

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Федеральный исследовательский центр  
«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

На правах рукописи



**Васильков Дмитрий Григорьевич**

**УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В  
КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ СТЕЛЛАРАТОРЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ  
ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСНОМ НАГРЕВЕ**

1.3.9. Физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени доктора  
физико-математических наук

Научный консультант:

Д. ф.-м.н., профессор Гусейн-заде Н.Г.

Москва – 2025

## Содержание

<b>Введение</b>	5
<b>Глава 1. Удержание плазмы в тороидальных магнитных ловушках</b>	13
1.1. Общие проблемы удержания плазмы в замкнутых ловушках	13
1.1.1. Токамаки. Основы удержания плазмы	15
1.1.2. Стэллараторы и их магнитные конфигурации	17
1.1.3. МГД равновесие и устойчивость трехмерной конфигурации	23
1.1.4. Перенос в замагниченной плазме	29
1.2. Неустойчивости в тороидальных ловушках	33
1.2.1. Крупномасштабные МГД-моды и предел по давлению	33
1.2.2. Токово-винтовые и тиринг-моды	39
1.2.3. Токи в стэллараторах и их влияние	42
1.2.4. Локальные МГД-неустойчивости. Пилинг-моды	48
1.2.5. Кинетические неустойчивости и проблемы аномального переноса	53
1.2.6. Влияние примесей и взаимодействия со стенками	57
1.3. Скейлинги энергобаланса плазмы	59
1.4. Переходные процессы в плазме тороидальных установок	62
1.4.1. Переходы к улучшенному удержанию	62
1.4.2. Особенности плазменной турбулентности в приграничной плазме	65
<b>Глава 2. Экспериментальная установка стэлларатор Л-2М и физические принципы удержания плазмы</b>	70
2.1. Стэллараторы серии Ливень	70
2.2. Техническое описание стэлларатора Л-2М	71
2.3. Диагностический комплекс	77
2.3.1. Электромагнитная диагностика	78
2.3.2. Зондовые диагностики	83
2.3.3. Диагностики излучения	88
2.3.4. Микроволновые диагностические системы	89
2.4. Модель удержания плазмы в магнитном поле	91
2.5. Транспортные модели. Учет аномального переноса	95
<b>Глава 3. ЭЦР-нагрев плазмы. Гиротронные комплексы</b>	99
3.1. Физические основы микроволнового нагрева	100
3.2. Возможности использования ЭЦР-нагрева в магнитных ловушках	104
3.2.1. ЭЦР-нагрев в открытых ловушках	104

3.2.2. Возможность ЭЦР-пробоя в магнитных ловушках	105
3.2.3. Генерация токов увлечения в замкнутых магнитных ловушках	106
3.3. Комплекс ЭЦР-нагрева плазмы	107
3.3.1. Первоначальный комплекс МИГ-1	108
3.3.2. Комплекс МИГ-2	108
3.3.3. Комплекс МИГ-3	109
<b>Глава 4. Удержание плазмы при ЭЦР и дополнительном омическом нагреве</b>	116
4.1. Стандартный плазменный импульс при ЭЦР-нагреве	116
4.1.1. Стационарное удержание плазмы	119
4.1.2. Влияние конфигурационных параметров на удержание плазмы	124
4.1.3. Диффузия и свободный распад плазмы	127
4.2. Энергетический скейлинг	129
4.3. Трансформация магнитной структуры с помощью индукционного тока	131
4.3.1. Моделирование магнитной структуры	134
4.3.2. Эксперименты с одновременным ЭЦР и омическим нагревом	135
4.3.3. Теоретический анализ поведения плазмы с отрицательным током	141
4.3.4. Модовая структура шнура с индукционным током	144
4.4. Возникновение неиндукционных токов при ЭЦР-нагреве плазмы	152
4.5. Выводы главы	162
<b>Глава 5. Транспортные переходы при различных условиях разряда</b>	166
5.1. Быстрый транспортный переход в Н-режим	166
5.1.1. Эволюция макропараметров при транспортном переходе	167
5.1.2. Структура краевых флуктуаций плазмы	170
5.1.3. Электромагнитные колебания и когерентность с зондами Ленгмюра	174
5.2. Турбулентный поток в краевой области плазмы	177
5.2.1 Измерения турбулентного потока	178
5.2.2. Низкочастотная электромагнитная мода	183
5.3. Дальние пространственные корреляции в турбулентной приграничной плазме	185
5.4. Возможность развития краевых МГД-неустойчивостей в устойчивой плазме	191
5.4.1. Анализ устойчивости относительно внешних идеальных пилинг-мод	192
5.4.2. Наблюдение одиночных и парных пилинг-мод в экспериментах	195
5.5. Структура возмущений. Идентификация мод с помощью магнитных зондов	198
5.6. Средние мощности. Развитие электромагнитной моды	202
5.7. Транспортные переходы при высоких мощностях нагрева	210
5.8. Выводы главы	213

<b>Глава 6. Различные сценарии ЭЦР-нагрева плазмы</b>	217
6.1. Эксперименты с высокой мощностью нагрева (комплекс МИГ-3)	232
6.2. ЭЦР-пробой плазмы на второй гармонике: теоретическое представление и сопоставление с результатами экспериментов на Л-2М	221
6.2.1. Проблемы ЭЦР-пробоя	221
6.2.2. Динамика электронов в микроволновом поле	222
6.2.3. Экспериментальное наблюдение различных сценариев пробоя	227
6.3. Начальная стадия разряда и стабилизация плазмы	235
6.3.1. Влияние стохастизации присепаратрисного слоя	235
6.3.2. Особенности выхода плазмы на стационарное состояние при различных условиях разряда	237
6.4. Модуляционные эксперименты	244
6.4.1. Вынужденные транспортные переходы	244
6.4.2. Увеличение энергетического времени жизни плазмы в режиме профилированного импульса	246
6.4.3. Импульсно-периодический режим нагрева плазмы	251
6.5. Максимальная достигнутая мощность нагрева	260
6.5.1. Скейлинг для сверхвысоких мощностей	262
6.5.2. Взаимодействие краевой плазмы со стенками	263
6.6. Выводы главы	265
<b>Глава 7. Динамика плазменного импульса и роль турбулентности</b>	269
7.1. Сравнительный анализ спонтанных и вынужденных переходных процессов	269
7.2. Эволюция флюктуирующих параметров при квазистационарном разряде	282
7.3. Интерпретации сдвига фаз между флюктуациями потенциала и плотности плазмы в краевой турбулентности	288
7.4. Роль мелкомасштабных неустойчивостей при квазистационарном разряде	298
7.5. Роль аномального переноса в удержании плазмы	304
7.6. Выводы главы	308
Заключение	310
Благодарности	312
Список литературы	313
Список сокращений	344

## ВВЕДЕНИЕ

В работе представлен цикл экспериментальных и теоретических исследований, выполненных на квазистационарном (с малыми временами удержания) стеллараторе Л-2М при создании и нагреве плазмы СВЧ (микроволновым) излучением гиротронов с большим удельным энерговкладом на единицу объема плазмы до уровня мирового рекорда  $4 \text{ МВт/м}^3$ .

### **Актуальность работы**

Проблема освоения управляемого термоядерного синтеза остается актуальной на мировом уровне. Известны многочисленные схемы осуществления управляемых термоядерных реакций – магнитное удержание (токамаки [1], стеллараторы [2], открытые ловушки [3]), инерциальный термоядерный синтез (пинчи, лазерный термоядерный синтез [4]), а также альтернативные схемы, такие как, например, магнитно-инерциальный термоядерный синтез [5]. Крупнейшим международным проектом с участием России является строящийся токамак ITER [6]. В настоящее время основные исследования поведения термоядерной плазмы сосредоточены на крупномасштабных установках [7, 8]. Рассматриваются инженерно-технические проекты для реализации прототипов термоядерных электростанций (проектов DEMO) на основе токамаков и стеллараторов [9]. Проекты направлены на достижение критерия Лоусона в основном экстенсивными методами (согласно эмпирическим закономерностям – скейлингам) путем увеличения размеров и параметров установок. Тем не менее, многие физические проблемы удержания до сих пор остаются до конца не объясненными и могут быть решены в ходе будущих экспериментов. К таким проблемам относятся связь плазменных турбулентностей с процессами переноса заряженных частиц плазмы, спонтанные динамические процессы, приводящие к увеличению энергии плазмы  $W$ , параметра  $\beta$  (давления плазмы, отнесенного к давлению магнитного поля) и энергетического времени жизни  $\tau_E$ .

Исследования физики удержания высокотемпературной плазмы в поддержку будущих проектов могут быть проведены и на установках меньшего размера с относительно короткой продолжительностью плазменных импульсов. На них может проводиться анализ эффективности методов нагрева плазмы, к которым относятся омический, волновые и корпускулярный [10]. В настоящее время основным методом дополнительного нагрева электронов плазмы является электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) метод, основанный на взаимодействии СВЧ-излучения гиротронов с электронами в магнитном поле. На установке ITER [6] планируется нагрев 24 гиротронами с суммарной мощностью 24 МВт. Существует много общего в поглощении микроволнового излучения и физике удержания плазмы в различных тороидальных установках — токамаках и стеллараторах [11]. Основное преимущество стеллараторов по сравнению с токамаками заключается в отсутствии индукционного тока, необходимого в токамаке для создания магнитной конфигурации, но

являющегося источником крупномасштабных неустойчивостей. Необходимость достижения условий для управляемого термоядерного синтеза в тороидальных установках поставила несколько принципиальных задач.

Во-первых, это достижение максимально возможной энергии высокотемпературной плазмы в условиях равновесия и устойчивости заданной магнитной конфигурации.

Во-вторых, подавление турбулентностей и, соответственно, уменьшение локальных потоков заряженных частиц и тепла для улучшения удержания плазмы.

В-третьих, выработка оптимальных сценариев плазменных разрядов с одновременным достижением максимально возможных времени жизни, концентрации и температуры.

Все эти задачи требуется решить для получения в тороидальных установках плазмы с параметрами, соответствующими критерию Лоусона.

В настоящее время в России проводится цикл исследований высокотемпературной плазмы в основном на токамаках, введен в эксплуатацию крупнейший в России токамак Т-15МД [12], проводится разработка токамака-реактора ТРТ [13]. Тороидальная установка стелларатор Л-2М является единственной установкой подобного типа в России, в которой проводятся исследования по всем трем задачам, указанным выше.

### **Цели и задачи работы**

Основной целью данной работы является исследование удержания высокотемпературной плазмы в стеллараторе Л-2М в условиях СВЧ-нагрева с удельным энерговкладом в диапазоне 0.2–4 МВт/м<sup>3</sup>.

Для достижения данной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование параметров плазмы стелларатора Л-2М, включая энергетический баланс, пространственное распределение параметров и свойства плазменной турбулентности в широком диапазоне мощностей ЭЦР-нагрева  $P = 0.05\text{--}0.6$  МВт (соответствующие удельные мощности  $P' = 0.2\text{--}2.4$  МВт/м<sup>3</sup>).
2. Изучение поведения плазмы в магнитной ловушке в условиях рекордного удельного ЭЦР-нагрева (3–4 МВт/м<sup>3</sup>), включая динамику, энергобаланс и взаимодействие с элементами установки Л-2М.
3. Исследование различных видов спонтанных переходных процессов в плазме стелларатора:
  - вызывающих существенную перестройку периферийной плазмы при незначительных изменениях ее глобальных параметров;
  - приводящих с значительному росту плотности  $n_e$  и энергии плазмы  $W$ .

4. Анализ процесса создания плазмы путем СВЧ пробоя водорода, закономерностей ЭЦР-нагрева, пробоя и стабилизации бестоковой высокотемпературной плазмы в широком диапазоне мощностей СВЧ нагрева и параметров плазмы.
5. Выработка оптимальных сценариев плазменных разрядов с ЭЦР-нагревом с различной временной модуляцией СВЧ-импульсов, включая импульсно-периодический режим.
6. Анализ удержания плазмы в установке Л-2М при целенаправленном варьировании магнитной конфигурации посредством генерации управляемого индукционного тока.
7. Анализ влияния неиндукционных токов на удержание плазмы.
8. Исследование возможных плазменных микронеустойчивостей с оценкой их влияния на перенос/потоки тепла и частиц, а также сопоставление экспериментально наблюдаемых характеристик переноса с предсказаниями теоретических моделей.

**Научная новизна** диссертационной работы в первую очередь обусловлена проведением уникальных экспериментов, в которых достигнут мировой рекордный уровень удельной мощности электронного циклотронного резонансного нагрева. Исследование было посвящено изучению удержания высокотемпературной плазмы в квазистационарном стеллараторе (время стационарного разряда  $\sim 10$  мс) в широком диапазоне мощности СВЧ-нагрева ( $P = 0.05\text{--}1$  МВт). Это соответствовало диапазону удельной мощности  $P' = 0.2\text{--}4$  МВт/м<sup>3</sup>, причем область наиболее высоких значений (3–4 МВт/м<sup>3</sup>) была впервые исследована в мировой практике.

Впервые определен одномашинный энергетический скейлинг для плазмы стелларатора Л-2М в L-моде с температурой около 1 кэВ в диапазоне ЭЦР-нагрева  $P = 0.05\text{--}1$  МэВ (высокая удельная мощность 0.2–4 МэВ/м<sup>3</sup>).

Впервые обнаружены спонтанные процессы перехода в режим с улучшенным удержанием энергии в плазме стелларатора Л-2М. Впервые показано, что с ростом мощности от 0.15 МВт до 0.5 МВт энергосодержание при переходе растет от 5 до 20 %.

Обнаружено, что в L-моде электростатический турбулентный поток частиц на сепараторах имеет слоистую структуру – в радиальном направлении чередуются области с потоком, направленным наружу и внутрь плазменного шнуря. В результате L-H перехода амплитуда потока падает, а направление не меняется.

Установлено, что в рекордном диапазоне удельных мощностей ЭЦР-нагрева (2.8–4 МВт/м<sup>3</sup>) наблюдается отклонение от полученного ранее скейлинга стелларатора Л-2М, проявляющееся в ухудшении удержания плазмы по сравнению с режимами в диапазоне 0.2–2.4 МВт/м<sup>3</sup>.

Выявлено, что краевая область плазмы характеризуется сложной многослойной структурой, резко трансформирующейся/меняющейся в ходе переходных процессов.

Найден оптимальный режим модуляции мощности ЭЦР-нагрева, приводящий к существенному росту энергетического времени жизни плазмы.

Экспериментально и теоретически определены условия устойчивости плазменного шнуря относительно возбуждения МГД и дрейфовых мод.

Сравнительный анализ экспериментально измеренных тепловых потоков показал верность как расчетной неоклассической модели с аномальной поправкой, так и модели канонических профилей давления.

**Научная и практическая значимость** результатов диссертационной работы заключается в том, что физические закономерности, выявленные на стеллараторе Л-2М, могут быть использованы для достижения максимально возможной энергии высокотемпературной плазмы при ЭЦР-нагреве в различных тороидальных установках УТС. Для ныне действующих токамаков и стеллараторов (T-15МД, LHD, TJ-II, W7-X и др.) и строящегося токамака ITER выработка оптимальных сценариев плазменных разрядов с одновременным достижением максимально возможных значений времени жизни, концентрации и температуры.

Теоретические и экспериментальные исследования удержания плазмы без индукционного тока могут способствовать лучшему пониманию закономерностей удержания горячей плазмы, в частности поиску связей между макропараметрами плазмы, характеристиками переноса и плазменной турбулентностью для улучшения удержания плазмы.

### **Методология и методы исследования**

Основным методом исследований является физический эксперимент, проводимый на установке – стелларатор Л-2М с гиротронными комплексами МИ\_2 и МИГ-3. Экспериментальное исследование высокотемпературной плазмы проводилось набором различных диагностик – электромагнитных, спектроскопических, микроволновых. Для интерпретации полученных экспериментальных данных использовались методы анализа МГД-устойчивости стеллараторных конфигураций, разработанные в Отделе физики плазмы ИОФ РАН.

### **Основные положения и результаты, выносимые на защиту**

1. Достигнут новый мировой рекорд при удельной мощности электронно-циклотронного резонансного нагрева  $4 \text{ МВт}/\text{м}^3$  ( $1.5 \dots 4 \cdot 10^{-13} \text{ Вт на частицу}$ ) при концентрации плазмы  $n_e = 1 \dots 2.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .
2. Для стелларатора Л-2М в диапазоне  $P' = 0.2 \dots 1 \text{ МВт}/\text{м}^3$  был экспериментально получен энергетический скейлинг вида  $\tau_E \sim (P/n_e)^{-0.7}$  (так называемый скейлинг Л-2М). Полученный скейлинг согласуется с международным стеллараторным скейлингом ISS95, однако его область применимости удалось расширить на значительно более высокие мощности — вплоть до рекордных  $2.4 \text{ МВт}/\text{м}^3$ .

2. В плазме стелларатора Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева при концентрации плазмы выше  $n_e = 10^{19} \text{ м}^{-3}$  наблюдаются спонтанные переходы в режим улучшенного удержания (L-H переходы) различных видов. Если в диапазоне удельной вложенной ЭЦР-мощности  $P' = 0.6\text{--}1.4 \text{ МВт/м}^3$  концентрация и время жизни увеличиваются лишь на 15% и 10% соответственно, то при  $P' = 1.4\text{--}2.0 \text{ МВт/м}^3$  наблюдается скачкообразный рост — до 50% для концентрации и до 20% для времени жизни, что представляет собой рекордный прирост по сравнению с L-модой ля стелларатора Л-2М.

3. В приграничной области плазмы наблюдается изменение направления электростатического турбулентного потока частиц. После проведения боронизации непосредственно на сепараторисе поток направлен в сторону стенки (по градиенту плотности), тогда как на расстоянии 1 см от сепараторисы вглубь плазмы его направление меняется на противоположное — к центру плазменного шнура, что совпадает с направлением аномальной (баллистической) диффузии.

4. В присепараторисной области плазмы обнаружен новый тип плазменных колебаний электромагнитной природы, обладающий дальней пространственной корреляцией между электрическим потенциалом вдоль силовой линии в разных сечениях стелларатора разнесенных вплоть до половины тора, а также между электрическим потенциалом и локальным магнитным полем.

5. Реализован сценарий нагрева, позволивший достичь на стеллараторе Л-2М рекордного энергетического времени жизни плазмы ( $\tau_E \sim 7 \text{ мс}$ ). Сценарий включает двухэтапный процесс: кратковременную (3 мс) нестационарную фазу нагрева двумя гиротронами по 200 кВт с последующим переходом в квазистационарный режим при мощности 50 кВт (отключение одного гиротрона) и плотности плазмы  $n_e \sim 1.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

6. Изменение магнитной конфигурации путем возбуждения в плазме индукционного тока амплитудой  $5 \text{ кА} \leq I \leq 20 \text{ кА}$  через 2 мс после включения режима ЭЦР-нагрева ( $P = 200 \text{ кВт}$ ,  $n_e \sim (0.5\text{--}2.5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), приводит к уменьшению угла вращательного преобразования силовых линий магнитного поля в центральной области плазмы и, согласно аналитическим оценкам, к образованию магнитных островов с размером вплоть до  $\approx 0.5$  радиуса. Также это приводит к уплощению радиального профиля температуры и ее снижению на 30% в центральной области плазменного шнура [A2]. Возбуждаемые в плазме стелларатора неиндукционные токи  $|I| \leq 2.5 \text{ кА}$  не приводят к заметным изменениям устойчивости и равновесия плазмы

7. При удельной СВЧ мощности нагрева  $P' \leq 600 \text{ кВт/м}^3$  в плазме стелларатора Л-2М реализуется квазистационарный режим. При повышении СВЧ мощности нагрева возможны переходные процессы, связанные с развитием локальных МГД неустойчивостей. При этом температурные градиентные неустойчивости, существующие на квазистационарной стадии плазмы, влияют только на рост переноса частиц и энергии.

8. Сравнительный анализ экспериментально измеренных тепловых потоков показал верность как расчетной неоклассической модели с аномальной поправкой, так и модели канонических профилей давления.

**Степень достоверности результатов работы** обеспечивается высоким уровнем экспериментальной техники, применением современных методов обработки при анализе данных, использованием базы данных, включающей тысячи импульсов, и хорошим совпадением результатов, полученных экспериментальными и аналитическими методами, а также согласием с опубликованными данными, представленными в научно-технической литературе.

**Апробация результатов работы.** Основные результаты работы обсуждались на научных семинарах ИОФ РАН, НИЦ «Курчатовский институт», НИЯУ «МИФИ», Физфака МГУ им. М.В. Ломоносова. Материалы, изложенные в диссертации, были представлены в 79 докладах на следующих научных конференциях: XXXIV-LI Международные (Звенигородские) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2005-2024 гг.); 15<sup>th</sup> Intern. Stellarator Workshop (Madrid, Spain, 2005); 21st IAEA Fusion Energy Conference (Chengdu, China, 2006); 17 International Toki Conferences on Plasma Flows and Turbulence in Plasmas and 16 Intern. Stellarator Workshop (Toki, Gifu, Japan, 2007); 22nd IAEA Fusion Energy Conference (Geneva, Switzerland, 2008); 20th International Toki Conference “The Next Twenty Years in Plasma and Fusion Science” (Toki-city, Japan, 2010); 59 научно-техническая конференция МИРЭА (Москва, 2010); VII Российской конференция “Современные средства диагностики плазмы и их применение” (Москва, НИЯУ МИФИ, 2012); Первая Международная научно-практическая конференция “Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем” (Москва, 2013); 41st EPS Conference on Plasma Physics (Berlin, Germany, 2014); 20th Intern. Stellarator-Heliotron Workshop (Greifswald, Germany, 2015); 42nd EPS Conference on Plasma Physics (Lisbon, Portugal, 2015); 43rd EPS Conference on Plasma Physics (Leuven, Belgium, 2016); 45th EPS Conference on Plasma (Prague, Czech Republic, 2018); VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2020» (Москва, НИЯУ МИФИ, 2020); 19<sup>th</sup> International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation; (Moscow, GPI RAS, 2023).

**Публикации.** Основные научные результаты диссертационного исследования представлены в 30 статьях в рецензируемых журналах. Из них 26 статей опубликованы в журналах из Перечня рецензируемых научных изданий ВАК, при этом 25 статей индексируются в Web of Science (WOS), а 28 — в Scopus. В 9 статьях диссертант является первым автором.

**Личный вклад автора.** Диссертация является результатом 20-летнего труда автора в ИОФ РАН и представляет собой обобщение работ автора, выполненных на установке Л-2М с мощным СВЧ нагревом плазмы в режиме ЭЦР, реализованном с помощью гиротронных комплексов МИГ-2 и МИГ-3 совместно с сотрудниками ИОФ РАН.

Цели и задачи диссертационного исследования ставились лично автором или при его определяющем участии. Автор принимал непосредственное участие в планировании и проведении экспериментов, обработке полученных результатов, их интерпретации, а также в проведении аналитических расчетов устойчивости плазменной конфигурации. Анализ, обобщение результатов и формулирование выводов работы проводились лично автором.

Основные исследования выполнены в соавторстве с проф. Щепетовым С.В., Федяниным О.И. Харчевым Н.К. и Хольновым Ю.В., а также с сотрудниками ИОФ РАН Борзосековым В.Д., Вафиным И.Ю., Гребенщиковым С.Е., Гришиной И.А., Ивановым В.А., Летуновым А.А., проф. Скворцовой Н.Н., Степахиным В.Д. Теоретический анализ физики СВЧ-пробоя (раздел 6.2) для проводившихся экспериментов выполнен Терещенко М.А. Работа установки Л-2М обеспечивалась Мещеряковым А.И. и его сотрудниками, а работа гиротронных комплексов МИГ-2 и МИГ-3 – коллективом под руководством проф. Батанова Г.М. и Сарксяна К.А.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 344 страницы, включая 122 рисунка, 6 таблиц и список литературы из 327 наименований.

**В первой главе** излагается история и физические предпосылки удержания плазмы в магнитных ловушках. Дан обзор физики удержания плазмы в токамаках и стеллараторах, принципов равновесия и устойчивости плазменной конфигурации, экспериментально наблюдавшихся переходных процессов.

**Во второй главе** дается техническое описание стеллараторов серии Ливень, диагностические схемы, физика удержания – равновесие и устойчивость плазменного шнуря и особенности переноса. В разделе 2.1 дается экскурс в историю исследований на стеллараторах в ФИАН/ИОФРАН, излагаются технические характеристики и устройство стеллараторов Ливень, Л-2 и подробно установки Л-2М (2.2). На рис.1 представлен внешний вид установки, гиротрона и квазиоптического тракта.

**В третьей главе** излагается принцип электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева с помощью СВЧ-излучения, его особенности на различных установках, проблемы, а также конфигурации гиротронных комплексов стеллараторов Л-2 и Л-2М. В данной главе приводятся физические и технические основы нагрева плазмы в магнитных ловушках с помощью СВЧ-волн, основные закономерности и проблемы.

**В четвертой главе** излагаются экспериментальные результаты, полученные с гиротронным комплектом МИГ-2. Анализируется база данных, полученная при мощностях нагрева в диапазоне 50-250 кВт, представлен основанный на ней одномашинный скейлинг Л-2М. Излагаются эксперименты с индукционным током и изменение магнитной конфигурации установки под его влиянием, а также свойства неиндукционных токов.

**В пятой главе** представлены исследования различных спонтанных переходных процессов, приводящих к существенному изменению свойств плазмы и турбулентности. Переходы наблюдаются при превышении порогового значения мощности нагрева и имеют сходство с переходами в режим улучшенного удержания (L-H переходами) с формированием краевого транспортного барьера, а также имеют сходство с локализованными краевыми модами (ELMs). Обнаружено, что после переходного процесса меняется краевая структура электрического поля и условия взаимодействия периферийной плазмы со стенками вакуумной камеры. Проводится анализ эволюции макропараметров плазмы, спектральный и корреляционный анализ флуктуаций магнитного и электростатического полей, а также анализ турбулентного потока в области сепаратрисы при различных видах переходных процессов.

**В шестой главе** представлены исследования по оптимизации сценариев плазменных разрядов с возможностью достижения максимальных параметров плазмы в установке Л-2М. В первом разделе излагаются результаты экспериментов после замены гиротронного комплекса на более мощную систему МИГ-3, во втором обсуждается вопрос ЭЦР-пробоя в плазме с различными условиями старта разряда и излагается феноменологическая модель стабилизации плазменного шнура. Далее обсуждаются вопросы временной модуляции СВЧ-импульса и возможность нагрева предварительно ионизованной плазмы. Также обсуждаются эксперименты с различными сценариями импульсно-периодического разряда. Далее представлены результаты при максимально достигнутой мощности СВЧ-нагрева (1 МВт) и сопоставление с результатами, полученными при меньших значениях мощности.

**В седьмой главе** рассматривается эволюция макро- и флуктуирующих параметров в различных типах плазменных разрядов - квазистационарных, со спонтанными и вынужденными транспортными переходами. Анализируется временная корреляция различных параметров плазмы и характерные частоты плазменных неустойчивостей. Даётся анализ сдвига фаз между флуктуациями потенциала и плотности плазмы в краевой турбулентности и его интерпретации. Оценивается роль мелкомасштабных неустойчивостей в плазменном шнуре и их влияние на развитие транспортных переходов. Также представлены радиальные потоки тепла в стеллараторе Л-2М и сравнение с результатами, ранее полученными в стеллараторе Л-2.

Далее приводятся **заключение, благодарности, список литературы и список сокращений**.

# **Глава 1. Удержание плазмы в тороидальных магнитных ловушках.**

В данном разделе излагается история и физические предпосылки удержания плазмы в магнитных ловушках. Дан обзор физики удержания плазмы в токамаках и стеллараторах, принципов равновесия и устойчивости плазменной конфигурации, экспериментально наблюдавшихся переходных процессов. Раздел 1.1.1 посвящен физике удержания плазмы в токамаках. Разделы 1.1.2 и 1.1.3 посвящен особенностям удержания плазмы в стеллараторах – магнитогидродинамическому (МГД) равновесию и устойчивости трехмерной конфигурации и влиянию других специфических проблем. Далее дается краткий обзор процессов переноса в плазме магнитных ловушек - классических, неоклассических и аномальных (1.1.4). В разделе 1.2 дан обзор основных неустойчивостей в плазме замкнутых магнитных ловушек. Представлено описание крупномасштабных МГД неустойчивостей, связанных с давлением (1.2.1) и током (1.2.2) в плазме, в том числе неиндукционным (1.2.3). Излагаются особенности мелкомасштабных неустойчивостей – пилинг-мод (1.2.4) и кинетических неустойчивостей и их влияние на турбулентность плазмы и аномальный перенос (1.2.5). Параграф 1.2.6. посвящен влиянию примесей и взаимодействия плазмы со стенками на характеристики удержания. В разделе 1.3 дается краткое представление о скейлингах энергобаланса в токамаках и стеллараторах. Раздел 1.4 посвящен динамическим переходным процессам в режим улучшения или ухудшения удержания плазмы в токамаках и стеллараторах (1.4.1). Также (1.4.2) излагаются вопросы трансформации периферийной плазмы при транспортных переходах, изменение турбулентного потока и возбуждение низкочастотных периферийных мод в данной области.

## **1.1. Общие проблемы удержания плазмы в замкнутых ловушках**

Проблема удержания плазмы в замкнутых магнитных ловушках, увеличение параметров плазмы, подавление или управление неустойчивостями и, наконец, поиск связи между экспериментально наблюдаемой эволюцией макро- и микропараметров и глобальными свойствами удержания плазмы составляют основной объем исследований на современных магнитных ловушках. К замкнутым ловушкам обычно относят токамаки [1], стеллараторы [2] и пинчи с обращенным полем (RFP) [17].

Вкратце коснемся физики удержания плазмы в магнитных ловушках и основных проблем. Принцип стабилизации плазменного столба с током сильным продольным магнитным полем был предложен в [18]. Существуют две возможности создания устойчивого тороидального разряда — либо с использованием очень сильного магнитного поля, либо с использованием умеренного магнитного поля, сравнимого с полем тока [19]. Первая возможность реализуется в

конфигурации токамака, а вторая используется в так называемых пинчах с обращенным полем [17].

Практически сразу потребовалось решить вопрос с компенсацией магнитного дрейфа частиц. Теоретически был разработан достаточно обширный набор замкнутых магнитных ловушек, в которых этот дрейф в среднем был скомпенсирован. В токамаке магнитное поле складывается из тороидального поля, создаваемого внешними катушками, и полоидального (то есть лежащего в меридианальных плоскостях) поля от протекающего по плазме тока и тока управляющих проводников. В результате силовые линии оказываются на вложенных друг в друга магнитных поверхностях, одновременно (в присутствии плазмы) являющихся изобарами. В стеллараторе поверхности такого рода могут быть созданы одними только внешними проводниками, то есть круглыми катушками тороидального поля и специальными дополнительными винтовыми обмотками [20]. Термин стелларатор ниже будет обозначать магнитную ловушку, в которой система вложенных магнитных поверхностей в вакууме создается с помощью либо винтовых проводников с током, либо иных внешних проводников, оказывающих аналогичное действие.

Неоднородность магнитного поля в продольном направлении может быть использована для создания так называемых открытых, или зеркальных, магнитных ловушек [3]. В зеркальных ловушках частицы отражаются от магнитных зеркал — областей с более сильным магнитным полем (этот эффект связан с сохранением поперечного адиабатического инварианта в медленно меняющемся магнитном поле). И замкнутые, и открытые ловушки должны удерживать не только отдельные заряженные частицы, но и квазинейтральную плазму. Желательно также, чтобы удержание плазмы не ухудшалось при увеличении концентрации плазмы  $n$  (числа заряженных частиц в единице объема) и давления плазмы  $p = 2kn(T_e + T_i)$ , где  $T_e$  и  $T_i$  — соответственно температуры электронной и ионной компонент плазмы,  $k$  — постоянная Больцмана.

В качестве определяющей качество удержания величины обычно вводят параметр  $\beta = 8\pi p/B^2$ , равный отношению газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля. Основное условие удержания плазмы можно сформулировать как желательность сохранения удерживающих свойств магнитной ловушки при не очень малом  $p$ . Равновесие плотной плазмы в магнитном поле достаточно точно описывается уравнениями магнитной гидродинамики. Из этих уравнений видно, что плазма диамагнитна — она “растягивает” силовые линии, и соответственно магнитное удержание можно рассматривать как удержание плазмы давлением магнитного поля.

Теоретически можно предложить широкое разнообразие равновесных магнитных конфигураций с плазмой. Однако, как показывают и сама теория, и эксперимент, многие из

этих конфигураций оказываются неустойчивыми, причем теоретически далеко не всегда можно предсказать все последствия развития неустойчивостей. На начальном этапе исследований в результате экспериментов и теоретического анализа были выбраны конфигурации, в которых отсутствуют крупномасштабные неустойчивости и сведены до приемлемого уровня мелкомасштабные неустойчивости, сильно не снижающие качество удержания [20].

### 1.1.1. Токамаки. Основы удержания плазмы

Токамаки представляют собой одну из наиболее простых и вместе с тем наиболее продвинутых концепций магнитного удержания как по достигнутым параметрам плазмы, так и по уровню понимания происходящих в ней физических явлений. Принципиально токамак представляет из себя трансформатор, вторичной обмоткой которого является короткозамкнутый плазменный виток первоначально в виде тора, впоследствии в виде криволинейной квазитороидальной конфигурации (продвинутые (advanced) [21]/перстенъковые [22], сферические токамаки [23]). Виток создается пробоем газа в тороидальной вакуумной камере под действием вихревого азимутального электрического поля, индуцируемого с помощью пропускания импульсного тока через первичную обмотку - индуктор. За счет вихревого поля осуществляется также подъем тока в плазме до величин, составляющих в крупных установках 100 кА - МА. Первоначальный индукционный ток нагревает плазму до температуры масштаба 1 кэВ. Для достижения более высоких температур используются методы дополнительного нагрева плазмы (волновые и корпскулярные). Принципиальным для токамаков является наличие сильного магнитного поля, направленного в тороидальном направлении, служащего для стабилизации плазмы. Первыми вопросами при создании плазменной конфигурации являются условия ее равновесия в магнитных полях и макроскопической устойчивости.

Критерий стабилизации плазмы сильным магнитным полем представляет собой следующую зависимость:

$$q = \frac{B_0 a}{B_\theta R} > 1 \quad (1)$$

где  $B_0$  - тороидальное магнитное поле,  $B_\theta$  - собственное поле тока плазмы на краю шнура,  $a$  и  $R$  – соответственно малый и большой радиусы плазменного витка. Величина  $q$ , определенная соотношением (1), имеет название запаса устойчивости, а само условие носит название критерия Крускала - Шафранова.

Этот критерий является основным условием получения устойчивого плазменного тороидального витка в токамаке. Как мы видим, при больших токах в плазме и соответственно

высоких значениях  $B_\theta$  оно сводится к необходимости создания очень сильного тороидального магнитного поля. В первых экспериментах далеко не уходили от теоретического предела, выбирая  $q(a) \sim 2-3$ , впоследствии удалось снизить величину  $q(a)$  до значений 1,4—1,6.

В крупных токамаках время удержания плазмы существенно превышает характерное время парных кулоновских столкновений, поэтому локально плазма приходит в состояние, близкое к термодинамически равновесному. Соответственно функция распределения частиц по скоростям близка к максвелловской, так что наряду с плотностью  $n(x)$  вводится и локальная температура  $T(x)$  ( $x = a/a_p$  — отношение малого радиуса магнитной поверхности к радиусу края плазмы). При условиях равновесия

$$\nabla p = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}], \quad (2)$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность тока и  $p$  — среднее давление плазмы, магнитные поверхности являются изобарами.

Равновесная магнитная конфигурация в токамаке полностью определяется формой сечения плазменного шнура, которую можно контролировать с помощью токов во внешних формирующих витках и двумя функциями полоидального потока  $p(\Psi)$  и  $q(\Psi)$ . Функция потока  $\Psi$  удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению (3), получившему название уравнения Грэда - Шафранова [24].

$$R^2 \operatorname{div} R^{-2} \operatorname{grad}(\Psi) = -\frac{16\pi^3}{c} \left[ c R^2 p'(\Psi) + F'(\Psi) \left( \frac{4\pi}{c} F(\Psi) \right) \right] \quad (3)$$

Форму сечения обычно описывают с помощью следующих параметров: аспектного отношения  $A = R/a$  ( $a$  — поперечный размер сечения), смещения центра сечения относительно оси камеры  $\Delta$ , вытянутости  $K$  и треугольности  $\delta$  сечения.

В настоящее время разработаны эффективные численные методы решения уравнения (3), позволяющие определять оптимальные параметры и профили, а также рассчитывать необходимые формирующие токи. Наиболее выгодной с точки зрения максимального отношения значения параметра  $\beta$  оказалось  $D$ -образное сечение с вытянутостью  $K \approx 1,5$  и с небольшой треугольностью  $\delta$ . В такой конфигурации теоретическое предельное значение параметра  $\beta$  примерно в два раза выше, чем в токамаке круглого сечения. Вытянутость по вертикали позволяет, кроме того, использовать больший объем для плазмы при том же аспектном отношении  $A$ , а также увеличивает энергетическое время жизни плазмы  $\tau_E = W/P$ , где  $W$  — энергия плазменного шнура,  $P$  — полная мощность нагрева.

Преимущества использования вытянутого сечения были продемонстрированы на целом ряде установок: T-8, T-9, T-12 (СССР), DOUBLET (США) и др. В первых токамаках с длительностью импульсов масштаба десятка миллисекунд для обеспечения равновесия использовался проводящий кожух, в дальнейшем были разработаны методы управления равновесием без кожуха [25].

На ранних стадиях исследований на крупных установках длительность поддержания равновесия доходила до нескольких секунд [26]. При использовании сверхпроводников в катушках магнитного поля в токамаках получена длительность импульсов до нескольких десятков минут [27]. Важным для тороидальных систем является вопрос о предельном равновесном давлении плазмы. Этот предел связан с появлением сепаратрисы (последней замкнутой магнитной поверхности) на границе плазмы благодаря компенсации полоидального поля тока с внутренней стороны тора внешним удерживающим полем  $B_{\perp}$ . Предельное равновесное давление достаточно высокое (в токамаке  $D$ -образного сечения достижимы значения  $\beta \sim 20\text{-}30\%$ ) и не вызывает беспокойства. Раньше, чем ограничение по равновесию, наступает ограничение по устойчивости.

### 1.1.2. Стеллараторы и их магнитные конфигурации

Рассмотрим далее основы удержания высокотемпературной плазмы в стеллараторах. Начнем с принципиальных проблем - теории магнитогидродинамического равновесия и устойчивости плазмы. Стелларатором называется замкнутая магнитная ловушка, в которой система вложенных тороидальных (в топологическом смысле) магнитных поверхностей создается внешними токами. Очевидно, что магнитная ловушка такого принципа также должна обеспечивать равновесие плазмы (причем такое, которое было бы устойчиво относительно малых возмущений) и достаточно малые потери частиц и энергии.

Принципиальное отличие стелларатора от токамака весьма благоприятно с точки зрения устойчивости плазмы. Во-первых, без тока омического нагрева в стеллараторе нет крупномасштабных винтовых неустойчивостей и неустойчивости срыва, являющихся принципиальными проблемами в токамаках (см. ниже). Во-вторых, внешняя система винтовых полей и соответствующее внешнее полоидальное поле придают магнитной конфигурации определенную жесткость. Удержание плазмы в стационарных магнитных ловушках, магнитная структура которых не требует наличия омического тока, является весьма перспективным в вопросах реализации управляемого термоядерного синтеза и гибридных ядерных технологий.

Впервые магнитная ловушка стеллараторного типа была предложена в 1951 г. Л. Спитцером [28], показавшем, что при свертывании тороидального соленоида в восьмерку

реализуется магнитная конфигурация, имеющая вид вложенных друг в друга магнитных поверхностей с отличным от нуля вращательным преобразованием (что обеспечивает компенсацию в среднем дрейфа частиц из-за неоднородности магнитного поля).

Несмотря на очевидную привлекательность стеллараторов (стационарность магнитной системы, отсутствие неустойчивостей, вызываемых током), исторически их распространение было замедлено относительно токамаков. Одна из причин этого - обескураживающие результаты по удержанию плазмы в стеллараторах Принстонской лаборатории, где исследования по стеллараторам начались в 1951 г. На стеллараторе С этой лаборатории в 60-е годы постоянно наблюдалась так называемая бомовская зависимость времени удержания, неблагоприятная с точки зрения проблемы термоядерного синтеза (слабая зависимость от магнитного поля, сильное ухудшение удержания с ростом температуры). Выяснилось, что причиной неудач стелларатора С - первого сравнительно крупного стелларатора с винтовыми обмотками - была недостаточная точность магнитного поля, для расчетов которого в то время не были достаточно развиты методы моделирования и оптимизации. Дело в том, что в стеллараторах, принципиально трехмерных системах, гармоники винтового магнитного поля в комбинации с эффектами кривизны могут приводить к резонансным возмущениям вида  $\exp i(m\theta - n\phi)$ , расщепляющим так называемые рациональные магнитные поверхности с углом вращательного преобразования (величиной, обратной запасу устойчивости  $q$ )  $\mu = n/m$  на  $m$  винтовых волокон ( $m$  и  $n$  — целые числа, характеризующие периодичность наиболее вероятных возмущений соответственно по малому и большому обходу тора, носят названия тороидальных и полоидальных волновых чисел).

В поперечном сечении возникает островная структура магнитных поверхностей. Размер островов тем больше, чем меньше так называемый шир  $s = \rho(\mu'/\mu)$ . Термин “шир” означает перекрещенность силовых линий, при наличии которой угол наклона силовой линии меняется при переходе от одной магнитной поверхности к другой. Если амплитуда резонансных возмущений такова, что порождаемые ими соседние острова должны пересечься, то в возмущенном трубчатом слое возникает стохастизация, то есть беспорядочное блуждание магнитных силовых линий. Если она распространяется на весь объем, занимаемый плазмой, то, согласно теоретическим оценкам, и должна возникнуть бомовская диффузия [20].

Для описания магнитной структуры стелларатора удобно использовать модифицированную тороидальную (квазитороидальную) систему координат  $\{\rho, \theta, \phi\}$ , связанную с обычной цилиндрической  $\{R, \phi, Z\}$  следующим образом:  $R = R_0 + \rho \cos\theta$ ,  $Z = \rho \sin\theta$  ( $\theta$  и  $\phi$  - соответственно полоидальная и тороидальная угловые координаты). Чтобы лучше понять основные свойства образующейся в стеллараторе магнитной конфигурации, рассмотрим вначале для наглядности прямой стелларатор, то есть систему, обладающую винтовой

симметрией. При этом безвихревые магнитные поля можно описывать с помощью скалярного потенциала, который в цилиндрической системе координат  $\{r, \varphi, z\}$  зависит только от двух переменных, а именно  $r$  и  $\omega = \varphi - Ns/n_0$ . Положим также, что в выражение входит лишь одна гармоника по  $\omega$ :

$$\tilde{\Phi}^M = B_0 R_0 s + B_0 \varepsilon(r) \sin n_0 \omega, \quad \mathbf{B} = \nabla \tilde{\Phi}^M, \quad \varepsilon(r) = \alpha^{-1} \varepsilon_{n_0} I_{n_0}(n_0 \alpha r) \quad (4)$$

где  $s = L/R_0$ ,  $R_0 = L/2\pi$ ,  $L$  - длина системы,  $B_0$  - продольное постоянное поле,  $N$  — полное число периодов винтового поля,  $\varepsilon_{n_0}$  - константа,  $I_{n_0}$  — модифицированная функция Бесселя порядка  $n_0$ ,  $\alpha = N/R_0 n_0$ . Параметр  $\varepsilon$  — так называемый амплитудный коэффициент основной гармоники.

Строго говоря, магнитное поле, создаваемое током, текущим в  $n_0$  (число  $n_0$  носит название заходности) пар винтовых проводников, содержит бесконечное множество гармоник, однако вдали от проводников с током аппроксимация одной гармоникой в ряде случаев вполне оправдана. Поскольку в рассматриваемом приближении магнитное поле обладает винтовой симметрией, то система уравнений силовой линии имеет точный интеграл [29].

При этом имеются два типа магнитных поверхностей, одни из которых замыкаются вокруг магнитной оси системы, другие — вокруг винтовых проводников. Разграничивающая эти два семейства поверхность носит название сепаратрисы. Чтобы однозначно определить поведение силовой линии на магнитной поверхности, необходимо найти второй интеграл системы уравнений (4). Этот интеграл может быть выражен в квадратурах, однако получающиеся при этом формулы оказываются весьма громоздкими. Поэтому в работе [30] было предложено использовать для нахождения второго интеграла один из приближенных методов - метод усреднения. Метод усреднения фактически представляет собой удобную замену переменных, при проведении которой величины, входящие в систему (4), преобразуются и представляются в виде суммы двух частей

$$\frac{dr}{dz} = \frac{B_r}{B_z}, \quad \frac{rd\varphi}{dz} = \frac{B_\varphi}{B_z}$$

$$r = a_v + \tilde{r}, \quad \varphi = \langle \varphi \rangle + \tilde{\varphi} \quad (5)$$

Волнистая черта сверху обозначает величины, быстроосциллирующие при продвижении вдоль силовой линии, а угловые скобки обозначают усреднение по периоду быстропеременного магнитного поля, причем  $\langle \tilde{r} \rangle = \langle \tilde{\varphi} \rangle = 0$ . При этом осциллирующие члены находятся путем прямого интегрирования по быстременяющейся пространственной переменной, и задача

сводится, таким образом, к нахождению средних величин из системы уравнений, в которой учтены члены, получающиеся при усреднении четных степеней осциллирующих величин.

В частности, метод усреднения легко позволяет получить уравнение силовой линии с точностью до  $\epsilon^2$  включительно. Только поля с заходностью, равной 1 и 2, создают конечный угол вращательного преобразования на магнитной оси, при удалении от которой угол вращательного преобразования монотонно возрастает. Для систем с  $n_0 = 1$  и  $n_0 = 2$  можно создать магнитную конфигурацию с почти постоянным углом вращательного преобразования, если оказывается выполненным условие  $n_0 a a_p \ll 1$ , где  $a_p$  — средний радиус сепаратрисы. Следует отметить, что использованный выше асимптотический метод усреднения оказывается неприменимым вблизи сепаратрисы, где угол вращательного преобразования стремится к  $N/n_0$ . Также существенно, что в практически интересных случаях из-за эффектов тороидальности и влияния различных возмущений винтовая симметрия нарушается, что в свою очередь приводит к расщеплению сепаратрисы [31-33].

При этом внутренняя ветвь сепаратрисы ограничивает область поверхностей, замкнутых вокруг магнитной оси, а внешняя — область магнитных поверхностей, замкнутых вокруг проводников с током. Между этими ветвями лежит подсемейство магнитных поверхностей, образовавшееся на месте прежней сепаратрисы, охватывающих как винтовые токи, так и магнитную ось и создающих тем самым естественный диверторный слой. При этом оказывается, что вакуумное вращательное преобразование на внутренней ветви сепаратрисы  $\mu^* < N/n_0$  и, следовательно, для описания фактически всей структуры замкнутых магнитных поверхностей вплоть до сепаратрисы можно использовать метод усреднения [29].

Итак, принципиальной особенностью стеллараторов является трехмерная конфигурация магнитного поля. Наиболее простыми с точки зрения теоретического описания магнитной структуры являются так называемые “классические” стеллараторы — установки с плоской круговой магнитной осью [34]. В ловушках такого типа продольное магнитное поле создается соленоидальной обмоткой, по аналогии с токамаками, а вращательное преобразование — током, текущим в  $n_0$  парах винтовых проводников, намотанных на поверхность тора, причем в соседних проводниках ток равен по величине и противоположен по знаку.

Заметим, что магнитная конфигурация, характерная для классического стелларатора, может быть создана и в ловушках, более простых с инженерной точки зрения, получивших название торсатрон. В торсатронах магнитные поверхности получают с помощью  $n_0$  винтовых проводников с одинаковым направлением текущего по ним тока, заменяющих как соленоидальную обмотку, создающую продольное магнитное поле, так и  $2n_0$  винтовых проводников, создающих вращательное преобразование и шир в классическом стеллараторе. Однонаправленные токи в тороидальной геометрии приводят к появлению магнитного поля,

перпендикулярного плоскости тора, которое компенсируют обычно системой кольцевых проводников [35, 36].

В другой стеллараторной конфигурации, называемой “ultimate torsatron”, способ компенсации заключается в специальном выборе закона намотки токонесущих шин на поверхность тора, при котором на оси системы вертикальное магнитное поле обращается в ноль без дополнительной компенсирующей системы [37].

Выше мы рассмотрели ряд систем, в которых вакуумные магнитные поверхности получают с помощью винтовых токов. Существует несколько других возможностей создания аналогичных конфигураций, в частности, с помощью набора дискретных магнитных катушек специальной формы. Эта концепция получила наибольшее развитие в более поздние времена, в связи с развитием современных вычислительных методов и суперкомпьютеров. Впервые такая идея была высказана в работе [38], где предполагалось для создания винтовых магнитных полей использовать соленоид, витки которого проворачивались при продвижении вдоль геометрической оси системы и имели форму, близкую к форме требуемых магнитных поверхностей (для создания двухзаходного поля необходимы катушки эллиптической формы, трехзаходного - треугольной и т. д.). Поскольку эффективность создания угла вращательного преобразования в такой системе оказалась невелика, в [39] было предложено использовать для увеличения  $\mu^*$  дополнительную соленоидальную обмотку, уменьшающую продольное магнитное поле.

Более эффективным, с точки зрения получения максимального угла вращательного преобразования, оказывается использование вместо плоских проводников пространственных токовых колец, скрученных, например, следующим образом:  $r = r_0, z = d \cos n_0 \phi$ , где  $d$  - константа, характеризующая величину модуляции. При  $n_0 \geq 2$  получается конфигурация с почти плоской магнитной осью. Применяя более сложный закон модуляции катушки, например  $z = \sum_j d_j \cos j n_0 \phi$  и выбирая соответствующим образом амплитуды гармоник  $d_j$ , можно получить весьма широкий класс магнитных конфигураций, в частности, со значительно большим углом вращательного преобразования, чем можно достичь в случае одной гармоники с  $j = 1$  [40].

Для будущих термоядерных или гибридных реакторов системы, состоящие из отдельных катушек, являются более выгодными с той точки зрения, что есть возможность производить замену неисправных частей, не разбирая всю установку.

Успеху стеллараторной программы способствует то обстоятельство, что все крупные современные экспериментальные установки используют сильно отличающиеся друг от друга магнитные конфигурации. Подобный подход позволяет рассмотреть большее число вариантов и

выяснить основные физические закономерности поведения плазмы, удерживаемой в ловушках с различными свойствами.

Один из способов создания топологически устойчивой вакуумной магнитной конфигурации с помощью модульных катушек был реализован в установке W-7A (ФРГ), причем угол вращательного преобразования в установке практически не меняется по сечению плазменного шнуря [41].

Другой принцип лежит в основе создания систем с достаточно большим широм. При этом число возможных резонансов оказывается велико, однако размеры получающихся магнитных островов можно сделать достаточно малыми. В настоящее время распространено мнение, что нежелательно иметь нулевой угол вращательного преобразования на оси, поскольку это приводит к расщеплению магнитной оси из-за эффектов тороидальности и появлению магнитных островов. Поэтому в трехзаходном торсатроне с дивертором Ураган-3 предусмотрена возможность создания конечного угла вращательного преобразования на оси системы при помощи внешнего поперечного поля [42].

Также к системам с трехмерной магнитной конфигурацией относятся установки с пространственной осью типа ДРАКОН [43], HELIAX [44] и др. Одной из причин, замедливших развитие теории удержания плазмы в стеллараторах и других трехмерных ловушках, является отсутствие в этих системах аксиальной симметрии и, как следствие этого, пространственная трехмерность задач. В связи с этим важна разработка методов (как аналитических, так и численных), адекватно учитывающих специфику удержания плазмы в трехмерных магнитных полях. Ранее считалось, что совместное выполнение условий равновесия и устойчивости для стеллараторной плазмы приводит к ограничению величины  $\beta$  на уровне, меньшем 1% (магнитная ловушка стеллараторного типа представляет практический интерес как возможный прототип термоядерного реактора лишь в том случае, если в ней возможно устойчивое удержание достаточно плотной плазмы с величиной  $\beta \sim 5\%$ ). Однако результаты последних теоретических работ опровергли это мнение и продемонстрировали, что при практически осуществляемом выборе параметров ловушки возможно устойчивое удержание плазмы с  $\beta \sim 10\%$ .

Следует отметить, что экспериментальные исследования по удержанию плазмы большого давления в стеллараторах практически пока еще не проводились. Поэтому результаты, изложенные в этих разделах, представляют интерес в основном с точки зрения прогнозирования будущих экспериментов и выбора оптимальных магнитных конфигураций для будущих ловушек (в том числе и для реактора). В то же время проведены многочисленные эксперименты по исследованию токово-винтовых мод, обусловленных наличием в плазме продольного тока, который до последнего времени являлся основным способом создания и

нагрева плазмы. Стационарное удержание плазмы с термоядерными параметрами призваны продемонстрировать крупнейшие современные стеллараторы W7-X [45] и LHD [46].

Необходимость исследовать равновесие и устойчивость плазмы, удерживаемой в трехмерных (в пространстве) магнитных полях, привело к созданию ряда специфических методов. Исторически первым асимптотическим методом, предложенным для исследования равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторе, был метод так называемого стеллараторного приближения, развитый группой теоретиков из Принстонского университета (США) [47]. В основе его лежит разложение по набору малых параметров, которыми являются: отношение амплитуд винтовых компонент магнитного поля к тороидальной компоненте  $\epsilon = |\mathbf{B}_{st}|/B_0$ ; отношение заходности к полному числу периодов винтового поля  $N/n_0$ ; аспектное отношение  $R/a$ ;  $B_\parallel/B_0$  — отношение магнитного поля, создаваемого токами, текущими по плазме, к продольному магнитному полю, а также величина  $\beta$ . При этом используется процедура, весьма сходная с методом усреднения. Оба эти метода использовались для исследования равновесия плазмы и ее устойчивости в линейном приближении.

Авторы работ [48, 49] решили более общую задачу и вывели систему усредненных уравнений, сводящих проблему к исследованию осесимметричного случая (что подразумевает автоматическое использование всего арсенала методов, развитых ранее для исследования токамаков) и пригодную для решения различных задач, таких как, например, равновесие, устойчивость, нелинейные процессы и т.д. Преимущество данного метода перед другими и определяется тем, что для решения конкретных задач используется уже готовая универсальная система усредненных МГД-уравнений. При этом оказывается удобный способ обобщения результатов, полученных ранее для токамака, на случай стелларатора. Как уже отмечалось, метод усреднения и представляет собой специальную замену переменных.

### 1.1.3. МГД равновесие и устойчивость трехмерной конфигурации

Стелларатор можно также охарактеризовать как магнитную ловушку, где для удержания плазмы используется большое аксиально симметричное и малое быстропеременное вдоль силовой линии магнитное поле. Естественно ожидать, что все величины, характеризующие плазму, можно представить в виде суммы двух частей, например,  $X = \langle X \rangle + \tilde{X}$ , где  $X$  — произвольная величина, определяемая из уравнений магнитной гидродинамики, причем  $\langle \tilde{X} \rangle = 0$ , где угловые скобки означают усреднение по тороидальной переменной, вдоль которой система периодична.

Производя подобную замену искомых функций, мы в результате приходим к тому, что число уравнений удваивается, однако при этом оказывается, что осциллирующие члены могут в

принципе быть вычислены в любом порядке по  $\epsilon$  путем прямого интегрирования по быстроменяющейся пространственной переменной. Средние же величины находятся из системы уравнений, в которой учтены члены, получающиеся при усреднении квадратов или более высоких четных степеней осциллирующих величин.

Идеальная МГД-теория задается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}
 & \text{Уравнение непрерывности} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \\
 & \text{Уравнение движения} \quad \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \\
 & \text{Уравнение давления} \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \\
 & \text{Уравнение вмороженности} \quad \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \\
 & \text{Закон Фарадея} \quad \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 & \text{Закон Ампера} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J} \\
 & \text{Магнитная дивергенция} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0
 \end{aligned} \tag{6}$$

В данной системе присутствуют как электромагнитные величины (электрическое поле  $\mathbf{E}$ , магнитная индукция  $\mathbf{B}$ , плотность тока  $\mathbf{J}$ ), так и жидкостные переменные – удельная плотность  $\rho$ , скорость жидкости  $\mathbf{v}$  и давление  $p$ . Параметр  $\gamma = 5/3$  – адиабатическая постоянная идеального газа,  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v}\nabla$  – конвективная производная. Подробнее о построении моделей на основе идеальной МГД-теории см., например [50]. Когда идет речь об идеальных МГД-модах, имеются в виду неустойчивости, которые остаются нестабильными при стремлении проводимости плазмы к бесконечности в МГД уравнениях.

При усреднении вводятся следующие значения магнитных полей:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{B} &= \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_{BH} + \mathbf{B}^J + \mathbf{B}^* \\
 \mathbf{B}^* &= \mathbf{B}_\perp^* + \mathbf{e}_S B_S^* \\
 \mathbf{B}_\perp^* &= \text{rot} \frac{\Psi^* e_S}{R} \\
 B_S^* &= - \langle (\mathbf{B}^{st})^2 \rangle B_T^{-1}
 \end{aligned} \tag{7}$$

В том случае, когда  $\tilde{\Phi}^M$  обладает винтовой симметрией

$$\tilde{\Phi}^M = \sum_n \Phi_n^M(r) \sin n \left( \varphi - \frac{N}{n_0} s \right) \quad (8)$$

величина  $B_s^*$  выражается через стеллараторный угол вращательного преобразования следующим образом:

$$B_s^* = - \int_0^r \frac{NB}{nR^2r^2}(rt)dr \quad (9)$$

Здесь  $\rho$ ,  $p$ ,  $\mathbf{v}$  - плотность, давление и скорость плазмы,  $\mathbf{E}$  - электрическое поле,  $\gamma_0$  - показатель адиабаты,  $R$  - большой радиус тора,  $R_0$  - радиус геометрической оси тора.  $\mathbf{B}$  - суммарное магнитное поле, его составляющие  $\mathbf{B}_t$  - продольное аксиально-симметричное вакуумное магнитное поле,  $\mathbf{B}_{\text{вн}}$  - сумма внешних аксиально-симметричных полей (например, мультипольное магнитное поле, применяющееся для коррекции магнитной оси системы),  $\mathbf{B}^J$  - магнитное поле, создаваемое токами, текущими по плазме (в частности, током омического нагрева, диамагнитными токами), и, наконец,  $\mathbf{B}^*$  - "эффективное" магнитное поле  $^*$ ), характеризующее усредненное действие на плазму винтовых компонент магнитного поля.  $\Psi^*$  - полоидальный поток "эффективного" магнитного поля, разделенный на  $2\pi$ . В отсутствие полей  $\mathbf{B}_{\text{вн}}$  и  $\mathbf{B}^J$  равенство  $\Psi^* = \text{const}$  определяет уравнение усредненной магнитной поверхности в вакууме)

При записи усредненных уравнений для определенности использовалась квазитороидальная система координат  $r$ ,  $\varphi$ ,  $s$ , в которой квадрат элемента дуги определяется с помощью следующего выражения:

$$(dl)^2 = (dr)^2 + (r d\varphi)^2 + (R ds)^2, \quad (10)$$

где  $s$  — угловая координата вдоль большого обхода тора,  $r$  и  $\varphi$  — полярные координаты. Необходимо отметить два важных обстоятельства. Напомним, что метод усреднения представляет собой лишь удобную замену переменных. В тех случаях, когда необходимо получить полное (трехмерное) описание какого-либо процесса, достаточно к решению системы усредненных уравнений (7) прибавить выражение для быстропеременной части, явный вид которого известен [48]. Однако для широкого класса задач, к которым относятся, в частности, многие задачи, связанные с исследованием равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторе, учет быстропеременной части излишен. Система усредненных уравнений пригодна в тех случаях, когда все величины медленно изменяются при продвижении вдоль силовой линии среднего поля.

Итак, использование системы усредненных уравнений существенно упрощает задачу, которая сводится к исследованию осесимметричного случая. Отметим, что для осесимметричных систем - токамаков - к настоящему времени разработан целый ряд программ для численного решения задач, связанных с исследованием равновесия и устойчивости. Поскольку, как правило, задачи такого класса весьма трудоемки и требуют для их реализации много машинного времени, то обычно используется не полная система векторных МГД-уравнений, а более простая система скалярных уравнений, которая конструируется с помощью набора малых параметров. В качестве основного используется параметр  $|B_\perp|/B_0$  - отношение поперечных компонент магнитного поля к продольному магнитному полю.

Впервые система редуцированных (уокоченных) нелинейных уравнений была использована для описания цилиндрического аксиально-симметричного плазменного шнуря в работе [51]. Заметим, что упрощенная система уравнений, аналогичная уравнениям Кадомцева - Погузе для токамака, справедливая в первом порядке по тороидальности и удобная, в частности, для проведения численных расчетов и нелинейного анализа устойчивости в стеллараторе, использовалась в работе [52]. Более точная система редуцированных усредненных уравнений, в которой корректнее учтены эффекты, обусловленные конечным давлением и тороидальностью, важные, например, при анализе вопросов о так называемой самостабилизации плазмы и влиянии тороидальности на равновесие и устойчивость, выведена в работе [49].

Все рассмотренные выше подходы использовали разложение по квадрату амплитуды винтового поля. Существует еще один метод, впервые предложенный Мерсье [53], в основе которого лежит разложение по степеням расстояния от магнитной оси. Благодаря такой процедуре удается разделить переменные в возникающей системе дифференциальных уравнений.

Выше мы обсудили использование для исследования плазмы в стеллараторе ряда асимптотических методов. В последние годы прогресс в области вычислительной техники сделал возможным также проведение прямых трехмерных вычислений. Существуют трехмерные численные коды [54], которые можно использовать для исследования равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторе. Все они основаны на минимизации функционала потенциальной энергии, первая вариация которого приводит к уравнениям равновесия. При этом, если функционал энергии при соответствующих граничных условиях имеет локальный минимум, то данное равновесие устойчиво.

Проведение трехмерных расчетов остается весьма сложной и тонкой задачей, следовательно, необходим разумный компромисс между использованием прямых (трехмерных численных) и асимптотических методов. Одним из основных вопросов, которые возникают при

использовании асимптотических методов, является вопрос об их точности. Например, при получении усредненных МГД-уравнений мы ограничились учетом членов, получающихся при усреднении квадратов осциллирующих величин (т.е. отброшенные слагаемые имеют порядок  $\varepsilon^4$  и выше). В пользу высокой точности асимптотического метода свидетельствует анализ, проведенный в работе [55], где численно исследовалось равновесие плазмы в стеллараторе как с помощью усредненных МГД-уравнений, так и полной (неусредненной) трехмерной системой уравнений одножидкостной гидродинамики, и продемонстрировано практически полное совпадение результатов.

Используя систему усредненных МГД-уравнений (7), можно получить скалярное уравнение равновесия плазмы в стеллараторе в виде нелинейного уравнения для полного полоидального потока  $\Psi$  (нормированного на  $2\pi$ )

$$R^2 \operatorname{div} R^{-2} \operatorname{grad}(\Psi - \Psi^*) = L(\Psi - \Psi^*) = -\frac{4\pi}{c} \left[ c R^2 p'(\Psi) + F'(\Psi) \left( \frac{4\pi}{c} F(\Psi) + R B^* \right) \right], \quad (11)$$

где штрих обозначает производную по аргументу. В отсутствие винтовых полей ( $\Psi^* = 0$ ) формула переходит в уравнение Грэда - Шафранова (3) для токамака, а в пределе исчезающей малой тороидальности — в уравнение Грина-Джонсона [56].

Специальным подбором винтовых гармоник можно увеличить предельное давление в стеллараторе. Нужно отметить, что данный подход приводит к некоторому ухудшению устойчивости и значительному усложнению топологии магнитных поверхностей. Существуют различные методы анализа уравнения (11) и, соответственно, несколько различных определения максимально допустимого давления. Первый метод заключается в непосредственном решении (как правило, численном) данного уравнения при некоторых заданных профилях давления  $p(\Psi)$  и тока и нахождении явного вида магнитных поверхностей. При этом под предельным давлением  $\beta_{\text{равн}}$  обычно понимается такое значение давления, при котором нарушается выбранная процедура нахождения решения. Это нарушение связано, как правило, с появлением неоднозначных решений для  $\Psi$ , то есть с возникновением внутренней сепаратрисы (магнитных островов) или внешней сепаратрисы.

Предельно допустимое газокинетическое давление можно определить из уравнения по появлению в решении неоднозначных значений, что свидетельствует о возникновении магнитных островов. Отметим, что максимально допустимое давление плазмы может несколько превышать это значение. Появление внутренней сепаратрисы (или магнитных островов) связано с наличием дипольных диамагнитных токов, устраниющих разделение зарядов, вызванное тороидальным дрейфом частиц. В результате суммарное полоидальное поле

уменьшается на внутренней стороне плазменного шнура и увеличивается на внешней. При достаточно большом давлении плазмы магнитное поле, создаваемое диамагнитными токами, может сравняться по величине с полоидальной компонентой среднего магнитного поля, что, в свою очередь, ведет к тому, что в окрестности нулевой точки полоидального поля образуются дополнительная ось и магнитные острова. Необходимо отметить, что их форма сильно зависит от вида функций  $\mu(a)$  и  $p(a)$ . В стеллараторах с большим широм появление внутри сепаратрисы обусловленной винтовыми полями подобной внутренней подструктурой магнитных островов может и не приводить к катастрофическому ухудшению удержания плазмы.

Второй метод анализа уравнения равновесия состоит в разложении функции  $\Psi(r, \phi)$  в ряд Фурье по полоидальному азимуту и сведении уравнения в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд различных гармоник. Как показывают расчеты, в большинстве случаев достаточно ограничиться небольшим (обычно двумя, тремя) числом гармоник. В такой постановке этот метод эквивалентен описанию магнитных поверхностей с помощью функций, характеризующих смещение центров магнитных поверхностей, их эллиптичность, треугольность и т. д.

Нахождение предельных по равновесию значений величин  $\beta_{\text{равн}}$ , как правило, основано на определении (также несколько произвольном), что предельное давление - это такое давление, при котором из-за искажений магнитной конфигурации теряется лишь разумно допустимая часть рабочего объема плазмы. Необходимо, однако, помнить, что полная компенсация полей, создаваемых диамагнитными токами, приводит к ухудшению устойчивости, при этом предельное давление, допускаемое условиями устойчивости, может быть меньше  $\beta_{\text{равн}}$ .

Меняя величину смещения плазменного шнура, например, с помощью внешнего перпендикулярного поля, мы можем в определенных рамках менять зависимость угла вращательного преобразования от среднего радиуса. Как уже отмечалось выше, в бестоковом стеллараторе с увеличением давления профиль  $\mu$  изменяется. Например, для параметров установки ATF была рассчитана зависимость  $\mu(a)$  для нескольких значений  $\beta$ , при этом подбором внешних полей можно изменить форму магнитной поверхности так, чтобы профиль  $\mu(a)$  практически не изменялся с ростом  $\beta$  [57]. Было показано, что, для того чтобы поддержать примерно постоянный профиль  $\mu(a)$  и, в частности, неизменное его значение на магнитной оси, по мере роста  $\beta$  необходимо увеличивать внешнее квадрупольное поле с тем, чтобы трансформировать круглые (при  $\beta = 0$ ) средние магнитные поверхности в бобообразные. Анализ проблемы равновесия показал, что в стеллараторах с разумно выбранными параметрами ( $\delta = 1/6 \sim 1/10$ ,  $\mu^*(a_p) \leq 1$ ) можно получить величину  $\beta(0) \sim 10\text{-}20\%$ , что совпадает с результатами для токамаков. В качестве одной из задач, недостаточно изученных к настоящему времени, следует указать анализ равновесия в случае, когда граница плазмы совпадает с

вакуумной сепаратрисой. Поскольку вращательное преобразование на сепаратрисе при учете конечной тороидальности оказывается существенно меньше его предельного значения в случае винтовой симметрии (равного  $N/n_0$ ), то для описания всего объема плазмы, ограниченного сепаратрисой, может оказаться продуктивным метод усреднения. Окончательный ответ может быть получен лишь путем сравнения результатов, полученных аналитически и с помощью трехмерных численных кодов.

#### 1.1.4. Перенос в замагниченной плазме

Основой работы замкнутых тороидальных ловушек является удержание частиц плазмы магнитным полем. В течение многих лет вплоть до настоящего времени одной из главных целей исследований в токамаках и стеллараторах было нахождение законов переноса тепла и частиц поперек магнитного поля. В высокотемпературной плазме таких систем существует поперечный перенос, который выносит частицы и энергию на периферию плазмы и снижает качество удержания. Потери из ловушки определяются скоростями диффузии, конвекции и теплопроводности, анализ которых составляет предмет теории процессов переноса.

Исследование теплопроводности плазмы поперек магнитного поля было и продолжает быть в центре внимания экспериментальных исследований на токамаках и стеллараторах, поскольку именно величина теплопроводности является основным показателем эффективности магнитного удержания плазмы. Кроме теплопроводности в плазме токамака протекают и другие транспортные процессы: перенос частиц поперек магнитного поля, то есть диффузия основной водородной плазмы и примесей, перераспределение тока и полоидального магнитного поля, вязкое перераспределение углового момента вращения, перенос нейтрального газа за счет перезарядки на плазме. Все эти процессы важны для понимания происходящих в плазме физических явлений, и в отношении многих из них накоплена обширная экспериментальная информация, которая, впрочем, не достигла еще состояния ясной и полной картины. Это относится, в частности, к диффузии плазмы. С точки зрения классической теории существует большое различие между диффузией чисто водородной плазмы и диффузией примесей в водородной плазме. Дело в том, что в силу квазинейтральности в чисто водородной плазме поток ионов должен в точности совпадать с потоком электронов, что гарантируется подстройкой радиального электрического поля, возникающего при малом нарушении амбиполярности диффузии [20].

Исторически в исследованиях процесса удержания поперечный перенос принято разделять на классический, неоклассический и аномальный. Простейшим случаем является *классический перенос*, возникающий из-за столкновительной диффузии, перпендикулярной к

силовым линиям магнитного поля. Частицы движутся вдоль магнитных силовых линий с тепловой скоростью до столкновения друг с другом. Коэффициент диффузии зависит от среднего смещения между столкновениями. Частоту столкновений частиц  $1/\tau$  можно оценить количественно, исходя из параметров плазмы (массы частиц  $M_{e,i}$ , температуры  $T_{e,i}$ , плотности  $n_{e,i}$ , где  $e$  и  $i$  – индексы, соответствующие электронам и ионам). И в существующих, а тем более в будущих экспериментах температура плазмы настолько высока, что средняя длина свободного пробега частиц по отношению к кулоновским столкновениям оказывается больше длины тора. Поэтому между столкновениями частицы успевают пробегать достаточно большой участок силовой линии, так что перенос определяется не размером лармировской окружности, а величиной отклонения частиц от магнитных поверхностей в их дрейфовом движении. В случае удержания частиц магнитным полем смещение равно одному лармировскому радиусу. В тороидальной плазме коэффициент диффузии необходимо скорректировать фактором Пфирша-Шлютера. Подробнее о классическом переносе см. в [58, 59].

Частицы, движущиеся вдоль магнитного поля между магнитными зеркалами, называются запертыми частицами. Проекция траекторий этих запертых частиц на полоидальное сечение в некоторых случаях имеет форму банана определенной ширины, поэтому данные траектории принято называть банановыми. Из-за высокой перпендикулярной скорости запертые частицы получают радиальный дрейф. Из-за данных эффектов соответствующий поперечный перенос существенно выше классического [60]. Количественная теория переносов с учетом реальных траекторий электронов и ионов в плазме с редкими столкновениями была развита в [61]. Эта теория получила название неоклассической. Транспортные процессы, которые происходят из-за отклонения центров траекторий частиц от магнитных поверхностей, также получили название неоклассических.

Из-за неоднородности магнитного поля в стеллараторе частицы могут оказаться запертыми в локальные зеркала между “гофрами”<sup>1</sup> магнитного поля. Такие частицы могут быстрее выйти на поверхность плазмы. Но полоидальный дрейф частиц может уменьшить радиальный перенос. Например, присутствие большого радиального электрического поля приводит к полоидальному дрейфу  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , который может сильно изменить траектории частиц ( $\mathbf{E}$  – напряженность радиального электрического поля,  $\mathbf{B}$  – магнитная индукция). Подробнее о неоклассическом переносе в стеллараторах см., например [62].

Неоклассическая теория позволяет также рассчитать диффузию примесей относительно основной плазмы, а кроме того, она указывает на возможность других весьма интересных транспортных явлений. Одно из них – так называемое пинчевание на запертых частицах [63]. Оно возникает по следующей причине. Запертые частицы, отражаясь от магнитных зеркал при

---

<sup>1</sup> ripple (англ.)

приближении вдоль силовых линий к внутреннему обводу, описывают траектории типа бананов, которые не охватывают магнитной оси. При приложении вдоль тора вихревого электрического поля  $E$  они начинают дрейфовать по радиусу. Неоклассическая теория позволяет найти более точное значение скорости дрейфа во всей области частот столкновений, включая более слабый эффект пинчевания на пролетных частицах.

Неоклассическая теория позволяет рассчитать также многие другие тонкие эффекты: влияние запертых частиц на продольную электропроводность, вязкость, влияние гофрировки поля на перенос и т.д. В ранних экспериментах утечка тепла по ионному каналу удовлетворительно соответствовала результатам неоклассической теории в области плато (именно в этой области и проводились эксперименты), а перенос тепла по электронному каналу существенно превосходил теоретическую величину. В последующие годы были построены новые установки, которые позволили значительно расширить диапазон параметров плазмы и получить гораздо более полную информацию относительно ионной и электронной теплопроводности. Прежде всего, использование дополнительного (по сравнению с джоулевым) нагрева позволило существенно повысить температуру плазмы и тем самым перейти в область редких столкновений (то есть перенос на “бананах” запертых частиц) [64].

Для стеллараторов хорошее согласие с экспериментом было первоначально получено в режиме “плато” неоклассической теории переносов на установке Heliotron. В области редких столкновений неоклассическая теория переноса предсказывает для стеллараторов не снижение, как в токамаках, а усиление переноса, благодаря появлению запертых частиц, движущихся вдоль магнитных силовых линий, на неоднородностях винтового магнитного поля. Общая картина переносов усложняется из-за большего разнообразия типов траекторий движения заряженных частиц в стеллараторе.

Аналитические расчеты, выполненные в предположении малости поперечных размеров орбит запертых частиц, первоначально приводили к довольно пессимистическому выводу относительно возможности термоизоляции плазмы с термоядерными параметрами. Однако численные расчеты переносов методом Монте-Карло, позволяющие учесть конечность орбит [65], показали, что действительная картина переноса может быть более благоприятной. Возможна также оптимизация магнитной конфигурации с целью уменьшения отклонения дрейфовых траекторий от магнитных поверхностей и даже регулирования переноса путем воздействия на запертые частицы высокочастотного излучения с целью перевода их в пролетные. Исследование переноса в области редких столкновений было запланировано как ключевая задача экспериментов на стеллараторах.

Радиальный перенос, который может значительно (на порядок величины) превышать значения неоклассического переноса, носит название аномального. Принято считать, что его

причиной является плазменная турбулентность. Считается, что в плазме с низкими значениями параметра  $\beta$  в токамаках и стеллараторах за турбулентный перенос ответственны низкочастотные электростатические флуктуации [66, 67].

Электростатический турбулентный перенос связан с дрейфом, вызванным скрещенными электрическим и магнитным полями  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  при наличии градиента плотности. Флуктуации плазменного потенциала  $V_p$  ведут к флуктуациям полоидального электрического поля  $\tilde{E} = -\nabla V_p$ . Дрейф в скрещенных полях  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  вызывает ненулевой суммарный перенос, только если фаза между флуктуациями плотности и потенциала не равна нулю; максимальный перенос возникает в случае фазы, равной  $\pi/2$ . При нулевой фазе между возмущениями плотности и потенциала суммарного переноса не возникает, поскольку наружу и внутрь плазменного шнуря переносится одинаковое количество плотности.

Для электростатического турбулентного переноса поток, усредненный по площади поверхности  $F$  и по времени  $t$ , имеет вид:

$$\Gamma = \left\langle \tilde{n} \tilde{v}_r \right\rangle \Big|_{F,t} \quad (12)$$

где  $\tilde{n}$  - флуктуации плотности,  $\tilde{v}_r$  - флуктуации радиальной скорости. Для оценки уровня переноса в зависимости от флуктуирующих величин поток необходимо пересчитать в Фурье-пространстве. Подставляя радиальную скорость  $\tilde{v}_r = \tilde{E}/B$  и используя разложение в ряд Фурье как  $\tilde{n} = n_k e^{i(kr-\omega t+\alpha)}$  и  $\tilde{E} = E_k e^{i(kr-\omega t)}$ , можно записать выражение для турбулентного потока в следующем виде:

$$\Gamma = \frac{1}{B} \left\langle \sum_k \operatorname{Re}(E_k n_k^*) \right\rangle_i = \frac{1}{B} \sum_k |E_k| |n_k| \cos(\alpha_k^{E,n}) \quad (13)$$

где  $\alpha_k^{E,n}$  - фаза между флуктуациями полоидального электрического поля и флуктуациями плотности.

Амплитуда флуктуаций плотности и потенциала, как и значения фазы между ними, являются измеряемыми величинами для всего  $(\omega, k)$ -спектра электростатических флуктуаций. Подставив измеряемые величины в формулу (13), можно получить следующее выражение для оценки радиального потока:

$$\Gamma = \frac{1}{B} \sum_k k |\phi_k| |n_k| \sin(\alpha_k^{E,n}) \quad (14)$$

Отрицательная фаза приводит к переносу в направлении стенки камеры, а положительная фаза - к центру плазменного шнуря. Таким образом, оценка параметров аномального переноса возможна с помощью диагностик, измеряющих флуктуирующие параметры плазмы, таких как

электростатические (Ленгмюровские) зонды, зондирование пучком тяжелых ионов (ЗПТИ), рефлектометрия, рассеяние излучения и др.

## 1.2. Неустойчивости в тороидальных ловушках

Рассмотрим с теоретической точки зрения основные неустойчивости, которые могут развиваться в высокотемпературной плазме, удерживаемой с помощью магнитного поля в тороидальной системе, и вызывать повышенный перенос тепла и частиц. Одной из наиболее развитых теорий описания высокотемпературной плазмы в магнитном поле является магнитогидродинамика (МГД), описывающая плазму как проводящую жидкость (одножидкостная теория), или отдельно поведение электронов и ионов (двуихжидкостная теория). В магнитогидродинамике поведение проводящей жидкости фактически описывается комбинацией уравнений гидродинамики и электромагнетизма.

Идеальные магнитогидродинамические неустойчивости могут быть получены при анализе возмущений из уравнений идеальной (одножидкостной) гидродинамики при условии бесконечной проводимости плазмы. Данная теория дает подробное описание влияния геометрии магнитного поля на свойства плазменной конфигурации. В частности, данная модель позволяет описывать равновесие плазменной конфигурации, ее устойчивость и основные макроскопические неустойчивости, развивающиеся в плазме.

Для описания равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторах разработана упрощенная система МГД-уравнений, усредненных по периоду быстропеременного магнитного поля. В пределе идеальной проводимости условие устойчивости плазмы можно получить, исследовав уравнения равновесия. При этом неустойчивости соответствует появление дополнительного, наряду с осесимметричным, равновесного состояния с возмущенным магнитным полем, удовлетворяющего тем же граничным условиям [29].

### 1.2.1. Крупномасштабные МГД-моды и предел по давлению

Так же, как и в токамаках, наибольшую опасность в стеллараторах представляют два типа неустойчивостей – связанные с током и с тепловой энергией плазмы. Неустойчивости второго типа могут ограничивать предельно допустимое значение величины  $\beta$  в стеллараторах.

Поскольку свойства удержания плазмы в стеллараторе сохраняются (и, как правило, улучшаются) в отсутствие омического тока, в настоящее время наблюдается тенденция работать в бестоковом режиме, где, собственно, и могут проявиться преимущества стелларатора как принципиально стационарной системы. В этих условиях главную опасность представляют неустойчивости, связанные с конечным давлением и кривизной силовых линий.

Рассмотрим основные причины, из-за которых возникают ограничения на предельное давление, а также способы его повышения. Как правило, при анализе устойчивости плазмы в тороидальных ловушках разделяют локализованные в окрестности рациональных магнитных поверхностей и крупномасштабные моды. Первые можно исследовать аналитически, рассматривая критерии устойчивости, выраженные через характеристики равновесного состояния на заданной магнитной поверхности. Нелокальные моды существенным образом зависят от распределения параметров по всему объему плазмы, и для их изучения привлекают обычно численные методы.

К основным неустойчивостям, описываемым идеальной МГД-теорией, относятся *идеальные перестановочные и баллонные моды*, развивающиеся в бесстоковой плазме.

Перестановочные и баллонные моды связаны с градиентом давления, возможность их развития в общем случае накладывает существенные ограничения на параметр  $\beta$ . Данные неустойчивости могут развиваться в области благоприятной и неблагоприятной кривизны линий магнитного поля. Кривизну принято называть благоприятной и неблагоприятной, если радиус кривизны магнитного поля и градиент плотности направлены соответственно в одну и ту же или в противоположные стороны; то есть в тороидальных системах благоприятная кривизна соответствует внутреннему обходу тора, а неблагоприятная – внешнему. Хотя как правило в литературе баллонные и перестановочные моды описываются как различные виды неустойчивостей, но по сути природа их возникновения одинакова [48].

Баллонные моды развиваются в области неблагоприятной кривизны на внешнем обходе тора, геометрию произвольного возмущения  $X$  можно охарактеризовать как

$$\frac{\partial X}{a \partial \theta} \sim \frac{\partial X}{\partial a}, \quad (15)$$

где  $a$  – радиальная, а  $\theta$  – полоидальная координата магнитной поверхности. При развитии перестановочной (желобковой) моды наблюдается распространение искривления вдоль силовой линии, в этом случае

$$\frac{\partial X}{a \partial \theta} \ll \frac{\partial X}{\partial a} \quad (16)$$

Условие устойчивости прямого цилиндрического плазменного шнура по отношению к желобковым возмущениям (так называемый критерий Сайдема) записывается следующим образом:

$$\frac{1}{4} \left( \frac{\mu'}{\mu} \right)^2 + \frac{8\pi p'}{aB_0^2} > 0 \quad (17)$$

Заметим, что даже в стеллараторах с большим магнитным широм предельно допустимое давление, при котором плазма еще оказывается устойчивой, найденное из (17), оказывается весьма малым (например, для стелларатора Л-2 (ИОФАН) при  $\mu^* = 0,2 + 0,5 \frac{a^2}{a_p^2}, N/n_0 = 7, \beta_{\max} \sim 1\%$ ). В работе [68] Шафранов и Юрченко показали, что условие (17) можно получить также, используя так называемый критерий Мерсье [69] — условие устойчивости тороидального плазменного шнуря произвольного сечения относительно мелкомасштабных желобковых возмущений. Из (17) следует, что плазма оказывается устойчивой и при нулевом шире ( $\mu' = 0$ ), если выполнено единственное условие  $\mu < 1$ . При этом баллонный эффект, связанный с тем, что возмущение на внешнем обводе тора больше, чем на внутреннем, полностью компенсируется углублением магнитной ямы из-за смещения магнитных поверхностей под действием полей, создаваемых диамагнитными токами.

В принципе для получения условия устойчивости плазмы в стеллараторе можно было бы воспользоваться общегеометрическим критерием Мерсье, что потребовало бы рассмотрения трехмерного равновесия. Для системы с винтовыми полями баллонный эффект на локальных гофрах винтового магнитного поля можно не учитывать (что связано с многократным чередованием участков с благоприятной и неблагоприятной кривизной, суммарный вклад которых в критерий устойчивости оказывается пренебрежимо мал). Таким образом, для получения критерия устойчивости плазмы в стеллараторе можно использовать систему усредненных уравнений и применить для ее исследования в слегка модифицированном виде методику, развитую ранее для токамака.

Устойчивость плазмы относительно идеальных перестановочных мод в тороидальной геометрии определяется критерием Мерсье [70, 71], он накладывает ограничения на градиент давления в краевой области плазмы. Ниже представлен критерий устойчивости, полученный из критерия Мерсье с использованием усредненных уравнений.

Неустойчивость развивается при условии

$$\begin{aligned} \mu^2 + 4\beta' Q_{ST} &\geq 0 \\ Q_{ST} &= \frac{N(x^4 \mu^*)'}{2l_0 x^3} - \frac{A_0 \xi(x^3 \mu^*)}{2x^3 \mu} + \\ &+ \frac{A_0}{2x\mu} \left[ \frac{(\xi^* \mu^* x^2)'}{x} \right]' + \mu^2 - \frac{2\mu - \mu^*}{2\mu} \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь  $\xi$  - полный сдвиг магнитных поверхностей,  $\xi^*$  - средний сдвиг вакуумных магнитных поверхностей,  $\mu$  - полный угол вращательного преобразования,  $\mu^*$  - вакуумный угол вращательного преобразования,  $A_0 = R_0/a_p$  - аспектное отношение,  $R_0$  - большой,  $a_p$  - малый радиусы плазмы,  $l_0$  - число заходов винта,  $N$  - число периодов магнитного поля. Здесь и ниже штрих обозначает дифференцирование относительно безразмерной переменной  $x$ .

В данный критерий входит как градиент давления, так и магнитный шир. Из него можно сделать вывод, что, смещая магнитную ось системы, например с помощью вертикального магнитного поля, в сторону внешней стенки ( $\xi > 0$ ), можно добиться устойчивости в системе. Таким образом, даже в установках, обладающих вакуумной магнитной конфигурацией с максимумом среднего  $B$ , возникает стабилизирующий эффект, связанный с тем, что конечное давление приводит к смещению плазменного угла по большому радиусу, которое может быть весьма значительным в центральной области, где угол вращательного преобразования мал. В краевой области плазмы стабилизация обусловлена большим углом вращательного преобразования.

В стеллараторе с большим широм достаточно малого смещения, чтобы условие (18) не выполнялось и плазмы была бы устойчива. Следовательно, устойчивость может улучшиться с увеличением давления. При этом в окрестности магнитной оси образуется магнитная яма, то есть имеет место так называемый эффект самостабилизации плазменного шнуря. Это означает, что в рамках данной модели снимается ограничение на предельно допустимое давление плазмы в стеллараторе по перестановочной неустойчивости.

Таким образом, идеальные перестановочные моды можно стабилизировать с помощью большого шира. Надо отметить, что самостабилизация отсутствует, если шир  $s = 0$ . Данный критерий не дает ограничений на предельное давление плазмы в стеллараторе [72]. Критерий перестановочной неустойчивости для токамака также не дает ограничения на предельно допустимое давление. При этом более опасными оказываются баллонные моды, в критерий устойчивости которых входит слагаемое, которое меньше нуля из-за радиального профиля угла вращательного преобразования  $\mu$ , который в токамаке спадает с ростом радиуса. В стеллараторах баллонный эффект в отличие от токамаков не приводит к дополнительным ограничениям по предельному давлению.

Теория, учитывающая процессы диссипации в плазме (трение, вязкость, конечную проводимость плазмы), носит название *диссипативной* теории МГД. Мы остановимся только на случае *резистивной* МГД-теории, которая рассматривает устойчивость плазмы при условии конечной проводимости. В подобных условиях устойчивость плазмы в стеллараторе связана с развитием неустойчивостей, вызванных током и давлением в плазме, модовая структура которых отвечает внешним или внутренним возмущениям.

В случае, когда плазма оказывается устойчивой в рамках идеальной МГД-теории, учет малого, но конечного сопротивления может привести к появлению новых видов неустойчивостей. В токамаках и стеллараторах в первую очередь рассматривается возможность развития *резистивных баллонных и перестановочных неустойчивостей*. В центральной области плазменного шнуря в стеллараторах могут развиваться резистивные баллонные моды, не имеющие пороговых условий по  $\beta$ , однако их влияние незначительно. Резистивные желобковые моды не стабилизируются широм, однако могут быть устойчивы, если эффект средней магнитной ямы превосходит баллонный эффект [73].

Для стеллараторов критерий развития перестановочных мод можно получить, исходя из усредненных уравнений. Аналитическое выражение для критерия устойчивости резистивных перестановочных мод имеет вид [54]:

$$\begin{aligned} -Q_{RI} = x\beta'Q_{ST}/\mu \leq 0, \quad Q_{ST} = & \frac{N(x^4\mu^*)'}{2l_0x^3} - \frac{A_0\xi(x^3\mu^*)}{2x^3\mu} \\ & + \frac{A_0}{2x\mu} \left[ \frac{(\xi^*\mu^*x^2)'}{x} \right]' - \frac{A_0\xi'\mu'}{\mu} + \mu^2 - \frac{2\mu - \mu^*}{2\mu} \end{aligned} \quad (19)$$

Анализ критерия (19) показывает, что эффект “самостабилизации”, связанный с широм для диссипативных желобковых неустойчивостей, имеет место лишь в центральной части плазменного шнуря. Можно надеяться, однако, что развитие резистивных мод в силу их мелкомасштабности не приведет к ограничению на давление, хотя может оказаться на процессах переноса.

Здесь используются те же обозначения, что и в формуле (18). Условие (19) может быть использовано для трех магнитных конфигураций: стелларатора, аксиально-симметричного токамака с круглыми магнитными поверхностями и такого же токамака, где учтены гофры продольного магнитного поля, возникающего из-за дискретности тороидальных колец.

Необходимо отметить, что диссипативные баллонные и перестановочные моды (в общем случае) не являются различными неустойчивостями (см., например [47]). Более уместно сказать, что это одна и та же неустойчивость, инкремент которой непрерывно меняется при изменении параметров плазмы (и как следствие, изменениях магнитных поверхностей). В частности, в токамаке при малых значениях давления плазмы существует магнитная яма, при увеличении давления баллонный эффект может стать существенным и вместо ямы образуется конфигурация с магнитным горбом. Условное название диссипативной баллонной моды неустойчивость носит при наличии в системе средней магнитной ямы, а перестановочной при наличии среднего магнитного горба.

Важным свойством резистивной перестановочной неустойчивости является то, что ее в принципе нельзя стабилизировать с помощью шира. В принципе для стеллараторов без тока омического нагрева может оказаться выполненным достаточный критерий устойчивости по отношению к произвольным возмущениям в рамках идеальной МГД. Достаточный критерий оказывается более жестким, нежели условие (19) для резистивных желобковых мод, и сводится для бесшировых стеллараторов к необходимости создания вакуумной магнитной ямы во всей области, занятой плазмой (предельно допустимое давление при этом оказывается пропорциональным глубине ямы).

Поскольку за счет “самостабилизации”, связанной с широм, магнитную яму можно создать лишь в центральной части плазменного шнуря, а возможность создания вакуумной магнитной ямы в присепаратрисной области при  $s \sim 1$  представляется весьма проблематичной, критерий устойчивости в стеллараторах с большим широм, как правило, не реализуется во всей области, занятой плазмой. Действительно, как показывают численные расчеты [54], крупномасштабные неустойчивости стабилизируются в системах с широм при достаточно малой величине  $N\mu^*$  и  $\mu^*(a_p) < 1$ .

Может показаться, что ограничения, накладываемые совместно условиями устойчивости идеальных МГД-мод и условиями равновесия на величину предельного давления, оказываются весьма жесткими. Действительно, поскольку  $\mu^* \sim N \sim \delta^{-1}$ , с точки зрения равновесия выгодны системы с малым тороидальным отношением  $\delta$ , а с точки зрения устойчивости по отношению к локальным модам - наоборот, системы с не очень большими значениями  $N\mu^*$ , то есть достаточно крутые торы.

Но компромиссное решение ( $\delta^{-1} = 6 \dots 10$ ,  $N/n_0 = 5 \dots 7$ ,  $\mu^*(a_p) \leq 1$ ) оказывается вполне удовлетворительным и позволяет надеяться на возможность получения в бестоковом стеллараторе устойчивой плазмы с  $\beta \geq 10\%$ . Заметим, что это значение, по всей видимости, может быть несколько увеличено с помощью внешнего поперечного поля, которое частично компенсировало бы смещение магнитных поверхностей из-за конечного  $\beta$ , поддерживая при этом смещение плазмы на уровне, достаточном для создания в системе магнитной ямы, обеспечивающей выполнение условия устойчивости [29].

Поскольку положительная кривизна соответствует уменьшению напряженности магнитного поля, а отрицательная - его росту от рассматриваемой поверхности, о возможности отрицательной средней кривизны говорят также, как о создании средней магнитной ямы. Благодаря возникающей в токамаке магнитной яме возможность локальной устойчивости плазмы умеренного давления весьма велика. Если локальное значение  $q(r) > 1$ , то устойчивость обеспечена. Магнитная яма стабилизирует также диссипативные локальные моды, на которые не влияет шир.

### 1.2.2. Токово-винтовые и тириング-моды

Плазма магнитных ловушек является термодинамически неравновесной системой. В ней имеется большой резервуар свободной энергии - магнитной, связанной с током, и газокинетической, связанной с давлением. Оба они могут стать источником крупномасштабных магнитогидродинамических неустойчивостей, приводящих к перестройке или даже разрушению плазменной конфигурации [20]. В токамаке с  $\beta \leq 1$  главный резервуар свободной энергии связан с током, необходимым для поддержания тороидального равновесия. При рассмотрении неустойчивостей в тороидальных системах вводится понятие резонансного возмущения. Это винтовое возмущение вида  $\exp i (m\theta - m\phi)$ , шаг которого совпадает со средним шагом магнитной силовой линии; условие этого  $nq = m$ .

Магнитная поверхность, на которой выполняется это условие, называется резонансной. Резонансные возмущения не приводят к локальным изгибам магнитной силовой линии, которые требуют затраты энергии. Действуя вдоль всей магнитной силовой линии, даже малое резонансное возмущение может далеко увести силовую линию от невозмущенного положения. Если шаг силовых линий на разных поверхностях не постоянный, то есть имеется шир (перекрещенность силовых линий):  $s = -pq' (p)/q \neq 0$ , то на некотором расстоянии от резонансной магнитной поверхности возмущение будет менять знак вдоль силовой линии и общий эффект его ослабится.

Таким образом, шир ограничивает ширину возмущенного слоя, структура этого слоя зависит от электропроводности среды. В вакууме или в среде с конечной проводимостью в возмущенном слое образуется островная структура магнитных поверхностей - резонансная поверхность расщепляется на  $m$  винтовых волокон. В приближении идеальной проводимости существует топологический запрет на расщепление. В этом случае на резонансной поверхности возникают особенности: разрыв функций и их производных, в том числе появляется поверхностный ток. Наиболее крупный масштаб имеют так называемые винтовые неустойчивости плазмы со свободной границей, когда вне токового канала проводимость равна нулю. Эти неустойчивости могут возникать, когда резонансная магнитная поверхность расположена снаружи от токового канала вблизи его границы. Они создают деформацию поверхности плазменного шнуря, затрагивая при этом и его центральную часть. Кривизна тора здесь не играет существенной роли, и при теоретическом рассмотрении тор можно заменить цилиндром с отождествленными концами. При малых деформациях цилиндра вектор смещения элемента объема плазмы можно представить в виде набора гармоник типа

$$\xi = \xi(p) \exp i (m\theta + n\phi + \gamma t) \quad (20)$$

Теоретическое исследование неустойчивости токового канала начиналось с наиболее очевидной изгибной неустойчивости (мода  $m = 1$ ). Именно для ее стабилизации было предложено использовать сильное продольное магнитное поле, ставшее одним из основных элементов токамака [20]. Условие устойчивости моды  $m = 1$  следующее:  $q(a) = aB_0/RB_\theta(a) > 1$ . Оно означает, что магнитная силовая линия на границе токового канала, пройдя вдоль всего тора, проворачивается по азимуту на угол, меньший  $2\pi$  (иначе, шаг винта больше длины системы).

Стабилизируя моду  $m = 1$ , продольное магнитное поле может вызвать, однако, неустойчивость мод  $m \geq 2$ , деформирующих сечение плазменного шнуря без нарушения формы его оси. Первые исследования неустойчивости с идеализированными профилями плотности тока приводили к пессимистическому выводу о неизбежности винтовой неустойчивости какой-либо из высших мод. Однако детальный анализ показал, что неустойчивость возникает только в некоторых зонах значений  $q(a)$ :  $m - \alpha < nq(a) < m$ , причем коэффициент  $\alpha$  и величина инкремента  $\gamma$  для мод  $m \geq 2$  сильно зависят от профиля тока. Для однородного и скинированного тока  $\alpha \geq 1$ , и зоны неустойчивости перекрывают весь диапазон значений  $q(a)$ .

Однако при колоколообразном профиле плотности тока неустойчивые зоны сужаются ( $\alpha < 1$ ) и между зонами неустойчивости возникают окна устойчивости, которые и дают принципиальную возможность удержания плазменного шнуря в токамаке. Наличие чередующихся зон неустойчивостей объясняется следующим образом: слева от левой границы зоны неустойчивости деформации плазменного шнуря препятствует собственное магнитное поле тока  $B_\theta$ , а справа от этой границы проявляется дестабилизирующее действие продольного поля на искривленный шнур с током. С укорочением длины возмущений все большую роль начинает играть эффект возбуждения поверхностного (в реальности распределенного в тонком слое) тока при смещении плазмы относительно продольного поля. При  $nq(a) > m$  его стабилизирующее действие превосходит дестабилизацию от взаимодействия искривленного тока с внешним полем. Наиболее резко винтовая неустойчивость проявляется при скинированном токе, которому соответствует немонотонный профиль  $q(r)$  с минимумом внутри плазмы. Эта неустойчивость не позволяет развиться скинированному распределению тока.

Если резонансная поверхность  $q(r) = m/n$  попадает внутрь шнуря, то в приближении идеальной проводимости плазмы соответствующая винтовая мода не может развиться, так как условие вмороженности магнитного поля накладывает запрет на изменение его топологии. При этом, однако, возможно развитие более медленной диссипативной винтовой моды, называемой тиринг-модой (от английского tearing — разрывающая), развитие которой связано с процессом

перезамыкания магнитных поверхностей и образованием волокнистой структуры. Критерий возникновения тиринг-неустойчивости качественно такой же, как и идеальной винтовой неустойчивости. Если при крутом спаде плотности тока резонансная поверхность находится снаружи от поверхности максимального градиента, то неустойчивость развивается. Попадание резонансной поверхности внутрь основного токового канала приводит к стабилизации моды. Это факт хорошо демонстрируется в экспериментах. Резкое охлаждение края устойчивой плазмы (при соприкосновении с диафрагмой или при инжекции нейтрального газа, сопровождаемой радиационным охлаждением периферии) приводит к контракции токового канала. Если при этом резонансная поверхность оказывается вне токового канала, то условия устойчивости резко ухудшаются.

Теоретически показано, что колоколообразный профиль тока с малым градиентом в поверхностном слое может обеспечить устойчивость относительно всех крупномасштабных (с низкими  $m$  и  $n$ ) винтовых и тиринг-мод. Экспериментальная техника получения устойчивых режимов, требующая специальной подготовки стенок камеры, во избежание неконтролируемого притока примесей, тщательного контроля равновесия, программированного нарастания тока, поддува нейтрального газа в разряд, сводится к созданию оптимального для устойчивости профиля тока. Использование этих технологий позволило осуществлять устойчивые режимы при  $q(a) < 2$  вместо  $q(a) \approx 3\dots 5$  в экспериментах 60-х годов. Это означает увеличение тока без повышения продольного магнитного поля и соответствующее улучшение нагрева и удержания плазмы.

При выполнении условий макроскопической устойчивости в плазме возможно еще развитие внутренних МГД-неустойчивостей. Одна из них, также связанная не с давлением, а с током - внутренняя винтовая мода  $m = 1$ . Она возникает, когда в результате обострения профиля тока, благоприятного для стабилизации рассмотренных выше поверхностных мод, значение  $q$  на оси становится меньше единицы. В этом случае центральная часть, ограниченная резонансной поверхностью  $q(r_s) = 1$ , может искривиться по винту. Здесь  $r_s$  – радиус сепараторы. В поперечном сечении внутренняя часть сдвигается наружу и прижимается к резонансной поверхности. При идеальной проводимости эта мода слабая, однако включение диссипативных эффектов, приводящих к пересоединению магнитных поверхностей в месте их сжатия, приводит к значительному повышению инкремента, и эта неустойчивость легко обнаруживается экспериментально в виде пилообразных колебаний температуры в центральной части плазменного шнуря.

МГД-колебания в виде винтовых мод небольшой амплитуды присутствуют в замкнутых ловушках практически всегда. Они наблюдаются обычно с помощью расположенных снаружи от шнуря магнитных зондов (также известных как катушки Мирнова). Если амплитуда этих

возмущений увеличивается, то можно наблюдать и “магнитные острова” в поперечном сечении магнитных поверхностей.

При увеличении продольного тока в токамаках, в том случае, когда угол вращательного преобразования в центральной области превосходит единицу, наблюдаются периодические так называемые пилообразные колебания рентгеновского излучения. Качественный анализ, позволяющий объяснить особенности пилообразных колебаний, был проведен в работах [74-76]. Из-за развития неустойчивости моды  $m = 1, n = 1$  происходит смещение центральной области и генерация винтового тока вблизи поверхности  $a = a_s$ . В результате затухания этого тока из-за конечной проводимости начинается процесс перезамыкания внутренних по отношению к  $a_s$  силовых линий с внешними, который происходит до тех пор, пока вся внутренняя область не перезамкнется с внешней и  $\mu$  во всем пространстве не станет меньше 1. Затем в результате омического нагрева вновь происходит уменьшение сопротивления в центральной области плазменного шнуря, вновь растет ток и, таким образом, процесс носит периодический характер.

### 1.2.3. Токи в стеллараторах и их влияние

Необходимо также оценить свойства токовых неустойчивостей, возникающих в стеллараторе как при дополнительном индукционном токе, так и связанных с обязательным наличием в плазме токов равновесия. В подобных экспериментах разумно ограничить рассмотрение плазмой малого давления при  $\beta \ll \mu^2 \delta$  при наличии продольного индукционного тока. В ряде своих проявлений эти неустойчивости близки к неустойчивостям, имеющим место в токамаках (раздел 1.2.2). Поэтому необходимо обратить внимание на характерные особенности токовых неустойчивостей в стеллараторе, коротко останавливаясь на случаях сходства с токамаком (см., например, обзор [79]).

Что касается влияния на равновесие плазменной конфигурации тока омического нагрева, при малой тороидальности сам по себе индукционный ток не может привести к значительному смещению центров магнитных поверхностей. В этом случае рост тока омического нагрева приводит, главным образом, к изменению величины и профиля угла вращательного преобразования; при этом вращательное преобразование исходной вакуумной конфигурации суммируется с дополнительным преобразованием, создаваемым продольным током. Если ток направлен таким образом, что суммарный угол вращательного преобразования увеличивается, то это в свою очередь приводит к уменьшению смещения центров магнитных поверхностей.

Ниже мы ограничимся рассмотрением мод с малыми волновыми числами ( $n, m \ll N$ ) и которые в силу этого можно исследовать с помощью усредненных уравнений. В пределе

идеальной проводимости критерий устойчивости можно получить, проанализировав уравнения равновесия. При этом неустойчивости будет соответствовать появление дополнительного равновесного состояния с возмущенным магнитным полем и удовлетворяющего тем же граничным условиям. Разумно рассмотреть вначале устойчивость плазмы в прямом стеллараторе, пренебрегая кривизной системы, однако считая, что продольное волновое число может принимать только целочисленные значения (то есть цилиндр с отождествленными концами). Представляя возмущение в виде  $X \sim X(a) e^{im\theta - ins}$  (где  $m$  и  $n$  - целые числа,  $m \neq 0$ ,  $X$  — произвольная возмущенная величина) и используя систему усредненных уравнений, нетрудно получить линейное уравнение малых колебаний. Существенным является параметр  $\nu = \mu - n/m$ .

Наиболее простым является анализ для бесширового стелларатора ( $\mu^{*!} = 0$ ). При этом если плотность тока монотонно убывает с увеличением радиуса и ток направлен таким образом, что при его нарастании увеличивается суммарный угол вращательного преобразования, то в таких системах спектр МГД-колебаний весьма схож с МГД-модами, характерными для токамака. Наиболее опасным возмущением является возмущение с  $m = 1$ , причем выполнение условия  $\mu = n$  в вакуумной области вне плазмы неизбежно приводит к развитию винтовой моды с  $m = 1$ . Устойчивость мод с  $m \geq 2$  сильно зависит от распределения плотности тока по радиусу и граничных условий. При достаточно остром профиле тока плазменный шнур может быть устойчив по отношению к ним при выполнении единственного условия  $\mu(a_p) < 1$ , даже при отсутствии проводящего кожуха, который оказывает на плазму сильное стабилизирующее действие. Если проводящий кожух совпадает с границей плазмы, то поверхностные моды развиваться не могут, однако выполнение равенства  $\mu(a_s) = 1$  внутри плазменного шнура при  $a_s < a_p$  неизбежно ведет к неустойчивости так называемой внутренней винтовой моды с  $m = 1$ ,  $n = 1$ , инкремент которой примерно в  $(a_s/R_0)^2$  меньше инкремента винтовой неустойчивости плазмы со свободной границей. Отметим, что учет конечной тороидальности в пределе пренебрежимо малого давления может приводить к стабилизации внутренней винтовой моды, как и в токамаке независимо от величины  $\mu$  на магнитной оси; на винтовые моды плазмы со свободной границей кривизна тора не оказывает существенного влияния.

Выше мы рассматривали устойчивость плазмы по отношению к токово-винтовым модам в рамках идеальной МГД. Однако если внутри плазмы имеется особая точка, где  $\nu(a_s) = 0$ , но условие устойчивости идеальных токово-винтовых мод оказывается выполненным, необходимо провести дополнительный анализ устойчивости, учитывая конечную проводимость. При этом возможно развитие более медленной диссипативной неустойчивости (то есть тириング-моды), приводящей к расщеплению резонансных магнитных поверхностей и образованию магнитных островов. Фактически тириング-неустойчивость и неустойчивость плазмы со свободной границей

представляют собой два предельных случая одной и той же неустойчивости. Если в первом случае магнитные острова возникают внутри плазмы, то во втором случае острова образуются в вакуумной области и приводят к деформации поверхности плазменного шнуря.

Так же, как и в случае идеальных МГД-мод, обострение профиля плотности тока приводит к улучшению устойчивости тириング-мод. В принципе можно подобрать оптимальный профиль плотности тока с уплощениями в окрестности наиболее опасных резонансов с  $\mu (a_s) = n/m$ , который оказывается устойчивым по отношению ко всем модам. Например, в [80] был найден устойчивый даже в отсутствие проводящего кожуха по отношению ко всем модам профиль плотности тока с  $q(a_p) = 2,2$  при  $\mu^* = 0$ . Наличие стеллараторного угла вращательного преобразования  $\mu^*$  снижает предельное значение  $q$  на краю. Развитие тириング-мод на нелинейной стадии приводит к насыщению роста магнитных островов и выравниванию вдоль магнитных поверхностей по их сечению плотности тока.

Второй случай - устойчивость токово-винтовых мод в стеллараторе с достаточно большим широм. Для простоты можно аппроксимировать  $\mu^*$  квадратичным полиномом. По-прежнему наиболее опасным возмущением является винтовая мода с  $m = 1$ , которая всегда неустойчива и в стеллараторе с широм, если внутри плазменного шнуря имеется область  $v (a < a_s) > 0$ , причем  $v(a)$  является убывающей функцией малого радиуса. Необходимо отметить, что в отличие от рассмотренного ранее случая, из-за наличия положительного ширины стеллараторного магнитного поля инкремент внутренней винтовой моды оказывается по порядку величины равным инкременту моды со свободной границей. Для внутренних мод с  $m > 1$  наличие неоднородного по радиусу стеллараторного угла вращательного преобразования  $\mu^*$  также приводит к увеличению инкрементов. Таким образом, внутренние моды в стеллараторе с широм оказываются более неустойчивыми, чем в токамаке.

При  $\mu^*(a_p) > \mu^J (a_p)$  может иметь место другой тип неустойчивости (которую мы условно назовем внешней модой), для которой  $v(a > a_s) > 0$ . В данном случае условия устойчивости сильно зависят от распределения параметров плазмы по сечению плазменного шнуря и граничных условий. Достаточное условие устойчивости внешних мод в рамках идеальной МГД лучше всего удовлетворяется в том случае, если резонансная поверхность лежит близко к границе плазменного шнуря. При достаточно близком расположении резонансной магнитной поверхности к границе плазменного шнуря может быть устойчива также и тириング-мода с  $m = 1$ .

Наряду с описанными выше случаями возможна ситуация, когда неустойчивость может развиваться, если особая точка в плазме отсутствует. При малых  $\mu^*$  такие моды аналогичны винтовым модам со свободной границей прямого токового шнуря. Однако в стеллараторе с большим широм идеальные МГД-моды, не имеющие особых точек, могут быть неустойчивы даже в том случае, если на границе плазменного шнуря расположен проводящий кожух.

Из изложенного следует, что неоднородный по сечению плазменного шнура стеллараторный угол вращательного преобразования играет двоякую роль. С одной стороны, увеличиваются инкременты внутренних мод, появляется ряд новых по сравнению с токамаком типов неустойчивых колебаний. С другой стороны, при увеличении  $\mu^*$  сужается интервал значений тока, при которых плазма оказывается неустойчивой, и при превышении  $\mu^*$  некоторого значения данная мода оказывается застабилизированной.

Укажем еще на один чисто стеллараторный эффект, имеющий место, если ток омического нагрева направлен таким образом, что при его увеличении суммарный угол вращательного преобразования уменьшается. Если при этом внутри плазменного шнура имеется магнитная поверхность, на которой  $\mu(a_s) = 0$ , то это необходимо и достаточно для развития неустойчивой моды с  $m = 1, n = 0$ . Подобная неустойчивость, по-видимому, наблюдалась в экспериментах на установке Ураган-2 (Харьков) [81].

В плазме с конечной проводимостью развитие тириング-мод приводит к расщеплению магнитных поверхностей и росту магнитных островов, образующихся вокруг новых магнитных осей. Наличие в системе развитой островной структуры приводит в свою очередь к увеличению коэффициентов переноса из-за быстрого выравнивания параметров плазмы по сечению острова, происходящего вдоль магнитных поверхностей, образовавшихся вокруг новой оси. Существует ряд обстоятельств, облегчающих качественный (а зачастую и количественный) анализ нелинейной динамики токовых мод в стеллараторе. Во-первых, как и в случае равновесия, использование усредненных уравнений (7) позволяет свести задачу к осесимметричному случаю. Во-вторых, поскольку мы здесь рассматриваем плазму исчезающее малого давления, не влияющего на динамику неустойчивости, то единственное различие в этом приближении между токамаками и стелларатором с током заключается в том, что полоидальный поток  $\Psi$  состоит теперь из суммы  $\Psi^J$  — магнитного потока, создаваемого продольным током, и потока эффективного магнитного поля  $\Psi^*$ . В силу этого многие результаты, полученные ранее для случая с  $\mu^* = 0$ , качественно правильно описывают процессы, происходящие в стеллараторе.

При исследовании приближенной квазилинейной системы уравнений было показано, что в том случае, когда ширина магнитного острова  $w$  превышает характерную толщину тириング-слоя, нелинейные члены замедляют рост островов. При этом осуществляется переход от линейного экспоненциального развития неустойчивости к степенному, и толщина острова линейно растет со временем с более медленным резистивным временным масштабом. В следующем порядке получается уравнение, которое позволяет описать динамику роста островов и оценить их толщину. Из него следует, что предельные размеры магнитного острова сильно зависят от выбранной модели проводимости. При постоянной проводимости насыщения либо вообще не происходит, либо размеры острова оказываются сравнимыми с размерами

плазменного шнура. В рамках стационарной модели происходит существенное уменьшение предельной толщины магнитного острова. Предельные размеры магнитных островов зависят от формы тока и уменьшаются для пикированных профилей. Заметим, наконец, что учет эффектов конечного лармировского радиуса приводит к тому, что квазистационарное возмущение приобретает действительную частоту, в то время как ширина острова, как и ранее, определяется профилями плотности тока и проводимости. Анализ условия с учетом специфики стелларатора показывает, что наличие постоянного по радиусу стеллараторного угла вращательного преобразования приводит к улучшению устойчивости и уменьшению размеров магнитных островов.

Необходимо также упомянуть о характерной для токамаков неустойчивости срыва, представляющей принципиальную опасность для крупномасштабной устойчивости плазменного шнура. В стеллараторах ее развитие также возможно, хотя и не должно приводить с столь важным последствиям, как в токамаке. В экспериментах на стеллараторе W-7A было продемонстрировано, что при  $\mu^*(a) = \text{const} > 0,14$  происходит существенное улучшение устойчивости плазменного шнура. При этом неустойчивость срыва не наблюдается даже при  $\mu = 0,8$  на краю плазменного шнура [29]. Вывод о стабилизирующей роли стеллараторного поля сделан в результате экспериментов, где было показано, что при достаточно больших стеллараторных полях неустойчивость срыва отсутствует. Неустойчивость срыва представляет собой сложное и до конца не изученное нелинейное явление. Как правило, срыв оказывается связанным с наличием больших островов с  $m = 2$ , захватывающих значительную часть разряда. При этом также считается [82], что срыв вызывается развитием моды с  $m = 2, n = 1$  и ее нелинейным взаимодействием с другими модами, в частности  $m = 3, n = 2$ . При перекрытии магнитных островов возникает эргодическая область между поверхностями с  $\mu = 1/2$  и  $2/3$ , где происходит выравнивание температуры. Если принять подобный механизм развития неустойчивости срыва, то становится ясной та роль, которую играет стеллараторный угол вращательного преобразования  $\mu^*$ . При увеличении  $\mu^*$  магнитная поверхность с  $\mu = 1/2$  или уходит из области, расположенной внутри проводящего кожуха, или же попадает на край плазменного шнура, где мал градиент плотности тока. В таком случае мода  $m = 2, n = 1$  оказывается застабилизированной [29].

В экспериментах по токовому нагреву плазмы, проводившихся на различных стеллараторах, также наблюдались пилообразные колебания. Как продемонстрировано в [83] (где расчет проводился применительно к параметрам Гелиотрона-Е - системы с большим широм магнитного поля), процесс внутреннего срыва в стеллараторе во многом сходен с процессом, происходящим в токамаке. Единственное отличие связано со спецификой внутренней моды  $m = 1, n = 1$ , инкремент которой в стеллараторе с широм оказывается

значительно больше, чем в токамаке. Однако, как показывают расчеты [83], нелинейные эффекты приводят к насыщению этой моды, после чего происходит процесс перезамыкания. К сожалению, остается пока не исследованным вопрос о том, каким образом наличие стеллараторного угла вращательного преобразования влияет на количественные характеристики пилообразных колебаний, такие, например, как их длительность и амплитуда. Дополнительно о тириг-модах в стеллараторах см., например, [84].

При неиндукционном нагреве в плазме стелларатора существуют токи равновесия. Прежде всего, это так называемые токи Пфирша-Шлютера [85]. Величина этого тока  $I_{\parallel}$  описывается выражением:

$$I_{\parallel} = \frac{2c}{\mu B_0} \frac{dp}{dr} \cos \varphi \quad (21)$$

Из формулы (21) видно, что токи с наружной и внутренней стороны плазменного тора противоположны, равны нулю в центре шнура и максимальны на границе плазмы в области максимальных значений градиента плазменного давления. Сила трения, созданная этими токами, приводит к более сильной диффузии плазмы, чем в прямых магнитных системах. Расчеты в работе [85] были выполнены в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики. Более точные расчеты с учетом возникающих в плазме электрических полей, проведенные в работе [86], показали их малое отличие от выводов работы [85].

Диффузия горячей плазмы в тороидальных системах всегда сопровождается генерацией электрического тока, текущего вдоль магнитного поля (так называемый бутстрэп-ток). В этом случае запертые частицы при диффузии способны расталкивать силовые линии полоидального магнитного поля, препятствуя тем самым его распаду из-за конечной проводимости. Теория позволяет точно рассчитать этот эффект (который в токамаках и стеллараторах пока не наблюдался, возможно, из-за влияния малых флуктуаций магнитного поля). Это явление впервые было обнаружено теоретически Галеевым [87]. Если токи Пфирша-Шлютера обусловлены различием траекторий так называемых пролетных частиц, обходящих тор в противоположных направлениях, то бутстрэп ток в токамаках обусловлен различием траекторий тороидально запертых частиц. Это имеет место в тороидальной плазме в области малых частот столкновений заряженных частиц, соответствующих области плато неоклассической теории. Например, величина бутстрэп тока в токамаках в случае чисто водородной плазмы ( $Z_{\text{eff}} = 1$ ) будет определяться формулой:

$$I_{\parallel} = -A^{0.5} \frac{c}{\mu B_0} \frac{dp}{dr} \quad (22)$$

где  $A$  – отношение малого и большого радиусов плазменного тора (аспектное отношение), а остальные величины те же, что и в формуле (21). Как видно из приведенной выше формулы, бутстрэп-ток в тороидальной плазме направлен вдоль тора и максимальен в области высоких градиентов плазменного давления. В плазме стеллараторов в области малых частот столкновений заряженных частиц в этот ток дают также вклад стеллараторно запертые частицы, возникающие из-за винтовой гофрировки магнитного поля [88]. Величина этого тока зависит от формы магнитных поверхностей, которые определяются модовым составом пространственных винтовых гармоник. В зависимости от набора гармоник винтового поля величина бутстрэп тока может как увеличиваться, так и уменьшаться по сравнению с формулой (22). В стеллараторах возможно также совместное развитие винтовых мод под действием бутстрэп-тока [89].

При ЭЦР нагреве в плазме возникает дополнительный продольный (вдоль тора) электрический ток, связанный с тем, что функции распределения электронов в ходе нагрева оказываются различными для частиц с противоположным направлением продольной скорости. Впервые данный эффект был исследован в работе Фиша и Бузера [90]. Наиболее эффективная генерация продольного тока происходит в области максимального энерговклада в удерживаемую в стеллараторе плазму, то есть при центральном ЭЦР нагреве, при котором поглощение СВЧ излучения происходит в центре плазменного шнуря.

#### 1.2.4. Локальные МГД-неустойчивости. Пилинг-моды

Также к неустойчивостям, которые описываются идеальной МГД-теорией, относятся *пилинг-моды*<sup>2</sup>. Они могут развиваться как в токамаках, так и в стеллараторах. Их появление связано как с наличием давления, так и с наличием плотности тока, следовательно, в бесстоковых стеллараторах они обусловлены только градиентом давления и бутстрэп-током. Их развитие обусловлено возмущением, зачастую связанным с внешними (по отношению к сепараторисе) резонансами. Из-за особенностей граничных условий этот критерий накладывает на конфигурацию более строгие ограничения, нежели критерий Мерсье; данный критерий задает соотношение между широм и градиентом давления [91, 92].

Считается, что в магнитных ловушках приграничная область плазмы влияет на общие свойства удержания. Тенденция к работе в режимах с высокими параметрами плазмы требует понимания устойчивости локализованных приграничных мод. В работе [91] было показано, что идеальные магнитогидродинамические (МГД) моды могут быть неустойчивыми вблизи границы плазмы в устойчивых относительно критерия Мерсье [69] конфигурациях с магнитным

---

<sup>2</sup> Англ. "peeling" – отслаивание.

горбом. Критерий Мерсье является необходимым и достаточным условием устойчивости перестановочных мод, которые развиваются вдоль силовых линий равновесного магнитного поля. В работе [91] рациональная магнитная поверхность располагалась внутри, но вблизи границы свободной плазмы. Процедура поиска неустойчивости потребовала использования энергетического принципа и пренебрежения вкладом вакуумной области. Позднее было показано [93], что подход, применявшийся в работе [91], подходит для описания внешних мод.

В настоящее время теория пилинг-мод широко используются для интерпретации ELMs (краевых локализованных мод) в токамаках (пилинг-баллонные моды (см., например, [94, 95])). Однако они редко наблюдаются в стеллараторах, несмотря на то, что многие стеллараторы являются системами с магнитным горбом на краю; традиционно ELMs в них приписываются активности резистивных перестановочных мод. Необходимо отметить, что для стеллараторов (рассматривалась плазма с нулевым суммарным током) условия развития пилинг-моды были найдены также численно [96].

Желательно также прояснить роль вакуумной области. Согласно работе [91], есть возможность обнаружить локальные идеальные МГД-неустойчивости в Мерсье-устойчивом режиме (то есть устойчивом относительно перестановочных мод) с магнитным горбом на краю плазмы. На самом деле, единственная возможность аналитически найти неустойчивые моды - это проанализировать окрестности границы свободной плазмы, где уравнения малых возмущений резко изменяются. Были рассмотрены условия равновесия с нулевым полным током, на границе плазмы давление принималось также равным нулю [97].

В условиях нулевого полного тока единственный источник неустойчивостей в плазме – ее тепловая энергия. Уравнение Мерсье, использовавшееся в [93] как уравнение Эйлера вблизи границы плазмы, после замены переменных  $\xi = \Psi/y$  принимает вид:

$$\Psi''_{yy} + D_I \Psi / y^2 = 0 \quad (23)$$

Здесь,  $D_I$  представляет собой величину, усредненную по поверхности (так называемый индекс Мерсье),  $y = (a_s - a)/a_s$ ,  $a$  и  $a_s$  - средний радиус магнитной поверхности и рациональной магнитной поверхности, соответственно;  $\xi$  - нормальное по отношению к равновесной магнитной поверхности смещение элемента плазмы,  $\Psi$  - возмущенный продольный векторный потенциал магнитного поля, штрих означает дифференцирование по координате.

Из уравнения (23) можно найти необходимые и достаточные условия устойчивости перестановочных мод с длиной волны, значительно меньшей вдоль радиуса, чем вдоль малого азимута. Значение  $D_I$  берется при  $x = 0$ , если выбранная рациональная магнитная поверхность расположена внутри плазмы. Уравнение Мерсье [89] было выведено относительно  $\xi$ . Замена переменных  $\xi = \Psi/x$  приводит к уравнению в виде (23). Это приближение предпочтительнее для

нашей цели, поскольку оно не требует наличия магнитных поверхностей за пределами границы. Уравнение имеет хорошо известное решение  $\Psi \sim x^k$ , где  $k = [1 \pm \sqrt{1 - 4D_1}]/2$ .

Необходимым условием того, чтобы решения были устойчивыми, является критерий Мерсье, в данном случае представляющий собой условие  $D_1 < 0.25$ . Общим решением уравнения (23) является:

$$\Psi \sim \sqrt{x} [C_1 x^d + C_2 x^{-d}], \quad d = [\sqrt{1 - 4D_1}]/2 \quad (24)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  - константы. Для внутренней области решения независимы; в непосредственной близости от границы плазмы соотношение между  $C_1$  и  $C_2$  определяется граничными условиями. Необходимо отметить, что условие устойчивости перестановочных мод  $D_R < 0$  отличается от  $D_1 < 0$ . Для конфигурации магнитного горба  $D_1 > 0$ ; для Мерсье-устойчивой плазмы  $1 - 4D_1 > 0$  и  $0 \leq d \leq 1/2$ . В рамках идеальной МГД условия линейной устойчивости могут быть найдены с помощью теоремы Ньюкомба [98]. Согласно ей плазма неустойчива, если решение уравнения внутри плазмы имеет по крайней мере один ноль в интервале, определяемом условием  $\mu = n/m$ .

Для случая внутренних мод интервал ограничен границей плазмы и поверхностью с  $\mu = n/m$ ; для случая отсутствия резонанса интервал представляет собой всю область плазмы. Необходимо рассмотреть случай давления плазмы, имеющего конечный градиент на границе плазмы. При этом  $\Psi'/\Psi$  является непрерывной функцией поперек границы плазмы. Если выражение  $\{\Psi'/\Psi\}_b$  в малой внешней окрестности границы плазмы положительно, то с помощью теоремы Ньюкомба можно легко найти, что внутренние моды устойчивы, а внешние моды имеют определенный порог по давлению плазмы, чтобы выполнялось условие их неустойчивости.

В общем случае невозможно определить  $\{\Psi'/\Psi\}_b$  аналитически. Если упростить условия для случая классического стелларатора, аналитические результаты могут быть получены с помощью метода усреднения. Кроме того, если предположить большое аспектное отношение, малое  $\langle\beta\rangle$  (усредненное значение параметра  $\beta$ ) и почти круглые поперечные сечения усредненных магнитных поверхностей, можно найти  $D_1$  в явном виде.

Используя уравнение малых колебаний, полученное в [49], принимая во внимание, что при конечном градиенте давления функции  $\Psi'$  и  $\Psi$  непрерывны поперек границы плазмы, и учитывая внешнее граничное условие, из уравнения (21) можно получить:

$$\Psi'/\Psi = mD; \quad D = (1 + (a_p/a_0)^{2m})/(1 - (a_p/a_0)^{2m}) \quad (25)$$

Здесь  $a_p$  и  $a_0$  - соответственно средний радиус плазмы и средний радиус идеальной стенки,  $m$  - полоидальное число моды. Однако, поскольку  $a_p < a_0$  и  $m \gg 1$ , можно считать  $D = 1$ .

В этом случае, сопоставляя внешнее и внутреннее решения, можно получить:

$$\Psi \sim x^{\frac{1}{2}-d}[(x/x_0) + \Lambda], \quad \Lambda = \left[ \left( \frac{1}{2} + d \right) x_0^{-1} - m \right] / \left[ m - \left( \frac{1}{2} - d \right) x_0^{-1} \right] \quad (26)$$

Здесь используется потоковая система координат с радиальной координатой  $a$ , представляющей собой средний радиус магнитной поверхности. Следовательно, учет вакуумной области приводит к появлению явной зависимости решения от полоидального числа. Используя метод Ньюкомба, получаем, что для внутренней моды уравнение (26) при  $x/x_0 < 1$ ,  $x_0 < 0$ ,  $x_0 = x(a_0)$  не имеет нулей. Здесь  $x_0 = (a_s - a_p)/a_s$  очевидно отрицательна. Этот радиус монотонно увеличивается от нуля на магнитной оси к границе плазмы.

Для внешней моды возможен одиночный ноль при

$$m < (1/2 - d)x_0^{-1} \quad (27)$$

Следовательно, при учете вакуумной области для различных внутренних пилинг-мод в Мерсье-устойчивой плазме с магнитным горбом возможны внешние пилинг-моды, но на них накладываются дополнительные условия. Для магнитных ям  $d > 1/2$  и условие (27) не может быть выполнено.

Нужно оценить, что происходит, когда  $mx_0 \rightarrow 0$ ,  $d$  конечен, но на границе плазмы существует конечный градиент давления. Удобнее всего решить эту задачу, рассматривая явные решения уравнений в виде уравнения (26). Предположим, что рациональная поверхность находится очень близко к границе плазмы, но вне. При этом ноль решения охватывает границу. Сомнительно, что такое сильно локализованное решение представляет практический интерес, поскольку его можно легко стабилизировать, например, с помощью эффектов конечного ионного ларморовского радиуса.

Имеет смысл также рассмотреть случай плазмы, неустойчивой относительно критерия Мерсье. Напомним, что устойчивость пилинг-мод для данного случая была рассчитана в [96], где были найдены как внешние, так и внутренние пилинг-моды. Расчеты, выполненные в [96], показали, что инкремент внешних пилинг-мод при отсутствии рациональных магнитных поверхностей внутри плазменного столба был на порядок выше, чем у внутренней моды при наличии рациональной магнитной поверхности вблизи края плазмы, но внутри нее. В этом случае оба независимых решения уравнения (23) являются неустойчивыми.

Чтобы понять поведение пилинг-моды, необходимо проанализировать нули уравнения  $(x/x_0)^{2d} + \Lambda = 0$ . Установим для удобства  $d = i\sigma$  и  $A = mx_0 - 1/2$ . Общее решение уравнения дает:

$$(x/x_0) = \exp(-v/2\sigma + \pi k/\sigma), \text{ где } \operatorname{arctg} v = 2v A/(A^2 - \sigma^2) \quad (28)$$

Здесь  $k$  - произвольное целое число. Сначала следует рассмотреть случай  $k = 0, \sigma \rightarrow 0$ . Для внутренней моды уравнение (28) не имеет решений при  $x/x_0 < 1$ , для внешней моды решение с  $x/x_0 > 1$  можно найти при  $A > 0$ . При  $k < 0$  возможна внутренняя неустойчивость. Решение уравнения (26) имеет нули, очень близкие к рациональной магнитной поверхности. Формальное решение для внешней моды существует при  $k > 0$ . Однако при  $\sigma \rightarrow 0, (x/x_0) \rightarrow \infty$ , что ограничивает применимость уравнения (23).

Выше было показано, что поведение внутренней и внешней пилинг-мод в Мерсье-устойчивой плазме различно. Также показано, что поведение плазмы также отличается для внутренней и внешней мод в режиме удержания, неустойчивом относительно критерия Мерсье. 3D-расчеты с помощью CAS3D [270] также подтверждают эту гипотезу. Пилинг-моды в Мерсье-неустойчивой плазме были рассчитаны для набора условий равновесия при неизменном профиле давления, но с различными значениями  $\langle\beta\rangle$ . Была найдена скорость роста внутренней неустойчивости для случая, когда резонансная магнитная поверхность была близка к границе плазмы, но внутри нее. Постепенно увеличивающееся значение  $\langle\beta\rangle$  приводило к равновесию с резонансной магнитной поверхностью, расположенной за границей плазмы (в области вакуума). Оказалось, что скорость роста внешней моды была более чем на порядок больше, чем у внутренней. Сателлиты намного меньше основной гармоники и определяются средней кривизной линий магнитного поля; сцепление мод из-за 3D-эффектов невелико.

В рассмотренных примерах с малым  $\beta$  пилинг-неустойчивость, видимо, не представляет опасности для удержания плазмы. Экспериментальное обнаружение пилинг-моды может служить доказательством факта, что градиент давления на границе плазмы превысил определенную величину. Возможно, пилинг-моды можно использовать для очистки периферийной плазмы от примесей.

Нужно также оценить механизм стабилизации мод высокого порядка. При его отсутствии получить конечный градиент давления на границе плазмы в конфигурации магнитного горба было бы невозможно. Однако хорошо известно, что моды более высокого порядка могут быть стабилизированы из-за эффектов конечного ионного ларморовского радиуса. По оценке число полоидальных мод, необходимое для стабилизации перестановочных неустойчивостей, составляет  $m \sim 15$ . Идеальный режим, по-видимому, состоит в том, чтобы иметь большее критическое полоидальное число. Однако решение этой проблемы требует отдельного

рассмотрения. Численные и аналитические расчеты показывают, что пилинг-мода создает магнитное поле небольшой амплитуды в вакуумной области, и его нелегко идентифицировать с помощью локальных магнитных зондов. Кроме того, мода с заданными полоидальными и тороидальными числами очень чувствительна к значению угла вращательного преобразования на краю плазмы. Для идентификации пилинг-моды можно использовать комбинацию быстрой диамагнитной системы и зондов Ленгмюра. Необходимо отметить, что вывод о том, что внутренние пилинг-моды устойчивы, справедлив для  $m = 1$ . Доказательство этого утверждения для низких и умеренных значений  $m$  требует численного анализа.

### 1.2.5. Кинетические неустойчивости и проблемы аномального переноса

В данном разделе дается краткое описание другого важного механизма развития неустойчивостей, вызывающих аномальный перенос в высокотемпературной плазме. Кратко излагаются физические основы данного процесса, а также теоретические оценки их возможного влияния на общее развитие неустойчивостей в стеллараторах.

Кроме крупномасштабных, трактуемых в рамках магнитной гидродинамики неустойчивостей в плазме тороидальных магнитных ловушек могут развиваться менее опасные мелкомасштабные неустойчивости. В частности, их влияние может проявляться при устойчивости системы относительно крупномасштабных мод. В мелкомасштабных неустойчивостях проявляются эффекты конечного ларморовского радиуса и различия в движении разных групп частиц. Теоретически они анализируются в рамках кинетического уравнения с самосогласованными электрическим и магнитным полями и поэтому получили название кинетических. Сюда относятся прежде всего различные типы дрейфовых неустойчивостей, связанных с возбуждением дрейфовых волн. Одно время казалось, что эти неустойчивости носят универсальный, неустранимый характер даже в идеализированном случае плоского слоя плазмы, а тем более в реальной тороидальной геометрии. Однако на самом деле в плоском слое с учетом ширины дрейфовые колебания оказываются устойчивыми. В тороидальной геометрии появляются факторы раскачки мелкомасштабных колебаний, в особенности с учетом запертых частиц.

