.5));

```

```

if N1Kphase = NKphase+N2Kphase then begin
    Phase1:=2.0*Pi*(Random-0.5);
Phase0:=Phase0+Phase1;
N1Kphase:=0; KH:=1; h:=h1; end; end; end;

{***** ВЫЧИСЛЕНИЕ МОМЕНТА ВРЕМЕНИ СТОЛКНОВЕНИЯ*****}
    if KH=0 then begin
        if NCol=1 then begin
if N1KCol = Trunc(NKCol) then N2KCol:=Trunc(NKCol*2*(Random-0.5));
        if N1KCol = NKCol+N2KCol then begin
            Vbeg:=Vend*2.0*(Random-0.5);
            N1KCol:=0; KH:=1; h:=h1; end; end; end;
{*****}
        if KH=1 then NH1:=NH1+1;

g[1]:=0.5*h; g[2]:=0.5*h; g[3]:=h; g[4]:=h;

{***** ВЫЧИСЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ФАЗЫ, СКОРОСТИ И ЭНЕРГИИ НА ШАГЕ h*****}
    t2[1]:=t0;
    FEn[1]:=Vend;
    for j:=1 to 4 do begin
        PVel[j]:=NField*Alfa*COS(Phase(t2[j]));
        PEn[j]:=NField*FEn[j]*2*Alfa*COS(Phase(t2[j]));
        t2[j+1]:=t2[1]+g[j];
        FEn[j+1]:=FEn[1]+g[j]*PVel[j];
    end;
    Vend:=Vbeg+(PVel[1]+2*PVel[2]+2*PVel[3]+PVel[4])*h/6;
    Eend:=Ebeg+(PEn[1]+2*PEn[2]+2*PEn[3]+PEn[4])*h/6;

    t0:=t0+h; Phase0:=Phase0+2*Pi*h;

{*****}
    Vbeg:=Vend; Ebeg:=Eend; t:=t+h;
    if KH=1 then begin
if NH1 < NH then goto 2; end;

h:=h0; KH:=0; NH1:=0;

{*****}
    Writeln(FileData1, t, ', ' Vend, ', ', Eend);

    N1Step:=N1Step+1;
if N1Step=NStep then
begin

```

```

NM:=NM+1; N1Step:=0;
VAvR[NM]:=VAvR[NM]+ Vend;
EAvR[NM]:=EAvR[NM]+ Eend;

{***учет зависимости частоты столкновений от набранной энергии*** *}
  NKperiod := DefaultFreqCol;
  for i:=13 to 1 do
    if Eend > FreqCol[i, 0] then
      NKperiod := Trunc(FreqCol[i, 1]);
    end;
  if t < Tend then goto 2;
  if K1real=Kreal then goto 7;
  K1real:=K1real+1;
  Writeln(FileData1,'Next implementation #',K1real,');

{*****}
  UNTIL KeyPressed;
  Close(FileData1);

7:
  for i:=1 to NMassiv do begin
    VAvR[i]:=VAvR[i]/Kreal;
    EAvR[i]:=EAvR[i]/Kreal;
    tMas[i]:=i*tStep;

    Writeln(FileData3, tMas[i]);
    Writeln(FileData5, VAvR[i]);
    Writeln(FileData6, EAvR[i]);

    end;
  Close(FileData3);
  Close(FileData5);
  Close(FileData6);

END.

```