В отличие от макроскопических МГД-неустойчивостей, дрейфовые являются микронеустойчивостями, обусловленными неоднородностью и многокомпонентностью термодинамически неравновесной плазмы. Возникновение электростатической дрейфовой турбулентности связано с наличием градиентов плотности и температуры. Турбулентность развивается в результате раскачки одной или нескольких ветвей дрейфовых колебаний. Подробнее о линейной теории дрейфовой турбулентности см. [99, 100].

Первоначальная дрейфовая волна – слабое возмущение (мелкомасштабная пульсация), происходящее в плазме в магнитном поле с градиентом плотности, перпендикулярным магнитному полю. Из-за градиента плотности дрейфовые волны распространяются перпендикулярно магнитному полю в направлении электронной диамагнитной скорости. В случае конечной длины волны вдоль магнитных силовых линий *дрейфовые неустойчивости* возникают за счет нарушения больцмановского распределения электронов (трение между электронами и ионами, резонансное взаимодействие электронов с волнами и др.). Характерные частоты дрейфовых волн для электронов  $\omega_e$  и ионов  $\omega_i$  имеют соответственно следующий вид:

$$\omega_e = -k_{\perp} \frac{c T_e}{e H} \frac{1}{n_k} \frac{dn_k}{dx}; \quad \omega_i = -\omega_e \frac{T_i}{T_e} \quad (30)$$

где  $k_{\perp}$  — компонента волнового вектора, перпендикулярная магнитному полю  $H$ ,  $n_k$  — плотность плазмы,  $T_e$  и  $T_i$  — соответственно электронная и ионная температуры.

При возникновении возмущения концентрация электронов быстро выравнивается за счет перетекания вдоль силовой линии, в то время в случае ионов существенна инерция. Это приводит к возникновению результирующего электрического поля, которое ведет к преимущественному движению поперек магнитной поверхности. На существование дрейфовых волн влияет тепловая скорость электронов, при высоких скоростях начинает играть роль инерция электронов. Вследствие дрейфовых неустойчивостей уменьшаются градиенты плотности и температуры, то есть усиливается диффузия и теплопроводность.

Нелинейные теории турбулентности в настоящее время широко используются для расчетов, но их применение не входит в данную работу, поэтому подробно они описываются не будут. Можно привести в качестве примеров нелинейных теорий модель Хортона-Экстеса (на основе уравнений магнитной гидродинамики) [101] и гирожидкостная модель Бири [102].

К неустойчивостям кинетического типа относятся наблюдаемые иногда в токамаках колебания, возбуждаемые убегающими электронами. Напомним, что убегающими называются электроны на хвосте максвелловского распределения, которые, набирая энергию в продольном электрическом поле, уходят в “просвист”, то есть не могут быть заторможены из-за быстрого убывания сечения кулоновских столкновений с энергией. Ускоренные электроны могут возбуждать волны благодаря так называемому аномальному допплер-эффекту: гирирующий в магнитном поле электрон имеет свойства быстро движущегося осциллятора, и в его системе координат волна с фазовой скоростью, меньшей скорости электрона, выглядит как волна с отрицательной энергией; поэтому электрон может возбуждать волну, увеличивая свою поперечную и уменьшая продольную скорость. В результате возбуждения такой

неустойчивости “веерного” типа в плазме токамака возбуждаются всплески колебаний, сопровождаемые выбросом быстрых электронов.

Наиболее существенной из дрейфовых неустойчивостей с точки зрения удержания плазмы в замкнутой магнитной ловушке является ионная температурно-градиентная мода (ITG). Аналогично градиенту плотности, температурный градиент может вызвать неустойчивость из-за наличия тороидального дрейфа, пропорциональному энергии плазмы  $W$ , которая меняется вместе с температурой данных частиц. Это означает, что частицы в областях горячей плазмы дрейфуют быстрее, чем в более холодных областях. Разница в температуре приводит к разделению заряда. При расчете данной неустойчивости играют роль первоначальное возмущение ионной температуры и разделение зарядов. Результирующее полоидальное электрическое поле создает дрейф  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , который переносит горячую плазму по температурному градиенту, а холодную плазму – в обратном направлении. Следовательно, первоначальные температурные возмущения возрастают; рост ионно-температурных возмущений ведет к усилению переноса тепла и потеря энергии. Развитие данной неустойчивости зависит от относительных градиентов плотности и температуры. Данная неустойчивость наиболее подходит для объяснения радиального транспорта в области большого градиента температуры [104].

В работе [105] приводится моделирование развития ITG моды в сложной магнитной конфигурации с наличием шира, в которой неустойчивость не подвержена затуханию Ландау и может быть сильно локализованной. Показано, что данная неустойчивость не развивается, если относительный градиент плотности существенно выше градиента температуры. Возможность развития данной неустойчивости и ее радиальная структура в системе с большим широм приведена в работе [106].

Турбулентный запуск электронно-температурной градиентной моды (ETG-мода) близок к механизму запуска ITG-неустойчивости. Неустойчивость вызвана градиентом электронной температуры. Однако она может вызвать перенос только очень малых масштабов. Численные исследования показали, что ETG мода может отвечать за перенос электронного тепла из-за вихрей с большой радиальной вытянутостью, но важность вклада ETG в турбулентный поток до сих пор спорный вопрос [107].

Кроме температурно-градиентных мод, из дрейфовых неустойчивостей на краю плазмы могут иметь существенное значение *моды на запертых частицах*. [108]. Обычно они развиваются в краевой области плазмы в дополнение к ионно-температурной градиентной моде. Электроны, запертые в области слабого поля, не могут адиабатически отреагировать на локальные возмущения потенциала. Это приводит к ненулевой фазе между возмущениями потенциала и плотности, и в результате возникает перенос. С учетом столкновений между

частицами были рассчитаны условия возникновения *диссипативной неустойчивости на запертых электронах* и *диссипативной неустойчивости на запертых ионах* [109]. Теоретическую модель для подобных неустойчивостей в стеллараторах см, напр. в [110].

Учет трения между электронами и ионами приводит к появлению в дисперсионном уравнении мнимых корней. Максимальный инкремент нарастания реализуется, когда дрейфовая частота возмущений сравнивается с частотой электрон-ионных столкновений. Такая неустойчивость, называемая *дрейфово – диссипативной*, реализуется в основном в плазме холодного разряда или ионосфере [111]. В высокотемпературной плазме возможно развитие бесстолкновительного аналога дрейфово-диссипативной неустойчивости, где диссипация происходит за счет затухания Ландау. Оказывается, такая неустойчивость не зависит от деталей конфигурации плазмы, поэтому ее также называют *универсальной*. В условиях современных установок с широм инкременты нарастания этой неустойчивости малы. Так как подобные неустойчивости возбуждаются при наличии только градиента электронной плотности, то они не могут приводить к переносу плазмы поперек магнитных поверхностей.

Обычно считается, что из дрейфовых неустойчивостей на краю плазмы доминируют ионно-температурная градиентная мода и мода на запертых электронах. В центральной области плазмы может возбуждаться дрейфово-диссипативная (универсальная) неустойчивость, однако ее влияние пренебрежимо мало по сравнению с МГД-неустойчивостями.

Исследование кинетических неустойчивости составляет предмет активных теоретических и экспериментальных исследований различных научных коллективов, поскольку они открывают широкую область интерпретации различных коллективных явлений в плазме. С практической точки они, видимо, не должны вызывать существенного снижения термоизоляции плазмы. Фактически наблюдаемые в токамаках и стеллараторах флуктуации плотности и температуры пока еще не удается прямо связать с аномальными электронной теплопроводностью и диффузией. Похоже на то, что неустойчивости дрейфового типа не столько сами приводят к переносам, сколько возмущают магнитные поверхности, слабо их разрушая. Возникающий вследствие этого аномальный перенос не особенно сильно зависит от источника накачки магнитных флуктуаций, то есть от вида и уровня колебаний дрейфового типа, по крайней мере, в плазме с  $\beta$ , далекими от критических значений.

В настоящее время принято считать, что плазменная турбулентность доминирует в первую очередь в переносе на краю плазмы. Были найдены схожие характеристики структуры краевой турбулентности в различных установках (токамаках, стеллараторах, обращенных пинчах), например, [112, 113]. В частности, эффектами, описываемыми нелинейной теорией, являются зональные потоки (см. ниже 1.4.2). Несмотря на обилие математических моделей, к настоящему времени непротиворечивая и самодостаточная теория аномального переноса не

построена (см., например, [114-116]). Отчасти это связано с тем, что в турбулентной плазме могут существовать различные объекты, которые вряд ли могут быть описаны в рамках единого статистического подхода.

### **1.2.6. Влияние примесей и взаимодействия со стенками**

Примеси в магнитных ловушках играют очень большую роль и существенно влияют на саму возможность длительного удержания высокотемпературной плазмы. Даже в небольшой концентрации они проводят к большим радиационным потерям, главным образом, в виде линейчатого излучения, что уже само по себе отрицательно влияет на удержание энергии плазмы. Но, кроме того, примеси оказывают дополнительное неконтролируемое влияние на распределение температуры и плотности по радиусу, приводя к формированию профилей, подверженных МГД-неустойчивостям. С разработкой методов подавления уровня примесей в плазме связан существенный прогресс в получении высоких параметров плазмы в магнитных ловушках. Вместе с тем, в установках примеси могут играть и положительную роль - подбором их концентрации и состава можно целенаправленно влиять на пространственное распределение электронной и ионной температур.

Типичными примесями являются "легкие" - углерод и кислород, содержащиеся в большом количестве на поверхности вакуумной камеры, а также материалы специального напыления на стенки; и "тяжелые" - атомы материала стенок и лимитеров, образуемые за счет распыления горячими ионами и нейтралами. Легкие примеси можно использовать для управления уровнем излучения: в центральной области они полностью ионизованы и не дают линейчатого излучения, а на периферии приводят к охлаждению плазмы и уменьшению темпа поступления тяжелых примесей. В реакторной плазме концентрация легких примесей может быть на уровне нескольких процентов, а тяжелых не должна превышать сотых долей процента [20].

К настоящему времени разработаны эффективные методы очистки плазмы от примесей, позволяющие получать достаточно чистую водородную (или дейтериевую) плазму с эффективным зарядовым числом  $Z_{\text{eff}} \sim 1$ . В крупных установках, где температура плазмы достигает 10 кэВ и нагрузка на стенку выше, проблема примесей является еще более серьезной и требующей специального внимания.

Особый интерес с точки зрения контроля примесей в плазме представляет равновесие с сепараторной, когда крайние магнитные поверхности разомкнуты и могут быть использованы для создания так называемой диверторной конфигурации. Экспериментально было показано, что характеристики плазмы исключительно чувствительны даже к небольшим смещениям

внешней магнитной поверхности плазменного шнуря по отношению к камере (или диафрагме, ограничивающей шнур).

Наиболее эффективным средством защиты плазмы от тяжелых примесей является дивертор, то есть специальная конфигурация магнитного поля, позволяющая отводить весь или часть потока с поверхности плазмы вдоль силовых линий в специальные объемы, где можно ослабить взаимодействие плазмы со стенками (точнее, с приемными пластинами).

Эксперименты по проверке эффективности диверторов на ранних этапах исследований были проведены как на установках среднего масштаба DIVA, T-12, DITE, так и крупных: DOUBLET-III, ASDEX, PDX [20]. Они показали, что использование дивертора приводит к существенному (примерно на порядок) снижению содержания тяжелых примесей в плазме. Особенно интересный режим работы дивертора с высокой плотностью холодной плазмы в диверторной камере был исследован в установках DOUBLET-III, ASDEX. Было показано, что в этом случае образуется как бы газовая подушка (плазменный бланкет), принимающая на себя поток плазмы из основной камеры и перераспределяющая его на большую поверхность диверторной камеры. Применение дивертора не только уменьшает интенсивность взаимодействия плазмы со стенками, но и позволяет решить проблему откачки продуктов термоядерной реакции ( $\alpha$ -частиц), что необходимо для стационарного режима работы реактора.

Наличие примесей тяжелых ионов в плазме может приводить также к развитию дополнительных неустойчивостей. Оценки возможных неустойчивостей представлены в работах [117, 118]. Одновременно с диффузией протекает процесс пинчевания, скорость которого при не очень высоких плотностях близка к неоклассической. Однако при высоких плотностях плазмы, как это было показано на установках ALGATOR-A, FT, PLT, появляется усиленное пинчевание, сопровождаемое усилением диффузии на периферии.

Что касается примесей, как правило, многозарядных, то их диффузия не связана тесно с электронной компонентой, так как переносимый ими электрический заряд может быть компенсирован обратным потоком водорода. Поскольку ионную теплопроводность также можно рассматривать как противоток ионов с разной энергией, то коэффициент диффузии примесей  $D_z$ , очевидно, имеет порядок величины ионной температуропроводности  $\chi_i$ , то есть он даже по теории парных столкновений существенно превышает теоретическую величину  $\chi_e$  [20].

Так как примесный ион с зарядом  $Z$  вытесняет  $Z$  ионов водорода, то с точки зрения минимума химпотенциала кажется выгодным скопление многозарядных ионов в центре разряда, так как при этом сможет произойти радиальное расширение водородной компоненты. Такой эффект действительно предсказывается классической теорией, хотя имеет место и обратный эффект расталкивания примесных ионов за счет термодиффузии, пропорциональной градиенту температуры.

Экспериментальная картина поведения примесей достаточно сложна, поскольку предсказываемые неоклассической теорией явления переноса протекают на фоне аномальной диффузии как основной плазмы, так и примесей, причем проявляются оба процесса. Поэтому экспериментально иногда и наблюдаются эффекты повышения плотности примесей в центре, но, как правило, в обычных условиях умеренного уровня турбулентных флюктуаций коэффициенты диффузии примесей с разными  $Z$  оказываются близкими между собой, эффекты скопления примесей в центре и термодиффузационные эффекты не проявляются. Имеются данные, что коэффициенты диффузии примесей уменьшаются с ростом атомного номера основной плазмы [20]. К настоящему времени предложены некоторые методы активного воздействия на потоки примесей с целью выведения их из плазмы: пучками частиц, резонансными ВЧ-волнами, асимметрией подпитки газом на периферии [119].

Для контроля радиационных потерь и взаимодействия периферийной плазмы со стенками разработаны методы нанесения легких неметаллических покрытий на основе боро-углеродной смеси на стенки вакуумной камеры. [120, 121]. Также разработаны и применяются схемы с применением жидкого металла на основе циркуляции лития [122-124]. Эксперименты, в которых использовались металлические лимитеры, созданные в первую очередь на основе вольфрама, показали существенное повреждение материала при термическом воздействии, под действие потоков ускоренных электронов, а также в результате срывов, даже при сравнительно невысоких значениях тока в разрядах [125, 126].

### 1.3. Скейлинги энергобаланса плазмы

В связи со сложностью сравнительного анализа данных с различных установок, отличающихся по своим габаритам и параметрам на порядки, большой практический смысл имеют эмпирические формулы – скейлинги. По аналогии с принятыми в других областях физики, например в гидродинамике, приемами использования эмпирических законов в виде безразмерных критериев, в отношении температуропроводности плазмы кажется естественным применение размерностного анализа [127]. Обобщение данных в широком диапазоне параметров позволяет экстраполировать данные на недоступные в текущих экспериментах области параметров, например, в область реализации критерия Лоусона и самоподдерживающегося термоядерного цикла. Скейлинги позволяют оценивать и предсказывать значения важных характеристик удерживаемой плазмы в действующих или проектируемых установках, например, энергетическое время жизни плазмы. Скейлинг не может использоваться для точных расчетов, поскольку удержание плазмы зависит от качества магнитной конфигурации установки, величины максимального магнитного поля и его

пространственного распределения, применяемых методов нагрева плазмы, наличия и структуры диверторов, а также от организации граничных условий в области взаимодействия плазмы со стенками вакуумной камеры. В то же время существует набор скейлингов, применимых к достаточно широкому кругу параметров плазмы и мощностей нагрева.

Варьирование параметров плазмы в отдельных установках, в особенности с использованием дополнительного нагрева, позволяет найти одномашинные скейлинги для времени удержания энергии. Различные эмпирические формулы иногда очень сильно различаются между собой, но примерно с одинаковой точностью описывают результаты экспериментов. Это связано, с одной стороны, с тем, что сами экспериментальные данные имеют большой разброс, а с другой стороны, важным является вопрос о фактической независимости входящих в скейлинг величин (например, в режимах с омическим нагревом есть одна дополнительная связь между параметрами плазмы (мощность омического нагрева выражается через те же величины, что и температуропроводность), что затрудняет нахождение чистых зависимостей).

Из ранних результатов важную роль сыграл скейлинг установки ALCATOR-A, позволивший систематизировать экспериментальные данные в токамаках; благодаря возможности варьирования магнитного поля можно было изменять плотность в широком диапазоне. В результате было показано, что именно  $n_e$ , а не другие параметры плазмы ( $T, B, I$ ) оказывают принципиальное влияние на время удержания энергии плазмы ( $\tau_E$  на этой установке оказалось просто пропорциональным  $n_e$ ). Путем сопоставления с экспериментами на других установках была предложена эмпирическая формула, которая впоследствии была еще более упрощена группой проектирования международного токамака-реактора ИНТОР  $\tau_E \sim n_e a^2$  [128].

Из отечественных разработок нужно упомянуть одномашинный скейлинг Мережкина-Муховатова, полученный на установке Т-11 [129]. Выражение для температуропроводности получило вид

$$\chi \sim \frac{T^{0.5}}{qnR} \quad (31)$$

Для этого и стартовать удобно от выражения для  $\chi_e$ , представленного через естественные для плазмы магнитной ловушки физические величины. Как мы видим, выражение (31) имеет сугубо бесстолкновительный характер, оно не содержит никакой зависимости от параметра столкновительности. В экспериментах по мощному дополнительному нагреву в установках Т-11, ASDEX, DOUBLET-III, ISX-B, PDX [20] были получены данные по теплопроводности плазмы с большими значениями  $\beta$ . На установке DOUBLET-III была достигнута рекордная в то время величина  $\beta = 4,7\%$  при достаточно хорошем удержании энергии плазмы, несколько

меньшие значения  $\beta$  получены и на других установках. Во всех этих экспериментах с большими  $\beta$  наблюдается некоторое ухудшение удержания плазмы, которое не может быть объяснено только ухудшением объемного распределения энерговклада при дополнительном нагреве по сравнению с омическим нагревом. Ухудшение удержания можно учесть некоторым дополнительным фактором усиления  $F$  в (31). Этот фактор пока не превышает двойки-тройки даже в установках ISX-B и PDX, где наблюдаются наиболее значительные отклонения от скейлинга омического нагрева.

Ионная теплопроводность с точностью до фактора 2-3 согласуется с неоклассической теорией, она будет мала в будущих экспериментах. Электронная теплопроводность аномальна, то есть на один-два порядка превышает неоклассическую величину и имеет совершенно другую зависимость от параметров плазмы (например, не зависит от столкновительности при небольших  $\beta$ ). Эмпирическая величина  $\chi_e$  является вполне приемлемой для будущих термоядерных установок, но более точное выяснение возможного ее усиления при больших  $P$  является весьма актуальной задачей. Скейлинги могут строиться для одной установки, при варьировании ее параметров в максимальном доступной диапазоне, или сравниваться данные с различных установок, с максимальным варьированием линейных размеров и параметров плазмы, но при сохранении или учете подобия [130].

Из стеллараторных скейлингов необходимо упомянуть Международные стеллараторные скейлинги ISS-95 [15], ISS-04 [131] и скейлинг LHD [132]. Со времени первых регрессионных скейлингов возможности существенно усовершенствовались. При изучении физики высокотемпературной плазмы исследователь сталкивается с необходимостью обработки больших объемов полуструктурных данных. Десятки многоканальных диагностик, результатами которых являются многомиллионные ансамбли временных выборок плазменных сигналов, обычно устанавливаются одновременно в термоядерных устройствах. Эти образцы содержат информацию, необходимую для понимания механизмов взаимосвязи между макропараметрами плазмы (плотность и температура плазмы, ток плазмы, магнитное поле, мощность вспомогательного нагрева и т.д.) и микропараметрами плазмы, определяемыми турбулентностью (энергия, спектральный состав, распределение амплитудной плотности и т.д.). Методы анализа плазменных сигналов, основанные на обработке однократной реализации турбулентности, не могут быть использованы в качестве основы для сравнения с макропараметрами и выявления новых закономерностей удержания плазмы в магнитной ловушке. Необходимым является получение информации о взаимосвязи между макро- и микропараметрами плазмы на основе структурирования полученных данных и их многопараметрической обработки с использованием современного программного и аппаратного обеспечения [133].

Необходимо также упомянуть об обнаружении такого свойства плазмы в магнитных ловушках, как явление самосогласованности профилей давления [20]. Эта концепция определяется как нечувствительность или стабильность тепловой структуры к профилю вложения мощности. Тем не менее показано, что структура плазмы может меняться отдельно при улучшении времени удержания и при росте мощности дополнительного нагрева [21]. Также в качестве общего подхода к данным с различных установок необходимо упомянуть принцип канонических профилей [134] и синергетический подход к самосогласованности профилей давления плазмы [135, 136].

#### **1.4. Переходные процессы в плазме тороидальных установок**

Переходы в режим с улучшенным удержанием – явление, которое наблюдается в большей части установок среднего и нового поколения и является решающим в вопросе достижения положительного энерговыхода термоядерной реакции. Снижение переноса частиц и энергии на краю, приводящее к образованию внешнего транспортного барьера, наблюдается в токамаках и стеллараторах, как правило, при высоких значениях мощности омического и дополнительного методов нагрева. В подобном режиме планируется и работа Международного термоядерного экспериментального реактора (проект ИТЭР) и проекта DEMO, один из вариантов которого разрабатывается на основе стелларатора.

##### **1.4.1. Переходы к улучшенному удержанию**

Напомним вкратце историю развития исследований режима улучшенного удержания плазмы, или H-режима. Развитие методов нагрева открыло существенную особенность тороидальной плазмы – ее способность к бифуркации, то есть наличию нескольких равновесных состояний для заданной энергии и числа частиц [137]. Бифуркация сопровождается изменением тепловой структуры и времени удержания плазмы. К настоящему времени появилось значительное число различных теорий, объясняющих явление перехода в режим улучшенного удержания [138]. Впервые явление перехода в режим с улучшенным удержанием было продемонстрировано на токамаке ASDEX [139]. На данной установке были получены режимы с низким (L-мода) и высоким (H-мода) уровнем удержания частиц и энергии; было проведено первое всестороннее исследование данных режимов, в частности получены свойства плазмы, определяющие L-H переход. Он определяется следующими изменениями параметров плазмы: растет энергия и средняя электронная плотность плазмы, падает интенсивность излучения  $H_\alpha$  и образуется транспортный барьер в краевой области плазменного

шнура. В дальнейшем при исследованиях на других установках именно наличие данных особенностей применялось для определения стандартного L-H перехода.

На установке ASDEX также было проведено подробное изучение изменения турбулентного потока в промежуток времени, соответствующий переходу. Были обнаружены следующие существенные свойства переходов. Уровень флуктуаций в слое вне сепаратрисы (scrape-off layer) и в небольшом слое плазмы внутри сепаратрисы заметно падает в момент перехода. Колебания плотности, регистрируемые на краю плазмы, и колебания магнитного поля, регистрируемые магнитными зондовыми измерениями, коррелируют между собой. В большей части плазмы спектры флуктуаций дают сдвиг частоты, над которым доминирует тороидальное вращение плазмы из-за инжекции нейтральных пучков. В первоначальной работе транспортный барьер обнаружен в трех сантиметрах внутри сепаратрисы. Также в данной работе для токамака ASDEX был обнаружен порог по мощности для L-H перехода. Было проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами по неоклассической теории переноса [140].

В качестве существенного достижения в исследовании H-режима – существование краевого транспортного барьера (ETB)<sup>3</sup>, например, в работе [141] на токамаке Alcator C-Mod. “Пьедесталы” ETB исследовались с помощью нескольких диагностик (профили температуры регистрировались в первую очередь с помощью Томпсоновского рассеяния), что дало исчерпывающее описание структуры радиального профиля температуры и плотности в H-режиме. Режимы H-моды описывались в терминах транспортных характеристик плазмы и локальных краевых параметров. Были рассчитаны скейлинги, дающие связь между краевым переносом и глобальным удержанием.

Отличие H-режима от L-режима приписывается уменьшению переноса частиц и тепла на краю плазмы при образовании краевого транспортного барьера (ETB). Уменьшение переноса вызвано падением аномальных потоков, вызванных флуктуациями. Следовательно, исследование существенного падения аномального переноса помогает понять механизм формирования транспортного барьера. В дальнейшем изучение данного и схожих эффектов проводилось на других токамаках и стеллараторах.

После открытия H-режима в токамаках было обнаружено большое количество других видов режима с улучшенным удержанием. Например, в токамаке DIII-D в условиях боронизации стенок была открыта VH-мода (режим очень высокого удержания), являющаяся расширением класса режимов с внешним транспортным барьером (1991). Энергетическое время жизни в несколько раз превысило скейлинги ITER89-P и D-IIID/JET. В центре профиля электронная плотность и температура плазмы достигла рекордно высоких значений [142].

---

<sup>3</sup> Edge transport barrier (англ.)

Также обнаружены режимы с внутренним транспортным барьером (ITB-моды), как, например, улучшение удержания при инжекции пеллеты в плазму (REP-мода) в токамаке JET (1992) [143], улучшенное удержание с обратным широм (1995) в установке TFTR [144], внутренние барьеры в установке JT-60 (1998) [145] и мода с отрицательным центральным широм в токамаке DIII-D (1995) [146].

Были также открыты режимы с улучшенным удержанием без транспортного барьера: рекордно высокая температура (“супервыстрел<sup>4</sup>”) в TFTR (1987) [147] и мода с повышенным излучением (RI-mode) в установке TEXTOR (1996) [148]. К тому же недавно, с развитием сценариев плазменных импульсов в токамаках, появилась возможность получать одновременную комбинацию нескольких барьеров, как, например, одновременное образование ETB и ITB, которое увеличило энергетическое время жизни плазмы на порядок [149–151].

Что касается стеллараторов, то режим с улучшенным удержанием, феноменологически близкий к H-режимам в токамаках, был получен, например, в стеллараторе с модульными катушками Wendelstein 7-AS, 1993, [152] где впервые обнаружен режим улучшенного удержания в бестоковой плазме, нагреваемой с помощью только электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР).

Кроме H-мод, в стеллараторах были получены следующие режимы с улучшенным удержанием, заметно отличающиеся по своим свойствам от стандартного H-режима: “режим повторного нагрева”<sup>5</sup> в CHS (1993-2008) [153], режимы с высокой ионной температурой в стеллараторе Heliotron-E (1996) [154] и гелиотроне-торсатроне CHS (1999) [155], неоклассический ITB-режим (N-ITB) в CHS (1999) [156]. Позже режимы N-ITB были обнаружены и в других стеллараторах (W7-AS, TJ-II и LHD) [157-159].

После установки островного дивертора в стеллараторе W7-AS был достигнут режим удержания плазмы с высокой электронной плотностью  $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и очень большим значением энергетического времени жизни. Обнаружение данного режима, или так называемой H-моды с высокой плотностью (HDH-мода, 2002), показывает некоторые преимущества стеллараторов перед токамаками, так как стационарная работа при высокой плотности и большом времени удержания представляет значительный интерес для дальнейших исследований [160].

Необходимо также отметить эксперименты, в которых изменение режима удержания не сопровождалось заметным ростом энергии, и некоторое улучшение условий фиксировалось только по падению флюктуаций в краевой области плазмы. Подобный эффект наблюдался на гелиаке H-1NF [161].

---

<sup>4</sup> Англ. “supershot”

<sup>5</sup> Англ. “reheat-mode”

При изучении разнообразных переходов в режим с улучшенным удержанием существенный интерес представляет анализ турбулентности плазмы до и после перехода. Так можно оценить влияние микропараметров на глобальное удержание плазмы.

#### 1.4.2. Особенности плазменной турбулентности в приграничной плазме

В краевой области плазмы, как правило, доминирует аномальный перенос, связанный с турбулентностью. Можно постараться выявить влияние на него краевой магнитной структуры. Например, в системе с разнокалиберными рациональными магнитными поверхностями могут присутствовать и масштабные структуры, обладающие дальними пространственными корреляциями. При этом априори возможны несколько процессов, приводящих к появлению подобных корреляций. Например, дальними пространственными корреляциями могут обладать как квазилинейные моды (со всеми возможными сателлитами), локализованные в окрестности рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка, так и сложные нелинейные образования, где характерные черты образующих их компонент размываются. В ряде случаев для интерпретации экспериментальных данных привлекаются модели, предполагающие существование зональных потоков – процессов, накладывающих определенные ограничения на амплитуду и размеры возмущений и, следовательно, оказывающие заметное влияние на аномальный перенос [162, 163]. Обычно полагают, что зональные потоки существенным образом контролируют уровень плазменной турбулентности. Данные эффекты представляют большой интерес для дальнейшего экспериментального и теоретического изучения, в частности, в представленной работе также наблюдались подобные явления.

Они являются весьма общим классом явлений, обнаруживаемых не только в лабораторной плазме, но также и в астрофизических объектах. Зональные течения в тороидальных установках представляют собой тороидально и полоидально симметричные радиально локализованные области полоидального вращения плазмы.

Первый тип данного явления – потоки с квазипостоянной во времени скоростью, носящие название квазистационарных зональных потоков (ЗП).

$$\frac{\partial}{\partial t} \ll \frac{\mu V_{Ti}}{R_0} \quad (32)$$

Здесь  $\mu$  – угол вращательного преобразования,  $V_{Ti}$  – тепловая скорость ионов,  $R_0$  – большой радиус системы. Характерная частота ЗП составляет до нескольких килогерц [164].

Другой тип данного явления – потоки, осциллирующие со сравнительно низкой частотой – геодезические акустические моды (ГАМ).

$$\frac{\partial}{\partial t} \sim \frac{\mu V_{Ti}}{R_0} \quad (33)$$

Их характерные частоты - порядка десятков килогерц. Подробнее см. работы [165 - 167].

Обычно полагают, что зональные потоки существенным образом контролируют уровень плазменной турбулентности. Во многих случаях для интерпретации экспериментальных данных привлекаются теоретические построения, основанные на предположении о существовании зональных потоков. Проблема достаточно хорошо изучена экспериментально. Впервые найденные в теоретических моделях и численных расчетах процессы, интерпретируемые как зональные потоки, впоследствии наблюдались и исследовались на многих токамаках и стеллараторах, а также в плазме линейных установок (см., например, [168]).

В установках с магнитным удержанием ЗП и ГАМ проявляют себя в виде соответствующих возмущений радиального электрического поля. Одна из гипотез, объясняющих данные явления, состоит в том, что ЗП и ГАМ являются разными проявлениями общего механизма генерации квазистационарного течения плазмы в результате нелинейного взаимодействия различных спектральных составляющих дрейфовой турбулентности.

Численное моделирование и измерения свидетельствуют о ключевой роли тензора напряжений Рейнольдса в процессе генерации ЗП и ГАМ. В силу высокой тороидальной симметрии зональные течения слабо подвержены затуханию Ландау, в результате чего могут достигать значительной интенсивности. При этом данный вид колебаний не вызывает усиления радиального переноса вещества и энергии, а наоборот, играет роль своего рода энергетического резервуара для стока энергии дрейфовой турбулентности, приводя таким образом к ее ослаблению и подавлению аномального переноса.

Взаимодействие ЗП и ГАМ с порождающей их турбулентностью может быть феноменологически описано моделью «хищник-жертва»<sup>6</sup>: с одной стороны, зональные течения генерируются турбулентностью, с другой стороны, интенсивные зональные течения подавляют турбулентность. Трудности наблюдения ЗП и ГАМ в эксперименте связаны с необходимостью измерения локализованных в узкой радиальной области на периферии плазменного шнуря квазистационарных или медленно меняющихся потоков и радиальных полей, что требует применения сложных диагностических методов: ЗПТИ, доплеровская рефлектометрия, пучково-эмиссионная спектроскопия и т.п. В настоящее время ЗП и ГАМ интенсивно исследуются на таких установках, как ASDEX-U, DIII-D, T-10, CHS, JFT-2M, TJ-II, ТУМАН-3М и многих других. Эксперименты направлены на выявление характеристик ЗП и ГАМ и сравнение их с теоретическими предсказаниями.

---

<sup>6</sup> Англ. “predator-prey”

Существование ЗП было показано теоретически и получено при моделировании турбулентности [169]. Так как ЗП определяются локальными особенностями турбулентности, то их направление и скорость стохастически меняются по радиусу, что приводит к разрушению протяженных структур. Взаимодействие турбулентных ячеек на различных радиусах и ЗП в настоящее время рассматривается как один из основных механизмов, ограничивающих развитие неустойчивостей в плазме токамаков и стеллараторов.

ГАМ связаны с возникновениями собственных ионно-звуковых колебаний на магнитной поверхности. Хотя в основном ЗП должны проявляться как возмущения потенциала, нелинейные эффекты должны приводить к возмущениям и электронной плотности. Для стационарных ЗП данные колебания незначительны, но для ГАМ возмущения плотности заметно выше.

Впервые устойчивая мода  $m = 1, n = 0$  с локальной частотой

$$\omega_{GAM}^2 = \left( \frac{2\gamma p}{\rho R_0^2} \right) \left( 1 + \frac{\mu^2}{2} \right), \quad (34)$$

была найдена в [170] в рамках редуцированной системы МГД уравнений, где учитывался поляризационный ток, но пренебрегалось возмущенным магнитным полем. Здесь  $p$  и  $\rho$  - соответственно давление и плотность плазмы,  $\gamma$  - адиабатическая экспонента. Собственное решение с  $\omega \rightarrow 0$  в рамках данного подхода возможно лишь в вырожденном цилиндрически симметричном случае. Несобственные же решения с  $\omega \rightarrow 0$  часто возникают во многих нелинейных задачах.

Необходимо отметить следующее. Для того чтобы в рамках [170] найти собственные возмущения плотности с  $m = 1, n = 0$  и локальной частотой (34), необходимо предположить, что потенциал электрического поля имеет  $m = 0, n = 0$ , то есть является функцией магнитной поверхности. Тем самым достигается электростатичность возмущения, то есть продольная компонента векторного потенциала и, соответственно, полоидальная компонента возмущенного магнитного поля равны нулю. Хорошо известен ряд эффектов, позволяющих возбудить ГАМ (см., например, [171] и цитированную там литературу).

Таким образом, если резко изменить какой либо равновесный параметр системы, то в ней возникнут незатухающие колебания с представленной выше частотой. Затухающими они становятся, если учесть диссипацию, например, за счет электронно-ионных соударений. Колебания, описываемые в рамках модели [170], оказываются сильно локализованными в окрестности магнитных поверхностей.

В стеллараторах наряду с ГАМ на средней кривизне возможно существование трехмерной акустической моды с частотой

$$\omega \sim \frac{\omega_{GAM}^2 N}{\mu l_0} \gg \omega_{GAM}^2 \text{ при } N \gg \mu l_0 \quad (35)$$

(см., например, [89]). Здесь  $N$  - полное число периодов магнитного поля,  $l_0$  – его заходность.

Для случая токамака  $\mu$  - это угол вращательного преобразования, создаваемый плазменным током; для стелларатора  $\mu$  представляет собой сумму углов вращательного преобразования, создаваемых как плазменным током, так и внешними проводниками.

Таким образом, анализ глобальных низкочастотных осцилляций в стеллараторе может быть полезен; он может помочь в выборе разумной математической модели для анализа приграничной плазмы. Представляется также разумным изучить последствия резкого изменения одного из равновесных параметров. Наряду с очевидно возможным возбуждением частот, характерных для геодезических акустических мод, связанных с тороидальной (средней) кривизной возможно возбуждение мод с большими частотами, определяемыми трехмерной кривизной вакуумного стеллараторного поля. Изучение в стеллараторах структур, подобных ЗП и ГАМ, представляет интерес для понимания природы турбулентной плазмы.

В большинстве случаев поперечный перенос частиц и энергии направлен от центра в направлении границы плазменного шнуря. Однако в некоторых случаях наблюдаются эффекты, свидетельствующие об обратном потоке. Во многих работах для интерпретации экспериментальных данных приходилось вводить так называемый обращенный турбулентный поток, то есть направленный внутрь относительно малого радиуса плазменного шнуря. В некоторых случаях он измерялся экспериментально с помощью ленгмюровских зондов. Экспериментальные условия, при которых наблюдался обращенный поток, достаточно разнообразны. Наиболее часто измеренный обращенный турбулентный поток связывают с подавлением турбулентности шировым электрическим полем [172-174].

К примеру, в гелиотроне-торсатроне CHS наблюдалось обращение турбулентного потока вблизи границы плазменного шнуря. Данный эффект наблюдался при различных условиях, как при инжекции нейтрального пучка, так и при ЭЦР-нагреве. Обнаружено, что перемена направления потока связана с изменением фазы между флуктуациями плотности и полоидального электрического поля [175].

В стеллараторе W7-AS наблюдались пикированные профили плотности в разрядах с небольшим источником частиц в центре плазмы. Анализ баланса частиц и модуляции плотности показывает на существование конвективного потока частиц внутрь. Пикированные

профили плотности появляются только в разрядах с плоским профилем температуры. В разрядах с пикированными профилями температуры конвективный поток внутрь компенсируется направленной наружу термодиффузией [176].

В установке TJ-II вблизи рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка турбулентный поток меняет свое направление – от направления наружу на направление внутрь [177].

Можно упомянуть и о схожих эффектах, наблюдавшихся в токамаках. Например, в токамаке DIII-D в экспериментах с ЭЦР-нагревом наблюдались пикированные профили электронной температуры, даже если 75% мощности вводилось методом “off-axis” (нецентральный нагрев). Анализ энергобаланса указывал на наличие потока электронов внутрь, который не мог быть описан с помощью моделей диффузии или критического градиента [178, 179].

В токамаке Rijnhuizen наблюдались слои уменьшенного переноса электронного тепла (транспортные барьеры) при нагреве плазмы с помощью электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Модуляция ЭЦР-нагрева проводилась для изучения потока электронного тепла в барьерах при искусственном создании возмущений электронной температуры. Показано, что транспорт в барьерах обусловлен тепловой конвекцией. Эта конвекция направлена внутрь [180].

Показано, что сильный поток вовнутрь может появиться после теплового импульса, вызванного пилообразными колебаниями. Такой поток был обнаружен в SOL-области плазмы токамаков [181]. В данной работе измерялись спектральные характеристики переноса частиц, вызванного флуктуациями в присепаратрисной области токамака ADITYA. Обнаруженный перенос направлен внутрь при частотах меньших 20 кГц и наружу при больших частотах. Этот поток внутрь согласуется с предсказаниями теории дрейфово-волновой турбулентности.

## Глава 2. Экспериментальная установка стелларатор Л-2М и физические принципы удержания плазмы

В данной главе излагаются технические характеристики и устройство стеллараторов серии Ливень (в первую очередь установки Л-2М, а также Ливень и Л-2) и принципы физики удержания, равновесия и устойчивости плазменного шнуря, характеристики переноса энергии и вещества, а также описываются диагностические системы установки.

### 2.1. Стеллараторы серии Ливень

В Советском Союзе программа исследований по стеллараторам развивалась в ФИАН имени П.Н. Лебедева и в Харьковском физико-техническом институте. В результате на установке Л-1 ( $I = 2$  стелларатор с круговой осью) в ФИАН в 1965 г. было показано, что удержание плазмы с температурой  $T = 10\text{-}15$  эВ на порядок лучше, чем при бомовской диффузии [182]. В 1972 г. на установке Ураган в ХФТИ с помощью ионно-циклотронного нагрева удалось получить плазму с температурой ионов в несколько сотен электрон-вольт и измерить ее энергетическое время жизни  $\tau_E$  [183]. Оно оказалось близким к неоклассическому в области плато. Систематических исследований бестокового режима в то время провести не удалось. Стеллараторы первого поколения имели небольшой радиус плазмы ( $a \leq 5$  см) и большую длину тора или рэйстрека. Это затрудняло получение высокотемпературной плазмы с низким уровнем примесей.

В 70-е годы в ряде лабораторий мира были сооружены стеллараторы второго поколения, более приспособленные к использованию омического нагрева. Это сравнительно небольшие ( $R \sim 1$  м,  $a \sim 10$  см) стеллараторы Л-2 в ФИАН, CLEO в Калемской лаборатории, JPPR T-2 в Нагойском университете и более крупные W7-A в институте Макса Планка; HELIOTRON-E в Киотском университете; Ураган-3 в ХФТИ. В опытах с омическим нагревом удавалось получать плазму с параметрами, примерно такими же, как в токамаках. Было показано, что аномальные потери энергии по электронному каналу снижаются при уменьшении тока. Однако экстраполяция на случай бестоковой плазмы оказалась невозможной. С приближением тока к нулю не хватало мощности для поддержания плазмы.

В 80-е гг. были начаты систематические исследования бестокового удержания плазмы. На установке W7-A при инжекции нейтральных атомов водорода с энергией 27 кэВ вдейтериевую плазму и при одновременном снижении тока омического нагрева получена бестоковая плазма с достаточно высокими параметрами:  $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ ,  $n_e = 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_i = 1 \text{ кэВ}$ ,  $T_e = 0.7 \text{ кэВ}$ ,  $\tau_E = 10$  мс. Плазма поддерживалась 150 мс, пока шла инжекция. На крупнейшем в то время

стеллараторе HELIOTRON-E ( $R = 220$  см,  $a = 20$  см) плазма получена с помощью одного только электронно-циклотронного нагрева длительностью импульса 40 мс. Получены параметры  $T_e = 1.1$  кэВ,  $T_i = 120$  эВ при  $n_e = 5 \times 10^{18}$  м<sup>-3</sup>. Время распада плазмы после прекращения импульса СВЧ нагрева составляло 10 мс [20].

Стеллараторная программа началась в ФИАН в 1958 г. по инициативе М.С. Рабиновича. Первоначальные исследования проводились на установках Л-1, ТОР-1 и ТОР-2. На данных установках с помощью магнитных измерений удалось исследовать вакуумную структуру магнитных поверхностей, в том числе ее расщепление (резонансные возмущения). Была продемонстрирована возможность подавления возмущений магнитной структуры с помощью внешних проводников [184].

В 1975 г. был завершен стелларатор Л-2, относящийся к установкам так называемого "второго поколения", наряду с установками "Вандельштейн VII-А" (W7-A) (Гархинг, Германия), и "Клео" (Калэм, Англия). На нем планировались эксперименты с плазмой субтермоядерных параметров,  $T_e = 300 - 700$  эВ,  $n_e = 1 \dots 4 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>. На установке использовался омический метод нагрева плазмы, в результате которого была выявлена структура замкнутых поверхностей, обеспечивающих хороший уровень удержания плазмы. При значениях индукционного тока  $I = 10\text{-}20$  кА была также достигнута ионная температура  $T_i = 80\text{-}120$  эВ и энергетическое время жизни  $\tau_E = 4\text{-}6$  мс.

Впоследствии в 1992 г. была произведена замена вакуумной камеры установки, с большим числом диагностических патрубков, и полученная установка получила название Л-2М. Далее проводились эксперименты с ЭЦР-нагревом, последовательно с комплексами МИГ-1, МИГ-2, МИГ-3 (см. ниже).

## 2.2. Техническое описание стелларатора Л-2М

Стелларатор Л-2М (рис. 1, 2) представляет собой двухзаходный ( $l = 2$ ) классический стелларатор – систему, в которой тороидальное и полоидальное магнитные поля создаются независимыми электромагнитными системами. Установка имеет средние размеры, продольное тороидальное и квадрупольное винтовое магнитные поля, большой шир и плоскую (в отсутствие плазмы) магнитную ось [185].

Магнитные поля создаются винтовой обмоткой и тороидальными катушками, внутри которых расположена тороидальная вакуумная камера. Большой радиус тора  $R = 1$  м, средний радиус плазменного шнуря  $a_p = 0.115$  м, он же принят за радиус сепаратрисы, напряженность (индукция) магнитного поля на оси тора  $B_0 < 1.5$  Тл. Продольное магнитное поле стелларатора создается с помощью 28 токовых катушек, закрепленных на четырех алюминиевых кольцах

большого сечения. Их назначение – воспринимать радиальные механические нагрузки, возникающие в течение импульса магнитного поля. Двухзаходная винтовая обмотка имеет 7 периодов на длине тора.

Вакуумный (без плазмы) угол вращательного преобразования в установке изменяется по радиусу следующим образом:

$$\frac{\mu}{2\pi} \approx 0,175 + 0,26 \left(\frac{r}{a}\right)^2 + 0,27 \left(\frac{r}{a}\right)^4 \quad (36)$$

Здесь  $a$  – средний радиус магнитной поверхности,  $\mu/2\pi = 1/q_s$ ,  $q_s$  - фактор (запас) устойчивости. Шир в Л-2М на краю  $\mu'/\mu \approx 2,3$  и уменьшается при приближении к центру плазменного столба, например, на расстоянии 2.5 см от края  $\mu'/\mu \approx 1,7$ . Наличие в плазме стелларатора тока, обеспечивающего нагрев (как на токамаках) приводит к изменению наклона силовой линии магнитного поля, неконтролируемому изменению ширины и распределения угла вращательного преобразования по радиусу, что существенно изменяет параметры стелларатора [186].

В отличие от большинства конструкций стеллараторов с винтовыми обмотками, в данной установке винтовые проводники закреплены на внутренней поверхности разрезного тороидального силового каркаса из стеклотекстолита, охватывающего вакуумную камеру стелларатора. При этом проводники винтовой обмотки максимально приближены к вакуумной камере для увеличения преобразования поворота магнитных силовых линий, образующих вложенные магнитные поверхности.

В качестве однозначного параметра, характеризующего Трехмерные магнитные поверхности, в дальнейшем будет использоваться средний радиус магнитной поверхности  $a$  и безразмерная переменная  $x = a/a_p$ . За средний радиус вакуумной сепаратрисы также принимается  $a_p = 11.5$  см. На магнитной оси  $a \equiv 0$  и линейно растет до  $a = a_p = 11.5$  см на границе плазмы. Стандартная конфигурация соответствует значению параметра  $\epsilon = 0.228$ , где  $\epsilon$  - отношение вертикального магнитного поля к вытянутому вакуумному магнитному полю на магнитной оси. Вакуумное магнитное поле на геометрической оси тора  $B_0 = 1.34$  Т, что удовлетворяет условиям электронно-циклотронного резонанса для микроволнового нагрева плазмы.

Магнитные поверхности имеют форму эллипса, поворачивающегося по мере сдвига вдоль оси тора. Угол вращательного преобразования, создаваемый внешними проводниками в вакууме,  $\mu^*$  принимает следующие значения:  $\mu^*(x = 0) = 0.18$  на магнитной оси и  $\mu^*(x = 1) = 0.78$  на границе плазмы в так называемой "стандартной" (наиболее часто используемой) конфигурации. Большая величина радиального градиента преобразования силовых линий (так

называемый шир) обеспечивает магнитогидродинамическую устойчивость плазмы в магнитной конфигурации стелларатора Л-2М (подробнее см. ниже раздел 2.4). Проводники винтовой обмотки крепятся к силовому каркасу, состоящему из четырех тороидальных стеклопластиковых колец, в семи сечениях закрепленных на основном алюминиевом каркасе, что в совокупности обеспечивает механическую устойчивость всей системы, создающей стеллараторную конфигурацию магнитного поля.

Основные параметры установки представлены в таблице 1. Основным методом создания и нагрева плазмы является СВЧ нагрев на второй гармонике (Х-мода) электронно-циклотронной частоты. В качестве источника мощности применяются 75 ГГц гиротроны, микроволновый пучок фокусируется на магнитной оси стелларатора ( $R = 0.975$  м) до гауссового профиля (подробнее см. ниже главу 3). Также возможно использование омического нагрева, в первую очередь для изменения структуры магнитного поля, а также для вспомогательных экспериментов по настройке диагностических и технических систем установки.

Эксперименты проводились в водородной и гелиевой плазме, а предварительная боронизация стенок вакуумной камеры проводилась с использованием тлеющего разряда в гелии с добавлением карборана, что существенно снизило мощность радиационных потерь из плазмы и улучшило граничные условия между плазмой и стенкой камеры [187]. Данное усовершенствование радикально изменило поведение плазмы в течение активной фазы нагрева и на стадии свободного распада после выключения мощности нагрева.

Среднее давление плазмы в экспериментах сравнительно мало  $\langle\beta\rangle \sim 0.2$  %. Стелларатор Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева работает как квазистационарная магнитная ловушка, время плазменного импульса в так называемом стандартном режиме составляет 10 мс при малом изменении магнитной конфигурации, создаваемой при помощи внешних проводников. В некоторых экспериментах стационарную стадию импульса удавалось продлить до 20 мс, но в этом случае магнитное поле уже заметно менялось. Учитывая нестационарные фазы формирования и распада плазмы, общая длительность импульса достигает 25–45 мс.

Стандартные параметры ЭЦР-разряда в стеллараторе Л-2М следующие: средняя электронная плотность  $n_e = (0.5-3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , электронная температура в центре  $T_{e0} = 500-1500$  эВ, ионная температура  $T_i \approx 50-150$  эВ, энергия плазмы  $W = 100-800$  Дж [13]. В большинстве экспериментов с ЭЦРН  $\tau_E \sim 1-2$  мс. Установка оснащена подвижным секторным лимитером с углеродным покрытием.

Большой радиус, $R$	100 см
Радиус вакуумной камеры, $R_{ch}$	99.5 см
Средний радиус плазмы, $a_p$	11.5 см
Число заходов винта, $l$	2
Число периодов магнитного поля, $N$	14
Амплитудный коэффициент основной гармоники, $\epsilon$	0.228
Магнитное поле в центре плазмы, $B_0$	1-1.5 Т
Ток в плазме*, $I_p$	10-30 кА
Вакуумный угол вращательного преобразования в центре, $\mu_0$	0.18
Вакуумный угол вращательного преобразования на границе, $\mu_a$	0.78

\* - только в случае омического нагрева

Таблица 1. Основные параметры стелларатора Л-2М

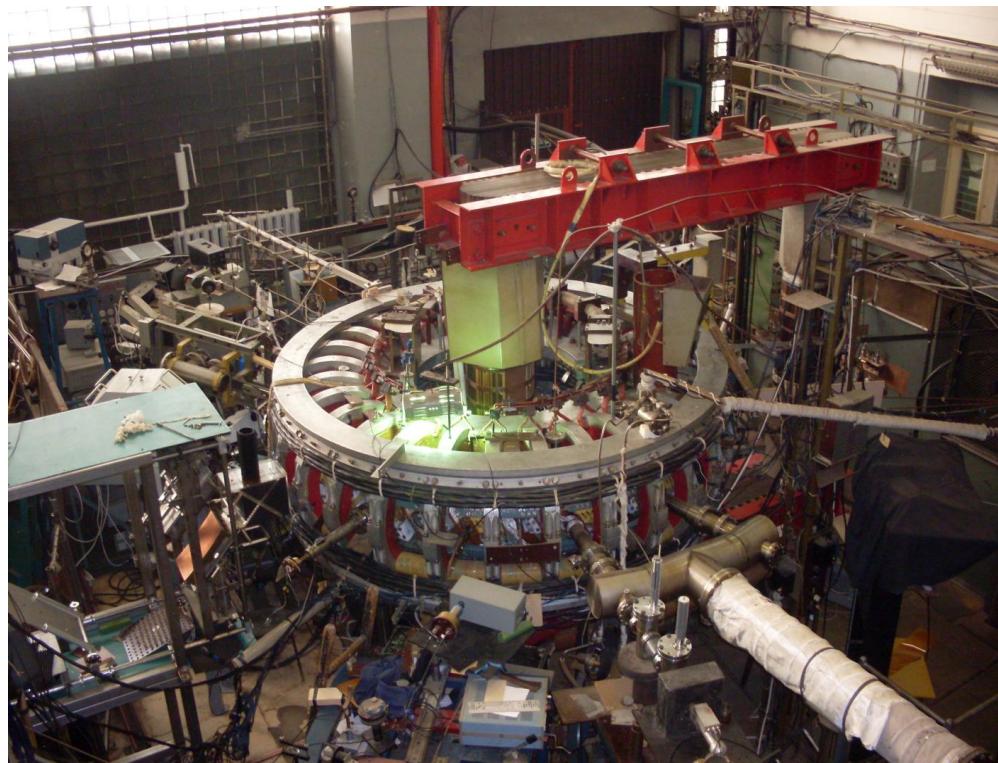


Рис. 1. Внешний вид стелларатора Л-2М.

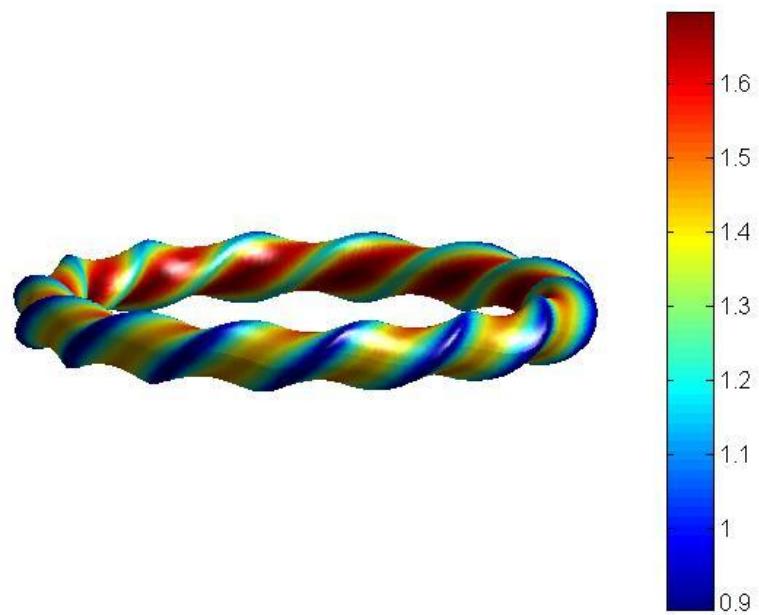


Рис. 2. Общий вид квази-симметричной сепаратрисы. Цвета соответствуют значению магнитного поля в Тл. Расчет соответствует  $\beta = 1\%$ .

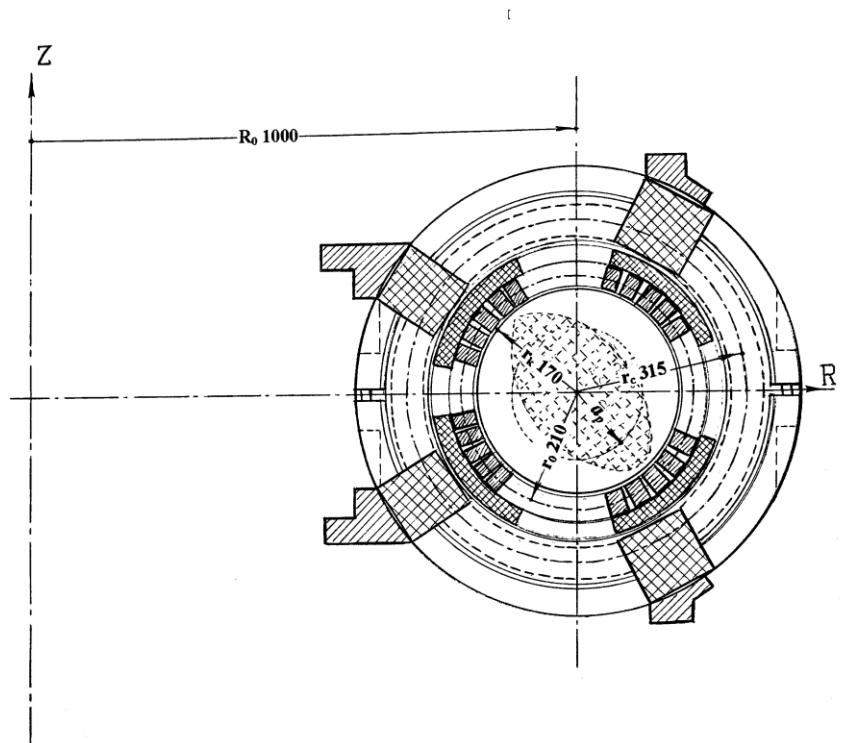


Рис. 3. Поперечное сечение магнитной системы и плазменного шнуря в стеллараторе Л-2М.

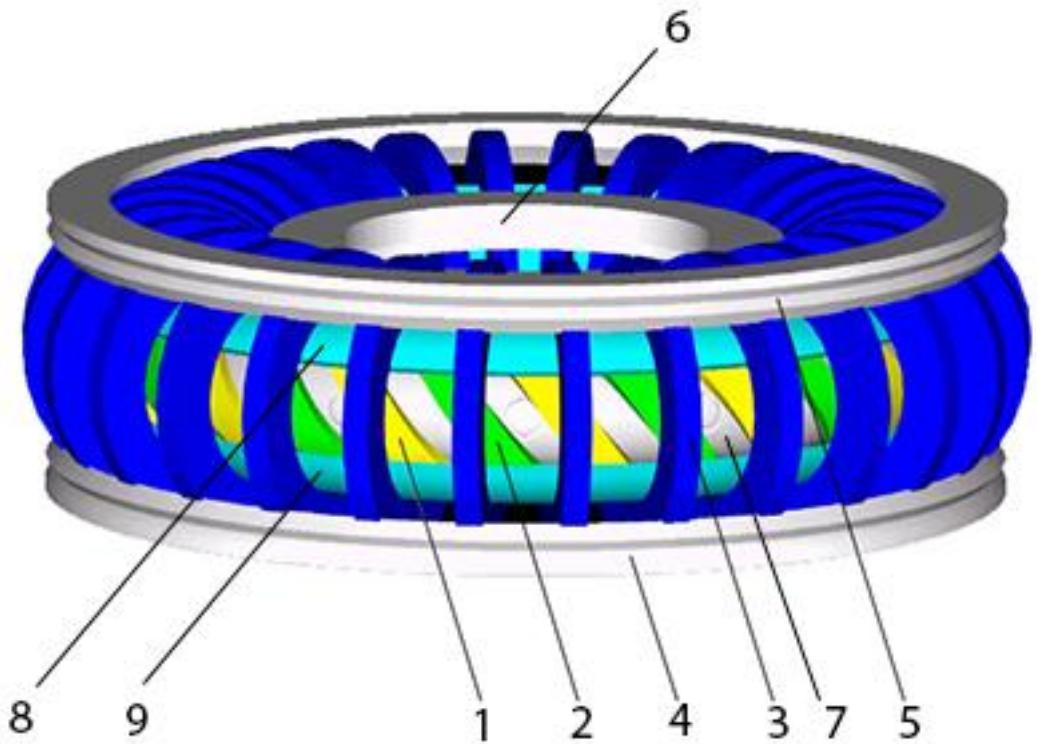


Рис. 4. Схема конструкции тороидальной магнитной системы стелларатора Л-2М.

1 и 2 – проводники двухзаходного винтового магнитного поля, 3 – катушки тороидального магнитного поля, 4, 5 и 6 – алюминиевые силовые кольца для фиксации элементов магнитной системы, 7 – видимые фрагменты тороидальной вакуумной камеры под проводниками винтового магнитного поля, 8 и 9 - разрезной тороидальный силовой каркас из стеклопластика для фиксации проводников винтового магнитного поля.

На рис. 1 приведена фотография стелларатора Л-2М, на которой видно, что внутри магнитной системы установки проходит железное ярмо трансформатора омического нагрева с площадью сечения, равной  $0.1 \text{ м}^2$ . Трансформатор на данной установке используется также для реализации технологического режима длительного прогрева и обезгаживания стенок вакуумной камеры при температуре  $250^\circ\text{C}$  для получения высокого вакуума. Принципиальная электрическая схема установки представлена на рис. 5.

Магнитные обмотки стелларатора запитываются от конденсаторной батареи ёмкостью  $C = 0.62 \text{ Ф}$  с суммарной энергией  $7 \text{ МДж}$ . Длительность импульса магнитного поля равна примерно  $0.1 \text{ с}$ . Максимального (резонансного) значения индукции  $B_0 = 1.34 \text{ Тл}$  магнитное поле достигает в момент  $t = 54 \text{ мс}$  после включения тока через последовательно соединенные проводники, создающие винтовое и тороидальное магнитные поля в стеллараторе. Продольное магнитное поле создается при помощи 4-х соленоидов (2), соединенных параллельно. Винтовая обмотка, служащая для создания полоидального магнитного поля, (3) соединена с ними последовательно. Ток в цепи создается при разрядке конденсаторных батарей (1). За время начала импульса ( $t = 0$ ) берется момент включения продольного магнитного поля. Тороидальное поле достигает

максимума на 55 мс. Время резонансного магнитного поля мало, поэтому создаваемый гиротронами СВЧ-импульс должен иметь небольшую длительностью (10 - 15 мс).

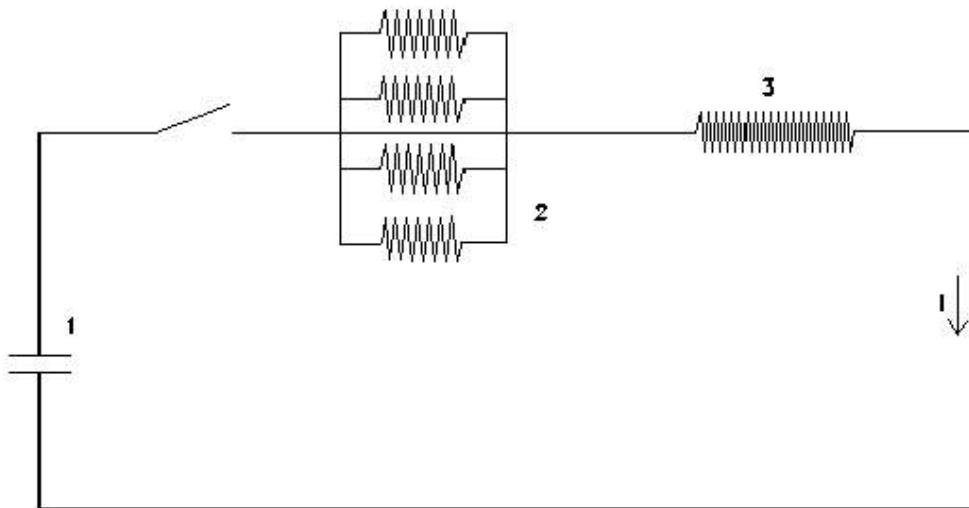


Рис. 5. Электрическая схема питания обмоток установки Л-2М.

### 2.3. Диагностический комплекс

Установка Л-2М имеет порядка двадцати различных диагностик, позволяющих измерять практически все существенные характеристики плазменного разряда. Проводятся измерения следующих макропараметров плазмы:

- 1) энергия плазмы  $W$  и поглощенная мощность ЭЦР нагрева (диамагнитные измерения),
- 2) распределение радиальной электронной температуры (диагностика, работающая в мягком рентгеновском, циклотронном и видимом диапазонах частот),
- 3) распределение радиальной электронной плотности (НСН-лазерная и микроволновая интерферометрия).

Также измеряются следующие микропараметры:

- 1) флуктуации потенциала плазмы и магнитного поля (ленгмюровские и магнитные зонды),
- 2) флуктуации плотности плазмы (рефлектометрия и рассеяние гиротронного излучения).

Подробное описание диагностических систем установлено в таблице 2.

Диагностика	Измеряемые параметры плазмы
Комбинированная диамагнитная диагностика	Энергия плазмы, поглощенная мощность ЭЦР-нагрева, оценка профиля

	давления
Вертикальный 2-мм интерферометр	Средняя по лучу электронная плотность
Интерферометр Майкельсона на основе HCN-лазера	Радиальный профиль электронной плотности
Многохордовый 2-мм интерферометр	Радиальный профиль электронной плотности
Диагностика ЭЦ-излучения	Электронная температура в центре плазмы и в области середины радиуса $x < 0.6$
Многохордовая диагностика мягкого рентгеновского излучения	Электронная температура в центре плазмы и в области середины радиуса $x < 0.5$
Спектрометрия мягкого рентгеновского излучения	Электронная температура плазмы
Спектрометрия в видимом диапазоне (излучение ионов примесей)	Электронная температура в краевой области плазмы $x > 0.9$
Магнитные зонды	МГД-возмущения
Ленгмюровские зонды	Локальные зондовые характеристики краевой области плазмы
Доплеровская рефлектометрия	Усредненные характеристики плазменной турбулентности, скорость вращения плазменного шнуря

Таблица 2. Диагностические системы стелларатора Л-2М

Подробнее об экспериментах с использованием полного диагностического комплекса см., например [188]. К основным диагностикам, применявшимся в представленной работе, относятся: диамагнитные измерения, позволяющие определять параметры энергобаланса плазмы  $W$  и  $dW/dt$ , магнитные зонды (катушки Мирнова), измеряющие электромагнитные возмущения, и ленгмюровские зонды, позволяющие исследовать локальные свойства приграничной плазмы – плавающий потенциал и ионный ток насыщения, а также оценить локальный турбулентный поток.

### 2.3.1. Электромагнитная диагностика

Для установки стелларатор Л-2М разработана комбинированная диамагнитная диагностика (КДД), позволяющая получать максимальное количество данных об энергобалансе плазмы. Для этого используется две методики измерений - стандартная

диамагнитная диагностика и система измерений полей токов Пфирша-Шлютера (токов равновесия).

Измерения диамагнетизма осуществляются общепринятым методом, то есть для этого используются тороидальные обмотки, охватывающие камеру. Связь между энергосодержанием (давлением) плазмы и изменением магнитного потока можно найти из уравнений баланса давления плазмы и давления магнитного поля. Рассмотрим связь изменения продольного магнитного потока с поперечной энергией плазмы, по которой протекает ток  $j$ , используя цилиндрическую систему координат и пренебрегая тороидальностью. Из уравнений Максвелла и уравнения равновесия

$$\Delta\Phi = \int \Delta B_z \, ds = 4\pi^2 \int_0^a \langle j_\varphi \rangle r^2 dr \quad \nabla p = [\mathbf{j}\mathbf{B}] \quad (37)$$

Выражение для изменения магнитного потока, появляющегося при наличии плазмы, можно выразить как

$$\frac{\Delta\Phi}{4\pi^2} = \tilde{\Phi}_1 + \tilde{\Phi}_2 + \tilde{\Phi}_3 = \frac{1}{B_0} \int_0^a \frac{\partial p}{\partial r} r^2 dr + \frac{a}{B_0} \int_0^a \frac{B_\varphi^J}{B_0} j_0 r^2 dr + \int_0^a \frac{B_\varphi^{st}}{B_0} j(r - \tilde{r}) r^2 dr, \quad (38)$$

где первый член обусловлен диамагнитными токами, второй - парамагнитным давлением собственного поля тока  $j$  (эти два члена определяют изменение потока для токамака), а третий представляет собой диамагнитный или парамагнитный поток, обусловленный взаимодействием стеллараторного поля с током, протекающим по плазме.

Задав геометрию стеллараторного поля, можно определить  $\tilde{\Phi}_3$ . Для двухзаходного стелларатора, аналогичного Л-2М, используя усредненные уравнения, можно получить

$$\tilde{\Phi}_3 = \frac{\varepsilon^2}{\alpha^3} \int_0^{\alpha} j(x) \left\{ 2x I_2^2(2x) + \frac{1}{4} \frac{d}{dx} \left[ x \frac{dI_2^2(2x)}{dx} \right] \right\} dx, \quad (39)$$

где  $I_2(x)$  – модифицированная функция Бесселя,  $\alpha = 2\pi/L$ ,  $L$  – шаг винта. Видно, что величина компоненты  $\tilde{\Phi}_3$  зависит от распределения плотности тока  $j(x)$  по радиусу, а знак – от взаимного направления магнитного поля и тока. Если вращательное преобразование, создаваемое током,

складывается с собственным вращательным преобразованием стелларатора, то этот член положителен, если же вычитается, то  $\tilde{\Phi}_3 < 0$ .

Далее можно найти выражение для энергии плазмы  $W$  и величины  $\beta$ :

$$W = pV = \left( \frac{B_\varphi^J}{8\pi} + \frac{B_0}{a^2} \tilde{\Phi}_3 - 2 \frac{\Delta B_0 B_0}{8\pi} \right) 2\pi^2 a^2 R \quad (40)$$

$$\beta = \frac{8\pi n(T_e + T_i)}{B_0^2} = \left( \frac{B_\varphi^J}{B_0} \right)^2 + \frac{8\pi}{a^2 B_0} \tilde{\Phi}_3 - 2 \frac{\Delta B_0}{B_0}$$

где  $B_0$  - магнитная индукция на оси камеры,  $T_e$  и  $T_i$  - соответственно электронная и ионная температура плазмы,  $a$  - средний радиус плазменного шнура,  $B_\varphi^J$  - поле тока, текущего вдоль магнитной поверхности,  $\Delta B_0$  - изменение магнитного поля, связанное с диамагнетизмом,  $V$  - объем плазмы,  $R$  - большой радиус установки.

Таким образом, измерение энергии для стелларатора с током представляет значительные трудности. Однако при отсутствии омического тока, когда компоненты  $\tilde{\Phi}_2 = \tilde{\Phi}_3 = 0$ , изменение потока  $\Delta B_0 = \Delta\Phi/\pi a^2$  определяется только диамагнитным эффектом, следовательно, оно пропорционально энергии плазмы.

Измерения осуществляются при помощи двух тороидальных обмоток, расположенных в разных сечениях установки, на внешней стенке камеры. Кроме того, имеется несколько компенсационных обмоток большего радиуса, расположенных на боковых поверхностях катушек тороидального поля. Схема подключения измерительной системы к установке представлена на рис. 6. Компенсация паразитных сигналов осуществляется в два этапа. Для основной компенсации (компенсации продольного магнитного поля) используется обмотка другого радиуса. Из сигнала  $F + dF$  (измерительная обмотка) вычитается сигнал  $A + dA$  (компенсирующая обмотка). Кроме того, используется механизм так называемой дополнительной компенсации, сущность которой состоит в следующем.

Так как измерительная обмотка охватывает камеру, то при вычислении энергии необходимо учитывать изменение магнитного потока, обусловленное проводящей камерой. В упрощенном виде зависимость поля камеры от времени пропорционально производной тороидального поля (то есть имеет характер косинуса), кроме того, камера имеет собственную

постоянную времени  $\tau = 150$  мкс. Данный эффект необходимо скомпенсировать (согласно расчетам, наводка от камеры превышает сигнал от плазмы на два порядка).

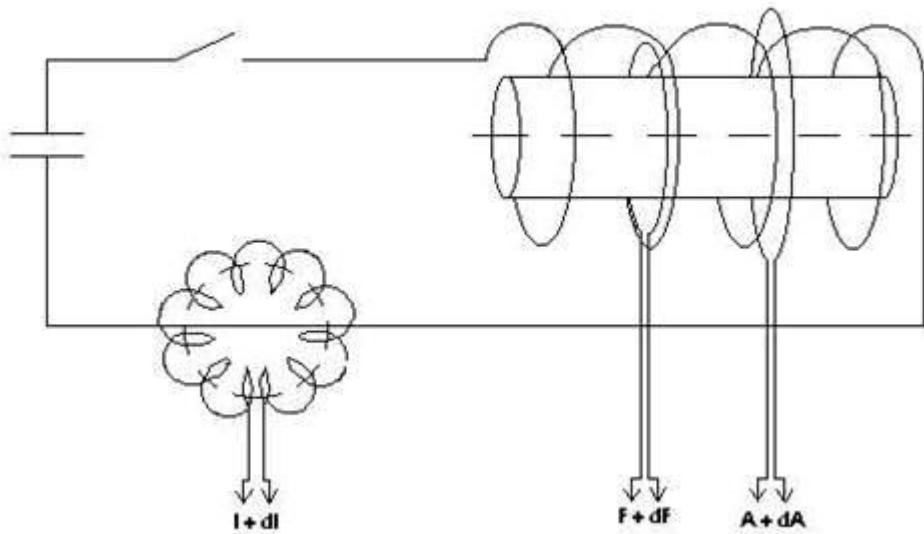


Рис. 6. Схема измерения магнитных потоков с помощью диамагнитной диагностики.

Для дополнительной компенсации используется сигнал с пояса Роговского, измеряющего ток в цепи соленоида ( $I_s + dI_s$ ). Далее, при помощи специальной схемы, формируется сигнал, аналогичный вкладу камеры, и вычитается из основного сигнала. Полученный сигнал поступает в систему КАМАК и на компьютер.

После дополнительной компенсации остается некомпенсированной наводка, связанная в первую очередь с юстировкой системы. Исходя из того, что она слабо меняется на протяжении нескольких плазменных импульсов, для ее компенсации периодически записывается диагностический сигнал в отсутствие плазмы, при наличии только продольного поля, так называемая нулевая. После вычитания нулевой остается рабочий сигнал. С учетом коэффициента усиления он имеет размерность производной энергии по времени. После временного интегрирования сигнала во временных рамках плазменного разряда можно получить энергию. О методике диамагнитной диагностики в стеллараторе Л-2М см. также [189].

Второй диагностикой, позволяющей непосредственно измерять энергосодержание плазмы, является система измерения дипольной компоненты магнитного поля, создаваемой токами Пфириша-Шлютера, или токами равновесия. Поскольку при наличии плазмы в системе магнитное поле  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_\beta$ , где  $\mathbf{B}_0$  - первоначальное (неискаженное) магнитное поле,  $\mathbf{B}_\beta$  - поправка, обусловленная конечным давлением плазмы, то по измерениям  $\mathbf{B}_\beta$  также можно

проводить оценки энергии плазмы. Важной особенностью измеряемого сигнала является то, что он, в отличие от сигнала диамагнитной диагностики, зависит от  $\mu$ . Измерения вертикальной компоненты поля производится с помощью седловидной обмотки (рис. 7).

Диамагнитная диагностика и измерение полей токов Пфирша-Шлютера вместе представляют собой комбинированную диамагнитную диагностику (КДД), впервые созданную и апробированную на стеллараторе Л-2М. В экспериментах по электронно-циклotronному нагреву бестоковой плазмы было установлено наличие всех основных теоретических выводов, базирующихся на условиях равновесия плазмы в стеллараторе. КДД дает возможность определить: энергию плазмы, профиль давления, эффективность поглощения мощности электронно-циклotronного нагрева, условие энерговклада при изменении условий резонанса, изменение условий равновесия плазмы при вариации магнитной конфигурации (изменение угла вращательного преобразования, профиля угла вращательного преобразования), влияние размера плазмы, энергобаланс плазмы, установление особенностей энергобаланса, создание базы данных для установления основных глобальных закономерностей энергобаланса (в том числе скейлингов).

Существенным достижением комбинированной диагностики стала возможность оценивать изменение (обострение или уплощение) радиального профиля давления плазмы при тех или иных изменениях параметров удержания. Принцип данного измерения следующий.

Компоненты магнитного поля, измеряемые соответственно диагностикой Пфирша-Шлютера и диамагнитной, имеют вид:

$$\begin{aligned} B_{PS} &\approx \frac{\beta_0}{2} \left( \frac{1}{r^2} \int_0^a x^2 \frac{1}{\mu} \frac{1}{p_0} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \\ B_{dia} &\approx \frac{\beta_0}{2} \left( \int_0^a x^2 \frac{1}{p_0} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \end{aligned} \quad (41)$$

Внешнее магнитное поле, нормализованное на диамагнитный поток (энергию плазмы) можно записать в следующем виде:

$$b_v = \frac{B_{PS}}{B_{dia}} = \frac{\frac{\beta_0}{2} \left( \frac{1}{r^2} \int_0^a x^2 \frac{1}{\mu} \frac{1}{p_0} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right)}{\frac{\beta_0}{2} \left( \int_0^a x^2 \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{p_0} dx \right)} \sim \frac{W_{PS}}{W} \quad (42)$$

$W_{PS}$  – энергия плазмы, определяемая по измерениям вертикального поля. Переменная  $b_v$  одновременно связана со значением и профилем угла вращательного преобразования  $\mu$  и

профилем давления плазмы  $p(x)$ , так что ее можно использовать для оценки формы профиля давления.

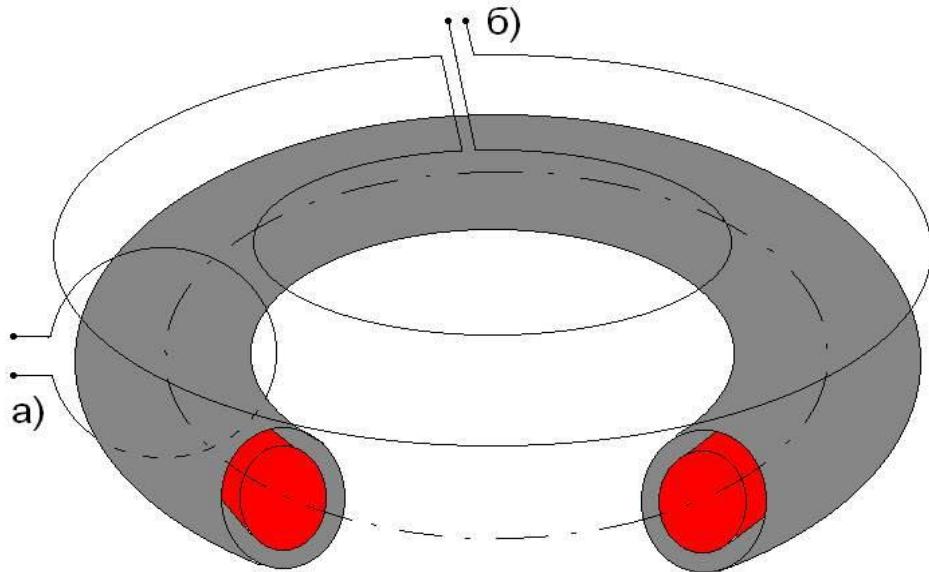


Рис. 7. Расположение обмоток для измерения диамагнитного эффекта (а) и полей токов Пфирша-Шлютера (б) относительно камеры и плазменного шнуря стелларатора Л-2М.

### 2.3.2. Зондовые диагностики

Для изучения локальных электромагнитных возмущений и анализа электромагнитных корреляций в установке Л-2М имеется система из 12 магнитных зондов (катушек Мирнова), расположенных в различных тороидальных и полоидальных сечениях установки. Магнитные зонды располагались снаружи вакуумной камеры в патрубках перед кварцевыми окнами для уменьшения экранирующего действия камеры. В работе используется система локальных магнитных зондов [190], установленных в тороидальном и полоидальном направлениях, напротив диагностических окон.

Форма магнитных поверхностей в стеллараторе Л-2М меняется при продвижении вдоль оси системы. Однако для измерений доступны только так называемые стандартные сечения, расположенные через один период винтового поля. Для того чтобы идентифицировать объекты, расположенные в разных стандартных сечениях, необходимо ввести дополнительную систему координат.

Для обозначения положения зондов используется цилиндрическая система координат  $\{R, \phi, Z\}$ ;  $\phi$  - угловая продольная координата. Обычно использовались две основные конфигурации магнитных зондов, измеряющих полоидальные компоненты (то есть компоненты  $R$  и  $Z$  в

зависимости от положения зонда) флюктуирующего магнитного поля. В рамках одной конфигурации три зонда были расположены в одном поперечном сечении (в положениях  $R = 117.5$  см,  $Z = 0$  и  $R = 100$  см,  $Z = \pm 17.5$  см), четыре других зонда были расположены в разных положениях в  $\varphi$  и  $R = 100$  см,  $Z = 17.5$  см. В рамках второй конфигурации все зонды располагались в разных положениях при  $\varphi$  и  $R = 100$  см,  $Z = 17.5$  см.

В некоторых случаях для определения положения зондов удобно использовать квазитороидальную систему координат  $\{\rho, \theta, \varphi\}$ , связанную с обычной цилиндрической  $\{R, \varphi, Z\}$  следующим образом:  $R = R_0 + \rho \cos\theta$ ,  $Z = \rho \sin\theta$  ( $\theta$  и  $\varphi$  - соответственно полоидальная и тороидальная угловые координаты). Из-за конструктивных особенностей установки зонды размещены рядом со стеклами, расположенными в патрубках системы, на расстоянии 17.5 см от положения геометрического центра плазменного шнуря  $R = 100$  см,  $Z = 0$ , то есть имеют две общие координаты  $\rho = 17.5$  см,  $\theta = \pi/2$  и находятся в разных положениях по  $\varphi$ .

Диагностика обладает высокой пространственной и временной разрешимостью. С помощью данной диагностики можно получить производную локального магнитного поля (осциллирующий сигнал) и восстановить само значение флюктуаций полоидального магнитного поля  $\delta B_{\text{pol}}$  и относительные значения флюктуирующего магнитного поля  $\delta B_{\text{pol}}/B_0$ . Подобная методика обычно применяется для корреляционного анализа сигналов, регистрируемых в различных точках по большому и малому радиусам тора, позволяя таким образом фиксировать образования (винтовые моды), располагающиеся вдоль всего плазменного шнуря. Также возможен взаимный корреляционный анализ с ленгмюровскими зондами, позволяющий изучать электромагнитные эффекты в плазме тороидальной установки.

Кроме магнитных зондов, измеряющих полоидальную компоненту осциллирующего магнитного поля, периодически использовался зонд, измеряющий тороидальную компоненту. Оказалось, что полоидальная компонента осциллирующего магнитного поля существенно (более чем на порядок величины) больше тороидальной компоненты. Было обнаружено, что сигнал зонда создается преимущественно возмущениями, сильно вытянутыми в тороидальном направлении. Величина сигнала растет с ростом энергии плазмы приблизительно как  $\sqrt{\beta}$ . Осцилляции вращаются в направлении электронного диамагнитного дрейфа. К сожалению, с помощью имеющейся системы магнитных зондов не удается определить гармоники сигнала в продольной координате  $\varphi$ . Тем не менее, возможны грубые оценки путем разложения сигнала в Фурье-спектр, обрезка частей спектра с помощью фильтров и корреляционный анализ частей спектров сигналов с разных зондов. После этого для частей спектра сигналы восстанавливаются и исследуются корреляции восстановленных сигналов.

Для измерения локальных характеристик краевой области плазмы на установке Л-2М используется система электростатических (Ленгмюровских) зондов. В экспериментах использовались три подвижных Ленгмюровских зонда, расположенные в различных координатах на камере установки. Два из них – трехштырьковые зонды.

Ленгмюровские зонды измеряют не непосредственно  $n$  и  $\Phi$ , а плавающий потенциал

$$V_f = \Phi + A \frac{kT_e}{e} \quad (43)$$

и ионный ток насыщения

$$I_{\text{sat}} \sim n \sqrt{(T_i + T_e)} \quad (44)$$

Здесь  $A$  - постоянная ( $A \sim 3$  в случае водорода),  $k$  и  $e$  – соответственно постоянная Больцмана и модуль заряда электрона,  $T_i$  и  $T_e$  соответственно ионная и электронная температуры. Во всем интересующем нас частотном интервале (1-40 кГц) электроны не могут считаться изотермическими с  $\gamma = 1$ . Роль флуктуаций электронной температуры  $\delta T_e$  будет оценена ниже. В то же время роль флуктуаций ионной температуры  $\delta T_i$  остается к настоящему времени неисследованной.

Два штырька каждого из тройных зондов, вытянутые перпендикулярно магнитной поверхности и полоидально разделенные ( $\Delta\theta = 0.4$  см) использовались для измерения значения плавающего потенциала  $V_f$  и его полоидальной производной. Третий штырек настроен при фиксированном напряжении в режиме измерения ионного тока насыщения  $I_{\text{sat}}$ . Каждый из электродов представляет собой цилиндр длиной 0.2 см и диаметром 0.05 см. В подавляющем большинстве случаев использовался тройной зонд, который проникает перпендикулярно в плазму в нижней части системы и носит условное название “ver”. Положение зондов относительно системы схематически представлено на рис. 8. Зонды вводились в плазму вглубь от сепараторы; в подобных экспериментах использовались сходные разряды со средними параметрами плазмы ( $n_e \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $W \sim 400 \text{ Дж}$ .)

В подобных условиях разряда при вводе зонда внутрь сепараторы на глубину до 1 см возмущения, вызванные зондом, пренебрежимо малы. Чтобы гарантировать корректность измерений, глубина 1.0 см была принята за максимальную. Частота оцифровки зондов 1 МГц. В периферийной области, где проводятся измерения с помощью зондов, изменения магнитных поверхностей, вызванные наличием плазмы, минимальны.

Во многих случаях тройной Ленгмюровский зонд используется для измерения локального турбулентного потока.

$$\Gamma = \tilde{n} \frac{\Delta \tilde{\Phi}}{a \Delta \theta_B} \sim \delta I_{\text{sat}} \frac{\Delta V_f}{a \Delta \theta} \quad (45)$$

Здесь  $\Gamma$  - нормальная компонента турбулентного потока частиц, вызванного электрическим дрейфом,  $\Phi$  - электрический потенциал плазмы, волновой индекс означает колебания,  $\theta$  - полоидальный угол на магнитной поверхности. В противоположность токовым плазмам в данном случае единственный источник плазменных неустойчивостей – тепловая энергия плазмы.

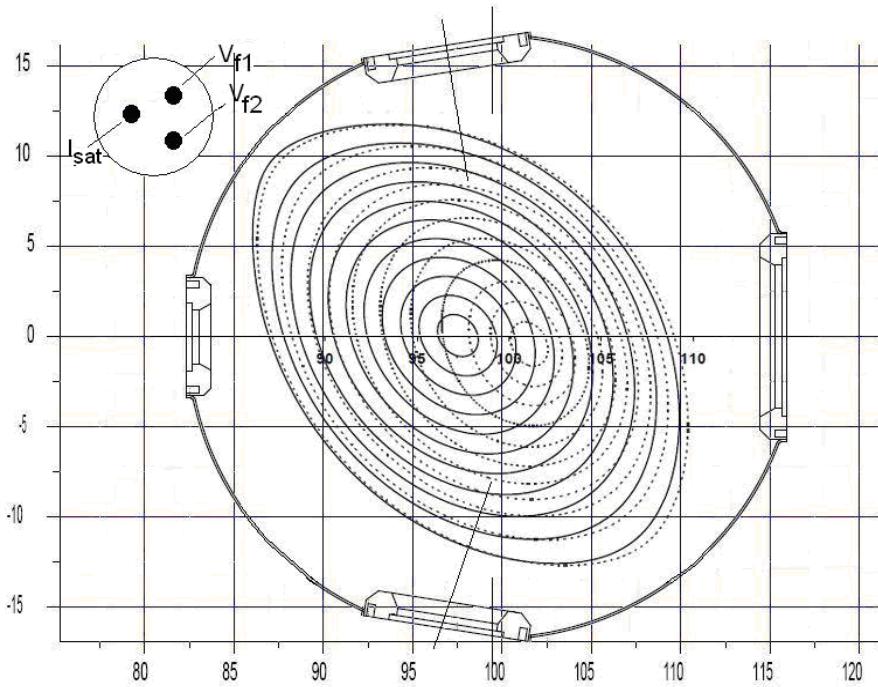


Рис. 8. Структура магнитных поверхностей в случае вакуума (сплошные линии) и при наличии плазмы (штрихованные линии). В нижней и верхней части рисунка сплошные прямые линии указывают направления движения ленгмюровских зондов. В левом верхнем углу схематически представлена головка зонда.

Объясним используемую методику измерения локального турбулентного потока. Электрический дрейф заряженных частиц можно представить в виде  $nv = n[\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2$ , где  $n$ ,  $v$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  – соответственно плотность, скорость, электрическое и магнитное поле. В случае малого давления плазмы ( $\beta \ll 1$ )  $B^2$  можно заменить на его вакуумное значение. При подобной замене приходится использовать электростатическую парадигму, что в целом не оправдано экспериментально. В нашем частом случае из измерений магнитных зондов выявлено, что относительное значение осцилирующего полоидального магнитного поля  $B_{\text{pol}}$  мало ( $B_{\text{pol}} / B_0 \sim 10^{-5}$ ). При этих условиях мы можем уверенно заменить  $B$  его вакуумным значением.

В отличие от токонесущей плазмы, в нашем случае основным источником неустойчивостей можно считать тепловую энергию плазмы. Очевидно, что последнее предположение нарушается для сильно локализованных возмущений (которые не могут быть зарегистрированы магнитными зондами, расположенными на некотором расстоянии от границы плазмы). При этом (предполагая, кроме того, большие длины волн в продольном направлении) величина  $\Gamma = \tilde{n}(\Delta\Phi/a\delta\theta)/V$  является нормальной составляющей турбулентного потока частиц, вызванного электрическим дрейфом.

В большинстве исследований флюктуации температуры постулируются пренебрежимо малыми. Если учитывать флюктуации электронной температуры, можно отметить заметные изменения турбулентного потока и его статистических свойств. Следовательно, в принципе есть много физических ограничений в точности подобных измерений. О возможностях корректного измерения турбулентного потока с помощью зондов см, например [191].

В эксперименте наряду с тройным зондом “ver”, расположенным в нижней части вакуумной камеры, использовался и одинарный зонд “up”, расположенный в верхней части установки (рис. 8). Измерения локальных электростатических параметров плазмы и турбулентного потока в первую очередь анализировались для зонда “ver”. Ниже в случае, когда используются данные с обоих зондов, используются наименования: для зонда “ver” - соответственно плавающий потенциал  $V_{ver}$ , а для зонда “up” –  $V_{up}$ . На рис.8 представлены направления движения зондов “ver” и “up” относительно угла  $\theta$ . В данном случае равновесные магнитные поверхности рассчитаны для случая бестоковой плазмы (когда полный ток, текущий через сечение каждой магнитной поверхности, равен нулю),  $\langle\beta\rangle = 0.2\%$ ,  $\beta \sim (1 - x^2)^3$ . Положение ленгмюровских и магнитного зондов зонда, а также диагностики рефлектометрии, относительно камеры установки представлено на рис. 9.

В определенной выше системе координат угловые координаты основного зонда  $\theta_{ver} = -\pi/2$ ,  $\phi_{ver} = 0$ , а вспомогательный зонд находился в положении  $\theta_{up} = \pi/2$ ,  $\phi_{up} = 4\pi/7$ . Таким образом, зонды разнесены на расстояние  $\sim 180$  см и  $\sim 30$  см соответственно в тороидальном и полоидальном направлении.

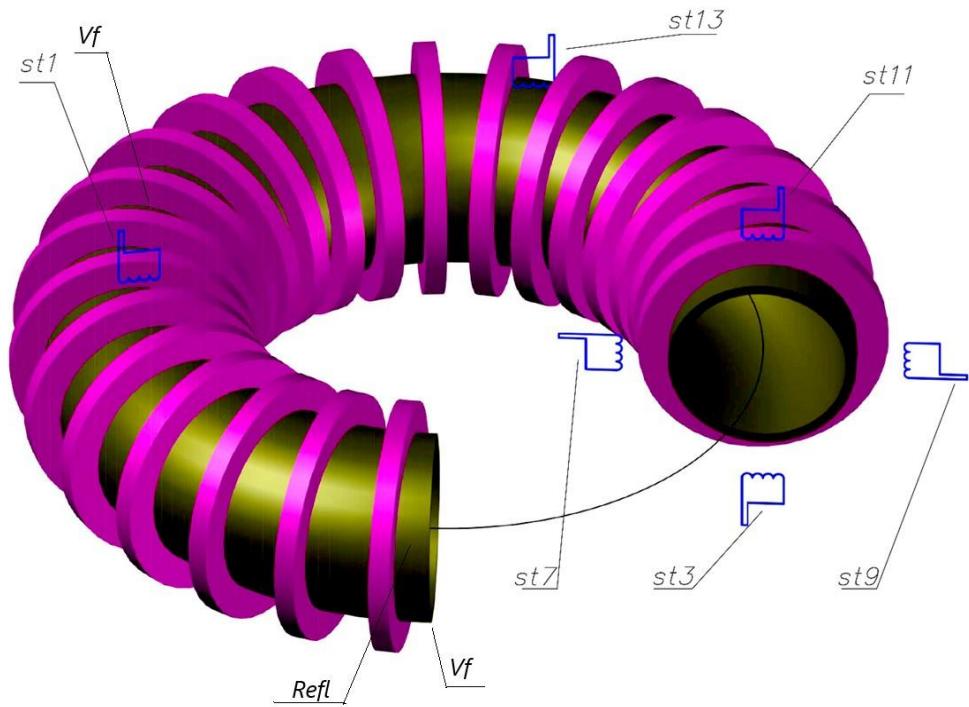


Рис. 9. 3D модель установки и положение высокочастотных диагностических систем – магнитных зондов (st), ленгмюровских зондов (Vf) и рефлектометрии (Refl).

### 2.3.3. Диагностики излучения

Диагностическая система регистрации электромагнитного излучения включает в себя измерения в жестком рентгеновском (обзорная камера) и мягким рентгеновским (два спектрометра МРИ KEVEX и многохордовая диагностика МРИ «Диарен»), ВУФ, оптическом и СВЧ-диапазонах. Подробнее о диагностиках см. статьи [192, 193]. Ни рис. 10 показано размещение диагностики МРИ на установке Л-2М.

Существенным для приборов, входящих в диагностический комплекс МРИ является их способность взаимно дополнять друг друга. Это, в свою очередь, обеспечивает необходимую достоверность и оперативный простор измерений.

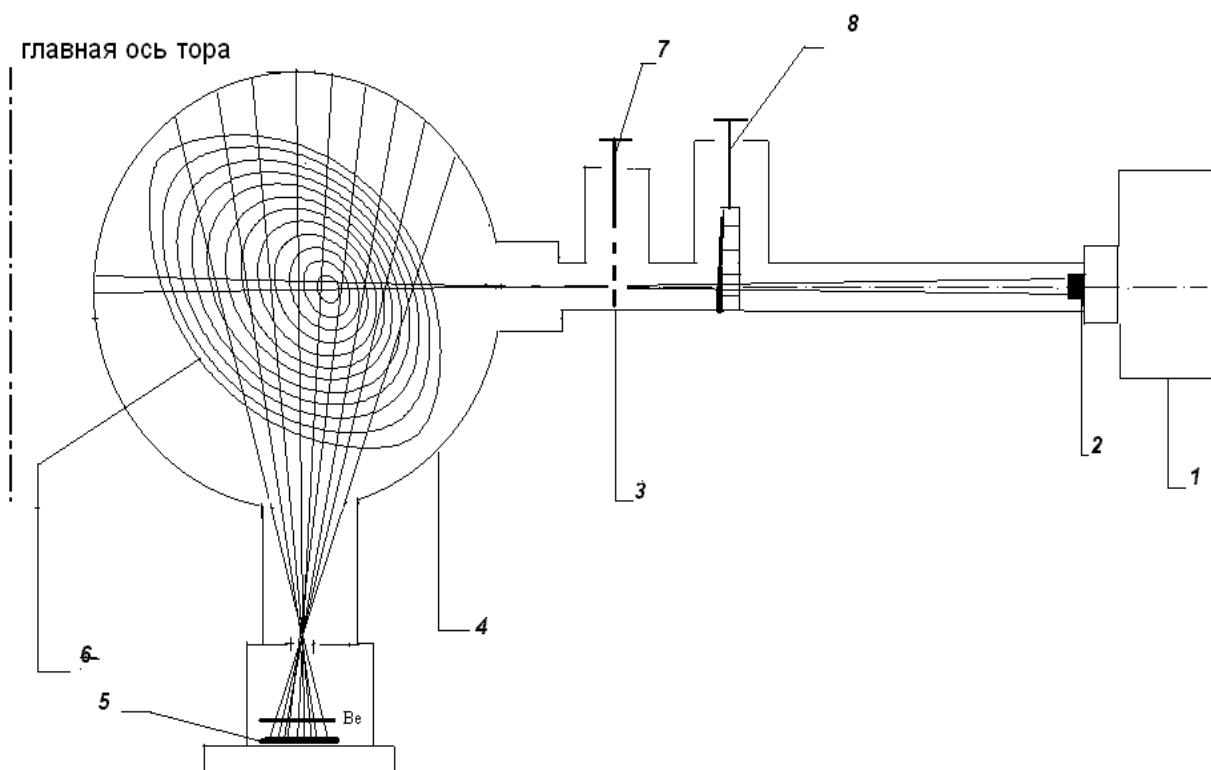


Рис. 10. Схема размещения диагностического комплекса мягкого рентгеновского излучения на стеллараторе Л-2М. 1 – спектрометр мягкого рентгеновского излучения KEVEX, 2 – детектор спектрометра, 3 – линейка диафрагм, 4 – поперечное сечение камеры стелларатора, 5 – линейка детекторов прибора «Диарен», 6 – поперечное сечение плазменного шнура, 7 – механизм перемещения линейки диафрагм, 8 – механизм перемещения набора фольг.

Второй базовой диагностикой для измерения пространственного распределения электронной температуры является диагностика электронного циклотронного излучения из плазмы (ЭЦИ). Подробно о диагностике ЭЦИ и интерпретации измерений см. [194-196].

Диагностики SXR и ЭЦИ позволяют получать распределение электронной температуры плазмы в центральной области шнура ( $x \leq 0.6$ ).

#### 2.3.4. Микроволновые диагностические системы

Измерение электронной плотности на установке осуществляется с помощью трех интерферометров:

- 1) 2мм однопроходный СВЧ интерферометр для измерения плотности по центральной вертикальной хорде.

2) 2мм двухпроходный сканирующий интерферометр для измерения по 6 горизонтальным хордам [197].

3) Лазерный интерферометр Майкельсона на основе HCN-лазера с двухпроходным сканированием по 7 горизонтальным хордам [198].

Положение хорд микроволновых интерферометров представлено на рис. 11.

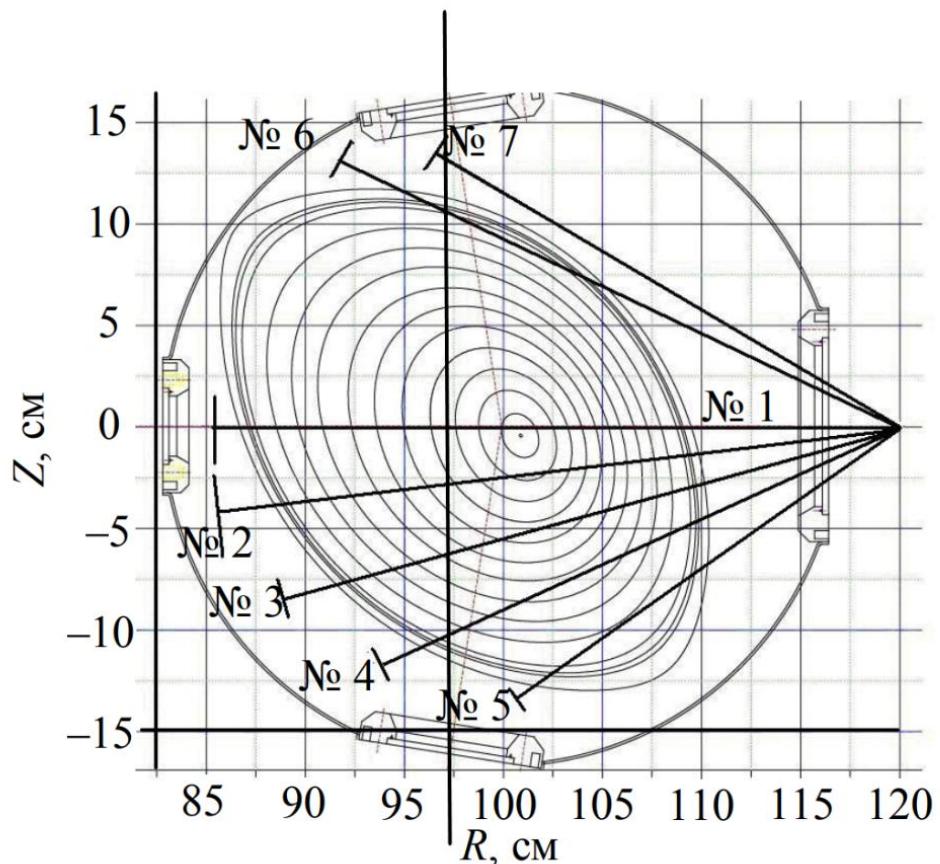


Рис. 11. Хорды микроволновых интерферометров – однопроходного опорного и двухпроходного сканирующего.

Также на установке применяются диагностики прошедшего, малоуглового и Брэгговского рассеянного излучения. (Об измерениях и их интерпретации см. [199-201]) и диагностика доплеровской рефлектрометрии [202, 203].

Флуктуации плотности измерялись несколькими методами по рассеянию СВЧ-излучения одного из гиротронов (так называемого первого гиротрона, используемого для ионизации и пробоя разряда). Линейно поляризованное СВЧ-излучение гиротрона расщепляется на входе в плазму на X-волну (необыкновенную) и O-волну (обыкновенную). Около 90% мощности излучения гиротрона приходится на X-волну. Регистрация обратного рассеяния X-волны, поглощаемой в центре плазменного шнуря, позволяет определять коротковолновые флуктуации концентрации плазмы с волновым числом  $k_{\perp} = 30 \text{ см}^{-1}$ . Длинноволновые флуктуации с волновым числом  $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$  регистрируются с помощью метода малоуглового рассеяния O-

волны. Таким образом, измерялись характеристики флуктуаций плотности, усредненные по сечению плазменного шнуря.

Регистрировалась компонента поля отраженного и рассеянного назад СВЧ-излучения, коллинеарная полю в падающей волне. Это соответствовало регистрации поля отраженной Х-волны. Для регистрации рассеянного излучения была использована схема гомодинного детектирования. В такой схеме частоты флуктуаций плотности регистрируются в спектре как результат интерференции опорного и рассеянного потоков СВЧ-излучения. Осциллирующая компонента рассеянного излучения пропорциональна квадрату флуктуаций плотности плазмы, усредненному по объему рассеяния.

В данных измерениях необходимо учитывать отражение СВЧ-излучения. Расчетные значения коэффициента отражения (по мощности) необыкновенной волны от области резонанса на второй гармонике гирочастоты электронов сильно зависят от плотности плазмы и электронной температуры в резонансной области. Флуктуации плотности усредняются по оси СВЧ пучка от границы плазменного шнуря до области гирорезонанса. При падении плотности в течение разряда сигнал пропорциональный  $\tilde{n}^2$  падает, при растущей плотности – этот сигнал подрастает. Необходимо отметить, что речь идет о регистрации отражения по СВЧ-лучу назад, что в магнитной конфигурации стелларатора Л-2М означает регистрацию эффекта диффузного отражения. Изучение отражения СВЧ-волн от области ЭЦР-нагрева показало расхождение результатов измерений с расчетами зеркального отражения излучения от области гирорезонанса в рамках одномерной модели.

#### 2.4. Модель удержания плазмы в магнитном поле

В данном параграфе даны теоретические оценки удержания плазмы в стеллараторе Л-2М, магнитная структура плазменного шнуря и возможные при данной конфигурации крупномасштабные неустойчивости. Трехмерные магнитные поверхности легко параметризуются при помощи однозначного преобразования. В качестве параметра в дальнейшем будет использоваться средний радиус магнитной поверхности  $a$  и безразмерная переменная  $x$ . На магнитной оси  $a \equiv 0$  и линейно растет до  $a = a_p = 11.5$  см на границе плазмы,  $x = a/a_p$ .

Теоретическая модель устойчивости плазмы в установке Л-2М в первую очередь базируется на принципах относительно малого давления плазмы  $\langle\beta\rangle \sim 0.2\%$ . Небольшой положительный (то есть увеличивающий вакуумное вращательное преобразование) бутстрэпток согласно оценкам имеет амплитуду  $I_p \sim 1$  кА и не может существенно изменить шир. Ток подобной амплитуды не способен критически нарушить равновесие и быть движущей силой

для развития крупномасштабных неустойчивостей. Заметим, что равновесие и МГД-устойчивость плазмы в стеллараторе Л-2М изучались как теоретически, так и экспериментально [204, 205].

Стандартная вакуумная магнитная конфигурация обладает магнитным горбом по всему объему плазмы. Однако за счет эффекта самостабилизации в центральной части плазменного шнуря (для координат  $x < 0$ ) образуется магнитная яма. При этом идеальные перестановочные МГД-моды устойчивы в центральной части плазменного шнуря за счет магнитной ямы, а во внешней области - за счет шири. При условиях эксперимента на краю плазменного шнуря ( $x > 0.6$ ) расположена зона магнитного горба, и в силу этого заведомо неустойчивы резистивные перестановочные МГД-моды, которые не могут быть стабилизированы широм. В случаях с низкими значениями параметра  $\beta$  подобные неустойчивости могут привести только к росту переноса. Можно также отметить, что в исследуемой области градиенты электронной и ионной температур плазмы значительно меньше градиента плотности; и в силу этого электростатические температурно-градиентные моды вряд ли возможны, но требуется более подробный анализ возможности их развития.

На рис. 12а представлены расчетные вакуумные магнитные поверхности и магнитные поверхности в присутствии плазмы. Рассматривалась ситуация с нулевым полным током. Для расчеты были взяты следующие параметры:  $\langle\beta\rangle = 0.2 \%$ , профиль давления плазмы относительно пикированный  $p(x) \sim (1 - x^2)^3$ . Видно, что наибольший сдвиг поверхностей происходит в центральной области плазменного шнуря, в то время как на сепаратрисе сдвиг сравнительно мал. При расчете использовался асимптотический метод [206]. Взятый при моделировании профиль давления плазмы слегка более пикирован, чем в эксперименте, значение параметра  $\beta$  выбрано наибольшим возможным в рамках представленных экспериментов. Согласно этому, на рис. 12а представлен максимальный возможный сдвиг магнитных поверхностей (представлен в одном из стандартных сечений, в которых расположены диагностические системы установки).

Видно, что центральная область плазмы испытывает существенный сдвиг из-за малых значений угла вращательного преобразования, причем вызванные наличием плазмы изменения внешнего магнитного поля несущественны. Зависимость угла вращательного преобразования  $\mu$  от среднего радиуса магнитных поверхностей и положение рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка представлены на рис. 12б. Связанные с плазмой изменения угла вращательного преобразования заметны в центральной части плазменного шнуря и практически отсутствуют на краю плазмы. На рис. 12б отмечены также положения рациональных магнитных поверхностей низшего порядка (2/3 и 3/4). Для оценки здесь также отмечено положение следующего по порядку резонанса (5/7). Положение магнитных

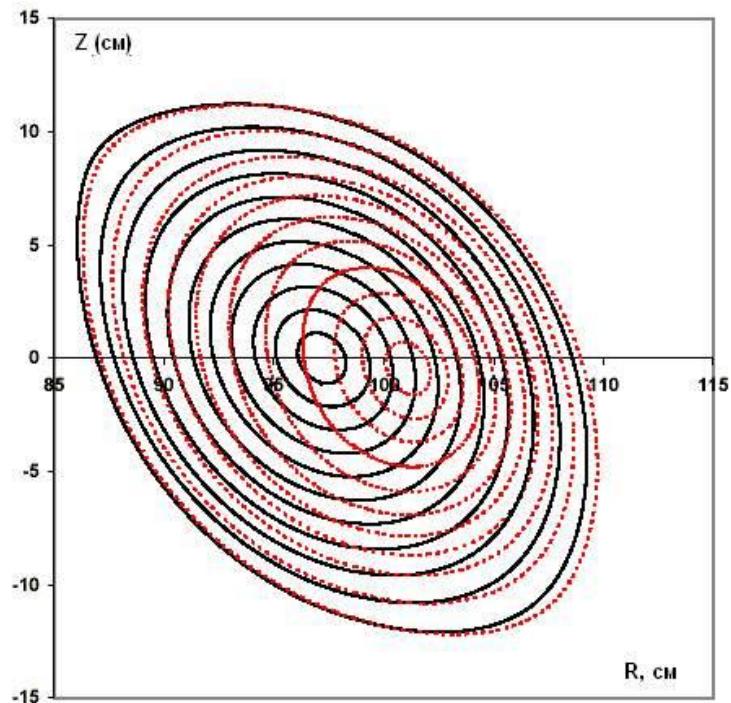
поверхностей также измерялось экспериментально, результаты измерений в целом совпадают с расчетами.

Дополнительный аргумент в пользу того, что идеальные МГД-моды не развиваются в представленных ниже режимах работы установки, состоит в следующем. В отдельных экспериментах для изменения магнитной конфигурации использовалось вертикальное магнитное поле. Сдвиг внутрь небольшим магнитным полем порядка  $\epsilon_v \sim 0.3\%$  увеличивает энергию плазмы (для заданной средней плотности плазмы и мощности нагрева), что соответствует предсказаниям неоклассической теории. Здесь  $\epsilon_v$  - отношение вертикального магнитного поля к продольному вакуумному магнитному полю для положения магнитной оси.

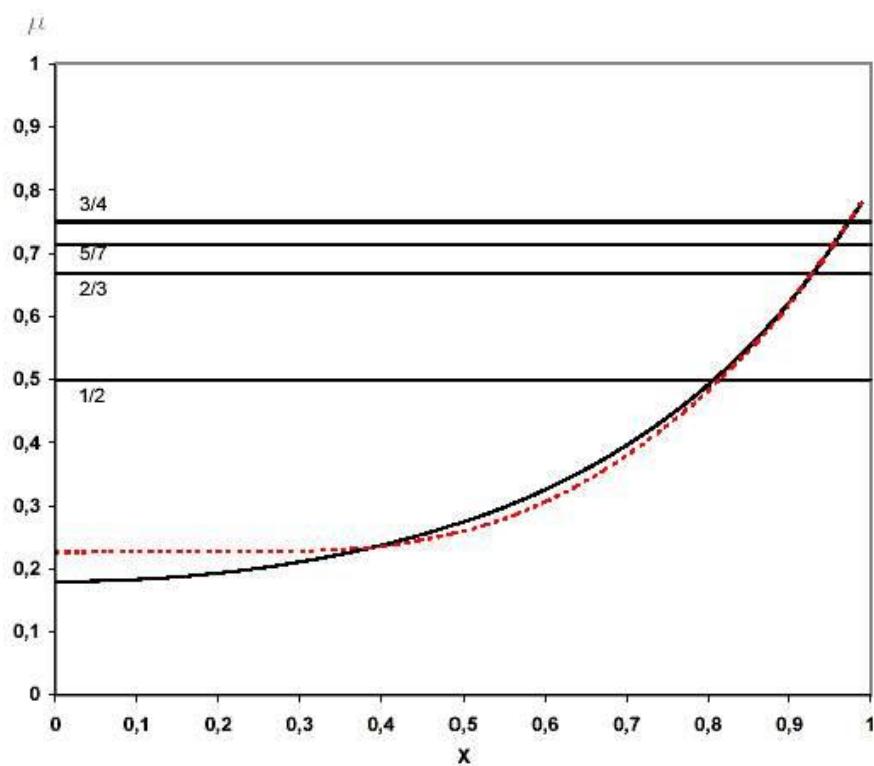
Были проведены эксперименты, в которых магнитные поверхности были смещены внешним вертикальным полем  $\epsilon = \pm 0.3\%$ . Влияние однородного вертикального магнитного поля на магнитную конфигурацию сильно отличается от влияния индуцированного плазмой вертикального поля. При  $\epsilon = \pm 0.3\%$  разница смещений осей конфигураций составляет  $\sim 3.3$  см, разница в смещениях сепаратрисы составляет  $\sim 0.8$  см. С теоретической точки зрения такие сдвиги могут сильно изменить устойчивость идеальных МГД-мод. В ходе экспериментов не было обнаружено никаких видимых различий в эволюции параметров плазмы. При  $\epsilon_v > 0.5\%$  сдвиг внутрь вызывает видимую деградацию удержания из-за развития идеальных МГД-мод. Сдвиг наружу вызывает улучшение устойчивости плазмы, но заметно уменьшает ее энергию. Такая деградация может быть объяснена уменьшением объема плазмы из-за ее взаимодействия со стенками вакуумной камеры.

Итак, для всех доступных значений газокинетического давления в данных экспериментах плазма устойчива по отношению к внутренним идеальным МГД-модам. Чтобы понять, насколько представленные условия эксперимента далеки от условий развития идеальных МГД-неустойчивостей, на рис. 13 представлен пример профиля давления, при котором нарушается критерий Мерсье для значений  $\langle\beta\rangle$ , характерных для представленных экспериментов. При значении  $\langle\beta\rangle > 0.13\%$  плазма неустойчива при  $x \sim 0.9$ . Видно, что для нарушения критерия Мерсье градиент давления на краю плазмы должен быть очень велик.

Многие из экспериментов на установке Л-2М хорошо могут быть описаны в рамках неоклассической и МГД-теорий. Это не значит, что перестановочные моды являются единственными источниками плазменной турбулентности на краю шнура. Тем более, можно предположить, что изменение характеристик удержания плазмы могут быть связаны не только с МГД неустойчивостями. Подобные неустойчивости можно обнаружить в рамках двухжидкостной гидродинамики, если рассмотреть комбинацию дрейфовых мод с альфвеновской и акустической волнами [207].



а)



б)

Рис. 12. Расчетная магнитная структура стелларатора Л-2М. а) Радиальное сечение магнитных поверхностей в случае вакуума (черные линии) и при наличии плазмы,  $\langle\beta\rangle = 0.2 \%$ ,  $p(x) \sim (1 - x^2)^3$  (красные линии). б) Радиальное распределение угла вращательного преобразования  $\mu$ , черная и красная линии соответствуют случаям в а).

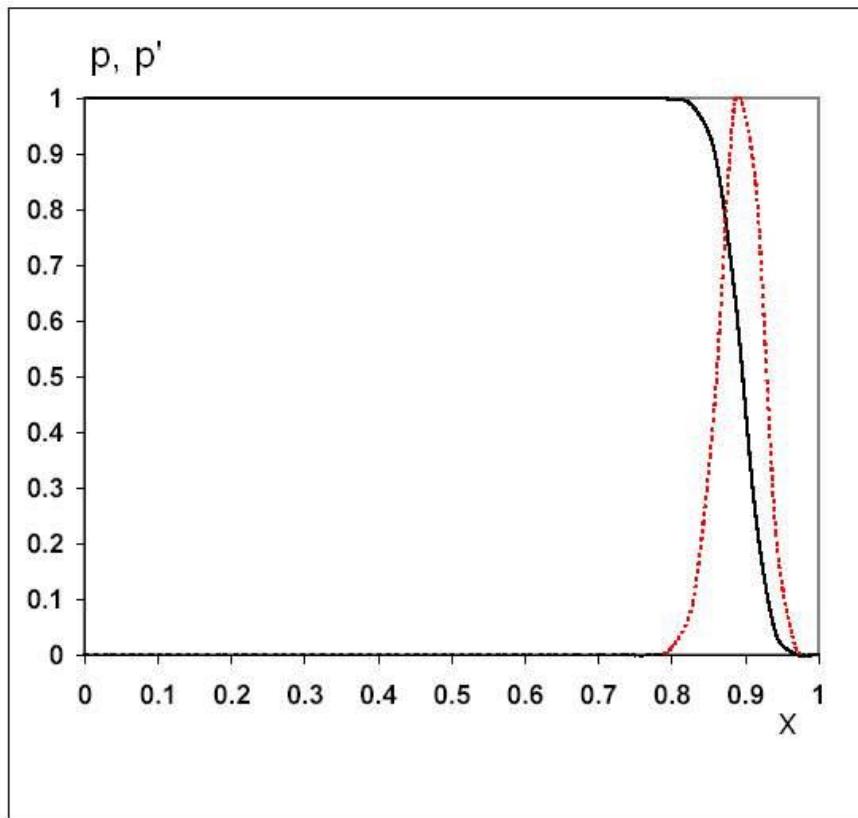


Рис. 13. Профиль давления плазмы  $p(x)$  и его градиент  $p'(x)$  в условиях, когда нарушается критерий Мерсье при  $\langle \beta \rangle > 0.13\%$ . Случай нулевого полного тока.

## 2.5. Транспортные модели. Учет аномального переноса

На базе неоклассической теории с учетом аномальных потерь тепла была создана модель процессов переноса в плазме стеллараторов. Результаты расчетов, выполненных в рамках модели, сравнивались с экспериментальными результатами, полученными на установке Л-2М, а также на других стеллараторах – ATF, CHS и LHD. Результаты, полученные в широком диапазоне значений плотности и мощности нагрева, показали, что энергетическое время жизни в этих установках с точностью до коэффициентов порядка единицы совпадает с тем, что следует из скейлингов ISS-95 и LHD [208].

Для неоклассических коэффициентов переноса в стационарном случае была выведена система из четырех нелинейных уравнений первого порядка для плотности, температуры и амбиполярного поля. Аномальные потери вводились согласно чисто феноменологической модели на основе размерных соображений и сравнения с экспериментальными данными.

Магнитную структуру классического стелларатора можно для простоты представить одной гармоникой винтового магнитного поля:

$$B_h(r, \theta, \varphi) = B_0 \epsilon_0 I_1(\delta_0 M x) \cos(I\theta - M\varphi) \quad (46)$$

Здесь  $B_0$  – тороидальное магнитное поле при  $x = r/r_0 = 0$ ,  $I_l(z)$  – модифицированная функция Бесселя порядка  $l$ ,  $\delta_0 = r_0/R_0$ ,  $r_0$  и  $R_0$  – соответственно малый и большой радиусы плазменного столба,  $\theta$  и  $\phi$  – полоидальный и тороидальный углы,  $l$  и  $M$  – целые числа.

Необходимо отметить, что представленная транспортная модель не учитывает радиационные потери и потери энергии, связанные с перезарядкой.

Потоки являются суммой диффузионных потоков, вызванных наличием пролетных и тороидально запертых частиц, аналогичных тем, которые имеют место в токамаках, потоков, связанных с диффузией частиц, запертых в локальных магнитных ямах винтового поля (так называемая супербанановая диффузия) и потоков, учитывающих аномальные потери частиц и тепла.

$$S_j = S_j^{\text{ext}}, \Pi_j = \Pi_j^{\text{tot}}$$

$$S_j = S_j^{(t)} + S_j^{(h)} + S_j^{(a)}, \Pi_j = \Pi_j^{(t)} + \Pi_j^{(h)} + \Pi_j^{(a)}$$

Неоклассические потоки имеют вид:

$$S_j^{(t,h)} = - D_j^{(t,h)} [(\ln \rho)' + a_j^{(t,h)} [(\ln t_j)' - e_j V \ln t_j]] \quad (47)$$

$$\Pi_j^{(t,h)} = - K_j^{(t,h)} [(\ln \rho)' + b_j^{(t,h)} [(\ln t_j)' - e_j V \ln t_j]]$$

Здесь  $D_j^{(t,h)}$  и  $K_j^{(t,h)}$  – неоклассические коэффициенты диффузии и теплопроводности.

Наиболее принципиальным является вопрос о явном виде выражений для аномальных потоков частиц и тепла. В работе [16] делалось предположение, что аномальные потоки носят диффузионный характер и зависят только от градиента температуры, обратно пропорциональны магнитному полю и не зависят от величины амбиполярного электрического поля. Коэффициенты рассчитывались с точностью до подбираемых численных коэффициентов.

Расчеты и сравнение со скейлингом для Л-2М показали, что аномальные потери тепла по электронному каналу порядка неоклассических, а по ионному меньше неоклассических в несколько раз. Подобный расчет давал хорошее совпадение со скейлингом для  $\tau_E$  для всех четырех стеллараторов в широком диапазоне параметров ( $\tau_E$  варьировалось в пределах трех порядков величины).

Далее исследование проводилось для более общего вида коэффициента аномальной теплопроводности  $K_j(a) \approx n^{c1} T_j^{c2} B_0^{c3}$  и проводилось варьирование свободных коэффициентов.

$$S_j^{(a)} = - D_j^{(a)} (\ln t_j)'$$

$$\Pi_j^{(a)} = - K_j^{(a)} (\ln t_j)'$$

$$S_j = - D_j [(\ln \rho)' + a_j [(\ln t_j)' - e_j V / e_i t_j]] \quad (48)$$

$$\Pi_j = - K_j [(\ln \rho)' + b_j [(\ln t_j)' - e_j V / e_i t_j]]$$

Для безразмерных плотности  $\rho(x) = n(x)/n_0$ , температуры  $t_j = T_j(x)/T_0$  и амбиполярного электрического поля  $V(x) = e_j E_a(x) r_0 / T_0$  система нелинейных дифференциальных уравнений принимает следующий вид:

$$\frac{d\rho}{dx} = -\rho(t_e + t_i)^{-1} \sum_j t_j A_j S_j^{ext} (D_j)^{-1}$$

$$\frac{dt_j}{dx} = (A_j - 1) t_j S_j^{ext} (a_j D_j)^{-1} \quad (49)$$

$$V = t_e t_i (t_e + t_i)^{-1} (A_i S_i^{ext} D_i^{-1} - A_e S_e^{ext} D_e^{-1})$$

Где  $S_j^{ext}$  – внешний источник частиц,  $D_j$  – коэффициент диффузии,  $j$  – индекс, соответствующий виду частиц (электронам и ионам),  $a_j$  и  $A_j$  – параметрические коэффициенты.

При заданных источниках частиц, энергии и граничных условиях данная система уравнений позволяет определить профили плотности  $\rho(x)$ , радиального распределения температуры и амбиполярного электрического поля  $V(x)$ .

Энергосодержание плазмы можно определить как

$$W = 4\pi^2 R_0 \frac{3}{2} \sum_j \int_0^{r_0} r n(r) T_j(r) dr \quad (50)$$

Полная мощность, поглощаемая плазмой, равна

$$P = 4\pi^2 r_0^2 R_0 n_0 T_0 \sum_j \int_0^1 x P_j^{ext} dx \quad (51)$$

Выражение для энергетического времени жизни плазмы имеет вид

$$\tau_E = \frac{W}{P} = \left[ \frac{3}{2} \sum_j \int_0^1 x \rho(x) t_j(x) dx \right] \left[ \sum_j \int_0^1 x P_j^{ext} dx \right] \quad (52)$$

Дальнейшие оценки показали, что энергия плазмы слабо зависит от выбранного в модели вида аномальности. Нужно отметить степенную зависимость энергетического времени жизни от плотности в скейлинге. В данном случае не учитывается роль локально запертых частиц, поэтому в скейлинг было бы разумно ввести величину, например, безразмерной частоты столкновений, а также учитывать степень неизотермичности плазмы [208].

В дальнейшем теория переноса в плазме Л-2М была развита на основе стандартной транспортной модели канонических профилей [302]. Стандартная модель допускает решение как прямой, так и обратной задачи. Прямая задача состоит в нахождении температуры электронов и ионов по заданным источникам нагрева. Обратная задача состоит в определении источников нагрева по известным температурам электронов и ионов плазмы.

В данной работе рассматривался эксперимент по нагреву плазмы в стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева. В работе [303] было показано, что, поглощение волн может быть полным или частичным в зависимости от параметров разряда. При достаточно большой плотности поглощение оказывается полным, при небольшой плотности – частичным. Поглощение зависит также от магнитного поля. Ранее рассматривались случаи полного поглощения волн в стеллараторе W7-X (магнитное поле  $B = 2.4$  Тл) и частичного поглощения в стеллараторе TJ-II ( $B = 1$  Тл). В стеллараторе Л-2М магнитное поле  $B$  имеет промежуточное значение ( $B = 1.3$  Тл), когда при небольшой плотности плазмы поглощение частичное, а при средней плотности плазмы оно уже полное.

Для решения транспортной задачи вводился так называемый эквивалентный токамак – система с параметрами, близкими Л-2М, но основанная на принципах токамаков, для которых модель канонических профилей сильно развита. Данная система должна обладать запасом устойчивости  $q(a) = 8$ , значение, которое ранее в таких задачах не рассматривалось.

Важной особенностью стелларатора Л-2М является возможность появления импульсов с надтепловыми электронами, изменяющими величину поглощения СВЧ-волн. Это возможно на Т-10 и на TJ-II только для очень малых плотностей. При этом существующие аналитические критерии появления таких электронов не являются общепринятыми и строгими. Поэтому изучение баланса энергии должно предваряться внимательной оценкой выбранных экспериментальных импульсов на наличие или отсутствие немаксвелловских электронов.

По результатам моделирования [302] профили электронной температуры с хорошей точностью совпали с экспериментально измеренными, в то время как значения  $W$  оказались занижены на 20-30%. Рассчитанный профиль поглощенной мощности оказался немонотонным и более широким, чем предполагалось. Возможное объяснение данного результата предложено в [304].

### Глава 3. ЭЦР-нагрев плазмы. Гиротронные комплексы

В данной главе приводятся физические и технические основы нагрева плазмы в магнитных ловушках с помощью СВЧ-волн, основные закономерности и проблемы. Даётся представление об ЭЦР-пробое в бестоковой плазме, каррент-драйве (токе увлечения) в магнитных ловушках. Даётся описание гиротронных комплексов, использовавшихся в ИОФ РАН для создания и нагрева высокотемпературной плазмы.

Необходимость дополнительного нагрева плазмы для достижения термоядерных температур была осознана уже на ранней стадии исследований по управляемому синтезу. Термоядерные исследования при высоких значениях плотности и температуры оказались возможны лишь при использовании дополнительных способов нагрева плазмы - с помощью высокочастотных волн [11] и инжекции нейтральных пучков [209]. Во всех магнитных установках используются одни и те же физические методы дополнительного нагрева. Эффективность нагрева плазмы приблизительно одинакова и составляет 1-3 эВ/кВт при использовании различных методов дополнительного нагрева, поэтому выбор метода зависит от технических возможностей установки, экономических затрат и простоты реализации.

Первоначально нагрев плазмы в тороидальных ловушках производился за счет джоулевых потерь тока, индуцированного в плазме (омический нагрев). Проводимость плазмы  $\sigma$  растет при повышении температуры ( $\sigma \sim T_e^{3/2}$ ), и если плотность тока  $j$  остается постоянной, то джоулевы потери уменьшаются ( $\sim j^2 / \sigma$ ) и эффективность нагрева падает. С увеличением размеров установок происходит падение плотности тока, что приводит к дополнительному уменьшению эффективности нагрева. Было показано, что при напряженности магнитного поля в тороидальных установках (даже при использовании сверхпроводящих катушек) не достижимы температуры плазмы выше 1-2 кэВ, что на порядок меньше температуры для протекания DT реакции в условиях критерия Лоусона.

В середине 70-х годов на первое место выдвинулась инжекция быстрых нейтральных атомов. Примененный впервые на токамаке GLEO в Калэме этот метод нагрева получил впоследствии широкое распространение благодаря простоте самого физического принципа ионизационного захвата быстрых частиц в плазме, их хорошего удержания, а также вследствие бурного прогресса в технике получения мощных и хорошо коллимированных атомных пучков. Именно с помощью инжекции быстрых атомов были достигнуты максимальная температура ионов  $T_i \sim 7$  кэВ в PLT и максимальная величина  $\beta = 4,7\%$  в установке DOUBLET-III. Метод инжекции перспективен и с точки зрения его использования для зажигания термоядерной реакции в будущих термоядерных реакторах.

Немного позже активно стали развиваться методы ВЧ и СВЧ нагрева плазмы, к тому же в этой области были получены новые существенные результаты. На этой стадии наибольший прогресс был достигнут в экспериментах по нагреву плазмы быстрыми магнитно-звуковыми волнами на частотах вблизи ионной циклотронной частоты и ее гармоник. Наибольший прирост температуры примерно до 3 кэВ был достигнут на установке PLT в экспериментах с небольшой примесью  $^3\text{He}$  вдейтериевой плазме. Было показано, что нагрев малой добавки сходен с инжекцией быстрых атомов, так что физические явления при этом также близки между собой [20].

Особенно высокой эффективностью обладает нагрев на электронной циклотронной частоте. Так в экспериментах на Т-10 при мощности СВЧ нагрева 0,5 МВт температура электронов была увеличена до  $\sim 3$  кэВ при плотности  $(4\ldots 5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  [210]. Этот метод менее других возмущает плазму, а кроме того, выбором положения резонанса можно влиять на профиль распределения температуры и плотности тока и тем самым на устойчивость плазмы. Недостатком метода является сложность генераторов СВЧ волн - гиротронов. Поэтому интенсивно исследуется и другой, наиболее приемлемый с инженерной точки зрения, диапазон нижнегибридных волн. Физика возбуждения и поглощения нижнегибридных волн более сложна, и экспериментальные данные пока еще не достаточны для суждения о перспективности данного метода нагрева.

### **3.1. Физические основы микроволнового нагрева**

Среди высокочастотных методов нагрева различают ионно-циклотронный, нижнегибридный (нагрев ионов), электронно-циклотронный (нагрев электронов с дальнейшей передачей энергии ионам). В строящейся в настоящее время международной термоядерной установке ITER будут использованы три метода дополнительного нагрева: ионно-циклотронный, электронно-циклотронный и пучковый.

В настоящее время основным методом дополнительного нагрева электронов плазмы является электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) метод, основанный на взаимодействии СВЧ излучения с электронами в магнитном поле. На установке ITER [7] планируется нагрев 24мя гиротронами с суммарной мощностью 24 МВт. Метод ЭЦР нагрева с недавних пор применяется также на открытых ловушках, например, ГДЛ [211, 212].

Электронно-циклотронный нагрев плазмы в магнитных ловушках осуществляется при помощи мощных электронных СВЧ-устройств – мазеров на циклотронном резонансе (МЦР-генераторов или гиротронов). Например, на первом этапе работы ITER планируется электронно-циклотронный нагрев при помощи нескольких гиротронов с частотой излучения

170 ГГц, мощностью по 1 МВт каждый с длительностью СВЧ импульса до 1 часа. Такие гиротроны для международного термоядерного реактора ITER созданы российской фирмой «ГИКОМ» и японской фирмой Toshiba.

Принцип работы гиротронов основан на взаимодействии винтового потока электронов с высокочастотными полями электродинамических систем, не содержащих малых, по сравнению с длиной волны, элементов. Взаимодействие электронного пучка с высокочастотным (ВЧ) полем происходит в резонаторе, находящемся в области однородного участка магнитного поля, создаваемого магнитной системой на основе соленоида или постоянного магнита. Величина магнитного поля от 1 до 4 Тл (и выше). Обычно используется сверхпроводящий магнит.

Высокочастотное излучение с частотой  $\omega$  генерируется или усиливается благодаря группировке электронов в такой фазе их вращения в магнитном поле, в которой это движение тормозится высокочастотным полем, отбирающим часть вращательной энергии электронов. Из резонатора излучение выводится в виде волны, сохраняющей поперечную структуру рабочей моды. Электронный пучок после взаимодействия с высокочастотным полем осаждается на коллектор, система охлаждения которого рассчитывается с учетом допустимой тепловой нагрузки. Основным достоинством гиротронов является возможность достижения высокого уровня мощности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Особенностями гиротрона являются:

- 1) в нарастающем магнитном поле вблизи области взаимодействия происходит перекачка продольной энергии электронов (от высокого напряжения анод-катод) в поперечную,
- 2) пространство взаимодействия представляет собой слабонерегулярный сверхразмерный волновод (резонатор),
- 3) электронный пучок в пространстве взаимодействия (резонаторе) направляется однородным магнитным полем,
- 4) электроны взаимодействуют резонансным способом с одной из собственных мод резонатора на частоте, близкой к критической (частоте отсечки для этого нерегулярного сверхразмерного волновода).

Выходными модами первых гиротронов были вращающиеся моды круглого сверхразмерного волновода. В настоящее время практически все гиротроны имеют встроенный преобразователь выходной моды в плоскую волну. КПД гиротронов, которые используются для нагрева плазмы в тороидальных системах УТС, составляет 30-60%. Подробнее о современных гиротронах см. [213].

Основные достоинства ЭЦР-нагрева плазмы следующие:

1. Малые длины волн излучения по сравнению с характерными пространственными масштабами плазмы и магнитного поля. Например, в стеллараторе Л-2М длина электронно-

циклотронной волны (ЭЦ) волны 4 мм, а средний радиус плазмы 11,5 см (для более крупномасштабных установок с диаметром шнура, превышающим метр, это соотношение еще выше). При таком соотношении масштабов возможен ввод микроволновой энергии в плазму при помощи открытых квазиоптических волноводов (фотография такого квазиоптического тракта из четырех зеркал представлена на рис. 14, схема – на рис. 15). В приближении геометрической оптики возможен расчет лучевых траекторий и поглощения микроволновой мощности вдоль них, и, следовательно, появляется возможность надежно прогнозировать распределение энерговклада по сечению плазменного шнура.

2. Во многих сценариях ЭЦР нагрева возможно полное поглощение при одном проходе микроволнового излучения через плазменный шнур. В токамаках и стеллараторах экспериментально наблюдается полное поглощение СВЧ за один проход излучения через плазменный шнур до температуры электронов 10 кэВ.

3. Резонансный характер поглощения позволяет вкладывать микроволновую энергию в центр плазменного шнура вдали от стенок камеры.

4. Несмотря на то, что при ЭЦР нагреве происходит увеличение температуры электронной компоненты плазмы, энергия быстро передается ионам, потому что в термоядерных установках время выравнивания температуры между электронами и ионами составляет лишь часть лоусоновского времени.

Для ЭЦР нагрева используется самая высокая частота внешнего излучения по сравнению с ионно-циклотронным и нижнегибридным методами, поэтому отношение осцилляторной скорости электронов в волне к тепловой скорости (параметр нелинейности) является наименьшей. Влияние нелинейных эффектов в проведенных экспериментах по ЭЦ нагреву оказывается малым, хотя в отдельных случаях требуется их учитывать.

При ЭЦР нагреве в тороидальных установках экспериментально наблюдается нагрев основной массы электронов, что важно для установок УТС. Рассмотрим взаимодействие с плоской электромагнитной волной электрона (одиночного), движущегося в постоянном магнитном поле.

$$\omega = s\omega_{He} + k_{\parallel}v_{\parallel}, \quad (53)$$

где  $\omega$  - частота волны накачки,  $k_{\parallel}$  - ее продольное по отношению к магнитному полю волновое число,  $s = \pm 1, \pm 2, \dots$  - номер гармоники,  $\omega_{He}$  - релятивистская гирочастота. Гармоника  $s = 0$  соответствует черенковскому излучению;  $s < 0$  - аномальному эффекту Доплера;  $s > 0$  - нормальному эффекту Доплера, который определяет поглощение.

Для плазмы теоретические оценки показывают, что поглощение ЭЦ волн ансамблем электронов в плазме происходит в соответствии с линейной теорией [214]. В рамках линейной теории эффективность ЭЦР нагрева определяется возможностью выделения энергии в центральной части шнура в тороидальной установке. Для этого нужно оценить оптическую толщину поглощения СВЧ волны в плазме. Если оптическая толщина поглощения превышает единицу, это означает полное поглощение волны на однократном проходе через плазму без отражения от стенки; если оптическая толщина меньше единицы, то рассматривается многопроходное поглощение с учетом отражения от металлической стенки камеры. Для оценки эффективности нагрева рассматриваются две волны с различной поляризацией. Различается ЭЦР нагрев на двух типах волн:

1. **необыкновенной** ЭЦ волне, в которой вектор напряженности электрического поля в основном перпендикулярен внешнему магнитному полю ( $E \perp B$ ),
2. **обыкновенной** ЭЦ волне, в которой вектор напряженности электрического поля параллелен внешнему магнитному полю ( $E \parallel B$ ).

Расчеты оптической толщины для оценки эффективности нагрева в стеллараторе Л-2 справедливы для квазиперечного распространения волн, для которых  $\text{Cos}\theta \ll 1$ , где  $\theta$ - угол между волновым вектором и магнитным полем в зоне нагрева. На первой гармонике электронной гирочастоты ( $\omega = \omega_{He}$ ) оптическая толщина для нормальных волн магнитоактивной плазмы равна:

$$\Gamma_1 \cong \frac{\pi}{2} (T_e / m_e c^2) (\text{Cos}^2 \theta) q^{-1} [2 + q(1 - q)]^2 kL, \quad (54)$$

$$\Gamma_2 \cong \frac{\pi}{2} (T_e / m_e c^2) q kL,$$

где  $T_e$  - электронная температура в энергетических единицах (эВ),  $m_e c^2$  - энергия покоя электронов,  $q$  - отношения квадрата плазменной частоты и квадрата гирочастоты,  $k$  - волновое число,  $L$  - характерный масштаб неоднородности магнитного поля вдоль направления распространения волны. Индекс «1» относится к необыкновенной волне, индекс «2» относится к обыкновенной волне.

На второй гармонике электронной гирочастоты ( $\omega = 2\omega_{He}$ ) оптическая толщина для нормальных волн магнитоактивной плазмы равна:

$$\Gamma_1 = \frac{\pi}{4} (T_e / m_e c^2) q \left( \frac{3 - q/2}{3 - q} \right)^2 k_1 L, \quad (55)$$

$$\Gamma_2 = \frac{\pi}{4} (T_e / m_e c^2) \cos^2 \theta q k_2 L.$$

По формулам (54, 55) были сделаны оценки и показано, что оптические толщины для обыкновенной волны на первой гармонике гирочастоты электронов и необыкновенной волны на второй гармонике примерно равны и не зависят от направления распространения. Оптические толщины для другой пары волн существенно меньше. С ростом номера гармоник (выше второй) оптические толщины убывают как  $\Gamma_{1,2} \sim (T_e / m_e c^2)^s$ , где  $s$  – номер гармоники.

ЭЦР нагрев на современных тороидальных установках осуществляется на первой гармонике гирочастоты электронов обыкновенной волны или на второй гармонике необыкновенной волны [215]. Ограничение по плотности плазмы для ЭЦР нагрева определяется соотношением плазменной и ЭЦР частот (гирочастоты электронов). Для обыкновенной волны (на первой гармонике) зона нагрева доступна, если гирочастота в центре плазмы превышает плазменную частоту  $q < 1$ , для необыкновенной волны на второй гармонике  $q < 2$ , для обыкновенной волны на второй гармонике  $q < 4$ . Ясно, что однопроходное поглощение при нагреве на второй гармонике необыкновенной волны возможно для плотностей больших, чем при нагреве на первой гармонике обыкновенной волны.

### 3.2. Возможности использования ЭЦР-нагрева в магнитных ловушках

Представлен краткий обзор особенностей электронного циклотронного разонансного нагрева в различных типах магнитных ловушек.

#### 3.2.1. ЭЦР-нагрев в открытых ловушках

Кроме замкнутых ловушек, ЭЦР-нагрев плазмы развивается в настоящее время и на открытых ловушках. Продемонстрированное на установке ГДЛ (ИЯФ СО РАН) повышение  $T_e$  до 1 кэВ при ЭЦР-нагреве излучением двух 54.5 ГГц/400 кВт гиротронов позволило за счет уменьшения частоты электрон-ионных соударений существенно увеличить время жизни энергичных ионов в ловушке и по-новому взглянуть на перспективы использования крупномасштабных прямых ловушек как объемных источников термоядерных нейтронов [211]. Однако использование прямых методов ЭЦР-нагрева, когда в плазме поглощаются волны,

вводимые из вакуума, для перспективных аксиально-симметричных ловушек следующего поколения наталкивается на ряд ограничений.

Дело в том, что одним из преимуществ аксиально-симметричной магнитной ловушки по сравнению с другими типами ловушек является более низкое магнитное поле в основном объеме ловушки. Следовательно, для электромагнитных волн с частотой выше плазменной, которые могут проникать из вакуума в плазму, эффективное поглощение возможно только вблизи пробок, что технически очень неудобно. Одним из путей, позволяющих обойти это ограничение, является нагрев электронов плазмы квази-электростатическими волнами, которые испытывают эффективное поглощение даже на высоких гармониках циклотронного резонанса и могут быть возбуждены в плазме за счет линейной трансформации электромагнитных волн в окрестности верхнего гибридного резонанса [212]. Эффективность нагрева при этом практически полностью определяется эффективностью трансформации обычновенной волны в медленную необыкновенную в окрестности плазменного резонанса. При этом было показано, что геометрия области трансформации существенно влияет на эффективность трансформации.

### **3.2.2. Возможность ЭЦР-пробоя в магнитных ловушках**

В стеллараторах метод ЭЦР является традиционным для получения плазмы, а омический пробой с помощью ЭЦРН широко используется в современных токамаках, обладающих толстыми стенками и сверхпроводящими катушками [216, 218].

В целом пробой нейтрального газа в магнитных ловушках высокотемпературной плазмы представляет собой сложный набор физических явлений. Ключевой проблемой в этом процессе является начало электронной лавины, в которой первоначально участвует лишь небольшое количество “затравочных” электронов. Микроволновые колебания энергий электронов в сочетании с повторяющимися электрон-нейтральными столкновениями приводят к увеличению (при условии, что колебания достаточно интенсивны) усредненной по времени энергии электронов до тех пор, пока она не превысит пороговое значение ударной ионизации  $W_i$ ; затем этот цикл повторяется как для родительских, так и для вновь рожденных свободных электронов. Не все электроны в системе могут достичь конца цикла размножения, потому что даже растущие потери при столкновении сами по себе могут остановить прирост энергии. Те электроны, которые преодолевают энергетический порог, могут размножаться в разных временных рамках и, следовательно, иметь различную важность для начала лавины. Основную роль в ЭЦР-пробое в стеллараторах обычно приписывают небольшой доле очень медленных электронов и тех, которые глубоко захвачены вблизи дна магнитных ям. При условии

соблюдения условия резонанса эти электроны претерпевают нелинейную динамику и могут быстро приобретать энергию, достаточную для ударной ионизации [218, 219].

### 3.2.3. Генерация токов увлечения в замкнутых магнитных ловушках

Поскольку дополнительный нагрев плазмы осуществляется с помощью внешних средств, то естественно возникает вопрос, нельзя ли внешними средствами поддерживать ток в плазме. В обычных условиях трение электронного газа о ионный компенсируется с помощью вихревого электрического поля. Но таким индукционным способом ток можно поддерживать лишь ограниченное время, пока нарастает ток в индукторе.

При использовании дополнительного нагрева возникла идея передавать импульс электронам не вихревым полем, а пучками или ВЧ волнами. Первый эксперимент по поддержанию тока был проведен на установке DITE, а именно, при тангенциальной инжекции пучка быстрых атомов в плазменный шнур был получен ток около 30 кА. На небольшой тороидальной установке в Сухумском физико-техническом институте была продемонстрирована возможность генерации тока с помощью альфеновских волн. Также были получены впечатляющие результаты при использовании ВЧ волн с частотами, близкими к нижнегибридному резонансу. Токи выше 200 кА получены были получены также на PLT и ALGATOR-C, причем на последней установке при достаточно высокой плотности  $n_e = (4...6) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Теоретическая эффективность поддержания тока при нижнегибридном резонансе хотя и падает с плотностью, но в термоядерной плазме с температурой 10 кэВ и плотностью 10 см<sup>-3</sup> она составляет все же около 0.1 А/Вт; то есть вполне приемлема для стационарного токамака-реактора. Экспериментальная эффективность пока еще значительно меньше теоретической, и требуются дополнительные эксперименты для оптимизации и повышения эффективности этого метода поддержания тока [20].

Итак, электронно-циклотронные волны могут быть использованы не только для нагрева плазмы, но и для генерации продольного тока увлечения (electron cyclotron current drive, ECCD). Волны ЕС по существу не несут продольного импульса, и поэтому механизм ECCD отличается от механизма нижнегибридного тока увлечения (LHCD) и тока увлечения от нейтрального пучка (NBTD), которые включают прямую передачу продольного импульса электронам или ионам. Источником ECCD является асимметричный квазипересекающийся нагрев резонансных электронов, которые удовлетворяют условию доплеровского резонанса (51).

Асимметрия функции распределения  $F_e(v)$  по  $v_{\parallel}$  (и, следовательно, продольного тока) порождается зависимостью электрон-ионных столкновений от скорости, поскольку энергичные резонансные электроны имеют меньшую частоту столкновений, чем тепловые. Зависимость

времени изотропизации от  $F_e$  энергии приводит к асимметрии  $F_e(v)$  по сравнению с  $v_{\parallel}$ , что является необходимым условием для генерации для ECCD.

Эффективность генерации тока увлечения можно определить как  $\eta_{CD} = I_{CD}/P_{ab}$ , где  $I_{CD}$  – амплитуда тока, генерируемого волнами, а  $P_{ab}$  – поглощенная в плазме мощность микроволнового излучения. Линейная теория предсказывает максимальную эффективность генерации порядка 75% от эффективности LHCD и NBCD. Однако реальная эффективность ECCD может быть ниже из-за следующих факторов:

- 1) неполное затухание волны ЕС до достижения резонанса, поскольку волны, поглощаемые за пределами резонанса, могут направлять ток в противоположном направлении;
- 2) Влияние тороидальности.
- 3) Часть микроволновой мощности, поглощаемая запертыми электронами, не может генерировать направленный ток.

Как пример можно привести эксперименты по ECCD на токамаке Т-10 [220]. Суммарная мощность ЭЦР составляла до 2,5 МВт, электронная температура - до 7 кэВ, а максимальный полученный в результате генерации ток составил 110 кА. Эффективность генерации тока составила  $\eta_{CD} \approx 0,1$  А/Вт. Величина КПД и ее зависимость от параметров плазмы удовлетворительно согласуются с линейной теорией с поправкой на конечное время удержания резонансных электронов.

Удалось представить четкие доказательства текущего воздействия волн ЕС. В частности, были получены разряды, в которых управляемый ток ЕС вместе с током начальной загрузки полностью заменял омический ток. Эти эксперименты не позволяли однозначно определить справедливость нелинейной теории, которая предсказывает повышение эффективности ECCD с увеличением радиочастотной мощности. Однако особенности спектров рентгеновского излучения и их поведение в различных режимах указывают на нелинейный характер взаимодействия между ЕС-волнами и электронной популяцией [221].

### 3.3. Комплекс ЭЦР-нагрева плазмы

Далее речь пойдет о комплексах ЭЦР-нагрева на стеллараторах в ФИАН/ИОФРАН. Для создания и нагрева плазмы в комплексе “Ливень” последовательно использовались три гиротронных комплекса - первый из них в стеллараторе Л-2 (МИГ-1), затем дважды в стеллараторе Л-2М (МИГ-2 и МИГ-3) - в них используется сценарий нагрева необыкновенной волной на второй гармонике гирочастоты. Мощные гиротроны для всех комплексов ЭЦР нагрева в стеллараторе Л-2М разработаны в ГИКОМ-ИПФ РАН. Необходимо отметить, что каждая тороидальная термоядерная установка имеет свои особенности, поэтому для комплексов

ЭЦР нагрева любой установки необходима разработка гиротронов с определенными параметрами.

### **3.3.1. Комплекс МИГ-1**

Первый комплекс МИГ-1 для ЭЦР нагрева был создан для Л-2 в 80-годах прошлого века (комплекс действовал по двум сценариям нагрева плазмы необыкновенной и обычной волной на первых гармониках гирочастоты). Комплекс МИГ-1 использовал один 8 мм гиротрон мощностью 100 кВт [222].

На установке Л-2 было реализовано два способа ЭЦР нагрева плазмы. В первом случае (первая гармоника гирочастоты) обыкновенная СВЧ-волна 8 мм (37.5 ГГц) вводилась со стороны слабого магнитного поля с помощью волновода или квазиоптического тракта в диапазоне мощностей  $P = 70\text{--}180$  кВт и длительностью СВЧ импульса 10 мс. Также нагрев плазмы осуществлялся и на второй гармонике с длиной СВЧ-волны 4 мм (75 ГГц),  $P = 70\text{--}280$  кВт [13].

### **3.3.2. Комплекс МИГ-2**

Технический комплекс гиротрона второго комплекса состоял из трех основных блоков:

- 1) Модулятор, состоящий из накопительной линии, коммутирующей лампы и подмодулятора. Необходим для формирования высоковольтного импульса до 90 кВт длительностью 1-20 мс мощностью до 1 МВт при максимальной длительности импульса.
- 2) Блок гиротрона, состоящий из самого гиротрона, сверхпроводящего магнита в криостате, юстировочного устройства и общей монтажной стойки.
- 3) Квазиоптический тракт, преобразующий волноводные моды колебаний гиротрона в волновой пучок с гауссовым распределением поля, транспортирует в камеру СВЧ-излучение с заданной поляризацией [223, 224].

Гиротронный комплекс МИГ-2 позволял проводить ЭЦР-нагрев плазмы на частоте 75 ГГц в диапазоне мощностей 50 – 300 кВт. Длительность СВЧ импульса ЭЦР нагрева в большинстве экспериментов составляла величину 10–12 мс, в течение которых величина магнитного поля изменяется не более чем на 1.5 %, и точка электронного циклотронного резонанса смещается не более чем на 1 см. Сфокусированные линейно поляризованные пучки СВЧ излучения гиротронов с помощью квазиоптических трактов вводятся внутрь вакуумной камеры с наружной стороны тора через кварцевые окна. Под действием мощного СВЧ излучения гиротронов происходит сначала ионизация газообразного водорода, предварительно инжектированного в камеру с помощью двух клапанов, и далее реализуется электронный

циклотронный нагрев созданной плазмы. На границе плазменного шнура линейно поляризованное СВЧ излучение гиротрона трансформируется в обычновенную (вектор электрической компоненты  $\mathbf{E}$  СВЧ волны коллинеарен вектору индукции магнитного поля –  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ ) и необыкновенную (вектор электрической компоненты  $\mathbf{E}$  СВЧ волны ортогонален вектору индукции магнитного поля –  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ) моды СВЧ волны.

При СВЧ нагреве плазмы на второй гармонике циклотронной частоты необыкновенная мода эффективно поглощается в области резонанса, а обыкновенная мода проходит через зону резонанса практически без поглощения и далее рассеивается по объему плазмы после отражения от металлических стенок вакуумной камеры. При достижении электронной температуры плазмы более 100 эВ для необыкновенной моды СВЧ волны ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ) область резонанса становится сильно поглощающей, то есть эта область является практически «черным телом» для поглощения и излучения на частотах вблизи 2-й гармоники электронной циклотронной частоты. Это свойство плазмы позволяет проводить локальные измерения электронной температуры и её радиальное распределение [194, 195].

Теоретические расчеты поглощения вводимого в плазму СВЧ излучения для случая стелларатора Л-2М предсказывают, что при нахождении резонансной области вблизи центра плазменного шнура в стеллараторе более 90% СВЧ излучения гиротронов поглощается на одном проходе СВЧ излучения через плазму. Экспериментальные измерения поглощенной СВЧ мощности в плазме стелларатора Л-2М с помощью диамагнитной диагностики [189] подтвердили правильность данных расчетов. Эти эксперименты показали, что при мощности ЭЦР нагрева  $P = 400$  кВт и средней плотности плазмы  $n_e \approx 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  доля поглощенной СВЧ мощности, усредненная по многим СВЧ импульсам, находится в пределах 87–92 %.

### 3.3.3. Комплекс МИГ-3

В течение 2009–2011 гг. были выполнены работы по монтажу и запуску нового комплекса ЭЦР-нагрева плазмы МИГ-3 с двумя новыми отечественными трехэлектродными гиротронами Борец (производитель GYCOM/IAP) с рекуперацией энергии электронного пучка. Первый гиротрон имеет мощность до 0.8 МВт на частоте 75 ГГц и эффективность преобразования энергии электронного пучка в высокоэнергетическое микроволновое излучение 75%. Второй гиротрон с мощностью до 0.7 МВт и КПД 60% имеет возможность перестройки частоты на 71.5 ГГц, 74.8 ГГц и 78.2 ГГц [225]. Таким образом, общая плотность мощности ЭЦР нагрева в Л-2М номинально может достигать уровня выше 5 МВт/м<sup>3</sup>. В начальных экспериментах первый гиротрон был введен в эксплуатацию при мощности до 500 кВт (при плотности потребляемой мощности 1.9 МВт/м<sup>3</sup>).

На рис. 14 представлен внешний вид первого (сверху) и второго (внизу) гиротронов и их квазиоптических трактов. На рис. 15 представлена геометрия прохода СВЧ-пучка по квазиоптическому тракту и положение детекторов, регистрирующий рассеянные и отраженные от плазмы компоненты СВЧ-излучения [200, 201].



Рис. 14. Внешний вид гиротронов комплекса МИГ-3 и квазиоптических трактов.

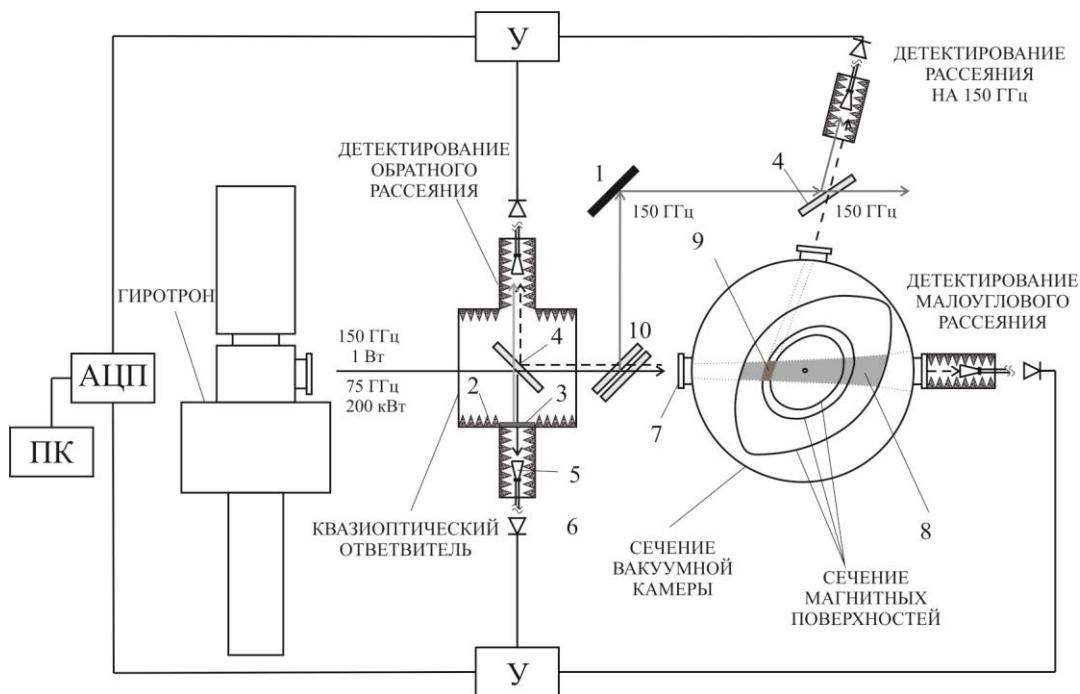


Рис. 15. Гиротрон и диагностика коллективного рассеяния на стеллараторе Л-2М. 1) плоское зеркало; 2) поглотитель СВЧ излучения; 3) решетка поляризатора; 4) слюдяная делительная пластинка; 5) коллиматор излучения; 6) детектор СВЧ излучения; 7) входное окно; 8) область исследования для диагностики малоуглового рассеяния и обратного рассеяния; 9) область исследования для диагностики рассеяния излучения с  $\lambda = 2$  мм ( $f = 150$  ГГц); 10) резонатор Фабри-Перо; У - усилитель; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ПК – персональный компьютер

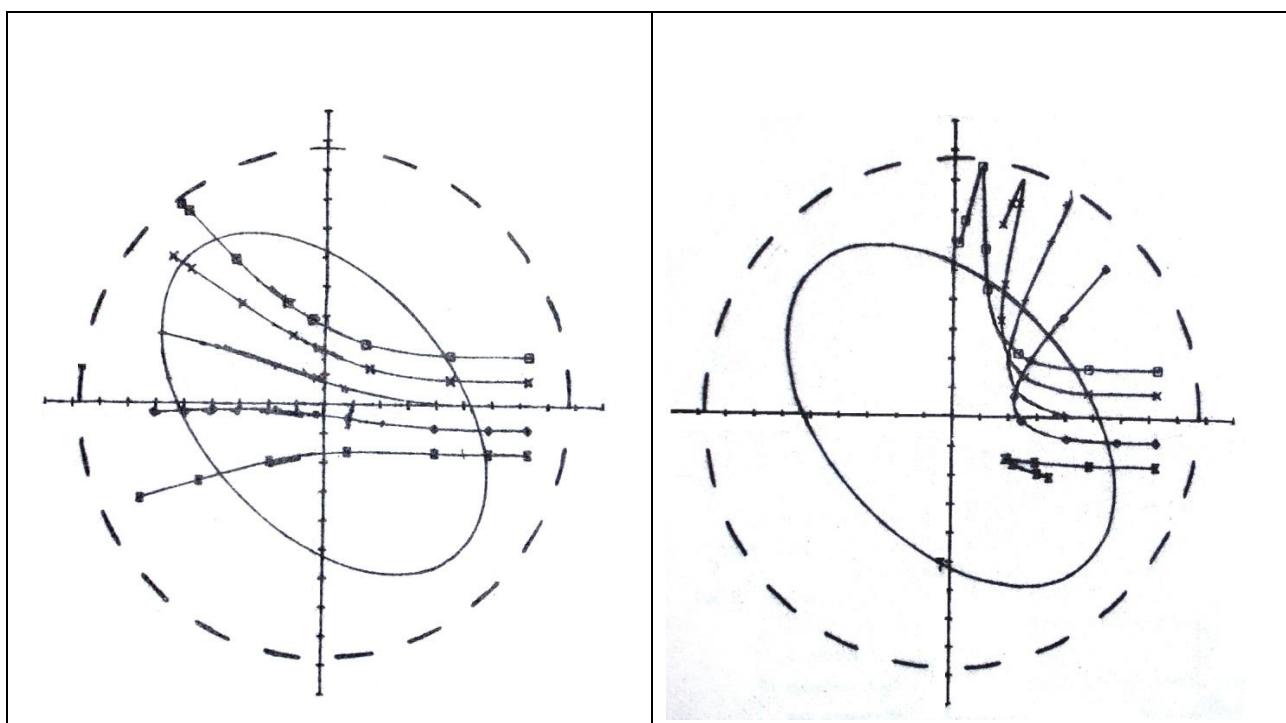


Рис. 16. Лучевые траектории (пять лучей в одном сечении) обычновенной ЭЦ волны на первой гармонике гирочастоты для двух плотностей плазмы: с плотностью плазмы ниже критической для ЭЦ волны (слева) и

плотностью плазмы выше критической (справа). Сплошной линией показана граница плазмы, пунктиром - камера стелларатора.

При приведенных выше условиях на отношение плазменной частоты и гирочастоты однопроходное поглощение этих волн в стеллараторе подтверждено экспериментально. На рис. 16 представлено распространение в плазме стелларатора Л-2 обычновенной волны на первой гармонике в виде лучевых траекторий для двух плотностей плазмы: с плотностью плазмы до критической (рефракция волны слабая) и плотностью плазмы выше критической (рефракция волны сильная, не позволяющая проникновение волны в центральной области шнура).

Технический комплекс для ЭЦР нагрева плазмы МИГ-3 может быть подразделен на четыре основных блока.

1. Система электропитания гиротронного комплекса. Состоит из накопителя энергии – конденсаторной батареи, импульсного модулятора (источника питания катодов), источника питания накалов, источника питания анодов.

2. Блок гиротрона. Состоит из гиротрона, сверхпроводящего магнита в криостате, общей монтажной стойки.

3. Квазиоптический тракт. Состоит из зеркальных квазиоптических элементов. Включает квазиоптические ответвители.

4. Измерительный блок СВЧ мощности. Состоит из поворотного зеркала и поточного калориметра.

На рис. 14 (сверху) приведена фотография трех блоков одной линии гиротронного комплекса МИГ-3: гиротрон в криостате, четырехзеркальный квазиоптический тракт комплекса МИГ-3, по которому СВЧ излучение передается от гиротрона в камеру стелларатора Л-2М, поворотное зеркало и поточный калориметр для СВЧ измерений.

Кратко остановимся на основных блоках гиротронного комплекса МИГ-3.

1) Система электропитания гиротронного комплекса

В качестве основного элемента системы электропитания, определяющего энергетические возможности комплекса, использован емкостной накопитель энергии, заряжаемый от сети с помощью относительно маломощного зарядного устройства. Стабилизация суммарного ускоряющего напряжения (анодов и катодов) гиротронов осуществляется с помощью переключателей/стабилизаторов на двух электровакуумных триодах «Тонус 2/100» и анодных модуляторах.

В качестве примера (для представления масштабов токов, напряжений) в таблицах 3 и 4 приведем технические характеристики, которые необходимо выдержать для высоковольтного импульсного модулятора источника питания катода гиротрона и источника питания анода.

Выходное напряжение	30 кВ
Максимальный тока источника	0,2 А
Ток кратковременной перегрузки, не более	0.25 А
Пульсации выходного напряжения, не более	±0.5%
Точность установки выходного напряжения	±100 В
Нестабильность выходного напряжения	±0.5%

Таблица 3. Технические характеристики, необходимые для источника питания анода гиротрона.

Импульсное выходное напряжение	20...65 кВ
Максимальный тока нагрузки	25 А
Длительность импульса на уровне 0.99	0.1 – 30 мс
Частота повторения, имп./мин.	0.3-2
Максимальная неравномерность вершины импульса	1%
Максимальная длительность переднего и заднего фронтов	20 мкс
Допустимая нестабильность амплитуды импульса при 10% изменении основного напряжения и 50% изменении тока нагрузки	±1%
Напряжение питания	$3 \times 380 \pm 20$ В, 50 Гц
Максимальная потребляемая мощность	20 кВт
Установленная емкость накопителя энергии	80 мкФ

Таблица 4. Технические характеристики, необходимые для высоковольтного импульсного модулятора источника питания катода гиротрона.

Величина выходной мощности гиротрона чувствительна к подаваемому на него полному напряжению (суммарному анодному и катодному), а также току катода и магнитному полю.

При увеличении анодного напряжения при фиксированных остальных параметрах происходит стабилизация работы гиротрона (то есть стабилизация мощности СВЧ сигнала).

## 2) Блок гиротрона

Мощность первого гиротрона с фиксированной частотой 75.3 ГГц может достигать 0.8 МВт в тестовых импульсах СВЧ. Отметим, что мощности гиротронов диодного типа комплекса МИГ-2 достигали 0.2 МВт. 99% излучаемой СВЧ мощности выводится в виде гауссовской моды. Мощность второго гиротрона ниже (до 0.7 МВт), но он может работать как на фиксированной частоте 74.8 ГГц, так и на двух дополнительных частотах 71.5 ГГц и 78.2 ГГц. На рис. 14 представлен вид двух гиротронов, которые используются в новом комплексе МИГ-3. Гиротрон, работающий на трех частотах, может не только создавать и нагревать плазму, но и вносить вклад в подавление плазменных МГД неустойчивостей, развитие которых существенно влияет на удержание плазмы в тороидальных ловушках.

В комплексе МИГ-3 каждый гиротрон помещен в свой криостат (рабочее магнитное поле для гиротрона около 2.6 Тл требует использования сверхпроводящих катушек). Перед установкой гиротрона необходимо провести юстировку криостата с получением оптимального распределения магнитного поля для гиротрона в области генерации.

## 3) Квазиоптический тракт

Существует сложная задача о вводе СВЧ излучения большой мощности (сотни кВт) в плазму тороидальной установки. На выходе современных гиротронов излучение в виде гауссовых пучков проводится на большие расстояния (в десятки метров) без потерь при помощи квазиоптических трактов. Такие тракты требуют точных расчетов в рамках квазиоптического приближения (отметим, что расчет распространения пучков в плазме может быть проведен в приближении геометрической оптики, см. рис. 16). Для ввода гауссовых СВЧ пучков от двух гиротронов в стелларатор Л-2М используются квазиоптические тракты. На рис. 15 приведена схема квазиоптического тракта из четырех зеркал, рассчитанная для ввода излучения 75 ГГц гиротрона комплекса МИГ-3 в камеру стелларатора.

ЭЦР-нагрев плазмы связан с некоторыми проблемами. Во-первых, сам эффект поглощения излучения на резонансных частотах сопряжен с явлением отсечки волны при критических значениях плотности, из чего следует необходимость контроля средней плотности и ее пространственного распределения. Во-вторых, вклад энергии непосредственно идет в электронную компоненту, а нагрев ионной компоненты осуществляется только за счет кулоновских столкновений. В-третьих, существует проблема эффективности нагрева плазмы СВЧ-излучением, когда наблюдается непоглощение отдельных мод поляризации, а также различные эффекты из-за их трансформации. Необходим контроль за непоглотившимся

излучением с целью повышения эффективности нагрева. Данной проблеме посвящены в настоящее время многие работы (экспериментальные и теоретические), например исследование трансформации и измерение непоглощенной компоненты излучения на установке Heliotron J [227].

В заключение приведены параметры гиротронных комплексов в разных токамаках и стеллараторах: объем вакуумной камеры, мощность ЭЦР-нагрева, частоты микроволнового излучения и удельный энерговклад СВЧ излучения в плазму (табл. 5).

Как следует из этой таблицы, установка Л-2М обладает высокой удельной мощностью ЭЦР-нагрева на уровне мирового рекорда.

Стеллараторы	Объем камеры, м <sup>3</sup>	Мощность ЭЦР нагрева, МВт	Частота ЭЦР нагрева, ГГц	Удельный энерговклад ЭЦН, МВт/м <sup>3</sup>
W7-X (Германия)	30	10	140	0,33
<b>Л-2М (Россия)</b>	<b>0,25</b>	<b>1</b>	<b>75</b>	<b>4</b>
TJ-II (Испания)	1	0,55	53	0,55
<b>Токамаки</b>				
AUG (США)	12	8	105/140	0,67
TCV (Швейцария)	2	6	82/126	3
T-10 (Россия)	2,7	3	129/140	1,11
FTU (Италия)	1,6	1,6	140	1
WEST (Франция)	15	0,7	118	0,05
<b>Токамаки в разработке</b>				
T-15МД (Россия)	20	8	83/105	0,4
JT-60SA (Япония)	130	7	110/138	0,05
ITER (Франция)	840	24	170	0,03

Таблица 5. Сводные характеристики ЭЦР-нагрева на токамаках и стеллараторах

## Глава 4. Удержание плазмы при ЭЦР и дополнительном омическом нагреве

В данной главе представлены результаты исследования удержания плазмы в стеллараторе Л-2М с использованием гиротронного комплекса МИГ-2, мощность ЭЦР-нагрева плазмы составляла 50-300 кВт. Представлен анализ динамики ЭЦР-разрядов, база данных и вывод одномашинного скейлинга для установки, а также особенности использования индукционного тока, влияние индукционного и неиндукционного тока на магнитную конфигурацию системы и удержание плазмы.

### 4.1. Стандартный плазменный импульс при ЭЦР-нагреве

Представленные в данном разделе эксперименты на стеллараторе Л-2М проводились в стандартном режиме: прямоугольный импульс СВЧ включался на 45 мс относительно включения продольного магнитного поля и выключался на 60 мс, ток в разрядной цепи выключается на 100 мс. Магнитное поле  $B_0$  достигает максимального (резонансного) значения на 55 мс.

На рис. 17 представлены осциллограммы основных параметров плазменного разряда: тороидальное магнитное поле на оси системы  $B_0$ , мощность ЭЦР-нагрева  $P$ , интенсивность излучения в видимом диапазоне (Нα, В4, С3), производная диамагнитного сигнала  $dW/dt$ , энергия плазмы по диамагнитным измерениям  $W$  и по измерения полей токов Пфирша-Шлютера  $W_{ps}$ , средняя по центральной хорде электронная плотность  $n_e$ , электронная температура  $T_e$ , определенная методом измерения электронно-циклотронного излучения соответственно на частотах 76 и 78 ГГц.

Характерные особенности ЭЦР-импульса следующие: длительность плазменного разряда 10-30 мс, время развития разряда от пробоя до стабилизации приблизительно 2 мс, стационарная стадия разряда ( $dW/dt \approx 0$ ,  $W(t) \approx \text{const}$ ) может иметь длительность до 8 мс. Энергия и температура резко спадают при отключении нагрева, средняя же плотность из-за рециклинга остается постоянной, а в иных случаях возрастает в течение порядка 10 мс после отключения нагрева, после чего также спадает.

Средняя плотность плазмы слабо изменяется в течение активной фазы разряда, и ее величина может варьироваться в интервале  $n_e \approx (1-2.8) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  путем изменения потока нейтрального водорода с помощью импульсного напуска газа. Содержание легких примесей (кислород, углерод) после применения боронизации существенно уменьшилось, что привело к сильному уменьшению мощности радиационных потерь ( $P_{rad}$ ):  $P_{rad}/P \leq 0.1$  для  $n_e \approx 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $P_{rad}/P \leq 0.15-0.2$  для  $n_e \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При  $n_e \approx 2.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $P \approx 250 \text{ кВт}$  энергия плазмы на

стационарной стадии разряда, где  $dW/dt = 0$ , достигает  $W \approx 0.65$  кДж. Радиационные потери  $P_{\text{rad}}$   $\approx 20\text{-}30$  кВт составляют малую часть в общей мощности тепловых потерь ( $P_{\text{loss}}$ ). Энергетическое время жизни  $\tau_E = W/P$  изменяется в интервале  $\tau_E \approx 2.5\text{-}3.5$  мс. Улучшение граничных условий, сопровождающееся уменьшением мощности радиационных потерь, приводит к существенному увеличению длительности фазы свободного распада энергии плазмы: при постоянной плотности плазмы после выключения мощности нагрева горячая плазма существует в течение 8-10 мс [228].

№ 59135

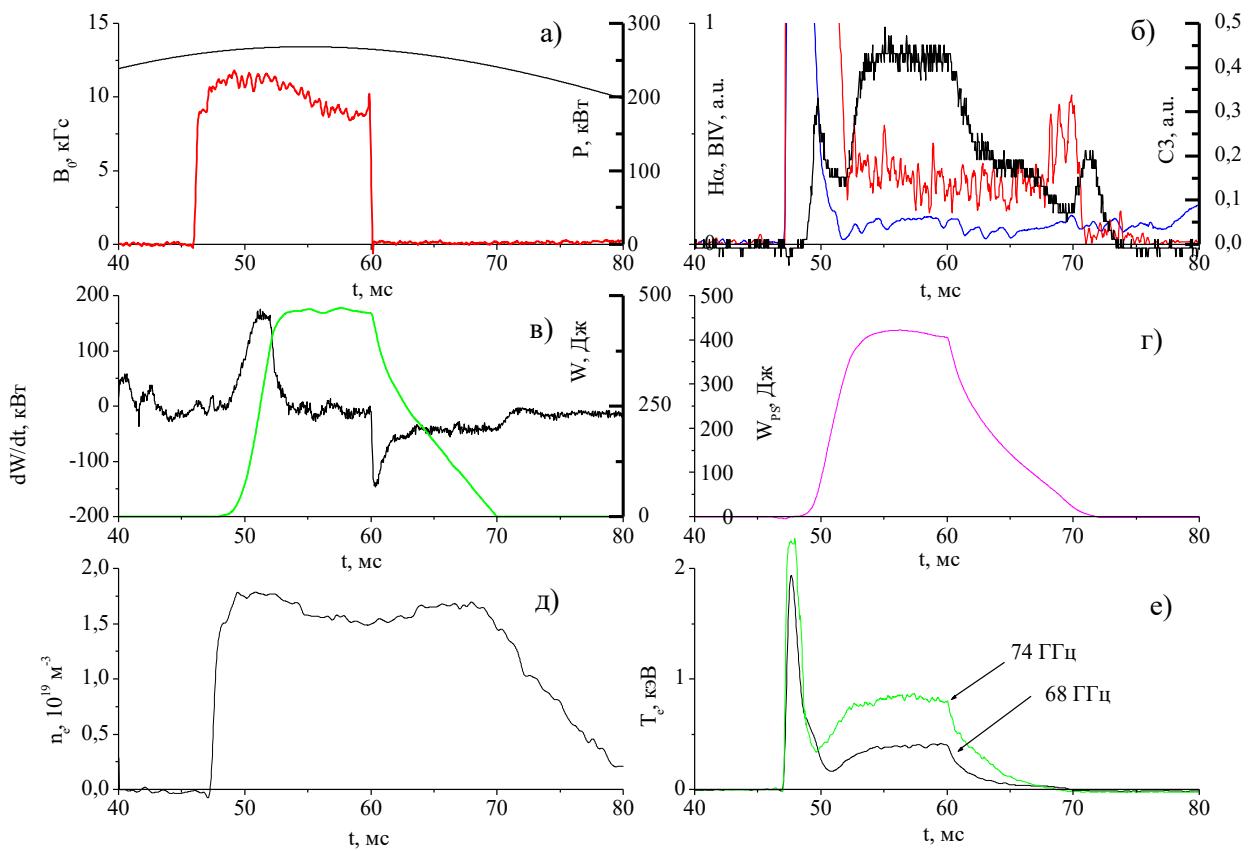


Рис. 17. Временная эволюция основных параметров плазменного импульса при ЭЦР – нагреве: а) тороидальное магнитное поле на оси системы  $B_0$  и мощность ЭЦР-нагрева  $P$ , б) интенсивность излучения  $\text{H}\alpha$ ,  $\text{B}4$ ,  $\text{C}3$ , в) производная диамагнитного сигнала  $dW/dt$  и энергия плазмы, определенная методом диамагнитных измерений  $W$ , г) энергия плазмы, определенная методом измерения полей токов Пфирша-Шлютера  $W_{\text{PS}}$ , д) средняя по центральной хорде электронная плотность  $n_e$ , е) электронная температура  $T_e$ , определенная методом измерения электронно-циклотронного излучения соответственно на частотах 76 и 78 ГГц.

На рис.18. представлены характерные профили электронной температуры (диагностики SXR, ЭЦИ и оптической спектроскопии).

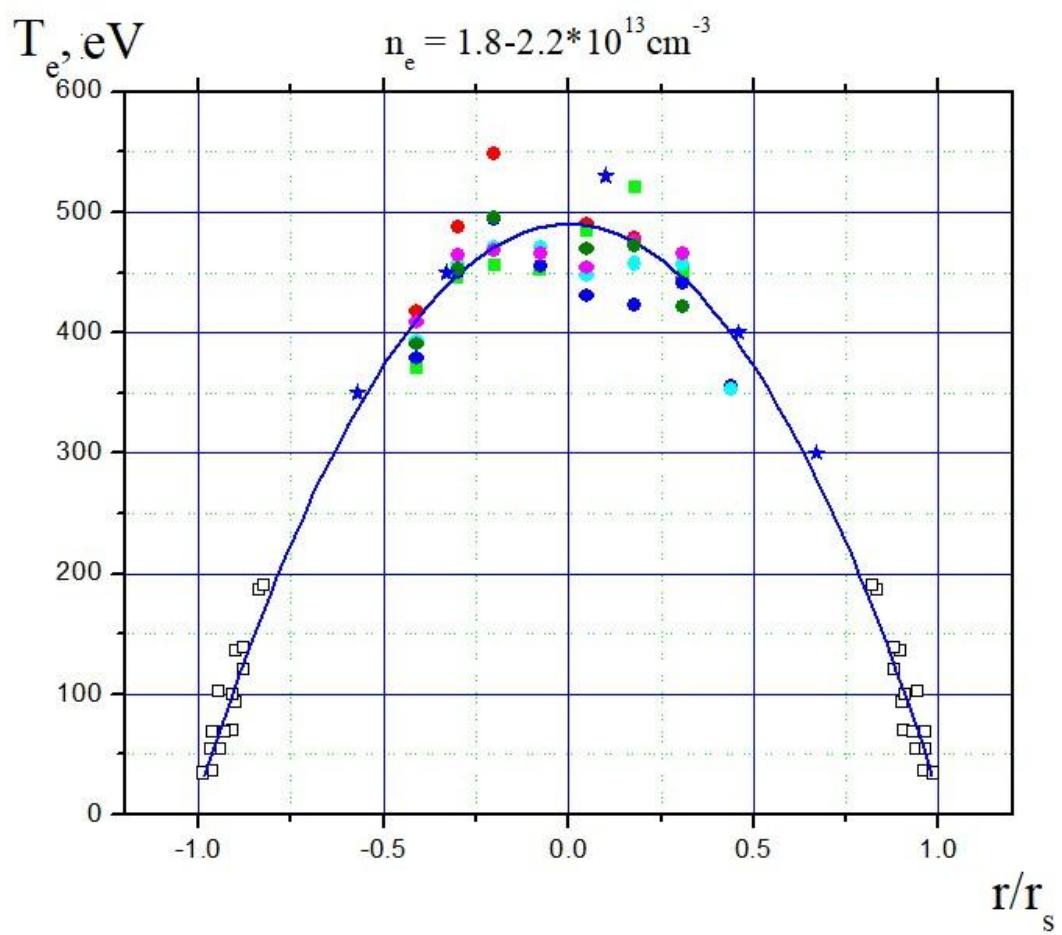


Рис. 18. Сводный профиль электронной температуры - измерения мягкого рентгена (кружки), ЭЦ-излучения (звезды) и спектроскопии примесных ионов (квадраты).

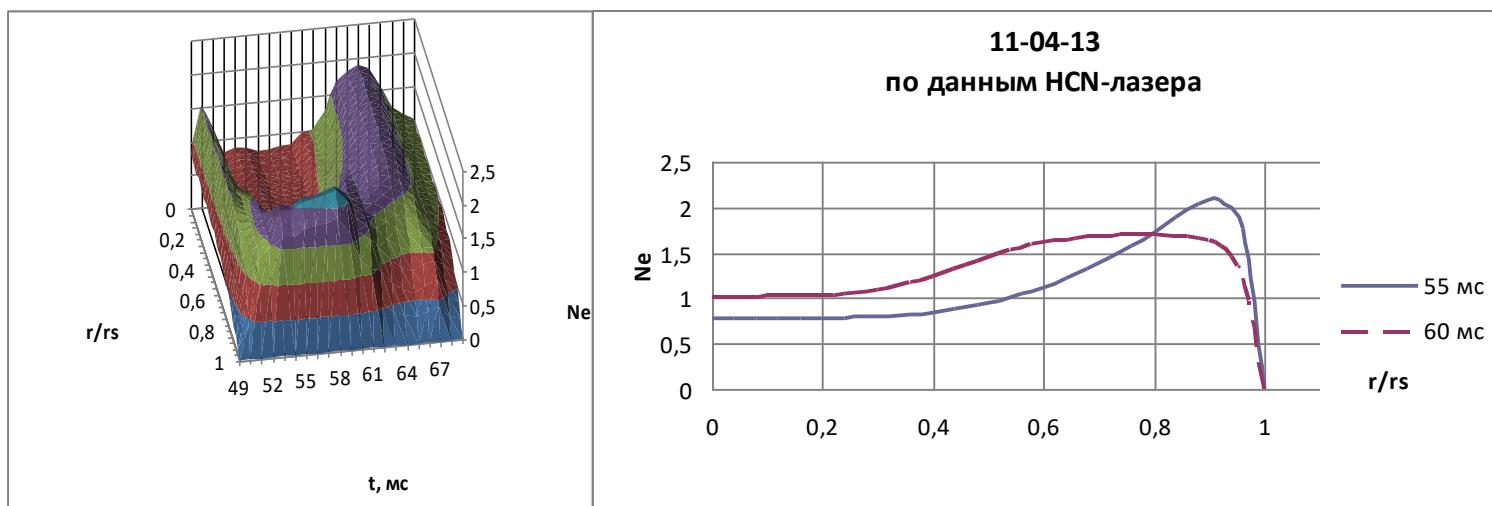


Рис. 19. 3D профиль электронной плотности, определенный методом лазерной интерферометрии (слева) и 2D профили плотности на 55 и 60 мс (справа).

Диагностики и ЭЦИ и SXR регистрируют распределение электронной температуры в центральной области плазменного шнура в каждом импульсе, данные оптических диагностик собираются из серии 3-5 схожих импульсов. Без данных лазерного рассеяния отсутствуют значения  $T_e$  в области  $0.6 < x < 0.8$ .

На рис. 19 продемонстрирован характерный профиль электронной плотности по лазерному интерферометру Майкельсона (3D представление и срезы на 55 и 60 мс) [229]. Важными и традиционными для магнитных ловушек являются вопросы достоверности профилей температуры и плотности, а также совпадение результатом диамагнитных измерений с формулой  $W = \int k(n_e T_e + n_i T_i) dV$ . На установке Л-2М подобное сравнение можно проводить лишь оценочно (изменение параметров ионной компоненты не проводилось); разброс значений достигает порядка 50%.

Моделирование и сравнение профилей температуры и поглощенной мощности были выполнены в работе [302]. В отличие от других стеллараторов (W-7X, TJ-II), малый объем плазмы в Л-2М приводит к появлению надтепловых электронов при небольших значениях плотности и достаточно большой вложенной ЭЦР-мощности. Поэтому перед анализом был проведен тщательный отбор рассматриваемых импульсов на предмет отсутствия надтепловых электронов. В выбранном наборе импульсов с помощью принципа эквивалентности разрядов стелларатора и токамака и транспортной модели (ТМКП) проанализирован баланс энергии. Показано, что температура электронов в паре эквивалентных разрядов стелларатора и токамака одинакова как в случае полного, так и частичного поглощения мощности СВЧ-волн. Найдены величины поглощенной мощности и их распределение по радиусу сечения плазмы. Построенная ранее эмпирическая формула для эффективности поглощения СВЧ-волн при разных плотностях плазмы и магнитных полях оказалась пригодной и для установки Л-2М. Экспериментальные данные о температуре для трех установок (токамак Т-10, стеллараторы Л-2М и TJ-II) хорошо совпадают с ее предсказаниями и численными расчетами поглощенной мощности [302].

Наблюдаемый эффект значительного расширения профиля распределения мощности в экспериментах по ЭЦР-нагреву интерпретируется как одно из следствий низкопороговой параметрической неустойчивости затухания волны накачки, приводящей к возбуждению ионных и электронных волн Бернштейна. Это позволило объяснить эффект нелокального распределения мощности микроволнового излучения, обнаруженный в Л-2М [304].

#### **4.1.1. Стационарное удержание плазмы**

По сериям экспериментов с гиротронным комплексом МИГ-2 была создана база данных, включающая в себя осциллограммы основных макропараметров плазмы, сигналы

флуктуирующих (высокочастотных) микропараметров, восстановленные радиальные профили электронной температуры и электронной плотности плазмы, а также оцифрованные значения основных параметров (в первую очередь  $W$ ,  $n_e$  и  $P$ ) для характерных времен разряда – 55 мс (момент максимума магнитного поля) и 60 мс (время выключения нагрева). Наибольший интерес представляли импульсы с длительной стационарной стадией разряда, то есть когда значения параметров на 55 и 60 мс практически совпадают. Из-за относительно малых времен удержания используется также термин “квазистационарное удержание”.

Анализ энергобаланса плазмы проводился на основании базы данных результатов электронно-циклотронного нагрева в условиях боронизации стенок камеры. Используемая база данных включает в себя 629 импульсов стелларатора и охватывает довольно широкую область значений плотности плазмы  $n_e = (1...2.8) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , мощности нагрева  $P = (100-300) \text{ кВт}$  и соответственно энергии плазмы  $W = (100-700) \text{ Дж}$ .

На рис. 20 демонстрируются примеры двумерной выборки данных в различных “плоскостях” ( $P - n_e$ ,  $W - n_e$ ,  $W - P$ ) многомерного пространства, в нашем случае трехмерного ( $W$ ,  $n_e$ ,  $P$ ). При анализе базы данных обращает на себя внимание зависимость энергии плазмы от плотности и наличие резкой верхней границы  $W (n_e)$ . Плоскость ( $P - n_e$ ) заполнена более однородно, что указывает на возможность независимой вариации плотности и мощности нагрева и, как следствие, мощности потерь  $P_{\text{loss}}$  (в случае стационарной фазы плазменного разряда  $dW/dt = 0$ ,  $P_{\text{loss}} = P$ ). Для представления базы данных Л-2М был выбран типичный закон (скейлинг), обычно используемый для описания удержания энергии плазмы в токамаках и стеллараторах, представляющий собой произведение степенных функций независимых переменных. В случае Л-2М в качестве независимых переменных выбраны плотность плазмы, мощность нагрева и угол вращательного преобразования  $\mu$ , определенный на радиусе  $r = 2/3 a$ :

$$W = W_0 n_e^{\alpha n} P^{\alpha p} \mu^{\alpha \mu} \text{ (соответственно [Дж], [10}^{13} \text{ см}^{-3}], [\text{кВт}], 2\pi). \quad (56)$$

Линейный регрессионный анализ для нескольких переменных применялся для определения показателей степени  $\alpha n$ ,  $\alpha p$ ,  $\alpha \mu$  и коэффициента  $W_0$  [228].

Рис. 21 показывает оптимизированное представление зависимости энергии плазмы от энергии, определенной зависимостью  $W05$ :

$$W05 = 64.5 P^{0.270} n_e^{0.778} (\alpha n = 0.778, \alpha p = 0.27). \quad (57)$$

Относительная ошибка показателей степеней  $\alpha n$ ,  $\alpha p$  и  $W_0$  не более 0.05. Международный стеллараторный скейлинг ISS95 [15] представляет собой функциональную зависимость

энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$  от параметров плазмы, параметров магнитной конфигурации стелларатора и мощности нагрева. Основываясь на определении  $\tau_E = W/P$  для стационарного состояния плазмы ( $dW/dt = 0$ ), скейлинг ISS95 может быть переформулирован в виде зависимости энергии плазмы от параметров плазмы, параметров магнитной конфигурации и мощности нагрева:

$$W^{\text{ISS95}} = 0.079 a^{2.21} R^{0.65} B^{0.83} \mu_{2/3}^{0.4} n_e^{0.51} P^{0.41} \\ ([\text{МДж}], [\text{м}], [\text{м}], [\text{T}], 2\pi, [10^{13} \text{ см}^{-3}], [\text{МВт}]). \quad (58)$$

$$W^{\text{ISS95}} = 32.15 P^{0.41} n_e^{0.51} (\mu_{2/3}=0.35, [\text{Дж}], [\text{кВт}], [10^{13} \text{ см}^{-3}])$$

для параметров Л-2М

На рис. 22 приведено сравнение (в двойном логарифмическом масштабе) функциональных зависимостей  $W_{05}$  и  $W^{\text{ISS95}}$  от энергии плазмы  $W$ . Линейная аппроксимация зависимостей  $W_{05}(W)$  и  $W^{\text{ISS95}}(W)$  имеет вид:

$$\log W_{05} = 0.177 + 0.93 \log W \quad (59) \\ \log W^{\text{ISS95}} = 0.72 + 0.705 \log W$$

Из рисунка видно, что по сравнению  $W^{\text{ISS95}}$  наблюдается лучшая корреляция  $W_{05}$  с энергией плазмы, определенной в эксперименте:  $1.2 \leq W_{05}/W \leq 0.95$  и  $1.55 \leq W^{\text{ISS95}}/W \leq 0.8$  при  $W$ , изменяющейся в интервале 100-700 Дж.

Также было проведено сравнение скейлинга Л-2М со скейлингом ISS-2004 [131]. Различия между ними также оказались невелики.

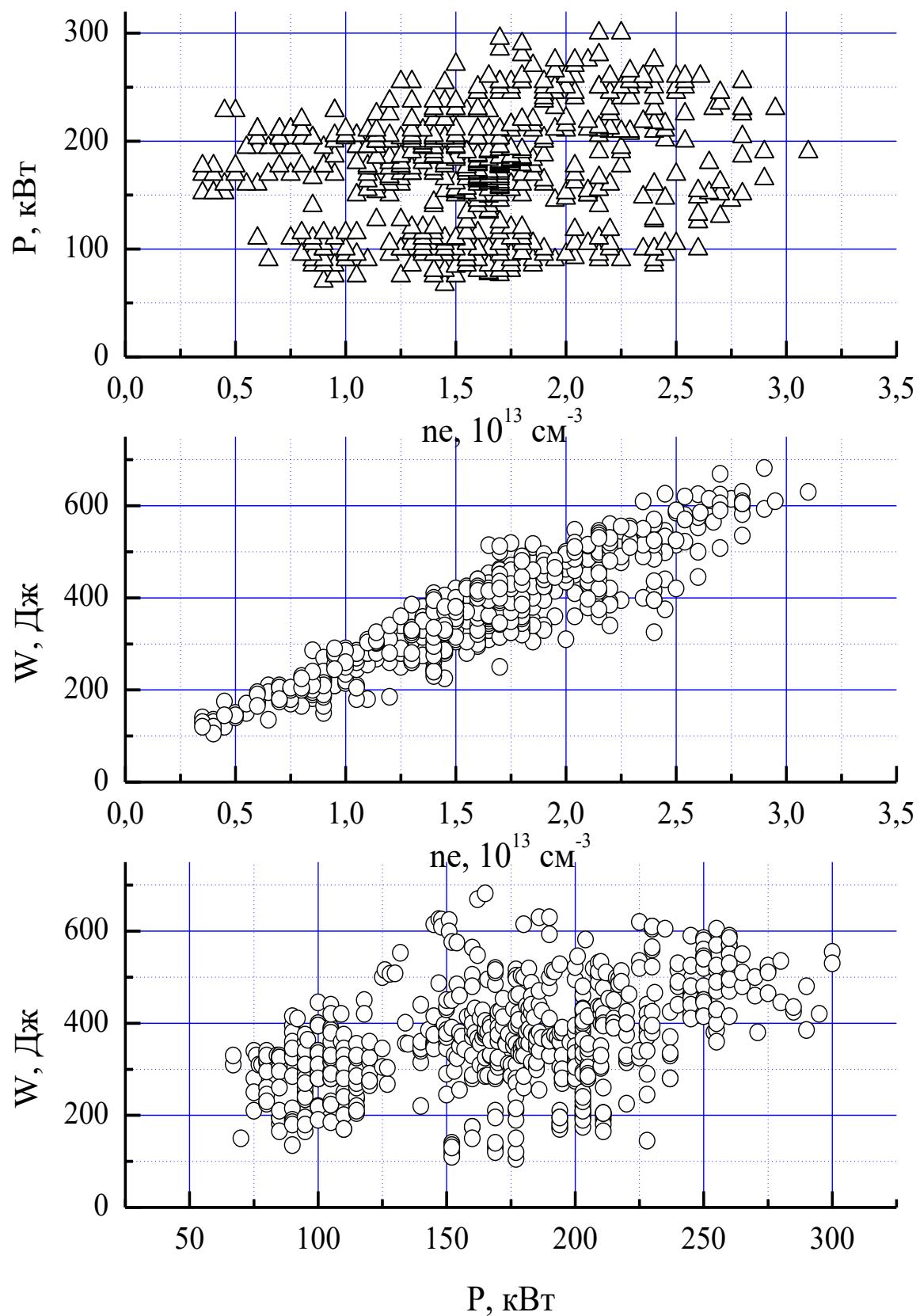


Рис. 20. База данных стелларатора Л-2М при ЭЧН-нагреве комплексом МИГ-2.

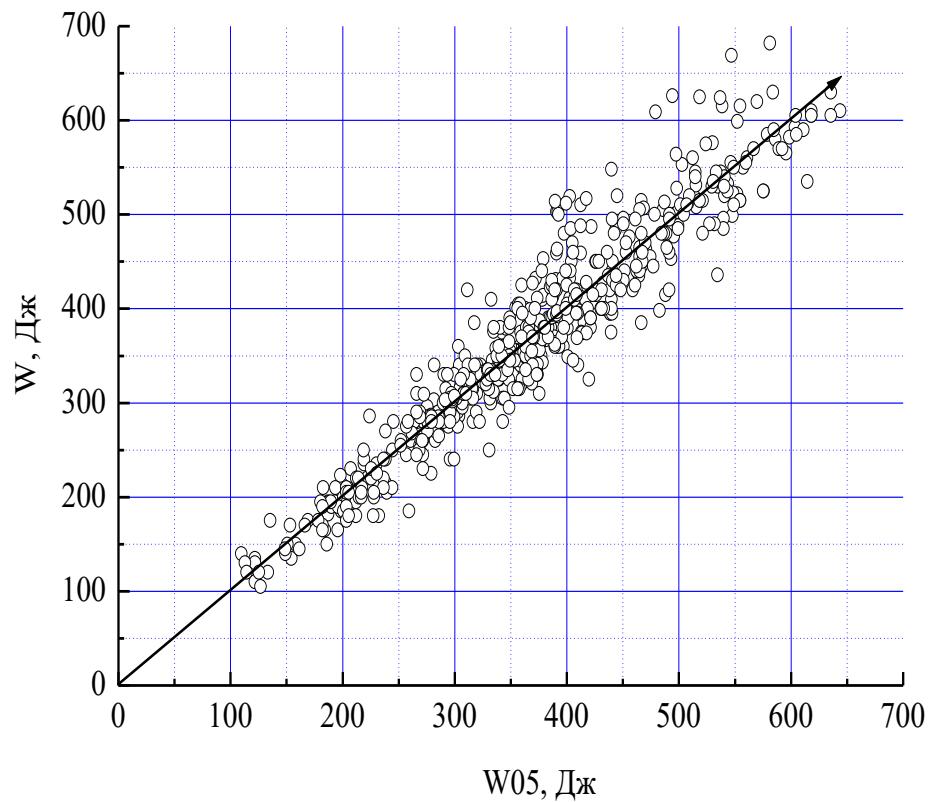


Рис. 21. Зависимость энергии плазмы  $W$  от энергетического скейлинга Л-2М  $W05$ .

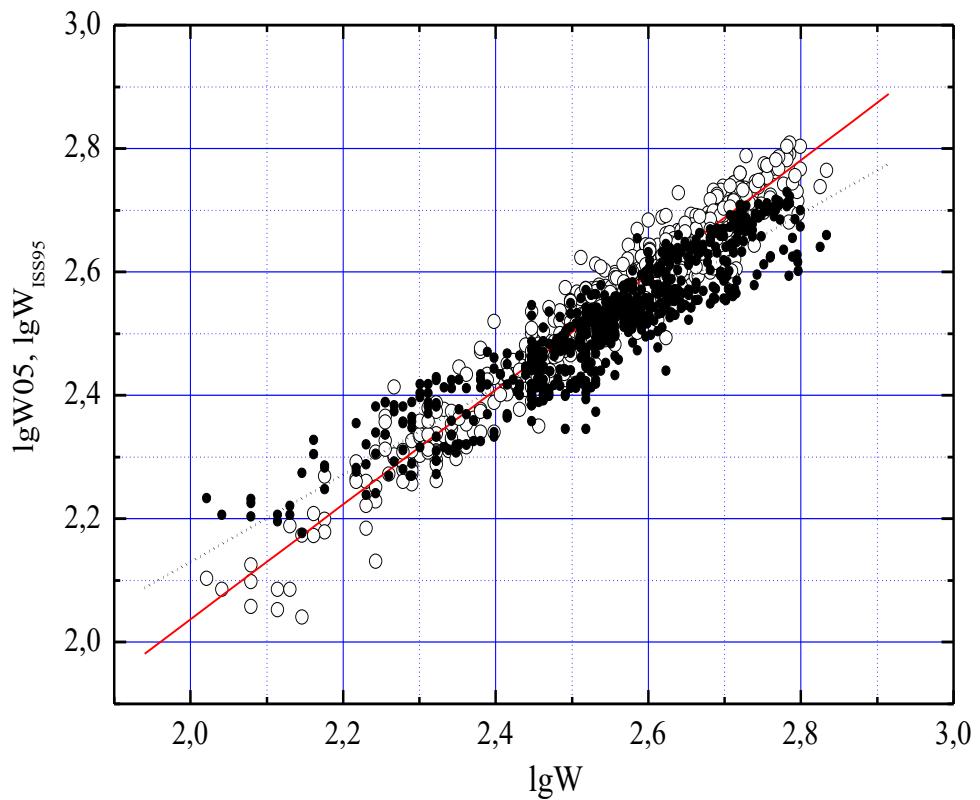


Рис. 22. Сравнение функциональных зависимостей  $W05$  и  $W^{ISS95}$  от экспериментально измеренной энергии плазмы  $W$ ; белые кружки -  $lgW05$ , черные кружки -  $lgW^{ISS95}$ .

#### 4.1.2. Влияние конфигурационных параметров на удержание плазмы

Конфигурационными параметрами, которые могут изменяться в условиях плазменного эксперимента, являются малый радиус плазмы  $a$  и магнитная конфигурация, определяющая свойства вращательного преобразования Л2-М. В представленных исследованиях анализировались результаты, полученные в условиях, когда граничные условия определялись вакуумной камерой без применения графитового лимитера, то есть при  $a = a_p = \text{const}$ .

Магнитная система Л-2М позволяет изменять магнитную конфигурацию стелларатора путем варьирования тока в винтовой обмотке при сохранении тороидального магнитного поля; это соответствует изменению амплитуды второй гармоники винтового магнитного поля ( $\varepsilon$ ). Гибкость магнитной системы – свойство, характеризующее Л-2М как магнитную ловушку, весьма удобную для изучения роли параметров магнитной конфигурации в энергобалансе плазмы. Для изучения этой задачи были выбраны пять магнитных конфигураций с различным значением  $\varepsilon$  ( $\varepsilon_1 = 0.228$  – основная конфигурация;  $\varepsilon_2 = 0.187$ ,  $\varepsilon_3 = 0.158$ ,  $\varepsilon_4 = 0.140$ ,  $\varepsilon_5 = 0.114$ ). На рис. 23 приведены профили нормализованного угла вращательного преобразования  $\mu(r/a) / \mu(0)$  для выбранных  $\varepsilon$  ( $\varepsilon_1 - \varepsilon_5 = 0.228 - 0.114$ ). Профиль нормализованного угла вращательного преобразования при  $r/a < 0.75$  слабо зависит от величины  $\varepsilon$ .

Эксперимент по изучению влияния магнитной конфигурации на энергобаланс проводился при мощности нагрева  $P = 150\ldots200$  кВт и плотности плазмы  $n_e = (1\ldots1.2) \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Зависимости энергии плазмы и поля равновесия при фиксированной плотности плазмы от угла вращательного преобразования на магнитной оси  $\mu(0)$  представлены на рис. 24. Уменьшение  $\varepsilon$  и, следовательно, угла вращательного преобразования, приводит к увеличению поля равновесия. Закон изменения поля равновесия находится в хорошем соответствии с теорией равновесия плазмы в стеллараторе.

Установлено сильное изменение теплопереноса плазмы при изменении магнитной конфигурации. При сохранении средней плотности плазмы ( $1.0 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) и при небольшой мощности нагрева (130 кВт) энергия плазмы  $W$  на стационарной фазе нагрева увеличивается со 100 до 300 Дж при увеличении амплитуды второй гармоники  $\varepsilon$  в два раза (соответственно  $\mu_4 = 0.0435$  и  $\mu_0 = 0.176$ ). Зависимость энергии плазмы  $W$  (светлые кружки) от угла вращательного преобразования на магнитной оси  $\mu_0$  представлена на рис. 25. Наблюданное изменение довольно сильно отличается от оценок по скейлингу ISS95. Зависимость от  $\mu$  хорошо аппроксимируется степенной функцией вида  $W_2 = C_1 \mu^{\alpha\mu}$  с показателем степени  $\alpha\mu = 0.744$ . На том же рисунке представлены зависимости энергии плазмы, определяемые аппроксимационной формулой ( $W_2$ , темные кружки) и скейлингом ISS95 ( $W_1$ , треугольники) от угла вращательного преобразования  $\mu_0$  (для ISS95  $\alpha\mu = 0.4$ ).

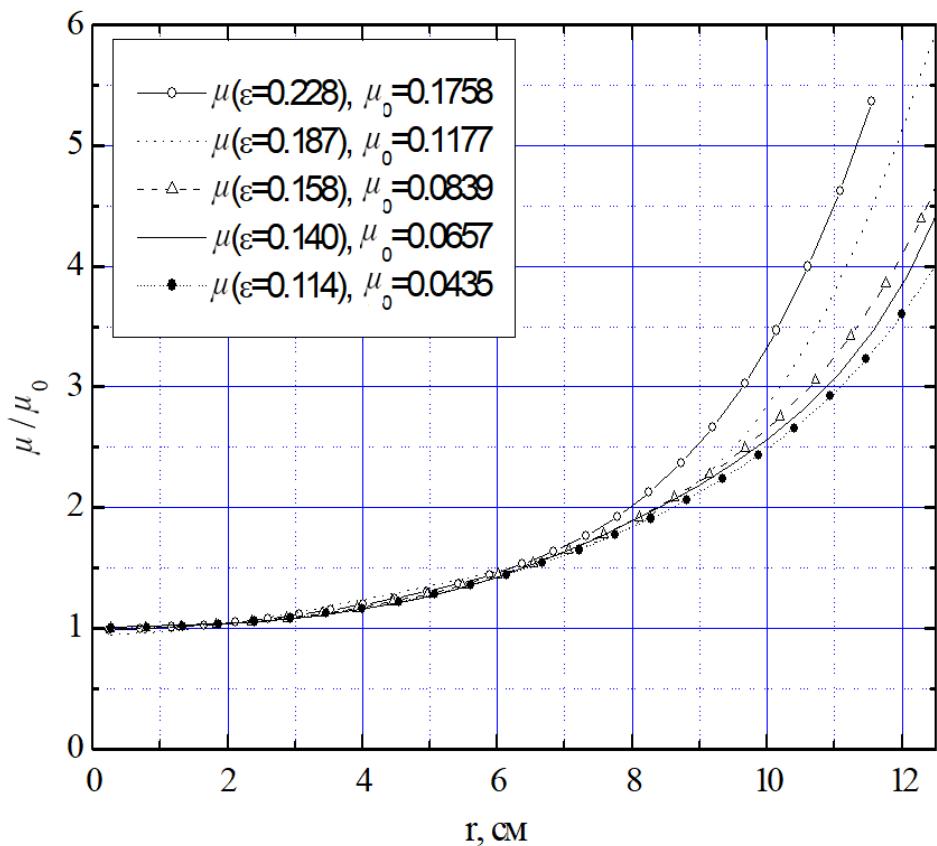


Рис. 23. Профили нормализованного угла вращательного преобразования  $\mu(r/a) / \mu(0)$  для различных значений  $\varepsilon$ .

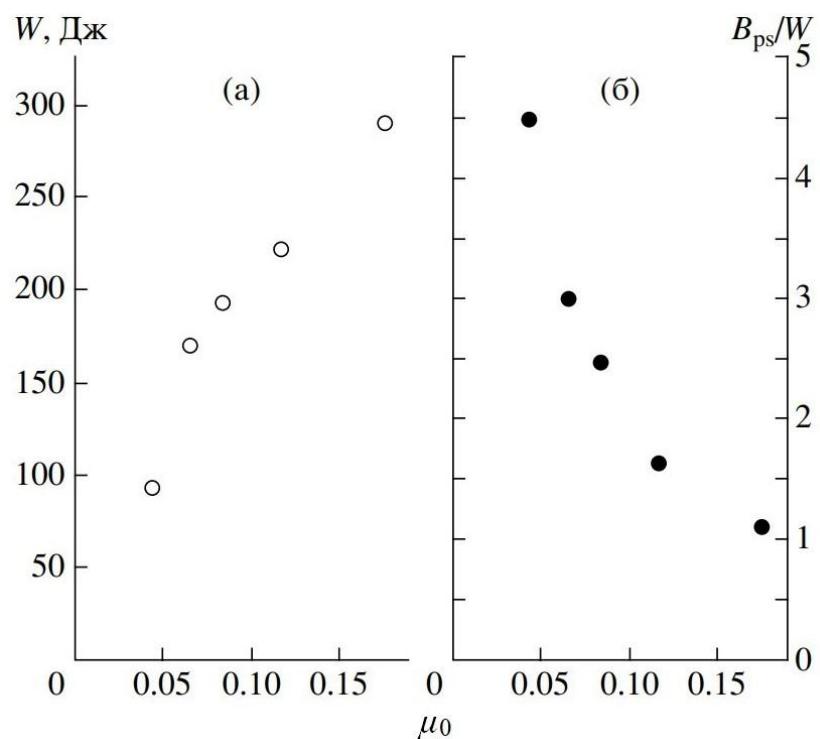


Рис. 24. Зависимости энергии плазмы  $W$  и нормализованного поля равновесия  $W_{PS}$  от угла вращательного преобразования на магнитной оси  $\mu_0$ .

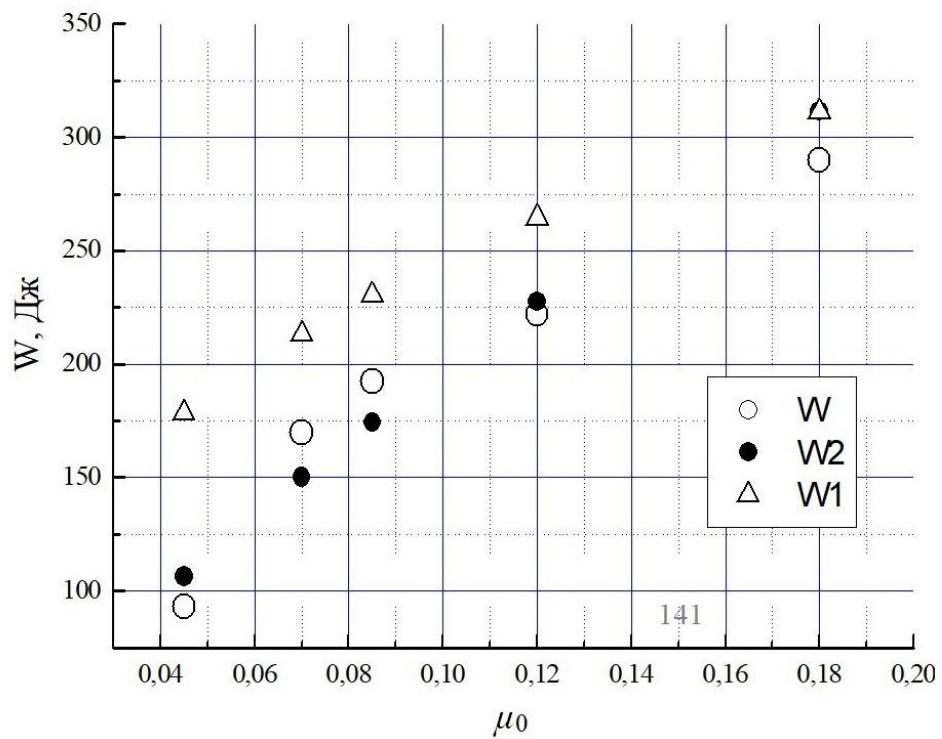


Рис. 25. Зависимости экспериментальных ( $W$ ) и рассчитанных по скейлингам ( $W_1, W_2$ ) значений энергии плазмы от угла вращательного преобразования на магнитной оси  $\mu_0$ .

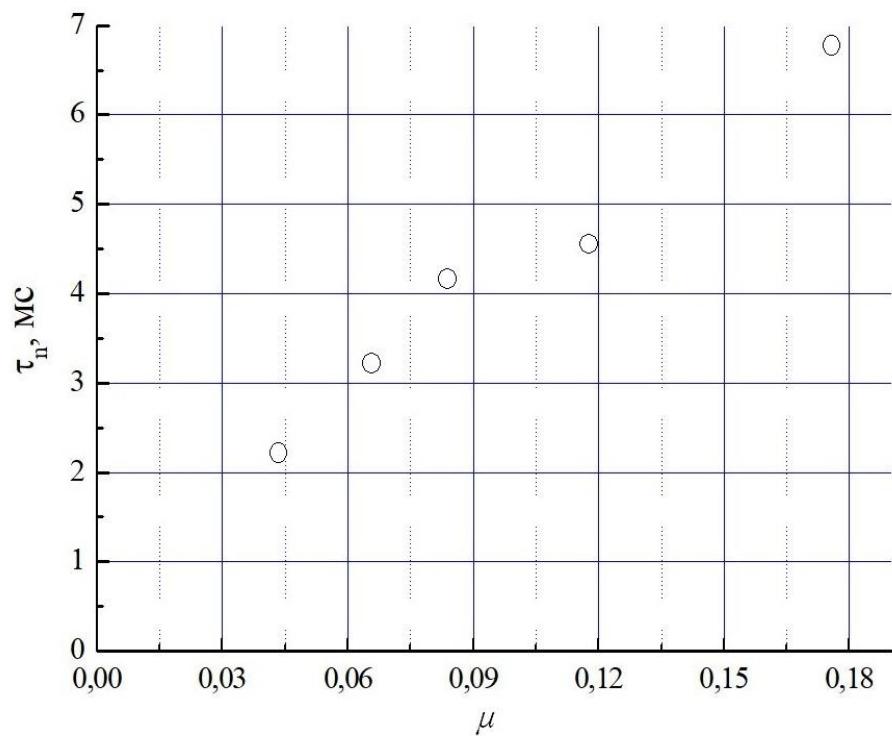


Рис. 26. Зависимость времени жизни плотности плазмы  $\tau_n$  от угла вращательного преобразования  $\mu$ .

#### 4.1.3. Диффузия и свободный распад плазмы

Особенность стелларатора заключается в том, что в подобной системе могут быть разделены процессы удержания и нагрева плазмы. При ЭЦР-нагреве плазмы существуют следующие фазы состояния плазмы: создание и нагрев, стационарное удержание, свободный распад энергии плазмы, свободный распад плотности плазмы. Свободный распад плотности плазмы – это эволюция плазмы в отсутствие источника нагрева, то есть отсутствие ионизации нейтрального газа при низкой электронной температуре. Переход в эту фазу происходит после фазы свободного распада энергии. Свободный распад плотности плазмы носит экспоненциальный характер  $n_e(t) = n_{e0} e^{-t/\tau}$ .

Анализ свободного распада плотности плазмы для различных магнитных конфигураций установил наличие сильной зависимости времени жизни плотности плазмы ( $\tau_n$ ) от угла вращательного преобразования. Зависимость  $\tau_n$  от  $\mu$  представлена на рис. 26, в частности, для  $\mu_0(0) = 0.176$   $\tau_n = 6.7$  мс, а для  $\mu_4(0) = 0.0435$   $\tau_n = 2.2$  мс. Таким образом, при уменьшении угла вращательного преобразования в 4 раза диффузия частиц резко увеличилась. Это выразилось в уменьшении в 3 раза времени жизни плотности плазмы.

Измерение распада плотности плазмы показывает на сильную зависимость времени жизни плотности плазмы  $\tau_n$  от угла вращательного преобразования  $\mu(0)$ . Зависимость времени жизни плотности плазмы  $\tau_n(\mu)$  от угла вращательного преобразования подобна степенной зависимости энергии плазмы от угла вращательного преобразования:  $\tau_n(\mu) = \tau_n(\mu_1) (\mu(0)/\mu(0))^{0.77}$ .

Энергобаланс плазмы может быть записан в виде  $dW/dt = -P_{loss} + P$ , где  $P_{loss}$  – полная мощность потерь. Для стационарного состояния ( $dW/dt = 0$ ) баланс описывается формулой  $0 = -P_{loss} + P$ , а для свободного распада ( $P = 0$ ) формулой  $dW/dt = -P_{loss}$ . Следовательно, анализируя динамику  $dW/dt$  в течение фазы свободного распада плазмы, можно прямым образом определить полную мощность потерь  $P_{loss}$  без каких-либо предположений о механизме и эффективности нагрева плазмы, а также определить энергетическое время жизни при свободном распаде плазмы. Временная эволюция  $dW/dt$ ,  $W$  и  $\tau_E$  в течение стадии свободного распада плазмы представлены на рис. 27.

Сравнение свободного распада плазмы со стационарным состоянием может быть проведено путем сравнения скейлингов энергобаланса для этих двух фаз. Следует отметить, что если в скейлинге для стационарной фазы используется мощность нагрева плазмы при условии  $P = P_{loss}$ , то для свободного распада следует применять  $P_{loss} = -dW/dt$ .

Величины параметров энергии плазмы, плотности плазмы и мощности потерь ( $P_{loss} = -dW/dt$ ) при анализе фазы свободного распада определялись для момента времени  $t = t_{off} + 0.15$  мс, где  $t_{off}$  – момент выключения мощности нагрева.

На рис.28 представлены зависимости  $W051$  (светлые кружки) и  $W051_{\text{dec}}$  (темные кружки) от энергии плазмы  $W$  соответственно для стационарного состояния и для фазы свободного распада, определяемые скейлингом

$$W051 = C51 P^{ap} n_e^{an}, \quad W051_{\text{dec}} = C51_{\text{dec}} P^{ap}_{\text{dec}} n_e^{an}_{\text{dec}} \quad (60)$$

где для  $W051$   $C51 = 54.5$  ( $an = 0.714$ ;  $ap = 0.305$ ), а для  $W051_{\text{dec}}$   $C51_{\text{dec}} = 49.6$  ( $an_{\text{dec}} = 0.667$ ;  $ap_{\text{dec}} = 0.346$ ).

Хотя в этой серии экспериментов (соответствующая база данных включает в себя 351 импульс) и наблюдаются некоторые различия в величинах показателей степеней для плотности и мощности, но они невелики.

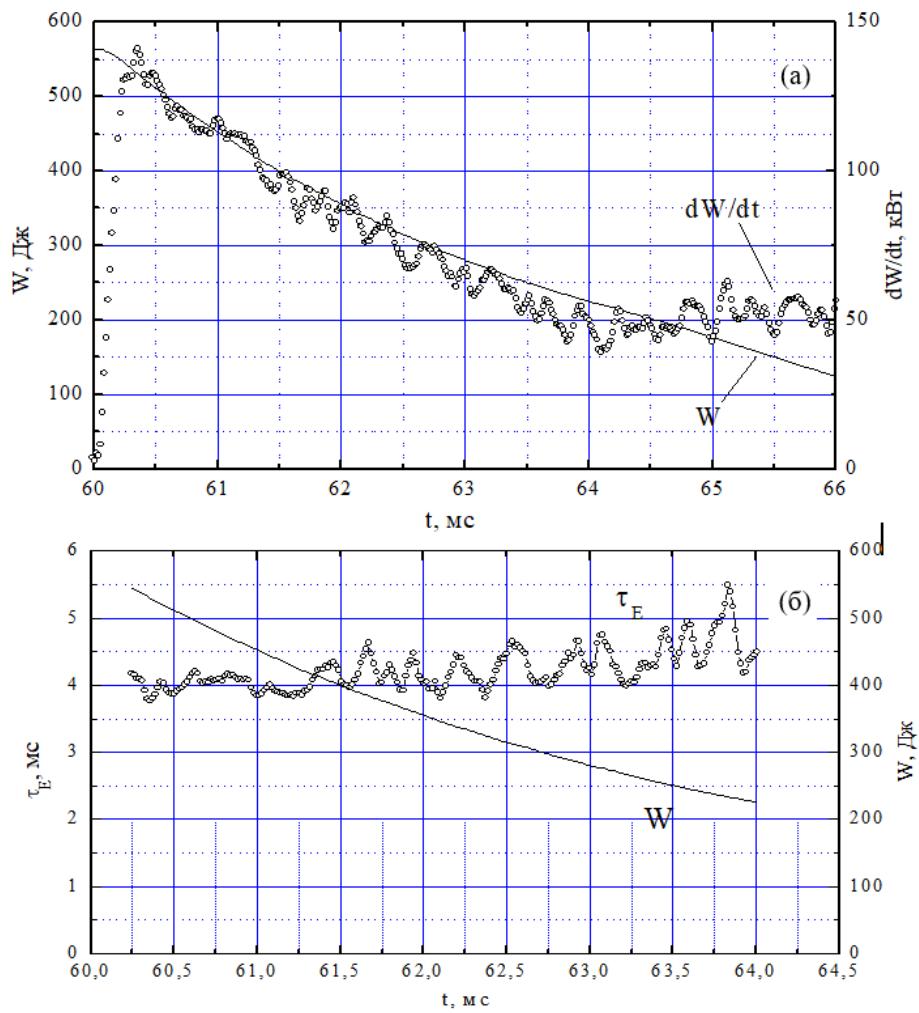


Рис. 27. Зависимости расчётных значений энергии  $W051$  (для стационарной фазы) и  $W051_{\text{dec}}$  (для фазы свободного распада) от энергии плазмы  $W$ .

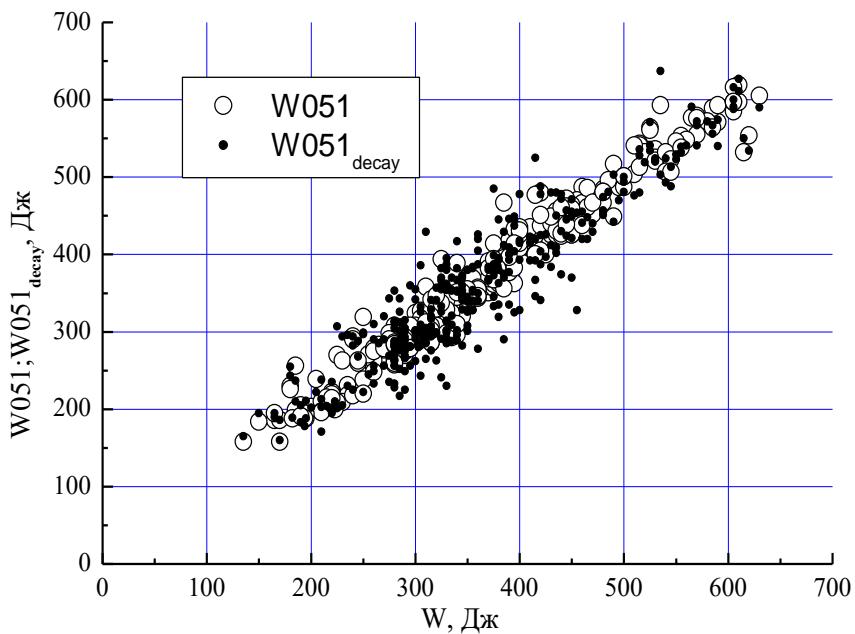


Рис. 28. Временная эволюция  $dW/dt$  (а),  $W$  и  $\tau_E$  (б) в течение стадии свободного распада плазмы.

#### 4.2. Энергетический скейлинг

Энергетический скейлинг представляет собой эмпирическую формулу, описывающую общие соотношения между основными (глобальными) параметрами плазмы и конфигурационными параметрами замкнутых магнитных ловушек. Формулы скейлинга для глобального времени удержания используются для сравнения результатов, полученных на различных установках, и прогнозирования физических экспериментов.

При определении скейлинга постулируется:

1. Наличие ряда независимых переменных (параметры конфигурации установки, глобальные параметры плазмы, мощность нагрева плазмы).
2. Скейлинг должен быть универсальным и не зависеть от специфики магнитной ловушки и метода нагрева плазмы (ECRH, NBI).

Естественно, что правомерность установленных постулатов должна быть подтверждена экспериментом. Применяемая модель скейлинга  $W05$  довольно хорошо описывает базу данных. В частности, наличие резкой верхней границы энергии, обнаруженной в плоскости ( $W - n_e$ ) базы данных (рис. 20) хорошо объясняется предельной мощностью ЭЦРН, слабой зависимостью энергии плазмы от мощности нагрева и существенно более сильной зависимостью от плотности плазмы  $W05 = 64.5 P^{0.27} n_e^{0.778}$ .

На рис. 29 представлена зависимость энергии плазмы  $W$  от плотности  $n_e$ , представленной в настоящей работе базой данных. Сплошными кривыми  $W1$  ( $P = 250$  кВт) и  $W2$  ( $P = 300$  кВт) показана “эффективная” граница энергии, определяемая скейлингом  $W05$  ( $W2 \approx 1.5 W1$ ). При анализе динамики энергобаланса на стадии свободного распада плазмы было обнаружено, что в

начальной фазе распада в течении  $\Delta t \approx 1$  мс при  $\tau_E \approx 2.5\text{-}3$  мс функциональная связь мощности потерь  $P_{\text{loss}}$  и энергии плазмы  $W$  существенно отличается от закономерности, определяемой скейлингами  $W05$  или  $W_{\text{ISS95}}$ .

Также была рассчитана зависимость энергии плазмы  $W1_{\text{dec}}$  от мощности потерь  $P_{\text{loss}} = -dW/dt$  на начальной фазе свободного распада для плотности плазмы для различных значений  $n_e$ . При стационарной плотности  $n_e = 2.0 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$   $W05 = 110 P_{\text{loss}}^{0.27}$  и  $W1_{\text{dec}} = 38.9 P_{\text{loss}}^{0.5}$ , увеличение плотности до  $n_e = 2.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  приводит к  $W05 = 143.7 P_{\text{loss}}^{0.27}$  и  $W2_{\text{dec}} = 8.18 P_{\text{loss}}^{0.843}$ .

Из приводимых результатов можно сделать заключение, что, во-первых, степенная зависимость хорошо описывает функциональную связь мощности потерь  $P_{\text{loss}}$  и энергии плазмы  $W$  и, во-вторых, показатель степени и коэффициент  $W_0$  зависят от плотности плазмы. Обнаруженный эффект говорит о необходимости проведения дальнейших исследований для подтверждения условий независимости параметров, применяемых для создания энергетического скейлинга.

Был также проведен учет экранирующего влияния металлической вакуумной камеры на измерение диамагнитных сигналов. Анализировался временной ход полной энергии плазменного шнура, вычисленный с коррекцией и без учета влияния вакуумной камеры. Хотя временной ход скорректированных осциллограмм энергии оказался несколько другой, максимальные и минимальные их значения в каждом импульсе нагрева изменились незначительно. Это связано с тем, что электрическая постоянная времени вакуумной камеры на порядок величины меньше, чем длительность ЭЦР разрядов [230].

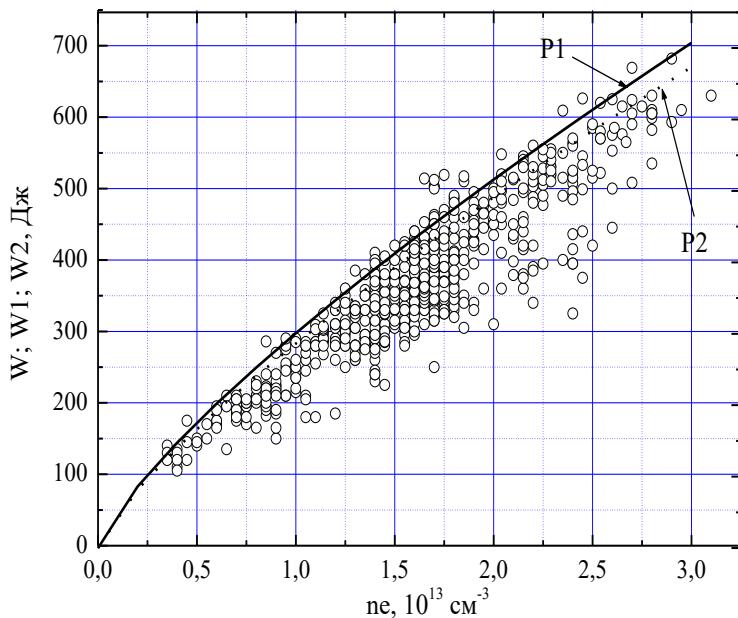


Рис. 29. Зависимость энергии плазмы  $W$  и значений энергии  $W1$ ,  $W2$ , определяемых скейлингом  $W05$  (при различных значениях мощности) от плотности  $n_e$ .

В результате анализа свободного распада был получен “динамический” скейлинг  $W06 = 8.18 P_{loss}^{0.843}$ . Его сравнение с экспериментальными данными приведено на рис. 30.

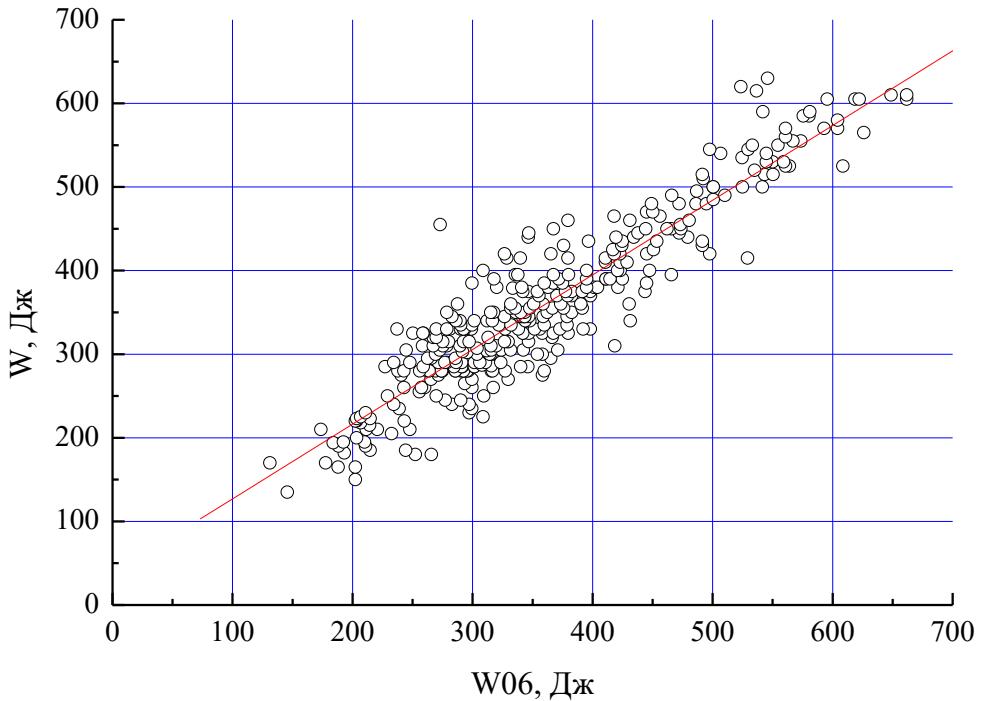


Рис. 30. Сравнение скейлинга  $W06$  с экспериментальными значениями энергии  $W$ .

#### 4.3. Трансформация магнитной структуры с помощью индукционного тока

Одним из способов изучения влияния конфигурации магнитного поля на устойчивость и удержание горячей плазмы в тороидальных ловушках стеллараторного типа является возбуждение продольного (тороидального) тока.

Все эксперименты по исследованию устойчивости плазмы в режиме омического нагрева в стеллараторе Л-2 и после его модернизации в Л-2М проводились ранее [231] при направлении индукционного тока, увеличивающего стеллараторное вращательное преобразование (так называемый положительный ток). При положительном токе топология магнитных поверхностей не испытывает существенных изменений, но меняется радиальная зависимость вращательного преобразования силовых линий. Существенным эффектом при этом является влияние стеллараторно-запертых частиц на проводимость плазмы, приводящее к сильному пикированию тока к центру плазмы и значительному увеличению угла вращательного преобразования на магнитной оси [232]. При токах выше определенного значения ( $I/B > 1$  А/Гс) угол вращательного преобразования на оси  $\mu$  достигает единицы, что вызывает появление релаксационных колебаний в центральной части плазменного шнуря.

В основной магнитной конфигурации стелларатора Л-2М изучалось изменение параметров плазменного шнуря при мощности ЭЦР нагрева  $P \sim 200$  кВт (удельная мощность нагрева  $\sim 0,8$  МВт м<sup>-3</sup>) и средней концентрации плазмы  $n_e = 1 \dots 2 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup> при возбуждении многоосевой магнитной структуры с помощью индукционного тока ( $I \leq 17$  кА). Направление тока было выбрано таким образом, чтобы уменьшался суммарный угол вращательного преобразования. Величина тока выбиралась достаточно большой, чтобы угол вращательного преобразования менял знак внутри плазменного шнуря [173]. В дальнейшем тороидальный ток, уменьшающий исходный угол вращательного преобразования  $\mu$  по абсолютной величине вне зависимости от способа, с помощью которого исходная конфигурация создается, будем называть “отрицательным”.

Компьютерное моделирование магнитной структуры стелларатора Л-2М показало, что магнитная поверхность с нулевым углом вращательного преобразования силовых линий является топологически неустойчивой, что приводит к образованию магнитных островов, то есть к возникновению в плазме многоосевой магнитной конфигурации.

Измерения магнитными зондами показали, что при величинах «отрицательного» тока  $I > 10$  кА наблюдаются вспышки интенсивных МГД колебаний в области частот нескольких кГц с четко установленной тороидальной модой  $n = 0$ .

Также были изучены радиальные профили температуры вдоль большого радиуса тора в центральной плоскости. Установлено понижение в 1.3 раза температуры электронов во внутренней области плазменного шнуря ( $r/a \leq 0,6$ ) и сохранение скачка температуры в приграничной области. Таким образом, можно сделать заключение, что образование областей с нулевым углом вращательного преобразования во внутренних областях плазмы приводит к возрастанию переноса в плазме, однако это усиление переноса не является существенным.

В работе [188] приводятся результаты экспериментов на стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР нагрева при одновременном возбуждении отрицательного индукционного тока, когда токовое вращательное преобразование имеет обратный знак по сравнению с исходным стеллараторным преобразованием. Как показывают расчеты, для Л-2М при амплитудах отрицательного тока выше значений  $I/B = 0.25$  А/Гс вращательное преобразование на магнитной оси меняет знак и в плазме должна возникать магнитная поверхность с нулевым значением  $\mu$ . При увеличении амплитуды индукционного тока данная поверхность будет увеличивать свой радиус, перемещаясь от магнитной оси к краю плазмы. В тороидальной геометрии такая магнитная конфигурация топологически неустойчива. Поперечное поле тока является в случае  $\mu = 0$  возмущением, приводящим (даже при  $\beta = 0$ ) к образованию магнитного острова с размерами, соизмеримыми с малым радиусом поверхностей. В плазме конечного

давления будет происходить дальнейшая модификация магнитной конфигурации с возможностью образования многоосевой магнитной структуры.

Следует упомянуть несколько аспектов использования отрицательного тока в стеллараторах. В частности, таким способом можно изменить профиль  $\mu$  и добиться, например, появления (или исчезновения) желаемой рациональной магнитной поверхности, либо изменить шир, и, следовательно, изменить условия устойчивости. Особняком стоят эксперименты, когда отрицательный ток приводит к появлению внутри плазмы магнитной поверхности с  $\mu = 0$ . В частности, на установке Heliotron-E наблюдались релаксационные колебания, которые могли быть объяснены на основании нелинейного поведения тириング-мод с  $m = 1, n = 0$ . В этих экспериментах при обращении угла вращательного преобразования в ноль внутри плазмы возникали сильные МГД колебания, приводящие к развитию релаксационных колебаний. Наблюдаемые процессы интерпретировались авторами развитием  $m/n = 1/0$  как развитие тириング-моды, где  $m$  и  $n$  соответственно полоидальный и тороидальный номер моды. Весьма подробно анализировались конфигурации с нулевым углом вращательного преобразования на установке LHD (Япония), где было показано, что наличие  $\mu \approx 0$  внутри плазмы не приводит к ухудшению удержания плазмы. Было показано, что аксиально-симметричные осцилляции с  $\mu = 0$  наблюдаются в различных диапазонах частот. В наиболее высокочастотной области для объяснения их природы приходилось привлекать альфвеновские моды, инициируемые высокоэнергичными ионами [245].

Позднее для стелларатора LHD было выполнено численное трехмерное моделирование равновесия при наличии поверхности с нулевым вращательным преобразованием. Расчеты проводились для различных значений параметра  $\beta$ , и была показана возможность образования одного или двух островов с нулевым углом вращательного преобразования. Выполненный в подобной конфигурации эксперимент не показал заметного ухудшения удержания плазмы. В работе не содержатся данные, доказывающие возникновение магнитных островов, хотя наблюдаемые в эксперименте вспышки  $m = 0, n = 0$  колебаний могут рассматриваться как косвенное подтверждение наличия подобных островов [188].

Аналогичные исследования по влиянию индукционного тока на удержание и устойчивость плазмы были проведены на стеллараторе Л-2М. Эксперименты проводились в стандартной магнитной конфигурации установки, когда отношение амплитуды основной гармоники винтового поля к амплитуде продольного поля на оси установки равно  $\epsilon = 0.228$ . В работе [196] были приведены результаты расчетов зависимости угла вращательного преобразования  $\mu$  от среднего радиуса поверхности при различных величинах тока в предположении неизменности топологии магнитной конфигурации стелларатора. Было показано, что при отрицательных токах  $I/B = 1$  А/Гс,  $\mu < 0$  до  $x = r/a = 0.65$ . Возбуждение

индукционного тока осуществлялось с помощью трансформатора омического нагрева, включавшегося одновременно с импульсом ЭЦР нагрева. Электронный циклотронный нагрев на второй гармоники циклотронной частоты ( $f = 75$  ГГц) осуществлялся с помощью гиротрона с мощностью  $P = 200$  кВт и длительностью импульса 10-12 мс. Сфокусированный гауссовский пучок с линейной поляризацией, соответствующий необыкновенной волне, и поперечником около 4 см вводился в вакуумную камеру стелларатора с наружной стороны тора. Диапазон исследованных плотностей плазмы лежал в пределах  $n_e = 0.5 \dots 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , амплитуды индукционных токов менялись в пределах  $I = 3 \dots 15 \text{ кА}$ .

### 4.3.1. Моделирование магнитной структуры

Для исследования равновесия плазмы с током использовалась математическая процедура, основанная на комбинации численных кодов [206, 233]. Для моделирования влияния тока численно решалась усредненная задача МГД-равновесия со свободной границей относительно усредненного полоидального потока (квазилинейное эллиптическое дифференциальное уравнение в частных производных). Для описания винтовых компонент магнитного поля использовалось разложение скалярного потенциала поля в тороидальной системе координат через присоединенные функции Лежандра второго рода и набор гармоник, характеризующих закон укладки винтовых проводников.

Для расчетов выбирался профиль тока в следующем виде:

$$I = I_0(1 - r^2)^k \quad (61)$$

В результате численного решения усредненной задачи равновесия с током получается набор значений полоидального потока на сетке в полярных координатах, связанных с центром магнитных поверхностей усредненной равновесной конфигурации.

Структура трехмерных поверхностей при наличии тока и плазменного давления определялась из решения уравнения для магнитной силовой линии. При этом вместе с винтовым вакуумным полем учитывалось влияние тока и плазмы, которое было приближенно описано учетом ее усредненного полоидального потока. Построение магнитных поверхностей для определенного тороидального сечения производилось методом трассировки магнитных силовых линий.

Результаты расчетов показали, что при возникновении в объеме плазмы нулевого угла вращательного преобразования возникает сложная структура магнитных поверхностей с образованием магнитных островов, причем их размеры существенным образом зависят от

профилей плазменного тока и давления плазмы, а также от величины вертикального поля, использующегося для коррекции положения плазменного шнуря. На рис. 31 приведены результаты расчета для случая плазменного тока  $I = -7$  кА и радиального профиля плотности тока (59) при  $I_0 = 1$ ,  $k = 2$ . Как мы видим, образуется структура с двумя магнитными осями, причем площадь островов охватывает заметную часть поперечного сечения.

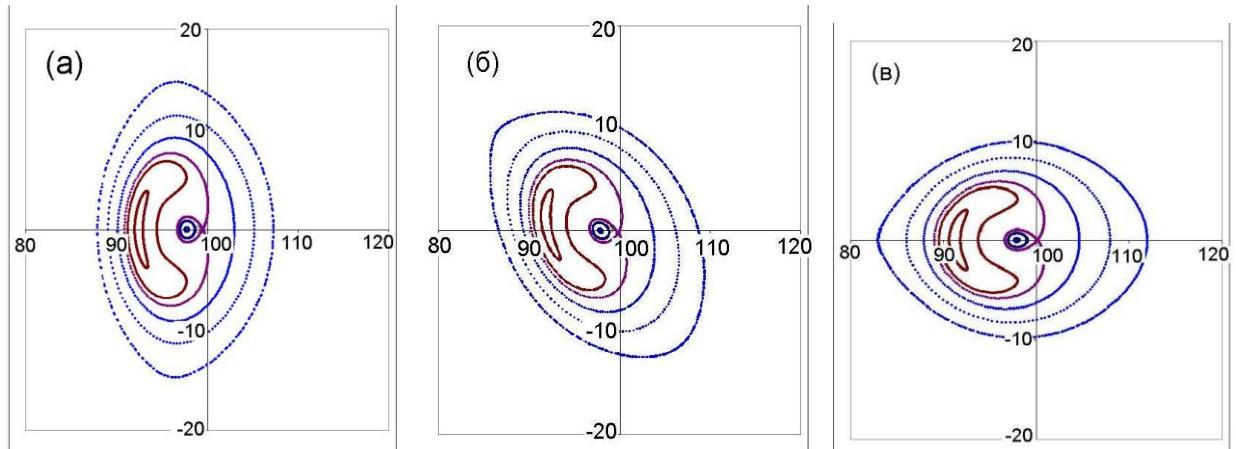


Рис. 31. Структура магнитных поверхностей в трех поперечных сечениях при «отрицательном» индукционном токе. Ось вакуумной камеры соответствует  $R = 1$  м.

#### 4.3.2. Эксперименты с одновременным ЭЦР и омическим нагревом

На рис. 32 представлена временная эволюция мощности ЭЦР-нагрева, индукционного тока  $I$ , производных поля равновесия ( $dW_{PS}/dt$ ), определяемого токами Пфирша-Шлютера, сигнала 2 мм интерферометра, определяющего средние значения плотности плазмы по центральной хорде  $n_e$ , и электронно-циклотронного излучения на частоте 76 ГГц, соответствующего температуре электронов  $T_e$  в центре плазмы при  $R = 0.99$  м. Как видно из графика, квазистационарной фазе разряда соответствует интервал от 50 мс до 60 мс. Для этих моментов времени в режиме с отрицательным током в ходе сигнала  $dW_{PS}/dt$  видны резкие пики релаксационных колебаний с интервалом  $\sim 1$  мс (рис. 32 в) и отсутствие аналогичных всплесков в импульсах без тока (рис. 32 г).

Заметим, что в сигнале производной диамагнитного потока ( $dW/dt$ ) и в сигнале продольного тока отсутствуют всплески возмущений в режимах с отрицательным током, характерные для производной поля равновесия, то есть возникающие МГД возмущения характерны только для токов Пфирша-Шлютера. Эти наблюдения, по-видимому, свидетельствуют об отсутствии сбросов энергии плазменным шнуром и об отсутствии возмущений тока, в то время как образование магнитного острова вызывает перераспределение токов равновесия, что и регистрируется по всплескам производной  $dW_{PS}/dt$ .

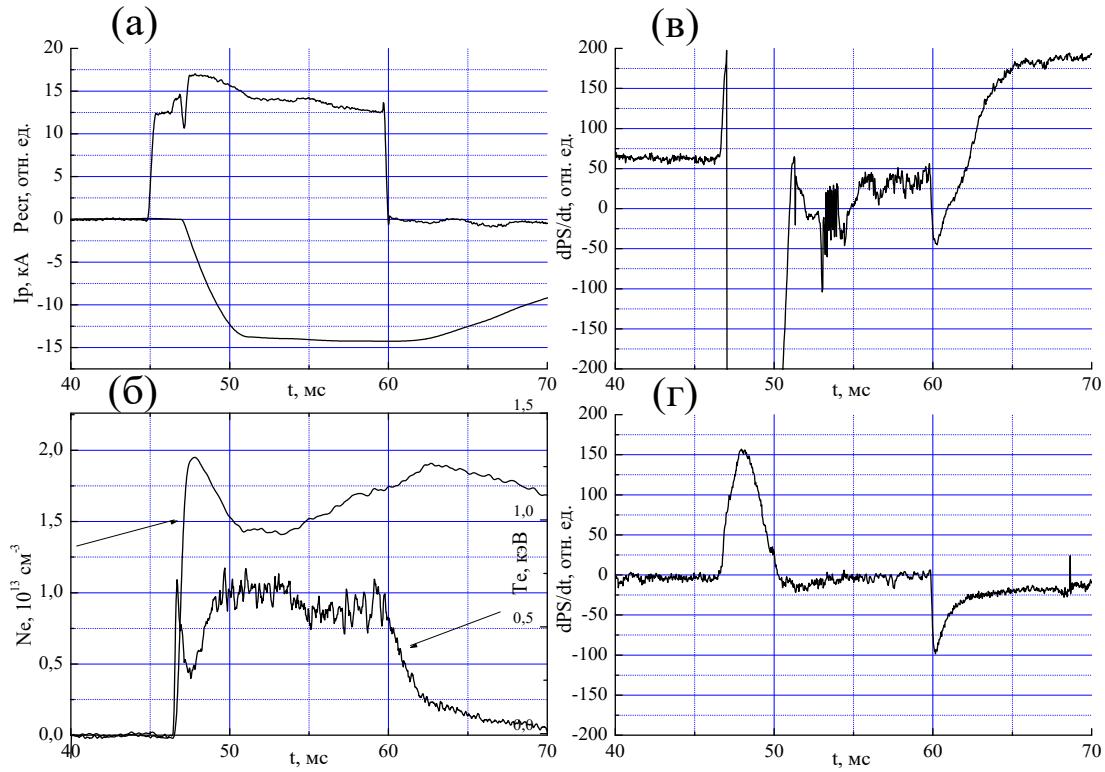


Рис. 32. Временная эволюция сигналов при «отрицательном» токе. (а) – сигнал детектора квазиоптического ответвителя (огибающая мощности гиротрона) (верхний сигнал); сигнал индукционного тока (нижний сигнал). (б) – эволюция средней плотности (верхний сигнал), температура электронов в центральной области шнура, определенная по интенсивности излучения на частоте 76 ГГц (нижний сигнал). (в) – эволюция сигнала магнитных катушек, регистрирующих поперечную составляющую магнитного потока ( $dPS/dt$ ) при токе  $I_n = -13$  кА. (г) – то же в бестоковом режиме.

Для выяснения характера возмущений токов Пфирша-Шлютера магнитные зонды регистрировали полоидальную компоненту магнитного поля. Сигналы магнитных зондов  $d\tilde{B}/dt$  для различных режимов приведены на рис. 33. Как видно, амплитуды сигналов близки для режимов без тока и с током. Фурье-спектры сигналов магнитных зондов охватывают область частот  $f = 1-150$  кГц. В режимах с током в случае возникновения релаксационных всплесков на сигналах  $dW_{PS}/dt$  во время всплеска в спектре возникает пик в диапазоне  $f = 5-15$  кГц. По-видимому, образование острова сопровождается возникновением новых мод МГД возмущений. Действительно, было установлено, что в режимах с отрицательным током происходит изменение модового состава МГД возмущений, а именно: возникают возмущения с тороидальным индексом  $n = 0$ . Необходимо отметить, что эффекты возникновения возмущений токов Пфирша-Шлютера и изменения модового состава МГД возмущений носили пороговый характер и наблюдались при отрицательных токах, по амплитуде превышающих 10 кА.

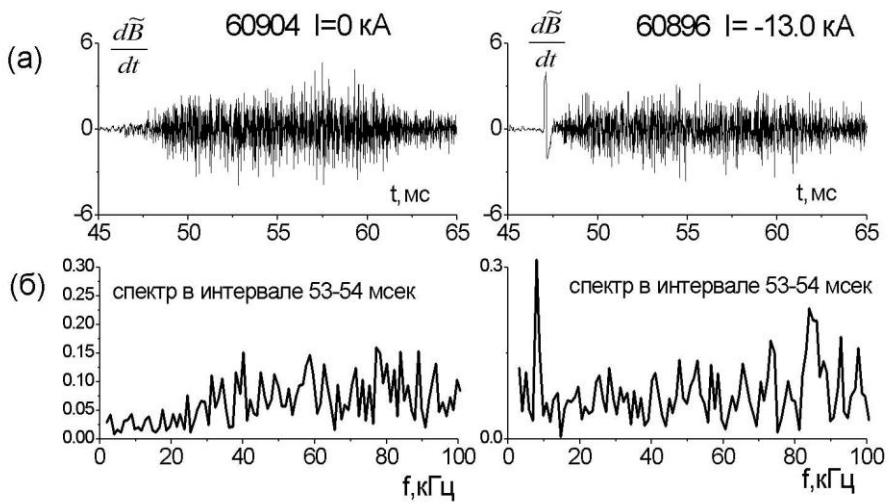


Рис. 33. Временная эволюция флюктуаций магнитного поля.

- а) – сигнал магнитного зонда  $d\tilde{B} / dt$ .  
 б) – Фурье-спектры сигналов магнитных зондов.

На рис. 34 приведен радиальный профиль электронной температуры  $T_e$  в режиме ЭЦР нагрева при отсутствии индукционного тока в полулогарифмическом масштабе. Экспериментальные точки при  $x \leq 0.6$  получены с помощью измерения интенсивности электронно-циклотронного излучения (ЭЦИ) на второй гармонике гирочастоты электронов, а при  $0.6 \leq x \leq 1.0$  с помощью измерений интенсивности линий ионов бора BIV (282,2 нм) и углерода СП (464,7 нм).

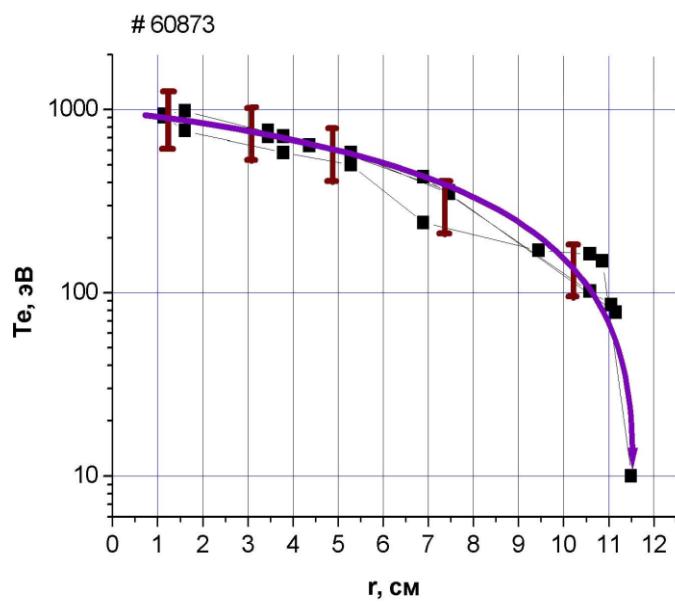


Рис. 34. Радиальный профиль электронной температуры в бестоковом режиме. Мощность ЭЦР нагрева 170 кВт, средняя концентрация  $1,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 35 приведены распределения температуры (полученные по измерениям ЭЦИ), усредненные по 10 разрядам, как в бестоковом режиме, так и при «отрицательных» токах – (13÷15) кА. Форма распределения сохраняется. Максимальное значение температуры падает в ~1,3 раза.

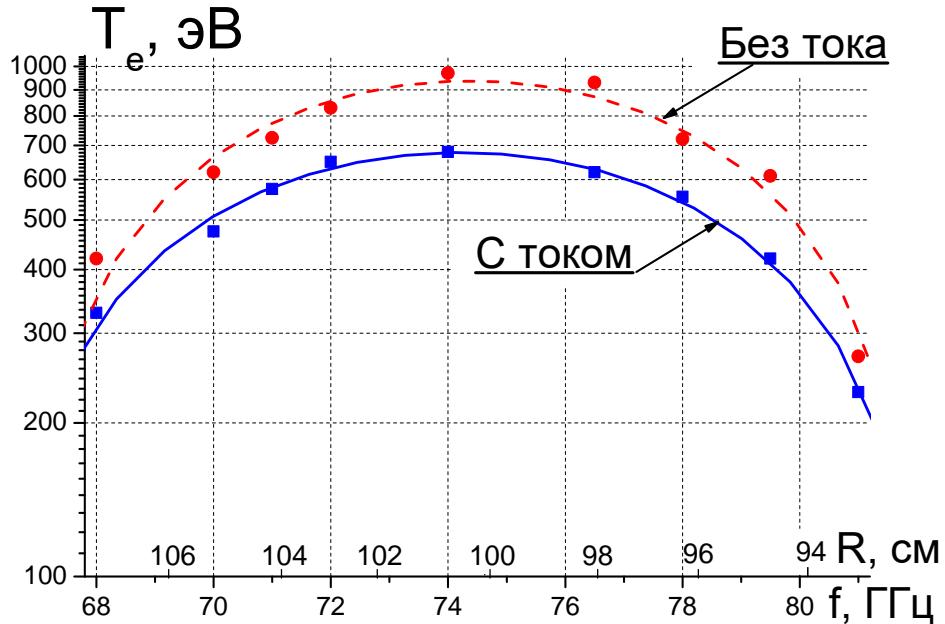


Рис. 35. Распределение температуры электронов во внутренней области плазменного шнуря в бестоковом режиме и в режиме с «отрицательным» током 13-15 кА. Средняя плотность без тока  $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , с током  $1,5 \div 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Как видно из приводимых на рис. 34-35 графиков, во внутренней области плазменного шнуря регистрируется колоколообразный профиль температуры с полушириной  $0,4 \div 0,5 \text{ см}$ . В присепаратрисной области регистрируется узкий скачок температуры шириной  $\Delta r/a \leq 0,1$ . Данный скачок электронной температуры в периферийной области интерпретируется как периферийный тепловой барьер [234, 235].

Об изменениях радиального профиля температуры вблизи сепаратрисы можно сделать заключение по хордовым измерениям интенсивности линии иона бора BIV (энергия ионизации  $\sim 250$  эВ): нормированные на максимальное значение интенсивности распределения демонстрируют спад интенсивности линии от плоской части распределения в области  $R \geq 89$  см до нуля при значении радиуса  $R \leq 87$  см. При изменении отрицательного тока от –8 кА до –15 кА плоская часть распределения простирается до  $R \approx 88$  см и интенсивность падает до 0 при  $R \approx 86.5$  см, то есть наблюдается смещение распределения примерно на 0.5 см. Это смещение направлено к внутренней стенке камеры, что соответствует смещению магнитных поверхностей за счет поперечного поля, создаваемого полем отрицательного тока. Таким образом, можно

сделать заключение, что в присепаратрисной области скачок температуры электронов сохраняется.

Интерферометрические измерения средних значений концентрации с помощью HCN-лазера по 7 хордам представлены на рис. 36. Из рис. 36а видно, что в начале разряда наблюдается небольшой спад концентрации на центральных хордах, а после 52 мс вплоть до окончания импульса ЭЦР нагрева на 60 мс значения концентрации на всех хордах остаются постоянными и близкими по значению за исключением последней, наиболее удаленной от центра хорды, что соответствует уплощенному распределению с резким спадом вблизи границы плазмы.

Сопоставление результатов хордовых измерений в бестоковом режиме с режимом с «отрицательным» током  $I = -(14 \div 15)$  кА показывает, что профиль распределения электронной концентрации и характер его эволюции существенно меняется в присутствии индукционного тока: профиль становится менее плоским. Зависимость от времени указывает на существенно иной характер развития разряда. Он характеризуется быстрым значительным спадом концентрации в начале разряда по всем хордам, кроме 6 и 7-ой, а, следовательно, и полного числа электронов в плазменном шнуре. После окончания ЭЦР нагрева спад концентрации происходит значительно медленнее. Кроме того, после спада концентрации в начале разряда наблюдаются значительные (до 20%) нерегулярные перепады средних концентраций для всех хорд, кроме двух последних.

Обращает на себя внимание, что при компьютерном моделировании структуры магнитных поверхностей внешние магнитные поверхности практически имеют ту же структуру, что и без тока. Это позволяет сопоставлять результаты хордовых измерений концентрации по крайней мере по 7-ой хорде. Такое сопоставление для средних значений концентрации, нормированных на значение концентрации по центральным хордам, показывает, что в присутствии индукционного тока величина градиента концентрации на границе падает на 1/4. Таким образом, интерферометрические измерения показывают в присутствии тока менее плоские радиальные профили концентрации во внутренних областях и понижение градиента концентрации в присепаратрисных областях шнуря. Это согласуется с экспериментами на токамаках, в которых увеличение индукционного тока приводит к обострению профилей давления [236].

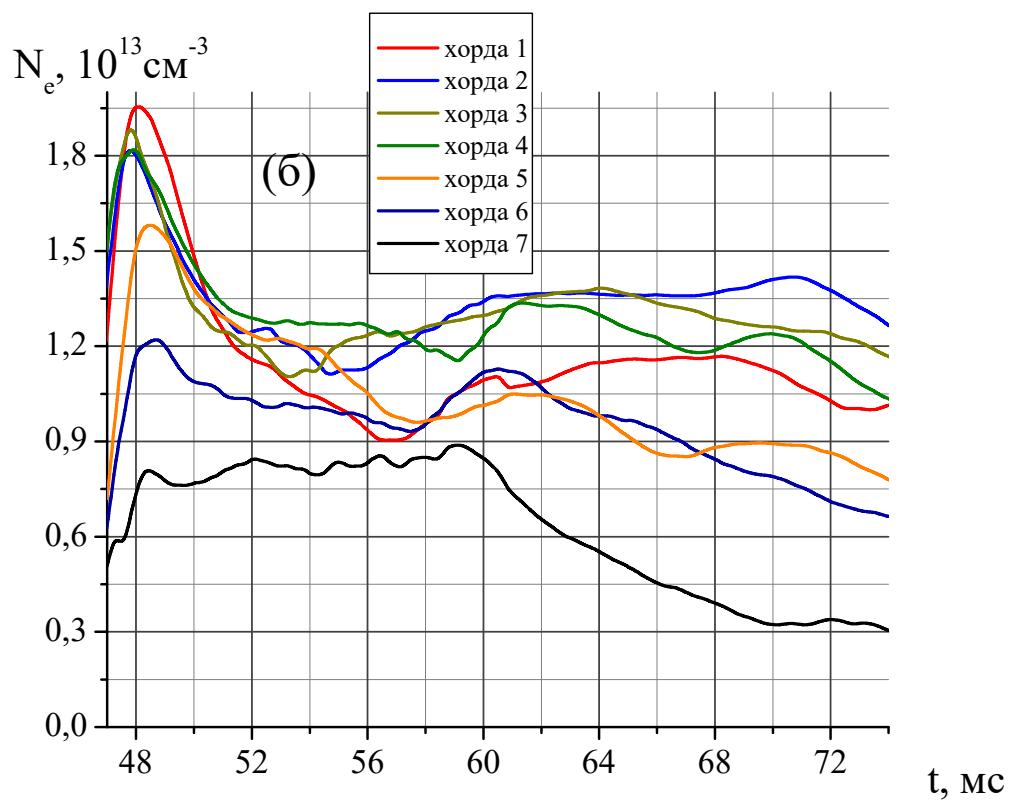
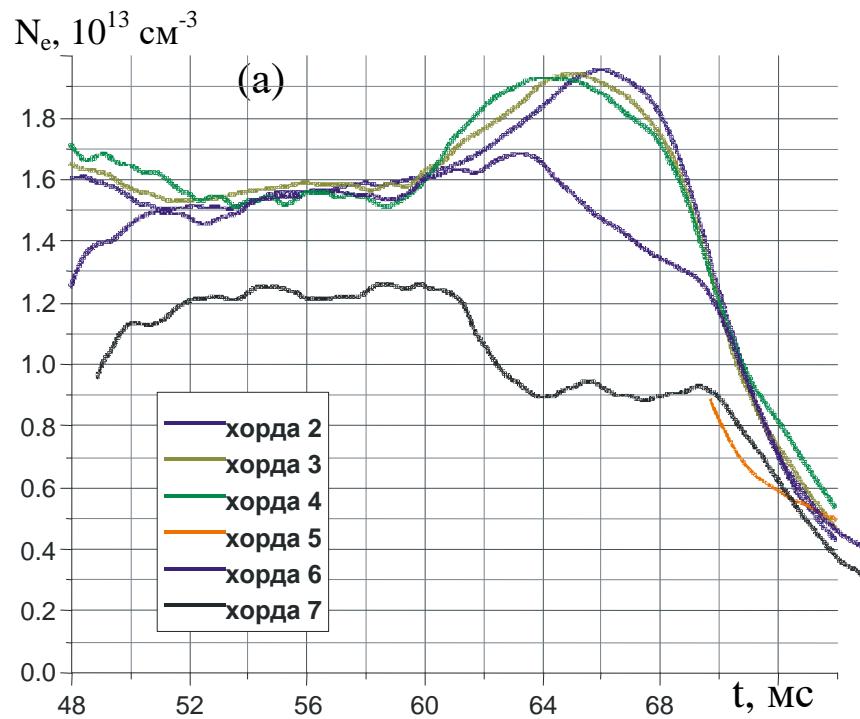


Рис. 36. Временная эволюция средних значений электронной плотности, измеренных по 7 хордам, в бестоковом режиме (а) и в режимах с током (б).

(а) – бестоковый режим; (б) – режим с током  $I = -13$  кА.

### 4.3.3. Теоретический анализ поведения плазмы с отрицательным током

Сама возможность существования равновесия тороидальной плазмы с отрицательным током порождает ряд задач как теоретических, так и экспериментальных. В стеллараторе, где магнитные поверхности создаются токами, протекающими по внешним проводникам, отрицательный ток может быть, в частности, индукционным. При этом, в случае достаточно большого отрицательного тока, внутри плазмы возникает поверхность с  $\mu = 0$ . В токамаке, где индукционный ток является положительным, отрицательный ток в центральной части плазменного шнура может возникать при использовании высокочастотных методов его генерации. Заметим, что в токамаке поверхность с нулевым углом вращательного преобразования всегда находится в области с положительной плотностью тока. В рамках теории равновесия поверхность с  $\mu = 0$  может расщепиться и образовать аксиально-симметричную топологическую структуру.

Существует и другая возможность образования топологической структуры на месте поверхности  $\mu = 0$ , а именно в результате нелинейного развития тиринг-мод. На практике структура может появляться как из-за одной, так и из-за другой из этих причин, как и из-за их совместного действия.

Ранее в токамаках [237-239] наблюдались разряды с почти нулевым током, текущим в окрестности магнитной оси. В настоящее время установлено вполне обоснованное мнение (основанное на численном и аналитическом решении уравнения Грэда-Шафранова) [240-242] о том, что инициируемая отрицательным током поверхность с  $\mu = 0$  расщепляется под действием тороидальных эффектов. При этом образуется структура с  $m = 1, n = 0$  в круглой тороидальной плазме, и  $m > 1, n = 0$  в системах с заметной треугольностью и эллиптичностью.

Интересным является тот экспериментальный факт, что увеличение мощности системы генерации тока не позволяет достичь стационарной стадии разряда с заметной отрицательной плотностью тока. Было предложено объяснение данного наблюдения на основе нелинейной динамики тиринг-моды в цилиндрическом приближении. В рамках такого подхода токовая дыра формировалась за счет многократных перезамыканий в рамках структуры с  $m = 1, n = 0$ . При этом необходимо отметить, что формирование токовой дыры в эксперименте отнюдь не всегда сопровождается релаксационными колебаниями [243].

Поскольку в плазме стелларатора независимо от метода нагрева присутствует бутстрэп-ток  $I_p$ , надежно зарегистрировать изменения, производимые индукционным отрицательным током  $I$ , можно при условии  $|I| \gg I_p$ . Поэтому в представленных экспериментах ток создавался в диапазоне амплитуд  $5 \text{ кA} \leq |I| \leq 16 \text{ кA}$ .

Нужно оценить, при каких значениях тока можно ожидать появления в плазме поверхности с  $\mu = 0$ . Для этого выберем плотность тока в простейшем виде (59). Тогда можно получить, что поверхность с  $\mu = 0$  появляется в центральной части плазменного шнуря при  $|I| \geq 16.4/(k + 1)$  кА. Если исходить из выражения для классической проводимости, учесть запертые частицы и в качестве профиля электронной температуры взять экспериментально измеренный профиль, то оказывается, что в окрестности магнитной оси образуется достаточно широкая зона с  $\mu < 0$  при  $|I| \geq 4$  кА [195]. Обратим также внимание на то, что при увеличении тока магнитная поверхность  $\mu = 1/2$  приближается к границе плазмы.

При  $I = -16.0$  кА угол вращательного преобразования на краю плазмы уменьшается на  $\delta \approx 0.18$  и, следовательно, принимает значение  $\mu^*(x = 1) \approx 0.6$ . Поскольку отрицательный ток увеличивает шир системы, то поверхность  $\mu = 1/2$  оказывается в непосредственной близости от границы плазмы; в области, обладающей магнитным горбом. Следовательно, можно ожидать развития тириング-моды  $m = 2, n = 1$ , дополнительно дестабилизированной эффектами конечного давления плазмы.

Также существенно, что в цилиндрическом приближении при наличии отрицательного тока как токамак (прямой пинч с отождествленными концами), так и стелларатор, описываемый в рамках усредненных уравнений, оказываются неустойчивы по отношению к тириング-моде  $m = 1, n = 0$  [244]. В принципе развитие подобной неустойчивости должно приводить к релаксационным колебаниям, которые могут быть зарегистрированы в эксперименте. В тоже время следует помнить, что тороидальные эффекты существенно модифицируют условия устойчивости (и развитие подобной неустойчивости не является заведомо преопределенным).

Обсудим теперь, к каким изменениям в топологии магнитных поверхностей может привести протекание отрицательного тока. Для этого нужно провести простейший модельный расчет. Выберем представление для скалярного потенциала вакуумного магнитного поля стелларатора Л-2М в виде тороидальных функций [206], а для имитации плазменного тока используем тонкий тороидальный проводник, который будем располагать на оси  $R$  при  $Z = 0$ . Здесь  $(R, \varphi, Z)$  - цилиндрическая система координат. Затем, проведя трассировку силовых линий, можно получить карту магнитных поверхностей, представленную на рис. 37.

Как видно, чтобы получить топологическую структуру с минимальными размерами (см. рис. 37б) необходимо расположить проводник на оси  $R$  с миллиметровой точностью. Заметим, что магнитная ось вакуумных магнитных поверхностей расположена при  $R = 97.5$  см и смещена от геометрической оси  $R = 100$  см в направлении главной оси тора. Данное смещение возникает из-за усредненного взаимодействия трехмерных компонент магнитного поля и тороидальности. Разумеется, отрицательный ток сам по себе смещает магнитные поверхности в направлении главной оси тора. Магнитное поле, создаваемое токами Пфирша-Шлютера, смещает магнитные

поверхности в противоположном направлении. Таким образом, можно предположить, что конфигурация, изображенная на рис. 37б, при независимом изменении среднего давления и полного тока, но неизменных профилях давления и плотности тока, будет скорее исключением, нежели правилом. Гораздо более вероятно появление структур, изображенных на рис. 37а,в.

Простая теорема о необходимости отрицательного тока для появления структуры, изображенной на рис.37а, была доказана в [233], там же высказывалось предположение, что наличие гиперболической магнитной оси на внешнем обходе может приводить к дополнительной стабилизации МГД мод. Как видно из рис. 37, разрушение гиперболических магнитных осей мало.

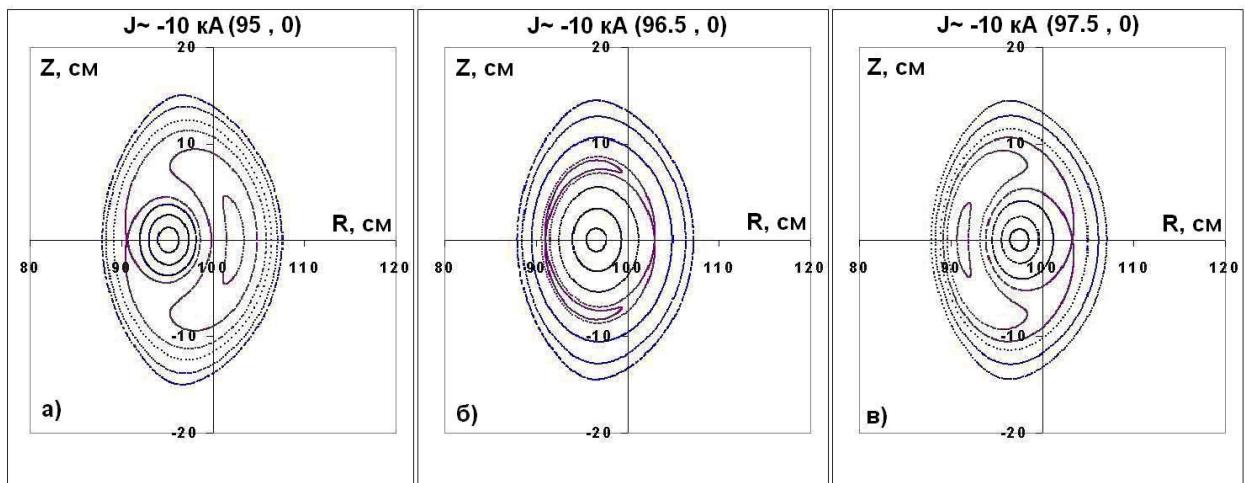


Рис. 37. Структура трехмерных магнитных поверхностей при наличии отрицательного тока (вертикальное сечение), модельный расчет. Ток протекает по бесконечно тонкому проводнику с координатами  $R, Z = 0$ . Слева направо: (а) -  $R = 95$  см, (б) -  $R = 96.5$  см и (в) -  $R = 97.5$  см.

Следует отметить, что при расчете МГД-равновесия плазмы в стеллараторе LHD (Япония) при наличии отрицательного тока было показано, что при фиксированных профилях плазмы и полном токе, в зависимости от величины среднего давления плазмы, может реализовываться ограниченный набор аксиально-симметричных топологических структур, фактически такой же, что изображен на рис. 37а-в. Необходимо обратить внимание на то, что в отличие от модельного расчета, гиперболические магнитные оси здесь разрушены. При этом в расчете для LHD не может быть прослежен эволюционный путь образования подобных структур [245].

Итак, представленные выше оценки позволяют спрогнозировать ожидаемые в эксперименте результаты. При возникновении структур, изображенных на рис.37а,в, будут наблюдаться флуктуации магнитного поля с  $m = 1, n = 0$ , а при образовании структуры, изображенной на рис. 37б - с геометрической структурой  $m = 2, n = 0$ . При этом наблюдение структуры с  $m = 1, n = 0$  будет являться правилом, а структуры с  $m = 2, n = 0$  – исключением.

Можно ожидать также, что условия устойчивости моды  $m = 2, n = 1$  будут ухудшаться при увеличении тока по абсолютной величине. Ниже приведено, насколько предварительные оценки соответствуют экспериментальным данным.

#### 4.3.4. Модовая структура шнура с индукционным током

В данном разделе представлены результаты экспериментов по идентификации токовых неустойчивостей в плазме. Для этого были выбраны хорошо повторяющиеся разряды с отрицательным током в диапазоне  $5 \text{ кA} \leq |I| \leq 16 \text{ кA}$ . Для представления выбраны разряды со средней по центральной хорде плотностью плазмы  $n_e = (1.8 \dots 2.0) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Основные параметры типичного разряда представлены на рис.38. На рис. 38а представлена зависимость от времени модуля плазменного тока и напряжения на обходе; на рис.38б представлена зависимость от средней по центральной хорде плотности плазмы в случаях с током (сплошная линия) и без тока (пунктир) и мощность электронно-циклотронного нагрева, одинаковая для обоих импульсов. Электронно-циклотронный нагрев начинается на 45 мс и заканчивается на 60 мс, омический ток возбуждается в ионизированной плазме на 47 мс.

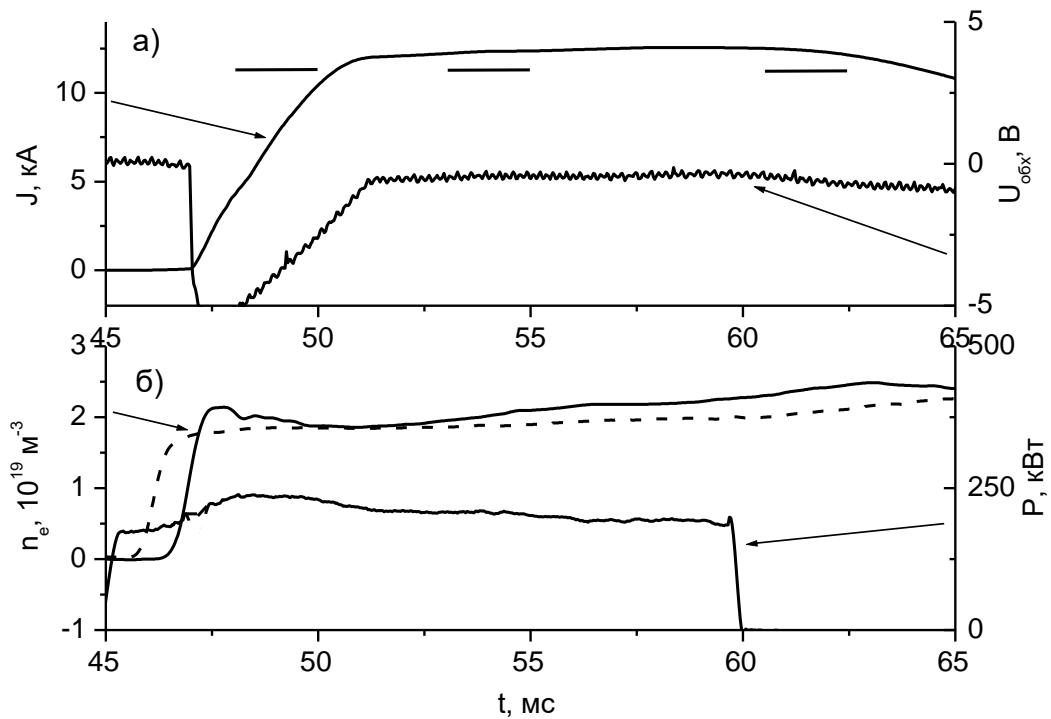


Рис. 38. Зависимость параметров плазмы от времени. а) зависимость модуля омического тока  $I$  и напряжения на обходе  $U_{\text{обх}}$  от времени. Отрезками прямых отмечены временные интервалы, для которых анализировались сигналы магнитных зондов. б) зависимость средней электронной плотности плазмы от времени для импульса с током (№60897, сплошная линия) и без тока (№60973, пунктирная линия). Мощность ЭЦР-нагрева одинакова для обоих импульсов.

На рис. 39а представлен сигнал одного и того же локального магнитного зонда для случаев, изображенных на рис. 38б. Из рисунка видно, что на стационарной части разряда сигналы оказываются одного порядка. Существенное различие отмечается лишь при выключении ЭЦ-нагрева; сигнал, соответствующий бестоковой плазме, спадает визуально значительно быстрее, чем в случае с омическим нагревом.

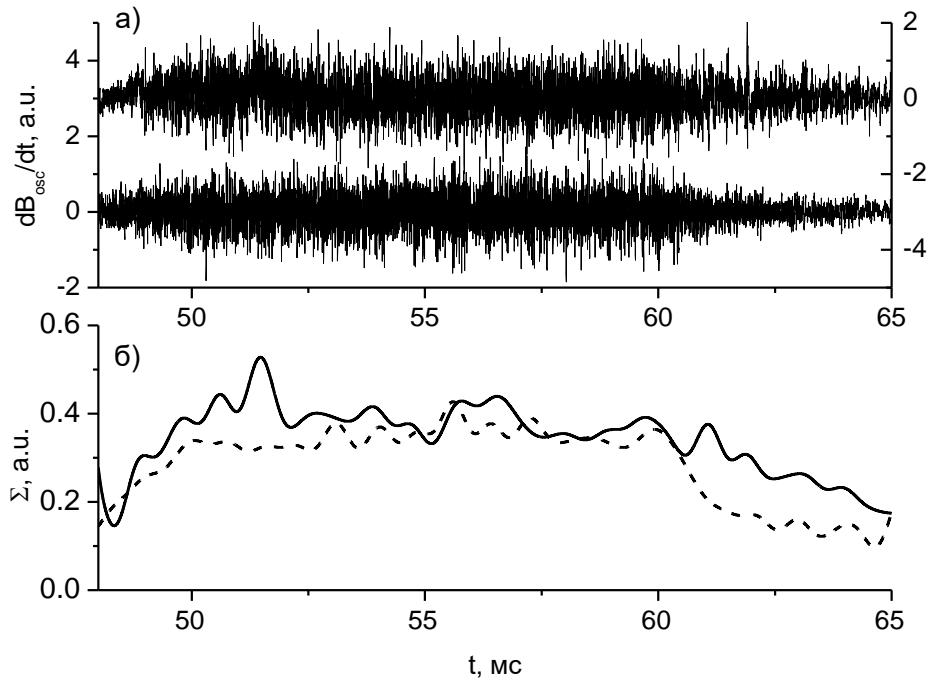


Рис. 39. Зависимость сигналов магнитного зонда и среднего уровня флюктуаций  $\Sigma$  от времени. а) зависимость сигналов магнитного зонда  $dB_{osc}/dt$  от времени для импульса с током -12 кА (верхний, №60897) и без тока (нижний, №60973). б) зависимость среднего уровня флюктуаций  $\Sigma$  от времени для импульса с током -12 кА (№60897, сплошная линия) и без тока (№60973, пунктирная линия).

Для того, чтобы исследовать средний уровень флюктуаций, используем следующую процедуру. Выберем простую функцию  $\Sigma$ , определенную следующим образом:

$$\Sigma = (t_2 - t_1)^{-1} \int_{t_1}^{t_2} |\delta\Phi| dt, \quad (62)$$

где  $\delta\Phi$  - сигнал магнитного зонда,  $t_1$  и  $t_2$  представляют собой начало и конец выбранного интервала времени. Подобная функция  $\Sigma$  пригодна для наших целей, поскольку не подавляет низшие спектральные компоненты. Выбирая  $t_2 - t_1 = 2$  мс и передвигая данный интервал по исследуемому временному отрезку, получаем картину, изображенную на рис. 39б. Сплошная линия соответствует разряду с омическим током, а пунктирная - бестоковой плазме. Из рисунка видно, что на стационарной части разряда сигналы оказываются одного порядка. Существенное

различие отмечается лишь при выключении ЭЦР-нагрева; сигнал, соответствующий бестоковой плазме, спадает значительно быстрее, чем в случае с омическим нагревом.

Проверим теперь гипотезу о том, что отрицательный ток в принципе может уменьшить амплитуду электромагнитных осцилляций. Внешняя часть магнитных поверхностей находится в области магнитного горба и, следовательно, плазма неустойчива по отношению к резистивным перестановочным модам, которые не стабилизируются широм. Сам по себе отрицательный ток может только увеличить величину магнитного горба (за счет дополнительного отрицательного смещения магнитных поверхностей). Однако увеличение шири из-за протекания такого тока, в принципе, может привести к уменьшению амплитуды флуктуаций на нелинейной стадии. Напомним, что единственным нелинейным механизмом стабилизации резистивного возмущения является искривление силовых линий, останавливающее рост этого возмущения. Отрицательный ток увеличивает шир в приграничной области и тем самым увеличивает жесткость магнитной конфигурации.

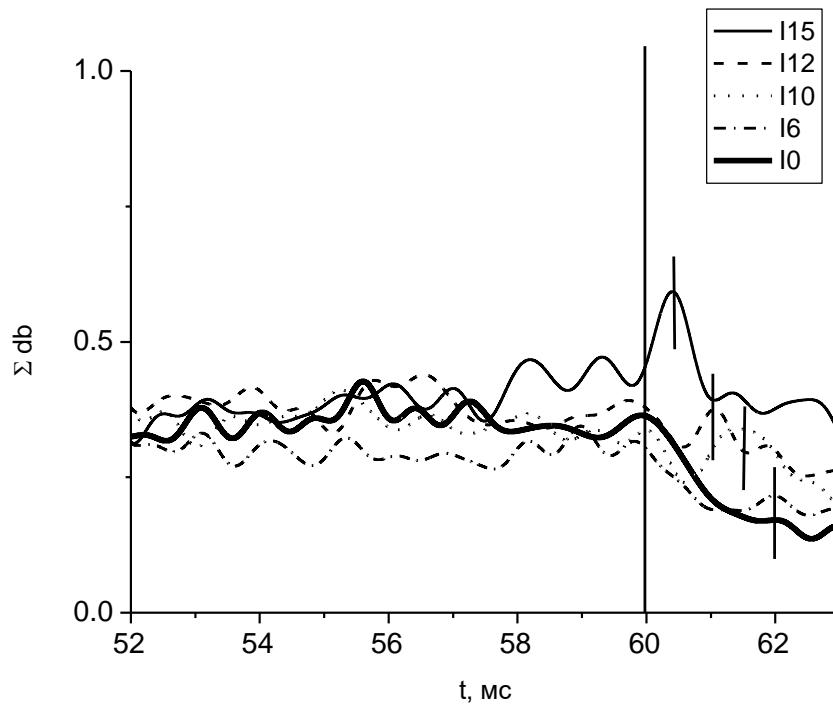


Рис. 40. Средний уровень флуктуаций  $\Sigma$  для импульсов с различными значениями тока (обозначения см. на рисунке) и без тока (сплошная жирная линия).

Для проверки этой гипотезы на рис. 40 представлена зависимость  $\Sigma$  от времени для нескольких значений величины  $|I|$  из указанного выше интервала. Для справки жирной сплошной линией нанесена величина  $\Sigma$  для бестокового случая. Величина  $\Sigma$  в бестоковом случае оказывается заметно больше, чем в токовом лишь при малом токе  $|I| = 6$  кА. Таким

образом, отрицательный ток как средство уменьшения электромагнитной турбулентности за счет увеличения шири полезен лишь при малых значениях.

Нужно обратить внимание на характерные особенности сигнала  $\Sigma$  в токовом случае. Локальные максимумы  $\Sigma$  после выключения ЭЦ-нагрева (отмеченные вертикальными прямыми линиями) будут подробно проанализированы ниже. Здесь лишь отметим, что температура и, следовательно, давление плазмы после окончания активной фазы нагрева уменьшаются достаточно быстро, в то время как плазменный ток постоянен в течение длительного времени. Вспышка после окончания активной фазы нагрева может указывать на то, что токовые возмущения, застабилизированные за счет эффектов конечного давления, становятся неустойчивыми. При увеличении омического тока по абсолютной величине начало вспышек приближается к моменту окончания ЭЦ-нагрева.

В дальнейшем мы попытаемся выделить неустойчивое возмущение невысокого порядка и исследовать его свойства. При  $|I| = 15$  кА всплеск МГД-активности начинается сразу после выключения ЭЦ-нагрева (рис. 40). Тогда можно предположить, что ряд мод, устойчивость которых ухудшается с ростом  $|I|$ , при  $|I| = 15-16$  кА находятся в устойчивом состоянии, и малое уменьшение давления в приграничной области может их вывести из этого состояния.

Поскольку одной из наших целей является изучение аксиально-симметричных возмущений, то следует отметить, что непосредственно из сигнала магнитного зонда либо из вычисленной на его основе функции  $\Sigma$  увидеть их достаточно сложно. Исследовать их свойства можно при помощи корреляционного анализа в выделенном диапазоне частот. Забегая вперед, укажем, что в разрядах было обнаружено лишь два типа аксиально-симметричных возмущений, а именно  $m = 0, n = 0$  и  $m = 2, n = 0$ .

На начальной стадии разряда, когда полный ток еще не установился и возрастает по абсолютной величине, мы находим возмущение с большой амплитудой  $m = 0, n = 0$  в диапазоне частот 1-3 кГц. Это возмущение возникает по чисто электродинамическим причинам: при увеличении полного тока увеличивается и полоидальное магнитное поле, которое и измеряется магнитным зондом (подобное возмущение наблюдается и при положительном токе). Укажем также, что исследуя поведение плазмы на стационарной части разряда, мы иногда находим временные отрезки длительностью 1.5 – 2.0 мс, где обнаруживается возмущение  $m = 0, n = 0$  значительно меньшей амплитуды, чем на нестационарной части развития тока.

Что касается аксиально-симметричных возмущений с  $m \neq 0$ , то при анализе экспериментальных данных было выяснено, что они возникают в некоторых разрядах при  $|I| = 9$  кА, а при  $|I| \geq 10$  кА осцилляции наблюдаются в каждом разряде. Их частота оказывается порядка 10 кГц, полоидальное волновое число  $m = 2$ , длительность вспышек 4-6 мс. Моду

возмущения можно оценить следующим образом. Выберем магнитный зонд с координатами  $\{\theta = \pi/2, \varphi = 0\}$  и назовем его основным. Выберем так же два других зонда и назовем первым зондом, находящийся в позиции с координатами  $\{\theta = \pi/2, \varphi = \pi\}$ , смещенный в тороидальном направлении, а вторым зондом, находящийся в позиции с координатами  $\{\theta = 0, \varphi = 0\}$ , смещенный в полоидальном направлении. Выберем частотный диапазон  $f = 3-14$  кГц, в котором заведомо находятся эти возмущения, и выделим для каждого зонда этот диапазон при помощи фильтров. Умножим сигнал основного зонда последовательно на сигнал первого и второго зонда. Результат умножения представлен на рис. 41. Для чистых возмущений  $m = 2, n = 0$  и  $m = 2, n = 1$ , результат умножения сигнала основного зонда на сигнал первого зонда должен быть положительным для  $m = 2, n = 0$  и отрицательным для  $m = 2, n = 1$ . Результат умножения сигнала основного зонда на сигнал второго зонда должен быть отрицательным для обеих мод.

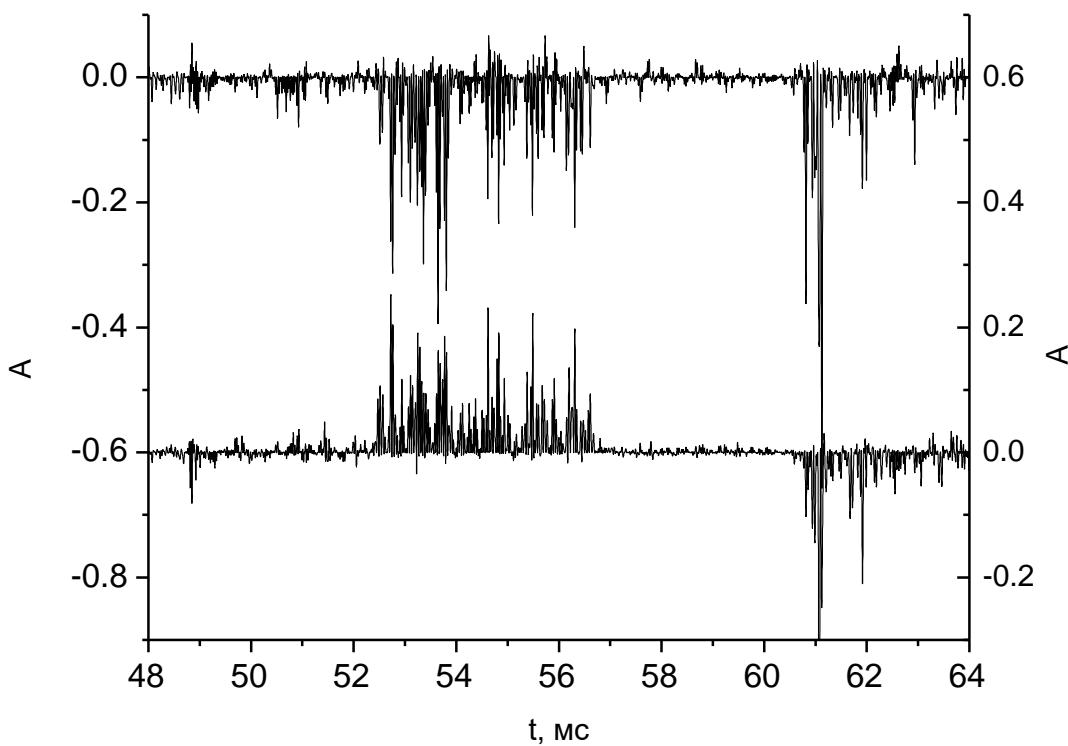


Рис. 41. Произведения сигналов с зондов в частотном диапазоне  $f = 3-14$  кА. Верхний рисунок - зонды находятся в сечении  $\varphi = \text{const}$  и смещены на  $\theta = \pi/2$ . Нижний рисунок - зонды в сечении  $\theta = \text{const}$  и смещены на  $\varphi = \pi$ .

Из рис. 41 следует, что для данного разряда в интервале времени 52-56 мс мода возмущения может быть  $m = 2, n = 0$ , что подтверждается фазовыми соотношениями с другими зондами. Следует также отметить, что в данном интервале времени на верхней части рис. 41 заметны небольшие положительные выбросы, в то время как отрицательные на нижнем рисунке отсутствуют. Допустимо предположить, что это может свидетельствовать о наличии малых

тороидальных сателлитов (возмущений с полоидальным волновым числом равным  $m \pm 1$ ). На временах больше 60 мс, то есть после выключения ЭЦР-нагрева, изучение фазовых соотношений показывает, что ситуация более сложная. Вначале следует большое трехмерное возмущение, которое мы не можем надежно различить, на его фоне сигналы, соответствующие моде  $m = 2, n = 1$ , можно найти лишь в узком диапазоне  $f = 10\text{--}12$  кГц.

Попробуем оценить, каков характерный размер образующегося острова. В простейшем цилиндрическом усредненном приближении радиальный размер острова  $w$  записывается следующим образом:

$$w = 4 (\delta B_p R_0 a_z^{m+1} / B_0 m \mu' a_s^{m+1})^{1/2}, \quad (63)$$

здесь  $\delta B_p$  - флуктуация магнитного поля на поверхности  $a_z$ , где расположен магнитный зонд, штрих означает дифференцирование по  $a$ . В данном выражении вакуумное решение было продолжено до поверхности  $a_s$ , где расположена поверхность  $\mu = 0$ . Таким образом, не зная профиля плотности тока, мы приближенно представили поперечное поле на поверхности  $\mu = 0$ , измеренном полоидальном магнитном поле. Мы можем максимизировать выражение, заменив  $\mu$  на  $\mu^*$  и взяв максимально возможную измеренную величину  $\delta B_p / B_0 = 1.5 \times 10^{-6}$ .

Выбирая  $x = 0.5$ , получаем заведомо большее значение  $w \approx 1$  см. Таким образом, остров в реальности оказывается субсантиметрового размера. Сразу оговоримся, что нам не удавалось в численных расчетах получить столь малую величину  $w$ , которая всегда оказывалась существенно больше. В данных расчетах использовались параболические профили давления плазмы и тока, смещение поверхности создавалось при помощи однородного вертикального магнитного поля.

На следующих рисунках представлены характерные Фурье спектры сигнала магнитного зонда и спектры корреляционной функции для сигналов двух зондов, разнесенных в тороидальном направлении на величину  $\varphi \approx \pi$  для разряда, представленного на рис. 38. Временные отрезки, на которых производились вычисления, представлены на рис. 38а прямыми линиями.

На рис. 42 представлены результаты для первого отрезка времени, на котором полный ток не вышел на стационарную стадию и достаточно быстро изменяется. Из рис. 42а (где представлена мощность Фурье спектра) видно, что наибольшую амплитуду имеет пик в низкочастотной области. Проведенный анализ показывает, что это возмущение  $m = 0, n = 0$ , о котором говорилось ранее. Рядом находится небольшой пик, который может соответствовать тороидальному сателлиту  $m = 1, n = 0$  основного возмущения. Проведенная проверка

показывает, что это не так. Возмущение явно трехмерно, и ему соответствует малый всплеск на сигнале напряжения на обходе. Следует отметить, что спектр корреляционной функции весьма прост. Единственный значимый пик соответствует возмущению  $m = 0, n = 0$ . Когерентных трехмерных мод (например, двойных тириング-мод), которые могут сопровождать быстрое проникновение тока в плазму, не наблюдается.

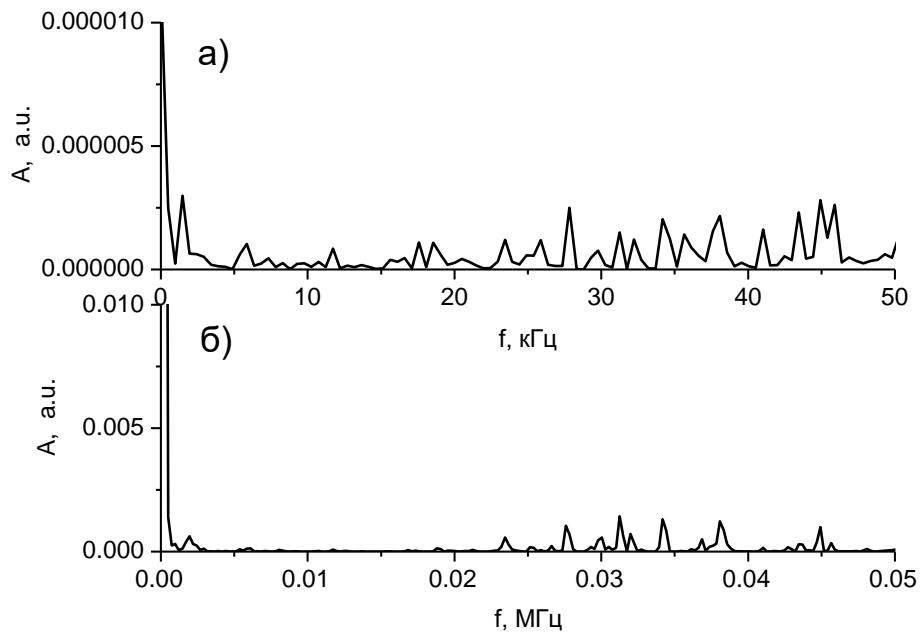


Рис. 42. Анализ сигналов осциллирующего магнитного поля для временного интервала 48-50 мс (импульс №60897). а). Мощность Фурье-спектра сигнала основного зонда. б). Мощность Фурье-спектра корреляционной функции сигналов с зондов, находящихся в сечении  $\theta = \text{const}$  и смещенных на  $\varphi = \pi$ .

На рис. 43 представлены те же величины, что и на рис. 42, но для стационарной стадии разряда. В частотном диапазоне меньше 20 кГц, как показал корреляционный анализ, наблюдаются возмущения с модой  $m = 2, n = 0$ . На спектре корреляционной функции виден пик с двумя сателлитами. Анализ данной ситуации показал, что возмущение  $m = 2, n = 0$  не является гармонической функцией, и сателлиты отражают именно это его свойство.

Наиболее сложны спектры, изображенные на рис. 44. Для их вычисления выбран временной отрезок, который отстоит для данного разряда от момента окончания ЭЦР-нагрева на 0.5 мс. Спектр сигнала достаточно сложен. Возмущение  $m = 2, n = 1$  соответствует сигналам зондов в узком частотном диапазоне 10-12 кГц и интересно тем, что, анализируя его поведение, можно попытаться установить принципы его стабилизации на стационарной стадии разряда. При увеличении  $|I|$  магнитная поверхность с  $\mu = 0$  приближается к границе плазмы и находится в области магнитного горба. В силу этого давление плазмы в цилиндрическом приближении оказывает на токово-винтовую моду явно дестабилизирующее действие. Мы же

наблюдаем, что неустойчивость возбуждается после окончания ЭЦР-нагрева, когда край плазмы начинает остывать. Вполне допустима гипотеза, что в стабилизации моды существенную роль играет тороидальный сателлит  $m = 3, n = 1$ , который находится в более глубоких слоях плазмы.

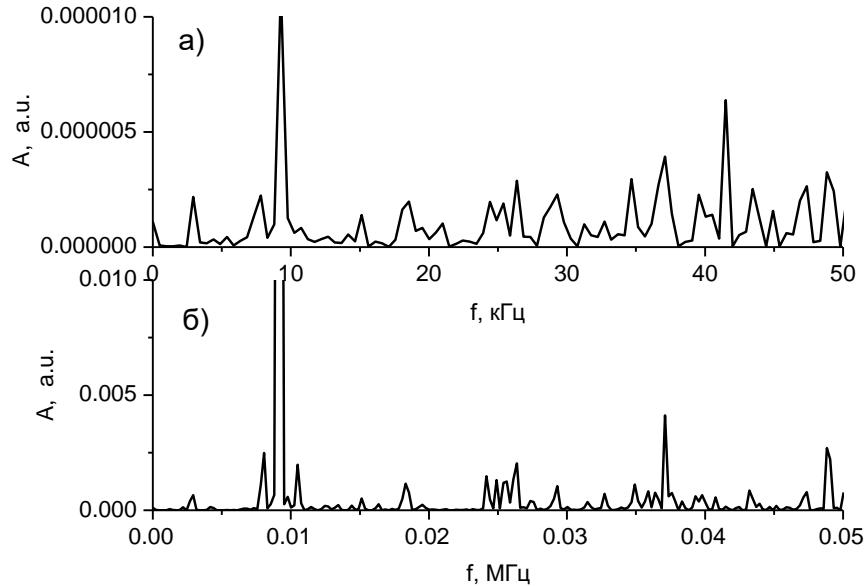


Рис. 43. Анализ сигналов осциллирующего магнитного поля для временного интервала 54,5-56,5 мс (импульс №60897). а). Мощность Фурье-спектра сигнала основного зонда. б). Мощность Фурье-спектра корреляционной функции сигналов с зондов находящихся в сечении  $\theta = \text{const}$  и смещенных на  $\varphi = \pi$ .

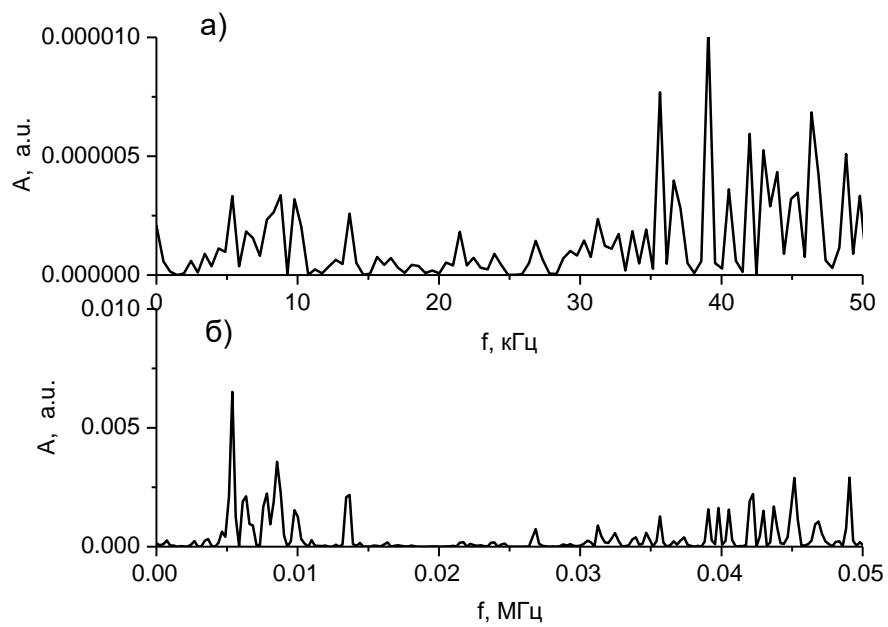


Рис. 44. Анализ сигналов осциллирующего магнитного поля для временного интервала 60,5-62,5 мс (импульс №60897). а). Мощность Фурье-спектра сигнала основного зонда. б). Мощность Фурье-спектра корреляционной функции сигналов с зондов находящихся в сечении  $\theta = \text{const}$  и смещенных на  $\varphi = \pi$ .

#### 4.4. Возникновение электрических токов при ЭЦР-нагреве плазмы

В данном параграфе излагаются эксперименты по измерению неиндукционных токов в плазме стелларатора Л-2М при ее создании и нагреве в режиме ЭЦР. Как указывалось выше (раздел 1.2.3), в плазме стелларатора с неиндукционным нагревом существуют токи Пфирша-Шлютера и бутстрэп, причем по порядку абсолютного значения они приблизительно равны.

Были проведены эксперименты по возбуждению электрических токов в плазме стелларатора Л-2М при мощном СВЧ нагреве в режиме электронного циклотронного резонанса [185]. Измерения поперечного (по отношению к плоскости тороидальной плазмы) магнитного поля, создаваемого токами Пфирша-Шлютера, проводилось в экспериментах по СВЧ нагреву плазмы на второй гармонике ЭЦР в стеллараторе Л-2М с помощью специальных обмоток. Первоначально они были добавлены к системе магнитных обмоток стелларатора для создания поперечного магнитного поля для смещения плазменного шнуря вдоль большого радиуса тора и исследования его влияния на удержание плазмы (см. выше раздел 2.3.1). Результаты этих экспериментов изложены в работе [186]. Поперечное магнитное поле создавалось четырьмя обмотками, расположенными снаружи и внутри тора и разнесенными по вертикали. В дальнейшем эти обмотки использовались в экспериментах при создании и нагреве плазмы в режиме ЭЦР для измерения поперечных магнитных полей, создаваемых токами Пфирша-Шлютера.

В экспериментах с мощностью СВЧ нагрева в диапазоне  $P = 100 - 600$  кВт и средней плотностью плазмы  $n_e = (1 - 2.5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  было обнаружено, что отношение величины этих токов к энергии плазменного шнуря, измеряемой с помощью диамагнитной диагностики, сохраняется примерно постоянным [228]. В различных режимах нагрева это отношение менялось не более чем на  $\pm 15\%$ . Это обстоятельство позволило, при введении соответствующего коэффициента, использовать сигналы обмоток поперечного поля для измерения плазменной энергии наряду с измерениями энергии плазмы с помощью диамагнитной диагностики. В дальнейшем обе диагностики использовались одновременно для определения энергии плазмы.

На рис. 45 приведен пример соответствия сигналов диамагнитной диагностики и поля токов Пфирша-Шлютера. В этом импульсе работали два гиротрона на частотах 75 и 74.8 ГГц (режим центрального нагрева) с суммарной мощностью СВЧ 520 кВт. Как видно из рисунка, обе диагностики дают близкие результаты. К концу импульса суммарная энергия плазменного шнуря в стеллараторе достигает величины 530 Дж.

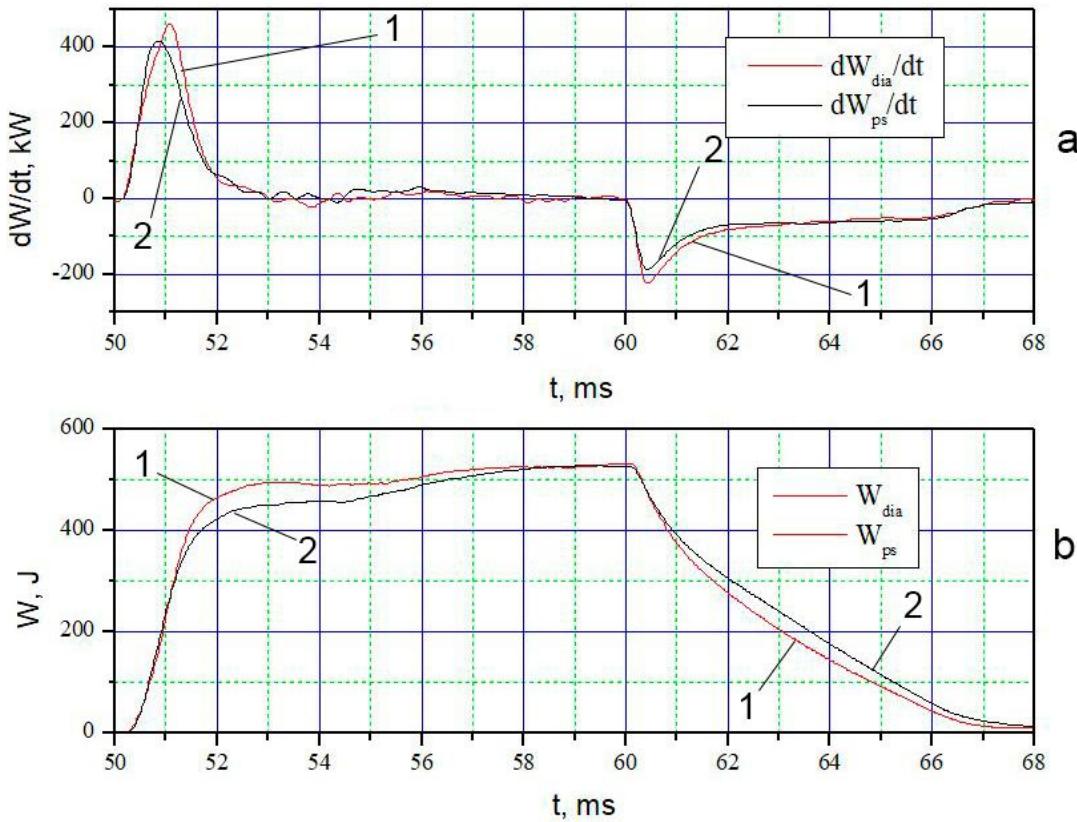


Рис. 45. Осциллограммы сигналов (а), полученные с помощью диамагнитной диагностики (1) и магнитных обмоток, регистрирующих токи Пфирша-Шлютера (2) в плазме стелларатора Л-2М при введении импульсной СВЧ мощности 520 кВт с длительностью импульса 10 мс в режиме центрального ЭЦР нагрева, (б) – восстановленные путем численного интегрирования осциллограмм (а) значения изменения запасенной энергии плазменного шнуря в течение действия импульса СВЧ нагрева. Порядковый номер разряда в базе данных 17475.

Измерение продольного электрического тока, возникающего в плазме при ЭЦР нагреве, проводилось с помощью пояса Роговского, который располагался на наружной поверхности тонкостенной (1.2 мм) вакуумной камеры стелларатора, изготовленной из немагнитной нержавеющей стали. Таким образом, пояс Роговского охватывал всё поперечное сечение плазменного шнуря. Как уже отмечалось выше, теоретические оценки величины бутстрэп тока в ЭЦР режиме составляют  $I_p \sim 1$  кА. Однако в эксперименте растущий в течение импульса нагрева ток достигал на порядок меньших значений. Объясняется это тем, что тороидальный плазменный шнур обладает высокой индуктивностью. Высокая величина индуктивности связана с наличием в стеллараторе трансформатора омического нагрева с железным сердечником (рис. 1).

Точно рассчитать индуктивность плазменного шнуря при наличии внутри него железного сердечника трансформатора довольно сложно, поскольку необходимо знать поток рассеяния магнитопровода. Наличие большой индуктивности плазменного тора приводит к сильному

изменению временного хода продольного тока в плазме. При быстром возникновении плазменного тока  $I_{||}$  его временной ход описывается формулой вида:

$$I_{||} = I_{||}(0) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) \right] \quad (64)$$

где величина характерного времени  $\tau = L/\mathfrak{R}$  равна отношению индуктивности плазменного шнура  $L$  к его омическому сопротивлению  $\mathfrak{R}$ . Если величина  $\tau$  значительно больше длительности ЭЦР нагрева (обычно равной 12 мс), то продольный ток в плазме будет линейно возрастать со временем, не достигая своего стационарного значения. В стандартном ЭЦР режиме работы стелларатора этот ток достигал к концу импульса значений 150–200 А, и его влиянием можно было пренебречь.

Чтобы уменьшить индуктивность плазменного шнура и убедиться в правильности объяснения наблюдаемого в эксперименте поведения продольного тока, были проведены эксперименты с закороченной обмоткой трансформатора омического нагрева, что привело к существенному снижению величины индуктивности плазменного шнура. Регистрируемый продольный ток в плазме в этом случае увеличивался в течение импульса СВЧ нагрева и к концу импульса достигал значения 1.5 кА, но по-прежнему не успевал выйти на стационарные значения. То есть даже при уменьшенной индуктивности шнура его постоянная времени  $\tau$  существенно превышала длительность СВЧ импульса. Увеличение продольных токов в плазме привело к существенному изменению формы импульсов, регистрируемых обмотками поперечного поля. На рис. 46 приведены соответствующие сигналы без закоротки обмотки трансформатора и в случае ее закоротки.

В стандартном режиме (Рис. 46а, импульс №20236) проинтегрированный по времени сигнал с обмоток поперечного поля возрастал до максимальных значений за время порядка 1.5 мс. В остальное время СВЧ импульса он оставался приблизительно постоянным, меняясь не более чем на 5% (Рис. 46а, сигнал 2). Как указывалось выше, в этом случае сигналы с обмоток поперечного поля с достаточной точностью согласуются с данными диамагнитной диагностики.

В случае с закороченной обмоткой трансформатора (рис. 46б, импульс №20238) проинтегрированный сигнал с обмоток поперечного поля также быстро возрастал за время порядка 1.5 мс, но далее не выходил на стационарное значение, а непрерывно возрастал во времени вплоть до окончания импульса нагрева (Рис. 46б, сигнал 2). Из приведенного рисунка следует, что энергия плазмы якобы возрастает за последние 10 мс импульса СВЧ нагрева примерно вдвое. Но это противоречит как данным по измерениям плотности и температуры плазмы, так и показаниям диамагнитной диагностики, указывающим на то, что энергия плазмы за последние 10 мс существенно не меняется.

Объяснение этого противоречия заключается в том, что обмотки поперечного поля расположены несимметрично относительно центра плазменного шнуря, и возросший продольный плазменный ток, генерируя поперечный магнитный поток, начинает давать вклад в сигналы обмоток поперечного поля. Данные обмотки не были предусмотрены в первоначальном проекте стелларатора и были созданы позднее. Наиболее удобный метод их размещения – прикрепление к четырем массивным алюминиевым силовым кольцам, на которых закреплены 28 катушек продольного магнитного поля стелларатора. В радиальном направлении наружные и внутренние обмотки поперечного поля размещены примерно симметрично относительно центра магнитной системы стелларатора. Расстояние центра внешних обмоток от магнитной оси стелларатора составляло величину  $\Delta R = +30$  см. Для внутренних обмоток это значение равно  $\Delta R = -35$  см. По высоте их координаты существенно различаются. Наружные обмотки расположены относительно средней плоскости на расстоянии

$\Delta z = \pm 30$  см, а внутренние – на расстоянии  $\Delta z = \pm 15$  см. Данная асимметрия приводит к тому, что в случае закоротки обмотки трансформатора и возрастании на порядок продольных токов в плазме стелларатора, обмотки поперечного поля регистрируют сигналы от них, по величине соизмеримые с сигналами токов Пфириша-Шлютера и, соответственно, возрастание продольного тока в стеллараторе делает невозможным измерения плазменной энергии по показаниям сигналов обмоток поперечного поля. Из рис.46б (1) следует, что продольный ток непрерывно растет во времени в течение всего импульса СВЧ нагрева, то есть 12 мс. Таким образом, несмотря на уменьшенную индуктивность плазменного шнуря, его постоянная времени по-прежнему существенно превышает 30 мс.

Чтобы выяснить, начиная с какого момента времени появляется отклонение от линейного роста тока в плазме, на стеллараторе был проведен эксперимент с удлинением длительности СВЧ импульса до 20 мс (с 48 до 68 мс при временном отсчете от момента включения магнитного поля). В стандартном режиме ЭЦР нагрева в стеллараторе Л-2М длительность импульса нагрева составляла 12 мс, с 48 до 60 мс после включения импульса магнитного поля. В течение первых 2 мс происходил СВЧ пробой инжектированного газа, формирование плазменного шнуря и его начальный нагрев. В последующие 10 мс проводились исследования ЭЦР нагрева и удержания плазмы в стеллараторном магнитном поле при практически неизменных его значениях.

Как было указано выше, радиальная координата зоны электронного циклотронного резонанса в течение импульса практически не меняется. При удлинении СВЧ импульса нагрева величина магнитного поля к моменту времени 68 мс снижалась на 8.5% относительно его максимального значения, что приводило к сдвигу зоны резонанса от центра примерно на 3 см. Таким образом, со временем происходит переход от центрального к нецентральному нагреву.

Однако поглощение СВЧ мощности по-прежнему остается эффективным, то есть с точки зрения временного поведения тока условия, казалось бы, сохранялись неизменными. Временной ход торoidalного тока, регистрируемого поясом Роговского, для случая “длинного” импульса приведен на рис. 47.

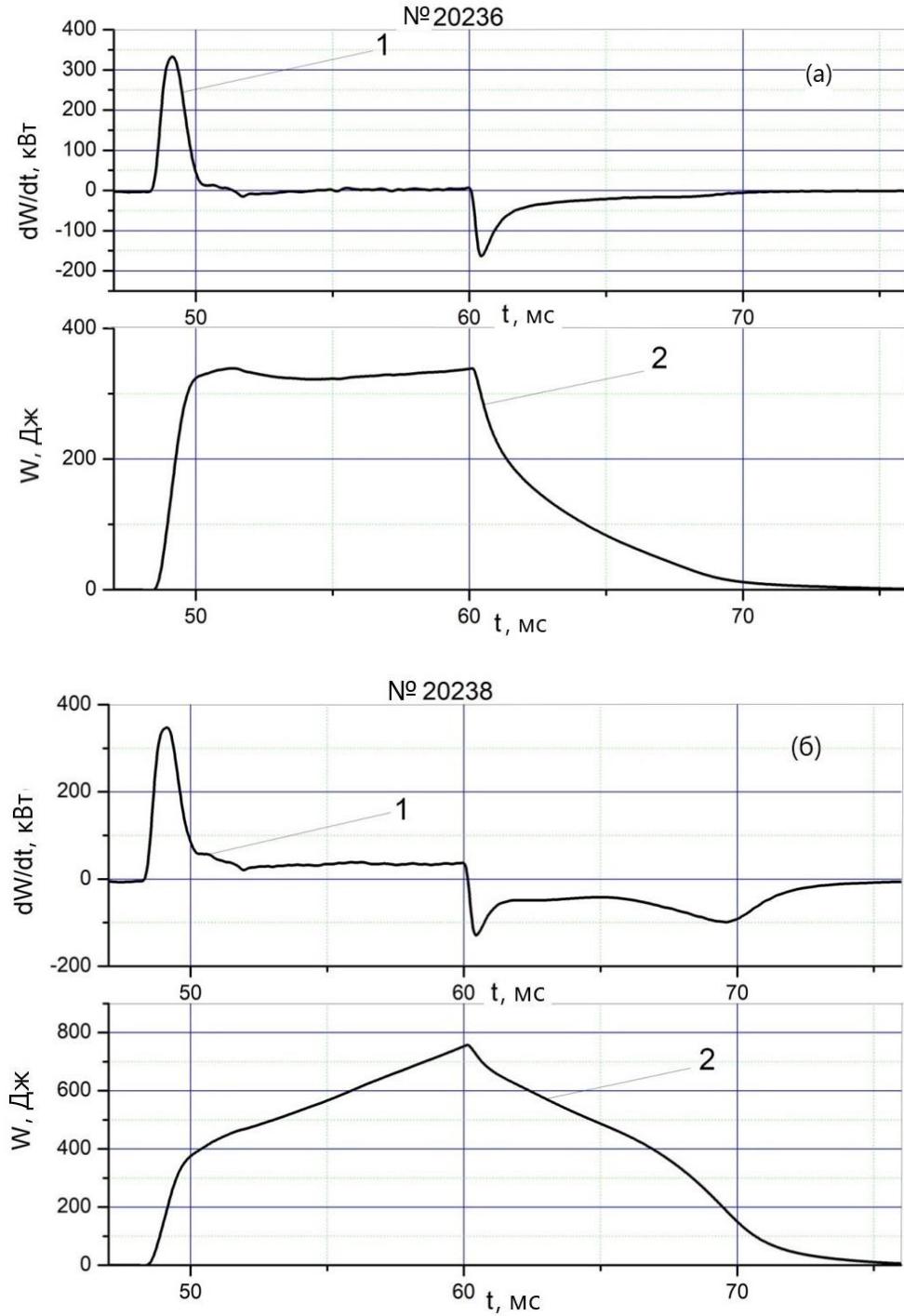


Рис. 46. (а) Осциллограмма сигнала  $dW/dt$ , полученного с магнитных обмоток, регистрирующих токи Пфириша-Шлютера при введении СВЧ мощности 520 кВт с длительностью импульса 12 мс в режиме центрального ЭЦР нагрева при разомкнутых обмотках трансформатора; (2) сигнал, восстановленный путем численного интегрирования осциллограммы (1), соответствует энергии  $W$  плазменного шнура. Импульс №20236.

(б) То же самое для импульса №20238, полученного при замкнутых обмотках трансформатора.

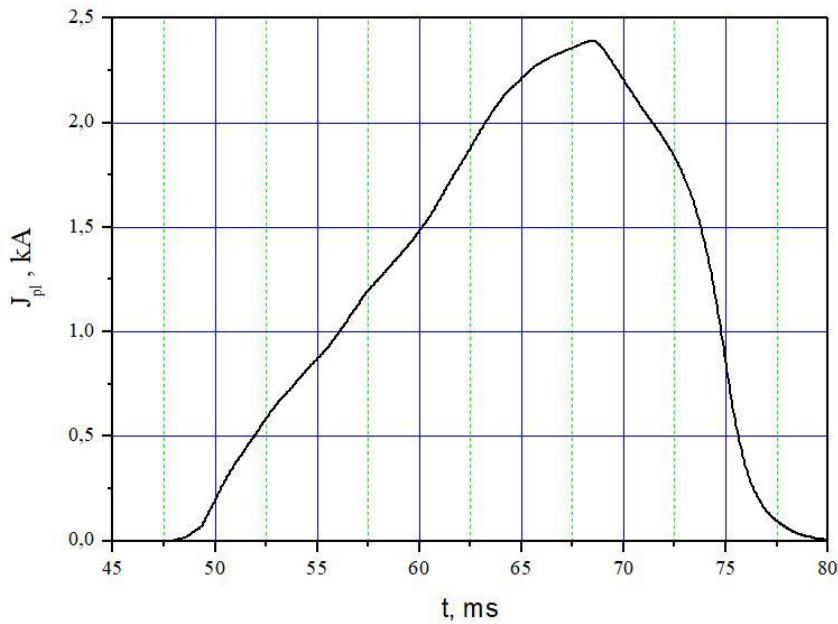


Рис. 47. Осциллограмма сигнала продольного тока в плазме стелларатора в условиях ЭЦР нагрева при вводимой СВЧ мощности 520 кВт и длительности импульса 20 мс. Порядковый номер разряда в базе данных 20242.

Как видно из рисунка, плазменный ток продолжает расти во времени в течение всех 20 мс СВЧ импульса, достигая максимальных значений  $I_p \approx 2.5$  кА. Очевидно, временная зависимость регистрируемого тока полностью определяется влиянием магнитной системы трансформатора омического нагрева. На стадии ЭЦР нагрева из-за малого сопротивления  $\mathfrak{R}$  плазменного шнура его постоянная времени ( $\tau = L/\mathfrak{R}$ ) во много раз превышает длительность импульса (20 мс), что приводит к практически линейному росту тока во времени. Таким образом, даже при удлинении СВЧ импульса ЭЦР нагрева нам не удалось точно измерить величину возникающего в плазме тока (очевидно, что его величина существенно превышает 2.5 кА). После выключения СВЧ нагрева, остывания плазменного шнура и, соответственно, роста его сопротивления, происходит существенное уменьшение его постоянной времени  $\tau$ . Это сказывается на временном ходе продольного тока. Как видно из рис. 47, продольный ток спадает до нулевых значений относительно быстро - за время около 10 мс.

Эксперименты с закороченной обмоткой трансформатора показали, что с помощью существующей обмотки поперечного поля нельзя надежно измерять плазменную энергию, поскольку она регистрирует не только токи Пфирша-Шлютера, но и возникающие в плазме продольные токи. Наблюдавшееся ранее совпадение сигналов диамагнитной диагностики с показанием сигналов данной обмотки (рис. 45) было обусловлено тем, что за время импульса ЭЦР нагрева продольные токи не успевали дорасти до значений, при которых начинает сказываться их влияние на общий сигнал.

Более детальное изучение временного хода токов Пфирша-Шлютера и продольных токов показало, что их временной ход при включении и выключении ЭЦР нагрева различен. На рис. 48 приведены временной ход основных параметров плазмы при включении 20 мс СВЧ импульса нагрева мощностью около 500 кВт.

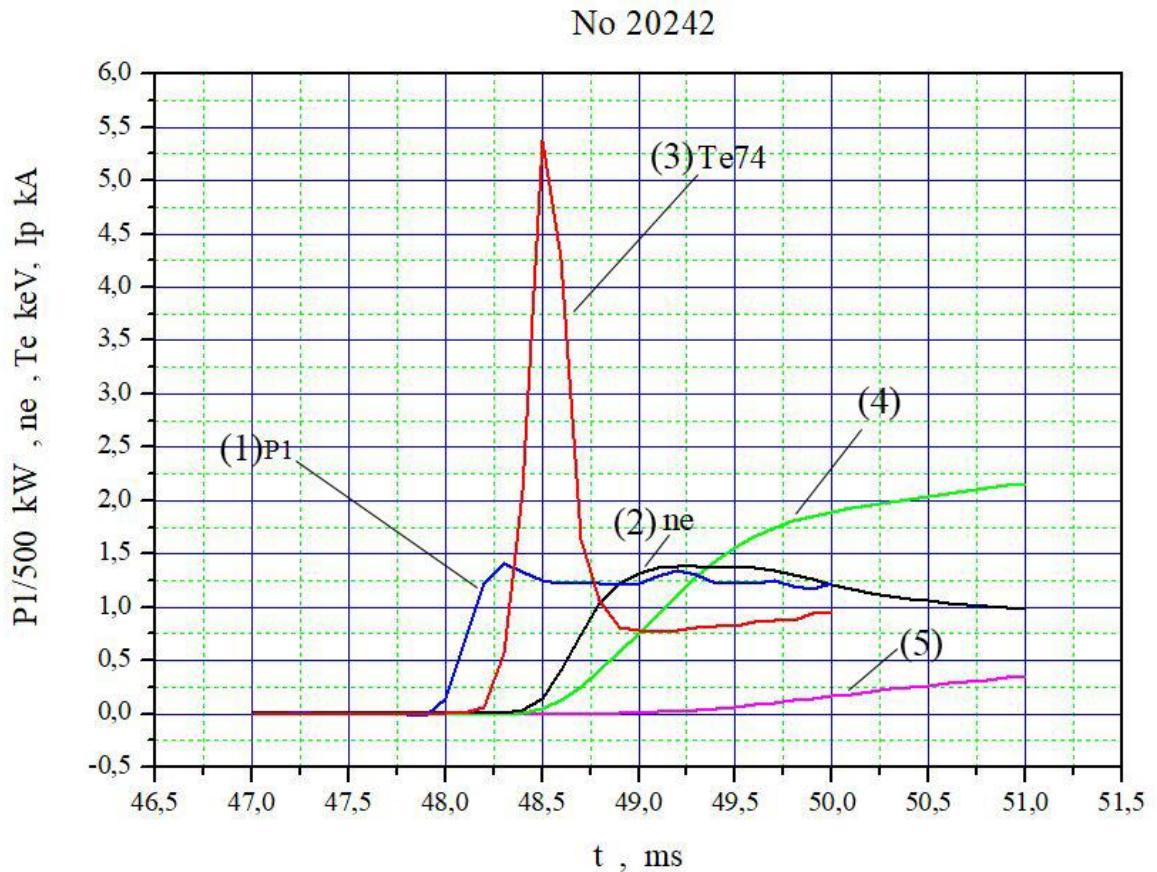


Рис. 48. Осциллограммы сигналов, регистрируемых диагностическими системами стелларатора Л2М на начальной стадии формирования и удержания плазмы в стеллараторе: (1) - огибающая вводимого в плазму СВЧ импульса (усредненная по времени мощность импульса составляет 520 кВт при центральном СВЧ нагреве плазмы на частоте второй гармоники ЭЦР 75 ГГц); (2) - изменение во времени средней плотности плазмы ( $n_{e\max} \approx 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ); (3) – сигнал СВЧ излучения на частоте 74 ГГц, пропорциональный электронной температуре плазмы (представлен на графике в энергетических единицах кэВ); (4) – осциллограмма сигнала поперечного магнитного поля, (5) – осциллограмма продольного тока в кА, регистрируемого поясом Роговского. Импульс №20242.

Кривая 1 соответствует сигналу вводимой в камеру стелларатора СВЧ мощности. Кривая 2 показывает временной ход средней по сечению шнура плотности плазмы, измеряемой с помощью 2 мм интерферометра. Как видно из рисунка, примерно 0.5 мс требуется для начала интенсивной ионизации водорода и начала формирования плазменного шнура. Это время согласуется с результатами теоретического расчета ЭЦР пробоя в стеллараторе Л-2М на второй гармонике циклотронной частоты [246]. Еще примерно 0.5 мс требуется для достижения

максимальных значений плотности плазмы. Кривая 3 показывает временной ход сигналов излучения плазмы на частоте 74 ГГц. При центральном ЭЦР нагреве на второй гармонике электронной частоты (75 ГГц при  $B_0 = 1.34$  Тл) излучение на данной частоте описывает временной ход электронной температуры в центральной части плазменного шнуря.

Начиная с  $T_e > 100$  эВ, плазма в стеллараторе Л-2М становится черным телом для излучения на второй гармонике циклотронной частоты, что позволяет измерять ее электронную температуру. Большой пик излучения, возникающий после включения импульса СВЧ нагрева, соответствует не равновесному излучению плазмы, а излучению ускоренных электронов, возникающих на начальной стадии ионизации водородного газа при очень низкой плотности плазмы. По мере роста ее плотности из-за взаимодействия ускоренных электронов с частицами плазмы происходит быстрая потеря их энергии и, соответственно, снижение интенсивности нетеплового излучения.

Кривые 4 и 5 показывают сигналы обмотки поперечного магнитного поля и пояса Роговского. Для сигналов поперечного поля мы сохранили ту же калибровку, которую использовали ранее (рис. 45). Начиная с момента роста средней плотности плазмы наблюдается практически линейное нарастание сигнала с обмоток поперечного поля. Оно длится примерно в течение 1 мс. Это время соответствует формированию тока Пфириша-Шлютера в плазме стелларатора. Далее временной ход сигнала меняется, что связано с развитием продольного электрического тока. Начало развития этого тока сдвинуто по времени относительно возникновения токов Пфириша-Шлютера. Его влияние на общий сигнал начинается с величин токов  $I_p$ , примерно равных 100 А. Это согласуется с данными экспериментов без замыкания обмоток трансформатора, когда продольный ток в плазме не успевает за время импульса СВЧ нагрева дойти до значений, достаточных для влияния на общий сигнал обмоток поперечного поля. В этом случае, как было указано ранее, сигналы от токов Пфириша-Шлютера совпадают с показаниями диамагнитных измерений.

После выключения СВЧ импульса электронного циклотронного нагрева временной ход продольного тока в плазме и сигнала с обмотки поперечного магнитного поля также различаются. На рис. 49 приведен временной ход основных параметров плазмы после выключения на 68 мс импульса СВЧ нагрева.

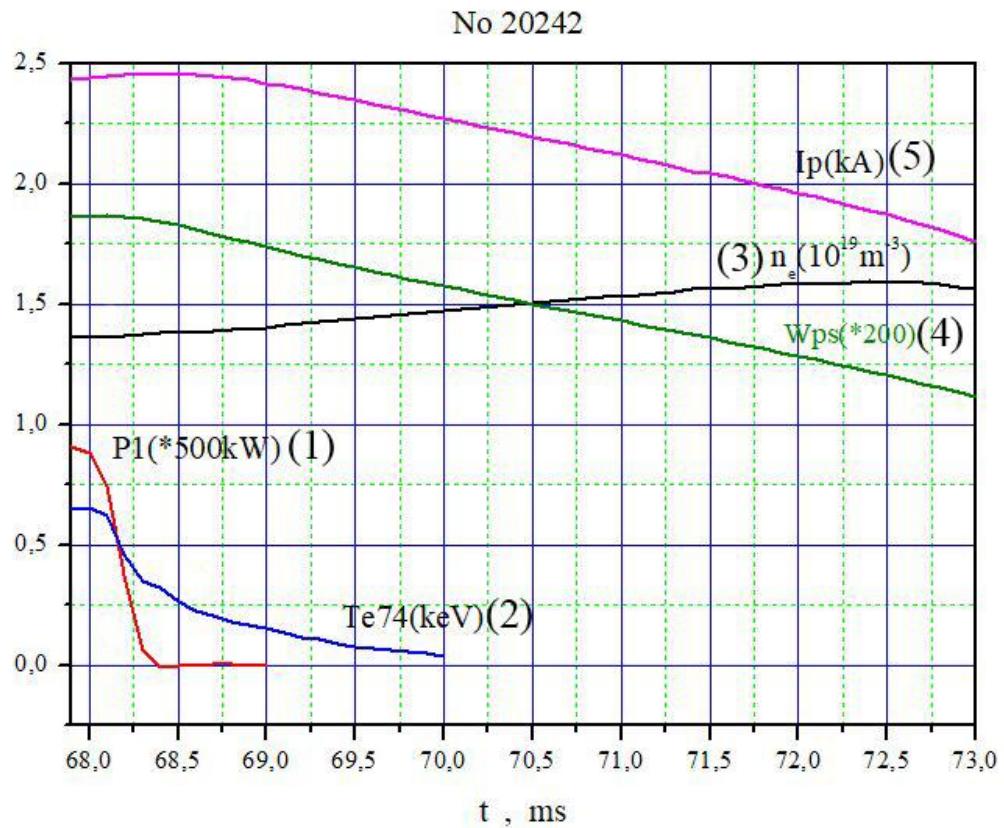


Рис. 49. Осциллограммы сигналов, регистрируемых диагностическими системами стелларатора Л-2М в конце импульса СВЧ нагрева плазмы на частоте 75 ГГц и после него:

(1) - огибающая заднего фронта импульса вводимой в плазму СВЧ мощности, (2) - сигнал СВЧ излучения плазмы на частоте 74 ГГц, пропорциональный электронной температуре плазмы в единицах кэВ, (3) - изменение во времени средней плотности плазмы  $n_e$  в единицах  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , (4) - осциллограмма сигнала датчика поперечного магнитного поля, (5) – осциллограмма продольного тока, регистрируемого поясом Роговского. Импульс №20242.

Электронная температура в центре плазмы (кривая 2) после выключения нагрева спадает в  $e$  раз за время 0.5 мс. Дальнейшее по времени ее измерение становится ненадежным, поскольку плазма перестает уже являться черным телом. Средняя по диаметру плазмы плотность (кривая 3) практически не чувствует выключения нагрева, слегка возрастая со временем в течение 3.5 мс. Подобное временное поведение средней плотности плазмы является типичным при ЭЦР нагреве в стеллараторе Л-2М. Обычно средняя плотность сохраняет свои значения в течение 6–8 мс после выключения нагрева. Продолжающийся рост средней плотности вплоть до 72.5 мс связан скорее всего не с увеличением общего количества частиц в объеме плазмы, а с изменением ее радиального профиля.

Кривые 4 и 5 показывают временной ход продольного тока и сигналов обмотки поперечного поля. Как видно из рисунка, в начальные моменты времени после момента выключения их временной ход различен. Чтобы более четко проследить это различие сигналов

тока и поперечного поля, их величины были пронормированы на значения этих величин в момент перед выключением импульса нагрева (Рис. 50).

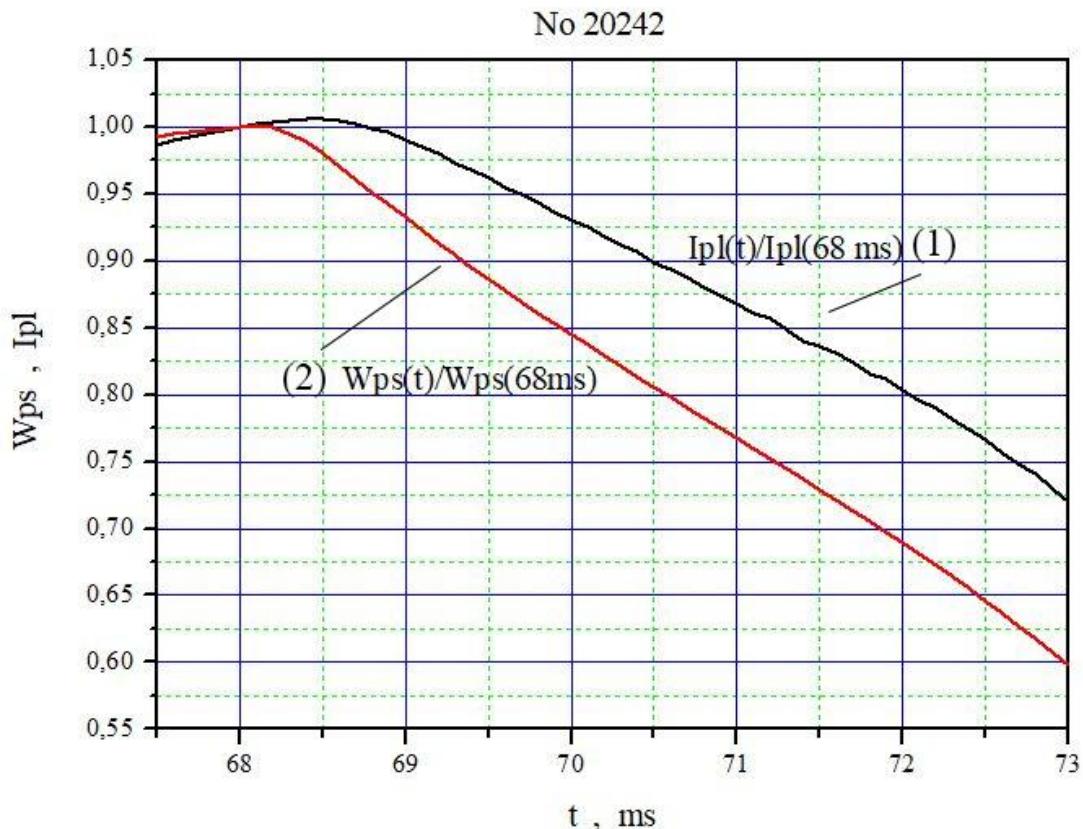


Рис. 50. Оциллограммы сигналов, регистрируемых диагностическими системами измерения продольного тока (1) и поперечного магнитного поля (2) плазмы стелларатора Л-2М после выключения импульса СВЧ нагрева плазмы на частоте 75 ГГц. Сигналы нормированы на значения соответствующих величин для момента времени выключения СВЧ нагрева на 68 мс. Импульс №20242.

Как видно из рис. 50, сигнал поперечного поля начинает спадать во времени уже через 0.25 мс после момента выключения, в то время как продольный ток еще продолжает возрастать в течение 0.5 мс. Быстрый спад сигналов поперечного поля связан, по-видимому, с затуханием токов Пфириша-Шлютера. Начиная с момента времени  $t \approx 70$  мс оба сигнала спадают во времени примерно параллельно. Таким образом, сигналы, обусловленные токами Пфириша-Шлютера, реагируют на моменты включения и выключения импульсов нагрева гораздо быстрее, по сравнению с сигналами, обусловленными продольными токами, возникающими при СВЧ нагреве. По-видимому, это связано с тем, что токи Пфириша-Шлютера обусловлены пролетными частицами плазмы, которые составляют большинство в распределении частиц по энергиям, и временные изменения функции распределения в ходе нагрева слабо сказываются на их величине.

Как было показано в работе [247], достижение стационарных значений функции распределения электронов по скоростям в стеллараторе Л-2М при ЭЦР нагреве и, соответственно, возрастание продольных токов, требует времени более 0.1 мс. Этим объясняется временная задержка регистрируемых продольных токов относительно токов Пфириша-Шлютера. Большая величина продольных токов в стеллараторе указывает на то, что в данных экспериментах продольные токи, генерируемые при ЭЦР нагреве, суммировались с бутстрэп-токами.

#### 4.5. Выводы главы

В стеллараторе Л-2М с использованием гиротронного комплекса МИГ-2 изучалось влияние параметров плазмы (в частности, плотности плазмы и мощности нагрева) и магнитной конфигурации (угла вращательного преобразования) на удержание плазмы. В результате анализа установлено, что энергия плазмы в стационарном состоянии может быть хорошо описана произведением степенных функций плотности плазмы, мощности нагрева и угла вращательного преобразования:  $W = W_0 n_e^{\alpha_n} P^{\alpha_p} \mu^{\alpha_\mu}$ .

Анализ энергобаланса плазмы в стеллараторе Л-2М, проведенный для электронно-циклотронного нагрева плазмы в условиях малого уровня радиационных потерь, показал, что база данных хорошо описывается скейлингом  $W05$ , созданным по аналогии с Международным стеллараторным скейлингом  $ISS95$ . Однако в условиях Л-2М  $W05$  несколько отличается от скейлинга  $ISS95$ :

- а) зависимость от плотности существенно сильнее (показатель степени плотности плазмы  $\alpha_n \geq 0.75$  для  $W05$  и  $\alpha_n = 0.51$  для  $ISS95$ ),
- б) влияние вращательного преобразования также существенно сильнее (показатель степени  $\mu$  для  $\alpha_\mu \geq 0.77$  для  $W05$  и  $\alpha_\mu = 0.4$  для  $ISS95$ ).

Анализ свободного распада плазмы показывает слабое изменение энергетического скейлинга в данном случае в сравнении со стационарной фазой, что указывает на слабое влияние механизма ЭЦР-нагрева на теплоперенос плазмы. В результате анализа энергобаланса плазмы на стеллараторе Л2-М было установлено наличие сильной функциональной связи между переменными, принимавшимися за независимые (плотностью плазмы и мощностью потерь), что приводит к необходимости модернизации подхода к созданию закона, описывающего энергетический баланс в установке.

На установке были проведены эксперименты в режиме одновременного ЭЦР и омического нагрева при возбуждении “отрицательного” индукционного тока, уменьшающего угол стеллараторного вращательного преобразования. Амплитуды применяемых индукционных

токов позволяли получать в пределах плазменного шнура поверхности с нулевым углом вращательного преобразования, и, соответственно, области с различными знаками  $\mu$ .

Численный анализ магнитной структуры продемонстрировал возникновение многоосевой магнитной конфигурации с магнитными островами, размер которых достигает  $1/2$  среднего радиуса плазмы. Установлены эффекты вспышечного возмущения токов Пфирша-Шлютера и изменения модового состава МГД возмущений (возбуждение МГД флуктуаций с тороидальным индексом  $n = 0$ ). Данные эффекты зарегистрированы при токах с амплитудой более  $10$  кА.

При возбуждении индукционного тока наблюдается падение электронной температуры до  $0.7$  от значения в бесстоковом режиме во внутренних областях плазмы и сохранение скачка температуры в присепаратрисной области. Зарегистрировано также изменение радиального профиля концентрации и ее временной эволюции: образование менее плоских профилей в режимах с током во внутренних областях, понижение градиента концентрации в присепаратрисной области и уменьшение после образования плазменного шнура концентрации в центральных областях на  $1/3$ . Эти данные свидетельствуют об усилении процессов переноса тепла во внутренних областях и переноса частиц на периферию.

Однако, несмотря на усиление процессов переноса и изменение характеристик турбулентности, следует отметить, что возбуждение в магнитной конфигурации Л-2М многоосевой структуры с магнитными островами не вызывает значительного нарушения устойчивости плазменной конфигурации.

Изучено поведение плазмы с отрицательным током в диапазоне  $5$  кА  $\leq |I| \leq 16$  кА, дополнительно генерировавшемся в импульсах с ЭЦР-нагревом. Обнаружено, что отрицательный ток как средство уменьшения электромагнитной турбулентности за счет увеличения шири полезен лишь при малых значениях ( $|I| \sim 6$  кА). При увеличении  $|I|$  средний уровень магнитных флуктуаций на стационарной части разряда медленно растет и резко увеличивается при выключении ЭЦР-нагрева, когда плазма остывает.

Когерентных трехмерных мод (например, двойных тириング-мод), которые могут сопровождать быстрое проникновение тока в плазму, не наблюдается. Что касается аксиально-симметричных возмущений с  $m \neq 0$ , то при анализе экспериментальных данных было выяснено, что они не наблюдаются при  $|I| \leq 8$  кА, возникают в части разрядов при  $|I| = 9$  кА, а при  $|J| \geq 10$  кА осцилляции наблюдаются в каждом разряде. Их частота оказывается порядка  $10$  кГц, полоидальное волновое число  $m = 2$  и длительность 4-6 мс. При этом в диапазоне  $5$  кА  $\leq |I| \leq 16$  кА не было обнаружено аксиально-симметричных возмущений с  $m = 1$ . Отсутствие осцилляций с  $m = 1$  и малая величина внешнего магнитного поля для возмущения  $m = 2$  приводят к выводу, что магнитный остров в радиальном направлении оказывается

субсантиметрового размера, что в свою очередь заставляет предположить, что профиль плазменного тока при увеличении  $|I|$  меняется.

После выключения ЭЦР-нагрева наблюдается вспышка МГД активности, появление которой указывает на то, что токовые возмущения, застабилизированные за счет эффектов конечного давления, становятся неустойчивыми. При увеличении омического тока по абсолютной величине начало вспышек приближается к моменту окончания ЭЦР-нагрева. При  $|I| = 15$  кА всплеск МГД-активности начинается сразу после выключения ЭЦР-нагрева. При  $|I| > 16$  кА наблюдается резкий рост сигналов магнитных зондов.

Были проведены эксперименты по измерению неиндукционных токов, возникающих в плазме стелларатора Л-2М при создании и нагреве плазмы в режиме ЭЦР. Продольные тороидальные токи равновесия (так называемые бутстрэп-токи) и токи, возникающие при ЭЦР нагреве, измерялись с помощью пояса Роговского, охватывающего все поперечное сечение плазмы. Токи, протекающие в противоположных направлениях снаружи и внутри тора (так называемые токи Пфириша-Шлютера), измерялись с помощью обмоток поперечного магнитного поля.

Обнаружено, что наличие в конструкции стелларатора железного трансформатора омического нагрева существенно влияет на временную эволюцию токов равновесия вследствие значительной индуктивности плазменного шнура. Эксперименты с закороткой первичной обмотки трансформатора и, соответственно, с уменьшением его индуктивности позволили существенно увеличить регистрируемые продольные токи в плазме стелларатора. Однако небольшая общая длительность импульса магнитного поля стелларатора Л-2М не дала возможности достигнуть момента выхода продольных токов на стационарные значения даже при максимально возможной в нашем случае длительности СВЧ импульса с длительностью 20 мс и, соответственно, измерить максимальные значения продольных тороидальных токов в плазме при мощности ЭЦР нагрева 500 кВт и средней по диаметру плотности плазмы  $n_e \approx 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Экспериментально полученные максимальные значения тока составляют 2.5 кА. Выполненные оценки максимально возможного тока при его выходе на стационарное значение дают 6-7 кА. Сравнение данной величины с соответствующими теоретическими оценками указывает на то, что в представленном случае ЭЦР нагрева плазмы продольные токи и бутстрэп токи суммировались.

Обнаружено, что наличие возникающих в плазме продольных токов равновесия оказывает заметное влияние на регистрацию поперечных магнитных потоков, обусловленных токами Пфириша-Шлютера. Поэтому возможность измерения суммарной плазменной энергии плазмы по величине сигналов поперечного поля имеет методические ограничения, поскольку при этом не учитывается возможность возникновения продольных тороидальных токов. Подобное

измерение возможно, когда величины продольных токов малы, и их влиянием можно пренебречь. Даже в случае изготовления обмоток поперечного поля с абсолютно симметричными координатами относительно центра магнитной системы стелларатора из-за сдвига плазменного центра при изменении плазменного давления витки обмоток могут регистрировать сигналы от продольного тока.

Проведенные эксперименты показали, что временное развитие токов Пфирша-Шлютера и продольных токов, возникающих при ЭЦР нагреве, различно. При включении и выключении ЭЦР нагрева токи Пфирша-Шлютера реагируют быстрее, чем продольные токи равновесия. Это различие можно объяснить тем, что для достижения постоянных значений продольных токов требуется некоторое время для установления стационарных функций распределения запертых частиц по энергиям. Токи Пфирша-Шлютера обусловлены пролетными частицами, которые во многих токамаках и стеллараторах преобладают и слабо зависят от полной функции распределения частиц по энергиям.

## Глава 5. Транспортные переходы при различных условиях разряда

В данной главе представлены исследования различных спонтанных переходных процессов, приводящих к существенному изменению свойств плазмы. Переходы наблюдаются при превышении порогового значения мощности нагрева и имеют сходство с переходами в режим улучшенного удержания (L-H переходами) с формированием краевого транспортного барьера. Обнаружено, что после переходного процесса меняется краевая структура электрического поля и условия взаимодействия периферийной плазмы со стенками вакуумной камеры. Проводится анализ эволюции макропараметров плазмы, спектральный и корреляционный анализ флуктуаций магнитного и электростатического полей, а также анализ турбулентного потока в области сепараторы при различных видах переходных процессов.

### 5.1. Быстрый транспортный переход в H-режим

При стандартном прямоугольном импульсе ЭЦР-нагрева в части импульсов базы данных были обнаружены спонтанные переходные кратковременные процессы, получившие название быстрые транспортные процессы (БТП) [197]. Каждый БТП идентифицируется по кратковременному ( $\Delta t \leq 200$  мкс) небольшому падению полной энергии плазмы, зарегистрированному диамагнитными измерениями (сигнал  $dW/dt$ ). После этого энергия плазмы резко восстанавливает свое значение, а затем медленно монотонно увеличивается до конца фазы активного нагрева (так же, как и средняя плотность плазмы линии  $n_e$ ).

В основном объеме плазмы параметры при переходных процессах меняются мало. Резкие изменения можно наблюдать в области, близкой к границе плазмы, то есть при  $0.85 < x < 1.0$ , где расположены две рациональные магнитные поверхности среднего порядка с вращательным преобразованием  $\mu$ , принимающим значения  $2/3$  и  $3/4$ . Относительные значения флуктуаций параметров плазмы и ширина их спектра в этой области значительно уменьшаются.

Область имеет четко выраженную многослойную структуру. Показано, что быстрая потеря энергии плазмы происходит в ближайшей к границе плазмы меньшей зоне, и параметры плазмы не восстанавливают там свои прежние значения до конца разряда. В остальной части краевой области наблюдаются резкие изменения значения плавающего потенциала. Вблизи магнитной поверхности с  $\mu = 2/3$  (и глубже внутри) плавающий потенциал резко падает с началом перехода и не восстанавливает своего значения даже после окончания активной фазы нагрева. В зоне между положениями рациональных магнитных поверхностей с  $\mu$ , равными соответственно  $2/3$  и  $3/4$ , плавающий потенциал резко падает с началом БТП и восстанавливается до значения, меньшего начального, после небольшой задержки по отношению к концу активной фазы нагрева. Переходы появляются только при достаточно

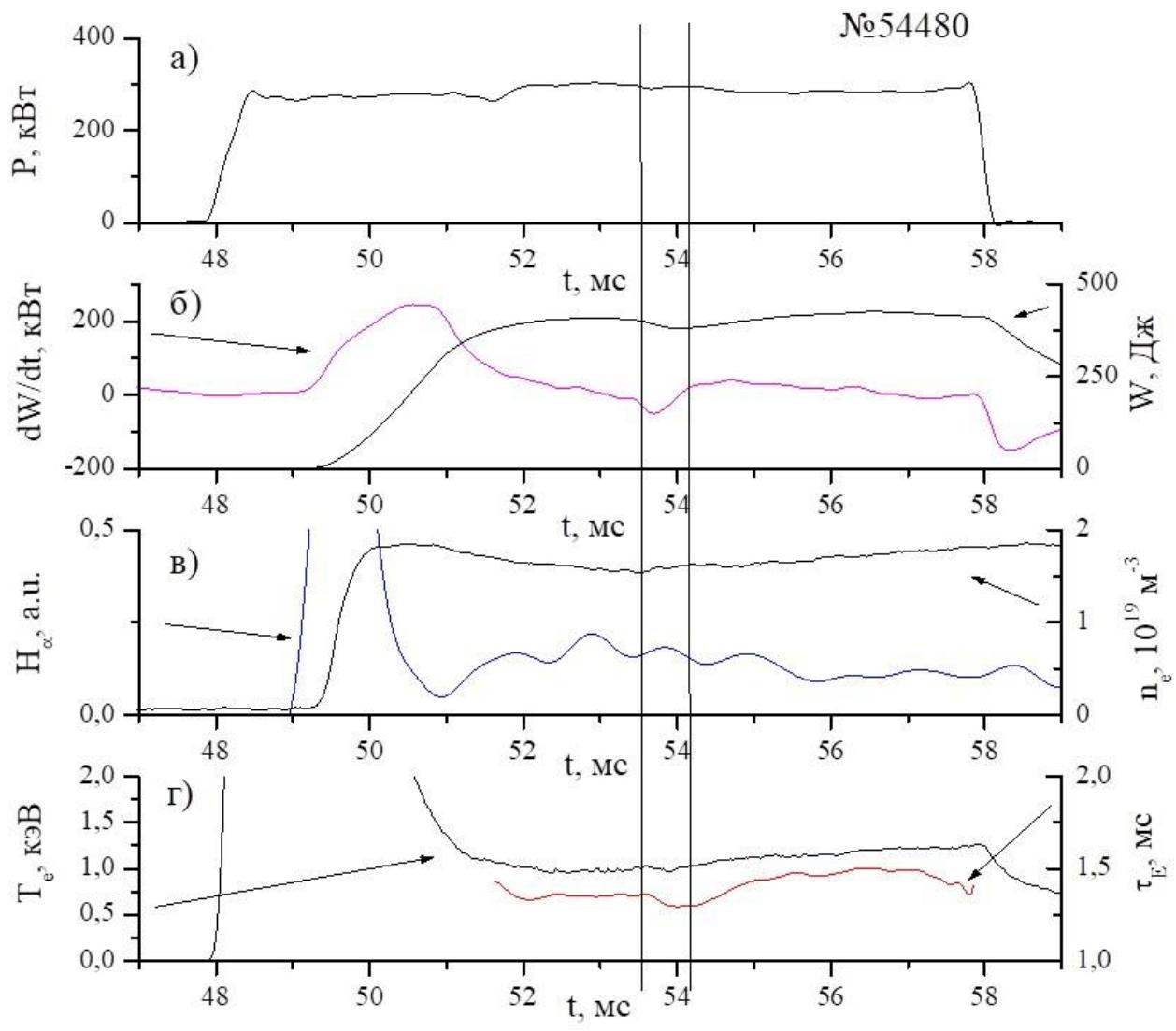
высоких значениях  $n_e$ , а при заданном значении  $n_e$  они проявляются только при более высоких значениях мощности нагрева  $P$ . Самые высокие значения  $W$  при заданной  $P$  и  $n_e$  были экспериментально получены в разрядах, в которых происходили переходные процессы.

### 5.1.1. Эволюция макропараметров при транспортном переходе

Следует особо подчеркнуть, что локализованное на краю возмущение в стеллараторе Л-2М отличается от стандартных ELMs. В подавляющем большинстве случаев краевые возмущения не сопровождаются выраженными всплесками активности МГД. Кроме того, события единичны. Подобная ситуация может возникнуть, если система имеет два близких стационарных состояния (явление бифуркации) [248]. Переход к режиму с улучшенным удержанием обязательно сопровождается уменьшением турбулентного переноса, то есть стабилизацией плазменных неустойчивостей. Тем не менее роли, которые играют неустойчивости, могут быть весьма разнообразными. Хорошо известно, что даже переход между тесно связанными состояниями не может произойти без какого-либо триггера. В нашем случае это может быть локальное возмущение профилей плазмы в результате мелкомасштабной неустойчивости плазмы. Как сказано выше (разделы 2.4, 2.5), многие из экспериментов на установке Л-2М хорошо могут быть описаны в рамках неоклассической и МГД-теорий. Однако для интерпретации переходных процессов приходится прибегать к более сложным схемам.

Необходимо рассмотреть подробно БТП и оценить, какими свойствами L-H переходов и ELM он обладает. На рис. 51 представлена эволюция основных параметров плазмы в импульсе с БТП, №57443 в базе данных. На рисунке представлены осциллограммы мощности ЭЦР-нагрева  $P$ , средняя по центральной хорде плотность  $n_e$ , интенсивность излучения  $H_\alpha$ , мощность радиационного излучения  $P_{rad}$ , измеренная болометром (в диапазоне УФ и мягкого рентгена), энергия плазмы по данным диамагнитных измерений  $W$  и ее временная производная  $dW/dt$ . Вертикальные линии обозначают момент БТП.

Как видно, на диамагнитных измерениях зарегистрировано кратковременное (длительностью менее 200 мкс) небольшое падение  $W$ . В сочетании с диамагнитными измерениями обычно используются другие методы магнитной диагностики. Например, полоидальные магнитные измерения, которые измеряют дипольную составляющую магнитного поля, созданного токами Пфирша-Шлютера, также указывают на быстрый процесс. Однако интерпретация полоидальных измерений не так проста, как для диамагнитных; например, они могут указывать на изменение формы профиля давления, поэтому здесь они обсуждаться не будут.



Ри

с. 51. Осциллограммы характерного импульса с БТП: а) мощность ЭЦР-нагрева  $P$ ; б) диамагнитный сигнал  $dW/dt$  (левая ось) и энергосодержание плазмы  $W$  (правая ось); в) интенсивность излучения  $H_\alpha$  (левая ось) и средняя электронная плотность  $n_e$  (правая ось); г) электронная температура  $T_e$  (левая ось) и энергетическое время жизни  $\tau_E$  (правая ось). Вертикальными линиями указан временной диапазон перехода.

Из рис. 51 видно, что после небольшого быстрого падения энергии зависимость параметров плазмы от времени меняется: энергия и плотность плазмы начинают расти, интенсивность излучения  $H_\alpha$  уменьшается, что свидетельствует об уменьшении потока частиц из вакуумной камеры, мощность  $P_{\text{rad}}$  увеличивается с одновременно с ростом плотности; все это указывает на улучшение удержания частиц. Весьма интересным представляется тот факт, что после БТП энергия плазмы восстанавливает свое первоначальное значение и (во многих случаях) монотонно увеличивается до конца активной фазы нагрева.

Нужно отметить, что в импульсе с малым неиндукционным током любые изменения профиля давления вдали от сепараторы не могут изменить диамагнитный сигнал. Следовательно, быстрое падение энергии плазмы может происходить только вблизи

сепаратрисы. Но такое событие может привести к усилению взаимодействия плазмы со стенкой, и, в свою очередь, холодные частицы от стенки могут только уменьшить энергию плазмы. Естественно предположить, что единственной возможностью компенсировать эти потери является переход плазмы в режим улучшенного удержания.

Условия возникновения спонтанных переходных процессов были определены при анализе базы данных. Как обнаружено, переходные процессы происходили в импульсах выше порога по  $P$ . На рис. 52 представлена база данных экспериментальной серии, в которой был обнаружен БТП, в координатах  $n_e$ ,  $W$ ; значения параметров брались для момента выключения нагрева (60 мс). Черные квадраты на рис. 52 соответствуют импульсам с БТП, белые - без. Как видно из рисунка, разряды с транспортным событием занимают верхнюю часть базы. Нижний порог по плотности соответствует  $n_e \sim 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

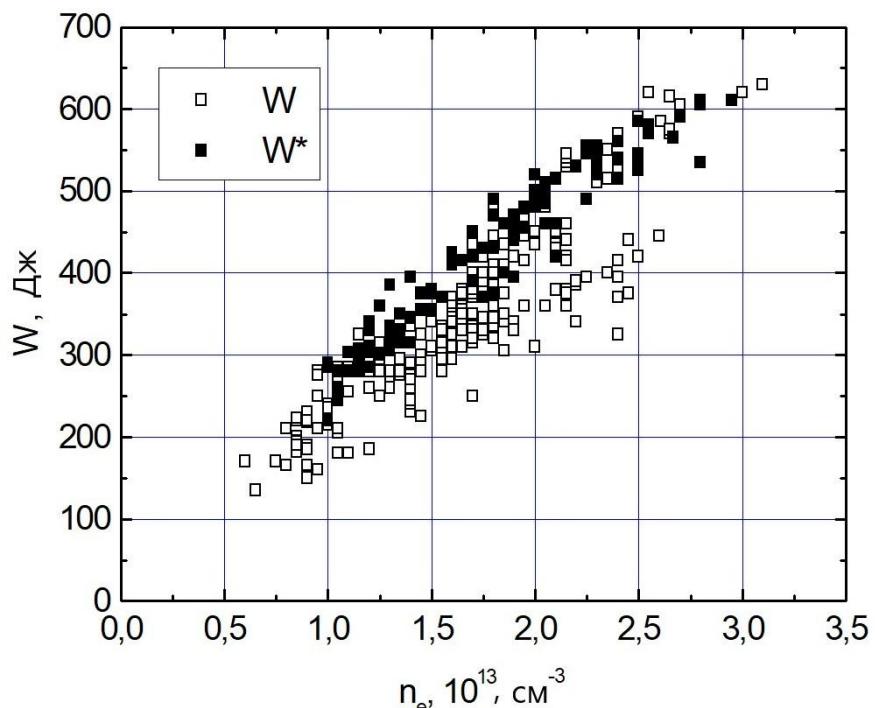


Рис. 51. База данных в координатах  $n_e$  и  $W$ . Черные квадраты соответствуют импульсам с БТП, белые - без.

Начало БТП смещается в сторону начала разряда с увеличением плотности и мощности нагрева. Верхнего порога по плотности не обнаружено. Максимальная плотность определяется условиями поглощения СВЧ в плазме установки Л-2М, так как при более высоких значениях плотности ( $n_e > 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) наблюдается отсечка греющего пучка.

Были проанализированы и другие параметры плазмы, характерные для разрядов с БТП. Электронная температура в центре плазменного шнуря достигает значений 1...1.5 кэВ, в краевой области плазмы расположен пьедестал с  $T_e \sim 100$  эВ [234, 235]. Профиль плотности широкий;  $n_e(x) \sim (1 - x^q)$ ,  $q \sim 6-8$ . Температура ионов оценивается посредством усреднения в

серии воспроизводимых разрядов спектральных измерений. Определенный таким методом относительный градиент ионной температуры значительно ниже, чем градиент плотности на границе плазмы.

Локализацию изменений параметров плазмы при БТП можно приблизительно оценить следующим образом. Анализ сигналов, поступающих из центральной части плазмы, показывает, что температура плазмы (измеренная, например, по диагностике ЭЦИ) реагирует на увеличение плотности после БТП. Резкие изменения  $T_e$  (по измерениям ЭЦИ) непосредственно в момент БТП или тепловые волны, амплитуды которых значительно превышают погрешности измерений, не были обнаружены. Таким образом, резкое изменение параметров плазмы происходит в области с  $x > 0.6$ .

Электромагнитные колебания, измеренные локальными магнитными зондами, существенно не изменяются в процессе БТП; изменения можно обнаружить только в деталях спектров и когерентности. В частности, мода ( $m/n = 2/1$ ) изменяется незначительно. Резонансная магнитная поверхность с  $\mu = 0.5$ , расположена при  $x \approx 0.8$ . Следовательно, область резких изменений находится ближе к границе.

Небольшая длительность процесса указывает, что причиной события может быть неустойчивость. Как говорилось выше (раздел 2.4) плазма неустойчива относительно резистивных МГД-мод. Однако при малых значений давления, характерных для Л-2М, подобные неустойчивости могут привести только к ухудшению удержания. Градиент давления, необходимый для дестабилизации плазмы относительно критерия Мерсье, должен быть очень высок (см. выше рис. 13). Более пикированные профили давления плазмы (напоминающие экспериментальный профиль температуры электронов в центре шнура) устойчивы даже при этом локальном градиенте давления благодаря эффекту самостабилизации. Попытки найти условия для неустойчивости здесь требуют значительного увеличения значения локального градиента давления, что абсурдно не только с точки зрения эксперимента, но и лежит на грани точности используемых вычислительных инструментов.

Кроме того, сдвиг магнитной структуры при помощи поперечного поля не повлиял на макроскопическую устойчивость идеальных МГД-мод (раздел 2.4). В ходе экспериментов не было обнаружено никаких видимых различий в эволюции параметров плазмы при наличии поперечного поля и без него.

### 5.1.2. Структура краевых флюктуаций плазмы

Для исследования особенностей быстрого транспортного перехода на границе плазмы можно использовать данные магнитных и ленгмюровских зондов и рефлектометрии.

Спектральные измерения в этих экспериментах слишком инерционны для наших целей. При проведении рефлектометрических измерений использовалось падающее излучение, направленное перпендикулярно магнитным поверхностям на частоте 34,63 ГГц. В экспериментах анализировался сигнал, отраженный от поверхности с критической плотностью  $n_e \approx 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  [202]. Были отмечены быстрые изменения фазы, которые показывают хорошую корреляцию с другими диагностическими данными, указывающими на быстрый переходный процесс. Данные магнитных и ленгмюровских зондов подробно представлены ниже.

Ленгмюровский зонд использовался в импульсах со средними параметрами ( $n_e \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $W \sim 400 \text{ Дж}$ ). БТП при данных условиях обычно происходит ближе к концу активной фазы нагрева. Данные с зонда при его положении на глубине 0.2 см внутрь от сепараторы представлены на рис. 53. Относительные значения флуктуаций плавающего потенциала  $V_f$  и ионного тока насыщения  $I_{sat}$  довольно высоки и значительно уменьшаются после БТП. Среднее значение  $I_{sat}$  уменьшается в начале процесса, в связи с чем можно предположить, что плотность и температура падают вблизи границы плазмы. Турбулентный поток падает более чем на порядок [249].

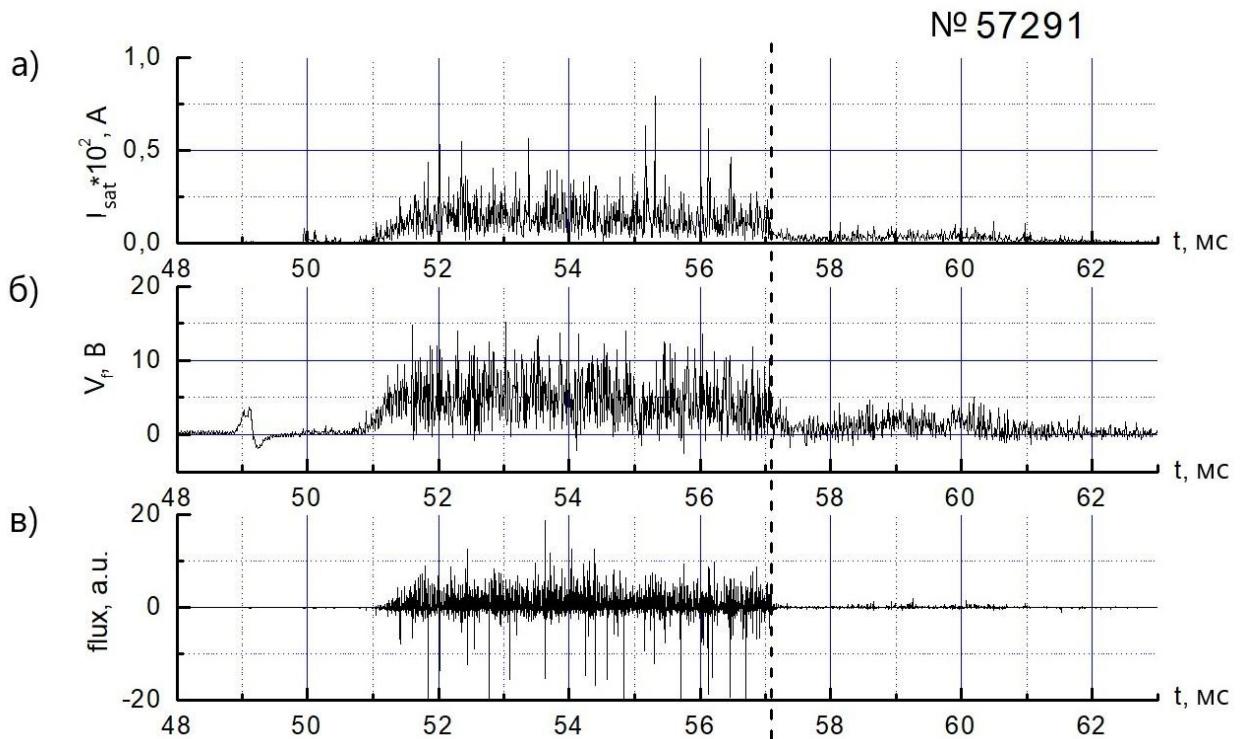


Рис. 53. Данные с Ленгмюровского зонда (положение 0.2 см вглубь от сепараторы): а) ионный ток насыщения  $I_{sat}$ , б) плавающий потенциал  $V_f$ , в) турбулентный поток частиц Г (с). Пунктир соответствует моменту БТП согласно диамагнитным измерениям.

После перемещения зонда на 0.4 см вглубь плазмы (по сравнению с предыдущим положением) измерения были повторены. Как показано на рис. 54, динамика  $V_f$  и  $I_{sat}$  резко

изменилась по сравнению с предыдущим случаем. Не наблюдается сильных изменений в среднем значении  $I_{sat}$ , в то время как  $V_f$  меняется дважды в ходе разряда: резко падает с началом БТП и восстанавливается до значения, меньшего начального, после задержки  $\sim 1$  мс по отношению к концу активной фазы нагрева. Характерное время восстановления значения плавающего потенциала ( $\sim 0.5$  мс) намного выше, чем характерное время прямого перехода. Изменения спектров флуктуаций плавающего потенциала в основном такие же, как на предыдущем рисунке. Нужно отметить, что аналогичное поведение среднего значения плавающего потенциала наблюдалось в экспериментах на W7-AS [250]. Поведение плавающего потенциала в рассматриваемом положении зонда естественным образом вписывается в традиционную концепцию бифуркаций, если мы примем, что прямой (быстрый) переход происходит, когда состояния близки друг к другу. Эволюция плазмы увеличивает разницу в параметрах плазмы, и обратный переход является более длительным. В качестве триггера для обратного перехода можно рассмотреть, например, тепловую волну, образующуюся после отключения ЭЦР-нагрева.

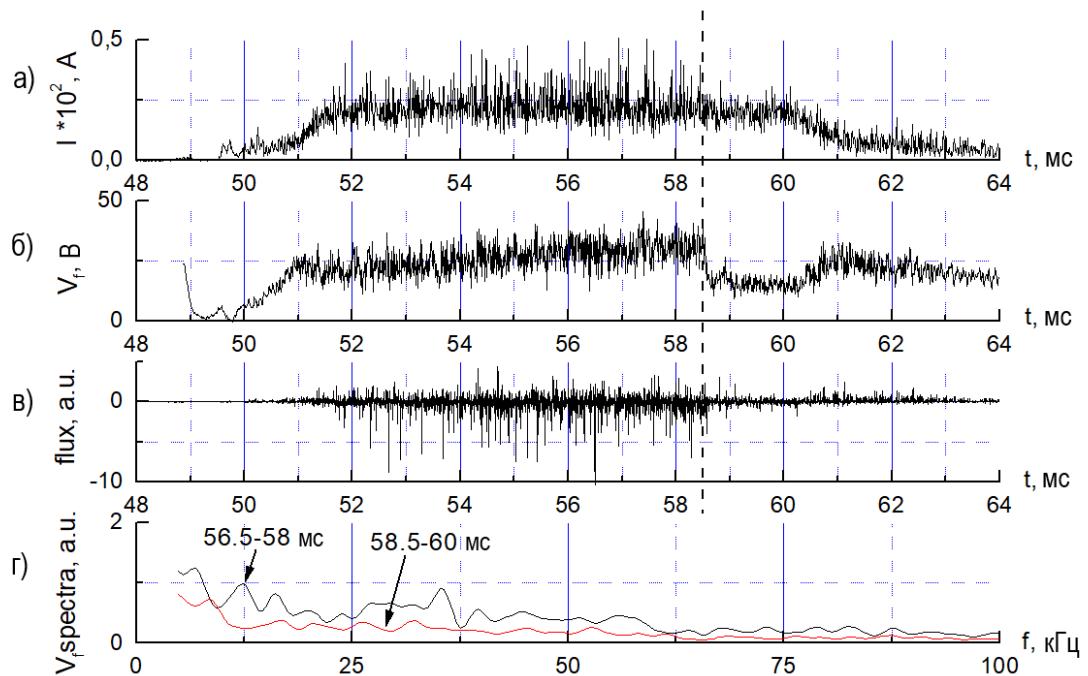


Рис. 54. Данные с Ленгмировского зонда (положение 0.6 см вглубь от сепараторы): а) ионный ток насыщения  $I_{sat}$ , б) плавающий потенциал  $V_f$ , в) турбулентный поток частиц  $\Gamma$ , г) Фурье-спектр  $V_f$  до и после БТП. Пунктир соответствует моменту БТП согласно диамагнитным измерениям.

Турбулентный поток падает более чем на порядок во время прямого перехода и умеренно увеличивается при восстановлении значения  $V_f$ . Сильное уменьшение турбулентного потока при переходе к улучшенному режиму удержания наблюдалось в Heliontron-J [251]. Существенные изменения можно увидеть в спектрах флюктуирующих параметров плазмы. На

рис. 54г представлено сравнение двух спектров; первый получен с использованием временного окна до начала БТП, а второй - с использованием того же временного окна после. Спектры усреднены с помощью частотного фильтра  $\Delta f = 5$  кГц. Видно, что амплитуды гармоник Фурье после БТП значительно уменьшаются, спектр становится более узким.

Однако, если ввести зонд глубже в плазму по сравнению с рассмотренным случаем, он попадает в зону, где плавающий потенциал резко падает с началом перехода и не восстанавливает свое значение даже после окончания активной фазы нагрева. Малая продолжительность разряда не дает возможности обнаружить возможные дальнодействующие корреляции флюктуаций плазмы после перехода. Также по той же причине не проводился детальный анализ статистических свойств флюктуаций. Тем не менее, была проведена оценка моментов функции распределения мощности (PDF) флюктуаций  $I_p$  с использованием окна длительностью 2 мс. Оказалось, что видимая разница может быть обнаружена в форме PDF-файлов до и после перехода. В частности, эксцесс, то есть отношение четвертого момента к квадрату дисперсии после перехода, падает (для разряда, изображенного на рис. 54, с 6.7 до 4.5). Эксцесс - это мера формы функции распределения (тяжесть хвоста распределения). Для функции распределения Гаусса эксцесс равен 3. Таким образом, после перехода количество крупномасштабных колебаний уменьшается.

Перемещая зонд Ленгмюра глубже внутрь плазмы на расстояние 1 см, мы попадаем в зону, где  $V_f$  резко падает с началом перехода и не восстанавливает своего значения даже после окончания активной фазы нагрева. Результаты экспериментов представлены на рис. 55. Изменения спектров флюктуаций плавающего потенциала в целом такие же, как и на предыдущем рисунке. Однако относительная величина плазменных флюктуаций уменьшается с углублением внутрь плазмы. Дальнейшее увеличение расстояния расположения зонда от границы не изменяет поведение плавающего потенциала. Аналогичное поведение среднего значения плавающего потенциала наблюдалось в экспериментах CHS, где зонд Ленгмюра располагался близко, но внутри сепараторы [252].

Выше были проанализированы данные зонда Ленгмюра, который вводится по нормали в плазму в нижней части системы. Однако при проведении экспериментов использовались также два других зонда, которые расположены в других координатах. Оказалось, что корреляция между зондами резко возрастает, когда зонды находятся на одной и той же магнитной поверхности. В частности, была попытка определить, какой процесс является первопричиной БТП: связанный с резонансами 2/3 или 3/4. Для этого проводился анализ времени падения плавающего потенциала с помощью зондов, расположенных на разных магнитных поверхностях. Однако существующий большой уровень флюктуаций не дает возможности сделать это достаточно точно. По крайней мере, можно утверждать, что разница во времени

запуска процесса на магнитных поверхностях с  $\mu$ , равными  $2/3$  и  $3/4$  (если они происходят), составляет менее 30-40 мкс.

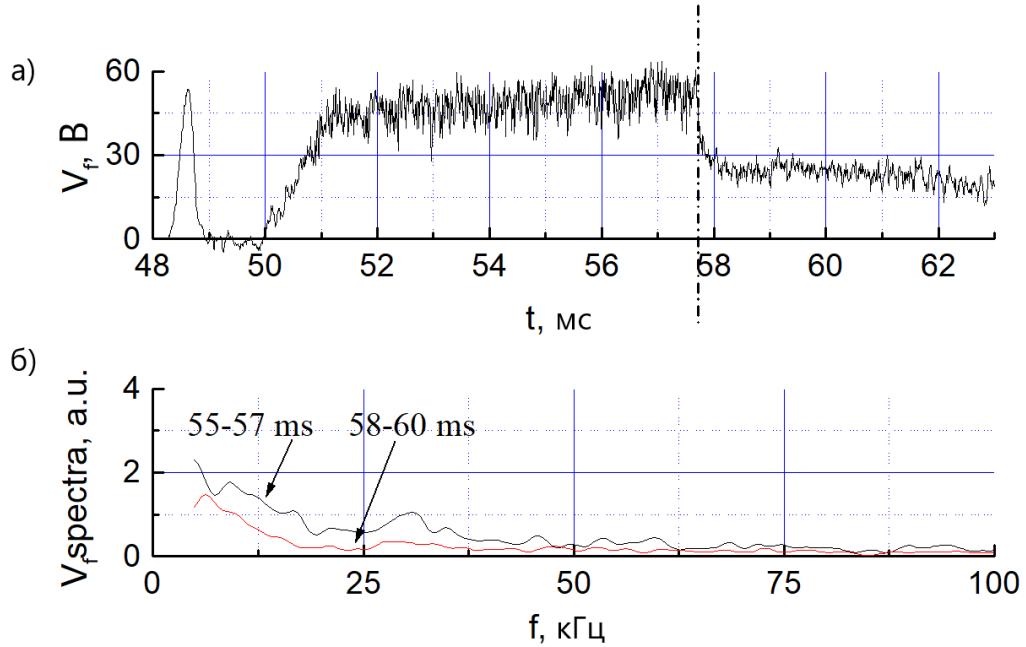


Рис. 55. Данные с Ленгмюровского зонда (положение 1.0 см вглубь от сепаратрисы): а) плавающий потенциал  $V_f$ , б) Фурье-спектр  $V_f$  до и после переходного процесса. Пунктир соответствует моменту БТП согласно диамагнитным измерениям.

### 5.1.3. Электромагнитные колебания и когерентность с зондами Ленгмюра

Для измерения локальных внешних магнитных полей используется система из семи магнитных зондов (см. раздел 2.3.2). С их помощью исследовались особенности электромагнитных колебаний, которые могут быть связаны с БТП. В дополнение к анализу спектров электромагнитных колебаний исследовалась корреляция между ленгмюровскими и магнитными зондами. Казалось бы, максимальной корреляции можно ожидать в том случае, когда конкретное возмущение имеет одинаковую фазу на зондах. В качестве базового ленгмюровского зонда использовался зонд "ver", расположенный в нижней части системы. Для определения координат зондов можно воспользоваться "квазитороидальной" ортогональной системой координат  $\{\rho, \theta, \phi\}$ , где  $\{\rho, \theta\}$  - полярные координаты с началом координат на геометрической оси тора. В поперечном сечении, где расположен зонд Ленгмюра, продольная координата  $\phi$  принимается равной нулю.

Предполагая, что в цилиндрическом приближении возмущение зависит от полоидальных и тороидальных углов как  $(m\theta - n\phi)$ , условие сохранения фазы можно представить в следующем виде:

$$m\theta_{lp} - n\phi_{lp} = m\theta_{mp} - n\phi_{mp} + 2\pi s \quad (65)$$

где индексы  $lp$  и  $mp$  обозначают ленгмюровский и магнитный зонд соответственно,  $s$  - целое число. Для  $m = 3$ ,  $n = 2$  и расположения зонда Ленгмюра в координатах  $\theta_{lp} = -\pi/2$ ,  $\phi_{lp} = 0$  можно найти два положения для магнитных зондов  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = \pi/2$  и  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = -\pi/2$  соответственно, которые приемлемы с технологической точки зрения точки зрения. Однако оказалось, что если расположить зонд Ленгмюра вблизи магнитной поверхности  $\mu = 2/3$ , корреляция между плавающим потенциалом и сигналом магнитного зонда будет наибольшей, если магнитный зонд расположен в положении  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = \pi/2$ . Корреляция между плавающим потенциалом и сигналом магнитного зонда, если зонд расположен в положении  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = \pi/2$ , заметно ниже.

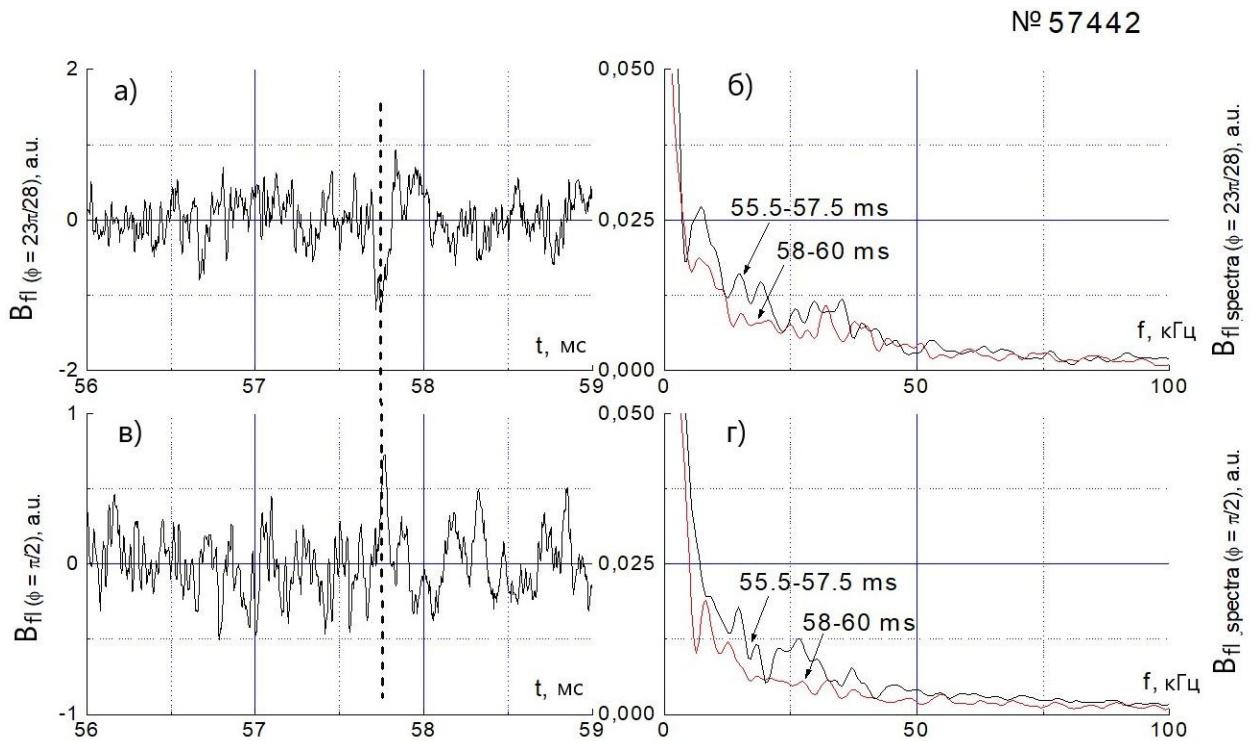


Рис. 56 а, в - Осциллограммы флюктуирующего магнитного поля  $B_{fl}$ , б, г - его Фурье-спектр, данные (а, б) с зонда в положении  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = 23\pi/28$ , данные (в, г) с зонда в положении  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = \pi/2$ . Спектры сглажены по  $\Delta f = 5$  кГц. Пунктир означает начало БТП согласно диамагнитным измерениям.

На рис. 56 представлена временная зависимость флюктуирующего магнитного поля  $B_{fl}$ , то есть величина, полученная из сигнала магнитного зонда путем интегрирования по времени, и его Фурье-спектры. Сначала рассмотрим случай изменения магнитного спектра в процессе БТП. Из рис. 56б,г видно, что часть спектра с частотами  $f < 10$  кГц остается практически неизменной, тогда как амплитуды гармоник в диапазоне частот  $f = 10\div50$  кГц уменьшаются. Изменения спектров магнитных колебаний существенно меньше, чем изменения  $V_f$  и  $I_{sat}$ .

Осцилирующее локальное магнитное поле  $B_{\text{fl}}$  реагирует на быстрое изменение энергии и профилей параметров плазмы. Временная зависимость этой части (см. рис. 56а,в) приблизительно повторяется от разряда к разряду для данного магнитного зонда.

У разных магнитных зондов, разнесенных в продольном направлении, особенности сигналов и спектров могут быть разными. Причина такого поведения заключается в следующем. Магнитные зонды, ориентированные в направлении  $R$ , не чувствительны к дипольной составляющей, но улавливают (среди прочего) слабые локальные магнитные поля, создаваемые равновесными токами плазмы (квадрупольные, трехмерные с периодичностью внешнего вакуумного поля и т.д.) [253]. Некоторые из этих компонентов пропорциональны среднему давлению плазмы, некоторые из них чувствительны к профилю давления. При существующей структуре магнитных зондов невозможно разделить данные компоненты. Но период  $\sim 300$  мкс, в течение которого такие изменения видны в сигнале, дает приблизительную количественную оценку продолжительности быстрого изменения профилей параметров плазмы.

Из анализа поведение  $I_{\text{sat}}$  обнаружено, что  $T_e$  и  $n_e$  падают вблизи сепаратрисы и не восстанавливают свои значения до конца разряда. Это может быть связано с появлением магнитного острова. Оценим величину возмущающего магнитного поля, необходимого для появления острова с  $m = 4$ ,  $n = 3$ . Использование усредненного цилиндрического подхода дает:

$$B_p = (w^2 B_0 m \mu' / 16 R) (a_z / a_s)^{m+1} \quad (66)$$

Здесь  $B_p$  - возмущающее полоидальное магнитное поле в положении магнитного зонда, индексы  $z$  и  $s$  обозначают соответственно средние радиусы поверхности расположения зонда и резонансной магнитной поверхности,  $w$  - ширина острова, штрих означает дифференцирование по среднему радиусу магнитной поверхности.

Для возмущения  $m = 4$ ,  $n = 3$  и  $w = 0,2$  см мы получаем  $(B_p/B_0) \sim 10^{-6}$ . Это значение в 2÷3 раза выше, чем следует из оценки амплитуды гармоник Фурье в диапазоне частот 20-50 кГц. Однако из-за синхронизации мод это возмущение может быть скрыто в другой части спектра. Следует также помнить, что цилиндрический усредненный подход является довольно грубым методом оценки.

Также была проанализирована вейвлет-когерентность между ленгмюровскими и магнитными зондами, используя метод, разработанный в [254]. Диаграмма когерентности для плавающего потенциала и осцилирующего магнитного поля, измеренного магнитным зондом, расположенным в положении  $\theta_{\text{mp}} = \pi/2$ ,  $\varphi_{\text{mp}} = \pi/2$ , представлена на рис. 57. Анализ проводился для того же разряда, что и на рис. 55, 56. Ленгмюровский зонд располагался на расстоянии  $\sim 1.0$

см внутрь от сепаратрисы. Видно, что когерентность между двумя сигналами довольно высока до БТП и значительно снижается после. При различном положении зонда Ленгмюра изменение когерентности происходит с разной скоростью. Исходя из этого, можно заключить, что такое поведение является результатом локального выравнивания параметров плазмы вблизи магнитной поверхности с  $\mu = 2/3$ . Однако можно представить себе и другие механизмы, связанные со стабилизирующим влиянием сильно неоднородного электрического поля.

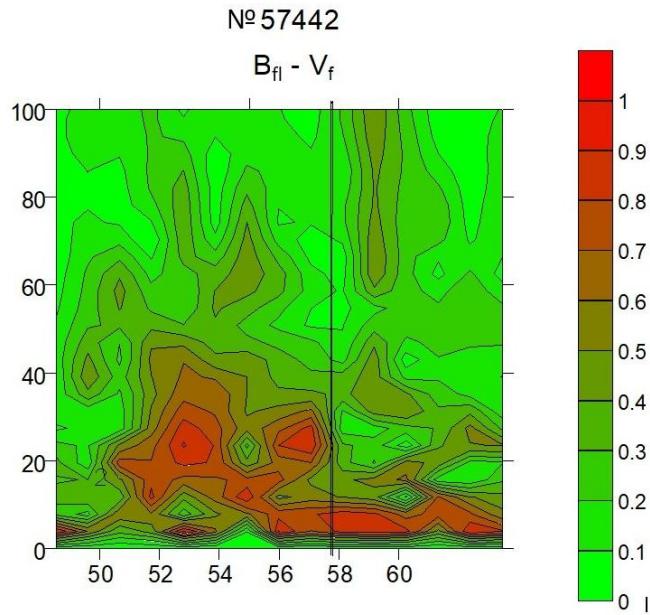


Рис. 57. Когерентность осциллирующего магнитного поля  $B_f$  и плавающего потенциала  $V_f$ . Ленгмюровский зонд вдвинут на 1 см вглубь сепаратрисы в положении  $\theta_{lp} = -\pi/2$ ,  $\phi_{lp} = 0$ . Магнитный зонд расположен в положении  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\phi_{mp} = \pi/2$ . Сплошная вертикальная линия соответствует началу переходного процесса.

## 5.2. Турбулентный поток в краевой области плазмы

В экспериментах на стеллараторе Л-2М измерение турбулентного потока проводится с помощью системы Ленгмюровских зондов. Обнаружено, что направление среднего турбулентного потока различно на разных радиусах вблизи края плазмы. Подобные явления на других установках рассматривались выше, раздел 1.4.2.

В краевой области стелларатора Л-2М поток направлен наружу в области, лежащей между сепаратрисой и рациональной магнитной поверхностью, на которой угол вращательного преобразования  $\mu$  принимает значение  $3/4$ . В области, лежащей между поверхностями с  $\mu = 3/4$  и  $\mu = 2/3$ , поток меняет свое направление, в данной области на протяжении стадии ЭЦР-нагрева он направлен внутрь. В областях, лежащих ближе к центру плазмы, также наблюдаются изменения направления потока. Во всех рассмотренных случаях в области, где турбулентный поток направлен внутрь, присутствуют симметричные электромагнитные колебания в диапазоне частот 1-3 кГц. После быстрого перехода в режим улучшенного удержания

турбулентный поток падает по амплитуде, но сохраняет свое направление [255]. Область существования симметричной низкочастотной моды расширяется после перехода в зону между упомянутыми выше рациональными магнитными поверхностями. Существует верхний порог по электронной плотности плазмы, выше которого явление обращенного потока не наблюдается.

В работе была поставлена задача прояснить некоторые особенности взаимодействия между направленным внутрь турбулентным потоком и рациональными магнитными поверхностями невысокого порядка при отсутствии видимых магнитных островов вокруг них. Этим условиям как раз отвечает краевая магнитная структура стелларатора Л-2М. Две рациональные магнитные поверхности с  $\mu$ , равными  $2/3$  и  $3/4$ , расположены в краевой области плазмы. В экспериментах вакуумные магнитные поверхности слабо искажаются в присутствии давления плазмы во всех областях, кроме центральной. Таким образом, они практически совпадают с поверхностями, положение которых определено как теоретически, так и экспериментально.

Единственным источником для неустойчивостей является тепловая энергия электронов и ионов. Обращенный турбулентный поток наблюдается обычно при условиях, когда возможен быстрый переход в режим с улучшенным удержанием (БТП) [249]. При таких переходах наблюдаются сильные изменения турбулентности в области, близкой к сепараторе, где расположены две рациональные магнитные поверхности со значениями угла вращательного преобразования  $2/3$  и  $3/4$ . Данная область имеет ярко выраженную слоистую структуру, будучи разделенной на три узких области с различными параметрами плазменной динамики. Таким образом, мы можем сравнить поведение обращенного потока в течение различных турбулентных состояний плазмы.

### 5.2.1. Измерения турбулентного потока

В данной серии экспериментов использовались три подвижных Ленгмюровских зонда, разнесенные по большому и малому обходам тора. Два из них – тройные зонды. Два электрода каждого из тройных зондов, выровненных перпендикулярно магнитной поверхности и разделенных полоидально ( $\delta\theta = 0.4$  см), использовались для измерения значения плавающего потенциала  $V_f$  и его полоидальной производной. Третий электрод при фиксированном напряжении измерял ионный ток насыщения. В подавляющем большинстве случаев использовался тройной зонд, который проникает поперечно в плазму снизу системы (“ver”).

Экспериментальные результаты представлены в следующем порядке. Сначала представлены измерения турбулентного потока с помощью зонда Ленгмюра, расположенного в нижней части установки. Полоидальная координата зонда равна  $\theta = -\pi/2$ . Первоначально зонд

расположен так, чтобы его конус пересекал границу плазмы. В дальнейшем зонд перемещается внутрь с шагом 0.2 см (равным длине штырька зонда). На рис. 58 представлен турбулентный поток, полученный при повторяющихся разрядах и различных местоположениях зонда  $x$ .

Видно, что амплитуда турбулентного потока и его направление значительно меняются в зависимости от положения зонда. Поскольку только неисчезающая часть турбулентного потока имеет значение для исследований переноса, экспериментально полученный турбулентный поток был усреднен по времени. В процедуре усреднения было использовано окно длительностью 1 мс, перемещавшееся относительно временной шкалы. Результаты представлены в правой части рис. 58.

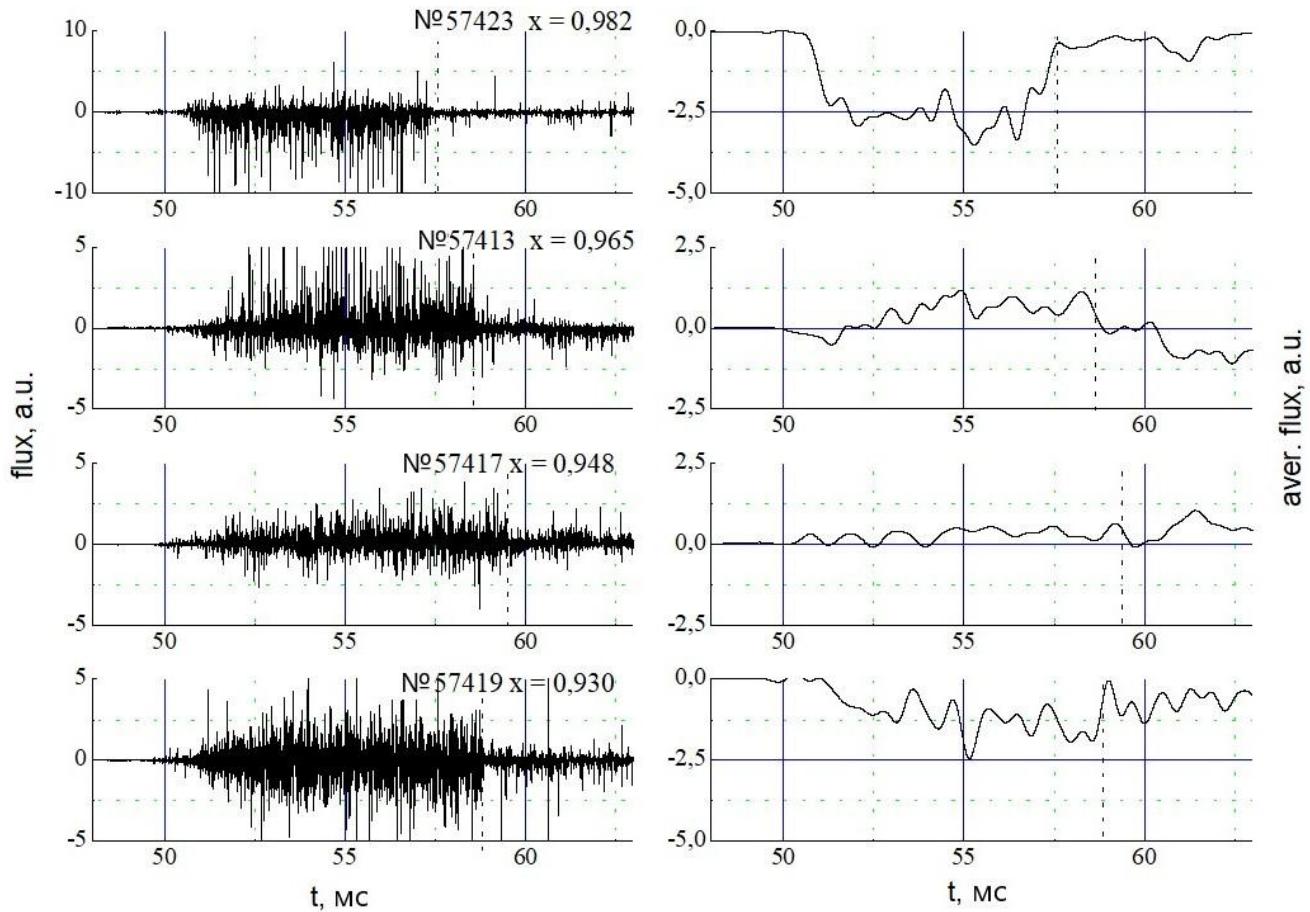


Рис. 58. Временная эволюция турбулентного потока для различных положений зонда.  $x$  – нормированная координата зонда относительно сепаратрисы. Пунктир соответствует началу БТП.

Видно, что средний турбулентный поток может иметь разный знак (отрицательные значения означают направление наружу). За исключением наиболее глубокого положения (случай D) средний турбулентный поток резко падает с началом БТП. Случаи В и С демонстрируют положительные средние значения, которые указывают на направление потока внутрь. Следует отметить, что представленный в случае С средний турбулентный поток невелик, но положителен. Однако в той же серии экспериментов (то есть при тех же параметрах

плазмы и положении зонда С) обнаружено несколько разрядов с малым и отрицательным средним турбулентным потоком. Следовательно, данное положение наиболее близко к точке изменения направления потока.

Уместно отметить, что сигнал (в положении зонда В) имеет два временных промежутка, в которых существуют отрицательные значения среднего турбулентного потока. Первая зона на начальной стадии разряда, вероятно, может быть объяснена небольшим смещением магнитных поверхностей относительно зонда (энергия плазмы там невелика, но резко возрастает). Вторая зона отрицательного потока не может быть объяснена таким образом. Энергия плазмы (и, следовательно, сдвиг поверхностей) не может изменяться даже умеренно в течение времени менее 1 мс. Также из рис. 58 видно, что профили среднего турбулентного потока сильно зависят от положения зонда в пространстве и, вообще говоря, не имеют ничего общего с профилем макропараметров плазмы. В частности, при параметрах плазмы в импульсах с БТП увеличение энергии плазмы едва заметно, но уменьшение среднего значения турбулентного потока очень велико.

В дальнейшем были определены спектральные составляющие  $V_f$  и  $I_{sat}$ , вклад которых в среднее значение турбулентного потока является значительным (рис. 59). При расположении зонда близко к границе вклад частот менее 20 кГц незначителен. Среднее значение турбулентного потока определяется главным образом интервалом частот 20-50 кГц. Вклад частот выше 60 кГц незначителен для всех местоположений зонда. Роль, которую играют низкочастотные компоненты, возрастает с проникновением зонда в плазму. Для самого глубокого положения зонда их вклад в среднее значение потока является наибольшим. Ясно, почему падение среднего значения турбулентного потока настолько значительно при переходе к режиму с улучшенным удержанием для двух положений зонда - близко к границе плазмы и для наиболее глубокого положения. Спектры плавающего потенциала и ионного тока насыщения резко изменяются в интервале частот 20-50 кГц только во время БТП. Для всех положений зонда средний турбулентный поток не меняет знака после перехода до конца активной фазы нагрева.

Были проанализированы параметры плазмы, определяющие направление турбулентного потока. В первую очередь сравнивались случаи А и В, между которыми происходит изменение направления турбулентного потока (как во время стационарной части разряда, так и после перехода к режиму с улучшенным удержанием). Был проведен анализ пространственно-временной структуры  $V_f$  и  $I_{sat}$ ; их радиальные профили представлены на рис. 60. На рисунке слева представлены профили  $V_f$ . Кривые получены путем интерполяции базы данных, где для каждого положения зонда Ленгмюра использовались пять значений  $V_f$  в сходных разрядах.

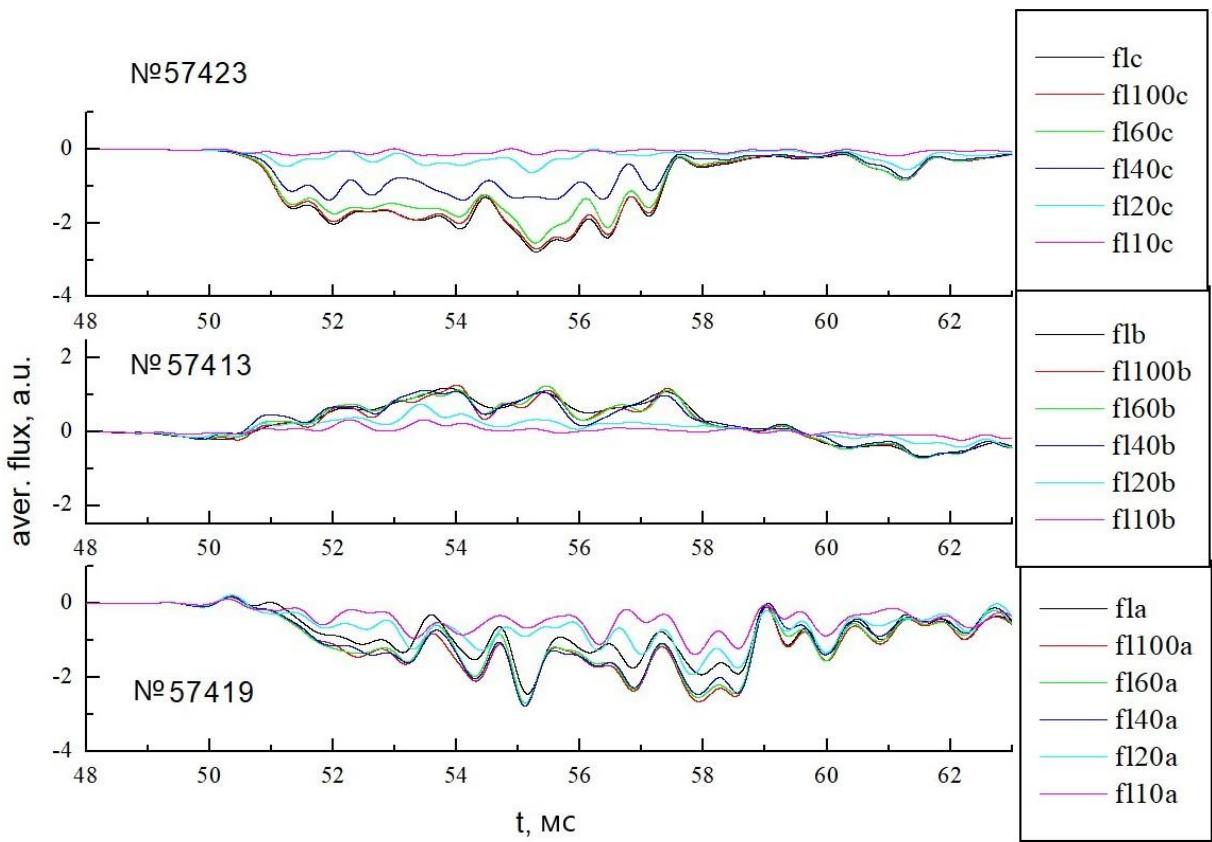


Рис. 59. Усредненный турбулентный поток для трех положений зонда и вклад в него различных компонентов спектра.

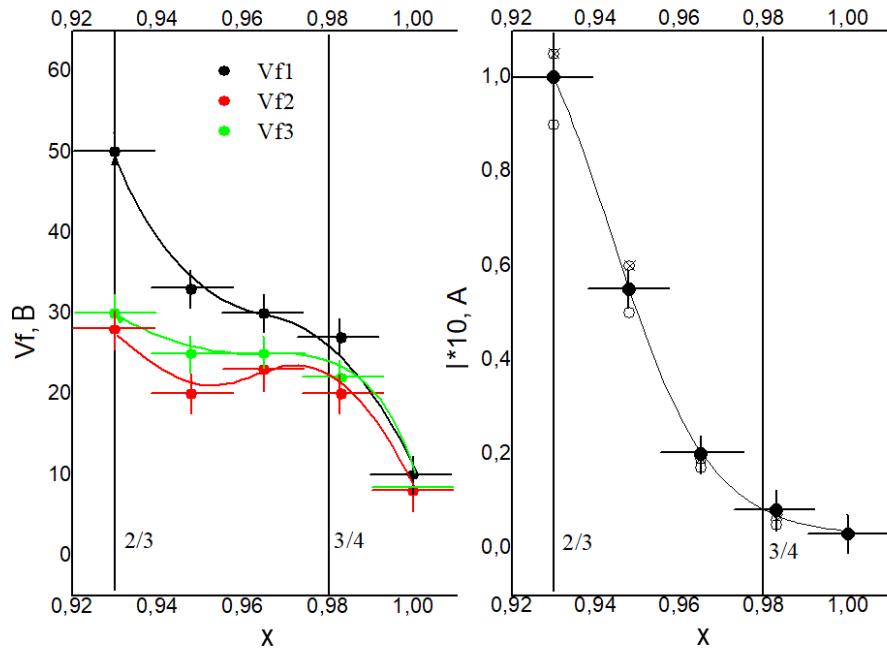


Рис. 60. Радиальное распределение  $V_f$  и  $I_{sat}$ , в зависимости от нормированного радиуса. Слева –  $V_f$  до БТП (черная), непосредственно после БТП (красная) и на 61 мс (зеленая кривая). Справа -  $I_{sat}$  до БТП (черные кружки), в конце стадии нагрева (кружки с крестом) и на 61 мс (белые кружки). Вертикальные линии указывают положение рациональных магнитных поверхностей с  $\mu = 2/3$  и  $\mu = 3/4$ .

Верхняя (черная) кривая представляет значение плавающего потенциала перед переходом в режим улучшенного удержания. Ниже зеленой кривой расположены значения плавающего потенциала после БТП. Нижняя (красная) кривая соответствует времени 61 мс, когда  $V_f$  частично восстанавливает свое значение. Поведение  $V_f$  на различных радиусах подробно описано выше (раздел 5.1.2).

На рис. 60 справа представлен профиль  $I_{sat}$ . Черная кривая имеет тот же смысл, что и для плавающего потенциала (структура электрического поля перед БТП). Однако другие кривые (аналогичные зеленой и красной на предыдущем рисунке) практически совпали с черной и отдельно не представлены. Вместо этого добавлены значения  $I_{sat}$  в конце стадии нагрева (круги с крестиком) и через 1 мс после выключения ЭЦР-нагрева (открытые круги). В первом случае значения  $I_{sat}$  больше исходного, во втором ниже из-за охлаждения края плазмы. Во всех случаях  $I_{sat}$  является монотонно убывающей функцией среднего радиуса магнитной поверхности  $a$ . Такое поведение определенно указывает на отсутствие видимых магнитных островов. Для  $V_f$  видно уплощение черной кривой вблизи внутренней стороны поверхности  $\mu = 3/4$ . Зеленая кривая (профиль плавающего потенциала после БТП) демонстрирует более широкую радиальную зону сглаживания, которая занимает расстояние между поверхностями с вращательным преобразованием  $\mu$ , равными  $2/3$  и  $3/4$ .

Напомним, что единственным методом нагрева плазмы является ЭЦР, электрическое поле является положительным (то есть предотвращает выход электронов), а  $T_e$  является монотонной функцией среднего радиуса магнитных поверхностей. Измерения указывают на существенное изменение при переходном процессе электрического поля, что может быть одной из причин изменения знака среднего турбулентного потока. Однако необходимо искать другие возможные причины. В связи с этим был проведен поиск параметров плазмы, при которых наблюдается обращенный турбулентный поток. Было обнаружено, что существует верхний порог плотности плазмы для наблюдения обращенного потока; обращение потока не наблюдалось при  $n_e \geq 2.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Также выполнялся поиск отличий в параметрах плазмы для двух положений зондов - снаружи и внутри поверхности  $\mu = 3/4$ . Не было обнаружено четких различий ни в каких параметрах. В частности, фазовый сдвиг между  $V_f$  и  $I_{sat}$  мало меняется для соответствующих положений зонда. Более того, переход к режиму с улучшенным удержанием вызывает слабые изменения сдвига фазы  $V_f - I_{sat}$  для каждого положения зонда для интересующих частот менее 60 кГц. Спектры  $V_f$  и  $I_{sat}$  значительно изменяются в диапазоне частот 20-60 кГц из-за перехода в режим улучшенного удержания [249], однако различия спектров  $V_f$  и  $I_{sat}$  в конкретном состоянии плазмы, но для двух разных положений зонда, невелики. Как максимум, можно

найти определенные различия с помощью корреляционного анализа в конкретном частотном интервале. Эти результаты представлены в следующем разделе.

### 5.2.2. Низкочастотная электромагнитная мода

Выше были проанализированы данные с Ленгмюровского зонда, который проникает в плазму по нормали со дна системы. Однако при проведении экспериментов была возможность использовать и другой зонд. Принимая, что основной зонд расположен в положении  $\theta_{ver} = -\pi/2$ ,  $\phi_{ver} = 0$ , координата второго зонда задается как  $\theta_{up} = \pi/2$ ,  $\phi_{up} = 4\pi/7$ . Для очень низких частот коэффициент корреляции между этими зондами может быть порядка единицы при определенных положениях зондов. Оказалось, что перед переходом корреляция между зондами резко возрастает, когда зонды находятся на одной и той же магнитной поверхности. Было проведено следующее измерение. Зонд в положении  $\theta_{up} = \pi/2$ ,  $\phi_{up} = 4\pi/7$  располагался близко к поверхности с  $\mu = 3/4$ , но внутри нее. Основной зонд “ver” перемещался снаружи внутрь с шагом 0.2 см. Оказалось, что коэффициент корреляции достигает единицы (при нулевом сдвиге фазы) для интервала низких частот  $f = 1-3$  кГц (см. рис.61 слева). Был проведен вейвлет-анализ данных и обнаружена высокая когерентность в низкочастотном интервале. Принимая во внимание слабую разрешимость вейвлетов по частоте, был проведен дополнительный Фурье-анализ.

Перед БТП высокая корреляция возникает только для определенного положения зонда, указанного выше. После перехода была найдена корреляция порядка единицы с нулевым сдвигом фазы для всех положений зонда между поверхностями с  $\mu$ , равными  $2/3$  и  $3/4$ . Выше показано, что во время перехода в данной области резко изменяется  $V_f$ . Энергия такого неравновесного возмущения может рассеиваться через собственные моды системы, энергия которых, в свою очередь, будет рассеиваться через механизм столкновения, а также действие напряжений Рейнольдса и Максвелла. Была проведена оценка соотношения чисел мод для этого возмущения. Используя условие сохранения фазы и подставляя  $\theta_{ver} = -\pi/2$ ,  $\phi_{ver} = 0$  and  $\theta_{up} = \pi/2$ ,  $\phi_{up} = 4\pi/7$ , получаем соотношение  $-m + 4n/7 = 2s$ .

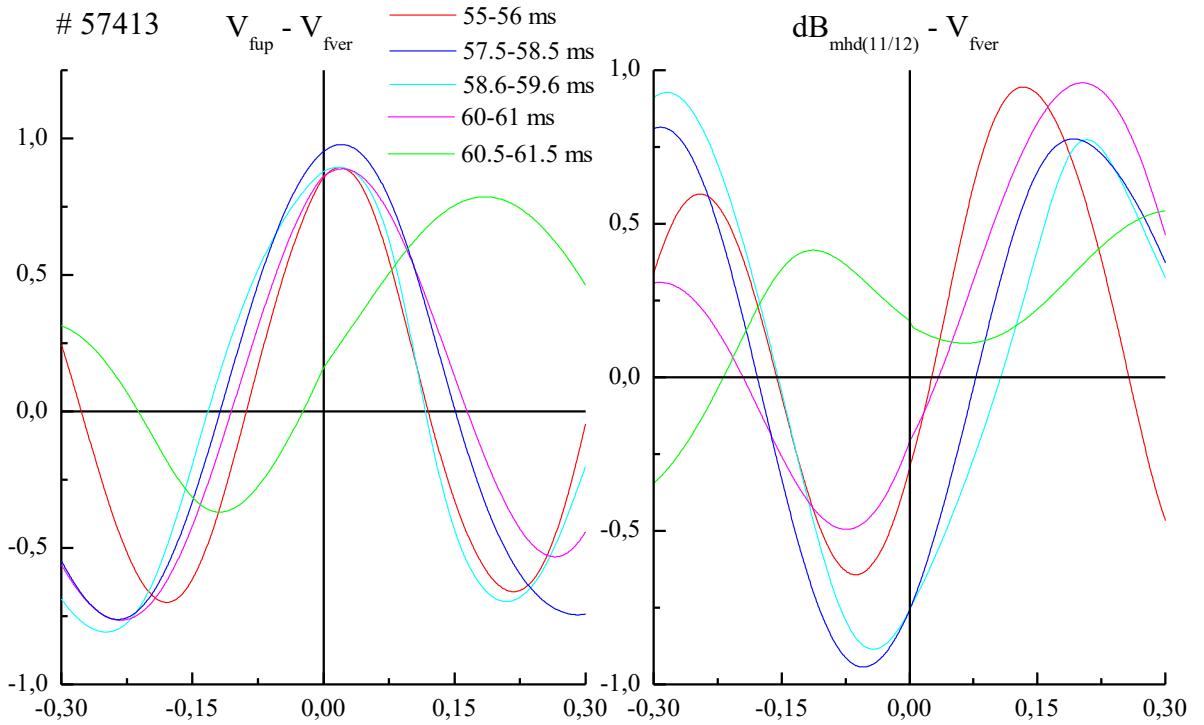


Рис. 61. Коэффициенты корреляции в зависимости от сдвига фаз в интервале частот 1-3 кГц. Слева - между  $V_f$  с ленгмюровских зондов, расположенными в  $\theta_{ver} = -\pi/2$ ,  $\varphi_{ver} = 0$  и  $\theta_{up} = \pi/2$ ,  $\varphi_{up} = 4\pi/7$  в положении В. Справа - между  $V_f$  с ленгмюровского зонда  $\theta_{up} = \pi/2$ ,  $\varphi_{up} = 4\pi/7$  и сигналом магнитного зонда в положении  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\varphi_{mp} = \pi/2$ . Цвет линий определяет временной интервал, в течение которого вычисляется коэффициент корреляции.

Единственное разумное решение этого уравнения  $m = 0$ ,  $n = 0$ . Поскольку, по крайней мере, часть собственных функций имеет электромагнитную природу (резистивные моды), разумно проанализировать корреляции между ленгмюровскими и магнитными зондами. Диаграмма корреляции сигналов основного ленгмюровского зонда “ver” и магнитного зонда, расположенного при  $\theta_{mp} = \pi/2$ ,  $\varphi_{mp} = \pi/2$ , представлена на рис. 61 справа. Дополнительный анализ, который был проведен с помощью различных магнитных зондов, показал, что в интервале частот 1-3 кГц присутствуют гармоники  $n = 0, 1$ . Для большей определенности был проведен анализ интервала частот 3-6 кГц, где обнаружена мода  $n = 1$ .

Таким образом, мы представили особенности поведения внутреннего турбулентного потока в системе с внешне наложенными магнитными поверхностями, которые слабо возмущаются плазменными магнитными полями. Поскольку была исследована практически бестоковая плазма, единственным источником турбулентности плазмы является тепловая энергия плазмы. В качестве возможных источников турбулентности можно указать резистивные МГД-моды, а также комбинации, вызванные связью дрейфовых мод с

альфвеновскими и акустическими волнами. Определение "электромагнитный" требует некоторого уточнения для плазмы с низкими значениями параметра  $\beta$ . В этом случае относительная величина флуктуаций магнитного поля намного меньше относительной величины флуктуаций плотности. Но электромагнитные эффекты в данном случае играют роль дополнительных степеней свободы, делая электромагнитный мир более разнообразным, чем чисто электростатический. Более того, электромагнитные эффекты могут управлять неадиабатическим откликом электронов не только напрямую, но и через более разнообразный набор собственных частот.

Необходимо отметить, что обращенный турбулентный поток, по-видимому, оказывает незначительное влияние на удержание. Поскольку при данной мощности нагрева энергия плазмы растет с плотностью, плазма с положительным потоком имеет заметно большую энергию.

### 5.3. Дальние пространственные корреляции в турбулентной приграничной плазме

В дальнейшей работе было экспериментально установлено существование дальних пространственных корреляций в приграничной плазме и прослежена их связь с геометрией магнитных поверхностей. Исследовались режимы работы установки, при которых в плазме происходили БТП [249]. Во время этих переходов происходит резкое уменьшение уровня турбулентности. Исследуемая область разделяется на три меньшие зоны с разным поведением параметров плазмы. Это дает возможность сравнить поведение плазмы в разных турбулентных состояниях, что в свою очередь может помочь прояснить физическую природу процесса.

Исследования пространственных корреляций проводились при помощи ленгмюровских зондов. Флуктуации полоидального магнитного поля  $\delta B_p/B_0$  измерялись семью магнитными зондами, имеющими две общие координаты  $\rho = 17,5$  см,  $\theta = \pi/2$  и находящимися в разных положениях по  $\phi$ . Здесь анализировались хорошо повторяющиеся разряды с не очень большой тепловой энергией плазмы, а именно  $n_e \sim 1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $W \sim 400$  Дж. Подобная база данных использовалась в [249, 255]. Ниже ограничимся исследованием корреляций для флуктуаций плавающего потенциала  $\delta V_f$ . В низкочастотной области  $\delta V_f \sim \delta\Phi$  (по крайней мере, теоретически), где  $\delta\Phi$  - флуктуации потенциала плазмы. В представленных экспериментах вспомогательный зонд "up" был установлен стационарно в положение  $\Delta a = a_p - a = 0.4$  см (то есть близко к рациональной магнитной поверхности с  $\mu = 3/4$ ). При этом основной зонд перемещается с шагом  $\Delta a = 0.2$  см, равным длине электрода, из положения вне сепараторы вглубь плазмы. На рис. 62 представлены данные измерений в импульсе с БТП - осциллограммы

плавающего потенциала  $V_{\text{ver}}$  и осциллирующего магнитного поля  $\delta B_{\text{pol}}$ , а также мощность их спектров в полулогарифмическом масштабе до и после перехода [256].

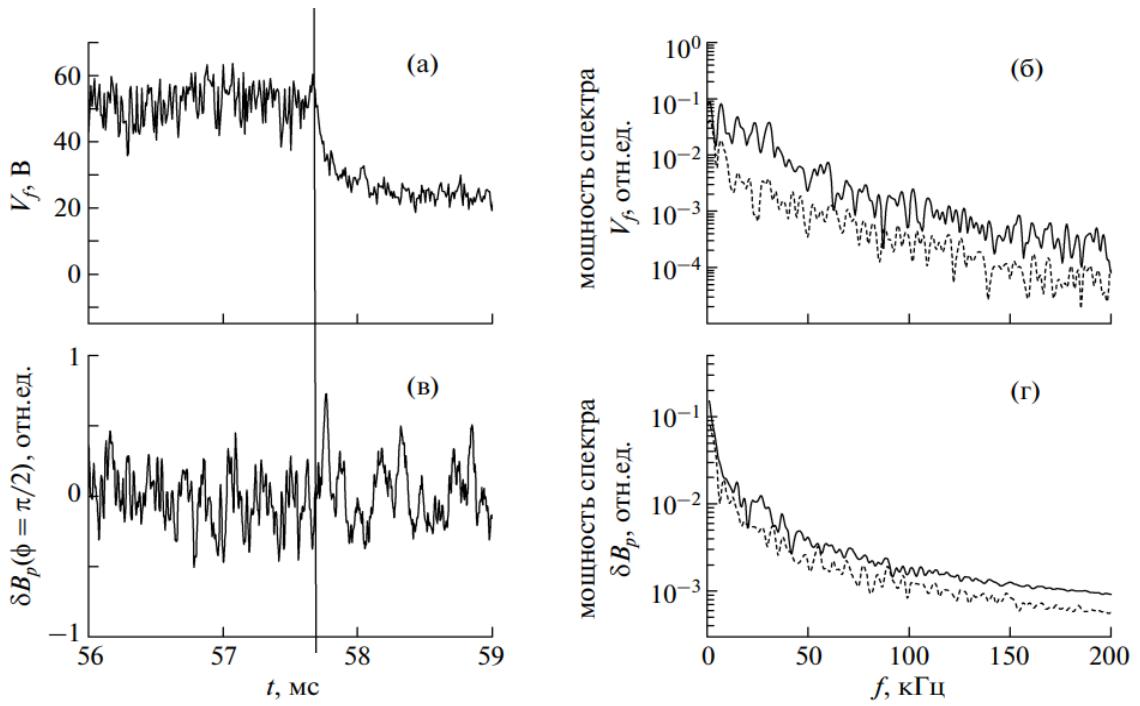


Рис. 62. Осциллограммы плавающего потенциала  $V_{\text{ver}}$  (а) и осциллирующего магнитного поля  $\delta B_{\text{pol}}$  (в), а также мощность их спектров в полулогарифмическом масштабе (соответственно б и г). Сплошные линии спектров соответствуют времени до перехода, пунктирные – после. Спектры сглажены по интервалу 5 кГц.

Для изучения корреляций использовались два математических метода. Строились диаграммы когерентности при помощи стандартного вейвлета (рис. 63). Данный метод является компромиссом между разрешением по частоте и времени, наихудшее разрешение по частоте приходится на область низких частот. Поэтому на рис. 63 удалена наиболее низкочастотная часть  $f \sim 1-3$  кГц, где ошибка вейвлет-разложения велика. Характерной особенностью диаграмм является то, что большой когерентности ( $\delta V_{\text{up}} \delta V_{\text{ver}}$ ) соответствует значительная когерентность ( $\delta V_{\text{ver}} d\delta B_{\text{pol}}/dt$ ). Магнитное поле мало, то есть  $\delta B/B_0 \ll \delta n/n_0$  (что типично для установок с магнитным удержанием), и играет в формировании турбулентного состояния роль дополнительной степени свободы.

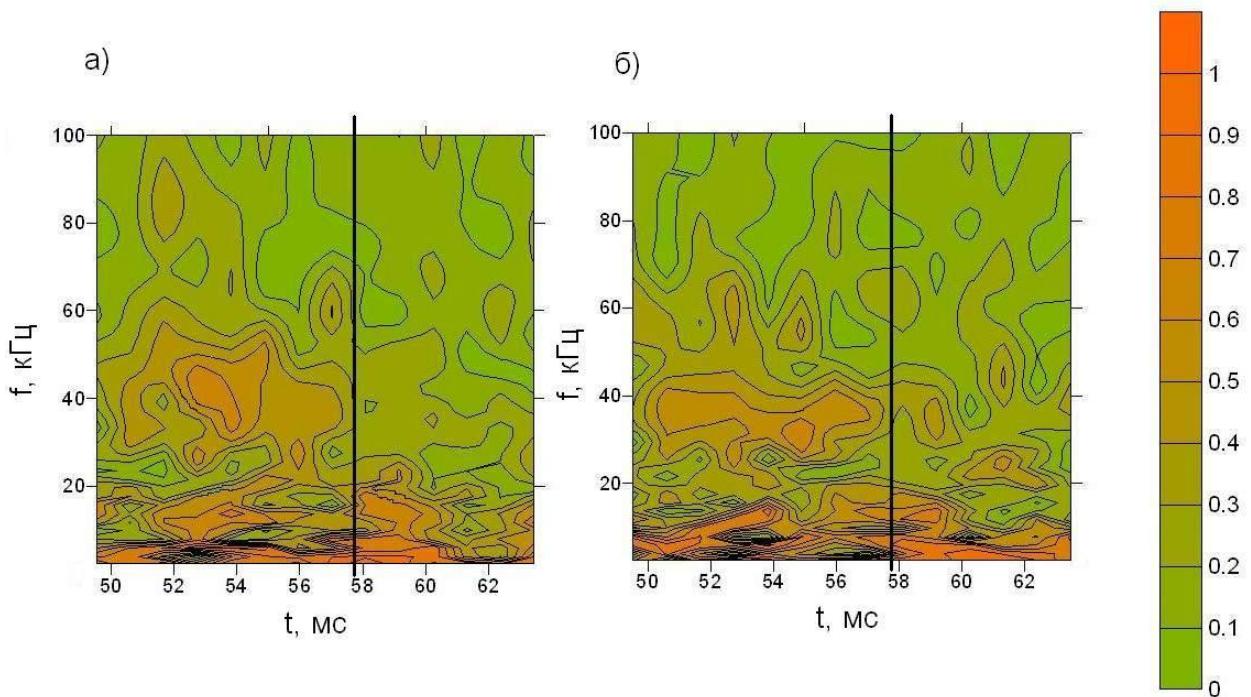


Рис. 63. Диаграмма когерентности сигналов плавающего потенциала и производной по времени полоидального магнитного поля. Рис. 1а. Когерентность  $(\delta V_{\text{ver}} d\delta B_{\text{pol}}/dt)$ . Магнитный зонд находится в положении  $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi = \pi/2$ , основной ленгмюровский зонд расположен при  $\Delta a = 0.4$  см. Рис. 1б. Когерентность  $(\delta V_{\text{up}} \delta V_{\text{ver}})$ . Оба ленгмюровских зонда установлены в положение  $\Delta a = 0.4$  см. Электронно-циклотронный нагрев начинается на 48 мс и заканчивается на 60 мс. Транспортный переход обозначен вертикальной сплошной линией. Порядковый номер разряда в базе данных 57328.

Использовался также иной способ локализации частотного диапазона, основанный на разложении корреляционной функции в ряд Фурье, используя временные окна. Спектры корреляционной функции вне зависимости от того, где находился основной зонд, обладают следующими свойствами: до БТП всегда присутствуют пик  $f \sim 30$  кГц и пик в области  $f \sim 1$  кГц; после БТП пик  $f \sim 30$  кГц исчезает (что связано с резким уменьшением уровня турбулентности в данной области), возрастает пик в области сверхнизких частот ( $f < 3$  кГц) и появляется пик (или пики) в частотном диапазоне 6-10 кГц (рис. 64).

Возмущения с  $f \sim 6-10$  кГц не затухающие, то есть не являются элементом столкновительной релаксации изменений в системе, возникших при переходе. Их частота близка к частоте геодезической моды, связанной с тороидальностью и средней кривизной. Действительно, при  $\Delta a = 0.4$  см измеренная электронная температура  $T_e = 12.5$  эВ. Взяв для оценки  $T_e + T_i = 20$  эВ,  $\mu = 0.7$ ,  $R_0 = 100$  см, получаем при  $\gamma = 1$  (что соответствует вмороженным в магнитные поверхности электронам)  $\omega_{\text{GAM}}/2\pi = 11$  кГц (для ионов  $\gamma = 5/3$ ). Надо отметить, что в более ранних экспериментах на установке Л-2М при меньших значениях мощности ЭЦР-

нагрева уже отмечалась корреляция в плазме между точками, разнесенными на расстояние до 20 см, на частотах порядка 50 кГц [257].

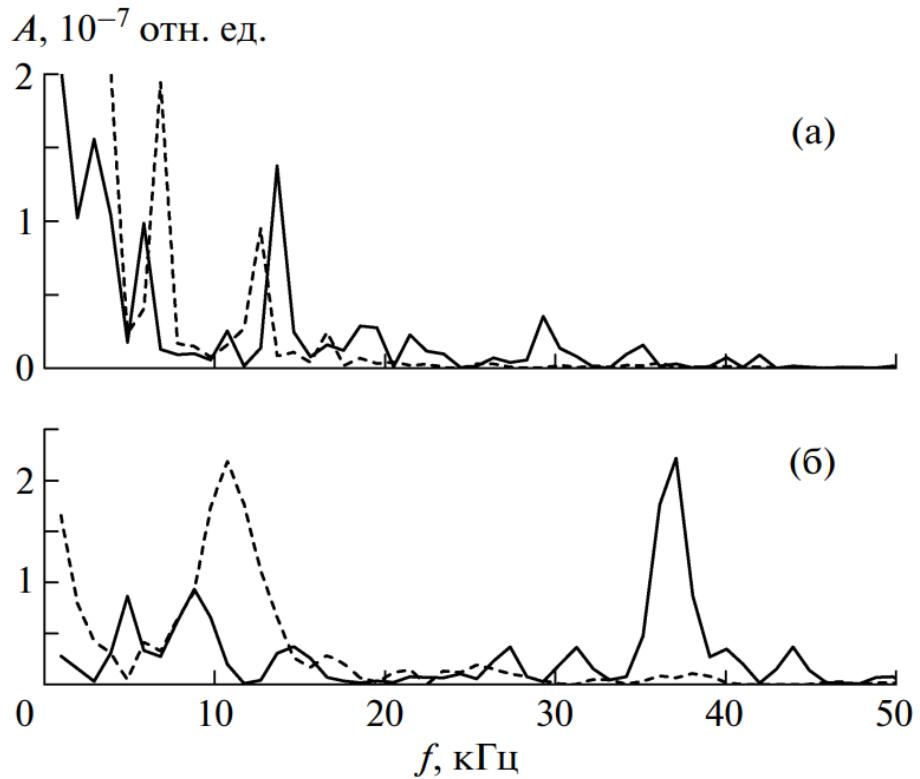


Рис. 64. Мощность Фурье-спектра функции взаимной корреляции между  $\delta V_{\text{ver}}$  и  $\delta B_{\text{pol}}$  (а),  $\delta V_{\text{up}}$  и  $\delta V_{\text{ver}}$  (б). Сплошные линии соответствуют значениям до транспортного перехода, штриховые линии – после. Условия эксперимента те же, что на рис. 62.

Чтобы представить пространственную структуру флюктуаций, была выбрана мера  $\Sigma$ , определенная следующим образом:

$$\Sigma = (t_1 - t_2)^{-1} \int_{t_1}^{t_2} |V_f| dt \quad (67)$$

Подобная мера  $\Sigma$  не подавляет низшие спектральные компоненты. Результаты применения этой процедуры к различным частотным диапазонам сигнала  $\delta V_{\text{ver}}$  представлены на рис. 65. Возмущение  $\delta V_{\text{ver}}$  в частотном диапазоне  $f = 6-10$  кГц локализовано по малому радиусу в окрестности магнитной поверхности с  $\mu = 2/3$  (то есть при  $\Delta a = 0.6$  см), и его полуширина  $\Delta a \sim 0.4$  см. Хотя возмущение и находится в частотном диапазоне ГАМ, оно явно электромагнитно и по формальным признакам к ГАМ не относится. Оценка структуры данного возмущения дает следующее. Для различных пар волновых чисел  $(m, n)$  были рассчитаны фазовые сдвиги  $\Delta\Theta_{m,n}$  при данном расположении зондов. При этом в цилиндрическом приближении получаем

следующий набор значений:  $\Delta\Theta_{0,0} = 0$ ,  $\Delta\Theta_{1,0} = \pi$ ,  $\Delta\Theta_{3,2} = \pi/7$ ,  $\Delta\Theta_{4,3} = 2\pi/7$ . Фазовый сдвиг между ленгмюровскими зондами (при разных положениях основного зонда) лежит в интервале  $[\pi/6, \pi/3]$ , что явно не соответствует возмущению с  $m = 1, n = 0$  и заметно больше, чем для  $m = 3, n = 2$ . Не соответствует расчетам и полуширина данного возмущения, если представить себе, что это электромагнитная мода с  $m = 3, n = 2$ , использовать измеренное  $\delta B_p$  и рассчитать величину магнитного острова. Таким образом, обнаружено нелинейное образование, частота которого оказывается порядка частоты геодезической акустической моды при учете тороидальности и средней кривизны магнитного поля.

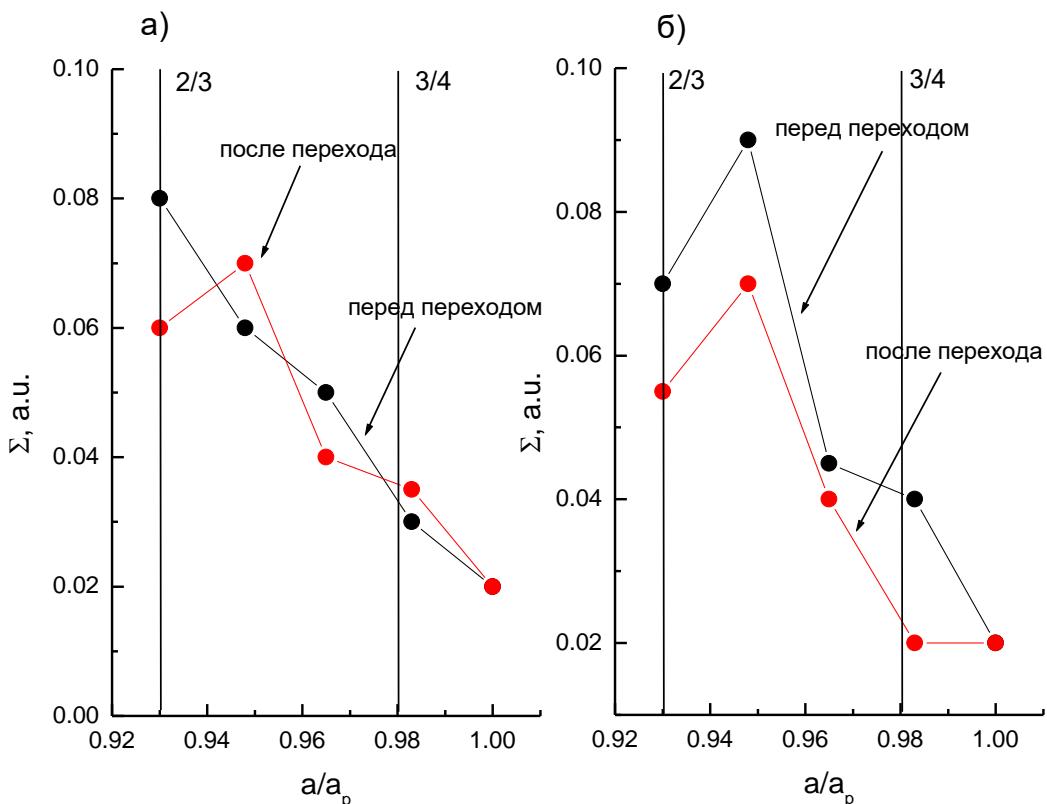


Рис. 65. Средний уровень турбулентности  $\Sigma$  в зависимости от  $x$ . Вертикальные линии указывают положения (расчетные) рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка с  $\mu = 2/3$  и  $\mu = 3/4$ . а)  $\Sigma$  для частотного диапазона 1-3 кГц для сигнала  $\delta V_{ver}$ , б) - для частотного диапазона 6-10 кГц.

Необходимо отметить еще одно методически важное обстоятельство. Дальнние пространственные корреляции в частотном диапазоне 6-10 кГц имеют место лишь после транспортного перехода. Амплитуда возмущения в этом диапазоне при транспортном переходе меняется незначительно. Предыдущий анализ [249, 255] показал, что из всех параметров плазмы после перехода значительно изменяется лишь электрическое поле.

Укажем также, что в диапазоне более высоких частот, типичных для геодезической акустической моды, связанной с трехмерной кривизной, дальних корреляций как до, так и после перехода обнаружено не было (хотя бы и в виде релаксационного процесса, вызванного резким изменением потенциала плазмы). В области наиболее низких частот оказалось, что за дальние корреляции ответственны осцилляции в диапазоне 1-3 кГц. Этот диапазон был выделен после анализа базы данных при помощи частотных фильтров. Процесс не является стационарным и сбои фаз между зондами происходят, как правило, через 2 - 2.5 мс. В литературе подобное свойство трактуется [168] как потеря памяти процесса, но малая длительность разряда не позволяет доказать (или опровергнуть) это математически строго.

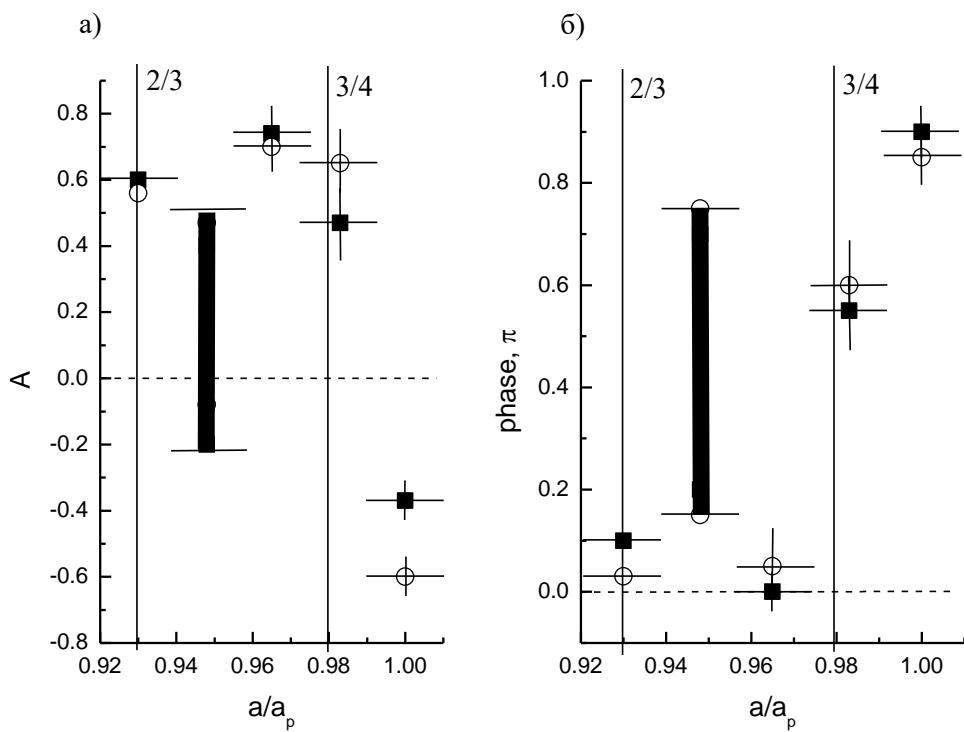


Рис. 66. Амплитуда и фаза корреляционной функции в зависимости от положения основного ленгмюровского зонда. Рис.4а. амплитуда корреляционной функции ( $\delta V_{up}$   $\delta V_{ver}$ ). Рис.4б. Фаза между сигналами зондов. Вспомогательный ленгмюровский зонд установлен в положение  $\Delta a = 0.4$  см. Открытым кружком отмечен случай после перехода, а квадратом до перехода. Диапазон изменения амплитуды корреляции и фазы в одном положении основного зонда (где усреднение по базе данных малопродуктивно) отмечен жирной линией.

На рис. 66 представлены амплитуды корреляционных функций в зависимости от положения основного зонда, причем корреляционная функция вычислялась при длительности временного окна  $\Delta t_w = 1.5$  мс, которое располагалось на временном промежутке  $\Delta t = 0.5$  мс до и после перехода. Отметим, что если взять временное окно  $\Delta t_w = 1$  мс и использовать на стационарной части разряда, то будет найдено несколько участков, где амплитуда корреляции

практически точно равна единице. Из рис. 66 следует, что различие в корреляционных свойствах возмущения до и после перехода невелико. При углублении основного зонда сдвиг фаз между зондами становится малым, а при положении основного зонда вблизи сепаратрисы близок к  $\pi$ . Амплитуда сигнала достаточно резко спадает при приближении к границе плазмы. Все это указывает на то, что основная часть возмущения с  $m = n = 0$  находится в более глубоких слоях плазмы, а тороидальный сателлит  $m = 1, n = 0$  становится заметным там, где основной эффект исчезает. Необходимо отметить также следующее. Как видно из рис. 66а, существует одно положение зонда, где в практически идентичных разрядах амплитуда корреляции может существенно различаться (соответственно на некоррелированном сигнале фаза может меняться достаточно резко). Связано это с тем, что мы определяем корреляционную функцию на конечном интервале времени вблизи точки перехода. В части разрядов корреляция именно в этом временном интервале мала. На низко коррелированных сигналах фаза меняется произвольным образом. Поэтому диапазон изменения амплитуды корреляции и фазы в этом случае (где усреднение по базе данных малопродуктивно) отмечен жирной линией. Укажем также, что после перехода амплитуда сигнала мало меняется, также в этом же частотном диапазоне незначительно возрастает  $\delta B_p$ .

#### 5.4. Возможность развития краевых МГД-неустойчивостей в устойчивой плазме

Поскольку устойчивость большинства крупномасштабных идеальных и резистивных МГД-неустойчивостей была подтверждена теоретически и экспериментально, в качестве объяснения БТП с помощью чистого МГД-механизма рассматривалась пилинг-мода. Задача об устойчивости плазмы в данном случае рассматривалась для бестоковой системы в приближении большого значения полоидального волнового числа  $m \gg 1$  с учетом вакуумной приграничной области. В устойчивой относительно критерия Мерсье плазме с магнитным горбом внутренние пилинг-моды устойчивы, то есть не развиваются. Внешние пилинг-моды развиваться могут, однако ограничены некоторыми условиями. Важным условием является порог по градиенту давления. Пороговое значение уменьшается с ростом полоидального модового числа  $m$ . Также обнаружено, что высокие моды могут быть устойчивы из-за эффекта конечного ларморовского радиуса. В неустойчивой относительно критерия Мерсье плазмы могут развиваться как внешние, так и внутренние пилинг-моды, но их поведение существенно различно [258].

#### 5.4.1. Анализ устойчивости относительно внешних идеальных пилинг-мод

Согласно работе Лорца [91], идеальные МГД моды могут быть неустойчивы в приграничной области плазмы с магнитным горбом, устойчивой относительно критерия Мерсье. Поскольку перестановочные моды вытянуты вдоль силовых линий магнитного поля, их радиальный линейный размер существенно меньше азимутального. Поскольку в работе [91] не учитывалось влияние вакуумной области, разумно рассмотреть задачу с ее учетом, приняв давления плазмы там за нулевое. В случае бестоковой плазмы единственным источником неустойчивости является тепловая энергия. Для устойчивости перестановочных мод существует известное уравнение Мерсье, которое разумно использовать так, чтобы допускалось наличие внешней вакуумной области (см. выше раздел 1.2.4). Из уравнения можно получить условия для развития перестановочных мод и при наличии магнитного горба.

Напомним, что критерий Мерсье представляет собой необходимое и достаточное условие устойчивости перестановочных мод, то есть мод, мало меняющихся при продвижении вдоль продольного равновесного магнитного поля. При этом радиальная локализация мод много меньше их локализации в полоидальном направлении.

Необходимо отметить, что пилинг-мода в стеллараторах исследовалась в небольшом количестве численных работ, причем в Мерсье-устойчивой плазме найдены лишь внешние моды. Все найденные численно решения были явно перестановочного типа. Для интерпретации приграничной МГД-активности, наблюдавшейся в экспериментах на стеллараторах, пилинг-моды ранее не использовались, несмотря на то, что большинство стеллараторов обладают магнитным горбом на краю плазменного шнуря. Обычно, причем иногда без достаточных оснований, любая МГД-активность вблизи границы плазмы в стеллараторах связывается с резистивными перестановочными модами.

Среди множества плазменных неустойчивостей одна может быть предвестником перехода, стабилизация других достигается в результате изменения параметров плазмы (в частности, электрического поля). В рамках общепринятых представлений (см., например, [139]) при переходе в режим Н-моды в токамаке удержание на краю плазменного шнуря с уменьшением уровня флуктуаций улучшается, что в свою очередь приводит к увеличению градиента давления в этой области и, следовательно, делает возможным, например, развитие МГД-мод. Известно также, что установление нового состояния при переходе может сопровождаться появлением низкочастотных электромагнитных колебаний [252]. Насколько нам известно, ранее неустойчивость как триггер (предвестник) перехода в режим улучшенного удержания в литературе не рассматривалась. В то же время имеется несколько разрядов, полученных на стеллараторе W-7AS (Германия), в которых амплитуда сигналов магнитных

зондов возрастила до перехода в Н-моду. Следует также отметить, что спровоцированные шумом транспортные переходы в различных средах хорошо изучены (см., например, [263]). Переходы, инициированные шумом, могут быть определены как эффект изменения состояния системы, в которой возможны бифуркации, при изменении интенсивности шума.

Для того чтобы установить возможную связь между неустойчивостью, как предвестником перехода, и самим транспортным переходом, воспользуемся экспериментами на стеллараторе Л-2М и расчетами, аналитическими и численными. В идеале задача должна заключаться в следующем. Во время БТП происходит резкое уменьшение уровня флюктуаций в приграничной области, а также умеренные изменения в центральной области плазменного шнуря (см. выше раздел 5.1). Быстрый сброс тепловой энергии, совпадающий с началом перехода, происходит в непосредственной близости от границы плазмы. Характерное время переходного процесса  $\sim 100$  мкс, то есть триггером может быть только идеальная мода, чье характерное время развития должно быть существенно меньше (см., например, [264]). Подобную неустойчивость нужно указать, а также желательно найти область параметров, где для инициации перехода неустойчивость явно не нужна.

За сброс энергии вблизи границы плазмы могут быть, в принципе, ответственны как приграничная внутренняя, так и внешняя моды. Исследование приграничной плазмы при помощи ленгмюровских зондов позволило исключить влияние внутренней моды  $m = 4, n = 3$  [259]; Выше высказывалось предположение, что внутренняя мода  $m = 3$  и  $n = 2$  может становиться неустойчивой за счет совместного действия дрейфовых, альфеновских и акустических мод (см., например, [260]). Но шир магнитного поля столь велик, а ионная температура слишком мала, для того чтобы этот механизм можно было бы всерьез рассматривать. В [256] была выдвинута гипотеза, что возможный сброс давления плазмы с границы плазменного шнуря происходит из-за действия пилинг-моды.

Рассмотрим критерий (25) при параметрах стелларатора Л-2М. При этом в цилиндрическом приближении формулу (34) можно записать как  $\mu^*(a) = 0.18 + 0.35(a/a_p)^2 + 0.25(a/a_p)^4$ .

Поскольку поведение пилинг-моды в устойчивой/неустойчивой относительно критерия Мерсье плазме подробно исследовано в [97], здесь для оценок мы ограничимся цилиндрическим усредненным приближением. Если при этом  $a_p < a_0$  и  $m \gg 1$  (где  $a_0$  - радиус идеально проводящей стенки, причем предполагается, что между границей плазмы и проводящей стенкой находится вакуумная область), то внешнее граничное условие для задачи  $\Psi' / \Psi = m$ . Поскольку также предполагается, что давление плазмы обращается в ноль на

границе и в силу этого  $D_1$  конечно на границе плазмы, то вблизи границы  $\Psi'$  и  $\Psi$  непрерывны. Для внутреннего решения получаем следующее выражение:

$$\Psi \sim y^{1/2-d} \left[ (y/y_0)^{2d} + \Lambda \right],$$

где  $\Lambda = [(1/2+d)y_0^{-1} - m]/[m - (1/2-d)y_0^{-1}]$ ,  $d = [\sqrt{(1-4D_1)}]/2$  (68)

Здесь  $y_0 = y(a_p)$ . Нетрудно показать, что при  $y/y_0 < 1$ ,  $y_0 < 0$  решение внутри плазмы не имеет нулей и, согласно теории Ньюкомба, получаем, что внутренняя мода устойчива. Внешняя же мода неустойчива при выполнении условия  $m < (1/2-d)y_0^{-1}$ .

Критерий устойчивости для Л-2М можно записать как

$$D_1 = -N\beta'(x^4\mu^*)'/\mu^{*^2} 2l_0 x^4, \quad (69)$$

$$y_0 = (n/m - \mu^*(a_p))/[\mu^*]_{a=a_p}.$$

При этом минимальное полоидальное число для внешней моды  $m = 5$ , и соответственно,  $n = 4$ . Для параболического профиля давления  $\beta \sim (1 - (a/a_p)^2)$  получаем  $\langle\beta\rangle = 0.15\%$ , что практически совпадает с порогом для перехода, экспериментально определенным в [249]. При этом хорошо известно, что эффекты тороидальности и конечного давления уменьшают магнитный горб на краю плазмы на 20-30 % по сравнению с цилиндром [259]. Эти эффекты увеличивают порог по давлению до  $\langle\beta\rangle \approx 0.2\%$  при  $\mu^*(a_p) = 0.78$ . Заметим, что  $\mu^*(a_p)$  было экспериментально найдено с относительной точностью не выше 1 %. Поэтому неравенство  $0.77 \leq \mu^*(a_p) \leq 0.79$  смотрится вполне разумно. При  $\mu^*(a_p) = 0.77$  соотношение  $my_0 \approx 0.1$  и порог существенно выше экспериментального; при  $\mu^*(a_p) = 0.79$  существенно ниже.

Согласно расчетам и экспериментальным данным пилинг-мода является единственной идеальной МГД-неустойчивостью, которая может быть неустойчива при условиях эксперимента в стеллараторе Л-2М. Мода жестко привязана к границе плазмы. Определим для начала, какова радиальная локализация возмущения. Как было показано в расчетах [264], у основного возмущения имеются тороидальные сателлиты  $m \pm 1$ ,  $n$ . Для моды  $m = 5$  и  $n = 4$  сателлитом является мода  $m = 6$  и  $n = 4$ , локализованная на поверхности с  $\mu = 2/3$  (см. рис. 67). Гармоники, появляющиеся за счет трехмерного зацепления мод, малы [265]. Для данного результата расчетов имеется достаточно простая физическая интерпретация. Неустойчивые возмущения почти постоянны вдоль силовой линии магнитного поля. При этом многочисленные участки с благоприятной и неблагоприятной кривизной на силовой линии

усредняются. Таким образом, за счет сателлитов характерный размер возмущения увеличивается (оказывается порядка 1 см).

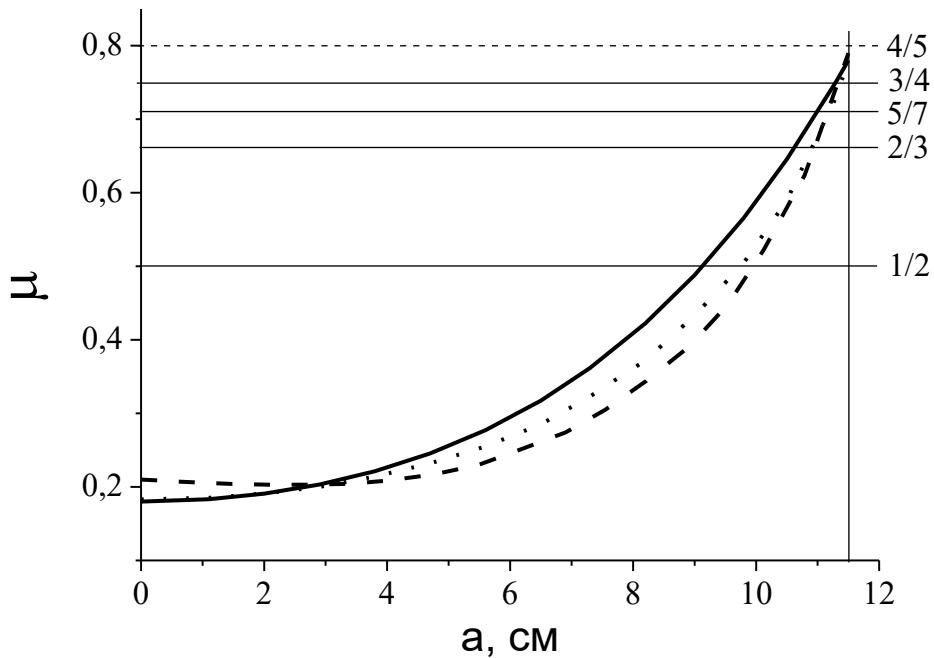


Рис. 67. Зависимость угла вращательного преобразования  $\mu$  от среднего радиуса магнитной поверхности при  $\langle\beta\rangle = 0$  (расчет, точечная линия) и при  $\langle\beta\rangle = 0,2\%$  (расчет, пунктирная линия), упрощенный профиль угла вращательного преобразования, применяющийся при аналитических расчетах (сплошная линия); а также расположение рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка.

#### 5.4.2. Наблюдение одиночных и парных пилинг-мод в экспериментах

Итак, переход явно нелокален [249], а пилинг-мода пространственно локализована. Воздействие на всю систему может происходить за счет электрического поля. Казалось бы, задача о роли пилинг-моды именно как триггера решается, если будут найдены разряды, где имеется цепочка сбросов энергии с края плазменного шнуря, а самого перехода не происходит или же транспортный переход происходит, но без сброса энергии. Однако подобные разряды в базе данных отсутствуют. Как правило, в абсолютном большинстве случаев существует единственный сброс, который совпадает с началом перехода (рис. 68).

Имеется небольшое количество разрядов, где существует несколько (2-3) сбросов, причем один из них явно приводит к переходу (рис. 69). Сбросы энергии, регистрируемые диамагнитной диагностикой, сопровождаются падением плавающего потенциала в краевой области плазменного шнуря (см. выше раздел 5.1). В дальнейшем начинает расти тепловая энергия и незначительно возрастает средняя плотность плазмы. Из рис. 69 видно, что первый сброс приводит к переходу, второй существенно слабее. Анализ спектров зондовых

характеристик плазмы при первом срыве полностью повторяет типичное поведение, отмеченное в [259]. При втором еще заметном микросрыве появляется кратковременный всплеск  $\sim 0.5$  мс когерентности между магнитным и ленгмюровским зондом на частоте  $f \sim 30$  кГц. В силу этого не удалось определить, являются ли фазовые соотношения между зондами теми же, то есть та же неустойчивость уменьшает градиент до порогового, или в дело вступают моды более высокого порядка.

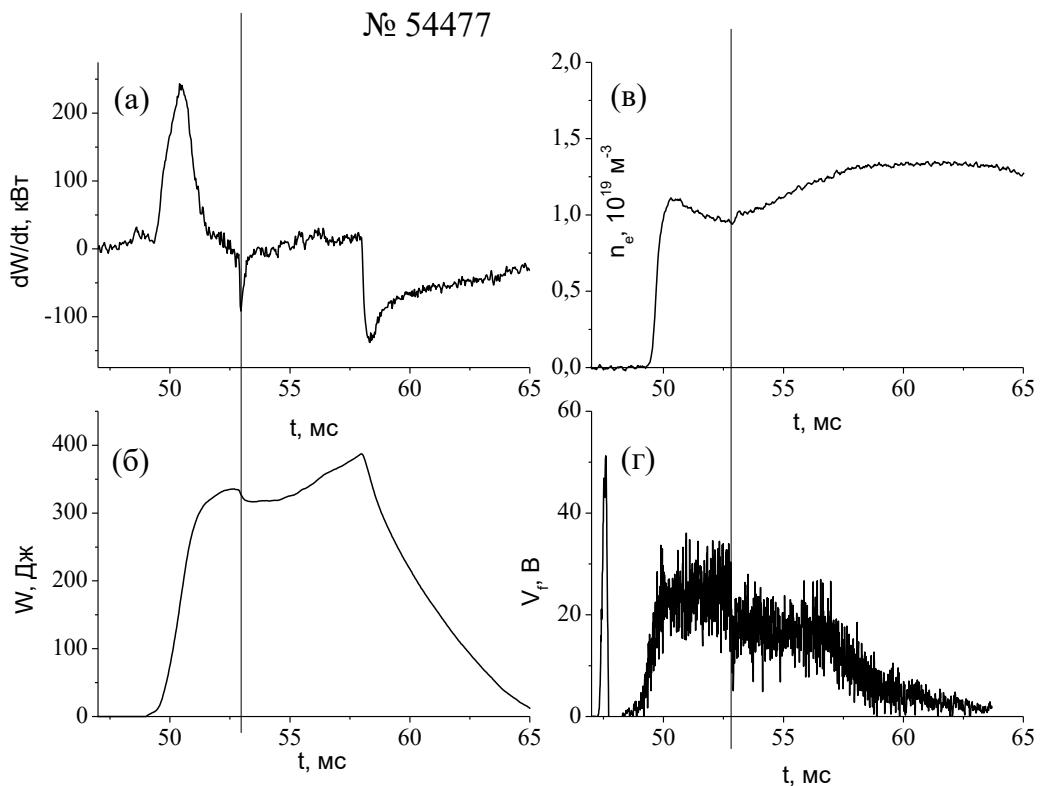


Рис. 68. Осциллограммы плазменного разряда №54477 в стеллараторе Л-2М с одним переходом: сигнал диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а), энергосодержание плазмы  $W$  (б), средняя по центральной хорде плотность плазмы  $n_e$  (в) и сигнал плавающего потенциала ленгмюровского зонда  $V_f$ , расположенного в положении  $x = 0.948$  относительно сепараторы (г). Вертикальными линиями отмечен момент сброса энергии, нагрев заканчивается на 58 мс.

После того как работа, интерпретирующая БТП в Л-2М [258] была написана, в печати появилась статья, где было показано, что внутренняя МГД-мода в токамаке HL-2A может провоцировать переход в режим Н-моды [266].

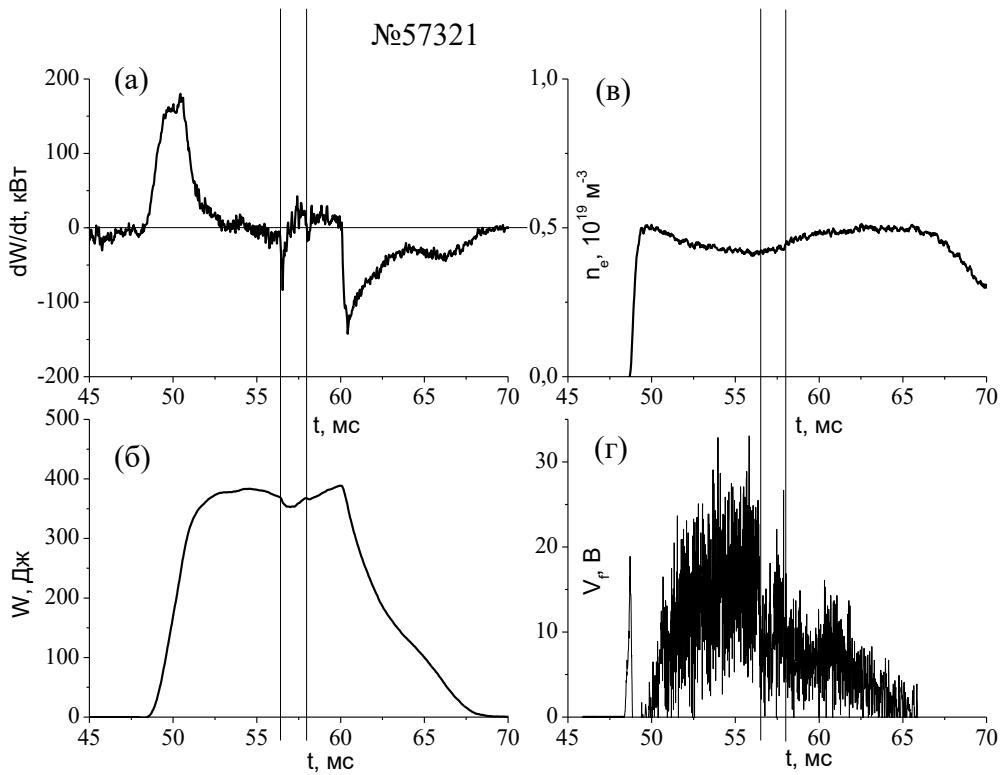


Рис. 69. Осциллограммы плазменного разряда №57321 в стеллараторе Л-2М с двумя переходными процессами. Ленгмюровский зонд расположен в положении  $x = 0.965$  относительно сепараторы. Вертикальными линиями отмечены моменты сбросов энергии, нагрев заканчивается на 60 мс.

Можно сделать вывод, что впервые экспериментально наблюдалась пилинг-мода в стеллараторе. Вполне возможно, это связано с трудностью ее обнаружения и идентификации в других установках, например, МГД-неустойчивом Heliotron-E [267]. Аналитически решена задача о пилинг-моде в Мерсье-устойчивой плазме с магнитным горбом на краю плазменного шнуря. Показано, что корректный учет вакуумной области приводит к тому, что внутренние пилинг-моды оказываются устойчивыми, а у внешней моды появляется порог по градиенту давления. Показано, что расчеты соответствуют экспериментальным данным. При малом давлении плазмы пилинг-моды, судя по всему, безопасны для удержания плазмы. В силу этого их роль в транспортном переходе ограничивается ролью триггера. Возбуждение подобной моды может служить диагностическим целям и свидетельствовать о том, что градиент давления на краю плазменного шнуря превзошел некоторое пороговое значение.

Необходимо отметить, что рассматривался только механизм мод, связанных с газокинетическим давлением плазмы. Возможные механизмы развития токовых и кинетических неустойчивостей здесь не анализировались.

## 5.5. Структура возмущений. Идентификация мод с помощью магнитных зондов

Наблюдавшиеся дальние пространственные корреляции (раздел 5.3) и их эволюция при БТП были проанализированы с помощью всей системы ленгмюровских и магнитных зондов. Положение основных зондов – Ленгмюровских (“ver”, “up”, “ecr”) и базового магнитного зонда (в сечении 11/12) относительно рациональных магнитных поверхностей низкого порядка с  $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$  представлено на рис. 70.

На рис. 71 представлены диаграммы вейвлет-когерентности для различных зондовых параметров. Высокая когерентность была зафиксирована между МГД-колебаниями, измеряемыми магнитными зондами в сечениях катушек 26/27 - 20/21 в диапазоне частот 20-40 кГц (рис. 71а), что соответствует тороидальному углу  $\phi = \pi/3$  между зондами. После транспортного перехода ( $\sim 57$  мс) когерентность существенно возрастает. Амплитуда МГД-флуктуаций после переходов также возрастает, что отмечалось ранее [268]. В экспериментах была обнаружена высокая вейвлет-когерентность между потенциалами  $V_{ver}$  и  $V_{up}$  с зондами, разнесенных на  $\phi = \pi/2$  в тороидальном направлении и на  $\theta = \pi$  в полоидальном. Аналогичные зависимости наблюдаются и для когерентности между другими парами электростатических зондов  $V_{up}$  и  $V_{ecr}$ ,  $V_{ver}$  и  $V_{ecr}$ , что свидетельствует о длинноволновом характере колебаний электрического поля в плазме.

Важным является также вопрос о связи электростатических колебаний, измеряемых ленгмюровскими зондами, с магнитными колебаниями, измеряемыми в представленных экспериментах несколькими магнитными зондами. На рис. 71в,г показана вейвлет-когерентность между  $B_{fl}$  и  $V_f$  между различными МГД-зондами и ленгмюровским зондом. В обоих случаях можно видеть достаточно большой уровень когерентности до транспортного перехода: в диапазоне частот 15-65 кГц между МГД зондом 11/12 и плавающим потенциалом  $V_{ver}$ , при положении ленгмюровского зонда на радиусе  $x = 0.88$  и в диапазоне частот 25-40 кГц между МГД зондом 20/21 и плавающим потенциалом  $V_{ver}$ , при положении ленгмюровского зонда на радиусе  $x = 0.95$ . В первом случае зонды разнесены на углы  $\phi = \pi/2$  и  $\theta = \pi$ , во втором – на углы  $\phi = 2\pi/3$  и  $\theta = \pi$ . Во время перехода когерентность резко падает, что свидетельствует о том, что переходный процесс происходит на краю плазмы. Наличие когерентности между данными магнитного и ленгмюровского зондов можно объяснить колебанием потенциала при появлении магнитных возмущений, приводящих к возбуждению токов на рациональных силовых линиях [269].

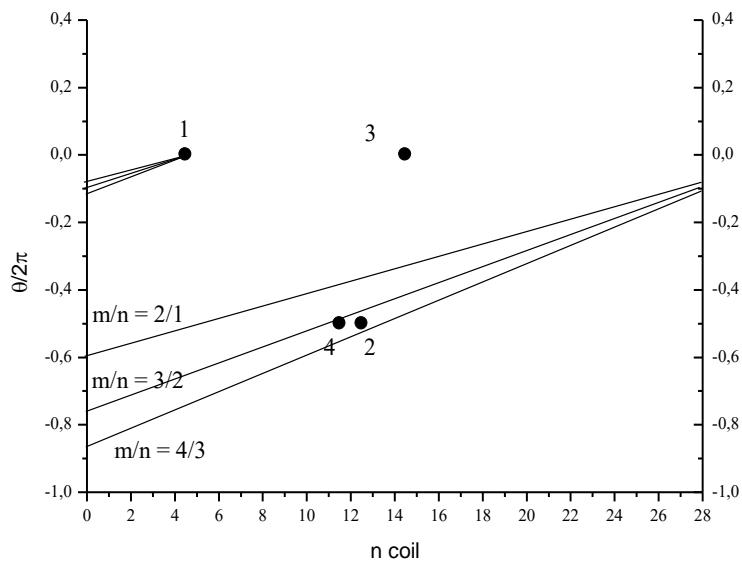


Рис. 70. Структура рациональных магнитных поверхностей  $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$  и положение зондов: 1 – “ver”, 2 - “up”, 3 – “ecr”, 4 - магнитный зонд 11/12.

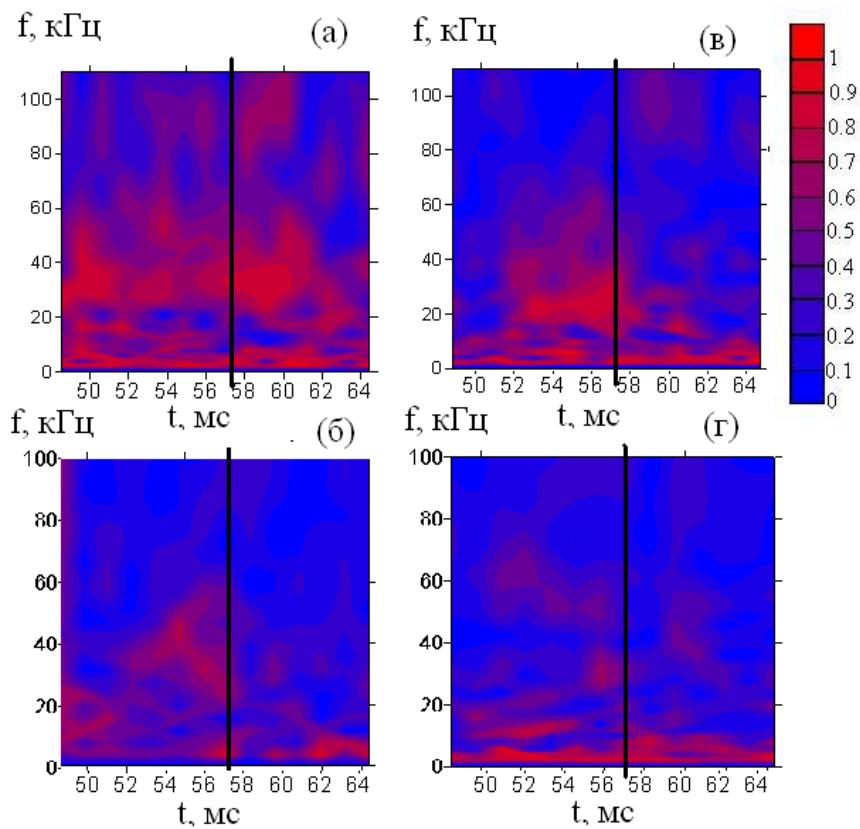


Рис. 71. Вейвлет-когерентность между сигналами  $dB_f/dt$  с зондов 26/27 и 20/21 (а), между сигналами  $V_f$  с зондов “ver” и “up” (б), между сигналами  $dB_f/dt$  и  $V_f$  с зондов 11/12 и “ver”, (в) между сигналами  $dB_f/dt$  и  $V_f$  с зондов 20/21 и “ver” (г).

Надо отметить, что кроме представленных картин когерентности до транспортного перехода аналогично наблюдается высокая когерентность между МГД-зондами и потенциалом

$V_{\text{feqr}}$ . Это свидетельствует о том, что потенциальные колебания возникают по всему тору на краю плазмы и связаны они с МГД-колебаниями с модами  $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$ , поскольку ленгмюровские зонды не вдвигаются в плазму глубже, чем  $\sim 1$  см. В диапазоне частот  $f = 80$ -110 кГц после транспортного перехода появляется небольшая когерентность между МГД-зондом 11/12 и  $V_{\text{ver}}$  (рис. 71в). В этом случае оценки показывают, что имеют место моды  $m/n = 3/2$  или  $4/3$ . Резкое падение когерентности на этих частотах в момент выключения нагрева на 60 мс свидетельствует о том, что колебания локализованы на краю плазмы.

Для полноты картины на рис. 72 представлены Фурье-спектры сигналов магнитного и ленгмюровского зондов и спектры корреляции между ними; для обработки взяты временные интервалы длительностью 2 мс до и после переходного процесса.

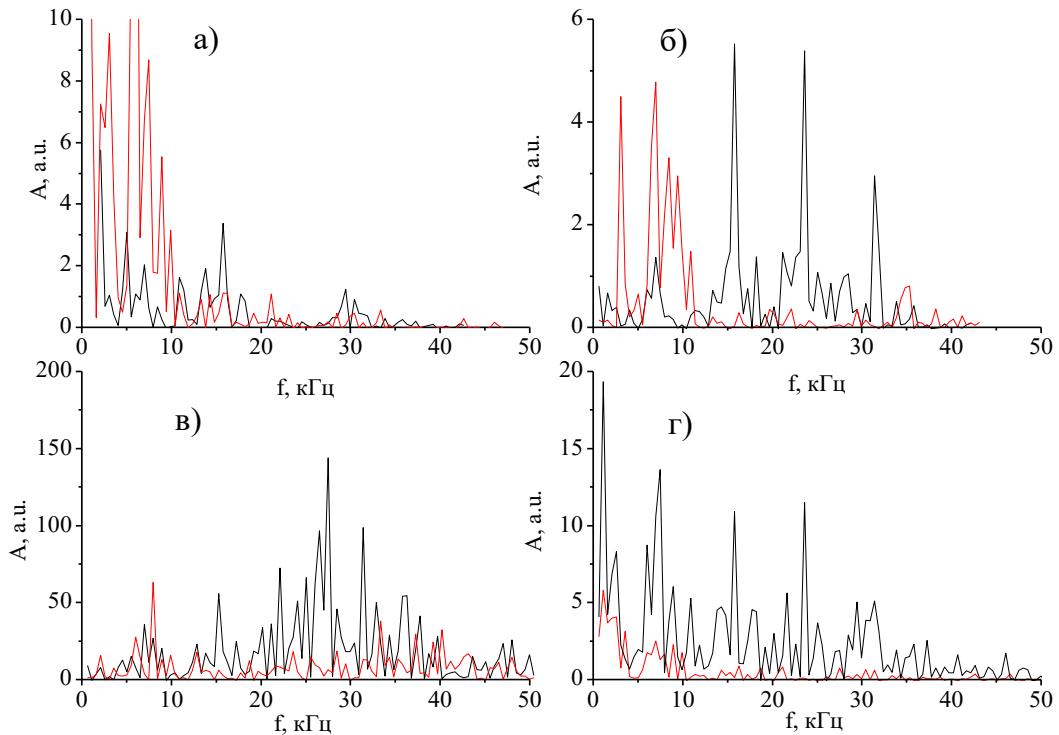


Рис. 72. Спектры корреляции между сигналами  $V_f$  с зондов “ver” и “up” (а), между сигналами  $dB_n/dt$  и  $V_f$  с зондов 11/12 и “ver” (б), Фурье-спектры сигналов  $dB_n/dt$  с зондов 11/12 (в) и  $V_f$  с зонда “ver” (г). Чёрные линии – до переходного процесса, красные – после.

Разряд характеризуется положительным плавающим потенциалом  $V_f$ , который соответствует еще большему по величине положительному плазменному потенциалу  $V_p$ , поскольку  $V_p \sim V_f + 3 kT_e/e$  (где  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона). Положительный плазменный потенциал означает преимущественный по сравнению с ионами уход электронов.

В данных разрядах с транспортным переходом наблюдается уменьшение положительного плавающего  $V_f$  и соответственно плазменного потенциала после переходного процесса.

На основании расчетов когерентности оказалось, что высокая когерентность наблюдается до транспортного перехода в диапазоне частот 20-40 кГц между всеми ленгмюровскими зондами, измеряющими плавающий потенциал. Надо отметить, что и в режиме измерения ионного тока насыщения (измерение плотности плазмы) наблюдается высокая когерентность до транспортного перехода, то есть можно утверждать, что до перехода фиксируются длинноволновые флуктуации. С другой стороны, после перехода и в том и в другом случае когерентность мала, то есть мала корреляционная длина флуктуаций.

Другим наблюдаемым эффектом является высокая когерентность между сигналами  $B_{fl}$  с разных МГД-зондов и сигналами  $V_f$  с разных ленгмюровских зондов до перехода и малая когерентность после перехода. До перехода МГД-колебания, то есть токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях, в диапазоне частот  $f \sim 20-40$  кГц возбуждают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и положительному потенциалу. Наличие связи между МГД и электростатическими колебаниями плазмы до перехода определяется тем, что пространственно электростатические зонды, которые фиксируют электростатические колебания, находятся в области рациональных магнитных поверхностей, где возбуждаются МГД колебания на рациональных поверхностях с модами  $m/n = 3/2, 4/3$ . После переходного процесса амплитуда МГД колебаний падает и соответственно падает амплитуда электростатических колебаний. Видимо, более высокий уровень турбулентности до перехода приводил к повышенному уходу электронов.

Надо отметить, что транспортный переход происходит в течение  $\sim 200$  мкс, то есть за это время происходит перестройка края плазмы в пределах  $\sim 1$  см, что характеризуется скачком  $dW/dt$ . Возможно, что после перехода плазма переходит в другое устойчивое состояние, по крайней мере в краевой области. Падение плазменного потенциала после перехода может указывать на улучшение удержания электронов. Состоянию улучшенного удержания электронов также соответствует уменьшение амплитуды и корреляционной длины флуктуаций. Надо отметить, что после перехода наблюдается рост энергии плазмы, что также указывает на улучшение удержания плазмы. Однако в некоторых экспериментах переходные процессы, приводящие к росту энергии и плотности, усиливают также взаимодействие пристеночной плазмы со стенками вакуумной камеры, что приводит к остыванию периферии [270].

Транспортный переход является спонтанным, по-видимому, переход к состоянию после скачка был естественным, то есть энергетически это состояние более устойчиво. Новое состояние плазмы связано в основном с изменениями в краевой плазме, а именно с трансформацией МГД-мод. Считается, что возмущение  $m = n = 0$  (обычно отождествляемые с

зональным потоком) в рамках идеальной магнитной гидродинамики является электростатическим. В то же время можно предположить, что наличие как геометрических сателлитов, так и диссипативных эффектов приводит к появлению флюктуирующего магнитного поля, изменение структуры которого и наблюдается в эксперименте, вследствие чего возмущения можно считать электромагнитными.

## 5.6. Средние мощности. Развитие электромагнитной моды

В экспериментах с помощью набора магнитных зондов была обнаружена электромагнитная неустойчивость с характерной частотой  $f = 70\text{-}90$  кГц. Численный анализ МГД устойчивости плазмы в исследуемой конфигурации (раздел 2.4), показал, что внутренние идеальные МГД-моды при условиях эксперимента являются заведомо устойчивыми [264]. Расчеты проводились вплоть до значения  $\langle\beta\rangle = 1\%$ , что как минимум в четыре раза больше значений, достигнутых экспериментально. В стеллараторе можно кардинально ухудшить условия устойчивости, сместив магнитные поверхности в направлении главной оси. Конфигурации подобного типа рассчитаны в [264], а эксперименты применительно к конфигурации Л-2М описаны в [204].

МГД расчеты успешно применяются в ряде случаев для прогнозирования и интерпретации экспериментов (см. например, обзор [250] и ссылки в нем). Известны примеры другого рода. Предельно допустимое давление по МГД равновесию для бестокового стелларатора LHD, определенное при помощи кода HINT [271], оказалось заметно ниже достигнутого экспериментально. При этом экспериментально измеренный градиент давления заметно превосходил теоретически определенный предел. В гелиаке TJ-II (Испания) [260], напротив, электромагнитная неустойчивость наблюдалась в конфигурации с глубокой магнитной ямой, что гарантировало устойчивость как идеальных, так и резистивных перестановочных МГД мод. В токамаках, где имеется продольный ток и, соответственно, дополнительный источник неустойчивости, нередко наблюдаются неустойчивые моды в плазме, которая устойчива в рамках МГД теории (см., например, [272] и цитированную там литературу).

На стеллараторе Л-2М обнаружено возбуждение электромагнитной неустойчивости в результате переходных процессов, отличных от БТП [268]. Сигналы магнитных зондов в частотном диапазоне 20-40 кГц возрастают при увеличении среднего давления, что укладывается в рамки теории резистивных перестановочных мод. Современная система магнитных зондов подробно описана в [249] и ранее была использована лишь для разрядов с

небольшой энергией  $W \sim 400$  Дж. При превышении порогов по давлению и плотности плазмы наблюдается резкое увеличение сигнала магнитных зондов в диапазоне частот 70-90 кГц.

При увеличении мощности ЭЦР нагрева [273] наблюдается более разнообразный набор транспортных переходов (по сравнению с БТП). При  $n_e > 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $\langle \beta \rangle > 0.14\%$  наблюдается мода с характерной частотой 70-90 кГц. На рис. 73 представлены два разряда со сходными параметрами плазмы. В левой части рисунка представлены данные для разряда 16081, в котором наблюдается транспортный переход с развитием электромагнитной моды. Переход регистрируется по резкому уменьшению уровня флуктуаций плавающего потенциала  $V_f$  на ленгмюровских зондах. В правой части рисунка приведены параметры разряда 16082, в котором переход не наблюдается. В обоих импульсах  $P \sim 500$  кВт. На рис. 73д,е представлены осциллирующие компоненты сигналов  $V_f$ . Зонд был расположен на расстоянии 0.4 см внутрь от границы плазмы, частота оцифровки зондовых сигналов равна 1 МГц.

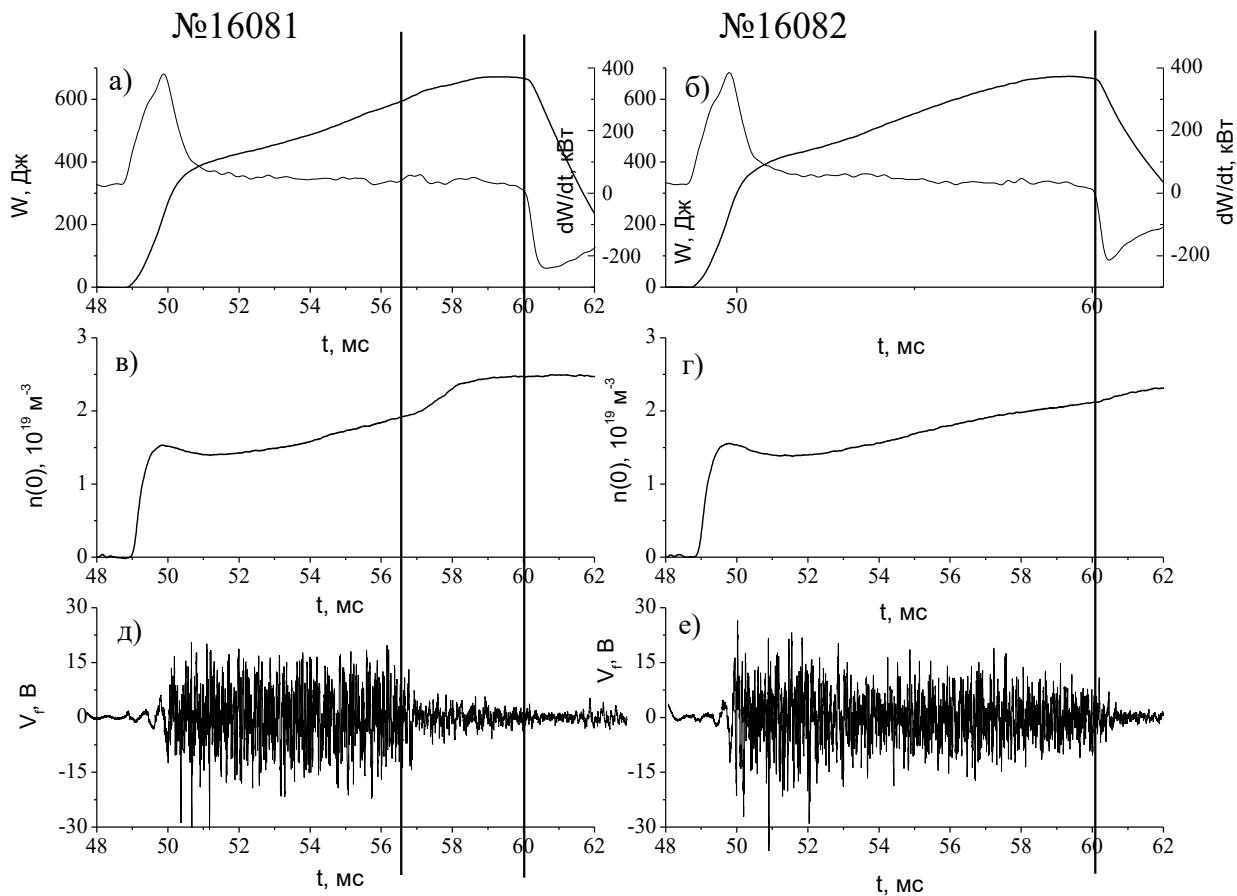


Рис. 73. Зависимость ряда параметров от времени для разрядов 16081 (слева) и 16082 (справа). а), б) энергия плазмы  $W$  и сигнал диамагнитной диагностики  $dW/dt$ ; в), г) средняя по центральной хорде плотность плазмы  $n_0$ ; д), е) осциллирующая компонента  $V_f$ . Вертикальными линиями отмечают момент транспортного перехода и окончания нагрева плазмы на 60 мс.

На рис. 74 представлена зависимость сигнала магнитного зонда от времени для двух разрядов, в одном из которых (а) происходит транспортный переход, а в другом (б) подобного перехода не наблюдается. Здесь в отсутствие пилинг-моды значения энергии до и после перехода не отличаются, происходит только увеличение плотности. Это значит, что два возможных состояния системы очень близки. Переход между близко расположеными стационарными состояниями может быть спровоцирован малой флуктуацией любого параметра системы.

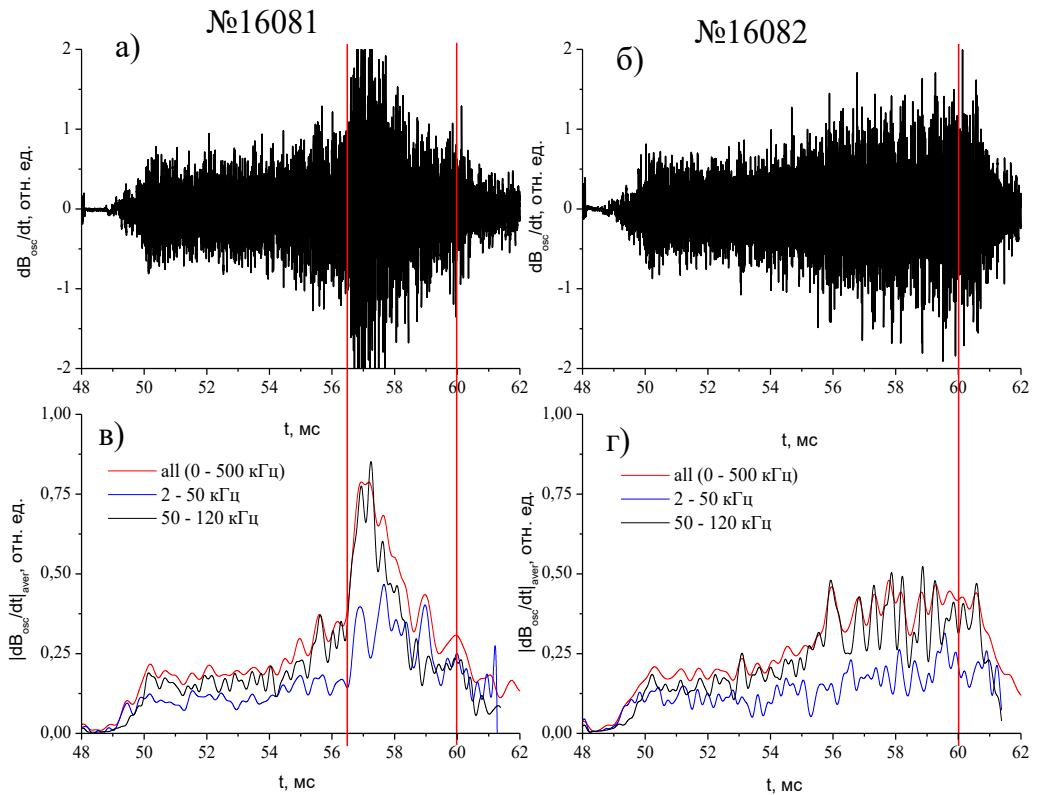


Рис. 74. Зависимость сигнала магнитного зонда от времени и его спектральный состав для разрядов 16081 (слева) и 16082 (справа). а), б) осциллограммы сигналов магнитного зонда; в), г) различные компоненты спектрального состава возмущений, сглаженные при помощи движущегося окна длительностью 100 мкс. Красным отмечен полный сигнал магнитного зонда, синим сигнал в диапазоне 2-50 кГц и черным сигнал в диапазоне 50-120 кГц.

Была проверена также возможная связь пилинг-моды и наблюдаемой электромагнитной моды. По всей видимости, она отсутствует. В наборе импульсов, в которых наблюдалась пилинг-мода, возмущение в диапазоне 70-90 кГц было обнаружено только в одном импульсе №57327, где после развития пилинг-моды наблюдалась указанное выше возмущение. Наблюданная мода не является тиринг-модой (из-за малой амплитуды тока в плазме), или неустойчивостью с резистивной стенкой (напомним, что МГД расчеты проводились в приближении свободной границы). Как видно на рис. 74а, во временной окрестности

транспортного перехода происходит резкое увеличение амплитуды осциллирующего магнитного поля, измеряемого магнитным зондом. На рис. 74б осциллирующее магнитное поле плавно увеличивается в ходе разряда. На рис. 74в,г проведен анализ различных компонент спектрального состава возмущений. При помощи фильтров в сигналах были выделены два частотных диапазона, а именно, область относительно низких частот (2-50 кГц) и высоких (50-120 кГц). На каждом из рисунков представлены три кривые, каждая из которых сглажена при помощи движущегося окна длительностью 100 мкс.

На рис. 75 представлены Фурье-спектры для магнитного зонда на разных интервалах времени. Для каждого из двух разрядов 16081 и 16082 выбрано по два интервала времени длительностью 2 мс. На рис. 75а видно, что в разряде, в котором наблюдается транспортный переход, ему предшествует возбуждение электромагнитной моды с частотой  $f \sim 75$  кГц. Используя четыре магнитных зонда в тороидальном направлении, было получено, что четные возмущения находятся в диапазонах частот  $f \sim 30$  кГц и  $f \sim 75$  кГц. Связь сигналов магнитных и ленгмюровских зондов в указанном частотном диапазоне оказалась слабой. В импульсе №57327 амплитуда корреляционной функции была 0.4, в остальных меньше 0.3. Естественно предположить, что возмущение локализовано не слишком близко к границе плазмы.

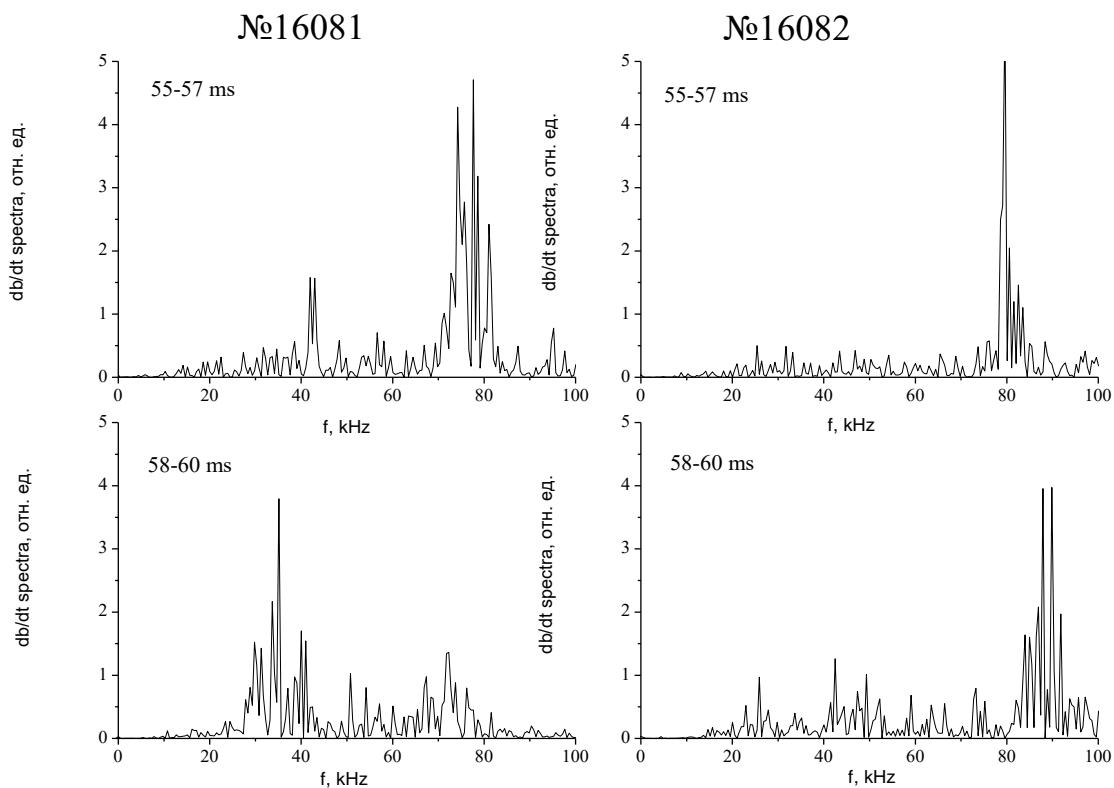


Рис. 75. Мощность Фурье спектра сигнала магнитного зонда в разные интервалы времени для импульсов с транспортным переходом (слева) и без (справа).

Оценка механизмов, ответственных за наблюдаемые явления, дает следующее. Наиболее простой подход - двухжидкостная МГД-теория [58] для  $x = 0.7$  с учетом наличия магнитного горба на данном радиусе; для оценки выбрано значение  $\langle \beta \rangle \sim 0.2\%$ . Указанная неустойчивость не наблюдается при достаточно малой плотности, что предполагает важность учета ионной температуры. В качестве характерных параметров для оценки разумно взять значения  $n_0 = 2.0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{0e} = 300 \text{ эВ}$ ,  $T_{0i} = 150 \text{ эВ}$  и  $n(x) = n_0(1 - x^8)$ .

С учетом влияния диамагнитного дрейфа характерная угловая скорость возмущения принимает значение  $\omega_{Di} = mc(-p_i)'/aneB_0$ , где  $m$  – полоидальное волновое число, штрих обозначает дифференцирование по  $a$ ,  $c$  – скорость света,  $e$  – элементарный заряд,  $B_0$  – среднее продольное поле,  $T_{0i}$  – температура ионов, по оценке на порядок меньше электронной. При данных параметрах плазмы  $f_{Di} = \omega_{Di}/2\pi \approx 5m \text{ кГц}$ . Для того чтобы оценить поправку из-за электрического поля  $\omega_E$ , нужно в  $\omega_{Di}$  заменить  $(-p_i)'$  на  $enE$ . Электрическое поле направлено к границе плазмы и оказывается порядка 30 В/см. Если принять это значение при оценке  $m$ , можно получить значения  $m \sim 7\text{-}8$ . При этом следует, что возмущение должно (теоретически) вращаться в сторону ионного диамагнитного дрейфа, что соответствует наблюдениям.

Известно [260, 272], что учет тепловой скорости ионов при небольших полоидальных волновых числах может приводить к развитию неустойчивости. В нашем случае возможно три типа продольных волновых векторов. В случае больших полоидальных волновых чисел ими являются:  $k_{\parallel 1} = \mu'm\delta a/R_0$ ,  $k_{\parallel 2} = \mu/R_0$  и  $k_{\parallel 3} = N/l_0 R_0$ , причем  $k_{\parallel 1} \ll k_{\parallel 2} \ll k_{\parallel 3}$ . Здесь  $\delta a$  – характерный радиальный размер,  $k_{\parallel 1}$  соответствует основной радиальной моде,  $k_{\parallel 2}$  и  $k_{\parallel 3}$  соответствуют тороидальным и трехмерным сателлитам.

Отсюда можно получить  $f_{2d} = k_{\parallel 2} V_{Ti} / 2\pi \approx 9 \text{ кГц} \ll f_{ob} \approx 75 \text{ кГц} < f_{3d} = k_{\parallel 3} V_{Ti} / 2\pi \sim 136 \text{ кГц}$ . Для оценки принято  $m = 7$ . Таким образом, наблюдаемая частота оказывается порядка  $f_{3d}$ , сконструированной при помощи трехмерной кривизны. Согласно аналитическим расчетам получить неустойчивость при заметном превышении обратного пролетного времени ионов над дрейфовыми эффектами возможно, если относительный градиент ионной температуры больше, чем относительный градиент плотности. Таким образом, задача требует тщательного численного решения.

Также нужно добавить, что зондовые данные для подобных режимах анализировались дополнительно с помощью вейвлетов Морли и Хаара. С их помощью было обнаружено, что переходный процесс на  $I_{sat}$  опережает изменение  $V_f$  на 2 мкс [274]. То есть это подтверждает вполне разумное предположение, что перераспределение зарядов предшествует перестройке электрического поля.

Также проводившийся анализ сигналов зондов показал, что в процессе быстрого транспортного перехода уменьшается беспорядочность автокорреляционной функции сигналов магнитных зондов, расположенных в различных диагностических сечениях вдоль обхода стелларатора. Данному упорядочению колебаний не соответствует распространение новых мод колебаний вдоль границы плазменного шнуря. Сравнение полученных данных с видом сигналов ленгмюровских зондов и их аналогичным анализом позволяет сделать вывод, что переход в режим улучшенного удержания не приводит к возникновению масштабных возмущений электрического и магнитного полей в установке [275].

Рассмотрим характерные времена переходных процессов на осциллограммах разных параметров плазмы в течение импульса с транспортным переходом (рис. 76, 77). Падение интенсивности  $H_\alpha$  начинается на 56 мс, вспышка на магнитных зондах возникает на 56,5 мс, падение флюктуаций и начало роста  $n_e$  и флюктуаций  $V_f$  происходит на 57-й мс, падение огибающей  $V_f$  и окончание роста  $n_e$  – на 58-й мс. Когерентность между сигналами высокочастотных диагностик имеет вспышечный характер. Характерные частоты возмущений, трансформирующихся при переходных процессах, находятся в полосах  $f \sim 30, 70, 120$  кГц [276, 277].

В качестве механизмов, стимулирующих переходные процессы, могут быть рассмотрены локальные МГД-моды, дрейфовые неустойчивости и тириング-моды, связанные с неиндукционным током, а также их возможные комбинации. За сброс энергии вблизи границы плазмы могут быть, в принципе, ответственны как приграничная внутренняя, так и внешняя моды (относительно сепаратрисы). Исследование приграничной плазмы при помощи ленгмюровских зондов позволило исключить влияние внутренней моды  $m = 4, n = 3$ . Возмущение внешней моды может быть связано с поведением частиц в стохастическом слое, с частности, с попаданием частиц бороуглеродной смеси, которой покрыта внутренняя поверхность камеры, в краевую плазму. Поэтому важным является вопрос о причинно-следственной связи явлений, сопровождающих спонтанный переходный процесс.

Необходимо также проанализировать возможное влияние дрейфовых неустойчивостей. Ограничимся рассмотрением ионно-температурных градиентных (ITG) и электронно-температурных градиентных (ETG) мод. В классических работах характерные параметры ITG и ETG мод определяются следующим образом: для ITG частота  $\omega \sim \omega_{*i}$ , поперечное (по отношению к магнитному полю) волновое число  $k_\perp \sim 1/\rho_{Ti}$ ; для ETG  $\omega \sim \omega_{*e}$ ,  $k_\perp \sim 1/\rho_{Te}$ , где  $\omega_{*i}$  и  $\omega_{*e}$  – частоты диамагнитного дрейфа ионов и электронов,  $\rho_{Ti}$  и  $\rho_{Te}$  – циклотронные радиусы ионов и электронов, рассчитанные в соответствии с их тепловыми скоростями.

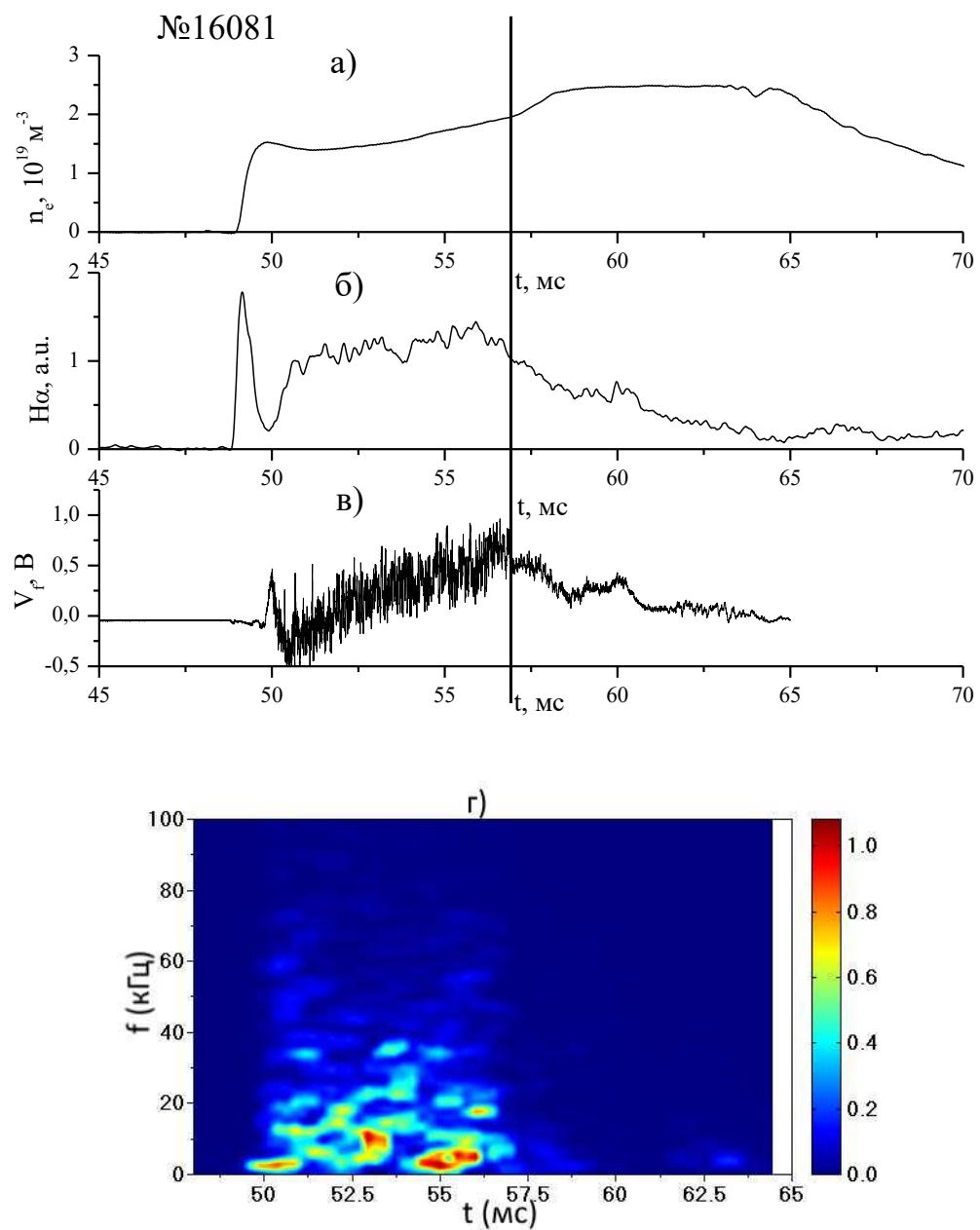


Рис. 76. Осциллограммы параметров плазмы в импульсе с транспортным переходом №16081: а) средняя плотность плазмы  $n_e$ , б) сигнал интенсивности излучения  $H_\alpha$ , в) плавающий потенциал  $V_f$  ленгмюровского зонда, г) мощность Фурье-спектра  $V_f$ . Вертикальная линия отмечает момент начала транспортного перехода.

В зависимости от условий конкретных магнитных конфигураций параметры мод и направления их распространения могут существенно отличаться от приведенных выше. Также не всегда существует четкая граница между диапазонами ионных и электронных мод, поскольку возможно их перекрытие [278].

Из анализа рефлектометрических измерений видно, что доплеровский сдвиг, оцененный по максимуму спектров, изменяется почти на порядок величины на установившейся стадии

разряда. Это может указывать на то, что доплеровский сдвиг частоты определяется не только полоидальной скоростью вращения, но и ее сложением с фазовыми скоростями турбулентных флуктуаций (при условии, что скорости имеют одинаковый порядок величины). Обнаружено, что в стеллараторе Л-2М режимы ITG и ETG могут наблюдаться одновременно [279].

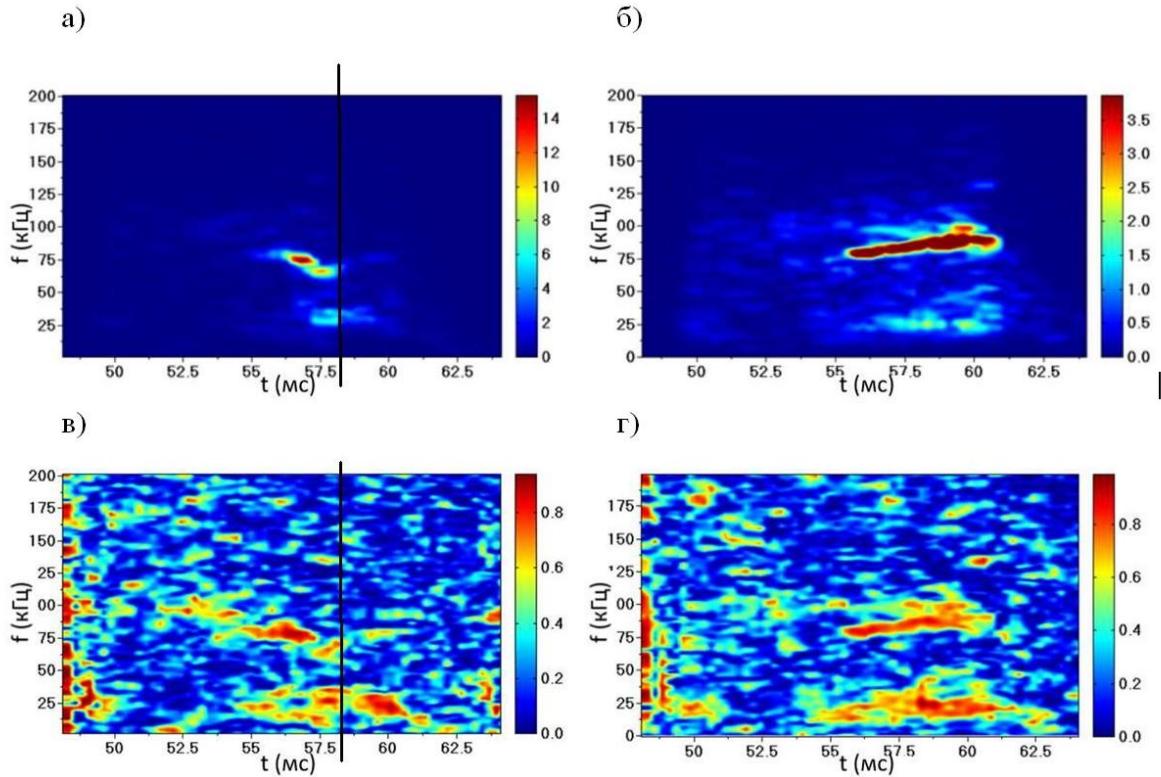


Рис. 77. Фурье-спектр сигналов магнитных зондов в импульсах с транспортным переходом №16081 (а) и без №16082 (б) и когерентность между сигналами магнитных зондов для них (в, г).

Теоретически показано, что развитие неустойчивостей ETG и ITG на границе плазмы стелларатора для режимов с высокой мощностью нагрева и формированием провала на профиле плотности в центре плазменного шнуря (эффект rippl-out / откачки плотности) возможны. Локальные измерения спектров с использованием диагностики доплеровской рефлектометрии позволяют не только измерить скорость вращения плазмы, но и описать развитие низкочастотных плазменных неустойчивостей.

Характерные частоты различных возмущений, полученные аналитически, следующие [276]:

1. Оценка характерной частоты GAM по формуле  $\omega_{GAM} = (2\gamma p / \rho R_0^2)(1 + \mu^2/2)$  где  $p$  и  $\rho$  – соответственно давление и плотность плазмы, дает  $f = 11$  кГц (при показателях адиабаты  $\gamma = 1$  для электронов для ионов  $\gamma = 5/3$ ,  $T_e + T_i = 20$  эВ,  $\mu = 0.7$ ).

2. Двухжидкостная МГД с учетом диамагнитного дрейфа дает частоты возмущений  $f_{2d} = k_{ll2}V_{Ti}/2\pi \approx 9$  кГц и  $f_{3d} = k_{ll3}V_{Ti}/2\pi \approx 136$  кГц, где  $k_{ll2}$  и  $k_{ll3}$  соответствуют тороидальным и винтовым сателлитам основной моды.
3. Оценка характерных частот по рефлектометрическим измерениям в стеллараторе Л-2М составляет: для ETG неустойчивости около 1 МГц и для ITG около 100 кГц..
4. В стеллараторах наряду с ГАМ на средней кривизне возможно существование трехмерной акустической моды с  $\omega \sim \omega_{GAM} N \mu / l$ , где  $N$  - число периодов магнитного поля,  $l$  - заходность стелларатора. Оценка для Л-2М дает  $f \approx 110$  кГц.

Для магнитных измерений наблюдались две характерных частоты флюктуаций: 75 и 32 кГц. Наиболее близкое к измеряемой в характерной частоте  $f \sim 75$  кГц значение получается, если мы вычислим характерную частоту геодезической акустической моды, где в качестве кривизны используется средняя кривизна магнитного поля:  $f = Cs\sqrt{2 + \mu^2} 64$  кГц,  $\mu \approx 0.47$  - угол вращательного преобразования, где скорость звука  $C_s = \sqrt{\gamma p / \rho} \approx 2.7 \times 10^7$  см/с.

В области частот  $f \sim 30$  кГц простая аналитика не позволила получить оценки, возможно, требуется рассмотрение комбинации характерных процессов. Что касается возможного влияния тиринг-неустойчивостей, то в [255] обнаружено, что профиль  $n_e$  на глубину 1 см от сепаратрисы монотонный, что может говорить об отсутствии магнитных островов на данном участке (что не исключает их образования в более глубокой области).

## 5.7. Транспортные переходы при высоких мощностях ЭЦР-нагрева

Режим одиночных прямоугольных импульсов СВЧ в дальнейшем реализовался путем синхронных импульсов двух гиротронов, что позволяло получать мощность нагрева в более высоком диапазоне мощностей  $P = 0.4 \dots 1$  МВт. Поскольку в краевой области профили параметров плазмы измеряются с разрешением, недостаточным для идентификации процессов переноса, падение сигнала Нα и изменение электрического поля в краевой области плазмы могут использоваться в качестве маркеров, указывающих на наличие транспортных переходов. Из-за высокой тепловой нагрузки на граничащие с плазмой элементы установки в данном режиме ленгмюровские зонды были выведены в положение вне сепаратрисы ( $x > 1$ ).

Переходные процессы наблюдались и при других условиях разряда. Например, при повышении удельной мощности нецентрального электронного циклотронного нагрева плазмы до 3 МВт/м<sup>3</sup> обнаружен спонтанный транспортный переход с ростом энергии плазмы на ~14 % [280].

В режиме высокой мощности в импульсах также были обнаружены спонтанные переходные процессы. На стационарной стадии разряда нет явного падения сигнала  $dW/dt$  (в отличие от предыдущих случаев с меньшей мощностью), свидетельствующего о развитии пилинг-моды. На рис. 78 представлены временные изменения макропараметров плазмы в импульсах при  $P = 450$  кВт №15893 и №15897 соответственно с транспортным переходом и без него. Средняя плотность начинает увеличиваться и стабилизируется через 56 мс; энергия  $W$  увеличивается, а затем достигает стационарного значения; также происходит увеличение сигнала интенсивности излучения ВИ и падение сигнала  $H_\alpha$ . Измерения  $H_\alpha$  проводились на длине волны 6563 Å, а излучение бора ВИ - на 3451 Å. В данных экспериментах секторный лимитер был отодвинут от сепараторы и не ограничивал поток плазмы на стенки камеры [270].

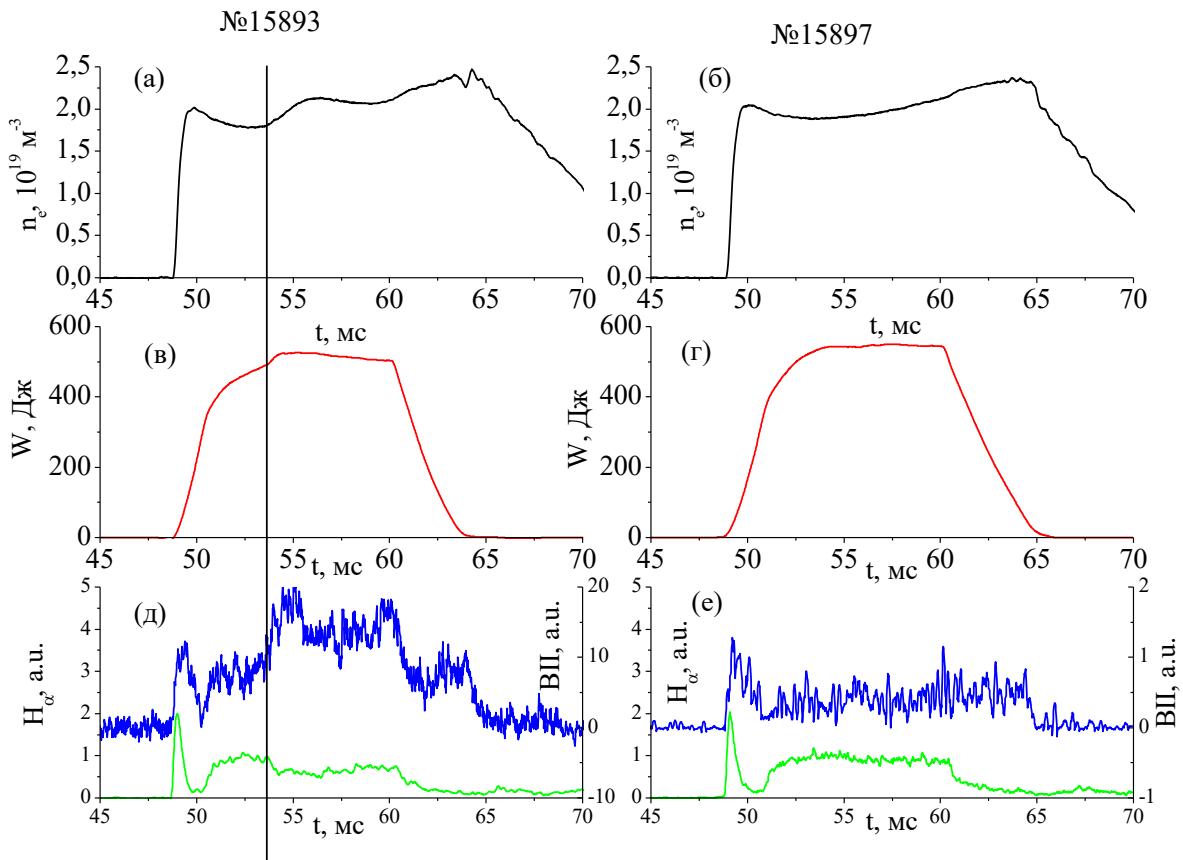


Рис. 78. Временная изменение эволюция параметров плазмы с  $P = 450$  кВт. Графики слева и справа соответствуют импульсам с транспортным переходом и без. (а), (б) средняя электронная плотность  $n_e$ ; (в), (г) энергия плазмы  $W$ ; (д), (е) интенсивность излучения линий  $H_\alpha$  (зеленая кривая, левая ось) и ВИ (синяя кривая, правая ось).

Результаты эксперимента по нагреву плазмы с помощью двух одновременно работающих гиротронов суммарной мощностью  $P = 500$  кВт представлены на рис. 79. Отметим, что этот импульс был первым после очередного нанесения бороуглеродной смеси на стенки вакуумной камеры. В импульсе наблюдается ярко выраженный переходный процесс, сопровождающийся

резким увеличением плотности плазмы в 1.5 раза и ее энергии на 20%. Также после перехода ЭЦИ-измерения на различных радиусах плазмы показывают одновременное охлаждение всего плазменного столба, по-видимому, из-за интенсивного накопления примесей в объеме плазмы, что указывает на улучшение удержания частиц после перехода. В то же время наблюдается уменьшение интенсивности линии атомарного водорода  $H_{\alpha}$ , увеличение интенсивности линии ионов бора ВП и увеличение излучения в широком диапазоне длин волн от УФ до SXR, что регистрируется болометром. Скачкообразный рост плотности и энергии и уменьшение интенсивности  $H_{\alpha}$  указывают на L-H переход в плазме; об этом же свидетельствует динамическое увеличение  $\tau_E$  на 20%. Интересно, что в следующем импульсе резкого переходного процесса не наблюдалось, энергия и плотность плазмы росли монотонно в течение импульса [270].

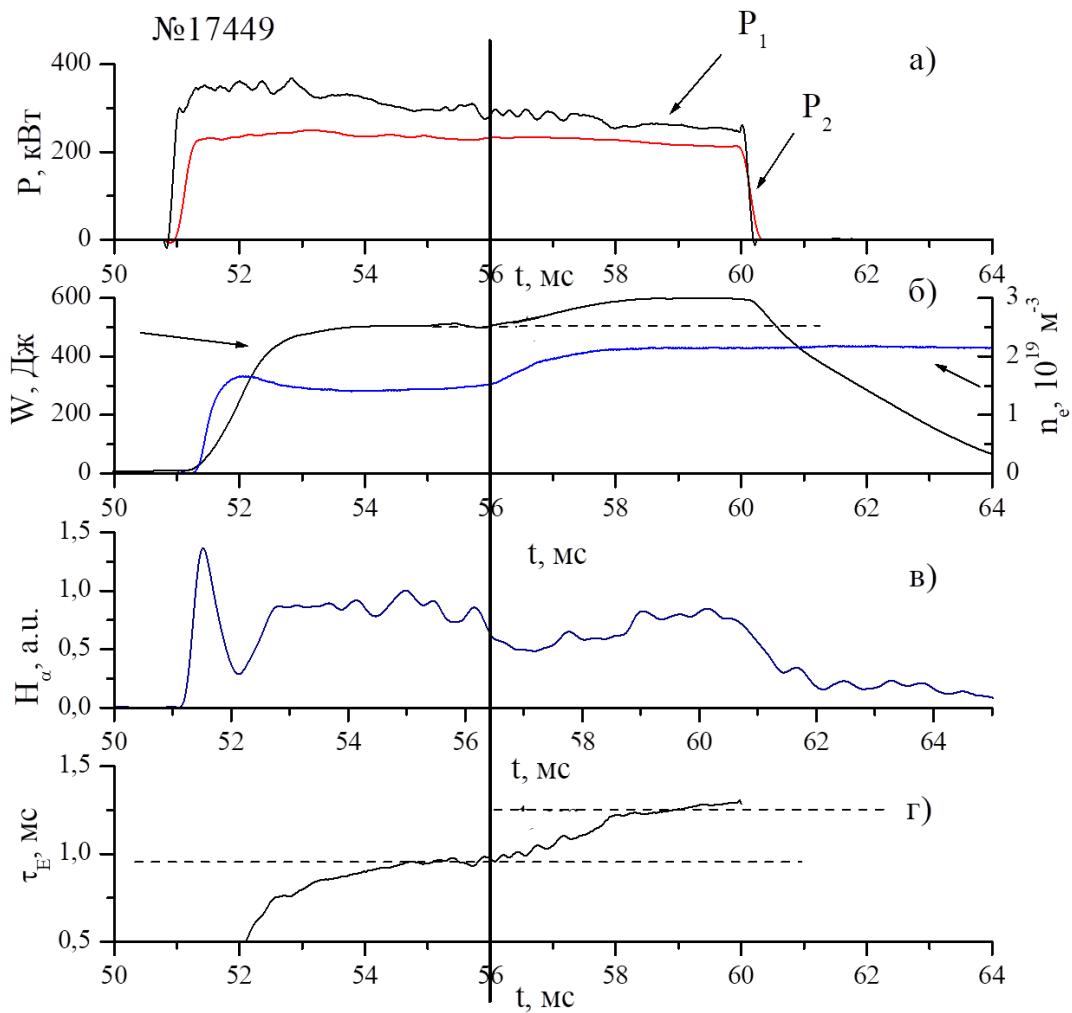


Рис. 79. Временная эволюция параметров плазмы в импульсе с L-H переходом при  $P = 500$  кВт: (а) мощности первого ( $P_1$ ) и второго ( $P_2$ ) гиротронов; (б) энергосодержание  $W$  (левая ось) и средняя электронная плотность  $n_e$  (правая ось); (в) интенсивность излучения  $H_{\alpha}$ ; (г) энергетическое время жизни  $\tau_E$ .

Наконец, в экспериментах с мощностью нагрева в диапазоне от 600 кВт до 1 МВт (удельная мощность до 4 МВт/м<sup>3</sup>) импульсы с транспортными переходами становятся более многочисленными, хотя прирост энергии более слабый (~ 10%). Момент перехода наиболее четко виден на спектральных сигналах. Следует отметить, что в момент перехода также значительно возрастает интенсивность излучения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне при незначительном падении температуры. Это также указывает на увеличение концентрации примесей и увеличение потерь излучения из центра, что приводит к охлаждению плазмы. Повышенная нестабильность плазмы вынудила ввести в плазму графитовый лимитер на глубину 1 см, уменьшающий объем плазмы за счет отсечения ее граничной области. В результате энергия, накопленная в плазме, уменьшилась, и транспортные переходы были подавлены [281].

## 5.8. Выводы главы

Анализировались различные переходные процессы к режиму улучшенного удержания в плазме с  $\beta \approx 0.2\%$  без индукционного тока. При мощности нагрева в диапазоне  $P = 150\ldots350$  кВт зарегистрированы кратковременные переходные процессы (быстрые транспортные переходы – БТП). Каждый быстрый транспортный переход идентифицируется по спонтанному кратковременному ( $\Delta t < 200$  мс) падению  $dW/dt$ , зарегистрированному диамагнитными измерениями. После этого энергия плазмы быстро восстанавливает свое значение, а затем медленно монотонно увеличивается до конца активной фазы нагрева (так же, как и средняя плотность плазмы  $n_e$ ). В основном объеме плазмы параметры изменяются слабо. Существенные изменения наблюдаются в области, близкой к границе плазмы  $0.85 < x < 1.0$ , где расположены две рациональные магнитные поверхности среднего порядка с вращательным преобразованием  $\mu$ , принимающим значения  $2/3$  и  $3/4$ . Относительные значения флуктуаций параметров плазмы и ширина их спектра в этой области значительно уменьшаются.

Область имеет четко выраженную многослойную структуру. Обнаружено, что быстрая потеря энергии плазмы происходит в ближайшей к границе плазмы меньшей зоне, и параметры плазмы не восстанавливают там свои прежние значения до конца разряда. В остальной части краевой области наблюдаются резкие изменения значения  $V_f$ . Вблизи магнитной поверхности с  $\mu = 2/3$  (и глубже внутрь) плавающий потенциал резко падает с началом перехода и не восстанавливает своего значения даже после окончания фазы активного нагрева. В зоне между положениями рациональных магнитных поверхностей с  $\mu$ , равными  $2/3$  и  $3/4$  соответственно,  $V_f$  резко падает с началом перехода и восстанавливается до значения, меньшего начального, после небольшой задержки по отношению к концу активной фазы нагрева.

Обнаружено, что направление среднего турбулентного потока различно на разных радиусах вблизи края плазмы. Поток направлен наружу в области, лежащей между сепаратрисой и рациональной магнитной поверхностью с  $\mu = 3/4$ . В области, лежащей между поверхностями с  $\mu = 3/4$  и  $\mu = 2/3$ , поток меняет свое направление, в данной области на протяжении стадии ЭЦР-нагрева он направлен внутрь. В областях, лежащих ближе к центру плазмы, также наблюдаются изменения направления потока. Во всех рассмотренных случаях в области, где турбулентный поток направлен внутрь, присутствуют симметричные электромагнитные колебания в диапазоне частот  $f = 1-3$  кГц. После быстрого перехода в режим с улучшенным удержанием турбулентный поток падает по амплитуде, но сохраняет свое направление. Область существования симметричной низкочастотной моды расширяется после перехода в зону между упомянутыми выше рациональными магнитными поверхностями. Существует верхний порог по  $n_e$ , выше которого явление обращенного потока не наблюдается.

В зависимости от местоположения зонда средний турбулентный поток зависит от различных спектральных составляющих плавающего потенциала  $V_f$  и ионного тока насыщения  $I_{sat}$ . Экспериментально измеренный турбулентный поток не может служить эффективным инструментом количественного анализа переноса плазмы, но может быть использован в качестве индикатора изменения состояния плазмы.

В работе экспериментально установлено существование дальних пространственных корреляций в краевой плазме и прослежена их связь с геометрией магнитных поверхностей. Показано, что до транспортного перехода существует два диапазона частот, где существуют дальние пространственные корреляции, а именно, высокочастотный  $f \sim 30$  кГц и низкочастотный  $f \sim 1-3$  кГц. После транспортного перехода дальние пространственные корреляции наблюдаются в диапазонах  $f \sim 1-3$  кГц и  $f \sim 6-10$  кГц. Во всех диапазонах частот, где наблюдаются дальние пространственные корреляции, возмущения представляют собой достаточно сложные нелинейные образования. Возмущения в этих диапазонах электромагнитны, то есть корреляция между потенциалом электрического поля и магнитным полем достаточно велика.

Показано, что после перехода в диапазоне  $f \sim 6-10$  кГц возбуждается трехмерное локализованное возмущение с характерной частотой геодезической акустической моды. Амплитуда возмущения в этом диапазоне при транспортном переходе заметно не меняется. Таким образом, можно констатировать, что некоррелированные возмущения в этом диапазоне при переходе структурируются. В качестве одной из причин появления дальних пространственных корреляций можно признать изменение электрического поля в результате БТП. Дополнительно проводился поиск дальних пространственных корреляций в высокочастотной области  $f > 50$  кГц. Оказалось, что в диапазоне частот, типичных для

акустической моды, связанной с трехмерной кривизной, дальних корреляций как до, так и после перехода обнаружено не было (хотя бы и в виде релаксационного процесса, вызванного резким изменением потенциала плазмы).

Обнаружены дальние пространственные корреляции в наиболее низкочастотной области. Показано, что низкочастотные глобальные электромагнитные возмущения с частотой  $f \sim 1$  кГц обычно присутствуют как до, так и после БТП. Их основой является возмущение с  $m = n = 0$ , обладающее тороидальными сателлитами. Наличие подобных сателлитов является прямым следствием развития данного возмущения в тороидальной конфигурации. Из-за малой тороидальности ( $a_p/R_0 = 0.115$ ) сателлиты также малы и быстро спадают с  $m$ , поэтому на практике заметным может быть лишь  $m = 1, n = 0$ . Отмечено, что возмущение  $m = n = 0$  в рамках идеальной магнитной гидродинамики является электростатическим. В тоже время можно предположить, что наличие как геометрических сателлитов, так и диссипативных эффектов приводит к появлению магнитного поля, которое и фиксируется в эксперименте. После транспортного перехода амплитуда сигнала в диапазоне частот 1-3 кГц незначительно изменяется, так же слабо возрастает  $\delta B_p$  в этом же частотном диапазоне.

Проанализировав эксперименты на стеллараторе Л-2М и проведя теоретический анализ возможных неустойчивостей, мы обнаружили, что МГД-неустойчивость может спровоцировать переход в режим с улучшенным удержанием в тороидальной плазме. Исследуемая плазма расположена в области с магнитным горбом и, следовательно, неустойчива в рамках МГД-приближения по отношению к резистивным перестановочным модам. Приведенный пример демонстрирует, что грубая характеристика системы - магнитная яма/горб - является лишь одной из причин, определяющей величину  $\Omega$  в турбулентной плазме. В представленном случае неустойчивостью, инициирующей переход, является внешняя пилинг-мода. Аналитически была решена задача о пилинг-моде в плазме, устойчивой относительно критерия Мерсье, с магнитным горбом на краю плазменного шнуря. Показано, что корректный учет вакуумной области приводит к тому, что аналитически рассчитанные внутренние пилинг-моды оказываются устойчивыми, а у внешней моды появляется порог по градиенту давления.

Предполагается, что впервые экспериментально наблюдалась пилинг-мода в стеллараторе. Вполне возможно, это связано с трудностью ее обнаружения и идентификации в других установках. Показано, что расчеты соответствуют экспериментальным данным. При малом давлении плазмы пилинг-моды, как нам представляется, безопасны для удержания плазмы. В силу этого их роль в транспортном переходе ограничивается ролью триггера. Возбуждение подобной моды может служить диагностическим целям и свидетельствовать о том, что градиент давления на краю плазменного шнуря превзошел некоторое пороговое значение.

На краю плазмы наблюдаются МГД-моды  $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$ ; в ходе разряда частотная и пространственная структура мод меняется. Установлено, что разряд характеризуется положительным потенциалом  $V_f$ , что соответствует положительному  $V_p$ , при транспортном переходе наблюдается уменьшение амплитуды  $V_f$ . Наблюданная до перехода высокая когерентность между  $B_{fl}$  и  $V_f$ , а также между сигналами  $V_f$  с разных зондов позволяют предположить, что до перехода токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях в диапазоне частот  $\sim 20\text{-}40$  кГц, усиливают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и к положительному плазменному потенциалу  $V_p$ . Уменьшение турбулентности после перехода приводит к уменьшению ухода электронов, то есть падению положительного потенциала. Поскольку положительный плазменный потенциал означает преимущественный по сравнению с ионами уход электронов, после перехода возможно два эффекта - улучшение удержания электронов и резкие потери ионов на краю. Если улучшение удержания электронов может быть связано с уменьшением флуктуаций, то быстрый уход ионов может быть связан с эффектом взаимодействия плазмы со стенкой. Наблюданная до перехода высокая когерентность между флуктуациями магнитного и электрического полей позволяет предположить, что до перехода токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях, возбуждают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и к положительному плазменному потенциалу. Уменьшение турбулентности после перехода приводит к уменьшению ухода электронов и падению положительного потенциала.

Также в ходе экспериментов была обнаружена электромагнитная мода с характерной частотой 70-90 кГц, имеющая пороги по плотности и давлению плазмы. Неустойчивое возмущение вращается в сторону ионного диамагнитного дрейфа. Неустойчивость наблюдалась при  $n(0) > 1.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\langle \beta \rangle > 0.14\%$ , где  $n(0)$  - значение плотности плазмы, усредненное по центральной хорде и  $\langle \beta \rangle$  - отношение газокинетического давления плазмы к магнитному давлению, усредненное по объему плазменного шнуря. Данное явление не может быть описано в рамках теории резистивных перестановочных мод. Получить характерные частоты возмущения можно, прибегая к оценкам для кинетических неустойчивостей или комбинации МГД и дрейфовых неустойчивостей.

При  $P = 0.4\text{...}1$  МВт в плазме Л-2М обнаружены спонтанные переходные процессы, сопровождающиеся скачкообразным увеличением  $n_e$  до 50% и  $W$  до 25% и ростом взаимодействия приграничной плазмы со стенками вакуумной камеры, что приводит к заметному охлаждению плазменного шнуря и накоплению примесей.

## Глава 6. Различные сценарии ЭЦР-нагрева плазмы

В данной главе представлены исследования возможности достижения максимальных параметров плазмы в установке Л-2М при варьировании сценариев эксперимента. В первом разделе излагаются результаты экспериментов после замены гиротронного комплекса на более мощную систему МИГ-3, во втором обсуждается вопрос ЭЦР-пробоя в плазме с различными условиями старта разряда и излагается феноменологическая модель стабилизации плазменного шнуря. Далее обсуждаются вопросы временной модуляции СВЧ-импульса и возможность нагрева предварительно ионизованной плазмы. Также обсуждаются эксперименты с различными сценариями импульсно-периодического разряда и возможность увеличения энергетического времени жизни плазмы. Далее представлены результаты при максимальной достигнутой мощности СВЧ-нагрева (1 МВт) и сопоставление с результатами, полученными при меньших значениях мощности. В заключение излагаются результаты взаимодействия плазмы со стенкой вакуумной камеры.

### 6.1. Эксперименты с высокой мощностью нагрева

После модернизации гиротронного комплекса (комплекс МИГ-3) [166] основные задачи исследования были сосредоточены на возможности достижения максимальных параметров плазмы, в первую очередь  $W$  и  $\beta$ , путем различных сценариев разряда. С использованием комплекса МИГ-3 появилась возможность довести номинальную мощность ЭЦР-нагрева до 1.5 МВт (в реальности максимальная достигнутая мощность составила 1 МВт). Кроме того, предполагалось подробно изучить турбулентные флуктуации плотности и электрического поля и попытаться прояснить их роль в физике переноса.

Ниже приведены результаты соответствующих экспериментов. Анализ энергобаланса плазмы был выполнен на основе измерений диамагнетизма плазмы и токов Пфирша-Шлютера. Мощность ЭЦР-нагрева с помощью первого гиротрона варьировалась от 100 до 500 кВт, а плотность плазмы - от  $1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  до  $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

На рис. 80 сравниваются две серии типичных сигналов, измеренных при двух значениях поглощенной мощности 130 кВт и 360 кВт и одинаковой средней плотности плазмы  $n_e \approx 1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Пробой газа происходит сразу после переднего фронта импульса гиротрона. Средняя плотность плазмы по центральной хорде достигает максимального значения через 1.5-2 мс, а затем медленно уменьшается на 20-30% к середине микроволнового импульса. Затем плотность плавно увеличивается на 10-15% к концу импульса нагрева и продолжает увеличиваться после выключения СВЧ. Такая разница во временном поведении средней плотности плазмы в начале импульса нагрева и после его окончания обусловлена

перераспределением плотности плазмы в плазменном столбе, то есть уплотнением радиального профиля после пробоя и его обострением после окончания микроволнового импульса. Увеличение плотности на стадии распада плазменного шнуря может быть связано с увеличением потока газа от стенок камеры. Как видно на рис. 80, удвоение мощности нагрева принципиально не влияет на изменение средней плотности во времени [273].

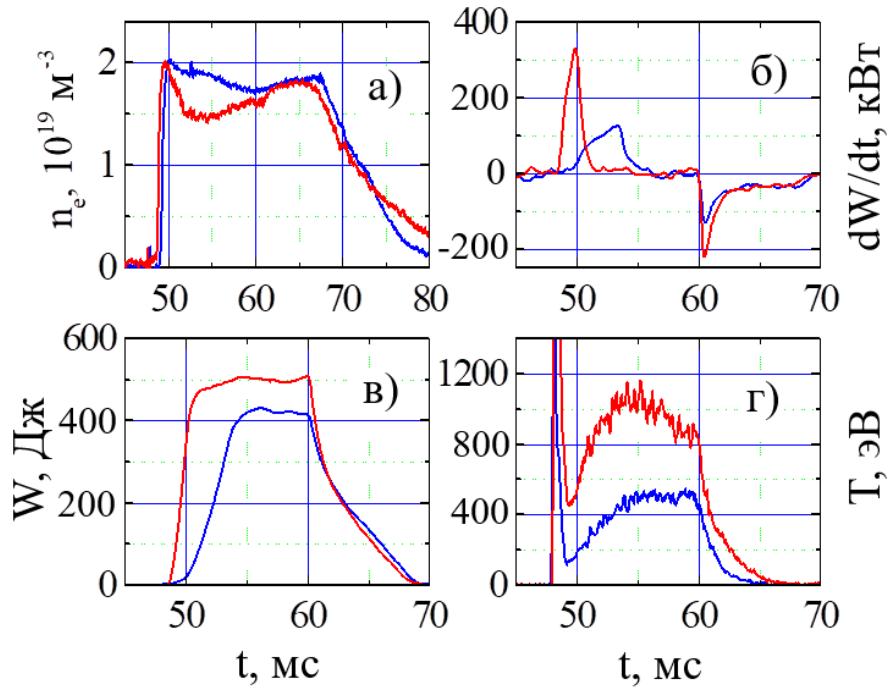


Рис. 80. Основные параметры импульсов с гиротронным комплексом МИГ-3. а) электронная плотность, б) производная диамагнитного сигнала, в) энергосодержание, г) центральная электронная температура. Синие кривые – поглощенная мощность 130 кВт, красные кривые – поглощенная мощность 360 кВт.

Энергия плазмы, измеренная с помощью диамагнитной диагностики, быстро возрастает после пробоя газа; затем она увеличивается, но с меньшим темпом, и приближается к стационарному состоянию к середине микроволнового импульса. Некоторый рост энергии в последней части импульса нагрева связан с незначительным увеличением плотности в это время. Удвоение мощности нагрева приводит к резкому сокращению времени, в течение которого энергия достигает своего квазистационарного состояния (рис. 80в). После выключения импульса нагрева энергия падает, в то время как плотность плазмы незначительно меняется. В то же время полная мощность потерь ( $dW/dt$ ) падает через 2-3 мс до уровня мощности радиационных потерь, измеряемых болометром. Центральная электронная температура, измеряемая по интенсивности ЭЦ излучения на частоте 76 ГГц, обычно увеличивается в начале импульса СВЧ, а затем медленно уменьшается к концу импульса одновременно с ростом плотности плазмы.

На рис. 81 показаны измеренные значения  $W$  для середины импульса СВЧ (54-55 мс) при двух значениях  $n_e$  ( $1.6 \dots 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $2.0 \dots 2.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ). Также в виде сплошных линий представлены зависимости энергии плазмы от поглощенной мощности, которые были рассчитаны с использованием модели [16, 208] для тех же значений плотности. Результаты расчета времени удержания энергии с помощью этой модели в широком диапазоне параметров соответствуют Международному стеллараторному скейлингу ISS-04 [131].

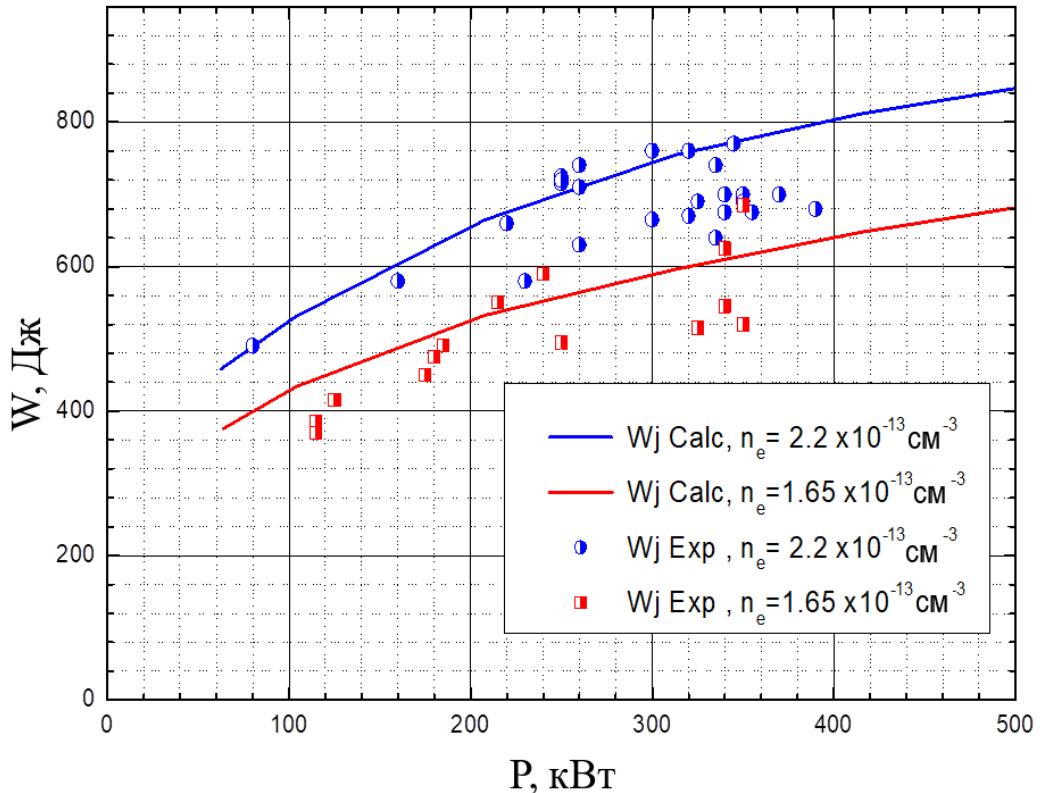


Рис. 81. Значения энергии плазмы  $W$  в импульсах с гиротронами МИГ-3. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) для двух значений плотности, синие –  $2.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , красные –  $1.65 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Как видно из данных на рис. 81, разброс экспериментальных значений энергии плазмы относительно расчетных кривых составляет не более 20-25%. Это можно рассматривать как удовлетворительное соответствие между расчетами и экспериментом. Следует отметить, что в диапазоне мощностей СВЧ и плотностей плазмы, используемых в наших экспериментах, запертые электроны могут играть значительную роль в процессах теплопроводности. А из-за шафрановского сдвига магнитной оси наружу более чем на 3 см, роль захваченных электронов может возрасти по сравнению с моделью, используемой в расчетах. Это обстоятельство, например, может объяснить тот факт, что значения электронной температуры, измеренные в эксперименте, ниже, чем предсказанные моделью (рис. 82). Радиальный профиль

амбиполярного электрического поля имеет большое значение для определения механизмов переноса тепла.

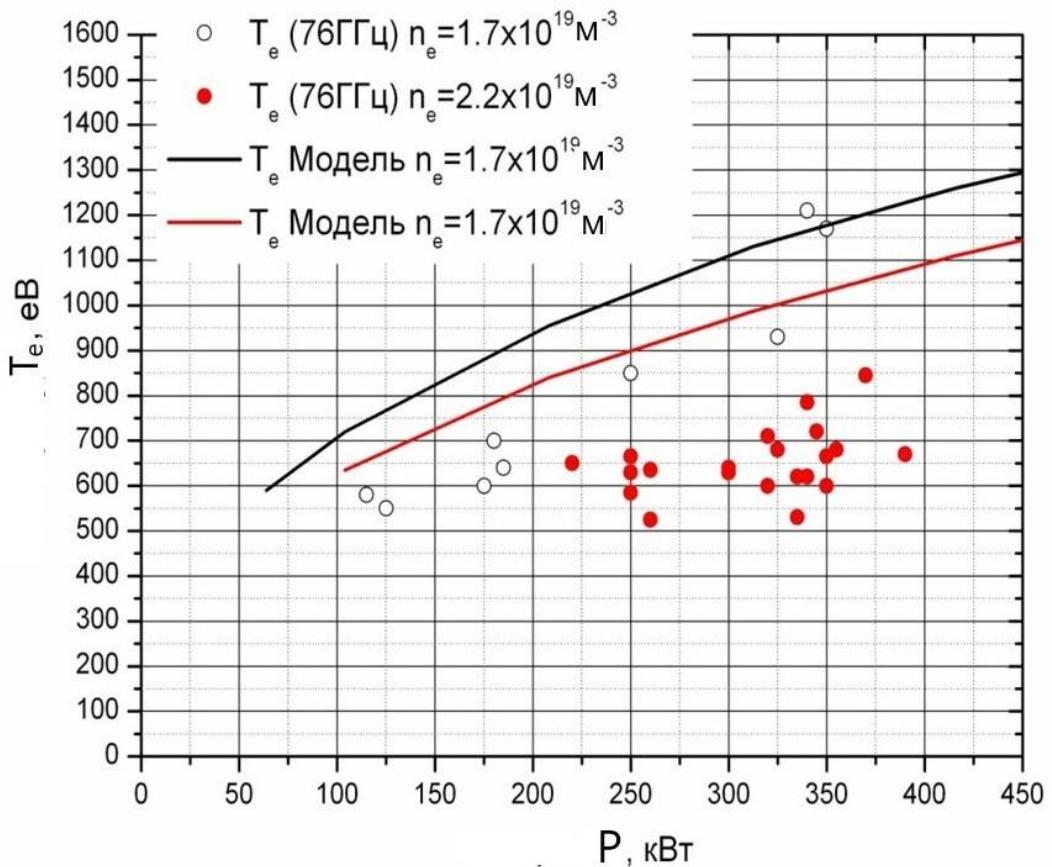


Рис. 82. Значения электронной температуры  $T_e$  в центре плазмы. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) для двух значений плотности, красные –  $2.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , черные –  $1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Итак, после введения в строй гиротронного комплекса МИГ-3 появилась возможность нагрева плазмы на частоте 75 ГГц в диапазоне плотностей мощности нагрева от  $0.38 \text{ МВт/м}^3$  до  $1.5 \text{ МВт/м}^3$ . Было установлено, что в пределах статистического разброса экспериментальных данных по плазменному диамагнетизму, наблюдаемые значения энергии плазмы согласуются с численными расчетами неоклассических потерь с учетом роли локально захваченных частиц и аномальных потерь при теплопереносе. Важно отметить, что  $T_e$ , рассчитанная по данной модели, существенно превышает экспериментально полученные значения электронной температуры, то есть влияние аномальности модель [16] явно занижает.

Для сравнения нужно указать, что расчеты по модели [302] систематически занижают энергию по сравнению с экспериментов на 20-30%.

## 6.2. ЭЦР-пробой плазмы на второй гармонике: теоретическое представление и сопоставление с результатами экспериментов на Л-2М

### 6.2.1. Проблемы ЭЦР-пробоя

Пробой плазмы на 2-й гармонике гармонической электронной циклотронной волны миллиметрового диапазона изучался теоретически и экспериментально с учетом геометрии и параметров стелларатора Л-2М. Рассматривалась бесстолкновительная усредненная по времени динамика электронов в микроволновом поле. Существует широко распространенное мнение, что пробоем в стеллараторах и токамаках управляют глубоко захваченные электроны, которые подвергаются нелинейному режиму колебаний энергии. Анализ показал, что существуют четыре группы электронов, различающиеся масштабом энергетических колебаний в микроволне, и что все эти группы участвуют в пробое, хотя и играют разные роли. В [246] были определены границы всех групп в 2D конфигурационном пространстве, их относительная численность и скорость прироста энергии. Это позволило выяснить, какая из групп на самом деле ответственна за возникновение электронной лавины вблизи магнитной оси и как затем пробой распространяется по магнитным поверхностям. Теоретические оценки показали хорошее согласие с экспериментальными результатами Л-2М.

Экспериментам по ЭЦР-пробою в стеллараторах посвящена, например, работа [282]. Основную роль в ЭЦР-пробое в стеллараторах обычно приписывают небольшой доле медленных и захваченных вблизи дна потенциальных ям электронов (см. выше раздел 3.2.2). Действительно, доля таких неподвижных резонансных электронов может существовать в стеллараторе Л-2М вблизи магнитной оси и, в очень малой степени, вдали от нее. Фаза взаимодействия с СВЧ практически заблокирована для этих электронов, поскольку как эффект Доплера, так и эффект продольной магнитной неоднородности очень малы. В результате периодические отклонения в их перпендикулярной энергии могут достигать десятков или сотен эВ (см., например, [283]).

Когда эти электроны сталкиваются с массивными нейтральными частицами, значительная часть перпендикулярной энергии неизбежно превращается в продольную энергию. Этим для них заканчивается нелинейный режим энергетических отклонений. В принципе, полная энергия (и, следовательно, продольная энергия) может снова сильно уменьшиться после серии электрон-нейтральных неупругих столкновений, и электроны могут вернуться в нелинейный режим. Но в экспериментальных условиях Л-2М интенсивность рассеянного излучения настолько высока, что даже вне нелинейного режима при энергиях ниже нескольких эВ электроны получают больше энергии (в среднем) от излучения, чем теряют при столкновениях. Таким образом, в Л-2М электроны могут быть переведены в нелинейный режим лишь изредка,

и вероятность таких событий невелика даже для расположения резонанса на оси и в противном случае мимолетна. Однако экспериментальные результаты показывают, что эффективность пробоя не очень чувствительна к местоположению резонанса. Следовательно, должна существовать другая фракция электронов, чьи отклонения энергии, вызванные микроволновым излучением, возможно, на порядок ниже, но чья популяция намного выше и не исчезает, пока магнитное поле изменяется в пределах нескольких процентов. Было обнаружено, что такая группа электронов действительно присутствует в магнитной конфигурации Л-2М, и зависимости времени задержки пробоя, наблюдаемые в экспериментах, хорошо объясняются в рамках разработанной теоретической основы [246].

### 6.2.2. Динамика электронов в микроволновом поле

Известно, что в отсутствие столкновений или других случайных событий, которые могут вызвать скачок фазы колебаний электрона относительно волны, кинетическая энергия электрона просто колеблется вокруг своей средней величины. Каждое столкновение электрона с массивной нейтральной частицей (мы предполагаем, что другие столкновения очень редки) приводит к изменению средней энергии электрона, которая представляет собой разность между энергией колебаний, взятой из волны, и энергией, переданной нейтральной частице. Без внешнего магнитного поля уравнение для средней эволюции энергии электронов в некотором объеме имеет вид

$$\frac{dW}{dt} = 2\nu_{en} \left( W_{\omega} - \frac{m_e}{M} W \right), \quad (70)$$

где  $W_{\omega} = e^2 \overline{E^2} / (4m_e \omega^2)$  представляет собой среднюю (полуамплитудную) энергию колебаний электрона,  $\overline{E^2}$  представляет собой квадрат амплитуды волнового электрического поля, усредненный по объему,  $\omega$  и  $\nu_{en}$  представляют собой частоты микроволновых и электронно-нейтральных столкновений,  $m_e$  и  $M$  - соответственно массы электронов и нейтральных частиц. Значение  $W_{\omega}$  будет таким, как указано выше, если условие  $\omega \gg \nu_{en}$  выполняется, в противном случае его следует умножить на  $(1 + \nu_{en}^2 / \omega^2)^{-1}$ . Кроме того, в (68) учитываются только упругие столкновения. Дополнительные потери из-за неупругих столкновений могут быть описаны путем изменения  $m_e/M$  на больший коэффициент (например,  $\sim 2 \times 10^{-3}$  для нейтрального водорода  $H_2$ ).

Здесь уместно оценить типичное значение  $W_{\omega}$  во время пробоя в Л-2М. Вакуумная камера Л-2М представляет собой тор из нержавеющей стали с внутренним большим радиусом  $R_{min} = 85$

см и внешним большим радиусом  $R_{\max} = 120$  см (в средней плоскости). Для микроволн с частотой 75 ГГц это слишком большой волновод, поскольку  $R_{\max} - R_{\min} \gg 2\pi c/\omega$ , где  $c$  - скорость света в вакууме. Таким образом, можно ожидать более или менее равномерного распределения интенсивности рассеянного излучения внутри камеры (по крайней мере, в большей части его внутренней стороны). Уравнение баланса мощности для рассеянного излучения может быть записано в следующем виде:

$$P = h_1 \frac{c\overline{E^2}}{8\pi} S_{\text{port}} + h_2 \frac{c\overline{E^2}}{16\pi} \left( \frac{\omega}{2\pi\sigma} \right)^{1/2} S_{\text{wall}}. \quad (71)$$

Здесь  $P$  - вводимая микроволновая мощность,  $S_{\text{port}}$  - площадь, через которую излучение может выходить из камеры,  $S_{\text{wall}}$  - общая площадь стенок камеры, контактирующих с излучением ( $S_{\text{wall}} \approx 6.9 \times 10^4 \text{ см}^2$ ,  $S_{\text{port}} \approx 1.5 \times 10^3 \text{ см}^2$  в случае Л-2М),  $\sigma$  - проводимость камеры ( $\sigma \approx 1.3 \times 10^4 \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$ ). Члены правой части в (71) представляют собой средние значения выходящей микроволновой мощности и рассеиваемой мощности в стенке соответственно.

Если и волновой вектор, и вектор поляризации не имеют предпочтительных направлений внутри камеры, можно предположить, что  $h_1 \approx 1/\sqrt{3}$  и  $h_2 \approx 2/3$ . Но в случае Л-2М наиболее правдоподобное предположение состоит в том, что волновой вектор равномерно распределен по поперечным направлениям камеры, в то время как его продольная составляющая относительно мала, так что  $h_1 \approx 1/\sqrt{2}$  и  $h_2 \approx 3/4$ . Для  $P = 200 \text{ кВт}$  из уравнения (71) можно получить оценку  $(\overline{E^2})^{1/2} \approx 360 \text{ В*см}^{-1}$  (в 7 раз ниже, чем на оси микроволнового луча) и, следовательно,  $W_\omega \approx 2.6 \times 10^{-4} \text{ эВ}$ . Из уравнения (70) видно, что электроны с таким низким значением  $W_\omega$  не достигли бы энергий выше  $\sim 0.5$  эВ, если бы эффекты ЭЦР отсутствовали.

Под совместным действием микроволнового излучения и внешнего магнитного поля быстро вращающийся электрон претерпевает сложные негармонические колебания. При определенных соотношениях между  $\omega$  и электронной циклотронной частотой  $\omega_{ce}$ , особенно когда  $\omega$  близко к значениям, кратным  $\omega_{ce}$ , колебание энергии электронов выглядит как высокочастотная вибрация, наложенная с квазипериодическими отклонениями на частоте много меньше  $\omega$  и со значительной амплитудой. В этих случаях значение  $W_\omega$  в уравнении (68) должно быть заменено соответствующим более высоким значением. Рассмотрим подробно медленную часть электронной динамики, присущую 2-й гармонике ЭЦР, то есть в частотном диапазоне  $|\omega - 2\omega_{ce}| \ll \omega_{ce}$ . Для скорости электрона  $v$ , усредненной по шкале времени  $\sim \omega_{ce}^{-1}$ , в

предположении  $v \ll \min(c, \omega/k)$ , полный набор уравнений может быть представлен следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dv_{\perp}^2}{dt} &= \Omega v_{\perp}^2 \cos \Psi, \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{\Omega}{2c} \frac{k_z}{k} v_{\perp}^2 \cos \Psi - \frac{v_{\perp}^2}{2(1+\Delta)} \frac{\partial \Delta}{\partial z}, \\ \frac{dz}{dt} &= v_z, \\ \frac{d\Psi}{dt} &= \omega \Delta + k_z v_z - \frac{\omega v^2}{2c^2} - \Omega \sin \Psi. \end{aligned} \quad (72)$$

Здесь  $z$  - координата вдоль внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ , индексы ' $z$ ' и ' $\perp$ ' обозначают продольную и перпендикулярную компоненты вектора относительно  $\mathbf{B}$ . Далее  $\Psi$  является фазовым сдвигом взаимодействия ЭЦР,  $\Omega = eE_{\perp}k_{\perp}/(m_eck)$ ,  $E_{\perp} = |E_x - iE_y|$  является модулем правой эллиптически поляризованной компоненты волнового электрического поля,  $\Delta(z) = B(z)/B_{\text{res}} - 1$ ,  $B_{\text{res}}$  является значением  $B$ , при котором нерелятивистское значение  $2\omega_{ce}$  равно  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  является волновым вектором. Выше также было предложено условие  $|E_z v_z| \ll E_{\perp} \omega / k_{\perp}$ . Уравнения (70) вытекают из соответствующих уравнений для однородного окружающего магнитного поля (см., например, [284]), но здесь добавляется член, учитывающий медленную неоднородность  $B$  таким образом, что магнитный момент ларморовской орбиты сохраняется.

Итак, уравнения (72) также описывают эффект магнитного захвата. В начале пробоя  $k = \omega/c$ . В Л-2М микроволновый луч вводится перпендикулярно магнитной оси, следовательно, ненулевые значения  $k_z$  можно отнести главным образом к дифракционной расходимости луча, который коллимируется с радиусом 2.75 см на входном отверстии, и к микроволновым отражениям от внутренней выпуклой стенки вакуумной камеры. Приближение геометрической оптики дает оценку  $|\bar{k}_z| \sim 0.05k$ . Рассеянное излучение обычно деполяризовано, следовательно,  $E_{\perp}^2 \sim 2\bar{E}^2/3$  и так  $\Omega/\omega \approx 3.6 \times 10^{-5}$  для  $P = 200$  кВт. Для плотности нейтралов  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> средний свободный пробег электрона намного меньше окружности магнитной оси. Таким образом, мы можем использовать кусочно-точечную аппроксимацию,  $\Delta(z) = \delta + \varepsilon \sin(z/L)$  где  $\delta$  и  $\varepsilon$  - локально подобранные малые параметры и  $L \approx 7.1$  см.

Для оценки параметров пробоя необходим качественный анализ системы уравнений (72). Как из них видно,  $v_z$  изменяется гораздо медленнее, чем  $v_{\perp}$ , по крайней мере, до значений энергии в несколько десятков эВ. Следовательно, изменение во времени  $v_z$  можно

рассматривать просто как изменение параметра, и вторым уравнением (72) можно пренебречь при проведении оценок. В течение тех интервалов, когда  $\Psi$  почти постоянна, перпендикулярная энергия экспоненциально изменяется во времени, в то время как при больших значениях  $|\dot{\Psi}|$  энергия колеблется с амплитудой, намного меньшей, чем средняя по времени величина (точка означает производную по времени). Таким образом, больше внимания следует уделять условиям стационарно-фазовой динамики электронов.

Целесообразно разделить все возможные типы динамики электронов на четыре группы в зависимости от временных масштабов блокировки  $\Psi$ . Пусть 1-я группа состоит из электронов, для которых сумма двух крайних левых членов из правой части 4-м уравнении (72) меньше, чем крайний правый. Сам последний член может производить только медленные изменения  $\Psi$ , когда  $\cos \Psi \sim 1$ , поэтому электроны этой группы могут достигать высоких энергий, грубо оцененных как  $W_{(1)} \sim \pi m_e c^2 \Omega / \omega$  при условии, что в основном релятивистский сдвиг гирочастоты (3-й член) нарушает стационарность  $\Psi$ . Средняя по времени энергия этих электронов квазипериодически изменяется между начальной энергией  $W_{\perp 0}$  и  $W_{(1)}$  с частотой  $\nu_{(1)} \sim \Omega / 2 \ln(W_{(1)} / W_{\perp 0})$ , которая всего в несколько раз больше, чем  $\nu_{\text{en}}$ . Это так называемый нелинейный режим электронной динамики, обеспечивающий наиболее быстрое увеличение средней энергии.

Однако для большинства электронов внутри камеры сумма двух крайних левых членов в 4-м уравнении (72) существенно преобладает над остальными условиями. Для этих электронов изменение  $\Psi$  во времени представляет собой линейную функцию с наложением синусоиды. Таким образом, среди них можно выделить еще три группы электронов. Пусть электроны, для которых условие  $\dot{\Psi} = 0$  никогда не выполняется, будут отнесены ко 2-й группе; если это условие выполняется дважды на расстоянии  $2\pi L$ , они будут отнесены к 3-й группе. Пограничная область между этими двумя группами обозначим как 4-ю группу. В последнем случае  $\Psi$  и  $\dot{\Psi}$  периодически исчезают одновременно, тем самым увеличивая продолжительность ЭЦР-взаимодействия.

В [246] представлены результаты численного интегрирования уравнений (72), показывающие типичное поведение  $\Psi$  и перпендикулярной энергии для четырех групп электронов. Легко видеть, что шкалы энергетических отклонений различаются почти на порядок, увеличиваясь с увеличением числа индексов среди последних трех групп.

Мы выписываем здесь соответствующие выражения для этих групп, которые будут полезны в дальнейшем при изучении роли каждой группы в интерпретации закономерностей пробоя в Л-2М. Пусть электроны начнут колебаться с перпендикулярной энергией  $W_{\perp 0}$ , тогда амплитудные величины можно оценить следующим образом:

$$W_{(2)} \approx W_{\perp 0} \frac{\Omega}{\omega} \left( \delta_t^2 - \varepsilon^2 \right)^{-1/2}, \quad (73)$$

$$W_{(3)} \approx W_{\perp 0} \Omega \left( \nu_{(3)} \omega \right)^{-1/2} \left( \varepsilon^2 - \delta_t^2 \right)^{-1/4},$$

$$W_{(4)} \approx W_{\perp 0} \exp \left[ 0.825 \Omega \left( \varepsilon \nu_{(4)}^2 \omega \right)^{-1/3} \right].$$

Здесь  $\nu_{(3)} = 2\nu_{(4)} = |v_z|/(\pi L)$  и  $W_{(4)}$  скорее не амплитуда, а максимальная энергия, достижимая "за один прыжок", которая обычно в несколько раз больше  $W_{\perp 0}$ . В пределе  $\delta_t^2 \rightarrow \varepsilon^2$  вводится условие ограничения  $W_{(2)}, W_{(3)} < W_{(4)}$ . Аналогично, в пределе  $v_z \rightarrow 0$  условие  $W_{(3)}, W_{(4)} < W_{(1)}$  не должно быть нарушено.

Анализ уравнений (73) дает следующее. Для 1-й группы средняя энергия  $\Delta W$ , получаемая электроном от волны при каждом столкновении, составляет приблизительно  $W_{(1)}/2$ . Для других групп необходимо выделить составляющую колебаний энергии, которая не является знакопеременной. Так, для 2-й и 3-й групп  $\Delta W = m_e \tilde{v}_{\perp}^2/2$ . Для 4-й группы

$$\Delta W = (1/2) \left[ \left( W_{\perp \max}^{1/2} - W_{\perp 0}^{1/2} \right)^2 + \left( W_{\perp 0}^{1/2} - W_{\perp \min}^{1/2} \right)^2 \right].$$

Для  $\Delta W$  разумно применить формулу

$$\Delta W \approx 2\chi(\chi - 1)W_{\perp 0}, \quad \chi = \cosh[0.41\Omega(\varepsilon \nu_{(4)}^2 \omega)^{-1/3}] \quad (74)$$

Поскольку для продольных энергий электронов в несколько эВ (то есть для большинства электронов последних трех групп во время пробоя) в Л-2М соотношение  $\nu_{(4)} \sim v_{en}$  справедливо, выражение (73) можно рассматривать как амплитуду увеличения энергии за период между столкновениями. Для более медленных электронов следует применять коэффициент  $(1 + v_{en}^2/\nu_{(4)}^2)^{-1}$ . Если провалы и пики интерференции волнового поля распределены с почти одинаковой плотностью, что является справедливым предположением для волноводов большого размера, можно ожидать  $\chi \sim 0.1$ .

### 6.2.3. Экспериментальное наблюдение различных сценариев пробоя

Экспериментальные результаты по эффективности пробоя были получены при различных мощностях микроволнового нагрева. Анализировались режимы ЭЦР-нагрева гиротронным комплексом МИГ-2 с одним и двумя гиротронами. В экспериментах с ЭЦР-нагревом обычно (хотя не всегда) у одного из фланцев стелларатора включается ультрафиолетовая ртутная лампа с энергиями фотонов 3.4 эВ и 4.9 эВ, соответствующими максимальной мощности излучения и в четыре раза меньшей излучательной способности. Следовательно, само ультрафиолетовое излучение не может ионизировать ни водород, ни гелий, которые используются в экспериментах, но может удалять электроны с поверхности камеры. Таким образом, эти электроны добавляются к популяции "затравочных" электронов. Разряды в Л-2М обычно начинаются в соответствии со следующим сценарием. От  $t_0 = 0$  до  $t_1 = 8$  мс камера заполняется нейтральным газом до плотности  $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Токи в спиральных обмотках инициируются в  $t_3 = 10$  мс, а затем увеличиваются со временем до  $t_5 = 55$  мс, примерно как  $\sin(\pi(t-t_3)/2(t_5-t_3))$ . Возрастающее магнитное поле приводит к пропорциональному увеличению перпендикулярной энергии "затравочных" электронов, но спустя промежуток времени в несколько сотен  $v_{\text{en}}^{-1}$  ( $\sim 0.5$  мс) это увеличение сводится на нет увеличенными потерями энергии при столкновении. Хотя энергия, получаемая таким образом "затравочными" электронами, может превышать порог ионизации, вновь рожденные свободные электроны получают гораздо меньшие приращения энергии за период между столкновениями и не могут поддерживать начало лавины. Гиротроны с частотой 75 ГГц включаются обычно через  $t_4 = 48$  мс.

В работе [246] показано, что дно магнитных ям в Л-2М расположено на довольно большом расстоянии от инжектируемого микроволнового луча. Область вблизи магнитной оси, которая подвергается воздействию луча, является практически единственным местом в камере, где  $k_z = 0$ . Но поскольку электроны не находятся глубоко в яме в этой области, они не могут оставаться здесь надолго. Следовательно, даже облученные пучком электроны в Л-2М не являются исключительными в отношении случайных скачков  $\delta_t$ , заявленных выше. Для простоты можно предположить, что во время пробоя электроны распределяются почти равномерно по значениям  $\delta_t$  ниже, чем  $\sim |\delta| + 0.05 \left(3W_i/m_e c^2\right)^{1/2}$  и экспоненциально исчезают при более высоких значениях. Таким образом, относительная заселенность  $\eta_{(i)}$  каждой группы электронов при заданном  $\varepsilon$  может быть оценена как относительный промежуток  $\delta_t$ ,

соответствующий этой группе. В дальнейшем оценка  $\eta_{(4)} \approx 2(\Omega/\omega)(|\delta| + 4.5 \times 10^{-4})^{-1}$  будет полезна.

Далее необходимо подробно рассмотреть, какие электроны могут преодолеть барьер столкновительных потерь и достичь энергий, превышающих  $W_i$ . Для определенности рассмотрим в качестве рабочего нейтрального газа молекулярный водород  $H_2$ . В данном случае при энергиях до нескольких эВ те электроны, которые удовлетворяют условию  $\langle W_{(.)} \rangle / 2 > 2 \times 10^{-3} W$ , получают больше энергии от микроволнового излучения, чем теряют из-за неупругих столкновений. Но при энергиях, близких к порогу ионизации  $W_i \approx 13.6 \text{ эВ}$ , существует ряд более сложных процессов возбуждения электронов  $H_2$ , наиболее часто встречающимся из которых является  $e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2(b^3\Sigma_u^+)$ . Его поперечное сечение составляет около 10% от общего поперечного сечения столкновения, а пороговая энергия равна 8.5 эВ. Таким образом, для электронов этой энергии только отклонения энергии, достигающие  $\langle W_{(.)} \rangle / 2 > 0.85 \text{ эВ}$ , могут считаться эффективными для начала лавины, что дает приблизительное условие  $\langle W_{(.)} \rangle / W_{\perp 0} > 0.25$ . Электроны 1-й группы, очевидно, удовлетворяют этому условию; электроны 2-й и 3-й групп не могут соответствовать ему, за исключением, возможно, очень низких значений  $\varepsilon$ . Электроны 1-й группы сосредоточены при  $\varepsilon < \Omega/\omega$ , то есть в пределах  $\sim 0.18$  см вокруг магнитной оси. Следовательно, если  $\delta = 0$  на магнитной оси, то электроны 1-й группы - это те, которые ответственны за начало лавины здесь. Но на больших расстояниях от магнитной оси включение 1-й группы составляет лишь около  $\pi^{-1} \varepsilon^{-1/2} (\Omega/\omega)^{3/2}$  популяции 4-й группы (из-за ограничения  $|\Delta| < \Omega/\omega$ ), и это намного меньше, чем  $W_{(4)}/W_{(1)}$ . Вот почему предполагается, что электроны 4-й группы играют основную роль в наибольшем объеме Л-2М во время пробоя. Для 4-й группы энергетические отклонения достаточно высоки, если выполняется следующее условие:

$$\nu_{(4)} < 0.86 \left( \frac{\Omega^3}{\varepsilon \omega} \right)^{1/2}. \quad (75)$$

Для величины  $\Omega$ , используемой в предыдущем разделе, условие (75) означает, что продольная энергия таких электронов должна быть меньше  $4.3 \times 10^{-3} \varepsilon^{-1} \text{ эВ}$ . Следовательно, начиная со среднего радиуса вакуумной магнитной поверхности  $r_0 \approx 0.44 \text{ см}$ , эффективная заселенность 4-й группы уменьшается примерно как  $r_0/r$ . В Л-2М электроны 4-й группы существуют только вдоль небольшого многообразия силовых линий, где  $\varepsilon \approx |\delta|$ , которое

образует в полоидальном сечении один или два неправильных овальных контура, расположенных между магнитной осью и внутренней или внешней периферией, размером до  $\sim 10$  см в поперечнике. Если  $B_0$  отличается от  $B_{\text{res}}$  более чем на 5%, эти контуры удаляются от магнитной оси более чем на  $r_0$ , и поэтому общее количество эффективных электронов 4-й группы резко падает. Именно этот эффект, вероятно, объясняет наблюдаемую зависимость времени задержки пробоя от  $B_0$  в  $\Lambda$ -2М.

Здесь следует отметить, что популяция 1-й группы вблизи магнитной оси начинает истощаться, начиная с гораздо меньшего расхождения между  $B_0$  и  $B_{\text{res}}$  на  $\sim 0.05\%$ . Можно оценить период  $\tau$  типичного цикла размножения электронов, в течение которого энергия электронов должна увеличиваться, скажем, от  $W_i/4$  до  $3W_i/2$  (при энергиях ниже этого значения вероятность ионизации очень мала), подразумевая, что энергия, оставшаяся после удвоения числа электронов, распределяется поровну между обоими электронами. Это можно сделать, интегрируя уравнение, аналогичное уравнению (70).

$$\frac{dW}{dt} = \nu_{\text{en}} (QW - 2W_{\text{loss}}) , \quad (76)$$

где  $Q = \langle W_{(4)} \rangle / W_{\perp 0}$  считается параметром. Уместно предположить, что  $\nu_{\text{en}} \propto W^{1/2}$  в диапазоне  $W_i/4 \leq W \leq W_i/2$  и  $\nu_{\text{en}} = \text{const} = \bar{\nu}_{\text{en}}$  в диапазоне  $W_i/2 \leq W \leq 3W_i/2$ , где  $\bar{\nu}_{\text{en}}/n \approx 1.6 \times 10^{-7} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$ ,

и что  $W_{\text{loss}} = 2 \times 10^{-3} W$  и  $W_{\text{loss}} = 0.85 \text{ эВ}$  в этих диапазонах соответственно. Для  $Q > 0.25$  можно получить

$$\tau \approx \bar{\nu}_{\text{en}}^{-1} \max \left\{ 1, Q^{-1} \left[ 0.83 + \ln \left( \frac{3Q - 0.25}{Q - 0.25} \right) \right] \right\} , \quad (77)$$

где наименьшее значение  $\tau \approx \bar{\nu}_{\text{en}}^{-1}$  достигается при  $Q > 2$ . Это выражение дает верхнюю оценку для среднего периода воспроизведения, то есть, если ионизация происходит при любых  $W_f > 3W_i/2$ , время, необходимое для увеличения энергии от  $(W_f - W_i)/2$  до  $W_f$ , не превышает.

Значение  $(\bar{\nu}_{\text{en}} \tau)^{-1}$  усредненной по продольной энергии дает оценку относительного числа тех электронов 4-й группы, которые дублируются в течение периода  $\bar{\nu}_{\text{en}}^{-1}$ :

$$\kappa \approx \min \left\{ 1, 1.5 \frac{m_e L^2 \Omega^3}{\varepsilon \omega W_i} \right\} , \quad (78)$$

где  $\varepsilon \geq \Omega/\omega$ . Для величины  $\Omega$ , используемой выше,  $\kappa_{\max} \approx 0.93$ . Если концентрация молекул, возбужденных до различных электронных состояний, относительно мала, вдоль линий магнитного поля, обладающих  $\varepsilon \approx |\delta|$ , электронная плотность растет как

$$n_e(t) = n_{e0} (1 + \kappa \eta_{(4)})^{\bar{V}_{\text{en}} t}, \quad (79)$$

где  $n_{e0}$  - плотность 'затравочных' электронов. Пусть  $n_e(t_K)/n_{e0} = 10^K$ , тогда  $t_K \approx 2.3K(\bar{V}_{\text{en}} \kappa \eta_{(4)})^{-1}$ , и, следовательно, минимум этого значения (при  $\varepsilon = \Omega/\omega$ ), взятого с  $K \sim 10$ , можно считать временем задержки пробоя вблизи магнитной оси. Эта оценка не учитывает возможную помощь со стороны электронов 1-й группы, которые не могут существенно уменьшить время задержки, если  $\kappa_{\max}$  близко к единице, в то время как население вблизи магнитной оси, скорее всего, истощается из-за изменения  $B_0$  во время пробоя.

Скорость пробоя во внешних областях в основном зависит от того, насколько быстро нейтралы с электронными возбуждениями, которые массово генерируются вблизи оси, распространяются по объему. Они ионизируются, сталкиваясь с теми электронами всех групп, энергия которых не меньше  $\sim W_i/2$  и заселенность которых высока независимо от  $\varepsilon$ . Как только относительная концентрация возбужденных нейтралов возрастает до  $\sim 1\%$ , ионизация занимает меньше времени, чем требуется для прохождения нейтрала со средней энергией  $m_e W_i / M$  через камеру. Следовательно, можно предложить следующую оценку времени задержки пробоя для  $H_2$ :

$$t_d(r) \approx 5.2 \times 10^{-3} \omega (\bar{V}_{\text{en}} \kappa_{\max} \Omega)^{-1} + r M (m_e W_i)^{-1/2} \quad (80)$$

Таким образом, дополнительное время задержки на периферии не зависит от параметров разряда и составляет  $t_d \approx P^{-1/2} n^{-1} \sim 0.26$  мс.

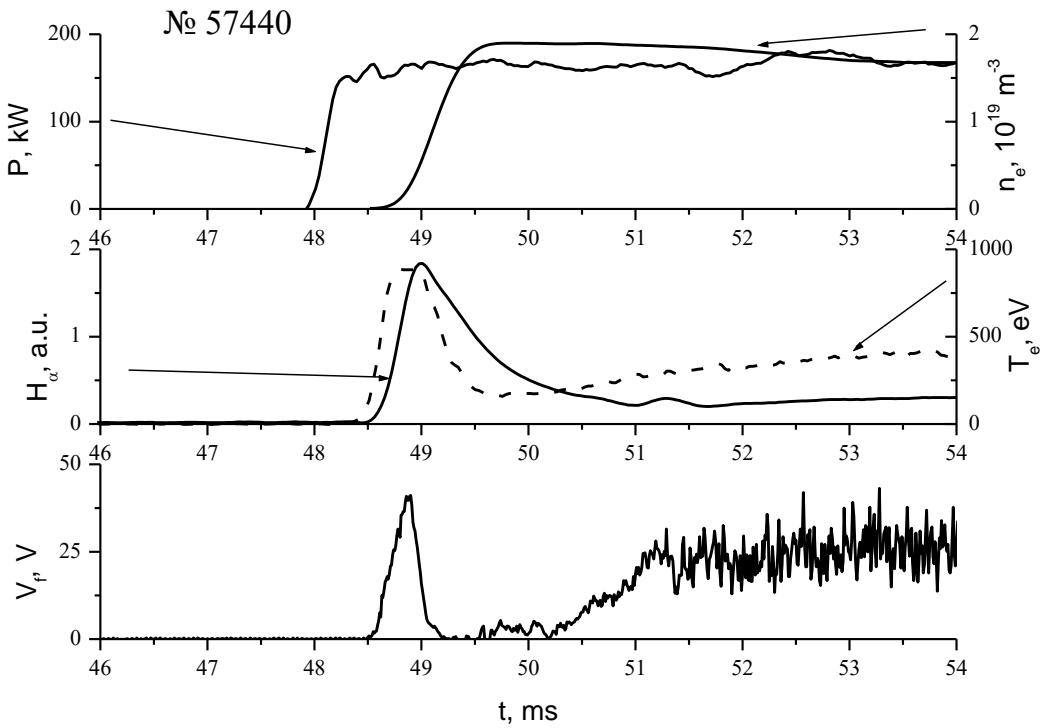


Рис. 83. Временная эволюция параметров плазмы на начальной стадии разряда: мощность ЭЦР-нагрева  $P$ , средняя по центральной хорде электронная плотность  $n_e$  сигнал излучения  $H_\alpha$ , радиационная температура  $T_e$ , определенная по ЭЦИ-сигналу на 74 ГГц и плавающий потенциал  $V_f$  с Ленгмюровского зонда на 0.6 см внутри сепараторы; разряд в водороде.

Для экспериментального изучения условий пробоя использовался следующий набор диагностик: детектор фотонной эмиссии  $H_\alpha$ , регистрация электронного циклотронного излучения (ЭЦИ) для измерения электронной температуры и зонд Ленгмюра для измерения плавающего потенциала  $V_f$ . Здесь использовался зонд “ver”, вдвигающийся по нормали в краевую плазму в нижней части системы. Временная эволюция параметров выбранного нами разряда представлена на рис. 83. В данном случае разряд инициировался при включенной ультрафиолетовой ртутной лампе.

Следует отметить, что сигнал ЭЦИ на частоте 74 ГГц соответствует области, расположенной вблизи вакуумной магнитной оси. Во время начальной фазы разряда плазма не является максвелловской, что вызывает резкий скачок радиационной температуры. Однако на стационарной фазе разряда с достаточно высокой плотностью плазмы этот сигнал хорошо воспроизводит электронную температуру. На начальной стадии разряда плавающий потенциал, как и другие сигналы, имеет резкий скачок. Это показывает, что на начальном этапе электронная и ионная популяции не полностью компенсируют друг друга.

Рассмотрим теоретическую оценку времени пробоя (80). Очевидно, можно ожидать, что соответствие между этой оценкой и экспериментальным значением будет точным только в 2-3 раза из-за ряда упрощающих допущений, принятых до сих пор. В условиях эксперимента также всегда существуют некоторые неопределенности. Например, при одном и том же анодном напряжении выходная мощность гиротрона изменяется в пределах 5-7%. Плотность "затравочных" электронов - еще одна трудно предсказуемая величина. Экспериментальные времена задержки представлены на рис. 84. Эти результаты подтверждают гипотезу о том, что электрон-нейтральные столкновения играют значительную роль в пробое. Из рис. 83 также видно, что изменение времени пробоя при данных экспериментальных условиях имеет умеренную величину. Сравнивая время, необходимое для достижения 1% максимальной электронной плотности, с оценкой (80), можно убедиться, что последняя предсказывает почти в 2 раза меньшие значения. Мы рассматриваем это как довольно хорошее согласие.

Также было определено время задержки пробоя для магнитных поверхностей, расположенных ближе к сепаратору. На рис. 85а представлена схема, на которой были выполнены измерения. Как видно из рис. 85б, время задержки пробоя для внешних магнитных поверхностей почти в два раза больше, чем для центральной хорды. Это наблюдение также согласуется с оценкой (80). Благоприятное влияние ультрафиолетовой ртутной лампы на пробой показано на рис. 86. Видимо, главным преимуществом УФ-излучения является высокая выработка "затравочных" электронов на стадии предварительного разряда. Без излучения ультрафиолетовой лампы время задержки пробоя почти в два раза больше.

В работе не проводился детальный анализ процессов в газах, отличных от водорода. Как было показано выше, такой анализ должен включать рассмотрение соответствующих неупругих потерь при столкновении. Но в первом приближении именно значение этого параметра в основном влияет на время задержки. Результаты, представленные на рис. 87, согласуются с этим приблизительным предположением, поскольку для гелия  $\bar{V}_{\text{en}}/n \approx 7 \times 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ .

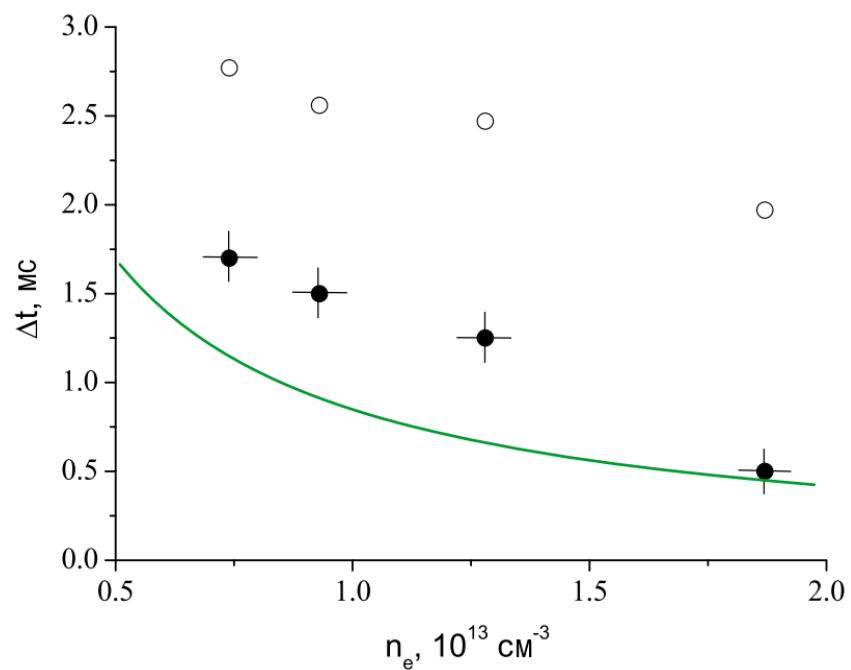


Рис. 84. Усредненное время достижения максимальной плотности  $n_e$  (белые кружки) и 1% от максимальной  $n_e$  (черные кружки), в зависимости от максимальной  $n_e$ . Рабочий газ - водород,  $P = 250$  кВт. Зеленая кривая – расчетные значения времени достижения.

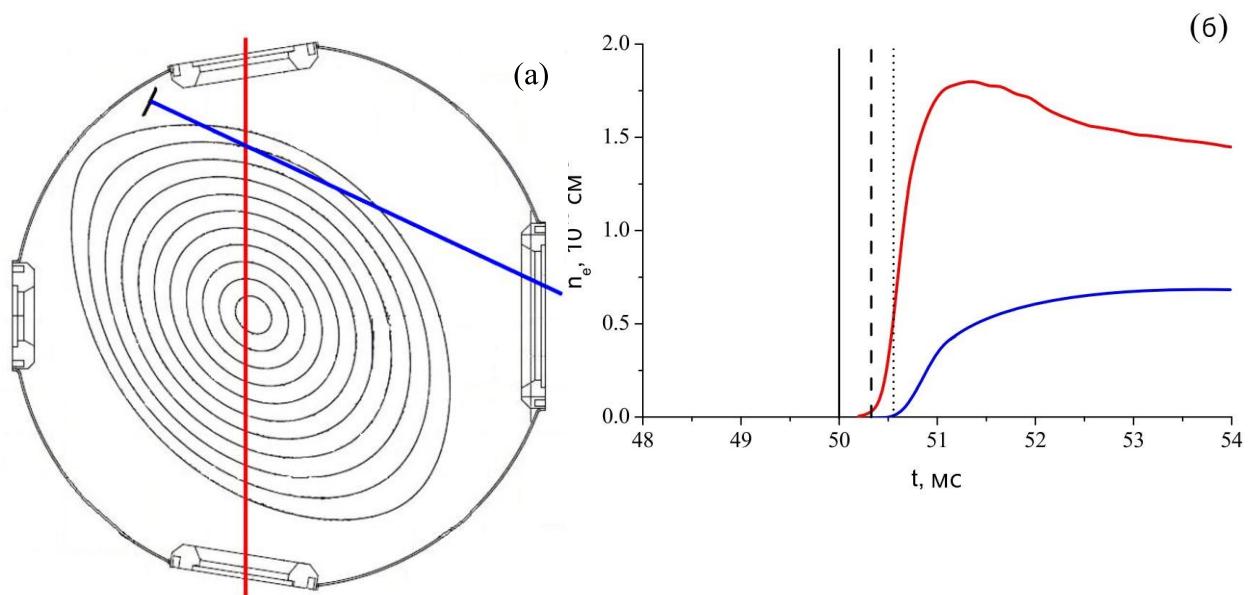


Рис. 85. а) вакуумная камера, магнитные поверхности в диагностическом поперечном сечении и использовавшиеся в эксперименте хорды 2х-мм СВЧ-интерферометров – центральная (красная линия) и периферийная (синяя линия). б) изменение электронной плотности, усредненное по центральной хорде (красный) и по периферийной хорде (синий). Рабочий газ - водород,  $P = 400$  кВт. Вертикальная сплошная линия указывает на включение гиротрона, пунктирная линия сдвинута на  $t_d(0)$ , точечная линия сдвинута на  $t_d(\rho_s)$ .

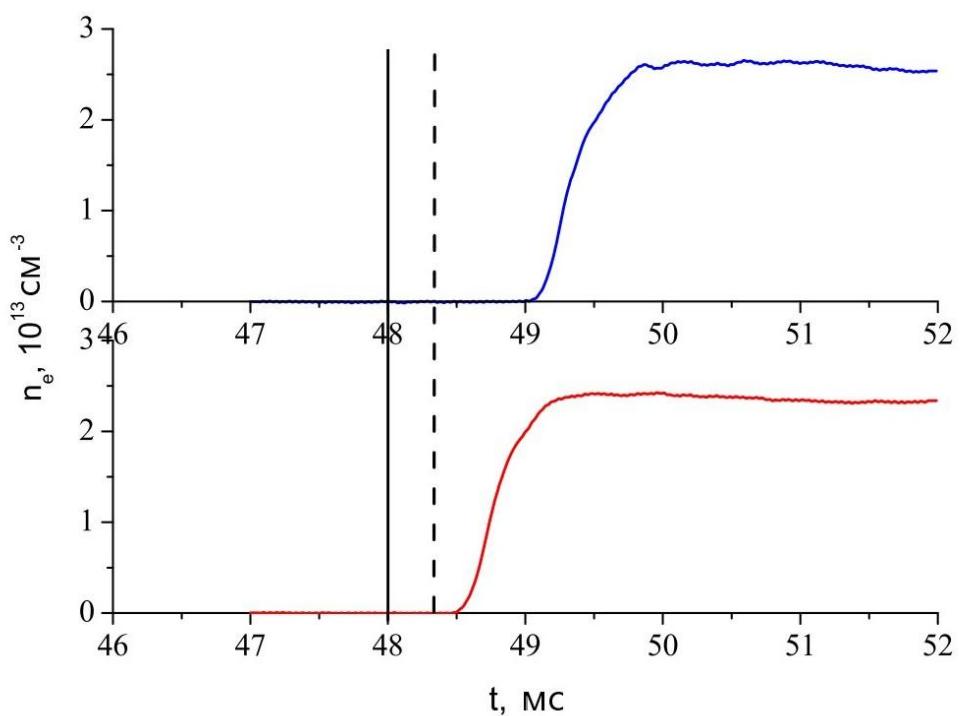


Рис. 86. Эволюция средней по центральной хорде  $n_e$  в импульсах с излучением УФ-лампы (красная линия) и без (синяя линия). Рабочий газ - водород,  $P = 500$  кВт. Вертикальная сплошная линия отмечает момент включения гиротрона, пунктирная линия смещена на  $t_d$  (0).

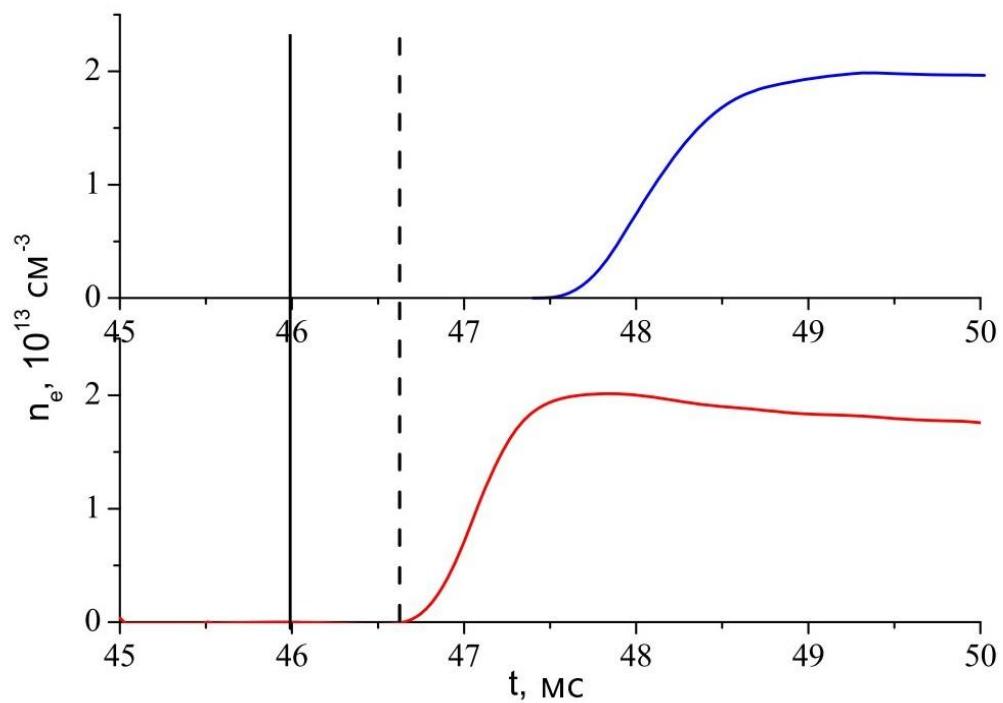


Рис. 87. Эволюция средней по центральной хорде  $n_e$ . Рабочий газ - водород (красная линия) и гелий (синяя линия),  $P = 200$  кВт. Вертикальная сплошная линия отмечает момент включения гиротрона, пунктирная линия смещена на  $t_d$  (0).

### **6.3. Начальная стадия разряда и стабилизация плазмы.**

В качестве следующего этапа исследований рассматривались процессы накопления и диссипации энергии в плазме, приводящие к сравнительно быстрому выходу плазменного разряда на стационарную стадию. Начальная стадия разряда, инициированная СВЧ импульсом в режиме ЭЦР-нагрева плазмы, характеризуется сначала быстрым нарастанием энергии плазмы в течение 1 мс от начала СВЧ нагрева, а затем быстрым (100-200 мкс) увеличением энергетических потерь плазмы, регистрируемых по диамагнитному сигналу. Эти процессы приводят к окончанию роста запасенной энергии в удерживаемой плазме.

#### **6.3.1. Влияние стохастизации присепаратрисного слоя**

Построить самосогласованную теорию перехода плазмы на стационарную стадию разряда (по энергии и другим базовым параметрам плазмы) при фиксированной мощности нагрева в стеллараторах пока не удается. В то же время внимательное экспериментальное изучение особенностей процессов в плазме, удерживаемой в стеллараторе, может помочь выделить характерную черту этого перехода. Любой из разрядов в тороидальной камере магнитной ловушки начинается с пробоя нейтрального газа в электрическом поле, возбуждаемом в тороидальной камере с помощью изменения во времени индукционного магнитного поля или в результате введения мощного СВЧ излучения в вакуумную камеру (раздел 6.2).

Следует отметить, что многие особенности переходного процесса вполне укладываются в принципы классической термодинамики. В качестве базового параметра удобно использовать усредненное значение экспериментально измеренной электронной плотности плазмы  $n_e$ , в нашем случае за него принимаем среднее по центральной хорде значение. При неизменной средней плотности выход на стационарную стадию тем быстрее, чем выше мощность нагрева, а при неизменной мощности нагрева процесс становится медленнее при увеличении средней плотности плазмы. Также обнаружено, что изучаемый процесс выхода на стационарную стадию связан с изменениями свойств приграничной плазмы.

Нужно отметить, что на стационарной стадии разряда наблюдаются схожие (с малой длительностью  $\sim 200$  мкс) переходные процессы (БТП), подробно описанные выше (раздел 5.1). Регистрация подобных процессов осуществляется с помощью диамагнитной диагностики.

Напомним, что вакуумный угол вращательного преобразования магнитных силовых линий  $\mu$  принимает значения от  $\mu(x=0) = 0.18$  до  $\mu(x=1) = 0.78$ . Следует отметить, что предельное значение  $\mu(1) = 0.78$  было получено экспериментально, в результате измерения вакуумных магнитных поверхностей. Если же теоретически рассчитывать вакуумные магнитные поверхности при идеально изготовленной винтовой обмотке, то предельное

значение угла вращательного преобразования на сепаратрисе было бы приблизительно равно 1.15. Хорошо известно, что в интересных для практики случаях из-за эффектов тороидальности и влияния различных возмущений винтовая симметрия в стеллараторе нарушается, что в свою очередь приводит к стохастизации (расщеплению) сепаратрисы. Впервые этот эффект рассмотрен в работе [31]. При этом внутренняя ветвь сепаратрисы ограничивает область поверхностей, замкнутых вокруг магнитной оси, а внешняя - область магнитных поверхностей, замкнутых вокруг проводников с током.

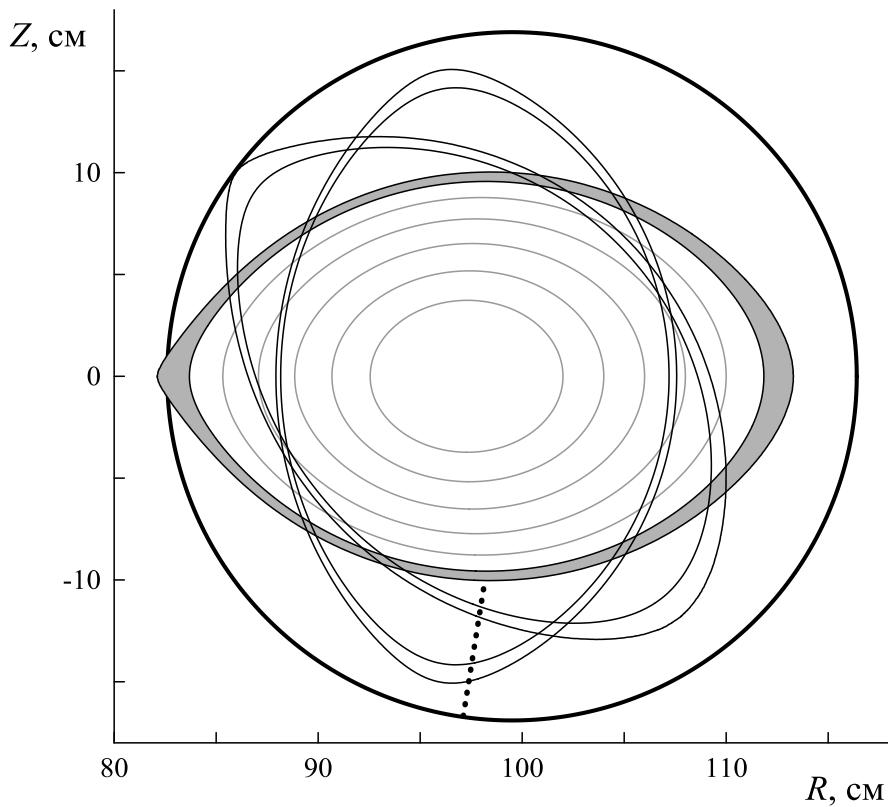


Рис. 88. Положение расчетной магнитной сепаратрисы и стохастического слоя в трех различных сечениях плазменного шнуря (стандартном или диагональном, вертикальном и горизонтальном). Точечной линией указана область ввода ленгмюровского зонда (в стандартном сечении).

Между этими ветвями лежит подсемейство магнитных поверхностей, охватывающих как винтовые токи, так и магнитную ось, и создающих тем самым естественный диверторный слой. В [285] было показано, что если рассматривается идеальная магнитная конфигурация, то толщина слоя, отделяющего замкнутые магнитные поверхности от поверхностей, замыкающихся вокруг винтовых проводников, весьма мала (порядка 1 мм). Таким образом, для оценки стохастического слоя с учетом ошибок в изготовлении магнитной конфигурации можно в качестве границ этого слоя выбрать экспериментально измеренную границу плазмы и идеальную магнитную сепаратрису (см. рис. 88). Как видно из рисунка, средние радиусы

поперечных сечений этих поверхностей различаются на величину около 5 мм. Экспериментально различить структуру этого слоя не удается; теоретически, это набор магнитных островков, окруженных переходными силовыми линиями.

### **6.3.2. Особенности выхода плазмы на стационарное состояние при различных условиях разряда**

В ранее проводившихся экспериментах обнаружено, что при спонтанных переходных процессах, приводящих к скачкообразному росту плотности и энергии [249], в плазме стелларатора Л-2М важную роль играет поведение приграничной плазмы, располагающейся в области шириной  $\sim 1$  см внутрь от сепараторы.

Излучение вводилось в вакуумную камеру стелларатора в экваториальной плоскости перпендикулярно магнитной оси через два внешних боковых порта, расположенных один от другого на расстоянии около 45 см. Относительное поглощение излучения за один проход плазменного шнура составляло 87 – 92 % в диапазонах значений электронной температуры 0.3 – 1.0 кэВ и плотности  $1\ldots2.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на магнитной оси. Неполное поглощение объясняется в основном тем, что часть вводимого излучения распространяется в плазме в виде слабозатухающей обыкновенной волны. Эксперименты проводились при  $\langle\beta\rangle \leq 0.25 \%$ .

Сравнение экспериментальных параметров удерживаемой плазмы с данными одномашинного скейлинга (58) указывает на то, что при неизменной мощности СВЧ нагрева, но с различной средней плотностью плазмы, процесс выхода на стационар может быть реализован по различным сценариям. Следует также отметить, что некоторые проявления перехода плазменного образования в стационарное состояние вполне укладываются в представления классической термодинамики. Например, при неизменной мощности нагрева плазма с большей средней плотностью нагревается медленнее. При этом сам процесс выхода на стационар может отличаться от классических представлений. Структура производной диамагнитного сигнала и энергии плазмы, определяемой из этого сигнала, представлены на рис. 89. На рисунке указано характерное время, за которое производная диамагнитного сигнала плазмы ( $dW/dt$ ) в начале разряда падает в два раза, а также указан дополнительный спонтанный транспортный переход в режим с улучшенным удержанием энергии плазмы на стационарной стадии разряда (БТП), который был подробно описан теоретически и экспериментально ранее (глава 4).

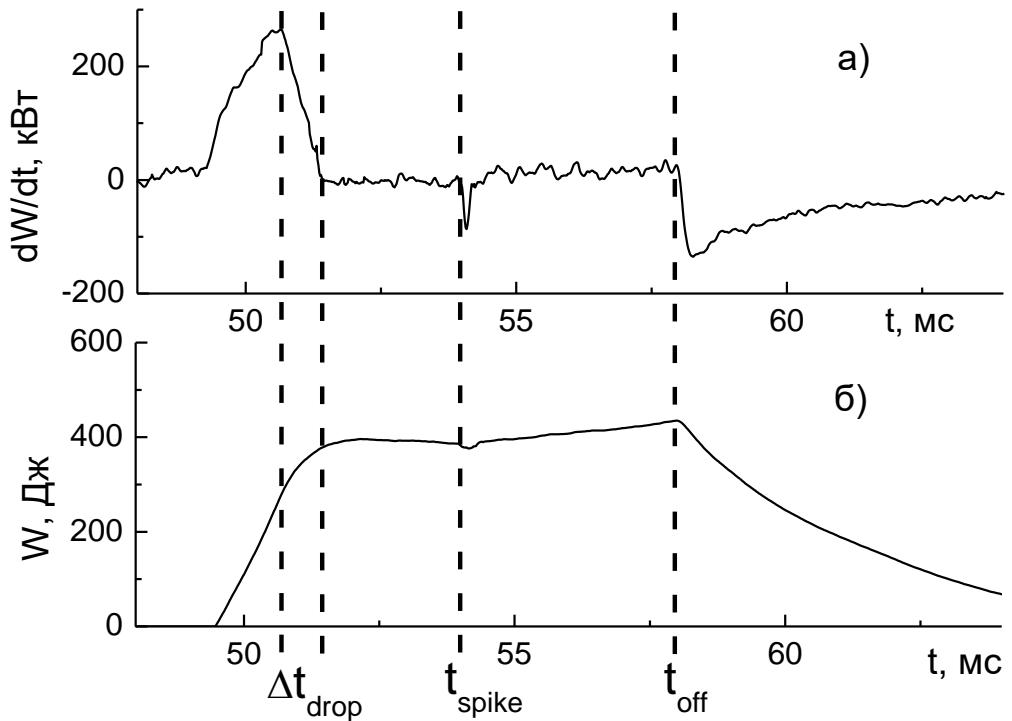


Рис. 89. Временная эволюция сигнала диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а) и энергосодержания плазмы  $W$  (б) в разряде с БТП. Пунктирными линиями обозначены характерные моменты времени: выхода на стационар ( $t_{drop}$ ), спонтанного перехода к улучшенному удержанию ( $t_{spike}$ ) и выключения ЭЦР-нагрева ( $t_{off}$ ). По горизонтальной оси указан временной интервал 45 – 70 мс, в течение которого магнитная конфигурация стелларатора устойчива.

На рис. 90 проиллюстрированы характерные времена переходного процесса при одинаковой СВЧ мощности нагрева и различной плотности плазмы. Выбраны два значения плотности плазмы  $n_e = 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $n_e = 2.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , при мощности СВЧ нагрева  $P = 170 \text{ кВт}$ . Из рисунка видно, что при меньшей плотности ( $n_e = 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) временная производная энергосодержания плазмы монотонно убывает, после достижения максимума в момент времени  $t \sim 51 \text{ мс}$  после начала СВЧ нагрева. При большей плотности ( $n_e = 2.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) динамика величины  $dW/dt$  после достижения собственного максимума носит более сложный характер – происходит быстрый сброс энергии плазмы за время 200 мкс и затем медленное уменьшение энергии до конца импульса СВЧ нагрева. Для всех разрядов, входящих в базу данных стелларатора Л-2М, подобная эволюция во времени удерживаемой в плазме энергии наблюдается при значениях плотности  $n_e \approx 2.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

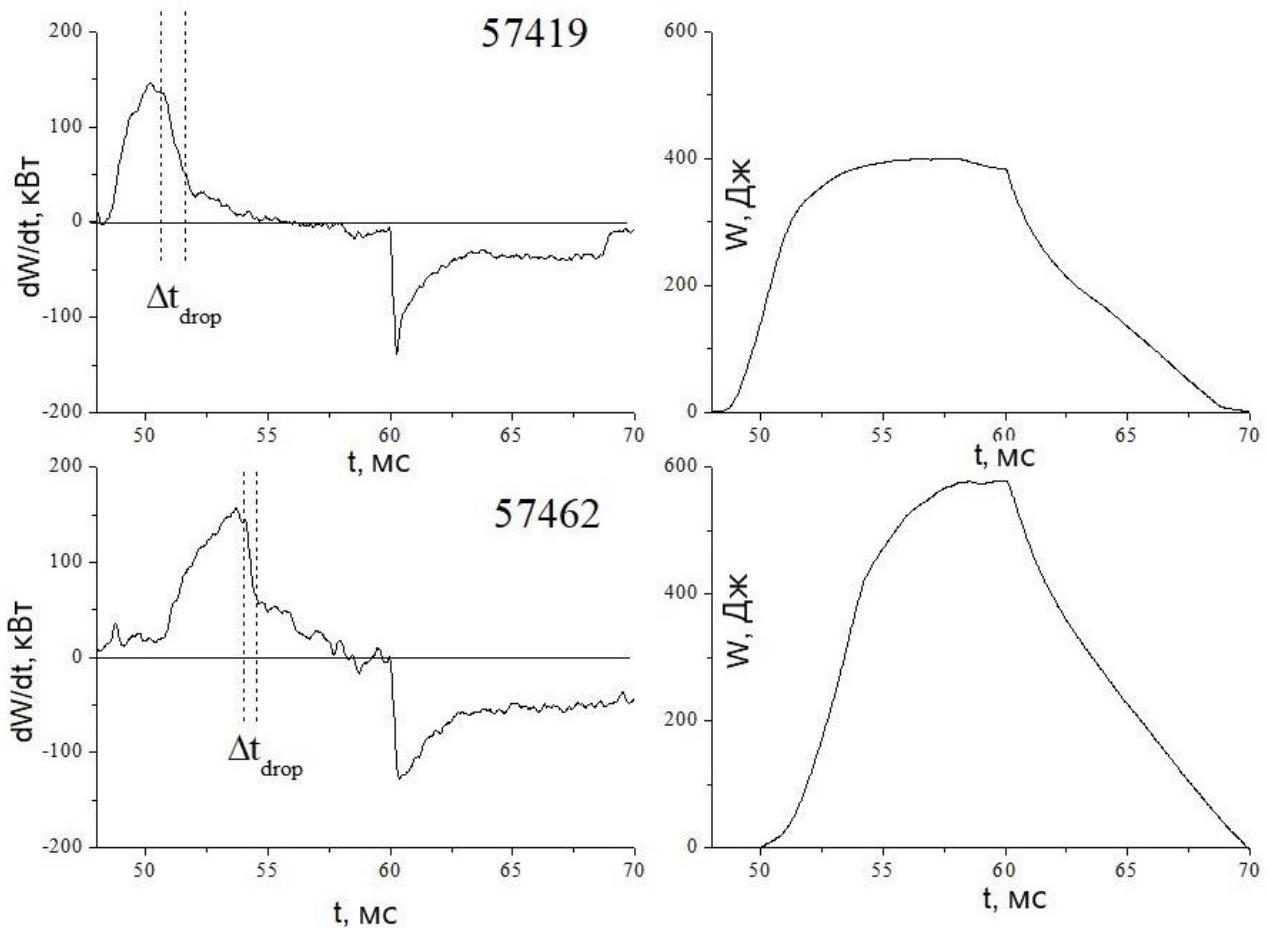


Рис. 90. Временная эволюция сигнала диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а) и энергосодержания плазмы  $W$  (б) в разрядах с различной плотностью при одинаковой мощности нагрева;  $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (сверху) и  $n_e = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (снизу), мощность нагрева составляла  $P = 170 \text{ кВт}$ .

Выше мы отмечали, что резкое изменение сигнала  $dW/dt$  связано с изменением состояния приграничной плазмы. Можно предположить, что ухудшение удержания плазмы провоцируется взаимодействием плазмы со стенкой. Действительно, мы увидим ниже, что до момента резкого изменения величины  $dW/dt$  регистрируемое значение ионного тока насыщения мало и не превышает погрешности измерения. Из рис. 88 видно, что в отсутствие плазмы замкнутые магнитные поверхности целиком располагаются внутри вакуумной камеры. Наличие плазмы конечного давления приводит к смещению магнитных поверхностей в сторону увеличения большого радиуса торoidalной поверхности. При экспериментально измеренных значениях относительного давления плазмы  $\beta$  на уровне 0.2 % неразрушенные замкнутые магнитные поверхности сохраняются на некотором удалении от стенок камеры. Поэтому частицы плазмы (ионы и электроны), уходя с граничной магнитной поверхности, попадают в стохастический слой краевых магнитных поверхностей, в котором магнитные поверхности частично разрушены, и лишь затем из этого слоя со слабым удержание частиц попадают на

стенки камеры, выбивая из них атомы и молекулы нейтрального газа. Эволюция во времени спектральной линии излучения атомарного водорода  $H_\alpha$  представлена на рис. 91.

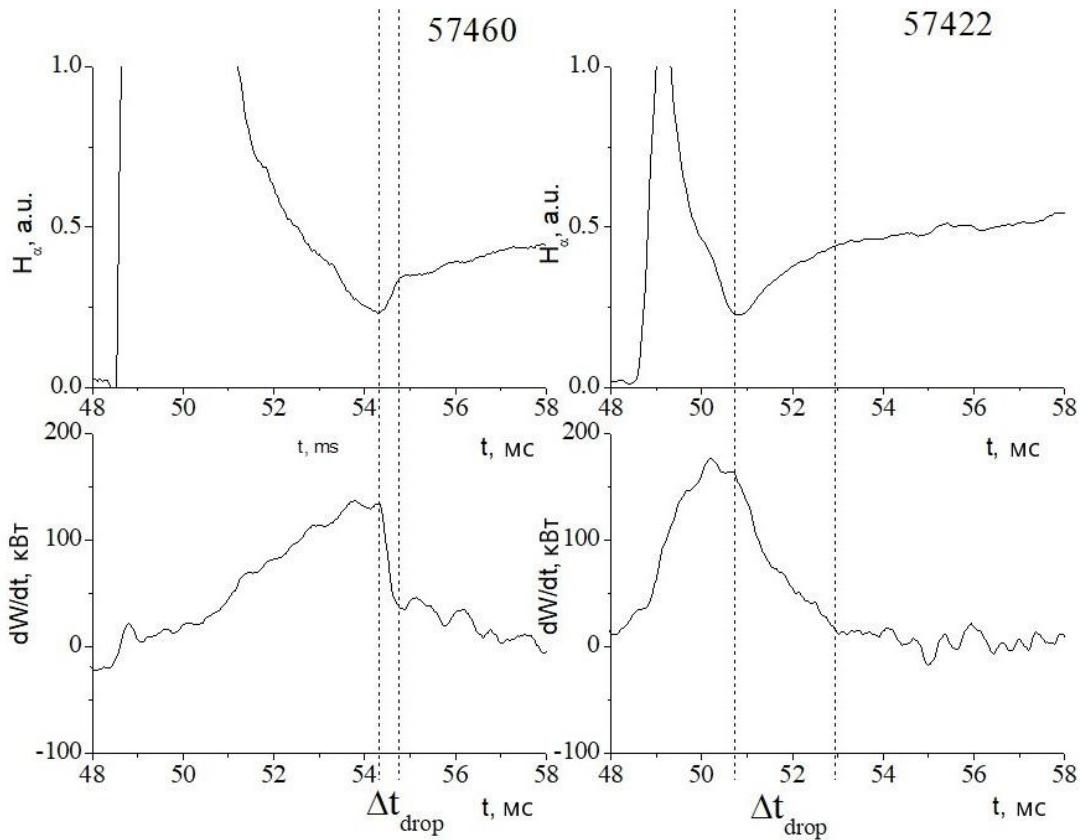


Рис. 91. Временная эволюция сигнала диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а) и сигнала излучения водорода  $H_\alpha$  (б) в разрядах с различной плотностью при одинаковой мощности нагрева;  $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (слева) и  $n_e = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (справа), мощность нагрева составляла  $P = 170 \text{ кВт}$ .

Из рисунка видно, что эти сигналы в случае большей и меньшей плотности плазмы различны. Большой пик в начале сигнала линии  $H_\alpha$  связан с СВЧ пробоем газа на начальной стадии разряда, которая была изучена теоретически и экспериментально (раздел 6.2). Другие сигналы свечения плазмы в оптическом диапазоне длин волн также возрастают при резком изменении величины  $dW/dt$ .

Рассмотрим теперь, что происходит с колебаниями параметров плазмы на краю плазменного шнуря. Рассмотрим вначале два разряда с близкими параметрами и близкой мощностью СВЧ нагрева. Для плазмы с небольшой плотностью  $n_e \approx 1.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на рис. 92 сравниваются сигналы ленгмюровского зонда, расположенного на расстоянии  $\delta x = 0.2 \text{ см}$  и  $\delta x = 0.4 \text{ см}$  от расчетной сепараторы вглубь плазмы. Как видно, резкое возрастание уровня флюктуаций при изменении  $dW/dt$  коррелирует с диамагнитным сигналом лишь при положении зонда, близком к границе плазмы. Для большей плотности плазмы  $n_e = 2.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ситуация иная. При неизменной мощности СВЧ нагрева уровень энергии устанавливается медленнее, и

резкое возрастание величины и осцилляций плавающего потенциала коррелирует с резким изменением  $dW/dt$  (рис. 92).

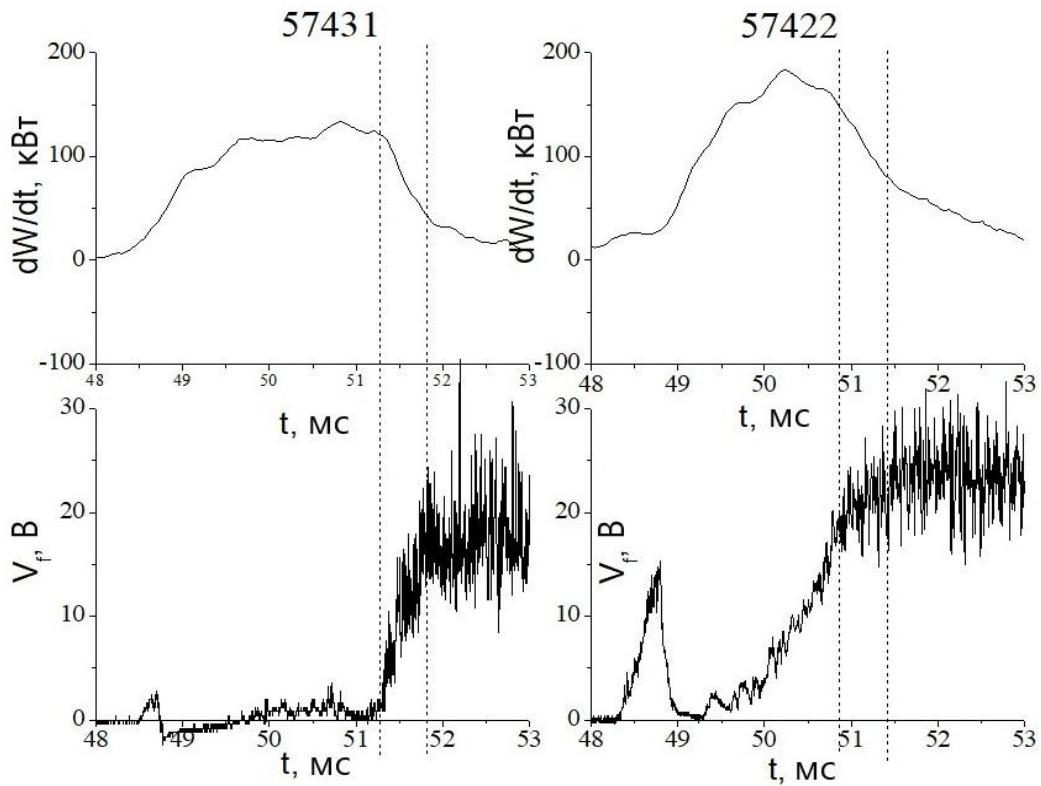


Рис. 92. Сигналы  $dW/dt$  и плавающего потенциала  $V_f$  в различных положениях зонда. а) Координата зонда  $\delta x = 0.2$  см, б) Соответственно  $\delta x = 0.4$  см.

На рис. 93 представлен сигнал магнитного зонда, усредненный по временному окну длительностью 1100 мкс. Сигнал возрастает при выходе разряда на стационарную стадию, и можно предположить, что электромагнитная турбулентность играет важную роль в этом процессе. Спектр сигнала магнитного зонда обладает шириной  $\sim 100$  кГц, что вполне укладывается в теорию резистивных перестановочных мод, при этом спектр плавающего потенциала расположен в диапазоне  $\sim 20$  кГц. Это вполне понятно, так как ленгмюровский зонд измеряет локальное значение, а магнитный зонд собирает усредненную информацию из области плазмы  $x > 0.6$ .

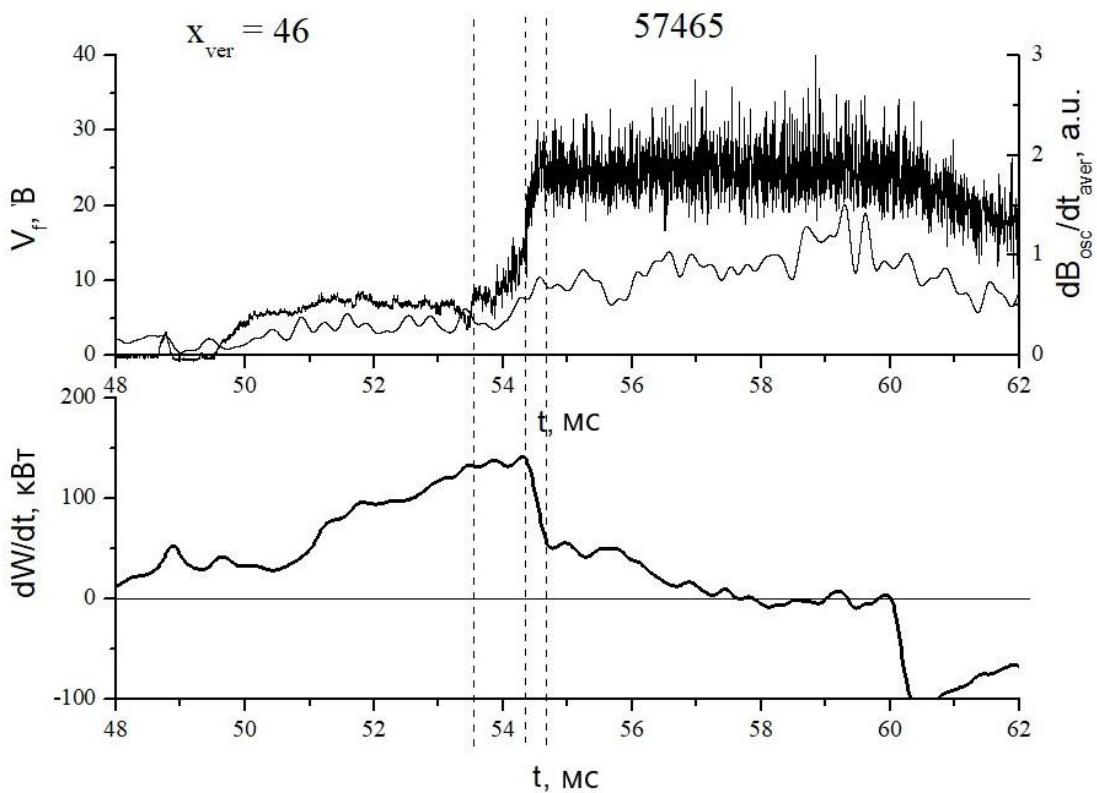


Рис. 93. Эволюция  $V_f$ , усредненного по времени модуля сигнала  $dB_f/dt$  и  $dW/dt$  при быстром переходе;  $\delta x = 0.4$  см.

Встает вопрос о причинах быстрого переходного процесса, наблюдаемого на сигнале  $dW/dt$ . С одной стороны, изменение накопленной плазменной энергии во времени  $dW/dt$  при малой плотности плазмы достаточно плавное, а при большой плотности рассматриваемый процесс происходит быстрее, хотя является только первой стадией уменьшения сигнала  $dW/dt$ . С другой стороны, энергия в случае малой плотности плазмы примерно через 2 мс выходит на стационарную стадию и далее вырастает на  $\sim 25\%$ , а в случае с большой плотностью плазмы примерно через 4 мс выходит на стационарную стадию и далее вырастает еще на  $\sim 40\%$ . Энергия плазмы на стационарной стадии при большой плотности больше, чем при малой плотности, что соответствует скейлингу [228]. Надо отметить, что и в том и другом случае плавающий потенциал  $V_f$ , уровень его флюктуаций и МГД-колебания, характеризующие состояние краевой плазмы, после падения сигнала  $dW/dt$  не меняются до конца разряда. С этим согласуется и постоянство поступления в плазму водорода, регистрируемого по уровню излучения линии  $H_\alpha$ , а также атомарных примесей бора и углерода. Следовательно, после быстрого перехода плазмы в стационарное состояние взаимодействие между краевой плазмой и стенками камеры стелларатора практически неизменно до выключения СВЧ-нагрева.

Как видно из рис. 92, 93 момент резкого падения  $dW/dt$  при разных режимах СВЧ нагрева и разной плотности плазмы коррелирует с резким ростом сигналов ленгмюровского зонда. Возрастание плавающего потенциала  $V_f$ , появление флюктуаций на сигналах  $V_f$  и тока

насыщения  $I_{\text{sat}}$  в момент быстрого падения сигнала  $dW/dt$  можно объяснить появлением горячей плазмы на периферии плазменного шнуря. Надо отметить, что при небольшом углублении зонда в плазму  $\delta x > 0.2$  см сигнал  $V_f$  появляется при разных плотностях на 1 мс ранее быстрого изменения  $dW/dt$ .

Несколько иной характер сигнала наблюдается, если зонд выведен в положение границы плазмы  $\delta x = 0.2$  см. В этом случае плавающий потенциал резко меняется в момент падения  $dW/dt$ . При положениях зонда с координатами за пределами граничной поверхности плазмы  $\delta x < 0.2$  см амплитуда плавающего потенциала на порядок меньше, и поэтому это положение можно считать приходящимся непосредственно на сепаратрису. Синхронность появления плазмы на краю разряда и резкого падения  $dW/dt$  позволяет сделать вывод, что далее плазма начинает контактировать с камерой и выбивает частицы бороуглеродной смеси и частиц нейтрального водорода со стенки камеры. Рост интенсивности свечения линии  $H_\alpha$ , а также сигналов излучения плазмы в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах при быстром изменении  $dW/dt$  также свидетельствует об усилении взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры.

На основе вышеприведенного анализа складывается физическая модель, в которой частицы плазмы, уходя с граничной магнитной поверхности, попадают сначала в стохастический слой и затем бомбардируют стенки камеры, выбивая из них атомы нейтрального газа. Появление или усиление флюктуаций  $V_f$  и  $I_{\text{sat}}$  можно объяснить развитием в краевой области локализованных МГД-неустойчивостей, рассмотренных в [258]. Как показывает проведенный ранее анализ, быстрое уменьшение сигнала  $dW/dt$ , сопровождающееся существенными изменениями зондовых характеристик приграничной плазмы, можно объяснить развитием в данной области неустойчивостей типа пилинга (см. выше разделы 1.2.4 и 5.5). Насколько существенным это является для появления рассматриваемого быстрого перехода и выхода энергии на стационарную стадию, простой анализ не позволяет оценить.

Таким образом, физическая модель быстрого переходного процесса, приводящего к стабилизации плазмы в стеллараторе, может приблизительно быть следующей. После СВЧ-пробоя в водороде по радиусу образовавшейся плазмы распространяется тепловая волна, обусловленная СВЧ нагревом электронов в области ЭЦР в результате поглощения необыкновенной моды волны. В объеме плазменного шнуря от центра до реальной сепаратрисы механизм нагрева плазмы после СВЧ пробоя и распространения тепловой волны из области резонанса можно считать теплопроводностным, энергия плазмы растет монотонно во времени. После достижения стохастической области на краю плазмы открывается канал потерь за счет конвекции и диффузии, и многократное увеличение теплопереноса в области сепаратрисы приводит к скачкообразному росту потерь, регистрируемому по диамагнитному сигналу. В

области сепаратрисы и стохастического плазменного слоя возбуждается неустойчивость типа пилинга, приводящая к тепловому воздействию на стенки камеры, или усиливающая его (вероятнее всего, вблизи угла сепаратрисы). Обратный поток нейтральных частиц бора и углерода со стенок камеры приводит к росту эффективного заряда ионов плазмы ( $Z_{\text{eff}}$ ), росту интенсивности излучения плазмы в различных диапазонах и остыванию плазменного шнуря.

#### **6.4. Модуляционные эксперименты**

В дальнейших исследованиях рассматривалась возможность увеличения параметров плазмы ( $W$ ,  $\beta$ ) с помощью изменения сценариев ЭЦР-импульсов. Схема управления гиротронным комплексом МИГ-3 позволяла задавать различные временные сценарии работы обоих гиротронов как для нагрева плазмы в стеллараторе, так и для технологических экспериментов [286]. Одним из сценариев был временной сдвиг запуска гиротронов друг относительно друга, чтобы первый гиротрон ионизировал плазму, а второй импульс шел только на нагрев готовой плазмы.

Осциллограммы основных параметров разряда с временной модуляцией СВЧ (так называемого профилированного) представлены на рис. 94. Плазма создавалась первым гиротроном мощностью  $P_1 \sim 100$  кВт, а через 9 мс включался второй гиротрон с мощностью  $P_2 \sim 200$  кВт. Наиболее существенным выводом из анализа данных осциллограмм является тот факт, что при включении второго гиротрона сразу возрастает электронная температура во всех пространственных точках измерения циклотронного излучения (на рисунке представлены сигналы из двух точек) и, соответственно, энергия плазмы, в то время как средняя по диаметру плотность начинает существенно возрастать с задержкой  $\sim 2$  мс, после чего начинает спадать температура, причем еще до выключения СВЧ. На более поздней стадии разряда смещение области энерговклада уже значительно. Энергия же начинает линейно спадать только после выключения нагрева.

##### **6.4.1. Вынужденные транспортные переходы.**

В режимах с профилированным импульсом СВЧ наблюдались вызванные модуляцией мощности вынужденные транспортные переходы. При включении импульса дополнительного ЭЦР-нагрева возникала инжекция примесей в плазму, вызванная распылением покрытия стенки вакуумной камеры. В краевой плазме при инжекции примесей наблюдается падение потенциала и его флуктуаций. Инжекция примесей вызывает всплеск и повышение уровня МГД-активности. Увеличение мощности нагрева до рекордных для Л-2М значений существенно увеличило энергетические нагрузки на внутреннюю поверхность вакуумной камеры. При

мощности нагрева  $P = 0.75$  МВт усредненная по всей поверхности вакуумной камеры энергетическая нагрузка равна  $0.12$  МВт/м<sup>2</sup>. Если радиационные потери и потоки атомов перезарядки распределены по камере более-менее равномерно, то взаимодействие плазмы-стенка происходит в узкой области вблизи углов сепараторы.

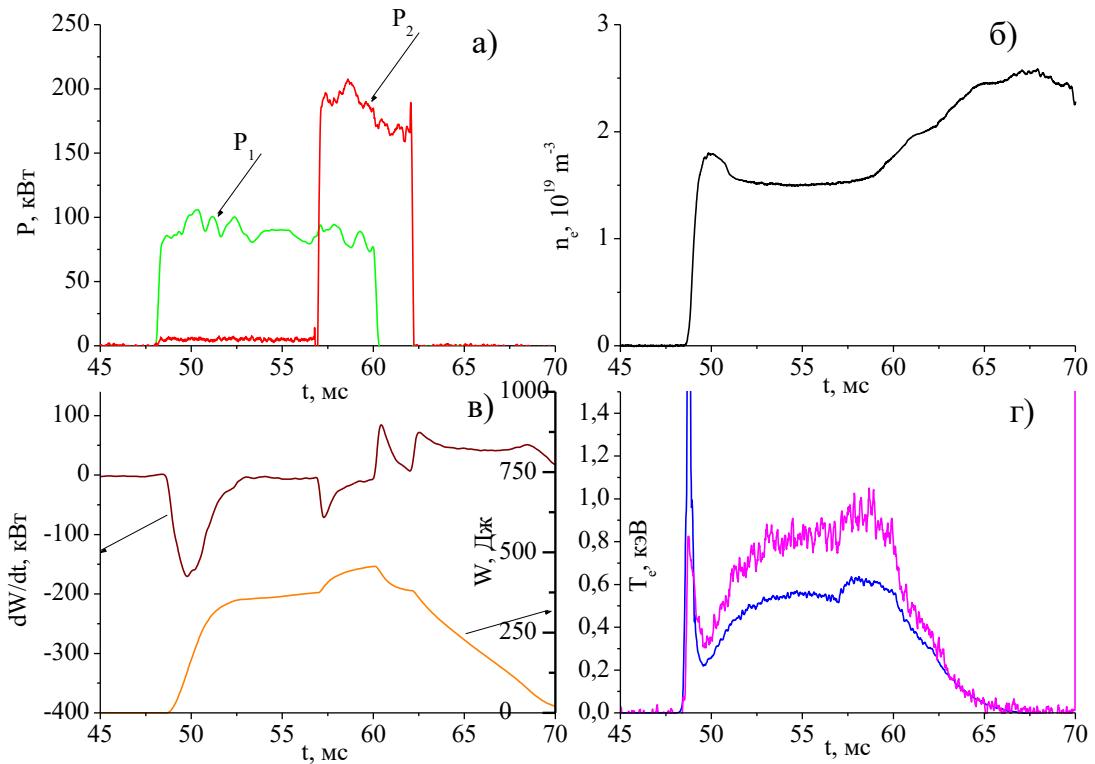


Рис. 94. Временная эволюция основных параметров разряда при работе двух гиротронов №19643. а) мощность ЭЦР-нагрева; б) средняя по диаметру электронная плотность; в) сигнал диамагнитной диагностики  $dW/dt$  и энергия плазмы  $W$ ; г) электронная температура  $T_e$  в центре (розовая кривая) и на  $0.7$  радиуса (синяя кривая).

В плазме стелларатора Л-2М изучалось поглощение необыкновенной (Х) волны, возникающей при расщеплении линейно-поляризованного излучения гиротрона на входе в плазменный шнур, а также потери мощности вводимого в плазму пучка микроволн. Исследовались режимы ЭЦР-нагрева как последовательностью импульсов, так и при включении дополнительного импульса ЭЦР-нагрева. Установлено, что коэффициент однопроходного поглощения Х-волны по центральной хорде сечения плазмы составляет более 95%, а потери мощности при центральном ЭЦР-нагреве соответствуют мощности О-волны. Обнаружено увеличение потерь мощности вводимого в плазму пучка до 20–23% при смещении области гирорезонанса к внутренней стенке вакуумной камеры и увеличении длительности импульса ЭЦР-нагрева. При этом наблюдается катастрофический рост радиационных потерь.

Сделано предположение, что увеличение мощности потерь вызвано уменьшением интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения X-волны из-за падения температуры электронов по сечению волнового пучка. В режиме с дополнительным импульсом ЭЦР-нагрева, вызывающего импульсное распыление покрытия вакуумной камеры, изменяющего плотность и температуру электронов, коэффициент поглощения по центральной хорде остается выше 90% [287].

Также обнаружено, что в режимах с дополнительным ЭЦР-нагревом при условии падения средней плотности плазмы наблюдается рост уровня коротковолновых турбулентных флюктуаций плотности с задержкой 2–4 мс относительно фронта включения импульса дополнительного нагрева, и сохраняется уровень длинноволновых флюктуаций плотности. В результате удаления секторного лимитера, ослабляющего потоки тепла и частиц на стенки камеры, при включении импульса дополнительного ЭЦР-нагрева был получен импульс распыления покрытия стенки. Инжекция примесей, вызванная распылением покрытия стенки, возмущает турбулентные флюктуации плотности плазмы по всему объему плазменного шнуря, подавляет флюктуации потенциала вблизи сепаратрисы магнитной конфигурации и вызывает рост МГД-активности. Эти возмущения происходят с временной задержкой относительно переднего фронта импульса дополнительного ЭЦР-нагрева и, по-видимому, обусловлены количеством распыленного и десорбированного вещества [288].

#### **6.4.2. Увеличение энергетического времени жизни плазмы в режиме профилированного импульса**

Следующий эксперимент с модуляцией СВЧ-импульсов проводился с целью увеличения энергетического времени жизни плазмы с помощью временной модуляции (профилирования) СВЧ-импульса. Первый гиротрон на фиксированной мощности служил для ионизации и первичного нагрева плазмы, второй обеспечивал стационарный разряд длительностью 10 мс. Продемонстрировано, что варьируя мощность второго гиротрона в диапазоне 50-200 кВт, есть возможность увеличить время жизни в 4 раза при снижении мощности второго гиротрона до 50 кВт.

В термоядерных экспериментах с горячей плазмой для достижения критерия Лоусона (условия зажигания и режима самоподдерживающейся термоядерной реакции) необходимо увеличение энергетического времени жизни  $\tau_E$ , то есть нужно стремиться к увеличению энергии плазмы  $W$  и относительного давления  $\beta$  при фиксированной или падающей мощности нагрева  $P$ . Особый интерес представляют стационарные системы с неиндукционным нагревом плазмы, в частности, стеллараторы.

Комбинация импульсов СВЧ на различных частотах может использоваться для реализации поглощения СВЧ в различных областях плазмы, в зависимости от распределения магнитного поля, что может приводить и к формированию транспортных барьеров [289]. Изменение мощности СВЧ нагрева во времени позволяет проводить быстрые процессы включения дополнительного нагрева или его выключения, что требуется для изучения кратковременных переходных процессов в удерживаемой плазме [290].

Временная модуляция импульсов дополнительного (неиндукционного) СВЧ или ВЧ нагрева применяется на многих магнитных ловушках с целью повышения электронной и ионной температур, управления профилем плотности и подавления плазменных неустойчивостей [291, 292]. Совмещенный ЭЦР нагрев плазмы на разных СВЧ частотах позволяет повышать электронную температуру при разных значениях магнитного поля, а также совмещать центральный и нецентральный способы нагрева плазменного шнуря. Также в системе с модуляцией ЭЦР-нагрева возможно реализовать скачкообразное изменение  $\tau_e$ . Использование для нагрева плазмы различных СВЧ частот, а также нескольких СВЧ импульсов, разнесенных во времени, расширяют возможности изучения свойств удерживаемой плазмы и идентификации процессов, определяющих накопление, удержание и диссипацию энергии в плазме.

В безиндукционных магнитных ловушках (в частности стеллараторах) первый СВЧ импульс может служить для ионизации плазмы, а последующие для ее нагрева. Известны методы увеличения длительности разряда с помощью модуляционных или импульсно-периодических режимов ЭЦР-нагрева плазмы. С помощью регулируемого роста плотности в течение разряда можно добиться и роста плазменной энергии, хотя в этом случае, как правило, наблюдается падение электронной температуры. Подобные режимы были получены на квазистационарном стеллараторе Л-2М.

Цель исследований состояла в получении максимально возможных значений энергетического времени жизни  $\tau_e$  при различных сценариях профилирования СВЧ-импульса, а также при варьировании мощности нагрева  $P$  и плотности плазмы  $n_e$ . При стандартных плазменных разрядах в стеллараторе Л-2М используются прямоугольные СВЧ-импульсы длительностью до 15 мс. Они позволяют получить стационарную стадию плазмы в стеллараторе длительностью 10 мс. Ранее также проводились эксперименты с двумя гиротронами, при этом варьировались времена их включения и выключения и, соответственно, область временного пересечения импульсов.

В то же время кратковременные импульсы приводят к ионизации и первичному нагреву плазмы, не обеспечивая стационарную стадию. На Рис. 95 а,в,д. представлены параметры разряда с импульсом СВЧ длительностью 5.5 мс и мощностью  $P = 490$  кВт, действие которого

не приводит к развитию стационарной стадии разряда. Однако если после первого мощного СВЧ импульса включается протяженный импульс даже меньшей мощности, удается получить разряд, сходный со стандартными (Рис. 95 б,г,е). В данном случае мощность каждого из гиротронов составляла около 200 кВт. Электронная температура, определенная по интенсивности циклотронного излучения из точек с различным значением магнитного поля  $B$  и резонансных частот, имеет параболическое распределение по сечению плазменного шнуря и сохраняет форму в течение стационарной стадии разряда, смещааясь за счет изменения магнитной индукции  $B$  во времени [293].

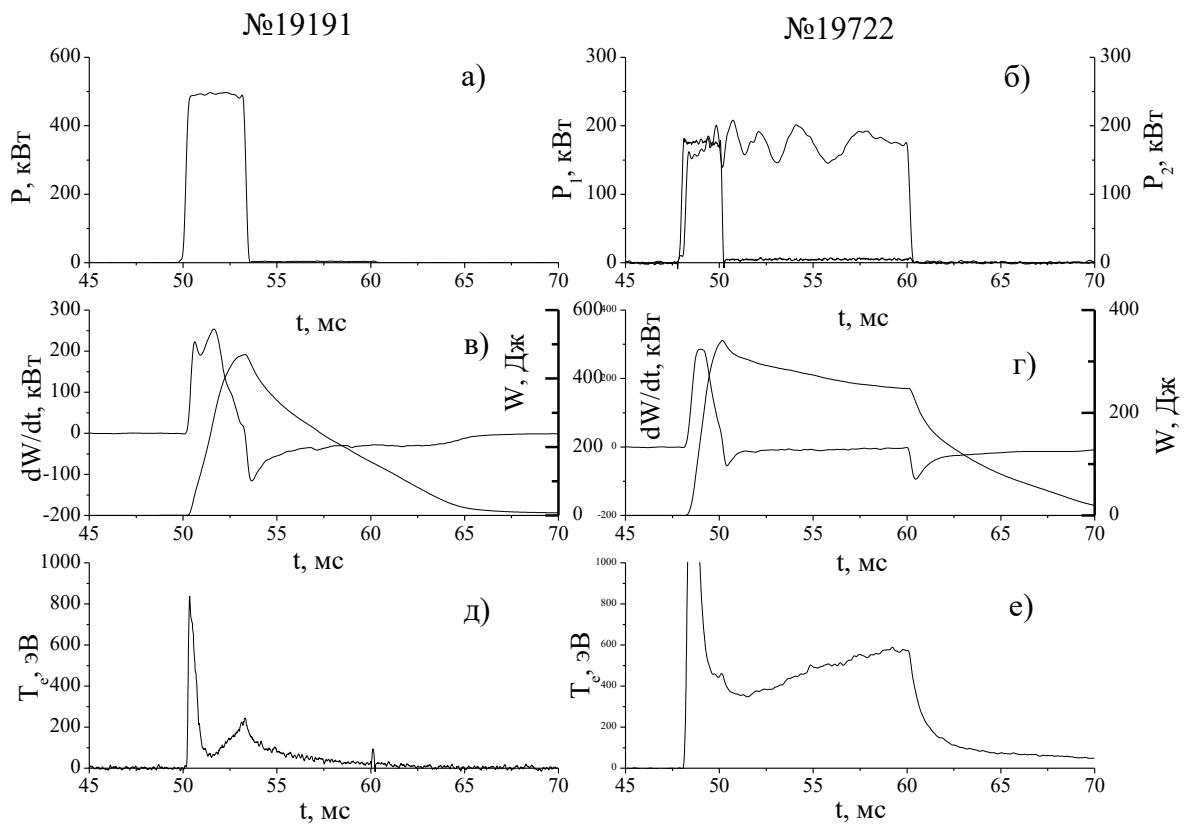


Рис. 95. Осциллограммы разрядов при кратковременном СВЧ-импульсе без поддержания №19191 (а,в,д) и с поддержанием №19722 (б,г,е). а,б - мощность СВЧ-нагрева  $P$ ; в,г – сигнал диамагнитной диагностики  $dW/dt$  и энергосодержание плазмы  $W$ ; д,е - электронная температура в центре плазменного шнуря  $T_e$ .

В следующей серии экспериментов модуляция СВЧ излучения гиротрона проводилась следующим образом. Одновременно включались оба гиротрона, СВЧ излучение которых создавало плазму и производило ее первоначальный нагрев. Далее первый гиротрон выключался, и стационарный разряд обеспечивался импульсным излучением второго гиротрона, СВЧ мощность которого варьировалась, постепенно уменьшаясь от разряда к разряду. Поддержание разряда СВЧ излучением второго гиротрона при фиксированной

мощности в эксперименте удавалось до момента времени начала уменьшения продольного магнитного поля  $B$  и существенного пространственного сдвига точки резонанса. Оказалось, что поддержание разряда при постоянной запасенной в плазме энергии полностью обеспечивается вторым гиротроном, причем значение и динамику энергии плазмы можно было менять за счет управления плотностью  $n_e$  путем изменения времени открытия и закрытия клапанов напуска водорода. Рост плотности плазмы  $n_e$ , несмотря на уменьшение электронной температуры, ведет к динамическому росту энергии, что позволяет получать увеличенные значения  $\tau_E$ .

На рис. 96 представлены осциллограммы параметров разрядов при одинаковых первых СВЧ импульсах, создающих плазму, и разных греющих плазму СВЧ импульсах при мощности  $P = 75$  кВт (слева) и  $P = 50$  кВт (справа).

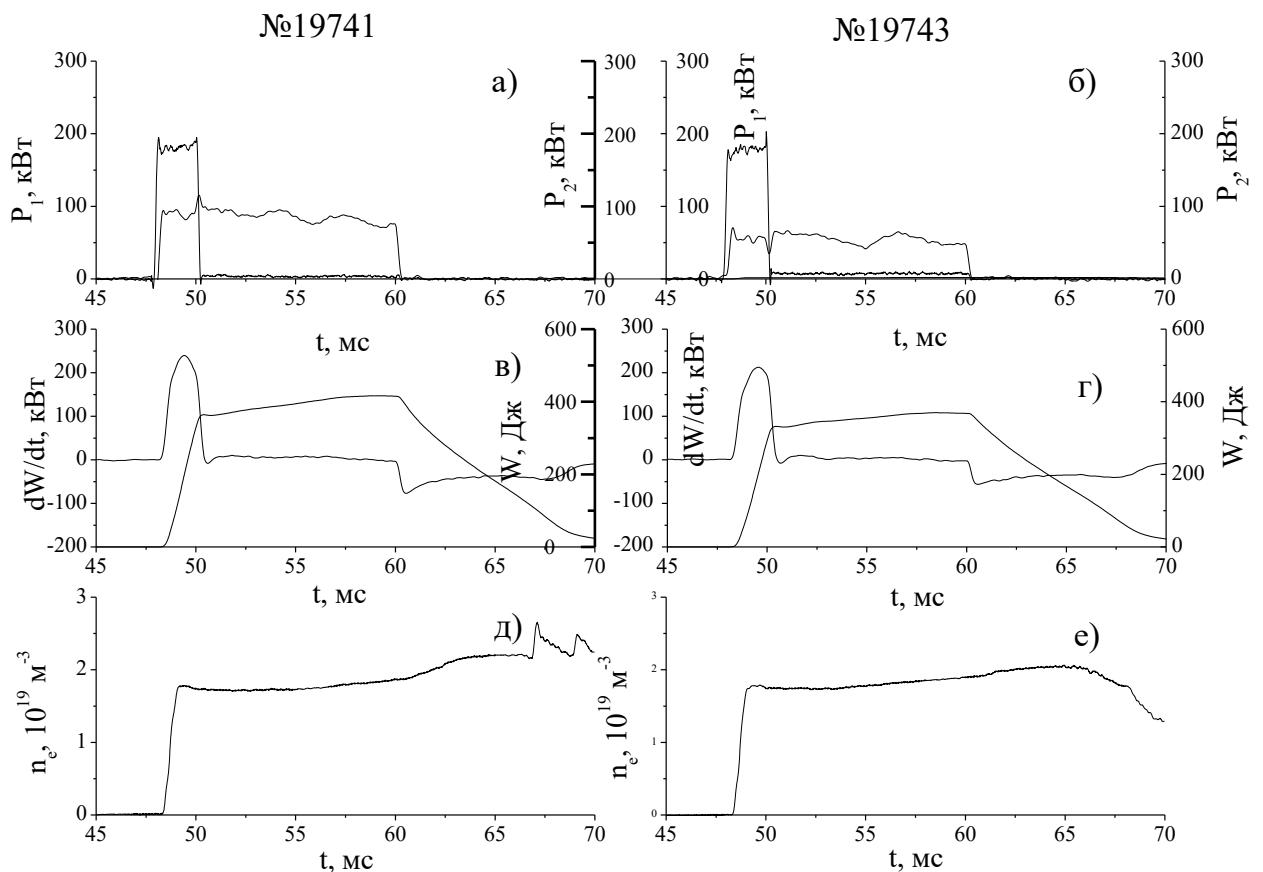


Рис. 96. Осциллограммы разрядов при мощностях поддерживающего импульса 75 кВт №19741 (а,в,д) и 50 кВт №19743 (б,г,е). а,б - мощности СВЧ-нагрева  $P_1$  и  $P_2$ ; в,г - сигнал диамагнитной диагностики  $dW/dt$  и энергосодержание плазмы  $W$ ; д,е - средняя электронная плотность  $n_e$ .

Видно, что значения и временной ход плотности плазмы в двух различных по мощности импульсах практически совпадают, а энергия в случае меньшего значения мощности

поддерживающего гиротрона немного меньше, - соответственно 420 и 380 Дж, однако значение энергетического времени жизни плазмы во втором импульсе заметно выше.

Энергетическое время жизни  $\tau_E$  определяется как

$$\tau_E = \frac{W}{P - dW/dt} \quad (81)$$

где  $W$  – запасенная в плазме энергия,  $\frac{dW}{dt}$  – изменение энергии плазмы во времени,  $P$  –

мощность СВЧ нагрева во втором импульсе.

При этом на стационарной стадии разряда  $dW/dt = 0$  и соответственно  $\tau_E = W/P$ , где  $P$  – суммарная мощность нагрева в заданный момент времени.

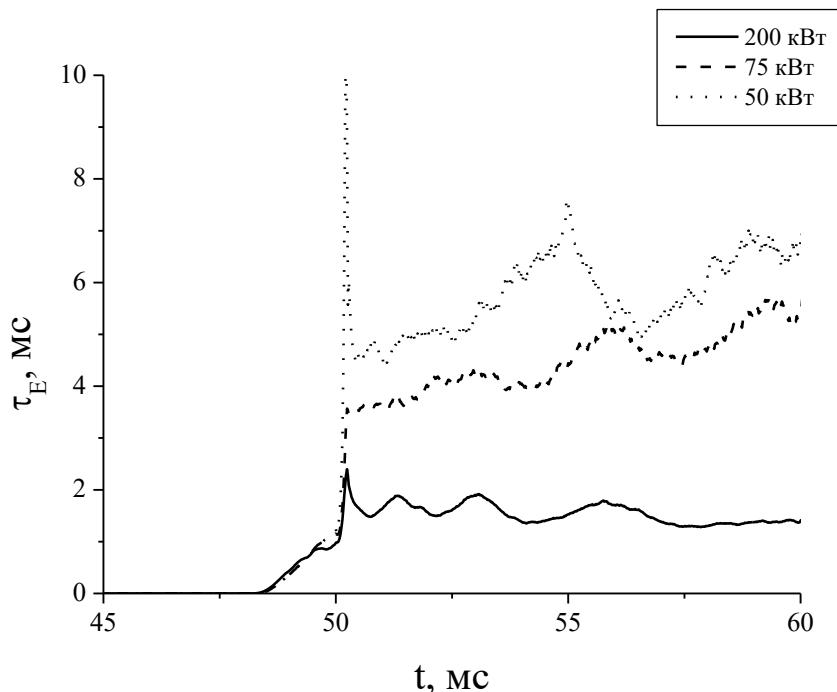


Рис. 97. Эволюция энергетического времени жизни  $\tau_E$  для первого СВЧ импульса мощностью 200 кВт и поддерживающих разряд СВЧ импульсов мощностью 75 и 50 кВт.

На рис. 97 представлена эволюция  $\tau_E$  для импульсов с мощностью поддерживающего гиротрона 200, 75 и 50 кВт; мощность первого СВЧ импульса гиротрона во всех случаях была равна 200 кВт. Видно, что  $\tau_E$  имеет соответственно средние значения 1.5, 4 и 6 мс, увеличиваясь при уменьшении мощности в 4 раза. Рост или падение  $\tau_E$  в течение разряда определяется эволюцией плотности и энергии плазмы. Достигнутое в динамике значение  $\tau_E = 7$  мс является рекордным для стелларатора Л-2М.

### 6.4.3. Импульсно-периодический режим нагрева плазмы

В последующей серии экспериментов нагрев осуществлялся в импульсно-периодическом режиме (ИПР) в переменном во времени магнитном поле с регулируемыми по амплитуде и времени импульсами СВЧ и паузами между ними; их длительность менялась в диапазоне 1-4 мс. При модуляции режимов ЭЦР-нагрева исследовалось поведение профилей электронной температуры и плотности, а также характеристики краевой плазмы.

Многоимпульсный режим электронно-циклотронного (ЭЦ) нагрева плазмы последовательностью микроволновых импульсов гиротрона МИГ-3 был разработан и для нагрева плазмы в стеллараторе, и для прикладных задач плазмохимии. Можно отметить подобные технологические эксперименты, проводившиеся ранее [294].

ИПР представляет интерес для установления роли различных процессов в переносе и их взаимосвязи с эволюцией параметров плазмы: профилей температуры и плотности заряженных частиц, характеристик микротурбулентности различного масштаба и природы. На стеллараторе Л-2М в работе [228] было показано, что с начала импульса ЭЦР-нагрева существует временной интервал слабого изменения мощности потерь энергии из плазмы. По истечении этого интервала начинается быстрый рост мощности потерь, завершающийся уравниванием мощности потерь с мощностью ЭЦР-нагрева. Временной интервал слабого изменения мощности потерь сокращается примерно вдвое при удвоении мощности ЭЦР-нагрева  $P$  от 0.2 МВт до 0.4 МВт. В дальнейшей работе проводился поиск взаимосвязи между временными изменениями мощности потерь, изменениями профилей плотности и температуры, а также изменениями уровня и спектрального состава турбулентных флюктуаций плотности плазмы.

Ранее для импульсно-периодического режима подробно изучалась эволюция мощности потерь (по диамагнитному сигналу) и связь ее с микропараметрами плазмы, в первую очередь с уровнем флюктуаций рассеянного гиротронного излучения. В работе [295] описаны особенности энергобаланса и эволюции  $dW/dt$  в импульсно-периодическом режиме. В статье [296] подробно рассматривается связь между кратковременным спадом  $dW/dt$  мощности и эволюцией микротурбулентностей плазмы. В работе анализируются результаты допплеровской рефлектометрии и рассеяния гиротронного излучения. Обнаружено, что интенсивность турбулентности в разных частотных диапазонах существенно возрастает в момент кратковременного спада диамагнитного сигнала.

В экспериментах на стеллараторе Л-2М одной из основных целей экспериментов было получение максимально возможной энергии плазмы, для чего в экспериментах постепенно увеличивалась мощность СВЧ-нагрева. Было установлено, что мощность СВЧ, определенная по калориметрическим измерениям (с учетом обычновенной моды поляризации, непоглощаемой в

плазме) существенно превышает измеренную поглощенную мощность, причем доля непоглощенной мощности растет с ростом мощности нагрева. При создании и нагреве плазмы одиночными импульсами СВЧ после ионизации и пробоя газа наблюдается стадия роста сигнала  $dW/dt$  (и роста энергосодержания  $W$ ), после чего начинается кратковременный (длительностью менее 1 мс) спад диамагнитного сигнала и выход  $W$  на стационарную стадию. Выяснилось, что данный механизм ответственен за ограничение возможной максимальной энергии плазмы. Нужно отметить, что при исследовании особенностей начальной стадии нагрева одиночным импульсом нужно учитывать процессы ионизации и пробоя газа, более простой представляется интерпретация дополнительного нагрева уже готовой плазмы. Отдельный интерес представляет физика процессов, происходящих в плазме при быстром изменении мощности ЭЦР-нагрева, в частности, при полном отключении (если этот механизм нагрева единственный, происходит релаксация параметров плазмы) и последующем включении при измененных параметрах, например, при другом значении продольного магнитного поля.

При подобной схеме нагрева первый СВЧ-импульс ионизует газ и обеспечивает первоначальный нагрев плазмы, последующие импульсы создают дополнительный нагрев готовой плазмы (без потерь на ионизацию), а паузы между импульсами позволяют исследовать процессы остывания плазменного шнуря и перестройки профиля плотности в режиме релаксации. Кроме того, из-за особенностей системы электропитания продольного магнитного поля установки Л-2М значение магнитной индукции  $B_0$  на оси в течение разряда меняется от 1.34 Т (максимальное значение, резонанс в центре) до 1.33 Т в стандартном разряде и, в отдельных случаях, до 1.23 Т, когда смещение точки резонанса от геометрического центра уже значительно. В связи с этим существует возможность проследить эволюцию плазмы в условиях перемещения точки электронного циклотронного резонанса в пространстве.

К большому сожалению, из-за особенностей системы питания магнитного поля его значение меняется непрерывно, то есть меняется и пространственная локализация ЭЦ-резонанса. В связи с этим выбирать длительность импульсов СВЧ приходится небольшую (до 20 мс), хотя возможности гиротронного комплекса позволяют получать импульсы существенно большей длительности (50 мс и выше). Подобная схема усложняет постановку задачи, однако в первом приближении можно качественно оценить влияние различных параметров на свойства плазмы.

В дальнейших экспериментах были отработаны различные режимы временной модуляции гиротронного излучения, при этом менялась длительность СВЧ-импульсов и пауз в одном плазменном разряде. Использованные режимы работы представлены в таблице 1, мощность гиротрона составляла 300-400 кВт. Основные измеренные параметры для некоторых из режимов представлены на рис. 98-100.

Режим	Длительность импульса $t_h$ , мс	Временной промежуток между соседними импульсами $t_p$ , мс
2 импульса	4	4
3 импульса	2,5	6
3 импульса	4	2
4 импульса	1	4
4 импульса	2,5	2,5
4 импульса	2,5	5
5 импульсов	1	4

Таблица 6. Различные режимы модуляции СВЧ-импульса.

Рассмотрим эволюцию основных параметров разряда при импульсно-периодическом режиме. Во всех представленных случаях инициация разряда с помощью первого СВЧ-импульса начинается на 48 мс, энергетическое время жизни на стадии нагрева составляет  $\sim 1$  мс. В первом рассмотренном случае гиротрон создает 3 импульса мощностью  $P \sim 340$  кВт длительностью  $t_h \sim 2.5$  мс каждый, длительность пауз  $t_p \sim 6$  мс. Временная эволюция основных параметров плазмы представлена на рис. 98. При включении 1-го импульса СВЧ происходит ионизация и пробой газа (рис. 98б), сопровождаемый пиками надтеплового излучения (рис. 98г). Практически сразу появляется сигнал  $dW/dt$ , доходящий до максимума спустя 2 мс, после чего начинается его падение. Выключение СВЧ сопровождается продолжением спада  $dW/dt$  и  $T_e$ , в то время как плотность слегка подрастает. При втором импульсе СВЧ в центре плазменного шнура происходит падение плотности, а температура, упавшая до значений  $\sim 100$  эВ, резко подрастает вместе с энергией. Необходимо отметить, что условия резонанса реализуются строго в центре на 55 мс, а в более поздние моменты времени резонансная зона смещается к внутреннему обходу тора и уменьшается эффективность поглощения СВЧ-мощности. Эффект ухудшенного поглощения хорошо виден при 3-м импульсе СВЧ (температура в центре в 1.5, а энергия в 2 раза меньше соответствующих значений при 2-м импульсе, в то время как мощность всех трех импульсов одинакова). Во время 3-го импульса

продольное магнитное поля спадает от значения 1.28 Т до 1.23 Т, то есть поглощение СВЧ уже сильно отличается от оптимального режима. Исследование подобных условий ЭЦР-нагрева также представляет определенный интерес.

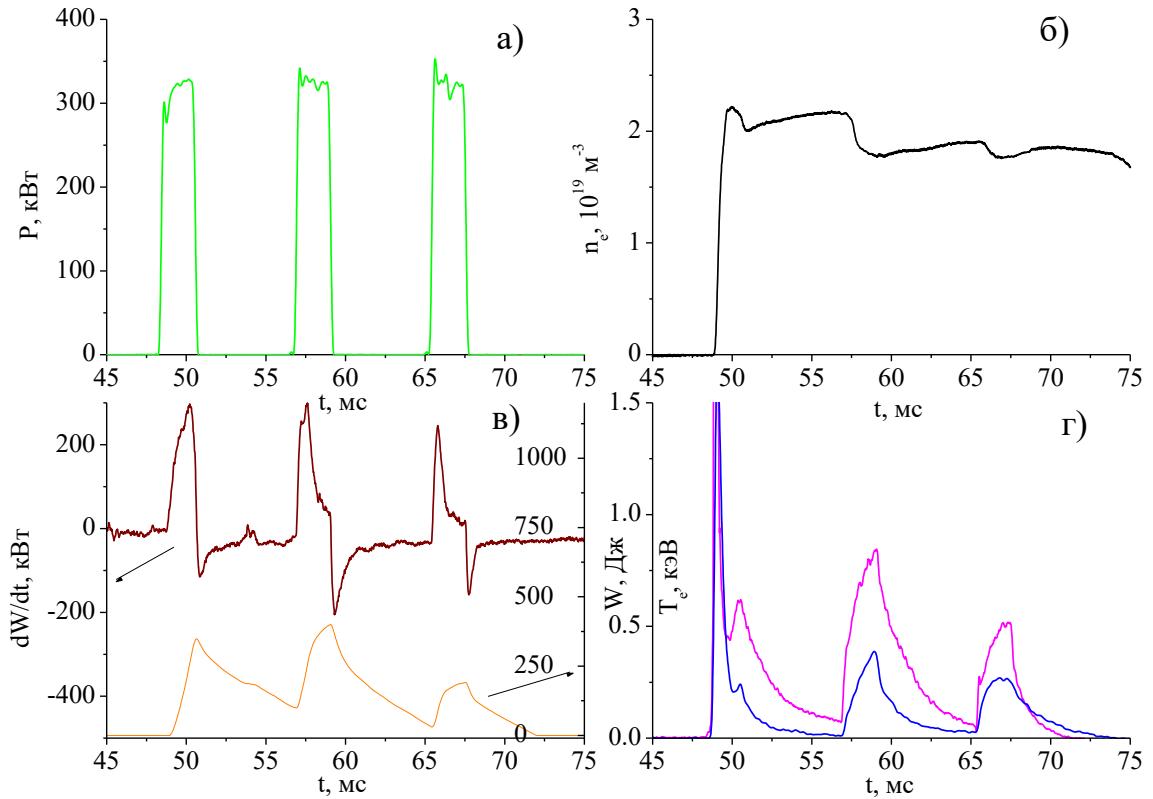


Рис. 98. Временная эволюция основных параметров разряда в импульсно-периодическом режиме (3 импульса гиротрона), разряд №21355. Параметры аналогичны представленным на рис. 94.

Импульсы СВЧ малой длительности с достаточно продолжительными паузами между ними представлены на рис. 99. В данном случае гиротрон создает 4 импульса мощностью  $P \sim 330$  кВт длительностью  $t_h \sim 1$  мс каждый, с тремя паузами длительностью  $t_p \sim 4$  мс. После первого импульса СВЧ энергия достигает значений 50 Дж, а значение температуры по сигналу ЭЦИ-диагностики определить невозможно – на осциллограмме наблюдается пик, связанный с появлением надтеплового излучения. Интерпретация сигнала данной диагностики для корректного определения электронной температуры дана в [195]. К сожалению, на установке в настоящее время нет отдельной диагностики, позволяющей более корректно изучать характер надтеплового излучения.

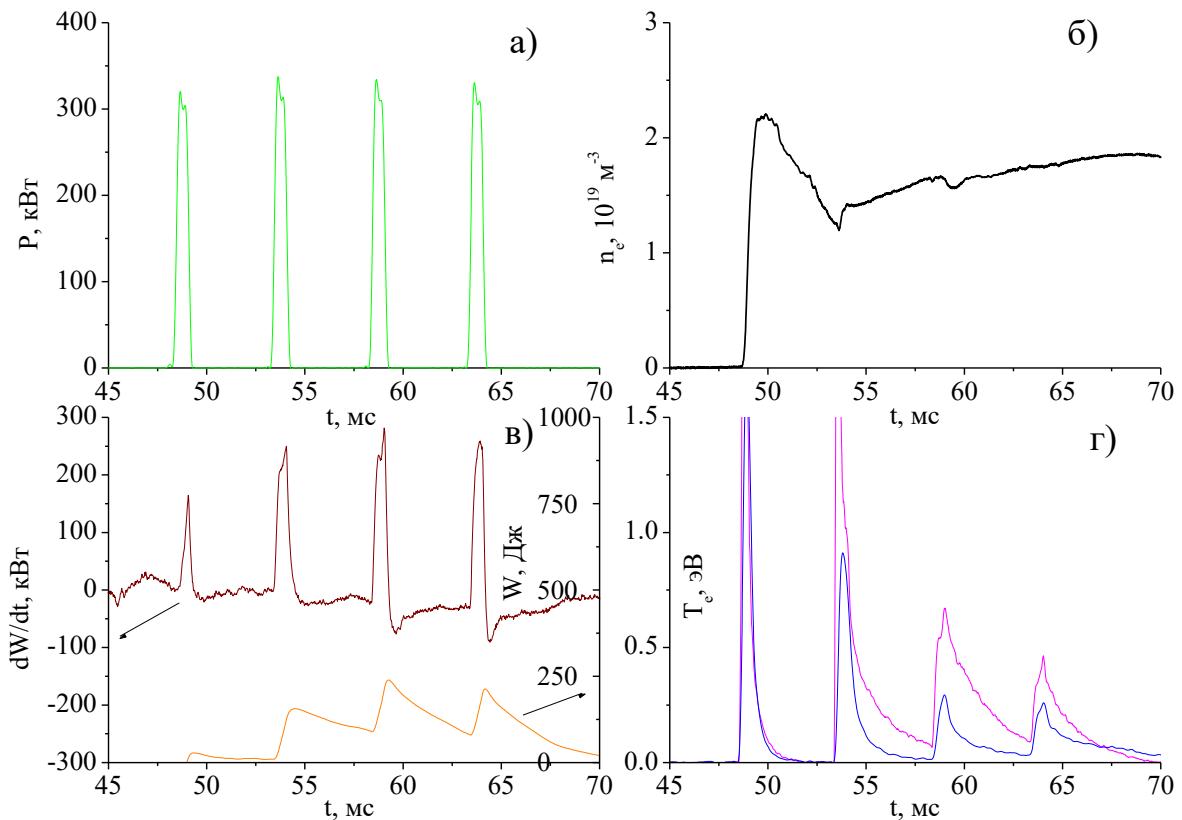


Рис. 99. Временная эволюция основных параметров разряда в импульсно-периодическом режиме (4 импульса гиротрона), разряд № 21360. Параметры аналогичны представленным на рис. 98

В паузе же температура спадает почти до нуля (плотность также резко падает, но до ненулевого значения  $\sim 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ). Во втором импульсе также наблюдается пик надтеплового излучения, после которого в двух последних импульсах максимальная амплитуда (температура) достигает менее высоких значений, а средняя плотность монотонно возрастает, практически не реагируя на включение и выключение СВЧ.

Наиболее подробно исследовался последний режим, с 2 импульсами СВЧ и 1 паузой; временная эволюция основных параметров разряда представлена на рис. 100. Здесь гиротрон создает 2 импульса мощностью  $P \sim 320 \text{ кВт}$  длительностью  $t_h \sim 4 \text{ мс}$  каждый, длительность паузы также  $t_p \sim 4 \text{ мс}$ . Предполагалось, что первый импульс служит для ионизации и первичного нагрева плазмы, а второй – для дальнейшего нагрева готовой плазмы (по аналогии с ранее проводившимися экспериментами с двумя гиротронами). В данном случае наибольший интерес представляет динамика параметров при включении и выключении мощности во 2-м импульсе (когда энерговклад идет в уже существующую плазму) и соответствующие переходные процессы в плазме. В связи с этим методами многохордовой SXR диагностики и

ЭЦИ измерений (68-81 ГГц) были измерены радиальные профили электронной температуры в моменты времени, соответствующие максимуму и минимуму температуры (рис. 100г). Абсолютные значения температуры определялись методом рентгеновской спектрометрии.

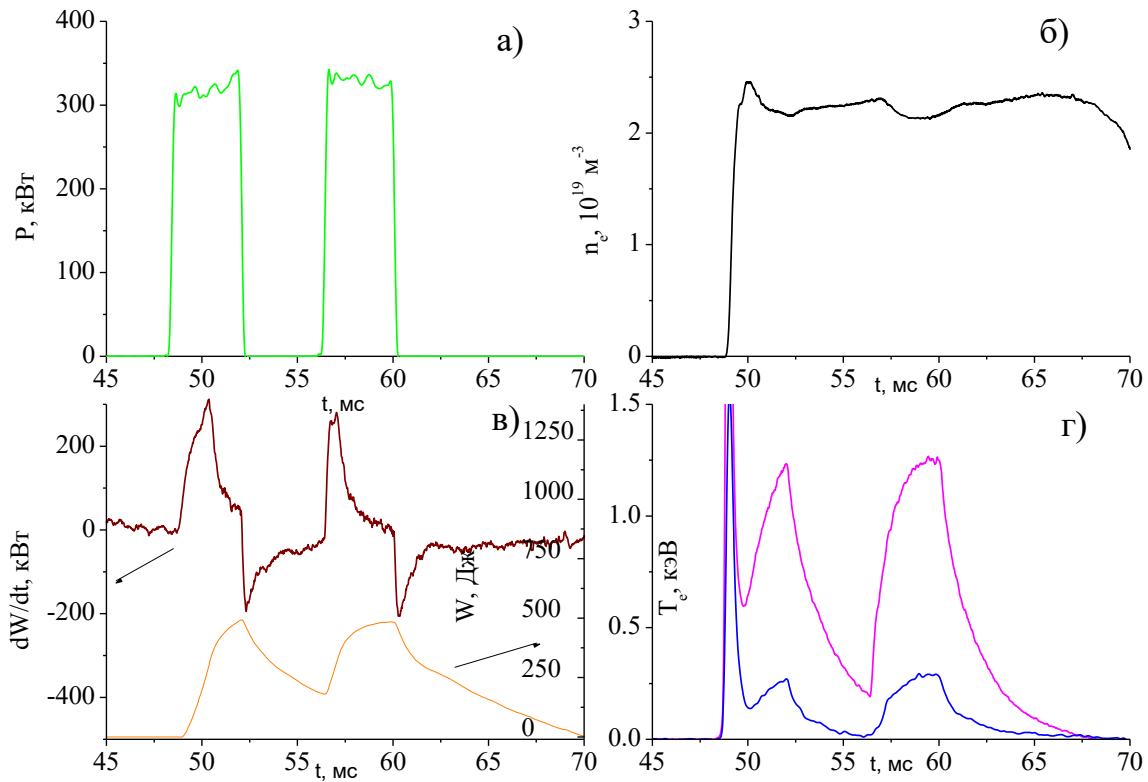


Рис. 100. Временная эволюция основных параметров разряда в импульсно-периодическом режиме (2 импульса гиротрона), разряд № 21395. Параметры аналогичны представленным на рис. 98.

На рис. 101 представлены радиальные профили электронной температуры, полученные по измерению циклотронного излучения на различных частотах (и, соответственно, в различных точках объема плазмы). Значения представлены для двух моментов времени, соответствующих максимуму (во время нагрева) и минимуму (во время паузы) электронной температуры. Для максимума приведены точки, полученные по данным многохордовой рентгеновской диагностики. Видно, что во время паузы краевая область шнура остывает до значений  $T_e \sim 80$  эВ. Полученные экспериментальные результаты можно аппроксимировать параболой (в момент максимума) или распределением Гаусса (в момент минимума).

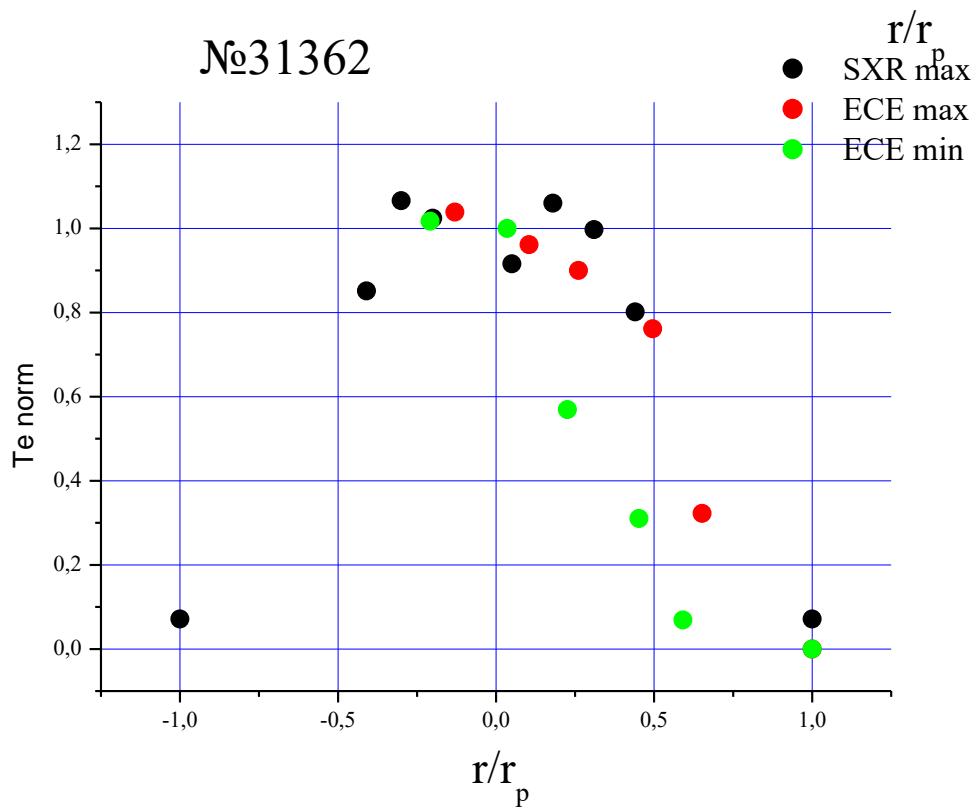
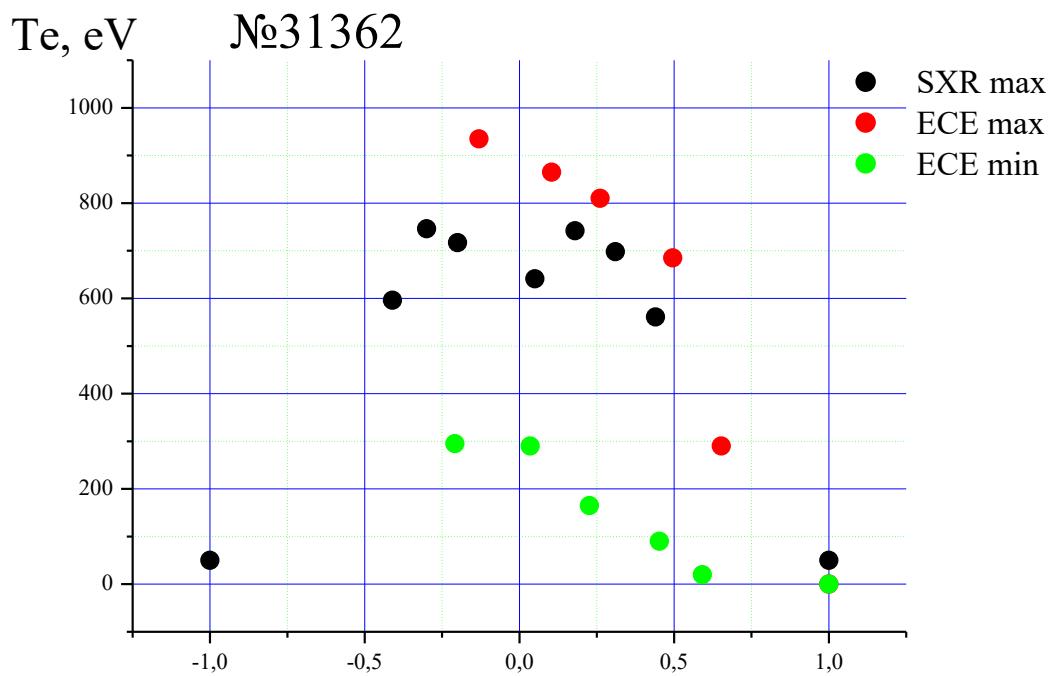


Рис. 101. Импульс №21362. Радиальный профиль электронной температуры: а) абсолютные значения; б) нормированный профиль.

На рис. 102 представлена эволюция электронной плотности, полученная по сигналам лазерного интерферометра (7 хорд). Представляет интерес тот факт, что в центральной области при включении второго импульса наблюдается падение плотности, что связано, видимо, с эффектом сильного выноса частиц из центра на периферию (так называемый эффект density pump-out). В краевой же области включение СВЧ-нагрева приводит к существенному росту плотности, выключение – к падению. Также при включении импульсов нагрева наблюдается рост радиационных потерь (сигнал болометра), а также интенсивности видимого излучения (свечение линий  $H_\alpha$ , примесей ВII и C3).

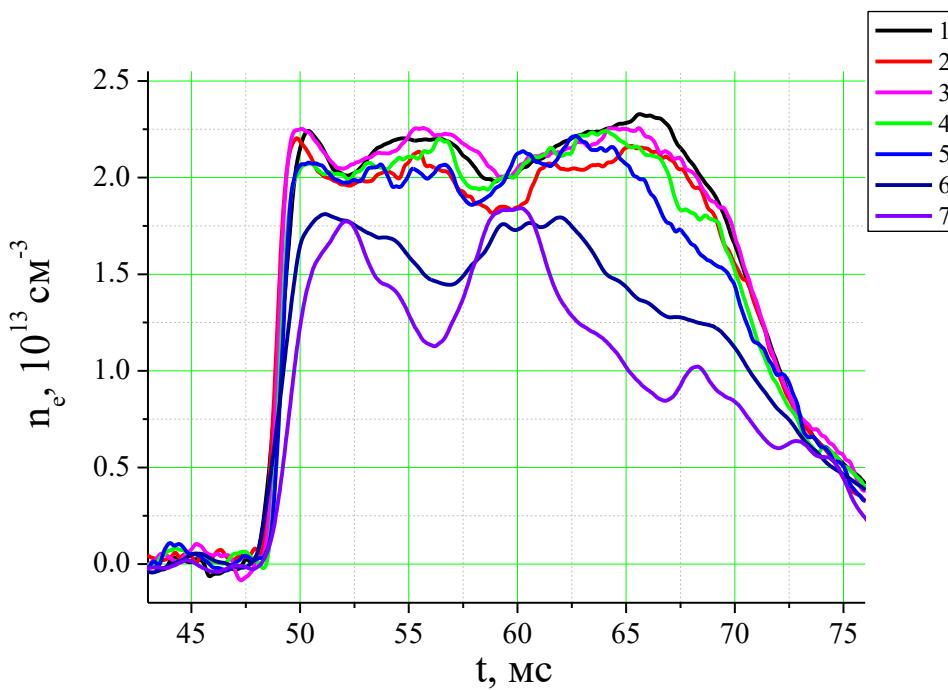


Рис. 102. Временная эволюция электронной плотности, полученная по 7 хордам лазерного интерферометра.

Надо отметить, что эффект pump-out при ЭЦР-нагреве наблюдается в том или ином виде в большинстве токамаков и стеллараторов и варьируется от уплощения параболического профиля до наблюдающегося в стеллараторе Л-2М “провала” в центре и роста на периферии (то есть немонотонного характера профиля), когда значение плотности на периферии двукратно превышает значение в центре, то есть в области энерговклада; данный эффект активно изучается и интерпретируется. Известно, что на характер профиля плотности существенно влияет значение тока (или его отсутствие), а также рециклинг. В одиночных импульсах ЭЦР на стеллараторе Л-2М форма профиля электронной плотности с ростом мощности ЭЦР-нагрева меняется от плоской (аппроксимируемой параболой 6-8 степени) до “провальной”.

Например, эксперименты с ЭЦР-нагревом на токамаке Т-10 показали существование аномально быстрого изменения переноса тепла в переходном процессе после включения и отключения нагрева [297]. Из анализа экспериментов следует, что наиболее вероятным объяснением этого эффекта является возникновение дополнительного выноса частиц из зоны нагрева на периферию — так называемый эффект «density pump-out», который наблюдался экспериментально в разных режимах на многих токамаках [298, 299] и стеллараторах [300].

Краевые эффекты в области сепаратрисы наиболее полно характеризуются сигналами, получаемыми с ленгмюровских зондов (плавающий потенциал  $V_f$  и ионный ток насыщения  $I_{sat}$ ). Из данных сигналов можно оценить соответственно значение электрического потенциала плазмы в данной области и уровень его флюктуаций, а также среднее значение и флюктуации концентрации ионов. На рис. 103 представлена динамика плавающего потенциала в сравнении с основными макропараметрами плазмы. Сигнал получен с зонда, расположенного в верхней части камеры и вдвинутого на  $\sim 5$  мм внутрь крайней магнитной поверхности.

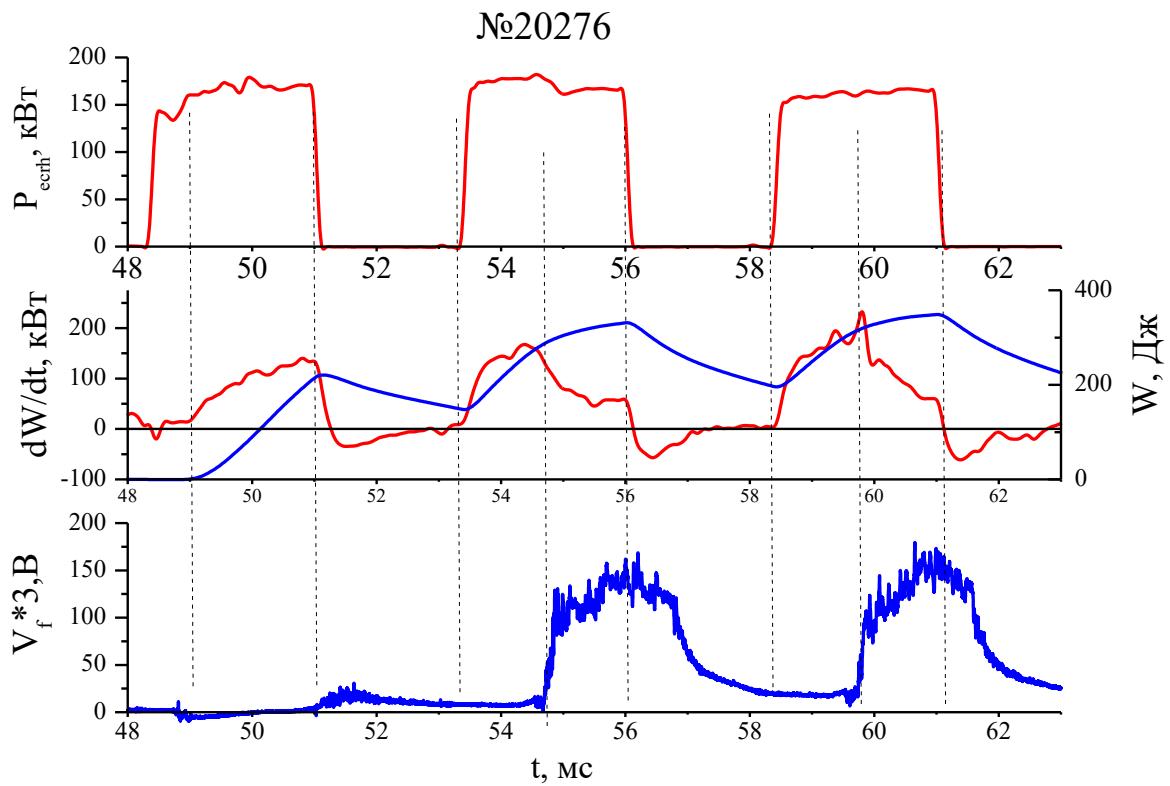


Рис. 103. Разряд №20276. Сверху вниз: временная эволюция мощности ЭЦР-нагрева  $P$ , диамагнитный сигнал  $dW/dt$  и энергосодержание  $W$ , плавающий потенциал  $V_f$  на ленгмюровском зонде.

Особенностью сигналов  $V_f$  является появление в моменты времени, соответствующие сбросам  $dW/dt$ , потенциала (10-100 В), существенно превышающего фоновые значения.

Интересным является тот факт, что такое поведение характерно как для одиночных импульсов, так и для каждого импульса в разряде импульсно-периодического режима, то есть во время пауз огибающая потенциала также спадает практически до нуля.

Видно, что при первом импульсе плавающий потенциал растет до значений порядка 20 В, после чего спадает (как и в случае одиночных СВЧ-импульсов, этот процесс совпадает по времени с резким падением сигнала  $dW/dt$ ). Далее, во время паузы, значение потенциала составляет несколько вольт и сигнал не реагирует на второй импульс СВЧ, однако при последующем сбросе его значение резко возрастает до 100-150 В. После выключения СВЧ потенциал уменьшается, и с некоторой задержкой опять спадает до значений около 20 В, при дальнейшем включении СВЧ процесс повторяется. Как и в случае одиночного СВЧ-импульса, появление потенциала на краю совпадает с точкой максимума производной диамагнитного сигнала. Однако в данном случае потенциал спадает до уровня шума и снова растет при переходном процессе второго импульса. Данный процесс совпадает по времени с падением и ростом температуры. Оценки электронной температуры по зондовым измерениям в моменты минимума дают значения порядка десятков эВ, что согласуется со значениями температуры в краевой области в момент паузы (рис. 101), полученным по сигналам циклотронного излучения.

Судя по всему, после СВЧ импульса температура возрастает сначала в центре и далее увеличивается по всему радиусу до краевой области. В момент повышения температуры на краю резко растет потенциал плазмы в этой области и растут конвективные/диффузионные потери, что и приводит к резкому спаду диамагнитного сигнала. Интересным является то, что кратковременный спад диамагнитного сигнала наблюдается как в режиме одиночных импульсов (см. выше раздел 6.3), так и в импульсно-периодическом режиме (в импульсах, начиная со второго), в которых энерговклад идет уже в существующую плазму.

## 6.5. Максимальная достигнутая мощность нагрева

Гиротронный комплекс МИГ-3 рассчитан на максимальную номинальную мощность  $P = P_1 + P_2 = 1.5$  МВт, однако в экспериментах удалось достичь максимальной мощности  $P \approx 1$  МВт [287].

В экспериментах с МИГ-3 при мощности нагрева в диапазоне 100-250 кВт в большинстве импульсов наблюдается стационарный разряд без переходных процессов. При увеличении мощности нагрева до 350 кВт на стационарной стадии импульса в некоторых разрядах наблюдалось резкое увеличение энергии  $W$  и средней электронной плотности  $n_e$ , сопровождающееся изменением интенсивности сигналов излучения в разных частотных диапазонах (см. выше 5.8).

В связи с тем, что при мощностях нагрева выше 500 кВт импульсы становились неустойчивыми (наблюдались многократные вспышки излучения в различных частотных диапазонах, а также неконтролируемое увеличение плотности), в большинстве импульсов при  $500 \text{ кВт} < P < 1000 \text{ кВт}$  для стабилизации в краевую область плазменного шнуря вводился графитовый лимитер на глубину до 1 см. При этом переходные процессы были подавлены, однако за счет урезания периферийной области шнуря упала и полная энергия.

В экспериментах с выведенным из плазмы лимитером переходные процессы продолжали наблюдаться во всех импульсах со значениями мощности более 700 кВт. В частности, это относится к импульсам с максимальной достигнутой мощностью нагрева  $P \approx 1 \text{ МВт}$  (рис. 104).

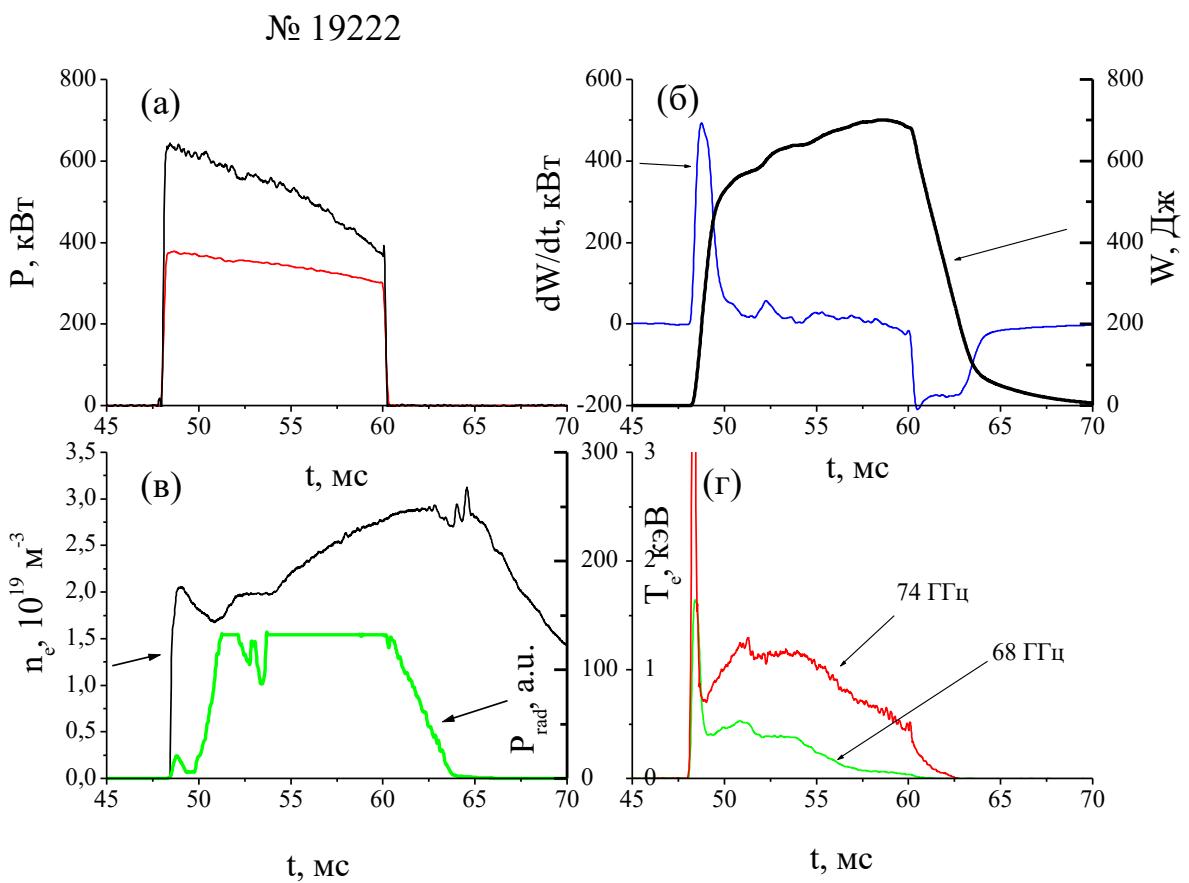


Рис. 104. Временная эволюция параметров плазмы в импульсе с транспортным переходом при мощности нагрева 1 МВт: мощности двух гиротронов (а); диамагнитный сигнал  $dW/dt$  и энергия плазмы  $W$  (б); электронная плотность  $n_e$  и сигнал болометра (в); электронная температура, полученная из сигналов циклотронного излучения на частотах 74 и 68 ГГц (г). Номер импульса в базе данных 19222.

Теория неоклассического переноса с учетом аномальных потерь [16] использовалась для расчета параметров плазмы и для высоких значений мощности нагрева. Было получено, что при

мощности микроволнового нагрева 600 кВт энергия плазмы может достигать 700 Дж, что согласуется с рассматриваемыми экспериментальными результатами.

### 6.5.1. Скейлинг для сверхвысоких мощностей

Проанализируем полученные результаты и выясним эффективность микроволнового нагрева с  $P \sim 1$  МВт с точки зрения достижения максимально возможных параметров ( $W, \beta$ ). Одномашинный скейлинг Л-2М, основанный на данных предыдущих экспериментов с максимальной  $P \sim 300$  кВт), показывает, что энергосодержание зависит от плотности и мощности нагрева как  $W \sim n_e^{0.7} P^{0.3}$ , энергетическое время жизни зависит от этих параметров как  $\tau_E \sim (P/n_e)^{-0.7}$ . При погрешности измерения 10-20% результаты экспериментов с более высокими значениями  $P$  в диапазоне 300-600 кВт согласуются со скейлингом. Можно оценить максимальную поглощенную мощность, используя следующие параметры. При средней плотности  $n_e \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  в объеме плазмы  $V = 0.25 \text{ м}^3$  в ранее проведенных экспериментах удельный расход энергии (мощность на частицу) варьировался в диапазоне  $P_{\text{part}} = 0.15 \dots 0.7 \times 10^{-13} \text{ Вт/частица}$ ; пороговая мощность для возникновения переходных процессов составляет  $0.4 \times 10^{-13} \text{ Вт/частица}$ .

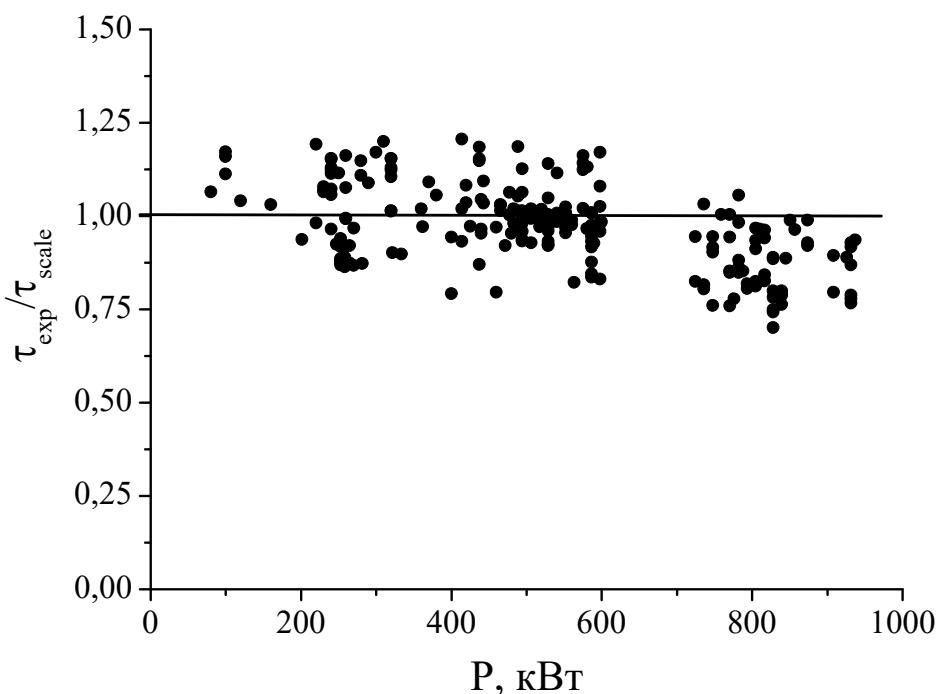


Рис. 105. Отношение экспериментально измеренного  $\tau_{\text{exp}}$  к рассчитанному  $\tau_{\text{scale}}$  в зависимости от мощности нагрева  $P$ .

На рис. 105 показано отношение времени жизни  $\tau_{\text{exp}}$ , полученного в результате экспериментов, к времени жизни  $\tau_{\text{tscale}}$ , рассчитанному в соответствии со скейлингом Л-2М, в зависимости от мощности нагрева. При мощности нагрева в диапазоне 0,7-1 МВт экспериментально измеренное  $\tau_{\text{exp}}$  ниже, чем предсказанное скейлингом Л-2М. С увеличением мощности нагрева разница между этими величинами также увеличивается. Это можно объяснить наличием переходных процессов в этой группе импульсов, которые переводят систему в другое энергетическое состояние. В этом состоянии происходит увеличение излучения плазмы (в широком спектральном диапазоне, включая SXR) из центральной области из-за накопления примесей в центре плазменного шнура.

### 6.5.2. Взаимодействие краевой плазмы со стенками

Тепловая нагрузка на стенку вакуумной камеры коррелирует с мощностью нагрева. Подсчитано, что при мощности ЭЦР-нагрева 200 кВт нагрузка на стенку камеры составляет 0.5 МВт/м<sup>2</sup> вблизи X-точек сепаратрисы (то есть точек, ближайших к стенкам камеры, расположенных на расстоянии примерно 0.5-1 см от нее). В то же время область наибольших тепловых нагрузок (которая составляет примерно 50% от общей тепловой нагрузки) состоит из двух спиральных дорожек с семью витками вокруг оси камеры общей площадью  $\sim 0.3 \text{ м}^2$ .

Вблизи X-точек сепаратрисы поток плазмы взаимодействует со стенкой, вызывает распыление материала, покрывающего стенку (бороуглеродной смеси и поглощенного ей водорода), в результате чего на стенке вакуумной камеры образуются следы (рис. 106). Образование винтового следа в местах выхода магнитных силовых линий сепаратрисы на камеру связано с очисткой поверхности от бороуглеродной смеси, окислением материала стенки и, возможно, с образованием униполярных микродуг. Термическое воздействие оказывается на стенку вакуумной камеры во время экспериментов с длительностью импульса до 20 мс и скважностью 10 импульсов в час. Распыление материала может влиять на элементный состав плазмы и  $Z_{\text{eff}}$ .

Рассмотрим поведение излучения видимого спектрального диапазона. Во всех кадрах с переходами после перехода наблюдается плавное падение сигнала Нα, что характерно для классического перехода L-H. Увеличение сигнала ВII во время перехода может быть вызвано следующими причинами. Резкое увеличение интенсивности излучения линии бора ВII могло быть вызвано попаданием в плазму чешуйки материала покрытия стенок камеры, что вполне возможно в условиях таких тепловых нагрузок на стенку. Аналогичные эффекты наблюдались в экспериментах в режимах с модулированным микроволновым нагревом на установке Л-2М,

когда один импульс гиротрона накладывается на второй с некоторой задержкой по времени (параграф 6.4.1). В некоторых случаях увеличение интенсивности линии ВП во время переходных процессов является более плавным, что может быть связано с самопроизвольным образованием пограничного транспортного барьера, уменьшением потока водорода вблизи стенки и улучшением удержания водорода и примесей (бора и углерода).

Общее излучение плазмы, регистрируемое болометром, значительно увеличивается после переходного процесса. В некоторых случаях наблюдается насыщение сигнала болометра (рис. 104). Как было показано в [301], во время таких процессов интенсивность мягкого рентгеновского излучения из центральной области плазмы значительно возрастает, что указывает на накопление примесей в центральной области плазмы.

Повышение температуры неизбежно должно вести к возникновению униполярных дуг на стенках вакуумной камеры, протекающих в форме кратковременных локальных микровзрывов материала, вызывающих кратковременные локальные выбросы с высокой концентрацией холодной плазмы со стенок. Наблюдавшиеся на сигналах высокочастотных диагностик вспышки интерпретировались как последствия дуговых разрядов [287].

Источником тока и эрозионной плазмы в униполярной дуге является взрывная электронная эмиссия, которая происходит в виде выброса отдельных порций электронов, называемых эктонами. Это явление является причиной многочисленных микрократеров, оставляемых униполярными дугами на металлических поверхностях. Дуга такого типа является самоподдерживающейся за счет взаимодействия эрозионной плазмы с поверхностью электрода [327].

Плазму стелларатора в трехмерной магнитной конфигурации можно использовать как мощный источник воздействия на материалы. В перспективе планируются проведение экспериментов по воздействию плазменных потоков установки Л-2М на образцы в различных сечениях системы. Квазистационарный источник плазменных потоков высокой интенсивности может служить для обработки материалов потоками плазмы, нейтралами перезарядки и электромагнитным излучением.

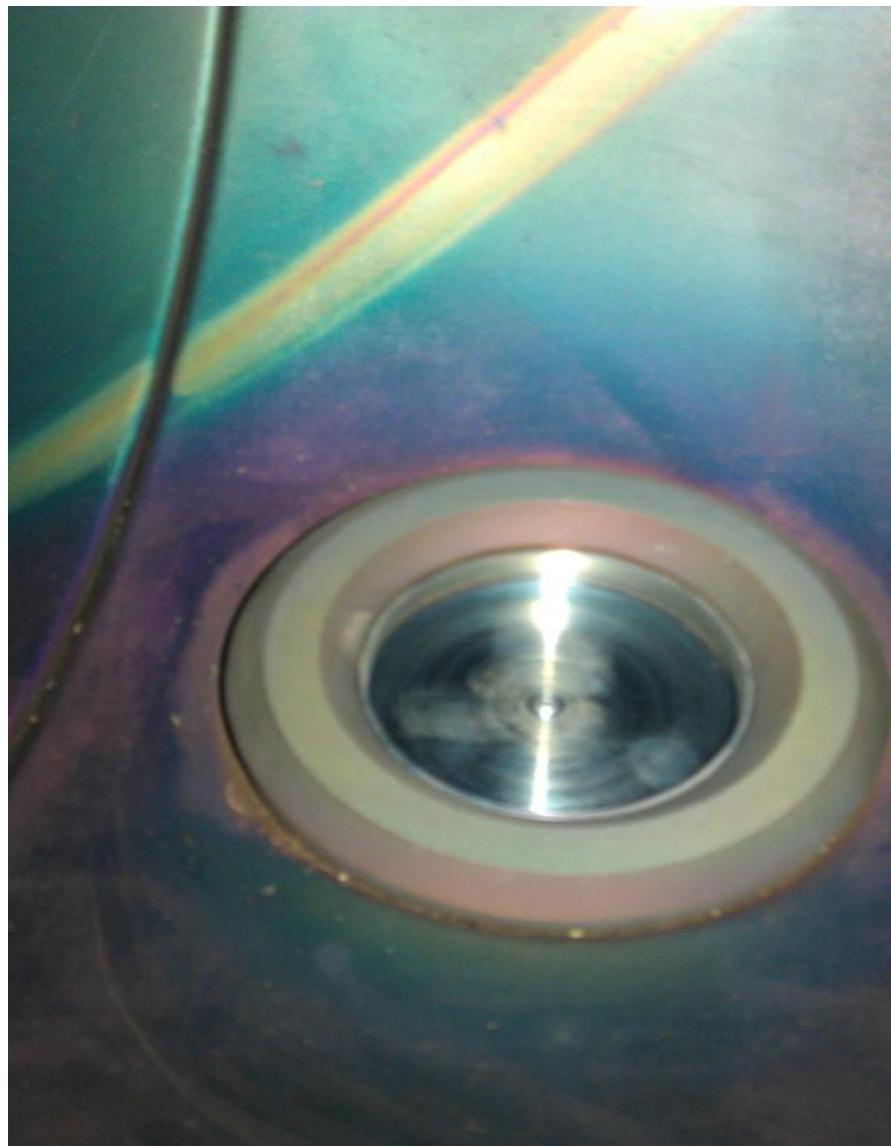


Рис. 106. След спиральной сепаратрисы на стенке вакуумной камеры стелларатора

## 6.6. Выводы главы

Проанализированы эксперименты с гиротронным комплексом МИГ-3 в диапазоне мощностей  $P = 300\text{-}1000$  МВт на второй гармонике частоты гиротрона (75 ГГц). Удельная мощность нагрева при этом варьировалась в диапазоне 1.2-4 МВт/м<sup>3</sup>. Индукционный ток в данных сериях экспериментов не использовался.

Установлено, что в пределах статистического разброса экспериментальных данных наблюдаемое увеличение энергии плазмы с ростом мощности ЭЦР-нагрева согласуется с численными расчетами неоклассических потерь с учетом роли локально запертых частиц и аномальных потерь при теплопереносе.

Теоретически и экспериментально изучался пробой 2-й гармоники ЭЦР в стеллараторе. Бесстолкновительная усредненная по времени динамика электронов в микроволновом поле на

частоте, близкой ко 2-й гармонике ЭЦР, была проанализирована для магнитного поля, характерного для стеллараторов. Были сделаны теоретические оценки, которые можно было сравнить с экспериментальными результатами стелларатора Л-2М. В экспериментальных условиях при плотностях нейтральных частиц  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$  средний свободный пробег электрона намного меньше окружности магнитной оси. Поэтому при изучении бесстолкновительной динамики магнитная модуляция вдоль силовых линий принималась как синусоидальная с двумя изменяющимися параметрами.

Уравнения были обработаны численно и аналитически. Анализ показал, что существуют четыре группы электронов, которые сильно различаются по амплитуде энергетических отклонений, и что все они представляют практический интерес для пробоя. Определены границы этих групп в 2D конфигурационном пространстве и показано, что в установке Л-2М электроны, которые подвергаются наиболее интенсивным энергетическим колебаниям (группа нелинейного режима), сосредоточены в непосредственной близости от магнитной оси.

В основном за пробой ответственны другие группы электронов. Одна из них также способна создавать электронную лавину вблизи магнитной оси, и оказалось, что она достаточно устойчива к изменению магнитного поля. Одновременно и почти с одинаковой скоростью электроны этой группы производят возбужденные виды нейтралов, которые впоследствии могут ионизироваться при столкновениях с электронами со значительной подпороговой энергией. Затем возбужденные нейтралы свободно перемещаются через магнитное поле и ионизируются при большинстве столкновений с электронами всех групп, поскольку требуемая энергия легко достижима для всех электронов внутри вакуумной камеры. Таким образом, пробой распространяется по магнитным поверхностям, и его скорость зависит главным образом от средней кинетической энергии нейтралов. Была предложена довольно простая аналитическая оценка времени задержки пробоя, которая хорошо согласуется с экспериментальными результатами Л-2М. Модель, используемая в этой работе, является адаптивной и может быть скорректирована для описания предварительной ионизации в различных термоядерных установках.

Изучались характерные особенности перехода плазмы на стационарную стадию удержания по энергии. Начальная стадия разряда, инициированного мощным СВЧ импульсом в режиме ЭЦР-нагрева, характеризуется быстрым (от 100 мкс) ростом потерь, наблюдаемым на диамагнитном сигнале  $dW/dt$  и приводящим к окончанию роста энергии плазмы. Обнаружено, что свойства данного процесса при неизменной мощности СВЧ нагрева существенно отличаются для различных значений электронной плотности. Показано, что некоторые элементы стабилизации запасенной энергии плазмы укладываются в принципы классической термодинамики. При неизменной средней плотности время стабилизации плазмы тем меньше,

чем выше мощность СВЧ нагрева. При неизменной мощности СВЧ нагрева, процесс тем медленнее, чем выше средняя плотность плазмы. Обнаружено, что данный процесс связан с первую очередь с явлениями, происходящими в краевой области плазмы, в которой расположен стохастический слой магнитных поверхностей стелларатора. Предполагается, что после СВЧ пробоя нагрев плазменного шнуря в центральной области осуществляется за счет теплопроводности, а в области вне реальной сепараторы, при появлении конвективных потерь, скорость энергетических потерь уменьшается. В результате переходного процесса усиливается взаимодействие приграничной плазмы со стенками вакуумной камеры, что приводит к установлению стационарной стадии плазменного разряда. Возможно, влияние на процесс стабилизации оказывают локальные МГД-неустойчивости, возникающих в стохастическом слое, однако количественно оценить их влияние на параметры переноса на данном этапе не представляется возможным.

Рассматривалась возможность увеличения параметров плазмы ( $W$ ,  $\beta$ ) с помощью различных сценариев СВЧ-импульсов. Схема управления гиротронным комплексом МИГ-3 позволяла задавать различные временные сценарии работы обоих гиротронов как для нагрева плазмы в стеллараторе, так и для технологических экспериментов. Одним из сценариев был временной сдвиг запуска гиротронов друг относительно друга, чтобы первый импульс ионизировал плазму, а второй шел только на нагрев готовой плазмы.

Были проведены эксперименты по увеличению энергетического времени жизни плазмы в стеллараторе Л-2М с помощью профилирования греющих СВЧ-импульсов. Первый гиротрон при фиксированной мощности служит для ионизации и первичного нагрева плазмы, второй обеспечивает стационарный разряд длительностью 10 мс. Продемонстрировано, что варьируя мощность второго гиротрона в диапазоне 200-50 кВт, есть возможность увеличить время жизни до 4 раз при снижении мощности второго гиротрона до 50 кВт. Достигнутое в данном режиме значение энергетического времени жизни  $\tau_E = 7$  мс является рекордным для установки Л-2М. Работа представляет интерес для исследования как метод варьирования параметров термоядерной плазмы.

На стеллараторе Л-2М продемонстрирована возможность получения плазмы в импульсно-периодическом режиме в условиях электронно-циклотронного резонанса. Использовались различные режимы временной модуляции гиротронного излучения, при этом менялась длительность СВЧ-импульсов и пауз в одном плазменном разряде. Число импульсов в разряде варьировалось от 2 до 5, длительность импульсов – от 1 до 4 мс, длительность пауз – от 2 до 6 мс; мощность гиротрона составляла 300-400 кВт. Для представленных режимов были измерены все основные макро- и микропараметры плазмы. Основное внимание уделялось изучению

энергобаланса, поведению радиальных профилей электронной плотности и электронной концентрации и характеристикам пристеночной плазмы.

Обнаружено, что во время пауз температура в краевой области спадает до значений  $T_e < 100$  эВ, при включении же гиротрона снова резко возрастает на всех радиусах. Средняя плотность меняется мало, в центре наблюдается падение плотности (эффект pump-out) в момент нагрева, во время пауз профиль вы полаживается. В краевой же области, наоборот, во время нагрева электронная плотность растет, что связано, по-видимому, с усилением взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры и дополнительным поступлением водорода и примесей со стенок. Быстрое падение сигнала  $dW/dt$  (наблюдаемое также в режимах одиночных СВЧ-импульсов) коррелирует с ростом потенциала на ленгмюровском зонде и ростом температуры на всем радиусе плазмы. Данный эффект видимо связан с ростом конвективных потерь в данный момент времени, причем этот механизм ограничивает рост энергосодержания плазмы и фактически определяет его максимальное значение.

В импульсах с использованием гиротронов МИГ-3 наблюдалась спонтанные транспортные переходы, которые приводили к увеличению плотности и энергии плазмы. При мощности, превышающей 400 кВт, наблюдается скачкообразное увеличение плотности и энергии. При мощности 500 кВт был получен режим, в котором в момент перехода  $W$  динамически увеличивается на 20%, несмотря на охлаждение плазмы. В то же время, при высокой мощности нагрева до 700 кВт значения  $\tau_E$  в среднем соответствуют одномашинному скейлингу Л-2М, в то время как в импульсах с мощностью в диапазоне 700-1000 кВт  $\tau_E$  снижается на 10-15% относительно скейлинга.

Тепловая нагрузка на вакуумную камеру распределена неравномерно, достигая максимального значения на винтовой сепаратрисе  $0.5 \text{ МВт/м}^2$ , причем импульсное воздействие вызывает окисление материала стенки, возможно, образование униполярных микродуг и поступление в плазму элементов бороуглеродной смеси и запертого водорода, что приводит к накоплению и перераспределению примесей в плазменном шнуре.

## Глава 7. Динамика плазменного импульса и роль турбулентности

В данной главе рассматривается эволюция макропараметров в различных типах плазменных разрядов - квазистационарных, со спонтанными и вынужденными транспортными переходами. Также рассматривается эволюция флюктуирующих параметров плазмы – плотности, электрического поля и магнитного поля (раздел 7.1). Анализируется временная корреляция различных параметров плазмы и характерные частоты плазменных неустойчивостей. В разделе 7.2 анализируется квазистационарный разряд при мощности нагрева ниже уровня развития локальных МГД неустойчивостей, рассматривается эволюция флюктуирующих параметров и их связь с макропараметрами. В разделе 7.3 дается анализ сдвига фаз между флюктуациями потенциала и плотности плазмы в краевой турбулентности и его интерпретации. В разделе 7.4. оценивается роль мелкомасштабных неустойчивостей в плазменном шнуре и их влияние на развитие транспортных переходов. Наконец, в разделе 7.5 представлены радиальные потоки тепла в стеллараторе Л-2М и сравнение с результатами, ранее полученными в стеллараторе Л-2.

### 7.1. Сравнительный анализ спонтанных и вынужденных переходных процессов

Динамические переходные процессы играют большую роль в замкнутых магнитных ловушках – токамаках и стеллараторах. С их помощью существует возможность увеличения энергетического времени жизни  $\tau_E$  плазмы, повышения температуры электронной  $T_e$  и ионной  $T_i$  компонент, необходимой для достижения критерия Лоусона или тройного произведения  $n_e T_i \tau_E$ . В настоящее время наблюдаются тенденции работать на крупномасштабных установках с мощными источниками нагрева. Однако в соответствии со стеллараторным скейлингом ISS04 зависимость  $\tau_E$  обратно пропорционально мощности нагрева  $P$ . Кроме экстенсивного увеличения энергии плазмы  $W$ , необходим и интенсивный путь подавления переноса тепла из плазмы и эффективное удержание плазмы при увеличении газокинетического давления плазмы  $p$ . Увеличение давления плазмы возможно как при крупномасштабных, так и при локальных переходных процессах с образованием внутренних или внешних транспортных барьеров, а в некоторых случаях отдельно по электронной или ионной компоненте плазмы. Можно разделить спонтанные переходные процессы на не связанные с заданным изменением параметров разряда, и на вынужденные, инициированные изменением условий нагрева плазмы или действием газонапуска. Также на динамику параметров плазмы во многих случаях влияют условия взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры. Практический интерес представляет сравнение ряда важных параметров, сопровождающих переходные процессы, в частности, выявление низкоамплитудных предвестников спонтанных переходов.

Связь эволюции макропараметров плазмы, в первую очередь энергетического времени жизни, с микропараметрами – турбулентностью, кинетическими неустойчивостями – представляет большой интерес, проливая свет на влияние аномального тепло- и массопереноса. Отдельный интерес представляют системы, работающие без индукционного тока, не испытывающие влияния токово-винтовых и макроскопических магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей, связанных с давлением плазмы. В подобных системах есть возможность выявить корреляцию, хотя бы качественную, между значениями принципиальных макропараметров плазмы и параметрами плазменной турбулентности. Существенно, что подобные исследования могут проводиться на установках небольших размеров, экстенсивные параметры плазмы которых (объем, полная энергия) и детали конструкции не играют значимой роли. Важной во всех случаях является роль пристеночной слабо замагниченной плазмы, в которой происходит диффузионно-конвективный механизм тепломассообмена в плазменном слое (scrape-off layer - SOL), взаимодействующем со стенками вакуумной камеры, а также изменение потоков в результате варьирования внешних параметров – мощности и локализации нагрева, включения/выключения других методов нагрева, срывов, микродуг на стенках камеры и элементах установки и др.

В экспериментах на стеллараторе TJ-II было показано, что фронт возмущения плотности и температуры плазмы при инжекции примесей распространяется аномально быстро, в режиме так называемой баллистической моды [292]. Следовательно, можно предполагать, что процесс инжекции газа тесно связан с процессами аномального переноса, то есть с развитием неустойчивостей и турбулентности плазмы. Важно выявить влияние распространения инжектируемого в плазму газа, в том числе выбитых из стенок примесей. Существенно также анализировать эволюцию микротурбулентности плазмы при поступлении частиц со стенки камеры в плазму.

Вынужденные переходные процессы, как правило, связаны с методом нагрева плазмы, с контролируемым изменением видимой мощности и параметрами источника частиц, например, программой работы газонапускных клапанов или пеллет-инжекцией. При вынужденном переходном процессе изменение плотности и температуры плазмы, а также градиентов этих величин должно повлиять на условия возбуждения неустойчивостей. Например, проводились эксперименты с включением мощного дополнительного нагрева, вызывающего импульсное дополнительное газоотделение стенки. Так при удвоении мощности ЭЦР-нагрева удваивалась и мощность тепловой нагрузки на стенки вакуумной камеры, что вызывало существенное усиление распыления материала покрытия стенок и импульсное поступление атомов материала покрытия в пристеночную плазму после включения импульса дополнительного нагрева [287].

В любом случае модель влияния пристеночного слоя и его динамика совокупно с описанием турбулентного механизма периферийной плазмы может, в принципе, корректно описать физику переноса.

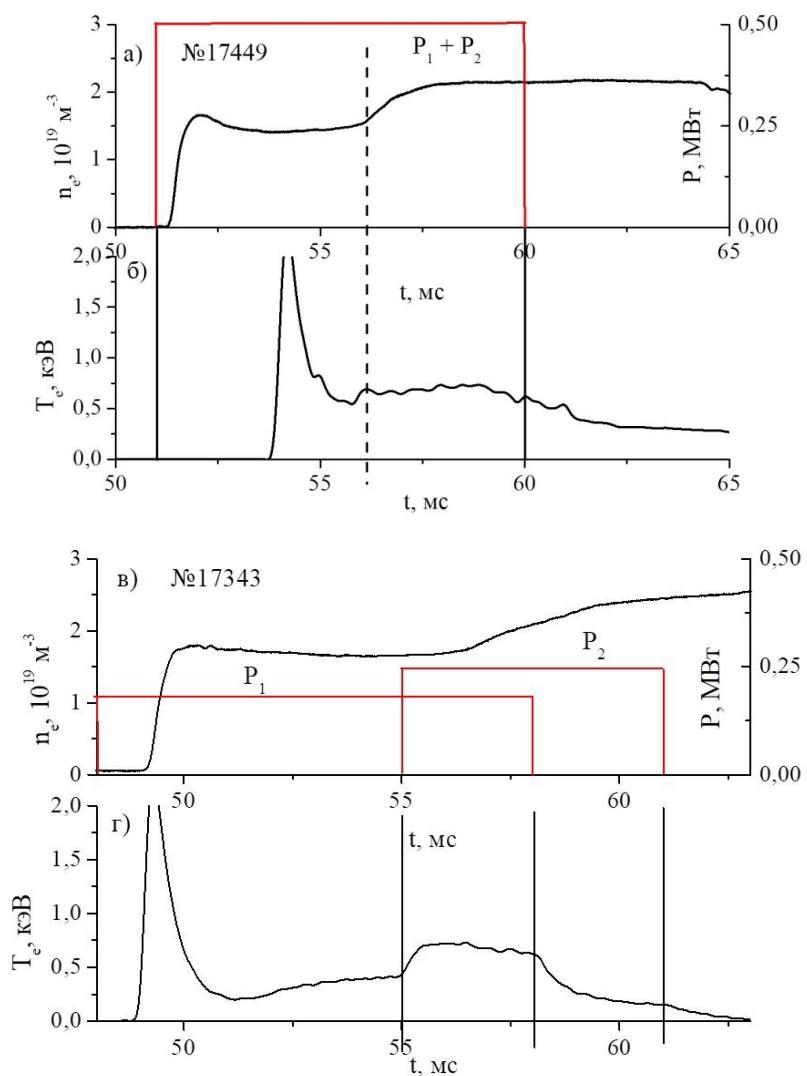
Для корректного описания переходных процессов, при которых возможно формирование краевых транспортных барьеров и изменение поступления частиц со стенок камеры, необходимо учитывать также влияние краевой области плазмы, как внутри, так и вне сепараторы магнитных поверхностей. Широко принятым является описание механизма переноса тепла в области вне сепараторы за счет продольной электронной теплопроводности, описываемое в диффузионном приближении с локальными эмпирическими транспортными коэффициентами. В то же время подобный подход не позволяет достаточно адекватно описать аномальные процессы переноса, вызываемые низкочастотной турбулентностью. Моделирование процессов переноса возможно также с учетом самосогласованного поддержания турбулентной плазмы в состоянии, близком к турбулентно-релаксированному [305].

Резюмируя, нужно сказать, что для прояснения физики переноса в замагниченной плазме в тороидальных ловушках необходимо непосредственно изучать связи и корреляцию между динамическим изменением макропараметров и эволюцией флюктуирующих микропараметров, что возможно и на установках сравнительно небольших размеров и параметров плазмы. Более того, в квазистационарных установках при отсутствии индукционного тока можно избежать перестройки структуры магнитного поля в результате эволюции амплитуды и профиля тока и связанных с индукционным током макроскопических неустойчивостей.

Цель настоящей работы состояла в представлении сравнительных исследований спонтанных и вынужденных переходных процессов и сопутствующей эволюции турбулентных флюктуаций, возникающих в плазме стелларатора Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева.

В работе [306] для анализа было выбрано три режима (рис. 107). Первый режим реализован в импульсе №17449 (а, б) с постоянной заданной СВЧ-мощностью нагрева, два гиротрона работают синхронно во временном интервале с 51 по 60 мс с суммарной мощностью  $P = 0.6\text{--}0.45$  МВт. Отсчет времени ведется от момента включения электрического тока через магнитную систему стелларатора, указанный интервал соответствует постоянному значению магнитной индукции в плазме стелларатора Л-2М. Диапазон значений СВЧ-мощности отражает спад мощности в течение импульса по результатам детектирования. В этом импульсе наблюдается спонтанный рост плотности на 56-й мс. Второй режим реализован в импульсе №17343 (в, г), – это режим с модуляцией СВЧ-мощности нагрева (рост мощности в течение СВЧ импульса). Первый гиротрон с мощностью  $P_1 = 180\text{--}160$  включается на 48-й мс и выключается на 56-й мс, второй гиротрон с мощностью  $P_2 = 260\text{--}230$  включается на 55-й мс,

выключается на 61-й. Третий режим - скачкообразное понижение мощности в течение импульса СВЧ-нагрева реализован в импульсе №17329; при этом мощности гиротронов удерживаются в интервалах соответственно  $P_1 = 0.3\text{-}0.25 \text{ МВт}$ ,  $P_2 = 0.17\text{-}0.12 \text{ МВт}$ . Во всех рассматриваемых случаях осуществлялся режим центрального ЭЦР-нагрева, - резонансная область поглощения СВЧ излучения лежала в центре плазменного шнуря. Необходимо отметить, что все три режима сопровождаются скачкообразным ростом плотности плазмы при переходном процессе.



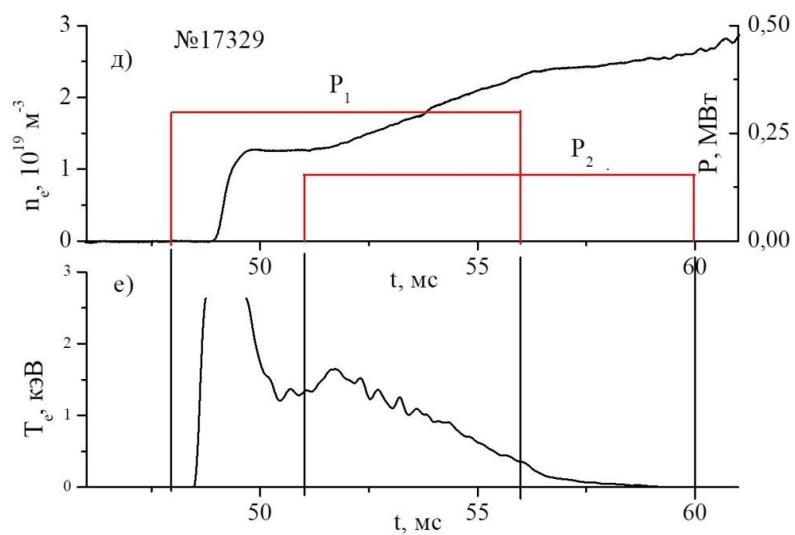


Рис. 107. Временная эволюция средней электронной плотности  $n_e$  (слева) и центральной электронной температуры  $T_e$  (справа) для трех выбранных режимов: а, б) спонтанный переходный процесс; в, г) модулированное увеличение мощности; д, е) модулированное уменьшение мощности. Сценарий ЭЦР-нагрева указан красными линиями. Пунктирная линия соответствует моменту спонтанного переходного процесса.

Динамика и численные значения  $\tau_E$  в различных режимах ЭЦР-нагрева представлены на рис. 108. Методика расчета динамики  $\tau_E$  дается в [293]. На рис. 108а представлена эволюция  $\tau_E$  при введении в плазму немодулированной СВЧ-мощности 0.5 МВт, спонтанный переходный процесс дает приращение  $\tau_E$  в 1.5 раза, – между двумя стационарными состояниями на 54-й и 58-й мс СВЧ импульса энергетическое время  $\tau_E$  меняется с 0.9 до 1.3 мс. На рис. 108б представлена динамика  $\tau_E$  при увеличении мощности нагрева, при этом  $\tau_E$  падает с 1.8 мс до 1.2 мс. Наконец, на рис. 108в представлен режим с уменьшением мощности нагрева, при этом  $\tau_E$  растет от 1.5 до 1.9 мс. Поскольку энергия плазмы в установке Л-2М мала, высокие мощности нагрева не позволяют получить высокие значения  $\tau_E$  в стационарном режиме, в отличие от так называемого профилированного режима, в котором имеется возможность кратно увеличить  $\tau_E$  (см. выше раздел 6.4.2). В данном случае в режиме с уменьшением мощности нагрева было получено рекордное для плазмы в стеллараторе Л-2М значение  $\tau_E = 7$  мс [293].

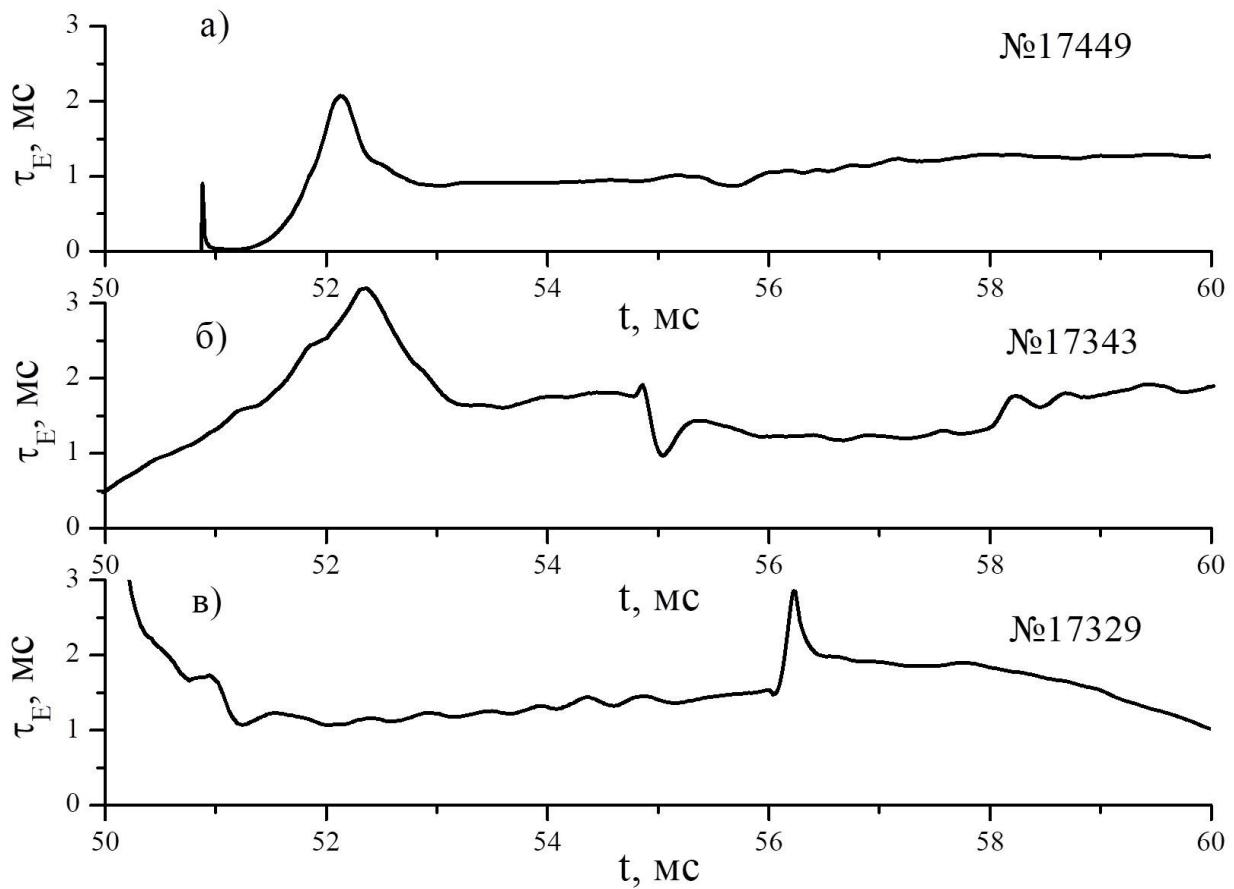


Рис. 108. Временная эволюция энергетического времени плазмы  $\tau_E$  на квазистационарной фазе разряда для режимов со спонтанным переходом (а), скачкообразным ростом (б) и уменьшением мощности нагрева (в).

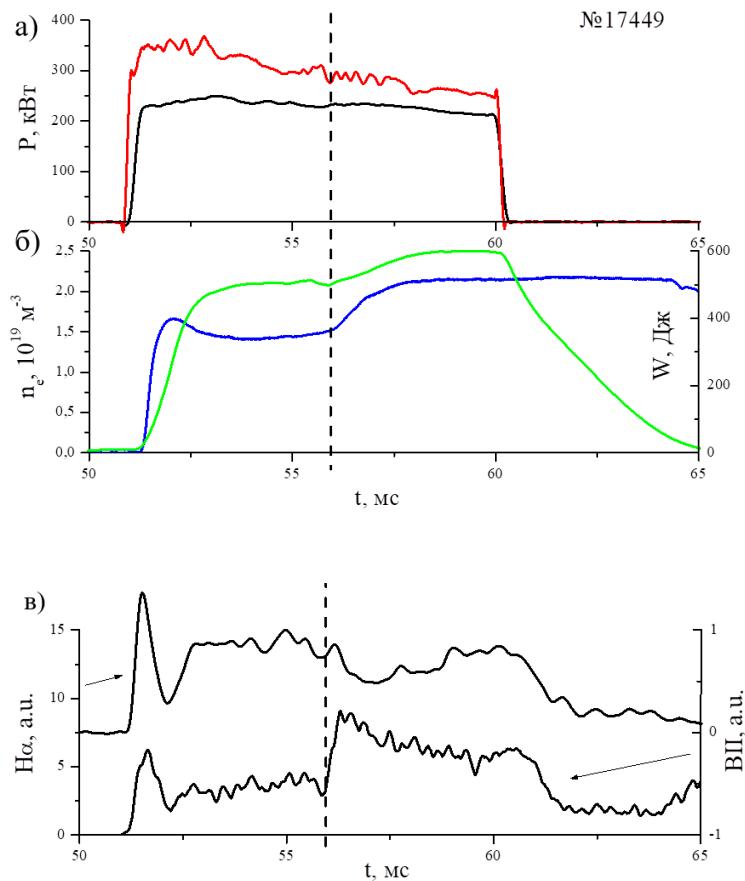
Во всех случаях экспериментальные значения  $\tau_E$  разумно согласуются с рассчитанными по полуэмпирической Транспортной модели канонических профилей, ранее применявшейся к токамакам [302].

Для получения определенного значения  $\tau_E$  важна динамика электронной температуры  $T_e$  и плотности  $n_e$ , а также определенное по произведению профилей энергосодержание плазмы. Динамика  $T_e$  на стационарной фазе разряда определяется модуляцией  $P$ , динамика центральной и усредненной плотности  $n_e$  зависит от ее перераспределения по диаметру шнура, от источника частиц основной компоненты плазмы и от поступления примесей со стенок. Известно, что при ЭЦР-нагреве имеет место эффект выноса плотности из центральной области (rippl-out), приводящий к формированию немонотонного “провального” профиля плотности. В то же время при наличии индукционного тока эффект rippl-out увеличивается с ростом  $n_e$  до определенного критического значения, после чего уменьшается. Критическое значение плотности зависит от тока плазмы; с ростом тока оно возрастает при фиксированной мощности ЭЦР-нагрева.

Ранее обнаружено, что при скачкообразном увеличении мощности ЭЦР-нагрева в течение разряда усиливается импульсное поступление примесей в плазму, вызванное распылением

покрытия стенки камеры стелларатора Л-2М. Также включение дополнительной мощности нагрева ведет к подавлению длинноволновых ( $k\perp = 2 \text{ см}^{-1}$ ) флуктуаций плотности в краевой плазме, нарастанию коротковолновых ( $k\perp = 30 \text{ см}^{-1}$ ) и длинноволновых флуктуаций ( $k = 1 \text{ см}^{-1}$ ) в срединной области плазмы и к усилению коротковолновых флуктуаций ( $k\perp = 20 \text{ см}^{-1}$ ) в центральной области, включая область гирорезонанса. В краевой плазме при поступлении примесей наблюдается падение потенциала и его флуктуаций. Поступление примесей в плазму, как и любой резкий рост плотности, вызывает всплеск и повышение уровня МГД-активности [287].

На рис. 109, 110 представлена эволюция макропараметров в сравнении со структурой флуктуаций. На рис. 109 представлены параметры импульса со спонтанным переходным процессом: а) огибающие СВЧ импульсов ЭЦР-нагрева в условиях, когда оба гиротрона работали синхронно с суммарной мощностью, достигающей 0.5 МВт, б) временная эволюция средней электронной плотности (синяя линия) и энергии плазмы (зеленая линия). На рис. 109в представлена эволюция интенсивности излучения линий атомарного водорода  $\text{H}\alpha$  (переходный процесс сопровождается падением сигнала) и ионов бора  $\text{BII}$  (при переходном процессе наблюдается рост этого сигнала). На рис. 109г представлен Фурье-спектр малоуглового рассеяния гиротронного излучения, на рис. 109д - Фурье-спектр обратного рассеяния гиротронного излучения на плазме. Вертикальной линией отмечен момент перехода.



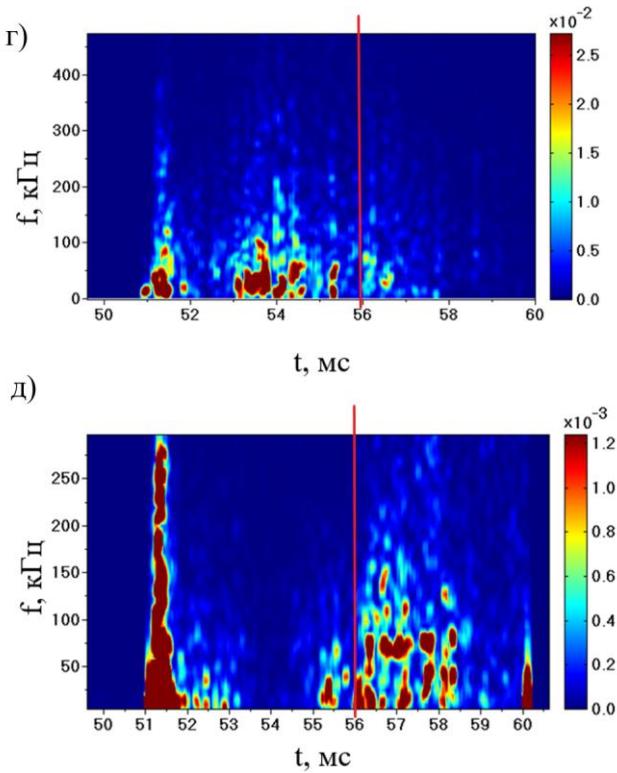


Рис. 109. Параметры импульса со спонтанным переходным процессом: а) мощности двух гиротронов  $P_1$  (красная линия) и  $P_2$  (черная линия), б) средняя электронная плотность (синяя линия) и энергия плазмы (зеленая линия), в) интенсивности излучения линий атомарного водорода  $\text{H}\alpha$  и ВII, г) Фурье-спектр малоуглового рассеяния гиротронного излучения, д) Фурье-спектр обратного рассеяния гиротронного излучения. Пунктиром отмечен момент перехода, вертикальными сплошными линиями - моменты включения и выключения СВЧ-излучения гиротронов.

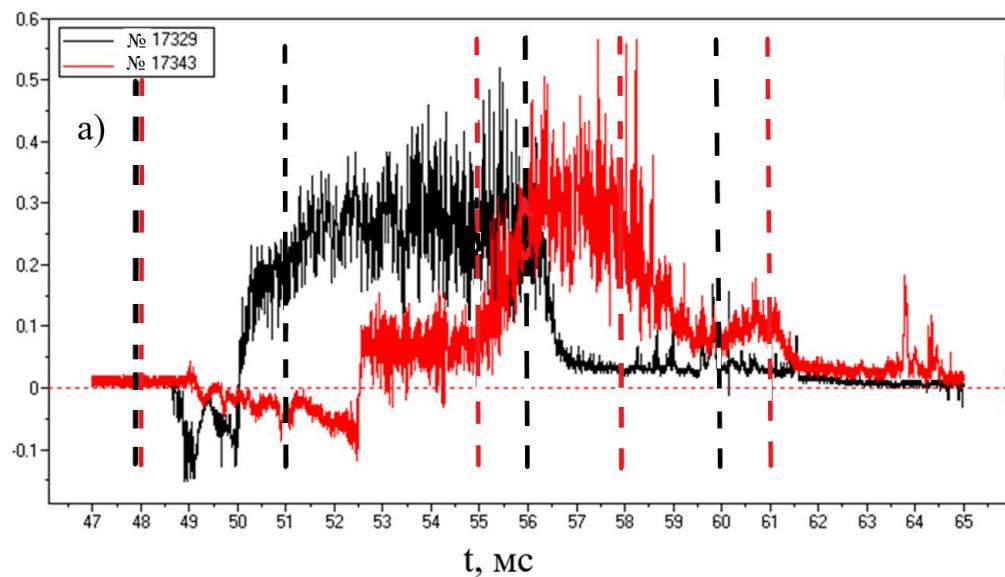
Видно, что диагностики дают отклики на стационарные стадии разряда до перехода (53-я-55.5-я мс); полоса спектра  $f = 0\ldots100$  кГц наблюдается на малоуглового рассеяния; после перехода, при плотности, возросшей до  $2 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, наблюдается сигнал обратного рассеяния в диапазоне частот  $f = 0\ldots150$  кГц.

На рис. 110 представлена временная эволюция сигналов ленгмюровского зонда, свидетельствующая об изменении структуры электрического поля. Сравниваются импульсы с модуляцией мощности нагрева – падением (№17329) и ростом (№17343). На рисунке представлены: а) осциллограммы плавающего потенциала ленгмюровского зонда  $V_f$  (красная линия – с ростом, черная линия – с падением мощности), б) Фурье-спектр  $V_f$  в импульсе с ростом мощности, в) Фурье-спектр  $V_f$  в импульсе с падением мощности. Видно радикальное (на порядок) падение потенциала при выключении второго гиротрона (56-я мс), как и обрезание флюктуаций рассеяния. При включении второго гиротрона наблюдается четырехкратный рост  $V_f$ . Рост потенциала и уширение его спектра коррелирует с включением дополнительного нагрева. После выключения первого СВЧ-импульса при работающем втором СВЧ-импульсе наблюдается монотонное падение потенциала и обужение частотного спектра.

Подобный эффект – низкое значение потенциала на краю и его скачкообразный рост/падение – наблюдается как на начальной стадии, в условиях холодной периферии плазмы. Это обусловлено тем, что пока механизм распространения тепла теплопроводный и не открылся канал конвекции и диффузии на краю [307]. Также подобное явление наблюдается в условиях импульсно-периодического нагрева плазмы, когда в паузах между импульсами температура и потенциал периферийной плазмы падает практически до нуля [295].

Фурье-спектры сигналов обратного рассеяния гиротронного излучения для трех рассматриваемых сценариев разряда представлены на рис. 111. Рисунок 111(а) соответствует импульсу со спонтанным переходом, рисунок 111(б) – с ростом мощности нагрева, 111(в) – с уменьшением. В импульсе со спонтанным переходом первый всплеск флюктуаций с 51-й по 52-ю мс коррелирует с первоначальным ростом плотности, и дальнейший спад до полосы с частотой 0...30 кГц соответствует небольшому спаду плотности (см. рис. 109а). Далее при постоянной плотности до переходного процесса флюктуации практически отсутствуют. После окончания переходного процесса появляются флюктуации в полосах частот 0...40 и 60...80 кГц, причем наблюдаются флюктуации и на более высоких частотах. Флюктуации имеют вспышечный характер.

Характер спектра для импульса с ростом СВЧ-мощности нагрева весьма схож. Начальная стадия аналогична предыдущему случаю, характер флюктуаций не меняется при включении второго гиротрона на 55-й мс. После начала роста плотности на 56-й мс появляются флюктуации, частотный спектр которых аналогичный 118(а).



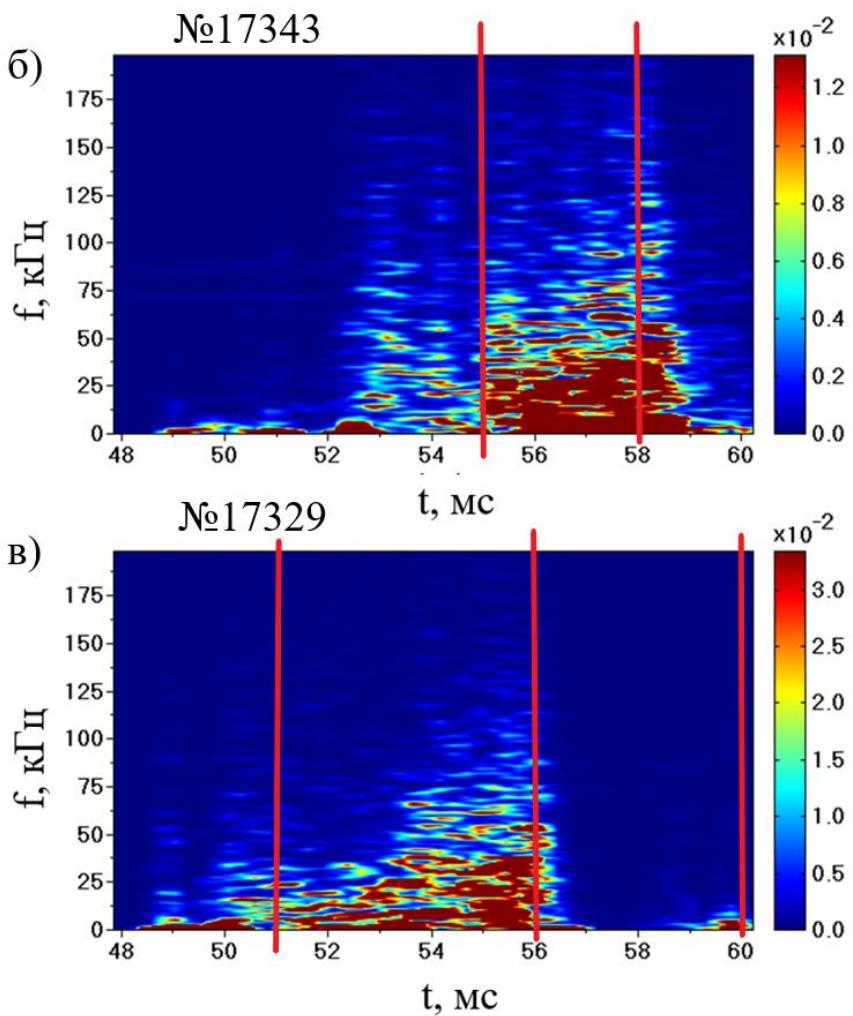


Рис. 110. Плавающий потенциал ленгмюровского зонда в импульсах с модуляцией СВЧ-мощности нагрева. а) Осциллограммы плавающего потенциала  $V_f$  (красная линия - с ростом, черная линия - с падением мощности). б) Фурье-спектр флуктуаций  $V_f$  в импульсе с ростом мощности, в) Фурье-спектр флуктуаций  $V_f$  в импульсе с падением мощности. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты включения и выключения гиротронов.

Характер флуктуаций для 118(в) иной, при этом необходимо отметить, что в этих условиях схема измерений технически отличалась. В данном случае полоса меньших частот появляется с началом роста плотности, полоса больших частот появляется с задержкой, на 53-й мс; полоса меньших частот исчезает на 54,5-й мс, после выключения первого гиротрона; полоса больших частот – на 56,5-й мс. Надо отметить, что эти времена не коррелируют с моментами включения и выключения СВЧ-нагрева.

Для анализа требуется рассмотреть особенности взаимодействия краевой плазмы со стенкой и его изменение при переходных процессах, а также возможные плазменные неустойчивости для условий представленных экспериментов.

В стеллараторе Л-2М при мощности ЭЦ-нагрева 0.2 МВт удельные нагрузки на стенку камеры в углах сепараторы магнитных поверхностей составляют  $0.5 \text{ МВт}/\text{м}^2$ . Удвоение

мощности в эксперименте (импульс №17343) и соответствующее увеличение диффузионных и конвективных потоков плазмы, действующих на стенки вакуумной камеры в углах сепараторы, вызывают заметное распыление бороуглеродного покрытия стенок камеры. Именно этот эффект позволяет поставить эксперименты по изучению влияния импульсного поступления примесей на турбулентные флуктуации плотности и потенциала, а также на МГД-активность. Если радиационные потери и потоки атомов перезарядки распределены по камере приблизительно равномерно, то взаимодействие плазма-стенка происходит в узкой области вблизи углов сепараторы. Также было показано, что в режимах дополнительного ЭЦР-нагрева при условии падения средней плотности плазмы наблюдается рост уровня коротковолновых турбулентных флуктуаций плотности с задержкой 2–4 мс относительно фронта включения СВЧ-импульса дополнительного нагрева, и сохраняется уровень длинноволновых флуктуаций плотности.

В случае спонтанных переходных процессов с перестройкой периферийного слоя плазмы одновременно с существенным ростом плотности растет и МГД-активность. Также рост МГД-активности наблюдался при вынужденном переходе, вызванном увеличением СВЧ-мощности нагрева. Видимо, механизм изменения периферии плазмы при спонтанном переходном процессе с высокой мощностью во многом аналогичен режиму с увеличением мощности. По крайней мере, структура спектра частотных флуктуаций плотности близка (рис. 111).

В связи с этим интересным представляется сравнение микропроцессов при увеличении мощности и в режиме с падением мощности, при котором наблюдается эффект многократного роста времени жизни. Увеличение уровня флуктуаций плотности также происходит при увеличении плотности плазмы. Однако в этом случае наблюдается рост энергетического времени жизни. Этот результат, по-видимому, можно трактовать как уменьшение турбулентного потока тепла из-за падения температуры и роста плотности плазмы, несмотря на рост флуктуаций плотности.

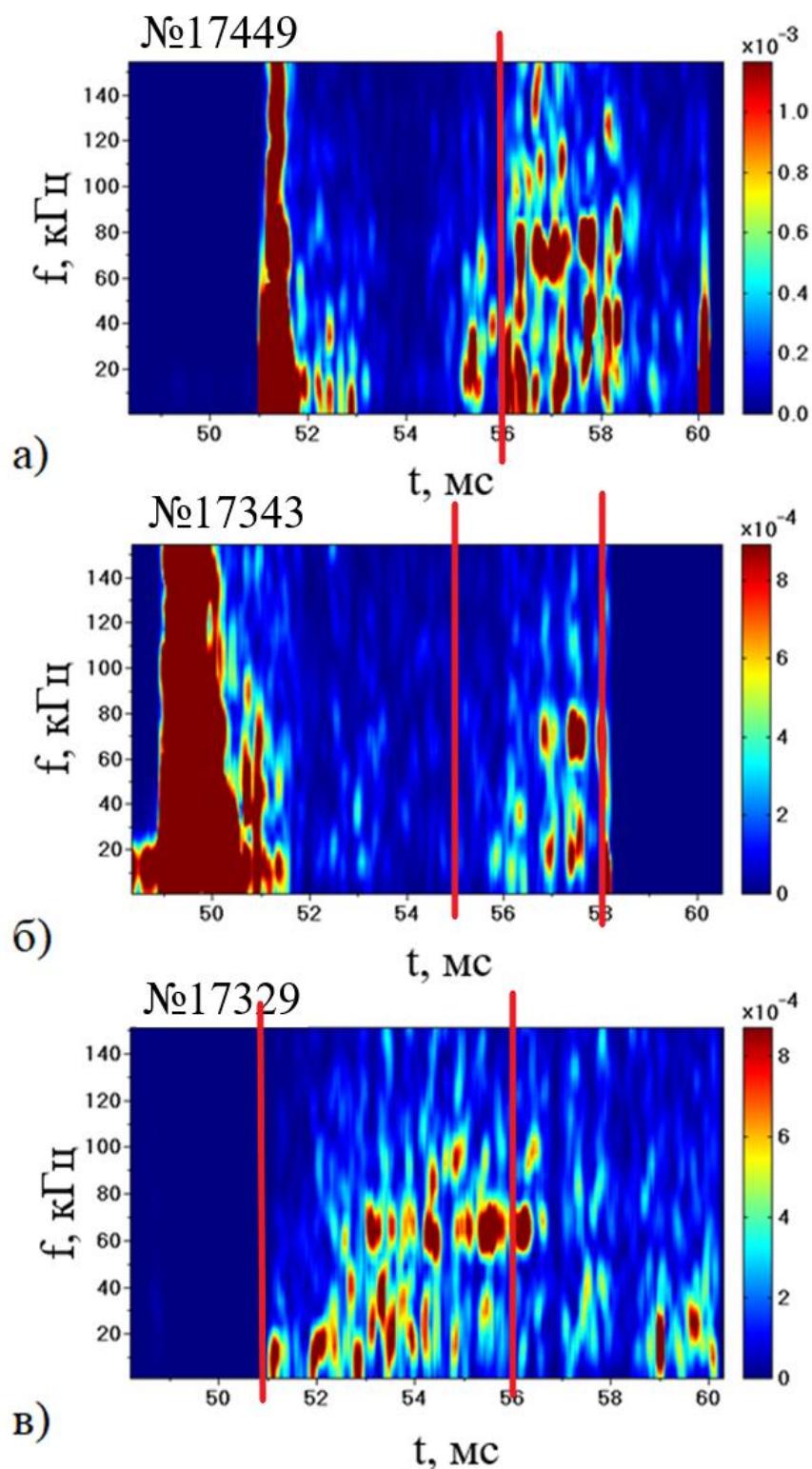


Рис. 111. 3D Фурье-спектр сигнала обратного рассеяния гиротрона для трех режимов: а) импульс со спонтанным переходным процессом, б) импульс с ростом СВЧ мощности, в) импульс с уменьшением СВЧ мощности. Вертикальными линиями отмечены спонтанный переход (а) и моменты включения и выключения гиротронов (б, в).

Из рис. 111 видно, что характер спектра отраженного назад рассеяния для спонтанного и вынужденного переходных процессов, сопровождающихся ростом плотности, сходен – он

спадает при росте плотности и снова возрастает при ее падении в результате рекомбинации. Возможная перестройка профиля плотности в данных экспериментах не измеряется, однако ранее было обнаружено, что при увеличении мощности нагрева растет глубина “провала” плотности в центральной области плазменного шнуря (эффект pump-out, некомпенсированный индукционным током) и одновременно возрастает ее значение на периферии за счет динамического роста энергетической нагрузки на стенки.

Минимальный уровень флюктуаций наблюдается для магнитного поля  $B_{\text{fl}}/B_0 \sim 5 \times 10^{-5}$ , где  $B_{\text{fl}}$  – амплитуда флюктуирующего магнитного поля,  $B_0$  – тороидальное магнитное поле на оси плазменного шнуря. Уровень флюктуаций плотности в приграничной области плазменного шнуря плазменного шнуря  $n_{\text{fl}}/n \sim 0.2\text{--}0.3$ ; в центральной области данное значение уменьшается до 0.1. В приграничном слое могут развиваться локализованные МГД-неустойчивости типа пилинг-мод, а в более глубоких слоях – дрейфовые вихри [308]. В области нагрева о природе структур пока можно только предполагать. Низкочастотные пульсации с высоким уровнем кросс-корреляции пронизывают весь плазменный шнур. Взаимосвязь между турбулентными пульсациями в разных видах низкочастотной структурной турбулентности возникает через взаимное влияние ансамблей стохастических структур [309].

В обсуждаемых экспериментах были обнаружены следующие характерные флюктуации. Для электрического потенциала вблизи сепараторы характерно: абсолютное значение  $V_f$  увеличивается при включении второго гиротрона, при выключении падает практически до нуля. При включении второго гиротрона расширение спектра флюктуаций  $\tilde{V}_f$  от 0...10 до 0...70 кГц, при выключении второго гиротрона падение этого спектра  $\tilde{V}_f$  до 0 во всем частотном диапазоне.

Флюктуации плотности: для волнового числа  $k \perp = 1 \text{ см}^{-1}$  характерна полоса частот 0...100 кГц до спонтанного переходного процесса, затем интенсивность флюктуаций падает до 0 во всем частотном диапазоне. Для волнового числа  $k \perp = 30 \text{ см}^{-1}$  в спектре флюктуаций появляются полосы частот 10-30 и 60-80 кГц после спонтанного переходного процесса. Близкий характер и для режима с ростом СВЧ-мощности, - при начале роста плотности наблюдаются частотные полосы 10-30 и 60-80 кГц. В импульсе с уменьшением СВЧ-мощности наблюдаются флюктуации плотности в полосах 0...40 и 60...80 кГц и их перестройка. Флюктуации плотности имеют вспышечный характер.

Проанализируем характер обнаруженных флюктуаций. К низкочастотным возмущениям (частоты масштаба  $f \sim 10 \text{ кГц}$ ) относятся электростатические геодезические акустические моды (ГАМ) с характерной частотой  $f = (2\gamma p/\rho R_0^2)(1 + \mu^2/2)$ , где  $p$  и  $\rho$  – соответственно давление и плотность плазмы,  $\gamma$  – показатель адиабаты. Сателлит ГАМ на трехмерной кривизне имеет

характерную частоту  $f = C_s \sqrt{2 + \mu^2} \sim 64$  кГц, где  $\mu$  - угол вращательного преобразования силовой линии,  $C_s$  – скорость ионного звука. Трехмерная акустическая мода, характерная для плазмы стеллараторов, имеет частоту  $\omega \sim \omega_{\text{GAM}} N \mu / l$ , где  $N$  - число периодов магнитного поля,  $l$  - заходность стелларатора. Оценка для Л-2М дает частоту  $f \approx 110$  кГц. Что касается кинетических неустойчивостей, то оценки для ионной температурной градиентной (ITG) моды для параметров плазмы Л-2М дает значения  $f \leq 100$  кГц, для электронной температурной градиентной (ETG) моды дает  $f \leq 1$  МГц. Необходимо также отметить, что некоторые возмущения могут трансформироваться, например, градиентная мода может переходить в сателлит ГАМ близкой частоты (механизм перехода по спектру).

Вклад периферийной плазмы можно оценивать с точки зрения как диффузионных, так и недиффузионных (конвективных) механизмов. Вспышечный характер колебаний плотности можно соотнести с образованием вихрей. Разделение диффузионных и конвективных компонент потока с помощью теоретико-вероятностных построений в виде конечной смеси гауссовых распределений анализировался в [309]. Показана связь процесса низкочастотной сильной структурной турбулентности с неброуновским переносом плазмы в магнитном поле, определяемая характерными временными и пространственными масштабами ансамблей стохастических плазменных структур. Перемежаемость плазменных турбулентных пульсаций обычно связывается с процессами возникновения плазменных структур (солитонов и вихрей), их нелинейным взаимодействием, а также процессами затухания и выноса.

Анализ недиффузионного характера переноса в краевой плазме подробно излагается в [310]. Механизм аномального переноса тепла основан на конкуренции, когда нагрев плазмы, фоновая (неоклассическая) теплопроводность и внешние граничные условия искажают начальный профиль давления, делая его слабонеустойчивым. Эта неустойчивость возбуждает и поддерживает нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить адиабатически редуцированное состояние и приводит к аномальному недиффузионному переносу тепла и плотности плазмы.

## 7.2. Эволюция флюктуирующих параметров при квазистационарном разряде

Для анализа структуры флюктуаций периферийной плазмы и ее связи с переносом сначала рассматривались результаты, полученные на стеллараторе Л-2. На рис. 112 представлена экспериментально измеренная структура периферийной плазмы установки Л-2 – радиальное распределение электронной температуры  $T_e$ , электронной плотности  $n_e$  и уровня ее флюктуаций

$n_e^{fl} / n_e$  (отношение максимальной амплитуды флюктуаций к среднему значению плотности).

Вертикальной линией обозначена расчетная сепаратриса. Обнаружено, что вблизи сепаратрисы плотность быстро спадает по радиусу. Как показали ранние исследования в стеллараторе Л-2 [311], краевую плазму можно разделить на три радиальные области: пристеночная - область с низкой плотностью между стенкой и сепаратрисой, градиентная - область с высоким градиентом вблизи сепаратрисы, и край основной плазмы (краевая область) - область внутри зоны сепаратрисы.

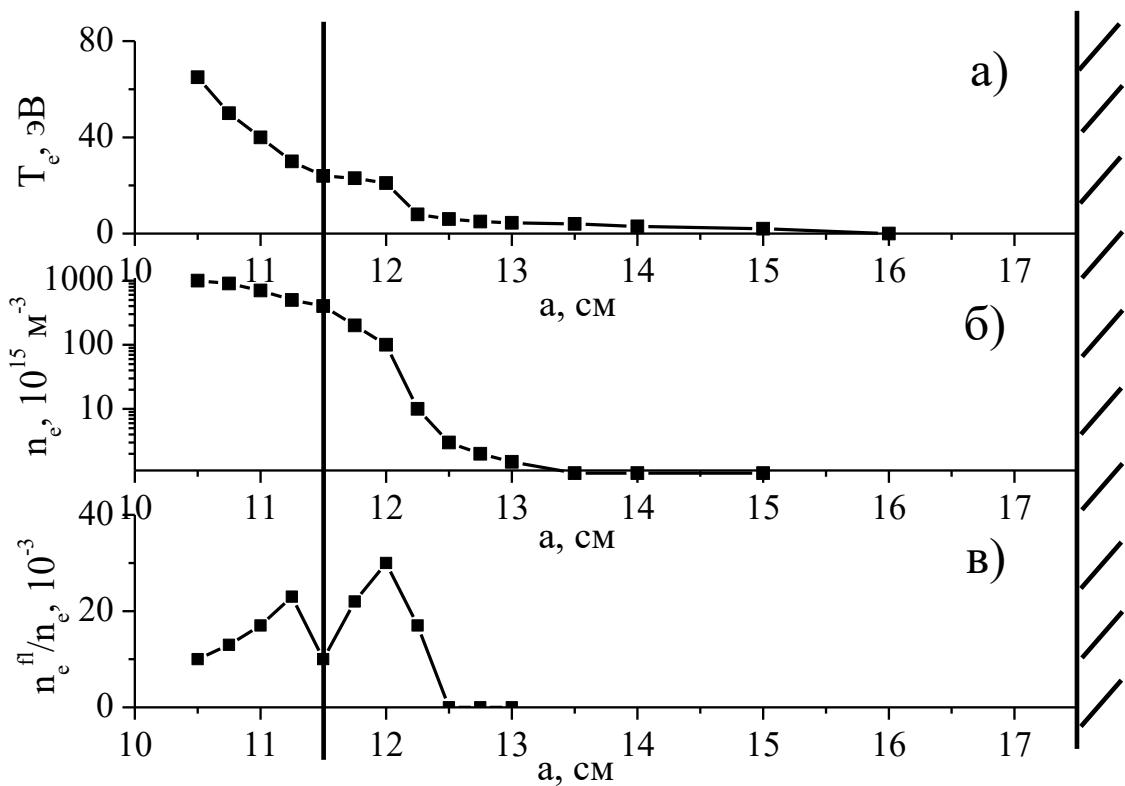


Рис. 112. Структура приграничной плазмы в стеллараторе Л-2: а) электронная температура  $T_e$ , б) электронная плотность  $n_e$ , в) уровень флюктуаций электронной плотности. Вертикальной линией обозначена сепаратриса, справа - стена вакуумной камеры.

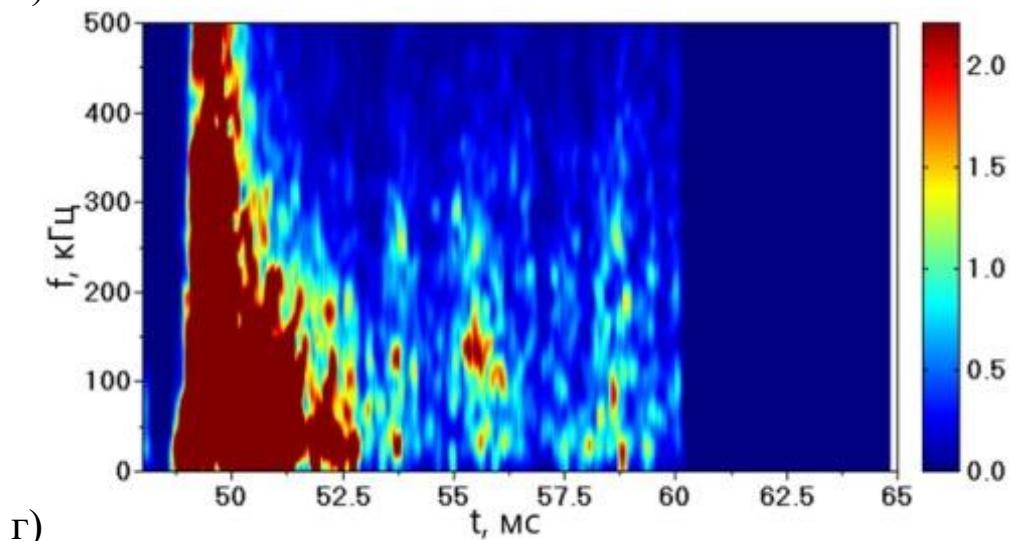
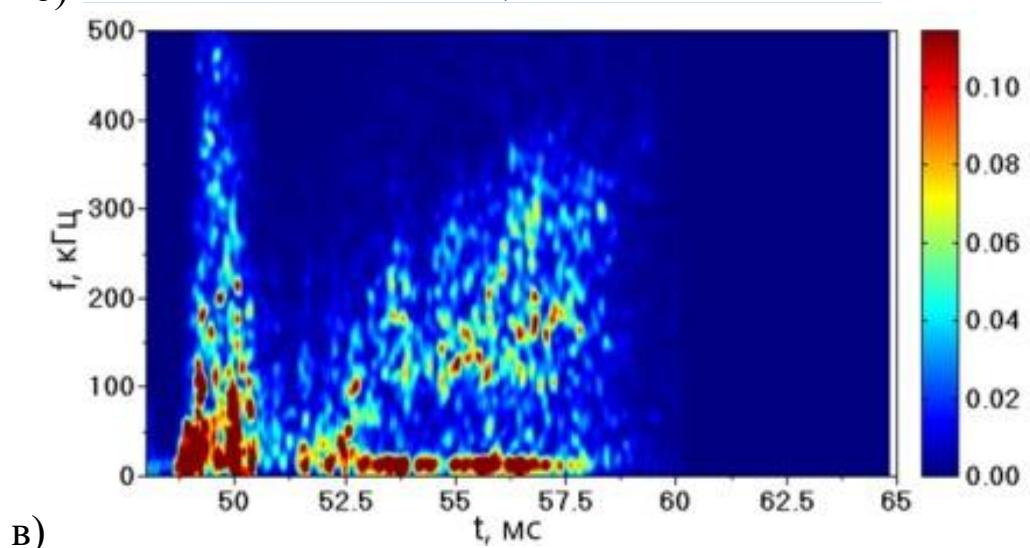
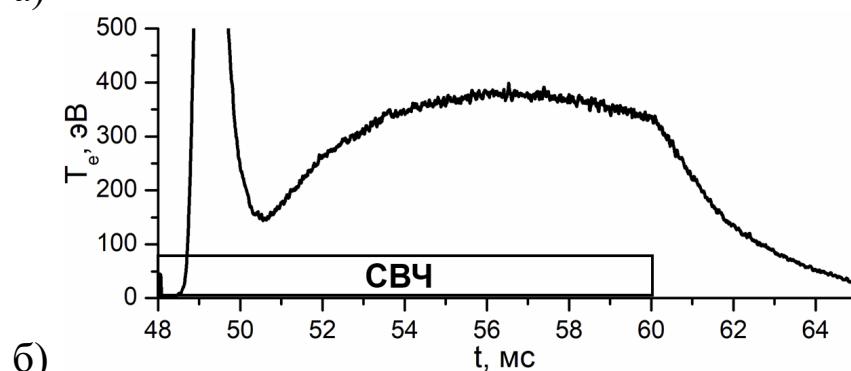
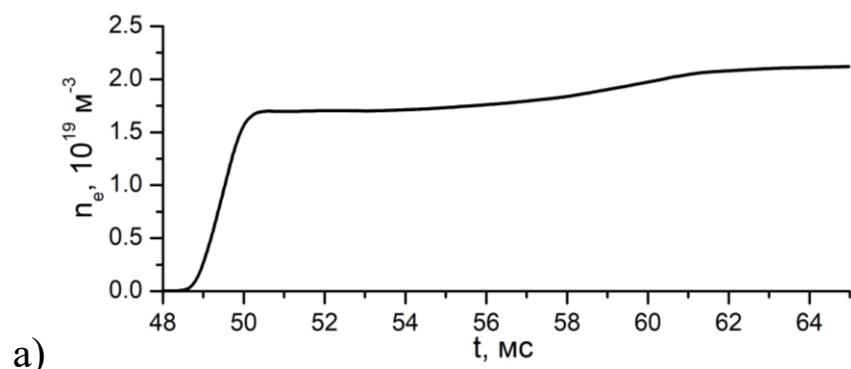
Пристеночная плазма сформирована в области с малой длиной силовых линий  $\sim 1$  м, ограниченных вакуумной камерой, с малой плотностью  $n_e \sim 10^{15} \text{ м}^{-3}$  и низкой температурой  $T_e \sim 2-4$  эВ. В районе сепаратрисы наблюдается градиент плотности и высокий уровень ее флюктуаций. Положение резкой границы не зависит от координаты диафрагмы и метода нагрева. За сепаратрисой к центру плазмы плотность возрастает до  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ , электронная температура до 50-60 эВ [312]. Нужно отметить минимум уровня флюктуаций на сепаратрисе и его рост как внутрь, так и наружу от сепаратрисы (рис. 112в). По флюктуациям плотности были выявлены признаки дрейфовых неустойчивостей. Было обнаружено, что краевая

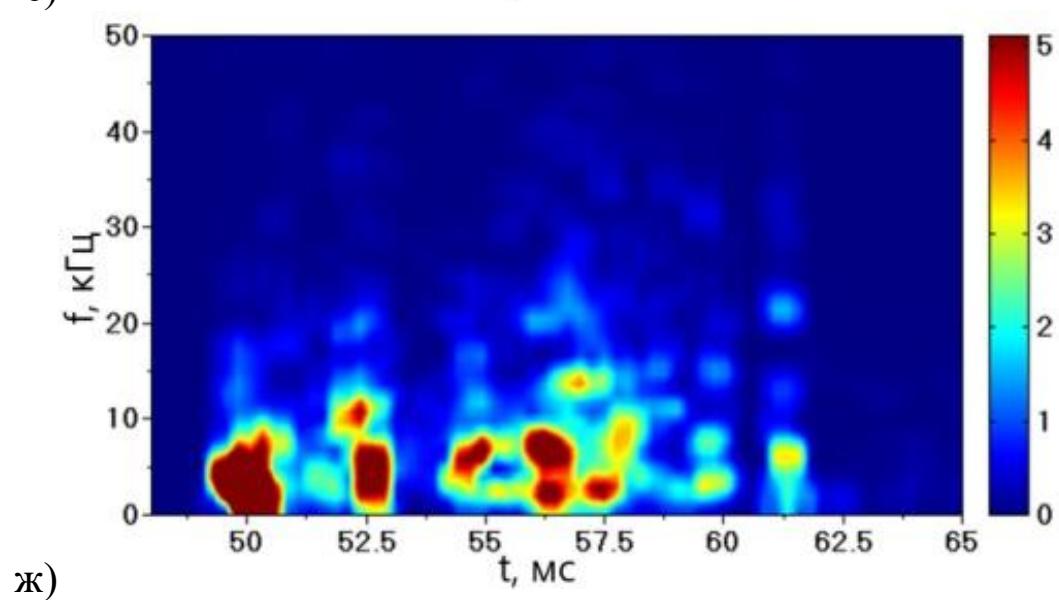
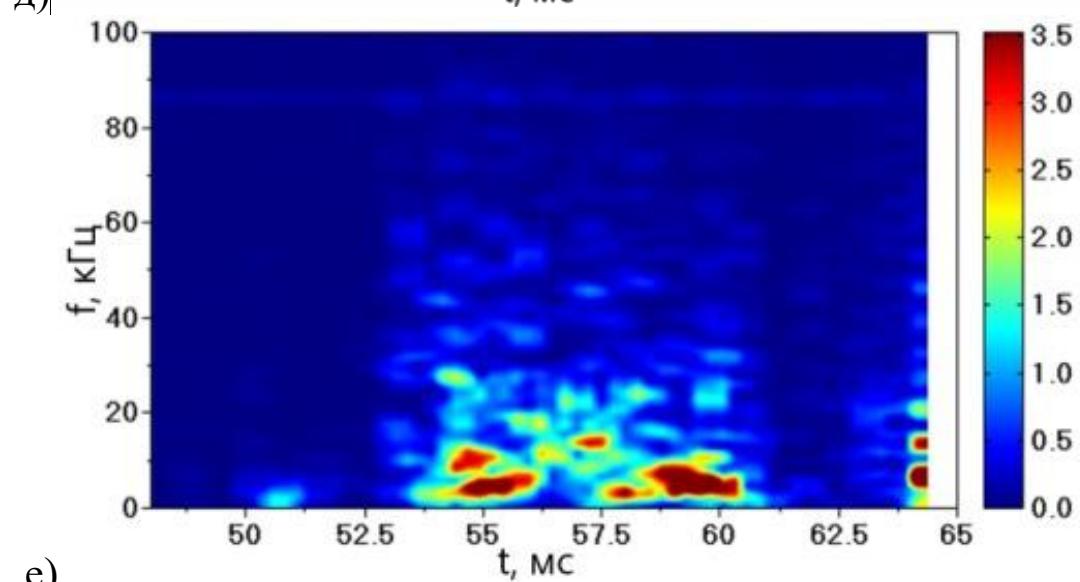
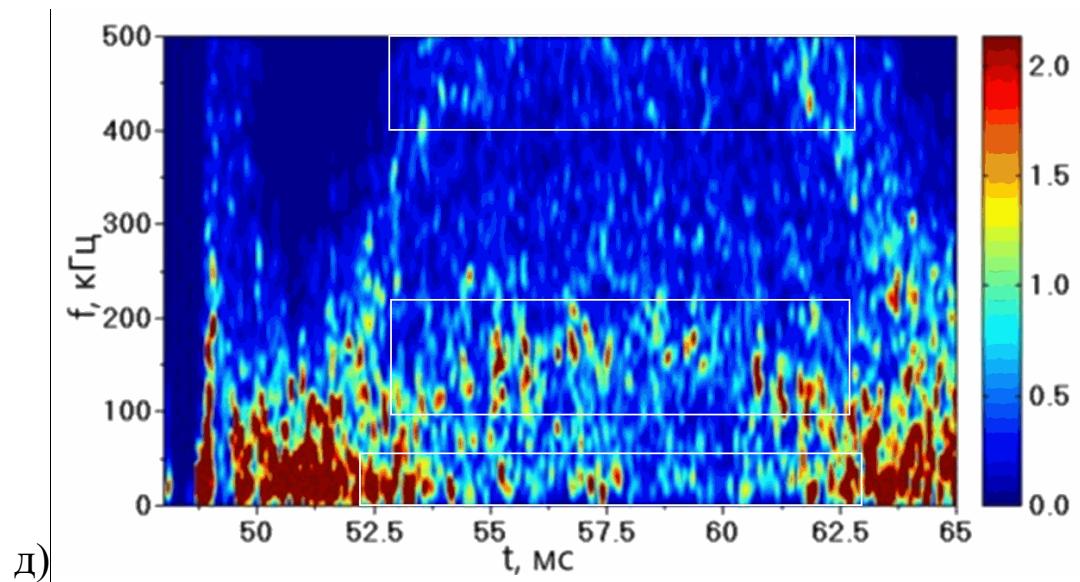
турбулентность чувствительна к режиму нагрева плазмы – кроме ЭЦР, в некоторых экспериментах использовался также омический нагрев.

Вращательное преобразование системы (величина, обратная запасу устойчивости  $q$ )  $\mu = n/m$  ( $m$  и  $n$  - тороидальные и полоидальные волновые числа). При двукратном увеличении амплитудного коэффициента основной гармоники  $\epsilon = |\mathbf{B}_{st}|/B_0$  (отношение амплитуд винтовых компонент магнитного поля  $\mathbf{B}_{st}$  к тороидальной компоненте  $B_0$ ) на первой гармонике поглощается 40 кВт из 200, что говорит о сильном росте аномальности при снижении угла вращательного преобразования. Определенная по данным оптической спектроскопии электронная температура в краевой области  $T_e \sim 30$  эВ. Глубина проникновения зондов в плазму определялась появлением пробоев. В установке Л-2 ленгмюровский зонд проникал вглубь за сепараторису на расстояние до 3 см (в Л-2М глубина проникновения была ограничена 1 см). Размытие магнитных островов могло быть связано с большими значениями поперечной диффузии.

Эксперименты с ЭЦР-нагревом проводились на стеллараторе Л-2М в 2000-2016 гг. В настоящей работе были выбраны импульсы без изменения макропараметров, с выраженной стационарной стадией [313]. На рис. 113 представлены данные при прямоугольном импульсе малой мощности  $P = 150$  кВт; время работы гиротрона от 48 до 60 мс (за 0 принято время запуска тороидального магнитного поля). Нужно отметить, что в данном случае плазма не подвержена каким-либо крупномасштабным спонтанным или вынужденным переходным процессам, рассмотренным ранее [276, 306]. Спонтанные крупномасштабные неустойчивости и переходные процессы на стационарной стадии имеют экспериментально зарегистрированный порог по мощности ЭЦР-нагрева  $P > 150$  кВт.

Представлены временные зависимости следующих параметров: а) средняя по центральной хорде электронная плотность  $n_e$ , б) электронная температура в центре по данным ЭЦИ-диагностики на частоте 74 ГГц. На 49 мс происходит пробой и резкий рост плотности, на 50 мс – стабилизация плазменного шнуря. До 51.5 мс сигнал температуры искажен пиком надтеплового излучения. Данные сигналы меняются монотонно, хотя на сигнале ЭЦИ и видны изменения порядка процента амплитуды. После 60 мс (момент выключения СВЧ-импульса) наблюдается небольшой рост плотности.





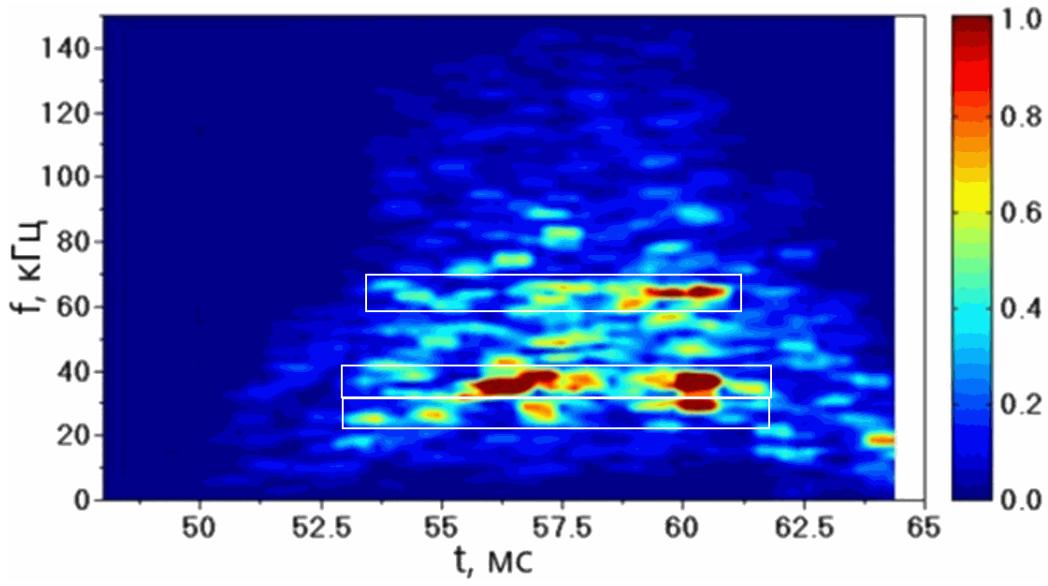


Рис. 113. Осцилограммы разряда Л-2М при  $P = 150$  кВт: а) средняя электронная плотность, б) электронная температура в центре (данные ЭЦИ), в) мощность спектра (PSD) малоуглового рассеяния гиротронного излучения, г) PSD обратного рассеяния гиротронного излучения, д) PSD сигнала рефлектометра, е) PSD сигнала плавающего потенциала ленгмюровского зонда, ж) PSD высокочастотного сигнала двухпроходного СВЧ-интерферометра, з) PSD сигнала магнитного зонда. Цветовая шкала – значение PSD от 0 до 1.

Особенности видны на высокочастотных сигналах: в) мощность спектра (PSD) малоуглового рассеяния гиротронного излучения, г) PSD обратного рассеяния гиротронного излучения, д) PSD сигнала рефлектометра, е) PSD сигнала плавающего потенциала ленгмюровского зонда, ж) PSD высокочастотного сигнала двухпроходного интерферометра, з) PSD сигнала магнитного зонда.

Ранее анализировалась связь между макропараметрами плазмы и структурой флюктуаций плотности, электрического и магнитного полей при спонтанных транспортных переходах и в режимах с модуляцией мощности нагрева (см выше раздел 7.1); по аналогии проводилось и исследование квазистационарного разряда. Сигналы на рис. 113в-д имеют частоту оцифровки 5 МГц.

На рисунках 113в и 113г также наблюдается искажение от надтеплового излучения на начальной стадии разряда. Отметим временные и частотные особенности данных сигналов. Моменту времени 50.5 мс соответствует термализация. Пауза с отсутствием флюктуаций (50-50.5 мс) соответствует минимуму сигнала ЭЦИ. Далее на рис. 113в наблюдаются флюктуации в диапазонах 0-20 и 150-200 кГц, имеющие перемежаемый характер. Нужно отметить, что на этом сигнале регистрируются флюктуации из всего сечения шнуря. На 53 мс полностью затухает начальный пик рефлектометра. Спектры г) и д) сходны между собой – оба представляют собой обратное рассеяние микроволнового излучения на флюктуациях плотности.

Низкочастотный диапазон (0-20 кГц) в данных спектрах имеет менее выраженный характер, чем на рис. 113в, флюктуации в полосе частот 150-200 кГц также перемежаемые. Предполагается, что обе полосы флюктуаций связаны с градиентной областью. На спектре рефлектометрии также наблюдается менее выраженная полоса флюктуаций  $f > 400$  кГц. Сигналы е), ж), з) имеет меньшую оцифровку – 1 МГц. В их спектрах также наблюдается перемежаемость при стационарных макропараметрах разряда. Флюктуации электрического потенциала появляются на 54 мс и до 60 мс в полосе 0-30 кГц, на сигнале двухпроходного СВЧ-интерферометра полоса флюктуаций 0-15 кГц. На сигналах магнитных зондов (рис. 113з) видны полосы на частотах 15, 40 и 60 кГц без явных переходных процессов.

Ранее [314] были представлены аналитические расчеты, позволяющие идентифицировать характерные частоты возмущений – резонансные частоты МГД флюктуаций, крупномасштабные и локальные МГД моды, связанные с давлением. В тех случаях, когда неустойчивость не удавалось предсказать в рамках идеальной МГД-модели, оценки выполнялись в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики, также учитывались совместное влияние дрейфовой и акустической мод.

Низкочастотная флюктуация плотности в диапазоне частот 0...20 кГц на сигнале прямого рассеяния относится к низкорациональным возмущениям, зарегистрированным в центральной области шнуря (рис. 113в). Нужно отметить, что спектры сигналов, регистрирующих колебания плотности в приграничной области – обратное рассеяние (рис. 113г) и рефлектометр (рис. 113д) – содержат слаборазличимые периодические флюктуации в низкочастотной области. Низкочастотная компонента возмущения хорошо различима на сигналах плавающего потенциала зонда (рис. 113е). Также низкочастотные колебания наблюдаются в спектре флюктуирующей компоненты двухпроходного СВЧ-интерферометра (рис. 113ж) - возмущение плотности в полосе 0-15 кГц перемежаемого характера, видно две отдельных полосы.

Ранее низкочастотная полоса 0...5 кГц интерпретировалась как зональный поток  $m = 0, n = 0$ . Интересно, что на характерных для геодезической акустической моды частотах  $f \sim 10...20$  кГц не обнаружено структуры  $m = 1, n = 0$  [256].

### 7.3. Интерпретации сдвига фаз между флюктуациями потенциала и плотности плазмы в краевой турбулентности

В некоторых случаях сдвиг фаз между флюктуациями скалярного потенциала электрического поля и плотности плазмы помогает идентифицировать неустойчивость, инициирующую турбулентное состояние. Поэтому далее была проведена работа по анализу данных, способствующих подобной идентификации. Представлены экспериментальные

данные, основанные на измерении сдвига фаз между флюктуациями  $V_f$  и  $I_{sat}$ . Обнаружено, что наблюдаемый сдвиг фаз  $\Omega$  имеет широкий диапазон значений от  $\pi$  до 0, постепенно уменьшаясь при углублении в плазму. Приведен ряд аргументов в пользу утверждения, что  $\Omega \approx \pi$  может указывать на нелокальность процесса, то есть тот факт, что в данной точке пространства колебания являются вынужденными и определяются в основном процессами, локализованными вне точки наблюдения. Учитывалось, что в рамках эксперимента плазма заведомо неустойчива по отношению к резистивным перестановочным модам в рамках МГД теории.

Плазменные неустойчивости, служащие источником турбулентного состояния, в достаточной мере не идентифицированы. Не стоит исключать также возможности того, что сходные по многим параметрам турбулентные состояния могут инициироваться различными неустойчивостями. Одной из простейших характеристик турбулентного состояния является фазовый сдвиг между осциллирующими величинами. В некоторых случаях анализ особенностей фазового сдвига (наряду с другими признаками) может помочь в идентификации неустойчивости, инициирующей турбулентное состояние. Кроме того, фазовый сдвиг между флюктуациями электрического потенциала и плотности весьма информативен при анализе процессов переноса.

Ранние исследования с помощью ленгмюровских зондов были обобщены в обзоре [112], причем было показано, что основная масса наблюдений, касающихся фазового сдвига  $\Omega$  между флюктуациями плавающего потенциала и ионного тока насыщения, попадает в интервал  $[\pi/4 \div \pi/2]$ . Разумеется, можно ожидать и обнаружения фазовых сдвигов, находящихся за пределами указанного интервала. Приведем несколько примеров, основанных на теоретических оценках. Напомним, что при проведении расчетов сдвиг фаз вычисляется непосредственно между плотностью плазмы и скалярным потенциалом электрического поля. Традиционно  $\Omega \rightarrow 0$  считается типичным для электростатических дрейфовых неустойчивостей, при этом небольшой ненулевой фазовый сдвиг получается при учете диссипативных эффектов [66].

Обычно  $\Omega \approx \pi/2$  получается при моделировании магнитогидродинамической (МГД) диссипативной перестановочной неустойчивости. В ходе вычислений в рамках приближения отдельной силовой трубы и на основе анализа редуцированной системы уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики с холодными ионами был найден еще один случай, когда  $\Omega \approx 0$  [315]. Было показано, что случай  $\Omega \approx 0$  типичен для диссипативных дрейфовых баллонных мод, в то время как для диссипативных перестановочных мод было найдено  $\Omega \approx \pi/2$  [316]. Необходимо отметить, что диссипативные баллонные и перестановочные моды (в общем случае) не являются различными неустойчивостями. Более уместно сказать, что это одна и та же неустойчивость, инкремент которой непрерывно меняется при изменении параметров плазмы (и как следствие, изменении магнитных поверхностей). В частности, в токамаке при

малых значениях давления плазмы существует магнитная яма, при увеличении давления баллонный эффект может стать существенным и вместо ямы образуется конфигурация с магнитным горбом. Условное название диссипативной баллонной моды неустойчивость носит при наличии в системе средней магнитной ямы, а перестановочной при наличии среднего магнитного горба. Не следует также исключать априори и возможности появления  $\Omega \approx \pi$ , что может указывать на нелокальность процесса, то есть того, что в данной точке пространства колебания являются вынужденными и определяются в основном процессами, локализованными вне точки наблюдения. Данная гипотеза будет обсуждаться ниже.

Следует отметить, что  $\Omega \approx 0$  (напомним, что в экспериментах фазовый угол определялся между плавающим потенциалом и ионным током насыщения) наблюдались экспериментально в небольших стеллараторах TJ-K и TU-Heliac [317, 318]. Например, в [318]  $\Omega \approx 0$  обычно наблюдается на края плазмы, при перемещении в центральную область стелларатора TU-Heliac (небольшой установки с очень малым давлением плазмы), наблюдается  $\Omega \approx \pi/2$ . Напомним, что в большинстве случаев в стеллараторах вблизи границы плазмы находится область с магнитным горбом, где заведомо неустойчивы резистивные перестановочные МГД-моды. При продвижении вглубь плазмы величина магнитного горба уменьшается. Нелишне будет также упомянуть, что часть характерных проявлений экспериментально наблюдаемых турбулентных состояний в стеллараторах вполне корректно (на качественном уровне) описывается на основе теории резистивных перестановочных мод [319]. Следует также отметить, что сдвиги фаз, равные 0 и  $\pi$ , между плавающим потенциалом и ионным током насыщения были обнаружены при изучении быстрых ( $\sim 20$  мкс) переходных процессов в присепаратрисной плазме токамака DIII-D [320].

В стеллараторе Л-2М при измерении ленгмюровскими зондами в различных точках приграничной плазмы был получен широкий интервал фазовых сдвигов  $\pi \geq \Omega \geq 0$ , в зависимости от точки измерения [259].

Для определения фазового сдвига между осциллирующими величинами использовался тройной ленгмюровский зонд, перемещение которого происходит по нормали к магнитным поверхностям. Для представления результатов измерений необходимо выбрать средние параметры плазмы. Поскольку апостериори нам известно, что широкая область определения величины  $\pi \geq \Omega \geq 0$  типична для многих плазменных условий, было решено ограничиться рассмотрением таких режимов, когда в системе возможны быстрые транспортные переходы (БТП) [249].

На рис. 114 приведены сигналы  $\delta V_f$  и  $\delta I_{sat}$ , а также турбулентный поток  $\Gamma \sim \delta I_{sat} \Delta V_f / a \Delta \theta$  для положения зонда  $x = 1$ . В сигнале  $I_{sat}$  присутствуют осцилляции, соответствующие  $f \sim 30$  кГц. При переходе в режим улучшенного удержания уровень осцилляций  $\delta V_f$  и  $\delta I_{sat}$  резко

уменьшается,  $\Gamma$  падает в среднем более чем на порядок (положительные значения  $\Gamma$  соответствуют направлению наружу). Также в результате перехода среднее значение  $I_{\text{sat}}$  уменьшается примерно в пять раз. На рис. 115 представлено значение среднего фазового сдвига между  $\delta V_f$  и  $\delta I_{\text{sat}}$  в зависимости от положения зонда  $x$ . При этом мы вычисляем средний сдвиг

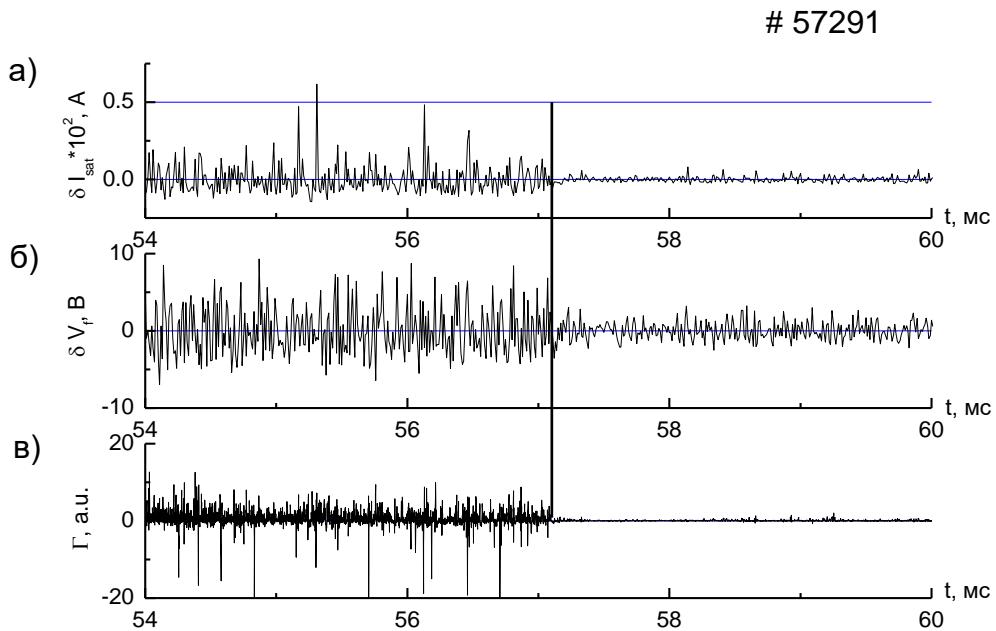


Рис. 114. Сигналы плавающего потенциала  $\delta V_f$  (а) и ионного тока насыщения  $\delta I_{\text{sat}}$  (б) для положения зонда  $x = 1$ . По результатам измерений получена временная зависимость турбулентного потока  $\Gamma$  (в). Вертикальной линией отмечен момент быстрого перехода.

фаз при помощи соотношения  $\cos\Omega = \frac{\langle \delta V_f \delta I_{\text{sat}} \rangle}{\langle \delta V_f^2 \rangle^{1/2} \langle \delta I_{\text{sat}}^2 \rangle^{1/2}}$ , угловые скобки означают

усреднение по времени. Этот способ определения фазового сдвига  $\Omega$  оправдан, если амплитуда корреляционной функции достаточно велика; в нашем случае эта величина составляет 0.45 - 0.6. Для нахождения  $\Omega$  использовались два интервала времени 2 мс, расположенные на  $\Delta t = 0.25$  мс до и после от момента начала БТП.

Для определенности на рисунок нанесены рассчитанные положения рациональных магнитных поверхностей низшего порядка с  $\mu = 2/3$  и  $\mu = 3/4$ . Для нахождения их пространственного положения использовалась асимптотическая процедура [206] для расчета бесстокового равновесия плазмы при  $\beta \approx 0.15\%$ ,  $\beta \sim (1 - x^2)$ , что типично для данного эксперимента. Средняя фаза спадает вместе с  $x$  от  $\Omega \sim \pi$  до  $\Omega \sim 0$ . Несмотря на резкое изменение уровня турбулентности при транспортном переходе, изменение в уровне  $\Omega$  в результате перехода весьма умеренно. Величина  $\Omega$  при продвижении вглубь плазмы меняется

достаточно плавно, не наблюдается явных изменений в окрестности рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка.

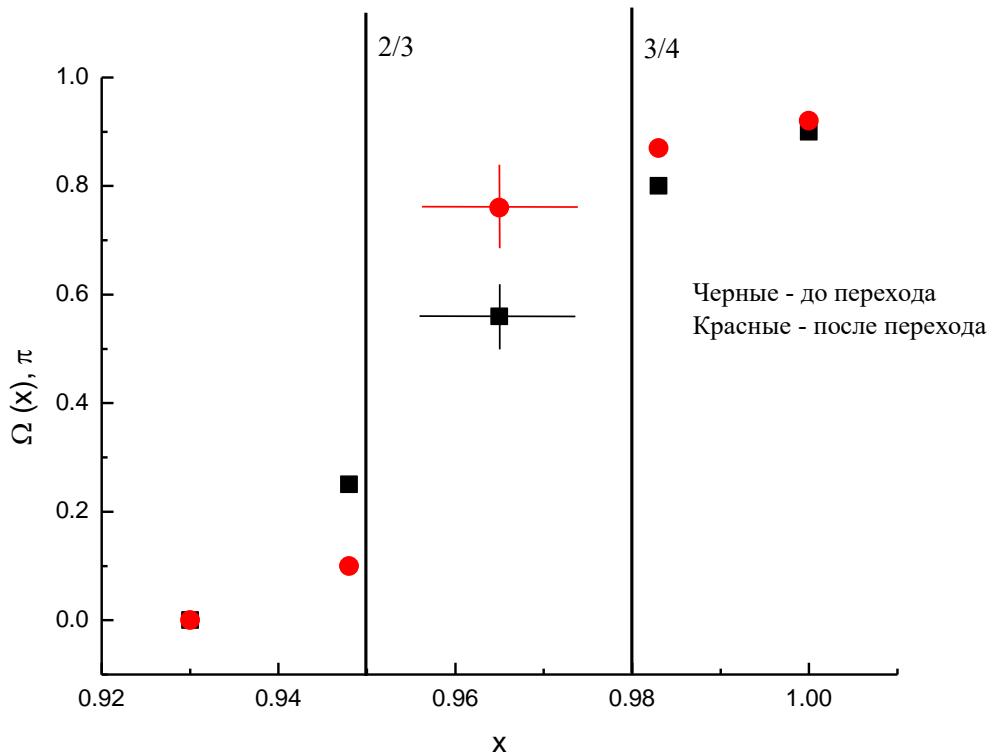


Рис. 115. Средняя фаза между флюктуациями плавающего потенциала и ионного тока насыщения  $\Omega$  в зависимости от положения зонда  $x$ . Характерная величина погрешности обозначена прямым крестом. Вертикальные линии указывают положения (расчетные) рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка с  $\mu = 2/3$  и  $\mu = 3/4$ .

Чтобы определить, какие спектральные компоненты и каким образом влияют на величину  $\Omega$ , была проведена следующая процедура. Был выбран дискретный набор частот  $fl = lf_0$ , где  $l$  — целое число,  $f_0 = 10$  кГц. Данный набор частот использовался для получения из экспериментальных данных величины  $\Omega(lf_0)$ , которая определяется из сигналов  $\delta V_f$  и  $\delta I_{sat}$ , где удерживаются лишь спектральные компоненты с  $f \leq lf_0$ . После этого полученные значения  $\Omega(lf_0)$  усредняются по имеющейся базе данных. Результаты представлены на рис. 116. Высшие частоты  $lf_0 \geq 50$  кГц практически не влияют на величину  $\Omega$ . Необходимо отметить, что  $\Omega \rightarrow 0$  для наиболее глубокой точки измерения и для всех  $\Omega(lf_0)$  при  $l = 1$ . Подобное поведение  $\Omega(lf_0)$  было дополнительно проверено при помощи вейвлет-анализа.

Для оценки пространственной структуры флюктуаций использовалась мера  $\Sigma$ , определенная по формуле (65), определяющая средний уровень осцилляций в заданной точке пространства. Подобная мера не подавляет низшие спектральные компоненты. Была получена зависимость величины  $\Sigma(x)$  от точки наблюдения, усредненной по базе данных (рис. 117). Здесь

$t_2 - t_1 = 2$  мс и два интервала рассчитывались на  $\Delta t = 0.25$  мс до и после начала БТП. Как видно из рисунка, величина  $\Sigma$  имеет максимум вблизи рациональной магнитной поверхности  $\mu = 2/3$ ; вблизи магнитной поверхности с  $\mu = 3/4$  максимума не наблюдается.

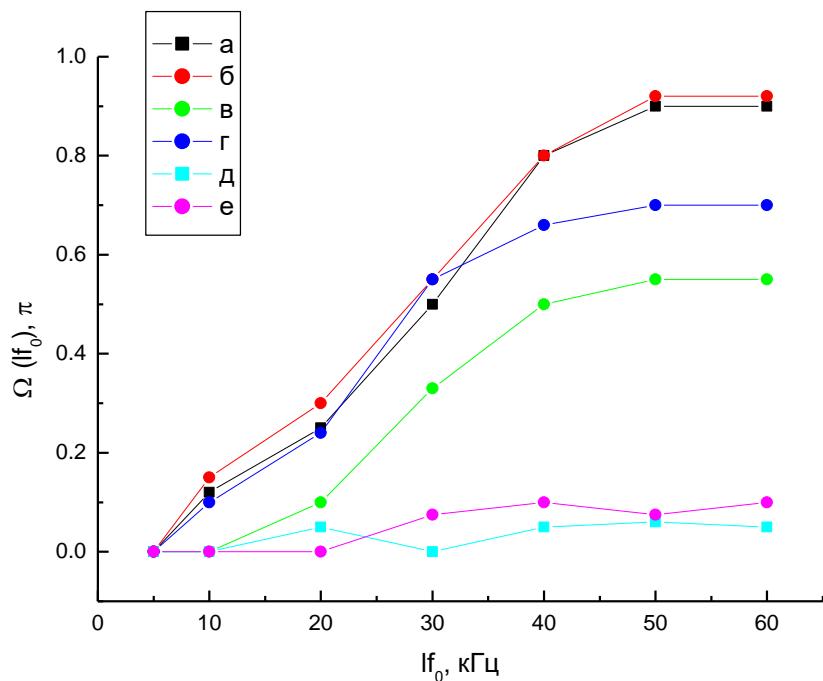


Рис. 116. Зависимость  $\Omega$  от  $lf_0$ . Кривые а, б соответствуют положению зонда  $x = 1$ , в, г)  $x = 0.965$ , д, е)  $x = 0.930$ . Кривые а, в, д соответствуют периоду времени до момента перехода, кривые б, г, е - после момента перехода.

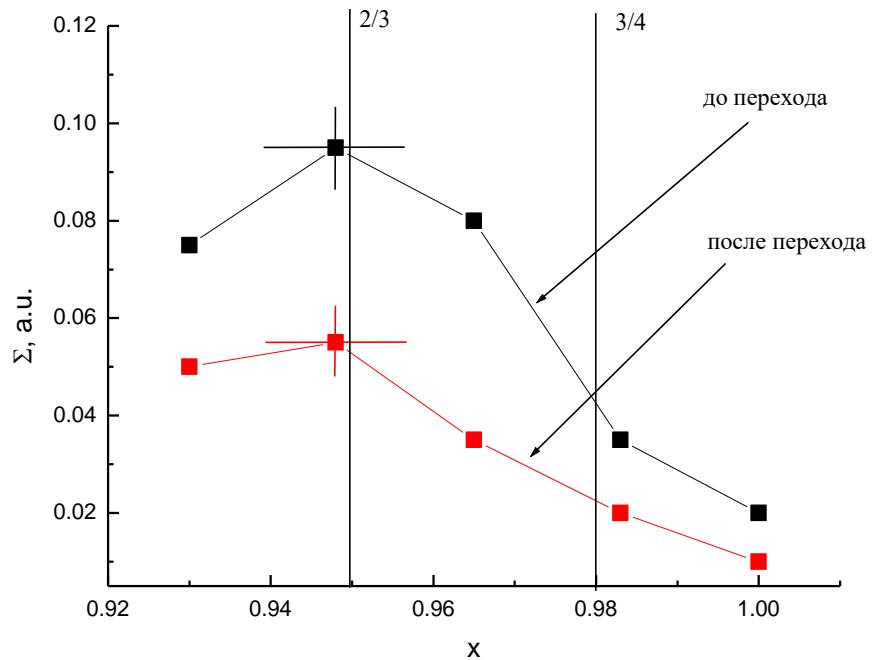


Рис. 117. Средний уровень турбулентности  $\Sigma$  в зависимости от  $x$ . Вертикальные линии указывают положения (расчетные) рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка с  $\mu = 2/3$  и  $\mu = 3/4$ .

Кроме усредненных по базе данных величин  $\Omega(x)$  и  $\Omega(lf_0)$ , были рассчитаны спектры флюктуирующих величин. На рис. 118 представлена мощность Фурье-спектра сигнала  $\delta V_f$  для трех различных пространственных точек измерения; при БТП наблюдаются резкие изменения в спектрах. Спектры слажены по интервалу  $\Delta f = 5$  кГц. Видно, что ширина спектра уменьшается при продвижении вглубь плазмы. Наиболее широкий спектр характерен для самого края плазмы при  $x = 1$ . В сигналах заметны кратковременные крупномасштабные вспышки. Сигналы при продвижении вглубь плазмы становятся более регулярными.

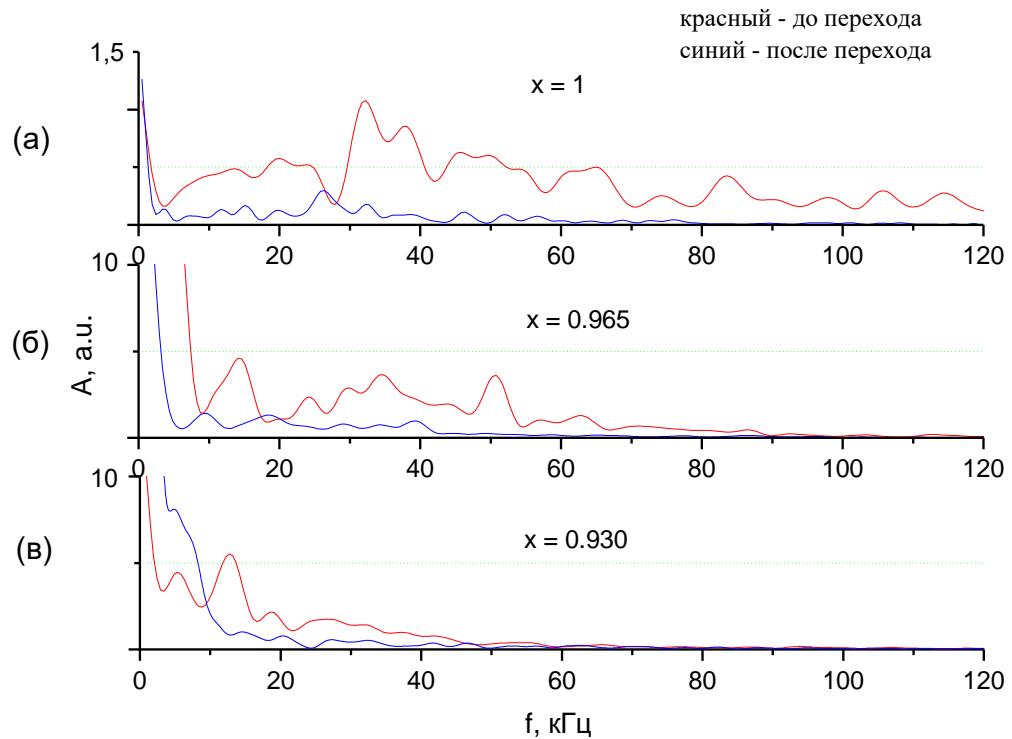


Рис. 118. Мощность Фурье-спектра флюктуаций плавающего потенциала. Случаи (а), (б) и (в) соответствуют  $x = 1$ ,  $x = 0.965$  и  $x = 0.930$ , соответственно. Красные линии используются для обозначения спектра до момента перехода, синие – после.

Измерения проводились на краю плазменного шнуря, где расположена согласно вычислениям область магнитного горба. При этом никакими эффектами, обусловленными конечным давлением, эту ситуацию не изменить. Таким образом, очевидным кандидатом на роль неустойчивости, инициирующей турбулентное состояние, служат резистивные перестановочные моды. Неустойчивость явно электромагнитна. В сходном эксперименте [249] было показано, что  $\delta B/B_0 \ll \delta n/n_0$ , здесь символ  $\delta$  обозначает флюктуации, а нижний индекс 0 обозначает равновесные величины. Следовательно, в исследуемом турбулентном состоянии электромагнитные эффекты играют роль дополнительной степени свободы.

Необходимо определить основные свойства возмущений магнитного поля. Поскольку  $\beta$  мало, то справедлива очевидная оценка  $\delta B_{\parallel} \sim \beta \delta B_{\perp}$ , где нижние индексы  $\parallel$  и  $\perp$  обозначают компоненты, параллельные и перпендикулярные по отношению к равновесному магнитному полю. Если пренебречь продольной компонентой осциллирующего магнитного поля, то оставшиеся компоненты можно приближенно описывать при помощи продольного векторного потенциала:  $\delta B_{\perp} \sim \text{rot } \delta \mathbf{A}$ ,  $\delta \vec{A} = \Psi \vec{e}_{\parallel} \delta \mathbf{A} = \Psi \mathbf{e}_{\parallel}$ , где  $\Psi$  - магнитный поток,  $\mathbf{e}_{\parallel}$  - единичный вектор. Если обратиться к магнитным измерениям [18] то  $\delta B_{\phi} \ll \delta B_{\perp}$ ,  $\delta B_{\phi} \ll \delta B_{\perp}$  где  $\phi$  - тороидальный угол. При этом для оценок можно использовать  $\delta \vec{A} = \Psi \vec{e}_{\phi}$  и ограничиться процессами, где важна средняя кривизна силовых линий.

Нужно провести серию оценок для положения  $x = 0.95$ , которое расположено посередине исследуемого интервала. Для оценок используем следующий профиль равновесной плотности плазмы:  $n = n(0)(1-x^8)$ ,  $n(0) = 1.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $T_{0e,i} = 10 \text{ эВ}$ . Экспериментально измеренное значение  $T_{0e}$  при  $x = 0.95$  равно 12.5 эВ. Поскольку градиент давления при выбранном профиле плотности плазмы переоценивается, при оценке дрейфовых частот мы пренебрегаем градиентами температур. При этом характерная угловая скорость диамагнитного дрейфа принимает значение  $\omega_{Di,e} = mn' T_{0e,i}/an$ , где  $m$  – полоидальное волновое число, штрих обозначает дифференцирование по  $a$ . При данных параметрах плазмы  $f_{Di,e} = \omega_{Di,e}/2\pi \approx 1,7m \text{ кГц}$ . На следующем шаге наших рассуждений следует оценить сжимаемость плазмы. Пренебрегая цилиндрическими звуковыми волнами, получаем  $\omega_c \sim \mu C_s/R_0$ , где  $C_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ ,  $\mu$  - полный угол вращательного преобразования. Поскольку для вычисления давления плазмы необходимы как электроны, так и ионы, то следует проявить некоторую осторожность при определении адиабатической экспоненты.

Далее следует оценить, можно ли считать электроны изотермическими. Подобное приближение может быть использовано, если нас интересуют колебания плазмы, вытянутые вдоль силовых линий равновесного магнитного поля (то есть  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ ) и, в дополнение,  $\omega \ll k_{\parallel} V_{0e}$ , где  $V_{0e}$  - тепловая скорость электронов,  $k$  – волновое число. В нашем случае возможно три типа волновых векторов. В случае больших полоидальных волновых чисел ими являются:  $k_{\parallel 1} = \mu' m \delta a / R_0$ ,  $k_{\parallel 2} = \mu / R_0$  и  $k_{\parallel 3} = N / l_0 R_0$ , причем  $k_{\parallel 1} \ll k_{\parallel 2} \ll k_{\parallel 3}$ . Здесь  $\delta a$  - характерный радиальный размер,  $k_{\parallel 1}$  соответствует основной радиальной моде,  $k_{\parallel 2}$  и  $k_{\parallel 3}$  относятся соответственно к тороидальным и винтовым сателлитам. Выбирая наименьший возможный волновой вектор при  $\delta a = 0.2 \text{ см}$  и  $m = 3$ , можно получить  $k_{\parallel 1} V_{0e} / 2\pi \sim 20 \text{ кГц}$ . Таким образом, во всем интересующем нас частотном интервале (1-50 кГц) электроны не могут считаться изотермическими с  $\gamma = 1$ .

Полагая для определенности  $\gamma = 5/3$ , получаем  $f_c = \omega_c / 2\pi \sim 5.5 \text{ кГц}$ . Таким образом, сжимаемость вряд ли существенна в высокочастотной области. Поскольку пролетное время

ионов больше обратной частоты диамагнитного дрейфа ионов, найти неустойчивую моду с  $m = 3$ , источником которой является тепловая энергия ионов, вряд ли возможно. Попробуем оценить инкремент резистивных перестановочных мод в приближении несжимаемой плазмы и сравнить его с характерными частотами, рассчитанными выше. Поскольку  $\beta \ll 1$  и  $N/l_0 \gg \mu$ , оценки могут быть проделаны в рамках метода усредненных уравнений. Аналитическое выражение для критерия устойчивости резистивных перестановочных мод в стеллараторе было получено в [260].

Рассмотрим случай достаточно больших полоидальных волновых чисел ( $1 \ll m \ll S$ ), где;  $S = \tau_{sk}/\tau_A$ ;  $\tau_{sk} = 4\pi\sigma a^2/c^2$  - характерное скиновое время,  $\tau_A = R_0/\mu V_A$  - полоидальное альфвеновское время,  $\sigma$  - проводимость,  $c$  – скорость света. Выбирая для оценок приближение нулевого продольного тока ( $\mu \equiv \mu^*$ ), классическую продольную проводимость с учетом запертых частиц, кулоновский логарифм, равный 10, и используя результаты [260], получаем для данной конфигурации при  $x = 0.95$   $\gamma_{RI}/2\pi \approx 4m^{2/3}$  кГц, где  $\gamma_{RI}$  - инкремент резистивных перестановочных мод. При  $\omega_{Di} \sim \gamma_{RI}$  становится существенной стабилизация плазмы за счет эффектов конечного лармировского радиуса ионов. Для  $x = 0.95$   $\omega_{Di} \sim \gamma_{RI}$  при  $m = 13$  и  $f_{Di} \sim 20$  кГц. При уменьшении  $x$  уменьшается и величина  $\gamma_{RI}$ . Диамагнитная частота дрейфа ионов, пропорциональная  $T_i$ , при этом растет и становится сравнимой с  $\gamma_{RI}$  при более низких полоидальных волновых числах. Поскольку простые аналитические оценки могут быть не вполне корректны, то необходимо проверить все эти гипотезы на основе анализа спектров.

Уместно сделать ещё одно замечание. Считается общепризнанным, что инкременты резистивных мод в стеллараторе существенно выше, чем в токамаке. Подобное мнение явно не универсально. Например, при  $\beta \rightarrow 0$  и несжимаемой плазме инкременты резистивных перестановочных мод в стеллараторе при наличии магнитного горба и резистивных баллонных мод в токамаке при наличии магнитной ямы оказываются одного порядка при  $N\mu^*/A_0 l_0$ , где  $A_0$  – аспектное отношение.

В принципе в токамаке к появлению магнитного горба на краю плазмы малого давления может привести учет гофрированного магнитного поля, появляющегося из-за дискретности тороидальных колец [318]. Обычно этот эффект мал, но открывает теоретическую возможность моделировать динамику плазмы, включая/выключая из рассмотрения усредненный эффект гофрированного поля. В стеллараторе превратить магнитный горб в магнитную яму (если это в принципе возможно) нельзя без существенного изменения магнитных поверхностей.

Начнем с обсуждения случая  $x = 1$ , где  $\Omega \approx \pi$ . Мы предполагаем, что это может указывать на нелокальность процесса, то есть тот факт, что в данной точке пространства колебания являются вынужденными и определяются в основном процессами, локализованными вне точки наблюдения. Если бы измерялся фазовый сдвиг непосредственно между флюктуациями

плотности и скалярного потенциала электрического поля, то можно было бы указать, что в рамках линейной теории собственных мод подобное поведение вряд ли возможно. Но измеряется фазовый сдвиг между  $\delta V_f$  и  $\delta I_{sat}$ , и следует поискать другие аргументы в пользу нелокальности.

Выше были рассмотрены процессы с быстрыми транспортными переходами, при этом для них характерно, что быстрые потери тепловой энергии плазмы при переходе происходят в узком слое вблизи границы плазмы и параметры плазмы в этой области не восстанавливаются вплоть до окончания разряда. То есть в данной ситуации в узкой зоне вблизи  $x = 1$  собственный источник турбулентности (тепловая энергия плазмы) практически исчезает. Мерой для оценки этого изменения в ходе перехода может служить резкое уменьшение среднего значения  $I_{sat}$  (примерно в 5 раз). При этом  $\Omega(x = 1)$  практически не изменяется, очень близки и функции  $\Omega(lf_0)$  при  $x = 1$  до и после перехода. Отсутствие явного собственного локального источника турбулентности и указывает на то, что осциллирующие измеряемые величины могут возникать из-за действия внутренних (по отношению к  $x = 1$ ) участков плазмы, где уровень турбулентности существенно уменьшается при неизменных (за исключением электрического поля) параметрах плазмы. Подобное рассуждение свидетельствует в пользу того, что сдвиг фаз  $\Omega \approx \pi$  может указывать на нелокальность процесса, то есть того, что в данной точке пространства колебания являются вынужденными и определяются в основном процессами, локализованными вне точки наблюдения.

В сигналах на рис. 114 заметны крупные кратковременные вспышки, значительно превосходящие средний уровень турбулентности. В сигнале  $\delta I_{sat}$  наиболее крупные события соответствуют частотам  $f \sim 30$  кГц. До начала транспортного перехода характерный широкий пик присутствует в Фурье-спектрах сигналов величин, измеренных в более глубоких слоях плазмы. При этом из рис. 116 видно, что значение  $\Omega \approx \pi$  формируется за счет влияния высокочастотной части спектра. Вполне допустимо предположение, что подобные возмущения импортируются извне. Однако связь пиков  $\delta V_f$  и  $\delta I_{sat}$  не столь очевидна, чтобы надежно утверждать о наличии механизма радиального переноса сгустков плотности. Частоты большие, чем 60 кГц, не оказывают влияния на величину  $\Omega$  (такая же верхняя граница существует и для экспериментально измеренного турбулентного потока). Основная причина состоит в том, что спектры как  $\delta V_f$ , так и  $\delta I_{sat}$ , спадающие, и вклад высших компонент мал.

Необходимо отметить, что характерной особенностью величины  $\Omega(lf_0)$  во всех исследованных случаях является то, что  $\Omega(10 \text{ кГц}) \sim [0 \div 0.1]\pi$ , то есть является малой величиной. В данной области все определенные выше характерные плазменные частоты оказываются одного порядка. Любое отличие фазового сдвига  $\Omega$  от нуля (если имеет место) определено ограниченной областью частот  $10 \text{ кГц} \leq f \leq 50 \text{ кГц}$ . Можно указать еще одну

особенность области частот  $f \leq 10$  кГц. В большинстве случаев спектр  $\delta V_f$  возрастает при  $f \rightarrow 0$ , что косвенно указывает на возможность существования долгоживущих компонент. Несмотря на то, что собственные МГД-моды (за исключением вырожденного цилиндрически симметричного случая) отсутствуют при  $f \rightarrow 0$ , подобные колебания могут возникать за счет различных нелинейных взаимодействий в высокочастотной части спектра (см., например [253]).

Анализ спектров осциллирующих величин после быстрых транспортных переходов позволяет сделать определенные выводы о причинах обрезания спектра в области высоких частот. Если рассматривать спектры на рис. 118 до транспортного перехода, можно в принципе предположить, что резкое падение связано со стабилизацией за счет эффектов конечного лармировского радиуса ионов, а заметное несоответствие оценкам следует отнести на счет грубости аналитических методов оценки. Однако требуется подробный анализ изменения спектров в случае  $\Delta a = 0.4$  см и  $\Delta a = 0.8$  см. В этих положениях из всех параметров плазмы в результате транспортного перехода заметно меняется лишь электрическое поле.

Следует отметить, что квазиоднородное электрическое поле не может существенно изменить условия устойчивости, приводя лишь к доплеровскому сдвигу осциллирующих величин. При исследовании спектров не удалось найти характерные пики до и после перехода, по которым можно было бы надежно судить о величине доплеровского сдвига. Резкое уменьшение уровня турбулентности и, в частности, подавление высоких частот может происходить, например, за счет неоднородности электрического поля (при неизменности эффектов конечного лармировского радиуса ионов).

Кривая стационарного плавающего потенциала  $V_{f0}(x)$  была построена путем усреднения по базе данных, где также определен профиль электронной температуры. Из этих данных можно было бы найти скалярный потенциал электрического поля с известной погрешностью. Неоднородность же электрического поля можно найти из этих данных путем двойного пространственного дифференцирования, что выглядит в данном случае малопродуктивно.

#### 7.4. Роль мелкомасштабных неустойчивостей при квазистационарном разряде

При анализе устойчивости трехмерной плазменной конфигурации нужно учитывать эффекты, зависящие от средней кривизны системы, а также чисто трехмерные особенности. Отметим некоторые теоретические работы по условиям устойчивости плазмы в стеллараторах. В [321] проводился расчет крупномасштабных МГД неустойчивостей в плазме стеллараторов W7-AS и W7-X. Расчеты электромагнитной гирокинетической устойчивости, выполненные для W7-X, показывают, что кинетические баллонные моды в стеллараторах более устойчивы, чем в токамаках [322].

Теоретическая модель устойчивости плазмы в установках Л-2 и Л-2М в первую очередь базируется на принципах относительно малого давления плазмы  $\langle\beta\rangle \sim 0.2\%$ . Устойчивость конфигурации Л-2М в приближении бестоковой плазмы относительно крупномасштабных баллонных и перестановочных мод анализировалась в [264], причем асимптотический расчет проверялся при помощи численного кода CAS3D до максимального значения  $\langle\beta\rangle \sim 1\%$ .

Стандартная вакуумная магнитная конфигурация обладает магнитным горбом по всему объему плазмы. Однако за счет эффекта самостабилизации в центральной части плазменного шнуря (для координат  $x < 0.6$ ) образуется магнитная яма. При этом идеальные перестановочные МГД-моды устойчивы в центральной части плазменного шнуря за счет магнитной ямы, а во внешней области - за счет ширы. При условиях эксперимента на краю плазменного шнуря ( $x > 0.6$ ) расположена зона магнитного горба, и в силу этого заведомо неустойчивы резистивные перестановочные МГД-моды, которые не могут быть стабилизированы широм.

Выше на рис. 8 видно, что наибольший сдвиг поверхностей относительно вакуумных значений происходит в центральной области плазменного шнуря, в то время как на сепараторах сдвиг сравнительно мал. В краевой области можно ограничиться расчетами для вакуума. Положение магнитных поверхностей в Л-2 также измерялось экспериментально, результаты измерений в целом совпадают с расчетами.

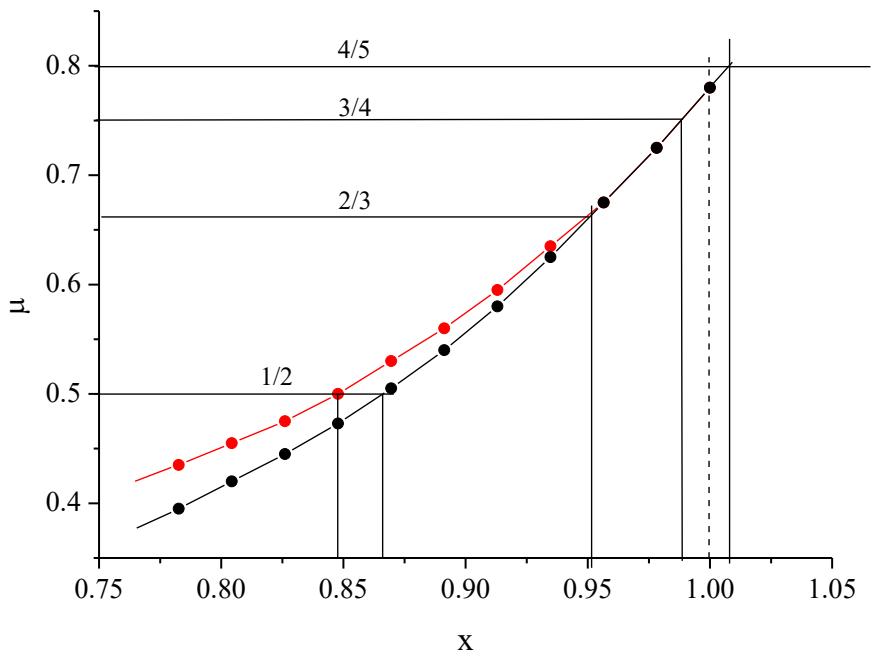


Рис. 119. Профиль угла вращательного преобразования в краевой области Л-2М в случае вакуума (красная линия) и при  $\beta = 0.2$  (черная линия). Отмечены резонансные поверхности низкого порядка.

На рис. 119 представлены зависимости угла вращательного преобразования  $\mu$  от среднего радиуса магнитных поверхностей и положение рациональных магнитных поверхностей

невысокого порядка. Связанные с плазмой изменения угла вращательного преобразования заметны в центральной части плазменного шнуря и практически отсутствуют на краю плазмы. На нормированном радиусе  $x = 0.8$  в области резонанса  $1/2$  расхождение достигает 10%, в то же время как в области поверхностей  $2/3$  и  $3/4$  здимое расхождение отсутствует.

Поскольку устойчивость большинства крупномасштабных идеальных и резистивных МГД-неустойчивостей была подтверждена теоретически и экспериментально [264], в качестве объяснения механизма спонтанных переходных процессов, наблюдавшихся при превышении порогового значения мощности нагрева  $P > 150$  кВт, рассматривалась пилинг-мода без учета устойчивости температурных градиентных мод. Задача об устойчивости плазмы в данном случае рассматривалась для бесстоковой системы в приближении большого значения полоидального волнового числа  $m \gg 1$  с учетом вакуумной приграничной области. В плазме, неустойчивой относительно критерия Мерсье, могут развиваться как внешние, так и внутренние пилинг-моды, но их поведение существенно различно. В устойчивой относительно критерия Мерсье плазме с магнитным горбом внутренние пилинг-моды устойчивы, то есть не развиваются. Внешние пилинг-моды развиваться могут, однако ограничены некоторыми условиями. Важным условием является порог по градиенту давления. Пороговое значение уменьшается с ростом полоидального модового числа  $m$ . Также обнаружено, что моды высокого порядка ( $m \gg 1$ ) могут быть устойчивы из-за эффекта конечного ларморовского радиуса.

Согласно расчетам и экспериментальным данным, пилинг-мода является наиболее вероятной МГД-неустойчивостью, которая может развиваться в условиях эксперимента в стеллараторе Л-2М. Мода жестко привязана к границе плазмы, а радиальная локализация возмущения оценивается исходя из следующих предположений. У основного возмущения имеются тороидальные сателлиты  $m \pm 1, n$ . Для моды  $m = 5$  и  $n = 4$  сателлитом является мода  $m = 6$  и  $n = 4$ , локализованная на поверхности с  $\mu = 2/3$  (рис. 119). Таким образом, за счет сателлитов характерный размер возмущения увеличивается (оказывается порядка 1 см).

Для описания развития и срывов краевых неустойчивостей в токамаках, в отличие от стеллараторов, модель пилинг-моды используется достаточно широко [323]. Срывы краевых неустойчивостей в токамаках (ELM) являются разрушительным и нежелательным следствием работы в режиме улучшенного удержания и недопустимы в прототипе термоядерного реактора. При срыве краевой неустойчивости происходит стохастизация магнитных силовых линий с последующей потерей ионов и электронов плазмы в область открытых магнитных силовых линий. Попавшие на открытые силовые линии частицы вызывают рост тепловых нагрузок на первую стенку токамака и ее последующее разрушение. Дестабилизация краевых неустойчивостей происходит под действием градиента давления со стороны слабого

магнитного поля и тока, протекающего вблизи сепаратрисы, который может быть как током омического нагрева, так и неиндукционным.

Для представленного на рис. 113 разряда не выполнялись условия развития пилинг-моды, разряд квазистационарный. Анализ развития температурных градиентных неустойчивостей проводился в [279]. На рис. 120 представлено распределение параметров плазмы в градиентной области: а) профили электронной температуры (черная линия) и плотности при мощности 100 кВт (зеленая линия) и 500 кВт (красная линия) в краевой области плазмы; б) профили газокинетического давления плазмы при 100 кВт (зеленая линия), 500 кВт (красная линия) и профиль, соответствующий критерию Мерсье. В случае  $P = 500$  кВт как правило наблюдается сильный эффект выноса плотности из центра (pump-out), характеризующийся “провальным” профилем плотности.

Градиенты температуры и плотности влияют на развитие неустойчивостей на краю плазмы. Чтобы понять, насколько представленные условия эксперимента далеки от условий развития идеальных крупномасштабных МГД-неустойчивостей, на рис. 120б представлен пример профиля давления, при котором нарушается критерий Мерсье для значений  $\beta$ , характерных для представленных экспериментов (черная линия). Видно, что для нарушения критерия Мерсье градиент давления на краю плазмы должен быть очень велик, существенно выше градиента давлений при оценках профилей.

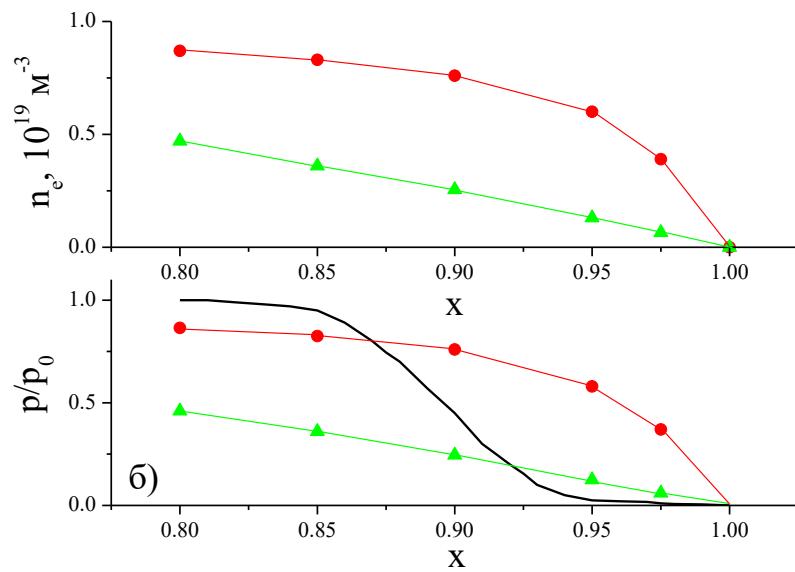


Рис. 120. а) Профили плотности при мощности 100 кВт (зеленая линия) и 500 кВт (красная линия) в краевой области плазмы Л-2М. б) Профили давления плазмы при 100 кВт (зеленая линия), 500 кВт (красная линия) и профиль, соответствующий критерию Мерсье (черная линия).

Можно также отметить, что в исследуемой области установок Л-2 и Л-2М градиенты электронной и ионной температур плазмы значительно меньше градиента плотности; и в силу

этого электростатические градиентные моды вряд ли могут вызвать спонтанные переходные процессы.

Ранее [279] было теоретически показано развитие дрейфовых неустойчивостей - ионной температурно-градиентной (ITG) и электронной температурно-градиентной (ETG) мод в краевой области плазмы стеллараторов для режимов с высокой удельной мощностью нагрева и формированием «провала» плотности в центре плазменного шнуря. Анализ спектров флукутаций и моделирование неустойчивостей проводились для различных режимов удержания плазмы в стеллараторе Л-2М с уровнями мощности электронно-циклотронного нагрева 200 и 400 кВт.

Оптимизированный доплеровский рефлектометр [203] позволил получить повторяющийся комплексный Фурье-спектр в стационарной части разряда плазмы в режиме ЭЦР нагрева плазмы стелларатора Л-2М. Отметим, что в режиме с высокой мощностью нагрева при формировании «провала» плотности в центре плазменного шнуря доплеровский сдвиг спектра уменьшается, по сравнению с режимами с меньшей мощностью и параболическим профилем плотности плазмы. При анализе Фурье-спектров определялся локальный максимум и соответствующий доплеровский сдвиг частоты.

На квазистационарной стадии разряда радиальное электрическое поле, определяющее полоидальную скорость вращения плазмы, предполагается постоянным. Однако определенный по максимуму спектров доплеровский сдвиг изменяется почти на порядок в стационарной части разряда. Это может указывать на то, что доплеровский сдвиг частоты определяется не только полоидальной скоростью вращения, но и ее смесью с фазовыми скоростями турбулентных флукутаций (при условии, что скорости одного порядка величины). В этом случае для определения полоидальной скорости необходимо выделить в комплексном спектре сигнала доплеровского рефлектометра гармоники, связанные с вращением плазмы, на фоне гармоник, определяемых фазовыми скоростями турбулентности.

В рассмотренном спектральном диапазоне можно выделить три процесса, превышающих по уровню уровень экспериментального шума, и имеющие характерные доплеровские сдвиги частот. Были выделены три гармоники – основная, связанная с вращением плазмы, и две дополнительные, соответствующие колебаниям, распространяющимся в противоположных направлениях: фазовая скорость первого колебания направлена в сторону электронного диамагнитного дрейфа, фазовая скорость второго колебания направлена в сторону ионного диамагнитного дрейфа.

Для детектируемого волнового числа ( $k_{\perp} \approx 2 \text{ см}^{-1}$ ) оценка характерных частот мод в системе отсчета, вращающейся в полоидальном направлении вместе с плазмой, дает следующие результаты: для ETG моды сдвиг частоты относительно частоты полоидального вращения

порядка 1 МГц, для ITG-моды – порядка 100 кГц. Можно предположить, что в разрядах развиваются как ITG, так и ETG моды - на рис. 113д всплески флуктуаций плотности по данным рефлектометра наблюдаются в полосах  $f = 0-50$ ,  $f = 100-200$  (ITG) и (хуже различимая)  $f > 400$  кГц (ETG); диапазоны частот и временные интервалы выделены белыми рамками.

Остается нерассмотренным вопрос о возбуждении тириг-мод, связанных с наличием неиндукционного тока. Небольшой положительный (то есть увеличивающий вакуумное вращательное преобразование) бутстрэп-ток имеет амплитуду  $I_p \sim 1$  кА и не может существенно изменить шир, а также критически нарушить равновесие и быть причиной развития крупномасштабных неустойчивостей.

Расчет тириг-неустойчивостей в стеллараторах представлен в [324]. В стеллараторе W7-AS с омическим нагревом, работа которого аналогична работе токамака среднего размера, дополнительное внешнее вращательное преобразование  $\mu^J$  обеспечивает стационарные и воспроизводимые разряды в гелии с развитой тириг-модой. Режим с омическим нагревом при развитии тириг-моды большой амплитуды используется для изучения с помощью томсоновского рассеяния изменения профилей электронной температуры и плотности.

Особенности профилей, обнаруженные экспериментально, могут трактоваться как возникновение магнитных островков, предсказанных теорией тириг-мод. Этот подход в дальнейшем использовался для определения эффективного, локально увеличенного коэффициента теплопроводности  $\chi$ . Таким образом, можно достаточно точно воспроизвести измеренные температурные профили и количественно предсказать время удержания энергии при разрядах с развитием тириг-моды. Представленную модель переноса можно использовать для исследования явной зависимости коэффициента теплопроводности от тока и для изучения влияния неустойчивостей, обусловленных током, на удержание энергии в стеллараторе W7-AS, а также в токамаках [324].

В стеллараторе Л-2М три неиндукционных тока разной природы – бутстрэп ток, ток увлечения и ток Пфирша-Шлютера – в сумме могут составить величину до 5 кА (выше раздел 4.4). В то же время известно, что индукционные токи до 20 кА в Л-2М способны создать магнитные острова с размером до половины радиуса (выше раздел 4.3). Предположение о развитии тириг-мод и появлении магнитных островков в присепаратрисной области не подтверждается монотонным профилем плотности, полученным по зондовым измерениям в Л-2М в области на 1 см внутрь от сепаратрисы.

## 7.5. Роль аномального переноса в удержании плазмы

Для расчета потоков на периферии использовались транспортные модели, анализирующие удержание плазмы во всем плазменном шнуре, с источником нагрева в центре и источником частиц на границе (со стенок вакуумной камеры).

Для расчета переноса в плазме стелларатора Л-2М использовалось две модели. Первая - на базе неоклассической теории с учетом аномальных потерь тепла. Подробнее модель излагалась выше, раздел 2.5. Модель была введена и опробована на стеллараторе Л-2 [325].

Наиболее принципиальным является вопрос о явном виде выражений для аномальных потоков частиц и тепла. В работе предполагалось, что аномальные потоки носят диффузионный характер и зависят только от градиента температуры, обратно пропорциональны магнитному полю и не зависят от величины амбиполярного электрического поля. Расчеты и сравнение с одномашинным скейлингом Л-2М для энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E \sim (P/n_e)^{-0.7}$  показали, что аномальные потери тепла по электронному каналу порядка неоклассических, а по ионному меньше неоклассических в несколько раз. Подобный расчет давал хорошее совпадение со скейлингом  $\tau_E$  для четырех стеллараторов в широком диапазоне параметров ( $\tau_E$  варьировалось в пределах трех порядков величины).

В качестве другой модели переноса использовалась стандартная транспортная модель канонических профилей (ТМКП) для расчета радиального распределения температуры электронов [302]. Для расчетов в стеллараторах данная модель, созданная первоначально для токамаков, использовалась в концепции эквивалентных разрядов токамака и стелларатора, и была расширена на случай как полного, так и частичного поглощения СВЧ-мощности в режиме ЭЦР-нагрева плазмы.

Сравнение экспериментальных профилей электронной температуры с рассчитанными по транспортной модели канонических профилей позволило оценить эффективность ЭЦР-нагрева в разрядах Л-2М, где отсутствуют надтепловые электроны, искажающие функцию распределения и препятствующие надежным измерениям температуры. Были рассчитаны энергетические характеристики (энергосодержание и энергетическое время жизни), а также профили электронной температуры и источников нагрева для разрядов Л-2М [302].

Для удобства сравнения исходных формул приводится уравнение переноса тепловой энергии электронов и поток тепла  $\Gamma$  согласно Транспортной модели канонических профилей:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (nT) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho G_1 \Gamma) = P, \quad G_1 = \langle (\nabla \rho)^2 \rangle \quad (82)$$

$$\Gamma = -k^{PC} T \left( \frac{T'}{T} - \frac{T'_c}{T_c} \right), \quad T' = \partial T / \partial \rho$$

Здесь  $T$  – температура электронов,  $T_c$  – канонический профиль температуры электронов,  $k^{PC}$  – коэффициент жесткости профиля. Прямая задача – определение температуры  $T(\rho)$  по заданным коэффициентам переноса и правой части уравнения  $P(\rho)$  – источнику тепла.

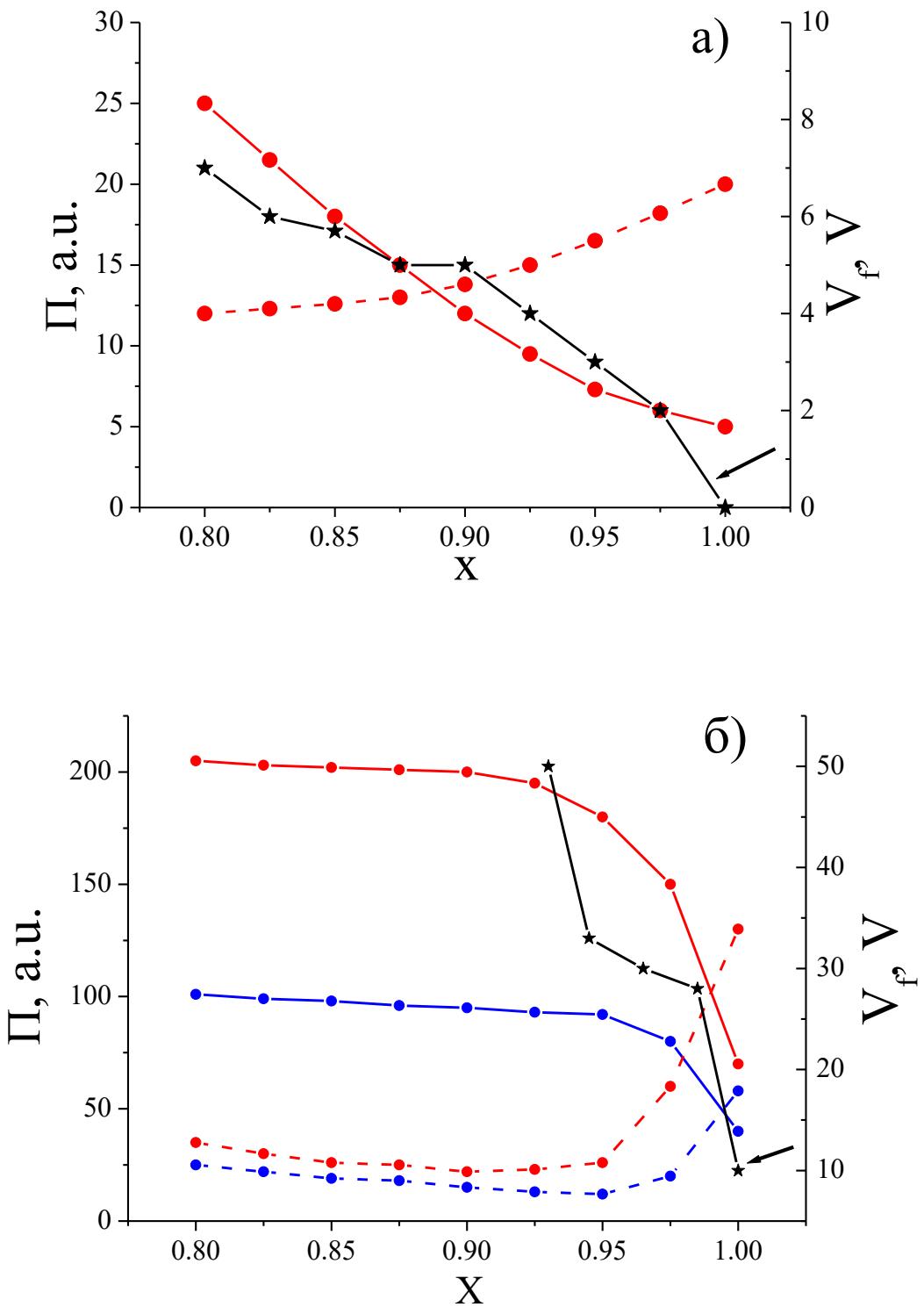


Рис. 121. Структура расчетных тепловых потоков  $\Pi$  и электрического потенциала  $V$  в краевых областях стеллараторов Л-2 (а) и Л-2М (б). Синие линии – 100 кВт, красные линии – 200 кВт. Неоклассические потоки (сплошные) и аномальные (пунктирные). Электрический потенциал при  $P = 200$  кВт – черные линии.

Ранее свойства периферийной плазмы подробно исследовались на стеллараторе Л-2. Была выявлена сильная зависимость параметров пристеночной плазмы от методов нагрева плазмы. Перенос на краю плазмы в значительной мере определялся турбулентностью [312]. Моделирование показывает большую роль частиц, запертых в гофрах винтового поля, вызывающих так называемую супербанановую диффузию, на порядок превышающую аномальную, а также диффузию пролетно-запертых частиц на середине радиуса и в два раза превышающую аномальную на периферии. Коэффициент аномальной электронной теплопроводности обратно пропорционален температуре,  $\chi_{\text{an}} = 3 \times 10^{18} / \mu T_e$ .

В режиме ЭЦР нагрева при электронной температуре в центре  $T_e \sim 1000$  эВ, уровне

флуктуаций плотности  $n_e^{\text{fl}} / n_e = 3 \times 10^{-3}$  характерная частота флуктуаций плотности 30 кГц. При данных условиях конвективный поток тепла  $10 \text{ кВт/м}^2$ , теплопроводностный поток  $2.5 \text{ кВт/м}^2$ , турбулентный тепловой поток  $12 \text{ кВт/м}^2$ . Коэффициент температуропроводности для аномального потока  $0.8 \text{ м}^2/\text{с}$  [326].

Энергетический баланс в присепаратрисной области стелларатора анализировался на основе экспериментальных измерений профилей радиального теплового потока, а также численного моделирования, основанного на теоретической модели [325].

На рис. 121 представлена радиальная структура тепловых потоков в краевой области установок Л-2 (а) и Л-2М (б). Синие линии соответствуют мощности нагрева 100 кВт (условия заведомо устойчивых разрядов), красные линии – 200 кВт (выше порога устойчивости относительно пилинг-мод). Черными линиями указана экспериментально измеренная структура электрического потенциала (плавающего) ленгмюровского зонда. Сплошные линии соответствуют рассчитанным неоклассическим потокам, пунктирные – аномальным, рассчитанным как суммарный тепловой поток за вычетом неоклассического. Для стелларатора Л-2 неоклассический тепловой поток падает в 5 раз в области от  $x = 0.8$  до  $x < 1$ , а то же время аномальный поток монотонно возрастает. В Л-2М область резкого изменения параметров – падения неоклассического и роста аномального потоков – находится вблизи сепаратрисы, при  $0.95 < x < 1$ . Аномальные потоки на сепаратрисе превышают неоклассические в 2-4 раза, причем зона равного вклада обоих потоков для Л-2 находится при  $x = 0.88$ , а для Л-2М при  $x = 0.99$ .

Экспериментально измеренное электрическое поле в Л-2М имеет особенность (уплощение) в области низкорациональных поверхностей. Исследованию данного эффекта посвящена работа [43]. Градиентная область потоков совпадает с измеренной зондами областью уплощения электрического потенциала плазмы. Магнитных островов, обусловленных неиндукционными токами, с помощью зондовых измерений обнаружено не было. Из рис. 121

видно, что в Л-2 градиентная область была значительно шире, чем в Л-2М. Данные особенности планируется подробнее изучить в следующих работах.

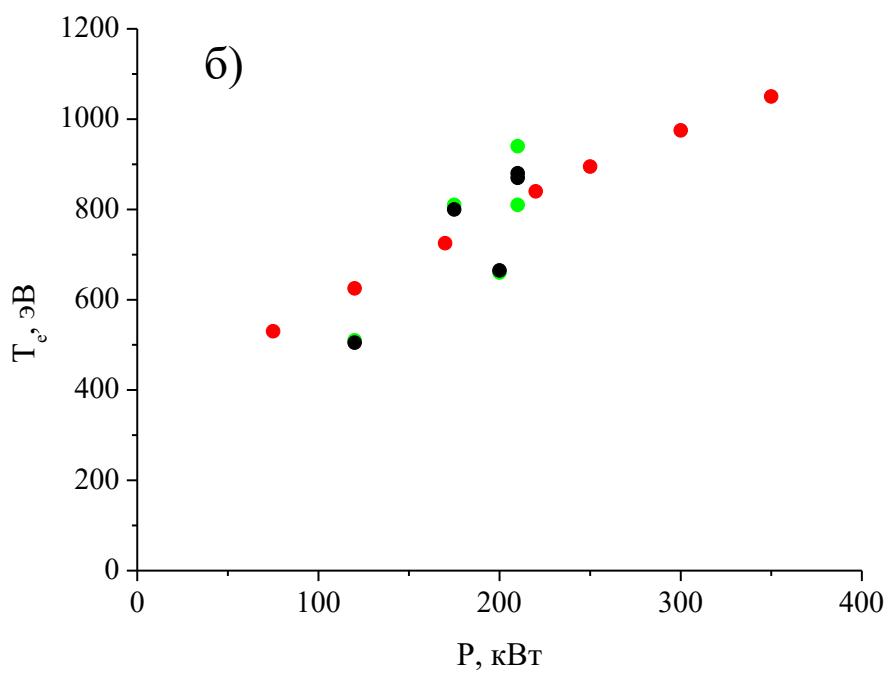
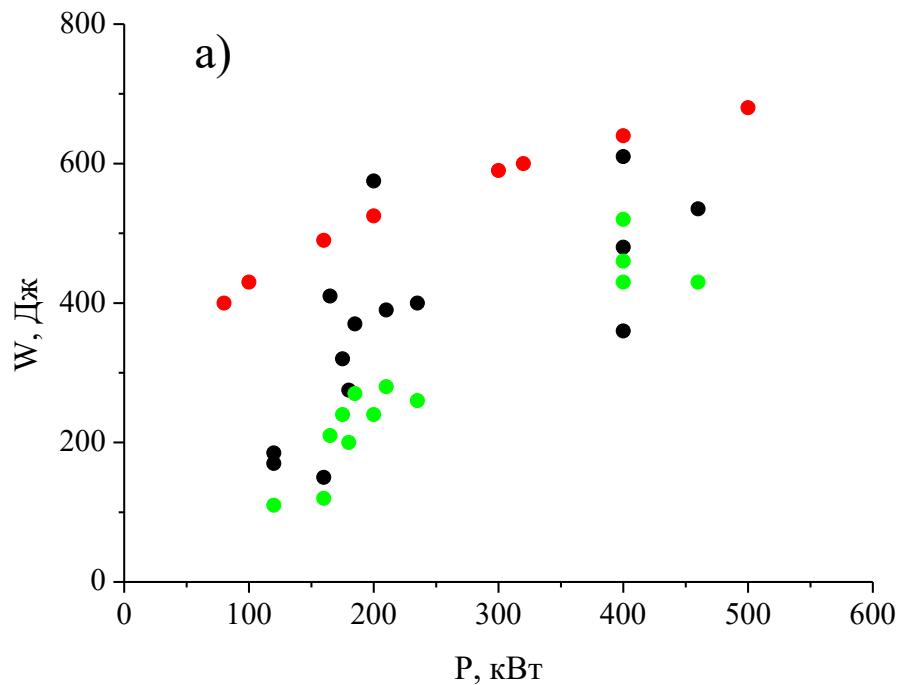


Рис. 122. а) Зависимость энергосодержания плазмы и центральной электронной температуры плазмы в Л-2М от мощности ЭЦР-нагрева и моделирование транспортными кодами. Черные точки – эксперимент, зеленые – модель канонических профилей, красные – модель неоклассического переноса с аномальной составляющей. а) энергосодержание плазмы, б) электронная температура в центре.

На рис. 122а представлено сравнение энергосодержания плазмы  $W$  в зависимости от различных значений мощности нагрева  $P$ . В качестве аргумента взята номинальная мощность, полученная с помощью детектирования сигнала и калиброванная при помощи калориметра. В [302] отмечалось, что принципиально важной является доля поглощенной мощности, зависящая от плотности. Однако здесь взяты только те импульсы, для которых было выполнено моделирование. Видно, что, согласно неоклассической модели [325], значения представляют верхнюю границу относительно экспериментальных данных, а по модели канонических профилей – нижнюю.

Также проанализирована зависимость центральной температуры от мощности. В данном случае выбраны импульсы, для которых проводился расчет профилей температуры и вложенной мощности в [302]. Относительная ошибка для значений энергии при сравнении эксперимента с моделями составляет 20-50%, а для температуры – 10% (рис. 122б), что можно считать достаточно хорошим согласием.

## 7.6. Выводы главы

В работе представлен сравнительный анализ эволюции макропараметров и флюктуирующих параметров при спонтанных и вынужденных переходных процессах в плазме классического квазистационарного стелларатора Л-2М. Получение и удержание плазмы осуществляется в режиме электронно-циклотронного резонансного СВЧ-нагрева в условиях высокого удельного энерговклада в диапазоне 0.8-2 МВт/м<sup>3</sup>.

В плазме наблюдаются спонтанные переходные процессы при постоянной мощности нагрева  $P$  и вынужденные при скачкообразно растущей или убывающей  $P$ . Высокие значения удельной СВЧ-мощности ЭЦР-нагрева создают значительную тепловую нагрузку на стенку камеры в углах сепараторы, что приводит к распылению бороуглеродного покрытия стенок камеры и изменению его характеристик при модуляции мощности нагрева. При анализе флюктуирующих параметров плазмы выявлен ряд характерных частот, соответствующих возможным МГД и кинетическим неустойчивостям.

Далее были проанализированы с достаточно большим пространственным разрешением сдвиги фазы между флюктуациями  $V_f$  и  $I_{sat}$  в краевой плазме. Показано, что средний сдвиг фаз между флюктуациями плавающего потенциала и ионного тока насыщения  $\Omega$  имеет широкий диапазон значений  $\pi \geq \Omega \geq 0$ , постепенно уменьшаясь при движении вглубь плазмы от  $\Omega \sim \pi$  на магнитной поверхности, ближайшей к сепараторе, до  $\Omega \sim 0$  в наиболее глубокой области измерений.

Приведен ряд аргументов в пользу утверждения, что сдвиг фаз  $\Omega \approx \pi$  может указывать на нелокальность процесса (поскольку в данной области отсутствует собственный локальный источник турбулентности), то есть то, что в данной точке пространства колебания являются вынужденными и определяются в основном процессами, локализованными вне точки наблюдения. При этом наличие фазового сдвига  $\Omega < \pi$  само по себе не является достаточным условием локальности процесса. Как нам представляется, нелокальность является естественным свойством турбулентного процесса в системе с разнородными рациональными магнитными поверхностями. В исследованном случае, одной из причин подобного поведения является большой шир системы. Вследствие этого пространственная область, в которой проводились исследования, наполнена разнокалиберными рациональными магнитными поверхностями с полоидальными волновыми числами  $m = 3; 4; 7 \dots$

Показано, что зависимость  $\Omega(lf_0)$  имеет слоистую структуру. Для низких частот  $\Omega(f \leq 10 \text{ кГц}) \leq 0.1\pi$ , в данном диапазоне все определенные выше характерные плазменные частоты оказываются одного порядка, высокие частоты не вносят вклад в значение  $\Omega(lf_0)$ . Отличие от нуля фазового сдвига (если он есть) создается средним диапазоном частот  $f = 10 - 50 \text{ кГц}$ . Частоты большие, чем 60 кГц, не оказывают влияния на величину  $\Omega$ . Наконец указано, что для более глубоких областей плазмы могут быть существенны механизмы, основанные на стабилизации за счет конечного лармировского радиуса ионов и неоднородности стационарного электрического поля.

Отмечено, что возможности превратить магнитный горб в яму в стеллараторах на границе плазмы довольно ограничены и требуют (если это в принципе возможно) значительного изменения магнитных поверхностей. В токамаке существует более реалистическая возможность перехода от ямы к горбу почти с теми же магнитными поверхностями и параметрами плазмы. Теоретически возможно исключить/включить из рассмотрения усредненный эффект гофрированного поля.

На основе экспериментов и оценочных расчетов проведено сравнение поведения присепаратрисной плазмы в стеллараторах Л-2 и Л-2М при ЭЦР-нагреве. Наиболее простым режимом является СВЧ нагрев плазмы мощностью до 150 кВт при длительности импульса 10 мс в условиях ЭЦР нагрева, или при удельной мощности до 600 кВт/м<sup>3</sup>. При повышении мощности нагрева возможны спонтанные переходные процессы, вызванные развитием пилинг и резистивных перестановочных мод. Дрейфовые моды наблюдаются при квазистационарных режимах, однако они не вызывают переходных процессов и заметных изменений макропараметров плазмы. Тепловые потоки переносимы плазмой рассчитывались как сумма неоклассических и аномальных потоков, причем вклад неоклассических потоков в несколько

раз выше аномальных везде, кроме области вблизи сепаратрисы шириной порядка ионного ларморовского радиуса.

В стеллараторе Л-2М по сравнению с предыдущей версией Л-2 в условиях мощного СВЧ нагрева в режиме ЭЦР наблюдается более узкая область вблизи сепаратрисы с увеличенным градиентом тепловых потоков, причем данные области пространственно совпадают с измеренными экспериментально областями резкого роста электрического потенциала. Энергия и электронная температура плазмы, рассчитанные по моделям неоклассического переноса с учетом аномальных потерь и канонических профилей, достаточно хорошо согласуются с экспериментом, причем выбор параметрических коэффициентов при расчете аномальности практически существенно не влияет на результат расчета.

Представленный анализ результатов, проведенный в рамках упрощенной тороидальной модели плазменного шнуря, показал, что для точного расчета потоков тепла и частиц необходимо учитывать градиенты параметров плазмы в разных сечениях магнитной винтовой структуры стелларатора.

## Заключение

В диссертационной работе представлен цикл экспериментальных и теоретических работ, выполнявшийся в 2003–2024 гг. на установке Л-2М с гиротронными комплексами МИГ-2 и МИГ-3. Представлены результаты исследования высокотемпературной плазмы в квазистационарной магнитной ловушке с трехмерной геометрией, создаваемой и нагреваемой с помощью СВЧ-излучения. Последовательно рассмотрены состояния плазменного шнуря установки при увеличении мощности электронно-циклotronного нагрева плазмы от 0.05 до 1 МВт.

Отсутствие проблем, связанных с наличием индукционного тока в случае токамака, позволяет связать на стеллараторе макропараметры плазмы и особенности турбулентности. В то же время, благодаря связям между свойствами плазмы в токамаках и стеллараторах, используя «модель эквивалентного токамака», можно использовать результаты экспериментов, полученные на стеллараторе Л-2М, для интерпретации экспериментов, проводимых на токамаках.

Первая стадия работ на комплексе Л-2М/МИГ-2 была посвящена изучению закономерностей энергобаланса бесстоковой плазмы, создаваемой в квазистационарном магнитном поле при диапазоне мощностей СВЧ  $P = 50\text{--}300$  кВт и диапазоне электронных плотностей  $n_e = 0.5\text{--}3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ; был получен одномашинный скейлинг Л-2М для энергетического времени жизни  $\tau_E \sim (P/n_e)^{-0.7}$ . Одномашинный скейлинг в условиях высокой

удельной мощности ЭЦР-нагрева указывает на более сильную зависимость от плотности и меньшую от мощности по сравнению с многомашинными стеллараторными скейлингами ISS-95, ISS-04, LHD.

Проведены экспериментальные и теоретические исследования удержания плазмы с индукционным током, также выявлена роль неиндукционных токов. Обнаружено, что индукционные токи амплитудой  $5 \leq |I| \leq 20$  кА не нарушают равновесия и устойчивости плазменного шнура, но снижают температуру на 30%. При отсутствии индукционных токов мощный центральный ЭЦР-нагрев приводит к нескомпенсированному током усиленному выносу плазмы из центра на периферию (эффект *rump-out*). Неиндукционные токи  $|I| \leq 2.5$  кА также не приводят к заметным изменениям устойчивости и равновесия.

Устойчивая магнитная конфигурация позволяет получать разряды со стационарной фазой, периодически нарушаемые спонтанными переходными процессами из-за развития краевых неустойчивостей и повышенного взаимодействия плазмы со стенками. Проведен цикл исследований спонтанных транспортных процессов, имеющих черты L–H переходов. Переходы к улучшенному удержанию длительностью менее 200 мкс (БТП), зарегистрированные при превышении пороговой мощности 0.15 МВт, сопровождаются ростом энергии и средней плотности плазмы до 15% и изменением параметров краевой плазмы: резким уменьшением флуктуаций и перестройкой электрического поля. При  $P = 0.4\text{--}1$  МВт в плазме происходят спонтанные переходные процессы, сопровождающиеся увеличением  $n_e$  до 50% и  $W$  до 25% и ростом взаимодействия приграничной плазмы со стенками вакуумной камеры.

Исследованы механизмы пробоя плазмы из-за СВЧ-излучения и механизм стабилизации плазменного шнура. В стеллараторе Л-2М создание плазменного шнура и его стабилизация реализуются только за счет ЭЦР-нагрева в широком диапазоне параметров. Исследованы различные модуляционные режимы ЭЦР, включая импульсно-периодический режим, в них обнаружена возможность 4-кратного увеличения энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$ .

Проведены исследования закономерностей удержания плазмы при рекордной удельной мощности нагрева, неустойчивости, отклонение от скейлинга и влияние примесей при взаимодействии пристеночной плазмы со стенками вакуумной камеры. В стеллараторе Л-2М получены устойчивые плазменные разряды с удельной мощностью ЭЦР-нагрева на уровне мирового рекорда  $4 \text{ МВт/м}^3$  ( $2 \cdot 10^{-13}$  Вт на частицу). При удельных мощностях выше  $3 \text{ МВт/м}^3$  из-за поступления и накопления примесей значения  $\tau_E$  снижаются на 10–15% относительно скейлинга Л-2М.

Обнаружено, что квазистационарными свойствами обладает режим нагрева с мощностью СВЧ до 150 кВт, или при удельной мощности до  $600 \text{ кВт/м}^3$ . При повышении мощности нагрева возможны спонтанные переходные процессы, вызванные развитием пилинг и резистивных

перестановочных мод. Дрейфовые моды наблюдаются при квазистационарных режимах, однако они не вызывают переходных процессов и заметных изменений макропараметров плазмы. Тепловые потоки переносимы плазмой рассчитывались как сумма неоклассических и аномальных потоков, причем вклад неоклассических потоков в несколько раз выше аномальных везде, кроме области вблизи сепаратрисы шириной порядка ионного ларморовского радиуса.

Энергия и электронная температура плазмы, рассчитанные по моделям неоклассического переноса с учетом аномальных потерь и канонических профилей, достаточно хорошо согласуются с экспериментом, причем выбор параметрических коэффициентов при расчете аномальности практически существенно не влияет на результат расчета.

В стеллараторе Л-2М, в первой из тороидальных установок, в которой удалось достичь удельных мощностей нагрева до  $4 \text{ МВт}/\text{м}^3$ , выработан набор различных сценариев плазменных разрядов. Полученные в диссертационной работе результаты могут быть использованы для планирования и проведения экспериментов по удержанию высокотемпературной плазмы в магнитных ловушках при ЭЦР-нагреве.

## Благодарности

Диссертант хотел бы выразить свою благодарность коллегам из Отдела физики плазмы ИОФ РАН, с которыми на протяжении 20 лет проводился цикл исследований: В.Д. Борзосекову, Г.А. Гладкову, С.Е. Гребенщиковой, И.А. Гришиной, В.А. Иванову, А.А. Летунову, В.П. Логвиненко, А.И. Мещерякову, М.Н. Петровой, А.А. Прокудиной, В.Д. Степахину, М.А. Терещенко, Н.К. Харчеву, А.А. Харчевскому, Ю.В. Хольнову, а также техническим сотрудникам стелларатора Л-2М и сотрудникам лаборатории РАМУС.

Также хотел бы выразить благодарность и дань памяти ушедшим из жизни учителям и коллегам: Д.К. Акулиной, Г.М. Батанову, О.И. Федянию, С.В. Щепетову.

Хотел бы поблагодарить за сотрудничество и плодотворные дискуссии сотрудников НИЦ “Курчатовский институт” С.Е. Лысенко, А.В. Мельникова и С.В. Неудачина, а также сотрудников МГТУ им. Н.Э. Баумана, в первую очередь профессоров А.Ю. Чиркова и С.В. Рыжкова.

Отдельная благодарность за неоценимую помощь по обсуждению и оформлению диссертации профессорам Н.Г. Гусейн-заде и Н.Н. Скворцовой.

## Список литературы

1. Kamada Y., Di Pietro E., Hanada M., Barabaschi, P.; Ide S., Davis S., Yoshida M., Giruzzi G., Sozzi C. and the JT-60SA Integrated Project Team. Completion of JT-60SA construction and contribution to ITER // Nucl. Fusion. – 2022. - V. 62. - 042002.
2. Yoshimura Y., Kasahara H., Tokitani M., Sakamoto R., Ueda Y. , Marushchenko N.B. , Seki R., Kubo S., Shimozuma T., Igami H., Takahashi H., Tsujimura T.I., Makino R., Kobayashi S., Ito S., Mizuno Y., Okada K., Akiyama T., Tanaka K., Tokuzawa T., Yamada, I.; Yamada H., Mutoh T., Takeiri Y. and the LHD Experiment Group. Stable sustainment of plasmas with electron internal transport barrier by ECH in the LHD // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2018. - V. 60. - 025012 (7pp).
3. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V, Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F. and Sidorov E.N. Results of the first plasma campaign in a start configuration of GOL-NB multiple-mirror trap // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2020. – V. 62. - 025008.
4. Sanford T.W.L., Nash T.J., Olson R.E., Bliss D.E., Lemke R.W., Olson C.L., Ruiz C.L., Mock R.C., Bailey J.E., Chandler G.A., Cuneo M.E., Leeper R.J., Matzen M.K., Mehlhorn T.A., Slutz S.A., Stygar W.A., Peterson D.L., Chrien R.E., Watt R.G., Roderick N.F., Cooper G.W., Apruzese J.P., Sarkisov G.S., Chittenden J.P. and Haines M.G. Progress in z-pinch driven dynamic-hohlraums for high-temperature radiation-flow and ICF experiments at Sandia National Laboratories // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2004. – V. 46. - B423.
5. Hammel B.A. and the National Ignition Campaign Team. The NIF Ignition Program: progress and planning // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2006. - V. 48. - B497.
6. Kuzenov V.V.; Ryzhkov S.V. Calculation of plasma dynamic parameters of the magneto-inertial fusion target with combined exposure // Physics of Plasmas. – 2019. - V. 26. - 092704.
7. Shimomura Y., Aymar R., Chuyanov V., Huguet M., Parker R. and ITER Joint Central Team. ITER overview // Nucl. Fusion. – 1999. - V. 39. – P. 1295.
8. Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu. Alternative Fusion Fuels and Systems // 2018. - CRC Press, Taylor & Francis Group. - 200 pp.
9. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V. The Plasma Jet/Laser Driven Compression of Compact Plasmoids to Fusion Conditions // Journal of Fusion Energy. – 2012. – V. 31. - P. 7-12.
10. Ward D.J. The physics of DEMO // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2010. - V. 52. -124033.
11. Голант В.Е., Федоров В.И. Высокочастотные методы нагрева плазмы в торидальных термоядерных установках // 1986. - Энергоатомиздат. М.
12. Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V., Lopez-Bruna D., Dnestrovskij A.Yu., Cherkasov S.V., Danilov A.V., Eliseev L.G., Khabanov P.O., Lysenko S.E. and Sychugov D.Yu. Absorption

efficiency of the second harmonic ECRH waves and comparative plasma transport simulation in the TJ-II stellarator and T-10 tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2022. – V. 65. - 015011.

13. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Иютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2019. - Т. 42. – Вып. 1. - С. 15-38.
14. Krasilnikov A.V., Konovalov S.V., Bondarchuk E.N., Mazul' I.V., Mineev A.B., Kuz'min E.G., Kavin A.A., Karlov D.A., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Portnov D.V., Rodin I.Y., Ivanov A.A., Belchenko Y.I., Denisov G.G. Tokamak with reactor technologies (TRT): Concept, missions, key distinctive features and expected characteristics // Plasma Physics Reports. – 2021. - Т. 47. - С. 1092-1106.
15. Stroth U., Murakami M., Dory R.A., Yamada H., Okamura S., Sano F. and Obiki T. Energy confinement scaling from the international stellarator database // Nuclear Fusion. -1996. - V. 36. - 1063.
16. Коврижных Л.М. Зависимость энергетического времени жизни от вида аномальных потерь в стеллараторах // Физика плазмы. – 2008. - Т. 34. - С. 579-588.
17. Thonemann P.C., Butt E.P., Carruthers R., Dellis A.N., Fry D.W., Gibson A., Harding G.N., Lees D.J., McWhirter R.W.R., Pease R.S., Ramsden S.A. and Ward S. Production of high temperature and nuclear reactions in a gas discharge // Nature. – 1958. - V. 181. – P. 217-220.
18. Леонович М.А., Шафранов В.Д. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций // М.: Изд-во АН СССР. – 1958. - Т. 1. - С. 207-213.
19. Шафранов В.Д. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций // 1958. - М.: Изд-во АН СССР. - Т. II. - С. 130-143.
20. Кадомцев Б.Б., Шафранов В.Д. Магнитное удержание плазмы // УФН. - 1983. - Т. 139. – Вып. 3. – С. 399-434.
21. Tubbing B.J.D., Gottardi N.A.C., Green B.J., How J.A., Huart M., Konig R., Lowry C.G., Lomas P.J., Noll P., O'Rourke J.J., Rebut P.H., Stork D., Tanga A., Taroni A. and Ward D.J. AC plasma current operation in the JET tokamak // Nuclear Fusion. – 1992. – V. 32. – N. 6. – P. 967.
22. Бортников А.В., Бревнов Н.Н., Герасимов С.Н., Жуковский В.Г., Пергамент В.И., Химченко Л.Н. Экспериментальное определение запаса устойчивости в перстеневом токамаке // Физика плазмы. – 1975. - Т. 1. - С. 931-937.
23. Бахарев Н.Н., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Дьяченко В.В., Ильясова М.В., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Курскиев Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Токарев В.А. Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич

Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Чугунов И.Н., Шевелев А.Е., Щеголев П.Б. Результаты первых экспериментов на токамаке Глобус-М2 // Физика плазмы. - 2020. - Т. 46. - С. 579-587.

24. Shafranov V.D. On Magnetohydrodynamical Equilibrium Configurations // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1958. - V. 6. - P. 545.
25. Артеменков Л.И., Иванов Н.В., Какурин А.М., Чудновский А.Н. О влиянии ВЧ тока винтовой обмотки на состояние разряда в токамаке ТО-1 // Атомная энергия. – 1977. – Т. 42. - Вып. 5. – С. 387-390.
26. Аликаев В.В., Борщевский А.А., Вершков В.А., Волков В.В., Горшков А.В., Готт Ю.В., Грашин С.А., Дремин М.М., Елисеев Л.Г., Есипчук Ю.В., Журавлев В.А., Какурин А.М., Кирнев Г.С., Кирнева Н.А., Кислов А.Я., Кислов Д.А., Климанов И.В., Кочин В.А., Крупин В.А., Крылов С.В., Мельников А.В., Мялтон Т.Б., Новиков А.Ю., Ноткин Г.Е., Павлов Ю.Д., Питерский В.В., Позняк В.И., Рой И.Н., Саврухин П.В., Санников В.В., Солдатов С.В., Степаненко М.М., Сушков А.В., Тарасян К.Н., Трухин В.М., Трухина Е.В., Химченко Л.Н., Чистяков В.В., Шелухин Д.А. Исследование Н-моды на Т-10 при ЭЦРН. // Физика плазмы. – 2000. - Т. 26. - С. 979-992.
27. Tao Y.Q., Xu G.S., Wu K., Yang Q.Q., Wang L., Yuan Q.P., Wang Y.F., Lin X., Meng L.Y., Ding G.F., Yu L., Chen R., Liu J.B., Yan N., Lan H., Sun P.J., Li K.D., Xu J.C., Duan Y.M., Zang Q., Jin Y.F., Zhang L., Wang S.X., Geng K.N. and Liang R.R. Long-pulse H-mode operation with stored-energy monitoring for detachment feedback control with a new lower tungsten divertor in EAST // Nucl. Fusion. – 2023. – V. 63. – 076008.
28. Spitzer L. The Stellarator Concept // Phys. Fluids. – 1958. - V. 1. - P. 253-264.
29. Коврижных Л.М., Щепетов С.В. Современное состояние теории магнитогидродинамического равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторах // УФН. – 1986. - Т. 148. - В. 4. - С. 637-670.
30. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Геометрия магнитного поля. В сб. Вопросы теории плазмы, под. ред. Леоновича М.А. - 1963. - М.: Госатомиздат. - Т. 2. - С. 3-91.
31. Мельников В.К. О силовых линиях магнитного поля винтовых токов, текущих по поверхности тора // ДАН СССР. – 1963. – Т. 149. – С. 1056-1059.
32. Данилкин И.С., Карпенко И.К. Влияние тороидальности на магнитные поверхности стелларатора // ЖТФ. – 1969. – Т. 39. - С. 1959.
33. Rosenbluth M.N., Sagdeev R.Z., Taylor J.B., Zaslavsky G.M. Destruction of magnetic surfaces by magnetic field irregularities // Nucl. Fusion. – 1966. – V. 6. – P. 297.

34. Koenig H.R. Confining ionized plasma with helical magnetic field. Report of US Atomic Energy Comission. - 1956. - NYO-7310.
35. Loktionov Yu.M. and Sebko V.P. Modified Torsatron-type systems // Nucl. Fusion. – 1970. – V. 10. – P. 179.
36. Marty D., Maschke E.K., Touche J. and Gourdon C. Torsatron without toroidal field coils II. configuration  $\ell = 2$  // Nucl. Fusion. – 1972. - V. 12. – P. 367.
37. Kruckewitt T.W., Shohet J.L. Magnetic properties of ultimate torsatrons // Nucl. Fusion. – 1980. – V. 20. – P. 1375
38. Попов С.Н., Попрядухин А.П. Об одном способе создания винтового магнитного поля // ЖТФ. – 1966. - Т. 36. - С. 390.
39. Ивановский М.А., Попов С.Н., Попрядухин А.П. Стелларатор ТОР-2 // Тр. ФИАН СССР. – 1973. - Т. 65. - С. 65-72.
40. Chu T.K., Furth H.P., Johnson J.L., Ludescher C. and Weimer K.E. Optimization techniques for modular stellarator coils // Nucl. Fusion. – 1982. - V. 22. - P. 871.
41. Erckmann V., Laqua H.P., Maaßberg H., Marushchenko N.B., Kasperek W. and Müller G.A. 20 years of ECRH at W7-A and W7-AS // Nucl. Fusion. – 2003. – V. 43. – P. 1313.
42. Chechkin V.V., Grigor'eva L.I., Nazarov N.I., Pinos I.B., Plyusnin V.V., Shtan' A.F., Solodovchenko S.I., Stepanov K.N., Taran V.S., Vojtsenya V.S. Low frequency fluctuations of density and potential in the peripheral plasma during ion cyclotron heating in the URAGAN-3 torsatron // Nucl. Fusion. – 1990. – V. 30. – P. 2223.
43. Перелыгин С.Ф. Альтернативная термоядерная установка типа ДРАКОН // М., МИФИ. - Препринт МИФИ. - 021-96. – 1996. - 20 с.
44. Miyamoto K. Recent stellarator research // Nucl. Fusion. – 1978. - V. 18. - P. 243.
45. Wolf R.C., Bozhenkov S., Dinklage A., Fuchert G., Kazakov Y.O., Laqua H.P., Marsen S., Marushchenko N. B., Stange T., Zanini M., Abramovic I., Alonso A., Baldzuhn J., Beurskens M., Beidler C. D., Braune H., Brunner K. J., Chaudhary N., Damm H., Drewelow P., Gantenbein G., Gao Yu., Geiger J., Hirsch M., Höfel U., Jakubowski M., Jelonnek J., Jensen T., Kasperek W., Knauer J., Korsholm S. B., Langenberg A., Lechte C., Leipold F., Trimino Mora H., Neuner U., Nielsen S. K., Moseev D., Oosterbeek H., Pablant N., Pasch E., Plaum B., Sunn Pedersen T., Puig Sitjes A., Rahbarnia K., Rasmussen J., Salewski M., Schilling J., Scott E., Stejner M., Thomsen H., Thumm M., Turkin Y., Wilde F. and the Wendelstein 7-X Team. Electron-cyclotron-resonance heating in Wendelstein 7-X: A versatile heating and current-drive method and a tool for in-depth physics studies // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2019. - V. 61. - 014037 (9pp).
46. Fujiwara M., Yamada H., Ejiri A., Emoto M., Funaba H., Goto M., Ida K., Idei H., Inagaki S., Kado S., Kaneko O., Kawahata K., Kobuchi T., Komori A., S. Kubo, R. Kumazawa,

Masuzaki S., Minami T., Miyazawa J., Morisaki T., Morita S., Murakami S., Muto S., Mutoh T., Nagayama Y., Nakamura Y., Nakanishi H., Narihara K., Nishimura K., Noda N., Ohdachi S., Ohyabu N., Oka Y., Osakabe M., Ozaki T., Peterson B.J., Sagara A., Sakakibara S., Sakamoto R., Sasao H., Sasao M., Sato K., Sato M., Seki T., Shimozuma T., Shoji M., Suzuki H., Takeiri Y., Tanaka K., Toi K., Tokuzawa T., Tsumori K., Tsuzuki K., Watanabe K.Y., Watari T., Yamada I., Yamaguchi S., Yokoyama M., Akiyama R., Chikaraishi H., Haba K., Hamaguchi S., Iima M., Imagawa S., Inoue N., Iwamoto K., Kitagawa S., Kodaira J., Kubota Y., Maekawa R., Mito T., Nagasaka T., Nishimura A., Takahashi C., Takahata K., Takita Y., Tamura H., Tsuzuki T., Yamada S., Yamauchi K., Yanagi N., Yonezu H., Hamada Y., Matsuoka K., Murai K., Ohkubo K., Otake I., Okamoto M., Satoh S., Satow T., Sudo S., Tanahashi S., Yamazaki K., Motojima O. and Iiyoshi A. Plasma confinement studies in LHD // Nucl. Fusion. – 1999. – V. 39. – P. 1659.

47. Johnson J.L., Oberman C.R., Kulsrud R.M., Frieman E.A. Some Stable Hydromagnetic Equilibria // Phys. Fluids. – 1958. - V. 1. - P. 281-296.
48. Коврижных Л.М, Щепетов С.В. Описание плазмы в stellarаторе с помощью усредненных МГД-уравнений // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6. – С. 976-986.
49. Kovrzhnykh L.M., Shchepetov S.V. MHD equilibrium and stability of a stellarator plasma // Nucl. Fusion. – 1983. - V. 23. - P. 859.
50. Freidberg J.P. Ideal Magnetohydrodynamics // Plenum Press. – 1987. - 300dpi. - 93 s.
51. Kadomtsev B.B., Pogutse O.P. Nonlinear helical perturbations of a plasma in the tokamak // JETP. – 1974. - V. 38. – P. 283-290.
52. Strauss H.R. Stellarator equations of motion // Plasma Physics. – 1980. – V. 22. – P. 733.
53. Mercier C. On a representation of toroidal surfaces. Applications to magnetohydrodynamic equilibria // Nucl. Fusion. – 1963. - V. 3. - P. 89.
54. Bauer F., Betancourt O., Garabedian D. A Computational Method in Plasma Physics // N.Y.: Springer-Verlag. - 1978.
55. Carreras B.A., Hicks H.R., Holmes J.A. Equilibrium and stability properties of high-beta-torsatrons // Phys. Fluids. – 1983. – V. 26. – P. 3569-3579.
56. Greene J.M., Johnson J.L. Determination of hydromagnetic equilibria // Phys. Fluids. – 1961. – V. 4. - P. 875-890.
57. Carreras B.A., Hicks H.R., Holmes J.A., Lynch V.E., Neilson G.H. Zero-current high-beta stellarator equilibria with rotational transform profile control // Nucl. Fusion. - 1984. – V. 24. - P. 1347.

58. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы под. ред. М.А. Леонтьевича. – 1963. - Выпуск 1. - Москва.
59. Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases // Interscience Publishers, Inc., - New York, 1956.
60. Stroth U. Plasma Physics, Confinement, Transport and Collective Effects, ed. By S. Dinklage et al // Berlin Heidelberg. - 2005.
61. Galeev A.A., Sagdeev R.Z. Transport Phenomena in a Collisionless Plasma in a Toroidal Magnetic System // JETP. – 1968. – V. 26. – No. 1. – P. 233-240.
62. Коврижных Л.М. Неоклассическая теория процессов переноса в тороидальных магнитных ловушках // Итоги науки и техники: Физика плазмы. – Т. 3. - ВИНИТИ, Москва. - 1982.
63. Ware A.A. Pinch-Effect Oscillations in an Unstable Tokamak Plasma // Phys. Rev. Lett. – 1970. – V. 25. – № 14. – P. 916-919.
64. Арцимович Л.А., Глухов А.В., Петров М.П. Энергетический баланс ионов в плазме установок Токамак // Письма в ЖЭТФ. – 1970. – Т. 11. – С. 449-452.
65. Mynick H.E., Chu T.K. and Boozer A.H. Class of Model Stellarator Fields with Enhanced Confinement // Phys. Rev. Lett. – 1982. - V. 48. – P. 322.
66. Tynan G.R., Fujisawa A. and McKee G. A review of experimental drift turbulence studies. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2009. – V. 51. – 113001.
67. Wooton A.J., Carreras B.A., Matsumoto H., McGuire K., Peebles W.A., Ritz Ch.P., Terry P.W. and Zweben S.J. Fluctuations and anomalous transport in tokamaks // Phys. Fluids B. – 1990. - V. 2. - P. 2879-2903.
68. Шафранов В.Д., Юрченко Э.И. Критерий желобковой неустойчивости плазмы в тороидальной геометрии // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 53. – С. 1157-1967.
69. Mercier C. A necessary condition for hydromagnetic stability of plasma with axial symmetry // Nucl. Fusion. – 1960. – V. 1. – P. 47.
70. Gardner H.J., Blackwell D.B. Calculation of Mercier Stability Limits of Toroidal Heliacs // Nucl. Fusion. – 2009. – V. 32. – P. 2009-2019.
71. Zheng L.-J. and Tsai S.-T. Mercier criterion in tokamaks with anisotropic energetic particle component // Phys. Plasmas. – V. 1. – 1994. – P. 636-642.
72. Коврижных Л.М. и Щепетов С.В. Критерий МГД-устойчивости в стеллараторе // Физика плазмы. – 1981. – Т. 7. – С. 965-967.
73. Kovrzhnykh L.M., Shchepetov S.V. MHD equilibrium and stability of a stellarator plasma // Nucl. Fusion. – 1983. – V. 23. – P. 859.
74. Waddell B.V., Rosenbluth M.N., Monticello D.A. and White R.B. Non-linear growth of the  $m=1$  tearing mode // Nucl. Fusion. – 1976. – V. 16. – P. 528.

75. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., Переверзев В.Г., Тарасян К.Н. Перезамыкание магнитных поверхностей и перемешивание тока в начальной стадии нагрева в токамаке // Физика плазмы. – 1978. – Т. 4. – С. 1001-1003.
76. Кадомцев Б.Б. О неустойчивости срыва в токамаках // Физика плазмы. – 1975. – Т. 1. – С. 710-715.
77. Huysmans G.T.A., Hender T.C. and Alper B. Identification of external kink modes in JET // Nucl. Fusion. - 1998. - V. 38. - P. 179-187.
78. Connor J.W., Hastie R.J. and Zocco A. Unified theory of the semi-collisional tearing mode and internal kink mode in a hot tokamak: implications for sawtooth modeling // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2012. - V. 54. - 035003.
79. Wesson J.A. Hydromagnetic stability of tokamaks // Nucl. Fusion. – 1978. – V. 18. - P. 87.
80. Matsuoka R., Miyamoto K. Stabilization of MHD-instabilities in a current-carrying stellarator // Nucl. Fusion. – 1979. - V. 19. - P. 837.
81. Кузнецов Ю.К., Тонкопряд В.М. МГД-неустойчивость и предельные токи при омическом нагреве плазмы в стелларторе “Ураган-2” // Физ. Плазмы. - 1980. - Т. 6. - С. 639.
82. Biscamp D. Drift-tearing modes in a tokamak plasma // Nucl. Fusion. – 1978. - V. 18. - P. 1059.
83. Wakatani M., Shirai H., Zushi H., Kaneko H., Motojima O., Obiki T., Iiyoshi A. and Uo K. Numerical studies of internal disruptions in Heliotron E // Nucl. Fusion. – 1983. – V. 23. - P. 1669.
84. Fredrickson E.D., Zarnstorff M.C., Lazarus E.A., Tearing Mode Stability of Model Plasmas in the National Compact Stellarator Experiment // PPPL-4216 (Preprint). - 2007.
85. Pfirsch D., Schlüter A. // Rept. MPI/PA/7/62 (Max-Planck Inst. Phys. and Astrophys.), Munich (1962).
86. Галеев А.А. Влияние температурных возмущений на диффузию плазмы в тороидальных системах // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 10. – С. 353.
87. Galeev A.A. Diffusion-electrical Phenomena in a Plasma Confined in a Tokamak Machine // JETP. – V. 32. – P. 752-757.
88. Yamada H., Kubo S., Watanabe E., Iguchi H., Okamura S., Morita S., Idei H., Yamada I., Arimoto H., Matsuoka K., Nishimura K., Sakakibara S., Takahashi C., Takita Y. Response of bootstrap current and electron thermal conductivity to shaping in an ECRH plasma in the CHS heliotron/torsatron // Nucl. Fusion. - 1994. - V. 34. - № 5. - P. 641.
89. Johnson, J. L.; Ichiguchi, K.; Nakamura, Yu., Okamoto M., Wakatani M. and Nakajima N. External kink modes in a Large Helical Device (LHD) equilibrium with self-consistent bootstrap // Physics of Plasmas. – 1999. – V. 6. – P. 2513-2522.

90. Fisch N.J., Boozer A.M. Creating an Asymmetric Plasma Resistivity with Waves // Phys. Rev. Lett. – 1980. – V. 45. – P. 720.
91. Lortz D. The general "peeling" instability // Nucl. Fusion. – 1975. – V. 15. – P. 49.
92. Zheng L.-Z., A two-fluid modified sufficient stability criterion for the peeling mode // Phys. Letters A. – 1992. - V. 164. - P. 424-428.
93. Connor J.W., Hastie R.J., Wilson H.R. and Miller R.L. Magnetohydrodynamic stability of tokamak edge plasmas // Physics of Plasmas. - 1998. – V. 5. – P. 2687–2700.
94. Onjun T., Kritz A. H., Bateman G., Parail V., Wilson H.R., and Dnestrovskij A. Interplay between ballooning and peeling modes in simulations of the time evolution of edge localized modes // Phys. Plasmas. – 2005. – V. 12. – 012506.
95. Gimblett C.G., Hastie R.J. and Helander P. The role of edge current-driven modes in ELM activity // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2006. – V. 48. – 1531 .
96. Mikhailov M.I., Shchepetov S.V., Drevlak M., Nührenberg C. and Nührenberg J. Stability of global magnetohydrodynamic modes in the L-5 compact torsatron // Plasma Phys. Rep. – 2014. – V. 40. – P. 781.
97. Shchepetov S.V. On plasma edge ideal MHD stability instability condition in Mercier stable magnetic hill configurations. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2016. – V. 58. – 114002 (5pp).
98. Newcomb W.A. Hydromagnetic stability of a diffuse linear pinch // Ann. Phys. – 1960. – V. 10. - P. 232-267.
99. Horton W. Drift-Wave Turbulence // Fusion SciDAC Winter School on Turbulence and Energetic Particles, February 23-28, 2009 UC Irvine.
100. Boyd T., Sanderson J. The Physics of Plasmas // (Cambridge, 2003) (546s).
101. Horton W., Estes R.D. Fluid Simulation of Ion Pressure Gradient Driven Drift Modes // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1980. – V. 22. – P. 663-678.
102. Beer M.A. Gyrofluid Models of Turbulent Transport in Tokamaks // PhD Thesis – Princeton University, 1995.
103. Kadomtsev B.B., Pogutse O.P. Trapped particles in toroidal magnetic systems // Nucl. Fusion. – 1971. – V. 10. – P. 67.
104. Guo S.C., Chen L., Tsai S.T. and Guzdar P.N. Ion Temperature gradient instability and anomalous transport // Plasma Phys. and Control. Fusion. – 1989. - V. 31. - P. 423-430.
105. Coppi B., Rothenbluth M.N. and Sagdeev R.Z. Instabilities due to Temperature Gradients in complex Magnetic Field Configurations // Phys. Fluids. – 1967. - V. 10. - P. 582-587.
106. Romanelli F., Zonka F. The radial structure of ion-temperature-gradient-driven mode // Phys. Fluids B. – 1993. - V. 5. - P. 4081-4089.

107. Dorland W., Jenko F., Kotschenreuther M. and Rogers B.N. Electron Temperature Gradient Turbulence // *Phys. Rev. Letts.* – 2000. – V. 85. – P. 5579-5582.
108. Михайловский А.Б. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках // Москва, Атомиздат, 1978.
109. Кадомцев Б.Б., Погуце О.П. Диссипативная неустойчивость на запертых частицах в плотной плазме // *Докл. АН СССР.* – 1969. – Т. 186. – С. 553.
110. Rafiq T. and Hegna C.C. Dissipative trapped-electron instability in quasihelically symmetric stellarators // *Phys. Plasmas.* – 2006. – V.13. – 062501.
111. Тимофеев А.В., Швилкин Б.Н. Дрейфово-диссипативная неустойчивость неоднородной плазмы в магнитном поле // *УФН.* – 1976. – Т. 118. – С. 273–306.
112. Endler M. Turbulent SOL transport in stellarators and tokamaks // *Journal of Nuclear Materials.* – 1999. – V. 266-269. – P. 84-90.
113. Conway G.B. Turbulence measurements in fusion plasmas // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2008. – V. 50. – 124026.
114. Garbet X., Idomara Y., Villard L. and Watanabe T. Gyrokinetic simulations of turbulent transport // *Nuclear Fusion.* – 2010. – V. 50. – 043002.
115. Diamond P.H., Itoh S.-I., and Itoh K. // *Modern Plasma Physics, v. 1: Physical Kinetics of Turbulent Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (2010).
116. Будаев В.П., Савин С.П., Зеленый Л.М. Наблюдения перемежаемости и обобщённого самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса // *УФН.* – 2011. – Т. 181. – С. 905-952.
117. Coppi B. Plasma modes due to impurity and magnetically trapped ions // *Phys. Rev. Letts.* – 1973. – V. 31. – P. 1443-1446.
118. Coppi B., Spight C. Ion mixing mode and Model for Density Rise in Confined Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1978. – V. 41. – P. 551-554.
119. Недоспасов А.В. Физика пристеночной плазмы в токамаках // *Успехи физических наук.* – 1987. – Т. 152. – Вып. 3. – С. 479-492.
120. Шарапов В.М. Плазмохимическая обработка разрядных камер термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы (обзор) // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2020. – Т. 43. – № 2. – С. 5-12.
121. Мещеряков А.И., Шарапов В.М., Логвиненко В.П., Летунов А.А. Изменение состава и структуры бороуглеродной пленки в процессе работы стелларатора Л-2М // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2012. – № 2. – С. 109-113.

122. Васина Я.А., Джурик А.С., Пришицын А.С., Мирнов С.В., Лазарев В.Б. Оптимизация технологической системы замкнутого литиевого контура на токамаке Т-11М // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2020. – Т. 43. – № 3. – С. 47-59.
123. Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е., Сафонов В.А. Сравнительный анализ концепций литиевой первой стенки для токамака реакторных технологий // Физика плазмы. - 2021. - Т. 47. - № 12. - С. 1130-1145.
124. Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Zharkov M.Y., Berlov A.V., Ladyko M.A., Tazhibayeva I.L., Mirnov S.V., Lazarev V.B., Vershkov V.A., Notkin G.E., Zacharenkov A.V., Ponkratov Y.V., Gordienko Y.N. Stationary operated lithium in-vessel elements on a tokamak // Physics of Atomic Nuclei. - 2021. - Т. 84. - № 7. – С. 1245-1251.
125. Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrorskij Y.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliev M.R., Pavlov Y.D., Savrukhan P.V. Review of recent experiments on the T-10 tokamak with all metal wall // Nuclear Fusion. – 2017. – Т. 57. – № 10. – 102017.
126. Мартыненко Ю.В., Будаев В.П., Грашин С.А., Шестаков Е.А. Эрозия вольфрама в токамаке при срыве тока // Краткие сообщения по физике ФИАН. - 2017. - Т. 44. - № 6. - С. 45-52.
127. Разумова К.А. Современные проблемы в исследованиях на установках токамак // Препринт ИАЭЗ839/7. – Москва. - 1983.
128. International Tokamak Reactor: Zero Phase: (Rept. Int. Tokamak Reactor Workshop, Vienna, 1979).— Vienna: IAEA, 1980.
129. Merezhkin V.G., Mukhovatov V.S. Electron thermal conductivity and diffusion in a tokamak // Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz. – 1981. – V. 33. – P. 463-467.
130. Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Онгена Д. Одномашинные и многомашинные скейлинги для токамака // Физика плазмы. - 2013. - Т. 39. - С. 299.
131. Yamada H., Harris J.H., Dinklage A., Ascasibar E., Sano F., Okamura S., Talmadge J., Stroth U., Kus A., Murakami S., Yokoyama M., Beidler C.D., Tribaldos V., Watanabe K.Y. and Suzuki Y. Characterization of energy confinement in net-current free plasmas using the extended International Stellarator Database // Nucl. Fusion. – 2005. – V.45. - 1684.
132. Dinklage A., Ascasibar E., Beidler C.D., Brakel R., Geiger J., Harris J.H., Kus A., Murakami S., Okamura S., Preuss R., Sano F., Stroth U., Suzuki Y., Talmadge J., Tribaldos V., Watanabe K.Y., Weller A., Yamada H., Yokoyama M. Assessment of Global Stellarator Confinement: Status of the International Stellarator Confinement Database Scalings of energy // Fusion Science and Technology. - 2007. - V. 51. - P. 1-7.

133. Malakhov D.V., Skvortsova N.N., Borzosekov V.D., Konchekov E.M., Tedtoev B.A. and Vasilkov D.G. Multiparametric Data Processing on Fusion Device Stellarator L-2M // J. Phys.: Conf. Ser. – 2014. – V. 490. – 012073. doi:10.1088/1742-6596/490/1/012073
134. Dnestrovskij Yu.N., Razumova K.A., Donne A.J.H., Hogeweij G.M.D., Andreev V.F., Bel'bas I.S., Cherkasov S.V., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Spakman G.W. and Walsh M. Self-consistency of pressure profiles in tokamaks // Nucl. Fusion. – 2006. - V. 46. – P. 953-965.
135. Razumova K.A. Features of self-organized plasma physics in tokamaks // Plasma Physics and Controlled Fusion. - 2018. - V. 60. - P. 014037.
136. Razumova K.A., Andreev V.F., Eliseev L.G., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Kantor M.Y. Physical processes determining plasma confinement in tokamaks with transport barriers from the point of view of self-organization // Plasma Physics and Controlled Fusion. - 2021. - V. 63. - P. 055003.
137. Itoh K, Itoh S-I and Fukuama A (1999) Transport and Structural Formation in Plasmas (Bristol: Institute of Physics Publishing).
138. Connor J.W. and Wilson H.R. A review of theories of the L–H transition // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2000. – V. 42. – R1–R74.
139. Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.V., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Kluber Q., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Miller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Bohr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stabler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O. and Yuet Z. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak // Phys. Rev. Lett. - 1982. - V. 49. - P. 1408-1412.
140. Wagner F., Bartiromo R., Becker G., Bosch H.S., Eberhagen A., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.V., Clock E., Gruber O., Haas G., Janeschitz G., Karger F., Keilhacker M., Kislyakov A., Klüber O., Kornherr M., Kotzé P.B., Lackner K., Lenoci M., Lisitano G., Mahdavi A., Mayer H.-M., McCormick K., Meisel D., Mertens V., Müller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Ryter F., Roth J., Schneider F., Siller G., Smeulders P., Söldner F., Speth E., Steinmetz K., Steuer K.-H. and Vollmer O. Experimental evidence for neoclassical ion transport effects in the H-transition of ASDEX // Nucl. Fusion. – 1985. - V. 25 - P. 1490.
141. Hutchinson I.H., Granetz R.S., Hubbard A., Snipes J.A., Sunn Pedersen T., Greenwald M., LaBombard B. and the Alcator Group. Edge transport barrier phenomena in Alcator C-Mod // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1999. - V. 41. - A609–A616.

- 142.Jackson G.L., Winter J., Taylor T.S., Burrell K.H., DeBoo J.C., Greenfield C.M., Groebner R.J., Hodapp T., Holtrop K., Lazarus E.A., Lao L.L., Lippmann S.I., Osborne T.H., Petrie T.W., Phillips J., James R., Schissel D.P., Strait E.J., Turnbull A.D., West W.P. and DIII-D Team. Regime of very high confinement in the boronized DIII-D tokamak // Phys. Rev. Lett. – 1991. - V. 67. - P. 3098-3101.
- 143.Hugon M., van Milligen B.Ph., Smeulders P., Appel L.C., Gowers C.W., Hender T.C., Huysmans G., Jacquinot J.J., Kupschus P., Porte L., Rebut P.H., Start D.F.H., Tibine F., Tubbing B.J.D., Watkins M.L., Zwingmann W. Shear reversal and MHD activity during pellet enhanced performance pulses in JET // Nucl. Fusion. – 1992. - V. 32. – P. 33-43.
- 144.Levinton F.M., Zarnstorff M.C., Batha S.H., Bell M., Bell R.E., Budny R.V., Bush C., Chang Z., Fredrickson E., Janos A., Manickam J., Ramsey A., Sabbagh S.A., Schmidt G.L., Synakowski E.J. and Taylor G. Improved Confinement with Reversed Magnetic Shear in TFTR // Phys. Rev. Lett. – 1995. - V. 75. - P. 4417-4420.
- 145.Koide Y., Mori M., Fujita T., Shirai H., Hatae T., Takizuka T., Kimura H., Oikawa T., Isei N., Isayama A., Takeji S., Kawano Y., Sakasai A., Kamada Y., Fukuda T. and Ishida S., Study of internal transport barriers by comparison of reversed shear and high- $\beta$  discharges in JT-60U // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1998. - V. 40. - P. 641–645.
- 146.Strait E.J., Lao L.L., Mauel M.E., Rice B.W., Taylor T.S., Burrell K.H., Chu M.S., Lazarus E.A., Osborne T.H., Thompson S.J., and Turnbull A.D. Enhanced Confinement and Stability in DIII-D Discharges with Reversed Magnetic Shear // Phys. Rev. Lett. – 1995. - V. 75. - P. 4421-4424.
- 147.Strachan J., Bitter D.M., Ramsey A.T., Zarnstorff M.C., Arunasalam A.V., Bell M.G., Bretz N.L., Budny R., Bush C.E., Davis S.L., Dylla H.F., Efthimion P.C., Fonck R.J., Fredrickson E., Furth H.P., Goldston R.J., Grisham L.R., Grek B., Hawryluk R.J., Heidbrink W.W., Hendel H.W., Hill K.W., Hsuan H., Jaehnig K.P., Jassby D.L., Jobes F., Johnson D.W., Johnson L.C., Kaita R., Kamperschroer J., Knize R.J., Kozub T., Kugel H., LeBlanc B., Levinton F., La Marche P.H., Manos D.M., Mansfield D.K., McGuire K., McNeill D.H., Meade D.M., Medley S.S., Morris W., Mueller D., Nieschmidt E.B., Owens D.K., Park H., Schivell J., Schilling G., Schmidt G.L., Scott D., Sesnic S., Sinnis J.C., Stauffer F.J., Stratton B.C., Tait G.D., Taylor G., Towner H.H., Ulrickson M., von Goeler S., Wieland R., Williams M.D., Wong K-L., Yoshikawa S., Young K.M. and Zweben S.J. High-temperature plasmas in a tokamak fusion test reactor // Phys. Rev. Lett. - 1987. - V. 58. - P. 1004-1007.
- 148.Messiaen A.M., Ongena J., Samm U., Unterberg B., Van Wassenhove G., Durodie F., Jaspers R., Tokar M.Z., Vandenplas P.E., Van Oost G., Winter J., Wolf G.H., Bertschinger G., Bonheure G., Dumortier P., Euringer H., Finken K.H., Fuchs G., Giesen B., Koch R., Könen L., Königs C., Koslowski H.R., Krämer-Flecken A., Lyssoivan A., Mank G., Rapp J., Schoon N., Telesca G.,

- Uhlemann R., Vervier M., Waidmann G., and Weynants R.R. High Confinement and High Density with Stationary Plasma Energy and Strong Edge Radiation in the TEXTOR-94 Tokamak // Phys. Rev. Lett. – 1996. - V. 77. – P. 2487-2490.
149. Gruber O., Wolf R.C., Dux R., Fuchs C., Günter S., Kallenbach A., Lackner K., Maraschek M., McCarthy P.J., Meister H., Pereverzev G., Ryter F., Schweinzer J., Seidel U., Sesnic S., Stäbler A., Stober J. and the ASDEX Upgrade Team. Stationary H-Mode Discharges with Internal Transport Barrier on ASDEX Upgrade // Phys. Rev. Lett. – 1999. - V. 83. – P. 1787-1790.
150. Mank G, Messiaen A.M., Ongena J., Unterberg B., Dumortier P., Finken K.H., Jaspers R., Koslowski H.R., Krämer-Flecken A., Rapp J., Samm U., van Wassenhove G., Weynants R.R. and TEXTOR-94 Team, “Quasistationary High Confinement Discharges with trans-Greenwald Density on TEXTOR-94”, // Phys. Rev. Lett. – 2000. - V. 85. - P. 2312-2315.
151. Greenfield C.M., Burrell K.H., DeBoo J.C., Doyle E.J., Stallard B.W., Synakowski E.J., Fenzi C., Gohil P., Groebner R.J., Lao L.L., Makowski M.A., McKee G.R., Moyer R.A., Rettig C.L., Rhodes T.L., Pinsker R.I., Staebler G.M., West W.P. and the DIII-D Team. Quiescent Double Barrier Regime in the DIII-D Tokamak // Phys. Rev. Lett. – 2001. - V. 86. – P. 4544-4547.
152. Erckmann V., Brakel R., Burhenn R., Gasparino U., Grigull P., Hartfuss H., Hofmann V., Zaenicke R., Niedermeyer H., Ohlendorf W., Rudyj A., Welle A., Bogdanov S.D., Bomba B., Borschegovsky A.A., Cattanei G., Dodhy A., Dorst D., Elsner A., Endler M., Geist T., Giannone L., Hacker H., Heinrich O., Herre G., Hildebrandt D., Hiznyak V.I., Il'in V.I., Kasperek W., Karger F., Kick M., Kubo S., Kuftin A.N., Kurbatov V.I., Lazaros A., Malygin S.A., Malygin V.I., McCormick K., Muller G.A., Orlov V.B., Pech P., Ringler H., Roi I.N., Sardei F., Sattler S., Schneider F., Schneider U., Schuller P.G., Siller G., Stroth U., Tutter M., Unger E., Wolf H., Wursching E. and Zopfel S. H-mode of the W7-AS stellarator // Phys. Rev. Lett. – 1993 - V. 70 - P. 2086-2089.
153. Minami T., Okamura S., Akiyama T., Ida K., Oishi T., Isobe M., Nakano H., Fujisawa A., Nagaoka K., Yoshinuma M., Suzuki C., Yoshimura Y., Toi K., Ohshima S., Takeuchi M., Iguchi H., Nishimura S., Shimizu A., Matsuoka K. and Takahashi C., Characteristics of high density edge transport barrier with reheat mode on CHS // 11th IAEA Technical Meeting on H-mode Physics and Transport Barriers. - Journal of Physics: Conference Series. – 2008. – V. 123. – 012006.
154. Ida K., Kondo K., Nagasaki K., Hamada T., Hidekuma S., Sano F., Zushi H., Mizuuchi T., Okada H., Besshou S., Funaba H., Watanabe K., and Obiki T. High Ion Temperature Mode in Heliotron-E // Phys. Rev. Lett. – 1996. - V. 76. - P. 1268-1271.
155. Ida K., Osakabe M., Tanaka K., Minami T., Nishimura S., Okamura S., Fujisawa A., Yamazaki K., Yoshimura Y. a, Kubo S., Akiyama R., Darrova D.S., Idei H., Iguchi H., Isobe M., Kado S., Kondob T., Lee S., Matsuoka K., Morita S., Nomura I., Ohdachi S., Sasao M., Shimizuc A.,

- Takagic S., Takahashi C., Takayamab S., Takechic M., Toi K., Tsumori K., Watari T. Transition from L mode to high ion temperature mode in CHS heliotron/torsatron plasmas // Nucl. Fusion. – 1999. - V. 39. - P. 1649-1658.
156. Fujisawa A., Iguchi H., Minami T., Yoshimura Y., Sanuki H., Itoh K., Lee S., Tanaka K., Yokoyama M., Kojima M., Itoh S.-I., Okamura S., Akiyama R., Ida K., Isobe M., Morita S., Nishimura S., Osakabe M., Shimizu A., Takahashi C., Toi K., Hamada Y., Matsuoka K. and Fujiwara M. Electron Thermal Transport Barrier and Density Fluctuation Reduction in a Toroidal Helical Plasma // Phys. Rev. Lett. – 1999. - V. 82. – P. 2669-2672.
157. Stroth U., Itoh K., Itoh S.-I., Hartfuss H., Laqua H., the ECRH team, and the W7-AS team. Internal Transport Barrier Triggered by Neoclassical Transport in W7-AS // Phys. Rev. Lett. – 2001. - V. 86. - P. 5910-5913.
158. Alejaldre C., Almoguera L., Alonso J., Ascasibar E., Baciero A., Balbin R., Blaumoser M., Botija J., Branas B., de la Cal E., Cappa A., Carrasco R., Castejon F., Castellano J., Cepero J.R., Cremy C., Doncel J., Eguilior S., Estrada T., Fernandez A., Fuentes C., Garcia A., Garcia-Cortes I., Guasp J., Herranz J., Hidalgo C., Jimenez J.A., Kirpitchev I., Krivenski V., Labrador I., Lapayese F., Likin K., Liniers M., Lopez-Fraguas A., Lopez-Sanchez A., Luna E. de la, Martin R., Martinez-Laso L., McCarthy K.J., Medina F., Medrano M., Mendez P., Milligen B. van, Ochando M., Pacios L., Pastor I., Pedrosa M.A., Pena A. de la, Portas A., Qin J., Rodriguez-Rodrigo L., Romero J., Salas A., Sanchez E., Sanchez J., Tabares F., Tafalla D., Tribaldos V., Vega J., Zurro B. Review of confinement and transport studies in the TJ-II flexible heliac // Nucl. Fusion. – 2001. - V. 41. - P. 1449-1457.
159. Ida K., Yoshinuma M., Nagaoka K., Osakabe M., Morita S., Goto M., Funaba H., Yokoyama M., Ikeda K., Nakano H., Tsumori K., Takeiri Y., Kaneko O., Sakamoto Y. and LHD Experiment Group. Ion Internal Transport Barrier in the Large Helical Device // Contrib. Plasma Phys. – 2010. - V. 50. - No. 6-7. - P. 558-561.
160. McCormick, K., Grigull P., Burhenn R., Brakel R., Ehmler H., Feng Y., Gadelmeier F., Giannone L., Hildebrandt D., Hirsch M., Jaenicke R., Kisslinger J., Klinger T., Klose S., Knauer J.P., König R., Kühner G., Laqua H.P., Naujoks D., Niedermeyer H., Pasch E., Ramasubramanian N., Rust N., Sardei F., Wagner F., Weller A., Wenzel U. and Werner A. New Advanced Operational Regime on the W7-AS Stellarator // Phys. Rev. Lett. – 2002. - V. 89. - 015001.
161. Harris J.H., Shats M.G., Blackwell B.D., Solomon W.M., Pretty D.G., Collis S.M., Howard J., Xia H., Michael C.A. and Punzmann H. Fluctuations and stability of plasmas in the H-1NF heliac // Nucl. Fusion. – 2004. - V. 44. - P. 279–286.
162. Fujisawa A. A review of zonal flow experiments // Nucl. Fusion. – 2009. - V. 49. - 013001 (42pp).

163. Diamond P.H., Itoh S.-I., Itoh K. and Hahm T.S. Zonal flows in plasma—a review // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2005. - V. 47. - R35-R161.
164. Fujisawa A., Itoh K., Shimizu A., Nakano H., Ohshima S., Iguchi H., Matsuoka K., Okamura S., Minami T., Yoshimura Y., Nagaoka K., Ida K., Toi K., Takahashi C., Kojima M., Nishimura S., Isobe M., Suzuki C., Akiyama T., Ido T., Nagashima Y., Itoh S.-I. and Diamond P. H. Experimental studies of zonal flow and field in compact helical system plasma // *Physics of Plasmas.* – 2008. - V. 15. - 055906.
165. Diamond P.H., Itoh S.-I. and Itoh K. *Modern Plasma Physics, v. 1: Physical Kinetics of Turbulent Plasmas* // Cambridge University Press, Cambridge, UK (2010).
166. Stringer T. Diffusion in Toroidal Plasmas with Radial Electric Field // *Phys. Rev. Lett.* - 1969. - V. 22. - P. 770-774.
167. Melnikov A.V., Vershkov V.A., Eliseev L.G., Grashin S.A., Gudozhnik A.V., Krupnik L.I., Lysenko S.E., Mavrin V.A., Perfilov S.V., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Ufimtsev M.V., Urazbaev A.O., Van Oost G. and Zimeleva L.G. Investigation of geodesic acoustic mode oscillations in the T-10 tokamak // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2006. - V. 48. - S87.
168. Fudjisawa A., Ido T., Shimizu A., Okamura S., Matsuoka K., Iguchi H., Hamada Y., Nakano H., Ohshima S., Itoh K., Hoshino K., Shinohara K., Miura Y., Nagashima Y., Itoh S.-I., Shats M., Xia H., Dong J.Q., Yan L.W., Zhao K.J., Conway G.D., Stroth U., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Lysenko S.E., Perfilov S.V., Hidalgo C., Tynan G.R., Holland C., Diamond P.H., McKee G.R., Fonck R.J., Gupta D.K. and Schoch P.M. Experimental progress on zonal flow physics in toroidal plasmas // *Nuclear Fusion.* - 2007. - V. 47. - S718.
169. Lin Z., Hahm T.S., Lee W.W., Tang W.M., White R.B. Turbulent Transport Reduction By Zonal Flows - Massively Parallel Simulations // *Science.* - 1998. - V. 281. - P. 1835-1837.
170. Winsor N., Johnson J.L. and Dawson J.M. Geodesic Acoustic Waves in Hydromagnetic Systems // *Phys. Fluids.* - 1968. - V. 11. - P. 2448-2450.
171. Watari T., Hamada Y., Nishizawa A., Notake T. and Takeuchi N. Zonal Flows and Geodesic Acoustic Mode Oscillations in Tokamaks and Helical Systems // *Plasma Science and Technology.* – 2006. - V. 6. - P. 105-109.
172. Boedo J., Gray D., Jachmich S., Conn R., Terry G.P., Tynan G., Van Oost G., Weynants R.R. and TEXTOR Team. Enhanced particle confinement and turbulence reduction due to  $ExB$  shear in the TEXTOR tokamak // *Nuclear Fusion.* – 2000. - V. 40. – P. 1397-1410.
173. Shats M. G., Toi K., Ohkuni K., Yoshimura Y., Osakabe M., Matsunaga G., Isobe M., Nishimura S., Okamura S., Matsuoka K. and CHS Group. Inward Turbulent Transport Produced by Positively Sheared Radial Electric Field in Stellarators // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. - V. 84. - P. 6042-6045.

174. Ramisch M., Greiner F., Mahdizadeh N., Rahbarnia K. and Stroth U. Observation of large-scale coherent structures under strong  $E \times B$  shear in the torsatron TJ-K // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2007. - V. 49. – P. 777–789.
175. Toi K., Ohkuni K., Shats M.G., Akiyama R., Goto M., Isobe M., Matsunaga G., Matsuoka K., Minami T., Morita S., Nishimura S., Nomura I., Okamura S., Osakabe M., Shimizu A., Suzuki C., Takagi S., Takahashi C., Takechi M., Tanaka K. and Yoshimura Y. Observation of inward turbulent particle transport in edge plasma region of CHS heliotron/torsatron // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2002. - V. 44. - A237–A243.
176. Stroth U., Geist T., Koponen J. P. T., Hartfuß H.-J., Zeiler P. and ECRH and W7-AS team. Evidence for Convective Inward Particle Transport in a Stellarator // Phys. Rev. Lett. – 1999. - V. 82. – P. 928-931.
177. Pedrosa M.A., Hidalgo C., Lopez-Bruna D., Lopez-Fraguas A., Castellano J. and Jimenez J.A. Experimental evidence of fluctuation-induced inward transport linked to rational surfaces in the TJ-II stellarator // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2001. - V. 43. - P. 1573-1582.
178. Luce T.C., Petty C.C., and de Haas J. C.M. Inward energy transport in tokamak plasmas // Phys. Rev. Lett. - 1992. - V. 68. – P. 52-55.
179. Petty C.C., Luce T.C. Inward transport of energy during off-axis heating on the DIII-D tokamak // Nuclear Fusion. – 1994. -V .34. - P. 121-130.
180. Mantica P., Gorini G., Hogeweij G. M. D., Lopes Cardozo N.J., and Schilham A.M. R. Heat Convection and Transport Barriers in Low-Magnetic-Shear Rijnhuizen Tokamak Project Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2000. - V. 85. - P. 4534-4537.
181. Jha R., Kaw P.K., Mattoo S.K., Rao C.V.S., Saxena Y.C., Singh R., ADITYA Team. Fluctuation induced inward particle transport in the tokamak SOL plasma // Nucl. Fusion. – 1993. - V. 33. – P. 1201-1204.
182. Рабинович М.С Экспериментальные исследования на стеллараторах // В кн.: Итоги науки и техники. - Сер. “Физика плазмы». - М.: ВИНИТИ. – 1981. - Т. 2. - С. 6.
183. Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шишкун А.А. Стелларатор. - Киев: Наукова думка. - 1983.
184. Шпигель И.С. Эксперименты на стеллараторе Л-2. // Вопросы физики плазмы и плазменной электроники, Труды ФИАН. – 1985. – С. 6-9.
185. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenschikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Letunov A.A., Likin K.M., Lyon J.F., Meshcheryakov A.I., Nechaev Yu.I., Petrov A. E., Sarkisyan K.A. and Sbitnikova I.S. High power density electron cyclotron experiments in the L2M stellarator. // Nucl. Fusion. – 1997. – V. 37. – P. 233-239.

186. Grebenschikov S.E., Vasilkov D.G., Ivanov V.A., Sarksyan K.A., Tereshchenko M.A. and Kharchev N.K. Electric currents Induced upon creation and heating of plasma by means of electron cyclotron resonance in L-2M stellarator // Plasma Phys. Rep. - 2022. - V. 48. - №2. - P. 183-192.
187. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Рябенко Г.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Шарапов В.М. Влияние боронизации вакуумной камеры на параметры плазмы в стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. – 2005. – Т.31. – №6. – С. 496-505.
188. Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Князев А.В., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кузнецова А.Б., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Саенко В.В., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Устойчивость и изменение параметров плазмы в стеллараторе Л-2М при возбуждении индукционного тока в режиме ЭЦР-нагрева // Физика плазмы. – 2008. – Т. 34. – № 12. – С. 1059-1070.
189. Андрюхина Э.Д., Дябилин К.С., Федягин О.И. Диамагнитные измерения быстропротекающих процессов на стеллараторе Л-2М // Труды ИОФАН. - 1991. - Т. 31. - С. 187-191.
190. Хольнов Ю.В. Исследование краевой плазмы при ОН и ЭЦР-нагреве в стеллараторе Л-2М // Труды ИОФАН. – 1991. - Т. 31. - С. 117-130.
191. Schrittwieser R., Ionita C., Balan P., Silva C., Figueiredo H., Varandas C.A.F., Juul Rasmussen J. and Naulin V. Turbulence and transport measurements with cold and emissive probes in ISTTOK // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2008. - V. 50. - 055004 (8pp).
192. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. Сканирующий спектрометр мягкого рентгеновского излучения, используемый в экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы на стеллараторе // Приборы и техника эксперимента. - 2018. - № 6. - С.84-90.
193. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. Профили электронной температуры в условиях центрального ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. - 2021. - Т. 47. - № 1. - С. 22-28.
194. Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Данилкин И.С., Ларионова Н.Ф., Мещеряков А.И., Сарксян К.А., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Влияние плотности плазмы и мощности нагрева

- на интенсивность электронно-циклотронного излучения в стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. - 2003. - Т. 29. - № 12. - С. 1108-1113.
195. Сахаров А.С., Акулина Д.К., Гладков Г.А., Терещенко М.А. Численное моделирование спектров электронно-циклотронного излучения в условиях экспериментов на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. - 2006. - Т. 32. - № 9. - С. 794-801.
196. Акулина Д.К., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Федягин О.И., Щепетов С.В. Влияние структуры магнитного поля стелларатора Л-2М на интенсивность электронно-циклотронного излучения плазмы // Физика плазмы. - 2006. - Т.32. - № 6. - С. 502-516.
197. Малых Н.И., Федягин О.И., Хольнов Ю.В. Микроволновый интерферометр на длину волны 2 мм с большим углом обзора // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. - 2006. - № 4. - С. 53-57.
198. Князев А.В., Летунов А.А., Логвиненко В.П. HCN-интерферометр для измерения распределения концентрации электронов в плазме стелларатора Л-2М. Приборы и техника эксперимента // 2004. - № 2. - С.105-108.
199. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. Длинноволновая турбулентность в плазме стелларатора Л-2М при электронно-циклотронном нагреве // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. - 2011. - № 2. - С. 70-75.
200. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. Рассеяние назад излучения гиротрона при ЭЦ-нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М и коротковолновая турбулентность // Физика плазмы. - 2013. - Т. 39. - С. 511.
201. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Вафин И.Ю., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Степахин В.Д., Харчев Н.К. Отражение и обратное рассеяние волн при удвоении плотности плазмы и смещении области гирорезонанса в условиях электронно-циклотронного нагрева плазмы на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. – 2016. – Т. 42. - С. 707–715.
202. Пшеничников А.А., Колик Л.В., Малых Н.И., Петров А.Е., Терещенко М.А., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Применение доплеровской рефлектометрии на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. - 2005. - Т. 31. - № 7. - С. 604-611.
203. Kharchevskii A.A., Bogachev N.N., Malakhov D.V., Skvortsova N.N., Gusein-Zade N.G., Belukhov S.P. Modernization of the filtration system for the Doppler reflectometry diagnostics of the L-2M stellarator for operation in regimes high-power ECR heating // Journal of Instrumentation. - 2020. - Т. 15. - № 1. - 01038.

- 204.Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С. Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Данилкин И.С., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кузнецов А.Б., Ларионова Н.Ф., Ликин К.М., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сбитникова И.С., Скворцова Н.Н., Сычугов Д.Ю., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В., Идалго К., Миллиген Б. Влияние неустойчивых МГД мод на удержание плазмы в стеллараторе // Письма в ЖЭТФ. – 1999. - Т. 69. – С. 407-412.
- 205.Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С. Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Данилкин И.С., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кузнецов А.Б., Ларионова Н.Ф., Ликин К.М., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сбитникова И.С., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В., “О влиянии “поперечного” поля на турбулентность и параметры плазменного шнура в стеллараторе Л-2М”, // Физика плазмы. – 2000. - Т. 26. - № 1. - С. 3-11.
- 206.Shchepetov S.V. and Kuznetsov A.B. Equilibrium magnetic fields and currents in a nonaxisymmetric torus: external magnetic fields in stellarators // Nucl. Fusion. – 1996. - V. 36. - P. 1097-1112.
- 207.Garcia-Cortes I., Luna E. de la, Castejón F., Jiménez J.A., Ascasíbar E., Brañas B., Estrada T., Herranz J., López-Fraguas A., Pastor I., Qin J., Sánchez J., Tabarés F.L., Tafalla D., Tribaldos V., Zurro B., TJ-II Team and Shchepetov S.V. Edge-localized-mode-like events in the TJ-II stellarator // Nucl. Fusion. - 2000. - V. 40. - 1867.
- 208.Коврижных Л.М. Моделирование процессов переноса в стеллараторах // Физика плазмы. - 2006. - Т.32. - С. 1070-1078.
- 209.Габович М.Д., Плещивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей // 1986. - Москва, Энергоатомиздат. - 248 с.
- 210.Alikaev V.V., Bagdasarov A.A., Berezovsky E.L., Bobrovskii G.A., Vasin N.L., Vershkov V.A., Grashin S.A., Dremin M.M., Esipchuk U.V., Efremov S.L., Kislov A.Ya, Karzhavin Yu.Yu, Medvedev A.A., Notkin G.E., Pimenov A.B., Razumova K.A., Savrukhan P.V., Stepanenko M.M., Titishov K.B., Trukhin V.M., Chankin A.V., Miroshnikov I.V. Study of two types of T-10 regimes with ECRH and ohmic heating // Plasma Phys. Control. Fusion. - 1988. - V. 30. - P. 381-387.
- 211.Иванов А.А., Приходько В.В. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы // УФН. - 2017. - Т. 187. - С. 547-574.
- 212.Хусаинов Т.А., Господчиков Е.Д. Линейная трансформация электромагнитных волн в крупномасштабной аксиально-симметричной ловушке // Физика плазмы. - 2020. – Т. 46. - № 10. - С. 904–915.

- 213.Denisov G., Kuftin A., Manuilov V., Chirkov A., Popov L., Zapevalov V., Zuev A., Sedov A., Zhelezov I. and Glyavin M. Concept design of the megawatt power level gyrotron stabilized by a low-power signal for DEMO project // Nucl. Fusion. – 2022. – V. 62. - 036020.
- 214.Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V., Gol'denberg A.L., Petelin M.I., Usov V.G. and Yulpatov V.K. The gyrotron: High-power source of millimetre and submillimetre waves // Infrared Physics. – 1978. – V. 18. – P. 385-393.
- 215.Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Ключников Л.А., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Немец А.Р., Нураглиев М.Р., Субботин Г.Ф., Соловьев Н.А., Сушков А.В., Сычугов Д.Ю., Черкасов С.В. Сравнение ЭЦР-нагрева плазмы в токамаке Т-10 на первой и второй гармонике // Физика плазмы. – 2020. - Т. 46. - №5. - С. 387–400.
- 216.Bae Y.S., Jeong J.H., Park S.I., Joung M., Kim J.H., Hahn S.H., Yoon S.W., Yang H.L., Kim W.C., Oh Y.K., England A.C., Namkung W., Cho M.H., Jackson G.L., Bak J.S. and the KSTAR team. ECH pre-ionization and assisted startup in the fully superconducting KSTAR tokamak using second harmonic // Nucl. Fusion. – 2009. – V. 49. - 022001.
- 217.Jackson G.L., deGrassie J.S., Moeller C.P. and Prater R. Second harmonic electron cyclotron pre-ionization in the DIII-D tokamak // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – 257.
- 218.Canobbio E. Gyroresonant particle acceleration in a non-uniform magnetostatic field // Nucl. Fusion. – 1969. –V. 9. – P. 27.
- 219.Carter M.D., Batchelor D.B. and England A.C. Second harmonic electron cyclotron breakdown in stellarators // Nucl. Fusion. – 1987. –V. 27. – P. 985.
- 220.Alikaev V.V., Bagdasarov A.A., Borshegovskij A.A., Dremin M.M., Gorelov Yu.A., Esipchuk Yu.V., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Lysenko S.E., Notkin G.E., Parail V.V., Razumova K.A., Roj I.N., Trukhin V.M., Vasin N.L. Denisov G.G., Petelin M.I., Flyagin V.A., Lohr J.M., Harvey R.W., James R.A. Electron cyclotron current drive experiments on T-10 // Nucl. Fusion. – 1992. - V.32. – P. 1811-1821.
- 221.Аликаев В.В., Борщеговский А.А., Волков В.В., Дремин М.М., Есипчук Ю.В., Какурин А.М., Кирнева Н.А., Кислов А.Я., Кислов Д.А., Климанов И.В., Кочин В.А., Кручин В.А., Крылов С.В., Мялтон Т.Б., Новиков А.Ю., Ноткин Г.Е., Павлов Ю.Д., Питерский В.В., Позняк В.И., Рой И.Н., Саврухин П.В., Степаненко М.М., Сушков А.В., Трухин В.М., Трухина Е.В., Чистяков В.В. Изучение возможности превышения предела Гринвальда по плотности при ЭЦРН на Т-10 // Физика плазмы. – 2000. - Т. 26. - № 12. - С. 1059-1067.
- 222.Батанов Г.М., Литвак А.Г., Петрова Т.А. Об электронно-циклotronном нагреве плазмы на стеллараторе Л-2. Препринт ФИАН №46, 1980.
- 223.Андрюхина Э.Д., Агапов Л.Н., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Блох М.А., Богданов С.Д., Воронов Г.С., Гиппиус Е.Ф., Донская Н.П., Дябилин К.С., Ларионова Н.Ф., Литвак А.Г.,

Кладов С.В., Илюхин Б.И., Курбатов В.И., Коврижных Л.М., Колесников В.Н., Колик Л.В., Новикова А.В., Парамонов А.В., Попов С.Н., Сапожников А.В., Сарксян К.А., Сбитникова И.С., Смолякова О.Б., Смирнова А.Д., Суворов Е.В., Суходольский В.Н., Мещеряков А.Е., Петров А.Е., Федягин О.И., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В., Шпигель И.С. Создание и нагрев бестоковой плазмы необыкновенной волной на стеллараторе Л-2 в режиме электронного циклотронного резонанса. // Письма в ЖЭТФ. - 1984. - Т. 40. - С. 377-379.

224.Борисов А.В., Колик Л.В., Красников Е.Ю., Петров А.Е., Сапожников А.В., Сарксян К.А. Проект технического комплекса для экспериментов по электронному циклотронному нагреву (ЭЦР) плазмы на стеллараторе Л-2 // Тезисы докладов второй всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов, июнь 23-25, 1981, Ленинград, с.148.

225.Батанов Г.М., Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Гребенщиков С.Е., Иванников И.А., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Матвеев Н.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Тай Е.М. Новый гиротронный комплекс МИГ-3 для создания и нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М и результаты первых экспериментов // Прикладная физика. - 2012. - №6. - С. 79-87.

226.Борзосеков В.Д. Турбулентные флуктуации плотности плазмы при электронно-циклотронном нагреве в стеллараторе Л-2М. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Москва. - 2015.

227.Nagasaki K., Watanabe S., Sakamoto K., Isayama A., Okada H., Minami T., Kado S., Kobayashi S., Yamamoto S., Ohshima S., Konoshima S., Mizuuchi T., Nakamura Y., Ishizawa A., Kubo S., Igami H., Weir G., Marushchenko N. Measurement of stray millimeter-wave radiation from a 70-GHz ECH/ECCD system in Heliotron J. // Fusion Engineering and Design. – 2019. - V. 144. - P. 40-45. Глава 3 Глава 4

228.Федягин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Щепетов С.В., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Энергобаланс плазмы в стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. - 2007. - Т.33. - №10. - С.880-890.

229.Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Данилкин И.С., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Плешков Е.И.,

- Сарксян К.А., Семин А.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Особенности удержания плазмы в стеллараторе Л-2М при удельной мощности ЭЦР нагрева до  $2 \text{ МВт}\cdot\text{м}^{-3}$  // Тезисы докладов XXXIX Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. – 2012. - С. 25.
- 230.Гребенников С.Е, Харчев Н.К., Васильков Д.Г. Измерение поглощаемой СВЧ-мощности при ЭЦР-нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М. // Прикладная физика. – 2019. - № 2. - С. 5-14.
- 231.Гребенников С.Е., Коврижных Л.М., Корнев Б.И., Шпигель И.С., Щепетов С.В., Блехер П.М., Зуева Н.М. Исследование МГД-колебаний в стеллараторе Л-2 при омическом нагреве // Физика плазмы. – 1985. - Т. 11. - №5. - С. 515.
- 232.Гребенников С.Е., Корнев Б.И., Шпигель И.С. Изучение пилообразных колебаний мягкого рентгеновского излучения в стеллараторе Л-2 // Физика плазмы. - 1982. - Т. 8 - №3. – С. 458.
- 233.Сычугов Д.Ю., Щепетов С.В. Разновесные плазменные конфигурации с магнитными островами при больших  $\beta$  // Физика плазмы. - 1988. – Т. 14. - № 6. – С. 663.
- 234.Воронов Г.С., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребенников С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Саенко В.В., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Исследование перехода в режим удержания с краевым транспортным барьером при ЭЦР нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М // Прикладная физика. – 2008. - №6. – С. 48-53.
- 235.Воронов Г.С., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронова Е.В., Гребенников С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Саенко В.В., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Исследование удержания плазмы в стеллараторе Л-2М при образовании краевого транспортного барьера // Физика плазмы. – 2010. – Т. 36. - №7. - С. 595-601.
- 236.Касьянова Н.В. и Андреев В.Ф. Исследования выноса частиц из центра плазмы после включения центрального ЭЦР-нагрева в токамаке Т-10 // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2014. – Т. 37. – вып. 2. – С. 73-83.
- 237.Hawkes N.C., Stratton B.C., Tala T., Challis C.D., Conway G., DeAngelis R., Giroud C., Hobirk J., Joffrin E., Lomas P., Lotte P., Mailloux J., Mazon D., Rachlew E., Reyes-Cortes S., Solano E., Zastrow K.-D. Observation of Zero Current Density in the Core of JET Discharges with Lower Hybrid Heating and Current Drive // Phys. Rev. Lett. - 2001. - V. 87. - 115001.

238. Fujita T., Oikawa T., Suzuki T., Ide S., Sakamoto Y., Koide Y., Hatae T., Naito O., Isayama A., Hayashi N., Shirai H. Plasma Equilibrium and Confinement in a Tokamak with Nearly Zero Central Current Density in JT-60U // Phys. Rev. Lett. - 2001. - V. 87. - 245001.
239. Fujita T., Suzuki T., Oikawa T., Isayama A., Hatae T., Naito O., Sakamoto Y., Hayashi N., Hamamatsu K., Ide S., Takenaga H. Current Clamp at Zero Level in JT-60U Current Hole Plasmas// Phys. Rev. Lett. - 2005. - V. 95. - 075001.
240. Martynov A.A., Medvevev S.U., Villard L. Tokamak Equilibria with Reversed Current Density // Phys. Rev. Lett. - 2003. - V. 91. - 085004.
241. Wang S. Theory of Tokamak Equilibria with Central Current Density Reversal // Phys. Rev. Lett. - 2004. - V. 93. - 155007.
242. Rodrigues P., Buzarro J.P.S. Grad-Shafranov Equilibria with Negative Core Toroidal Current in Tokamak Plasmas // Phys. Rev. Lett. - 2005. - V. 95. - 015001.
243. Ludwig G.O., Rodrigues P., Buzarro J.P.S. Tokamak equilibria with strong toroidal current density reversal // Nucl. Fusion. - 2013. - V. 53. - 053001.
244. Ishizawa A., Sato M., Wakatani M. Electron inertia effects on  $m=1$  instability in a cylindrical tokamak with a negative central current // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 3017-3019.
245. Щепетов С.В., Хольнов Ю.В., Васильков Д.Г. О поведении плазмы с отрицательным током в stellarаторе Л-2М // Физика плазмы. – 2015. - Т.41. - №9. – С.758-766.
246. Shchepetov S.V., Tereshchenko M.A., Vasilkov D.G. and Kholnov Yu.V. Second harmonic ECRH breakdown: a theoretical insight and comparison to experimental results from L-2M. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2018. – V. 60. – 125003 (10pp).
247. Сахаров А. С., Терещенко М. А. Кинетическое моделирование ЭЦ-нагрева плазмы и генерации тока в stellarаторе Л-2М // Физика плазмы. – 2002. – Т. 28. – С. 584-593.
248. Fujisawa A. Experimental studies of structural bifurcation in stellarator plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2003. - V. 45. - R1.
249. Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V., Fedyanin O.I., Kuznetsov A.B., Vasilkov D.G., Akulina D.K., Batanov G.M., Gladkov G.A., Grebenschchikov S.E., Meshcheryakov A.I. Sandwich structure of plasma edge during transition to improved confinement regime in L-2M stellarator // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2008. - V. 50. - 045001 (16pp).
250. Wagner F., Bäumel S., Baldzuhn J., Basse N., Brakel R., Burhenn R., Dinklage A., Dorst D., Ehmler H., Endler M., Erckmann V., Feng Y., Gadelmeier F., Geiger J., Giannone L., Grigull P., Hartfuss H.-J., Hartmann D., Hildebrandt D., Hirsch M., Holzhauer E., Igitkhanov Y., Jänicke R., Kick M., Kislyakov A., Kisslinger J., Klinger T., Klose S., Knauer J.P., König R., Kühner G., Laqua H.P., Maassberg H., McCormick K., Niedermeyer H., Nührenberg C., Pasch E., Ramasubramanian N., Ruhs N., Rust N., Sallander E., Sardei F., Schubert M., Speth E., Thomsen

- H., Volpe F., Weller A., Werner A., Wobig H., Würsching E., Zarnstorff M., Zoletnik S. W7-AS: One step of the Wendelstein stellarator line // 2005. - Phys. Plasmas. – V. 12. - 072509.
251. Mizuuchi T., Sano F., Kondo K., Nagasaki K., Okada H., Kobayashi S., Yamamoto S., Torii Y., Hanatani K., Nakamura Y., Suzuki Y., Kaneko M., Arimoto H., Arakawa J., Azuma T., Hamagami T., Kikutake M., Motojima G., Ohashi K., Shimazaki N., Yamada M., Yamazaki H., Kitagawa H., Nakamura H., Tsuji T., Watanabe S., Ijiri Y., Senju T., Yaguchi K., Sakamoto K., Toshi K., Shibano M. Experimental Conditions for Improved Confinement Modes in Heliotron J. – 2005. - J. Plasma Fusion Res. – V. 81. – P. 949-959.
252. Toi K., Ohdachi S., Morisaki T., Sakakibara S., Morita S., Minami T., Tanaka K., Yamada H., Okamura S., Nishimura K., Matsuoka K., Yamada I., Akiyama R., Ando A., Ejiri A., Ida K., Idei H., Iguchi H., Komori A., Kubo S., Narihara K., Ozaki T., Takahashi C., Tsumori K. and Xu J. Transition behaviour in the H-mode of the CHS heliotron/torsatron // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1996. – V. 38. – 1289.
253. Shchepetov S.V. Equilibrium magnetic fields and currents in a non-axisymmetric torus // Nucl. Fusion. – 1994. – V. 34. – P. 369.
254. Milligen B. Ph. van, Sánchez E., Estrada T., Hidalgo C., Brañas B., Carreras B., García L. Wavelet bicoherence: A new turbulence analysis tool // Physics of Plasmas. – 1995. – V. 2. – P. 3017–3032.
255. Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V. and Vasilkov D.G. On interrelation between inward turbulent flux and rational magnetic surfaces at plasma edge // JETP Letters. – 2010. - V.91. - №4. – P.170–173.
256. Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Дальние пространственные корреляции в турбулентной приграничной плазме // Физика плазмы. – 2013. - Т. 39. - № 8. - С. 694-703.
257. Батанов Г.М., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федягин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В., Идалго К., Педроза М., ван Миллиген Б., Санчез Е. Обнаружение протяженных полоидальных структур в турбулентной краевой плазме стелларатора Л-2М // Письма в ЖЭТФ. - 1998. - Т. 67. - С. 634.
258. Щепетов С.В., Васильков Д.Г. Может ли МГД-неустойчивость спровоцировать переход в режим с улучшенным удержанием в тороидальной плазме? // Физика плазмы. – 2017. – Т.43. – № 7. – С. 1–6.
259. Щепетов С.В., Хольнов Ю.В. и Васильков Д.Г. О сдвиге фаз между флуктуациями потенциала и плотности плазмы в краевой турбулентности // Физика плазмы. – 2013. – Т.39. – № 2. – С.151-161.

- 260.Jimenez J.A., de la Luna E., Garcia-Cortes I. and Shchepetov S.V. Localized electromagnetic modes in MHD stable regime of the TJ-II Heliac // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2006. – V. 48. – P. 515.
- 261.Mikhailovskii A.B. The stability criterion of the g-mode in a toroidal plasma // *Nucl. Fusion.* – 1975. – V. 15. – P. 95.
- 262.Moon C., Ida K., Tokusawa T., Tanaka K., Yoshimura M., Kuboashi T., Inagaki S., Itoh K. and LHD Experimental Group. Study of Nonlinear Behavior of Low-Frequency MHD Mode Caused by Transition of Radial Electric Field in LHD // *Plasma Fusion Research: Regular articles.* – 2015. – V. 10. – 3402053.
- 263.Moss F., McClintock P.V.F. *Theory of Noise Induced Processes in Special Applications* // N. Y.: Cambridge University Press. 1989.
- 264.Михайлов М.И., Щепетов С.В., Нюренберг К., Нюренберг Ю. Крупномасштабные МГД-неустойчивости в стеллараторе Л-2М // *Физика плазмы.* – 2015. – Т. 41. – С. 1096-1102.
- 265.Михайлов М.И., Щепетов С.В., Древлак М., Нюренберг К., Нюренберг Ю. Крупномасштабные МГД-неустойчивости в компактном торсатроне Л-5 // *Физика плазмы.* – 2014. – Т. 40. – С. 887-895.
- 266.Cheng J., Xu Y., Hidalgo C., Yan L.W., Liu Yi, Jiang M., Li Y.G., Yu L.M., Dong Y.B., Li Y.B., Liu L., Zhong W.L., Xu J.Q., Huang Z.H., Ji X.Q., Song S.D., Yu D.L., Xu M., Shi Z.B., Pan O., Yang Q.W., Ding X.T., Duan X.R., Liu Yong and the HL-2A team Role of a MHD mode crash in triggering H-mode at marginal heating power on the HL-2A tokamak // *Phys. Letters A.* – 2016. – V. 380. – P. 3897.
- 267.Wakatani M. and Sudo S. Overview of Heliotron E results // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 1996. – V. 38. – P. 937.
- 268.Щепетов С.В., Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В. Об экспериментальном обнаружении неустойчивой моды в теоретически идеально МГД-устойчивой плазме стелларатора Л-2М // *Физика плазмы.* – 2018. – Т. 44. – № 6. – с. 1–6.
- 269.Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В. Структура и эволюция электромагнитных возмущений в плазме стелларатора Л-2М // *Физика плазмы.* – 2022. – Т.48. – №10. – С.890-897.
- 270.Vasilkov D.G., Grebenschchikov S.E., Grishina I.A., Ivanov V.A., Meshcheryakov A.I., Petrova M.N. and Kharchev N.K. Transport transitions at high electron cyclotron resonance heating powers at the L-2M stellarator // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2021. – V. 2055. – 012005.
- 271.Hayashi T., Sato T., Takei A. Three-dimensional studies of helical equilibria and magnetic surface breaking due to the finite beta effect // *Physics of Fluids B: Plasma Physics.* – 1990. – V. 2. – P. 329–337.

272. Михайловский А.Б., Шарапов С.Е. Собственные моды в токамаке, обусловленные градиентом температуры и конечным давлением плазмы. I. Общие представления и МГД-теория // Физика плазмы. – 1999. – Т. 25. – С.872-886.
273. Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Fedyanin O.I., Grebenschikov S.E., Grishina I.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Pleshkov E.I., Sarkisyan K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepakhan V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G. and Voronov G.S. Recent ECRH Experiments in the L-2 M Stellarator with the Use of a New High-Power Gyrotron // Plasma and Fusion Research. – 2011. – V. 6. – 2402142.
274. Maslov S.A., Vasilkov D.G., Kholnov Yu.V. and Skvortsova N.N. Wavelet analysis of the parameters of edge plasma fluctuations in the L-2M stellarator // J. Phys. Conf. Ser. – 2016. – V.666. – 012009.
275. Воронова Е.В., Скворцова Н.Н., Малахов Д.В., Хольнов Ю.В., Гусейн-заде Н.Г. Полуавтоматическая система обработки данных магнитозондовой диагностики стелларатора Л-2М // Инженерная физика. – 2018. – № 12. – С. 19-24.
276. Васильков Д.Г., Скворцова Н.Н. и Харчев Н.К.. Структура флюктуаций в краевой плазме стелларатора в режимах с транспортными переходами // Физика плазмы. – 2023. – № 8. – С. 1-9.
277. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Сарксян К.А., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Влияние турбулентности в переходном процессе электронно-циклотронного нагрева на стеллараторе Л-2М // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 102. – вып. 4. – С. 245-249.
278. Chirkov A.Yu. The Effect of Trapped Particles on Gradient Drift Instabilities in Finite Pressure Plasma with a Longitudinally Nonuniform Magnetic Field // Fusion Energy. – 2014. – V. 33. – P. 139-144.
279. Skvortsova N.N., Chirkov A.Yu., Kharchevsky A.A., Malakhov D.V., Gorshenin A.K. and Korolev V.Yu. Doppler reflectometry studies of plasma gradient instabilities in L-2M stellarator // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – V. 666. – 012007.
280. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребенщиков С.Е., Кончеков Е.М., Летунов А.А., Мещеряков А.И., Сарксян К.А., Терещенко М.А., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Транспортный переход в плазме стелларатора Л-2М: роль коротковолновой турбулентности // Прикладная физика. – 2015. – №6. – С. 61-64.
281. Vasilkov D., Grebenschikov S., Grishina I., Ivanov V., Kharchev K., Meshcheryakov A. and Stepakhan V. Plasma confinement in the L-2M stellarator at high microwave heating powers // Fusion Science and Technology. – 2024. – V. 80. – P. 826-832.

282. Cappa A., Castejón F., Tabarés F.L. and Tafalla D. Second harmonic electron cyclotron plasma breakdown in TJ-II // Nucl. Fusion. – 2001. – V. 41 – P. 363.
283. Суворов Е.В., Токман М.Д. К теории генерации ускоренных электронов при циклотронном нагреве плазмы. // Физика плазмы. – 1988. – Т. 14. – С. 950-957.
284. Palmadesso P.J. Resonance, Particle Trapping, and Landau Damping in Finite Amplitude Obliquely Propagating Waves // Phys. Fluids. – 1972. – V. 15 – С. 2006-2013.
285. Kuznetsov A.B., Shchepetov S.V. and Sychugov D.Yu. Finite pressure induced destruction of the plasma boundary in stellarators // Nucl. Fusion. – 1995. – V. 35. – P. 183.
286. Харчев Н.К., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д. Релаксационные процессы в разряде атмосферного давления в воздухе и в плазме при ЭЦР нагреве пачкой микроволновых импульсов // Тезисы докладов XLIV Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. – 2017. – С. 118.
287. Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. Реакция микротурбулентности на краю и в центре плазменного шнуря на импульсную инжекцию примесей при распылении покрытия стенки камеры стелларатора Л-2М // Физика плазмы. – 2017. – Т. 43. – № 8. – С. 666–672.
288. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А. Пространственно-временная эволюция параметров турбулентных флуктуаций плотности при импульсном ЭЦ-нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. – 2020. – Т. 46. – С. 867-878.
289. Hillesheim J. C., DeBoo J. C., Peebles W. A., Carter T. A., Wang G., Rhodes T. L., Schmitz L., McKee G. R., Yan Z.; Staebler G. M., Burrell K. H., Doyle E. J., Holland C., Petty C. C., Smith S. P., White A. E., Zeng L. Experimental characterization of multiscale and multifield turbulence as a critical gradient threshold is surpassed in the DIII-D tokamak // Physics of Plasmas. – 2013. – V. 20. – 056115.
290. Yoshimura Y., Kasahara H., Tokitani M., Sakamoto R., Ueda Y., Ito S., Okada K., Kubo S., Shimozuma T., Igami H., Takahashi H., Tsujimura T. I., Makino R., Kobayashi S., Mizuno Y., Akiyama T., Ashikawa N., Masuzaki S., Motojima G., Shoji M., Suzuki C., Tanaka H., Tanaka K., Tokuzawa T., Tsuchiya H., Yamada I., Goto Y., Yamada H., Mutoh T., Komori

- A., Takeiri Y. and the LHD Experiment Group Progress of long pulse discharges by ECH in LHD // Nucl. Fusion. – 2016. – V. 56. – 046005.
291. Eguilior S., Castejón F., Luna E. de la, Cappa A., Likin K., Fernández A. and TJ-II Team Heat wave experiments on TJ-II flexible heliac // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2003. – V. 45. – P. 105.
292. Milligen B. Ph. van, Estrada T., García L., Lopez Bruna D., Carreras B. A., Xu Y., Ochando M., Hidalgo C., Reynolds-Barredo J. M., Lopez Fraguas A. and the TJ-II Team The role of magnetic islands in modifying long range temporal correlations of density fluctuations and local heat transport // Nucl. Fusion. – 2016. – V. 56. – 016013.
293. Vasilkov D.G. and Kharchev N.K. An Increase in Plasma Energy Lifetime in the Profiled-Pulse Regime in the L-2M Stellarator // Plasma Physics Reports. – 2023. – V. 49. – P. 1443–1447.
294. Бабарицкий А.И., Герасимов Е.Н., Демкин С.А., Животов В.К., Книжник А.А., Потапкин Б.В., Рusanov B.Д., Рязанцев Е.И., Смирнов Р.В., Шолин Г.В. Импульсно-периодический СВЧ разряд как катализатор химической реакции // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70. – № 11. – С. 36-41.
295. Васильков Д.Г., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Вафин И.Ю., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Иванов В.А., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А.И., Петрова М.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. Импульсно-периодический режим ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. – 2020. – Т. 43. – вып. 3. – С. 79-89.
296. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Гребенщиков С.Е., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Летунов А.А., Петров А.Е., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А. Потери энергии и микротурбулентность при нестационарном ЭЦ нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы. – 2019. – Т.45. – № 8. – С.685-694.
297. Касьянова Н.В., Андреев В.Ф. Восстановление коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц из анализа переходного процесса после включения ЭЦР-нагрева на токамаке Т-10 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2012. – № 4. – С. 71-79.
298. Andreev V.F., Dnestrovskij Yu.N., Ossipenko M.V., Razumova K.A. and Sushkov A.V. The ballistic jump of the total heat flux after ECRH switching on in the T-10 tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2004. – V. 46. – P. 319.
299. Rebut P.H., Bickerton R.J. and Keen B.E. The Joint European Torus: installation, first results and prospects // Nucl. Fusion. – 1985. – V. 25. – P. 1011.
300. Erckmann V., Gasparino U. Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1994. – V. 36. – P. 1869.

301. Meshcheryakov A.I., Vafin I.Yu., Grishina I.A. Energy confinement dynamics and soft x-ray spectra in experiments on ECR plasma heating in the L-2M stellarator at heating powers to 1 MW // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2020. – V. 47. – № 1. – P. 10-15.
302. Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V., Lysenko S.E., Meshcheryakov A.I., Kharchev N.K., Vasilkov D.G., Grebenschikov S.E., Kasyanova N.V., Cherkasov S.V., Vafin I.Yu., Eliseev L.G., Sychugov D.Yu. Comparison of energy transport in plasma with ECR heating on the L-2M stellarator and T-10 tokamak // Plasma Physics Reports. – 2024. – V. 50. – P. 552-567.
303. Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovev N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V. Transport model of plasma heating at the second harmonic of the electron cyclotron frequency // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2021. – V. 63. – P. 055012.
304. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Meshcheryakov A.I., Grishina I.A., Tereshchenko M.A. Broadening of the power deposition profile in on-axis X2 ECRH experiments in the L-2M stellarator and the low-threshold parametric decay instability of the pump wave // Physics of Plasmas. – 2023. – V. 30. – 122112.
305. Пастухов В. П. Турбулентная релаксация и аномальный перенос плазмы // Физика плазмы. – 2021. – Т. 47. – С. 808-823.
306. Vasilkov D.G., Borzosekov V.D., Skvortsova N.N. and Kharchev N.K. Spontaneous and Induced Transient Processes in Plasma of the L-2M Stellarator in High-Power ECR Heating Regime // Plasma Physics Reports. – 2024. – V. 50. – P. 1043–1055.
307. Vasilkov D.G., Tereshchenko M.A. On the Issue of Transient Processes Resulting in Stabilization of Plasma Column in the L-2M Stellarator // Plasma Physics Reports. – 2022. – V. 48. – P. 711-719.
308. Nezlin M.V., Snezhkin E.N. Rossby Vortices, Spiral Structures, Solitons. Astrophysics and Plasma Physics in Shallow Water Experiments. Springer Series in Nonlinear Dynamics. Springer-Verlag. 1993.
309. Батанов Г.М., Бенинг В.Е., Королев В.Ю., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Окубо К., Шимозума Т., Иошимора И., Кубо С., Санчез И., Эстрада Т., ван Миллиген Б.Ф. Структурная плазменная низкочастотная турбулентность в стеллараторах. В кн. Стохастические модели структурной плазменной турбулентности. Москва, 2003 Макс Пресс, С. 92-124.
310. Пастухов В.П., Кирнева Н.А., Смирнов Д.В. О влиянии области SOL на энергетическое время удержания основной плазмы при моделировании турбулентных транспортных процессов в токамаках // Физика плазмы. – 2019. – Т. 45. – С. 1072-1087.

311. Berezhetskii M.S., Popov S.N., Kholnov Yu.V., Andryukhina E.D., Dyabilin K.S., Fedyanin O.I., Budaev V.P., Ivanov R.S., Rakowez A.A. Structure of the plasma and energy balance near the limiter in the L-2 stellarator // Journal of Nuclear Materials. – 1989. – V. 162-164. – P. 831-838.
312. Хольнов Ю.В. Исследование краевой плазмы при ОН и ЭЦР-нагрева в стеллараторе Л-2 // Труды ИОФ РАН. – 1991. – Т. 31. – С. 117-130.
313. Васильков Д.Г., Харчев Н.К. Свойства краевой плазмы и периферийный перенос в квазистационарных стеллараторах Л-2 и Л-2М // Физика плазмы. – 2025. – Т. 51. – С. 447-460.
314. Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V. and Vasilkov D.G. Set of electromagnetic instabilities observed in Mercier stable plasmas of the L-2M stellarator // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – V. 1094. – 012012.
315. Scott B. Three-dimensional computation of collisional drift wave turbulence and transport in tokamak geometry // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1997. – V. 39. – P. 471.
316. Neider S., Scott B.D., Stroth U. Statistical properties of drift wave turbulence in low-temperature plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2002. – V. 44. – P. 397.
317. Stroth U., Greiner F., Lechte C. Mahdizadeh N., Rahbarnia K., Ramisch M. Study of edge turbulence in dimensionally similar laboratory plasmas // Phys. Plasmas. – 2004. – V. 11. – P. 2558-2564.
318. Tanaka Y., Takahashi H., Utoh H., Ogawa M., Shinde J., Aoyama H., Iwazaki K., Umetsu H., Okamoto A., Shinto K., Kitajima S., Yokoyama M., Inagaki S., Suzuki Y., Nishimura K. and Sasao M. Advanced Probe Measurement System in TU-Heliac // Plasma and Fusion Research. – 2007. – V. 2. – S1090.
319. Batanov G.M., Fedyanin O.I., Kharchev N.K., Khol'nov Yu.V., Shchepetov S.V., Sarksian K.A., Skvortsova N.N., Hidalgo C., Milligen B. van, Pedrosa M.A. and Jimenez J.A. Statistical properties and radial structure of plasma turbulence in the boundary region of the L2-M stellarator // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1998. – V. 40. – P. 1241.
320. Boedo J.A., Rudakov D., Moyer R., Krasheninnikov S., Whyte D., McKee G., Tynan G., Schaffer M., Stangeby P., West P., Allen S., Evans T., Fonck R., Hollmann E., Leonard A., Mahdavi A., Porter G., Tillack M., Antar G. Transport by intermittent convection in the boundary of the DIII-D tokamak // Phys. Plasmas. – 2001. – V. 8. – P. 4826-4833.
321. Kaiser R. Resistive ballooning modes in W7-AS and W7-X // Nucl. Fusion. – 1993. – V. 33. – 1281-1291.
322. Helander P., Beidler C.D., Bird T.M., Drevlak M., Feng Y., Hatzky R., Jenko F., Kleiber R., Proll J.H.E., Turkin Yu. and Xanthopoulos P. Stellarator and tokamak plasmas: a comparison // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2012. – V. 54. – 124009 (12pp).

- 323.Солоха В.В., Курскиев Г.С., Яшин А.Ю., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Петров Ю.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю. Тюхменева Е.А., Хромов Н.А., Щеголев П.Б. Классификация краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2 // Физика плазмы. – 2023. – Т. 49. – С. 322-331.
- 324.Jaenische R. and WVII-A Team. Effect of tearing modes on temperature and density profiles and on the perpendicular transport in the W VII-A stellarator // Nucl. Fusion. – 1988. – V. 28. – 1737.
- 325.Kovrizhnykh L.M. Neoclassical theory of transport processes in toroidal magnetic confinement systems, with emphasis on non-axisymmetric configurations // Nucl. Fusion. – 1984. – V. 24. – P. 851-936.
- 326.Батанов Г.М., Сапожников А.В., Сарксян К.А., Шац М.Г. Мелкомасштабные флуктуации плотности при электронном циклотронном нагреве в стеллараторе Л-2 // Труды ИОФ РАН. – 1991. – Т. 31. – С. 72.
- 327.Barengolts S.A., Mesyats G.A., Tsventoukh M.M. The ecton mechanism of unipolar arcing in magnetic confinement fusion devices // Nuclear Fusion. – 2010. – V. 50. – 125004.

## Список сокращений

ECCD – electron cyclotron current drive (электронный циклотронный ток увлечения)  
ELM – edge localized mode (краевая локализованная мода)  
ETG – electron temperature gradient (электронная температурная градиентная мода)  
ICCD – ion cyclotron current drive (ионный циклотронный ток увлечения)  
ISS – International stellarator scaling (Международный стеллараторный скейлинг)  
ITG – ion temperature gradient (ионная температурная градиентная мода)  
NBI – neutral beam injection  
PSD – power spectral density (мощность спектра)  
SOL – scrape-off layer (слой плазмы вне сепараторы)  
БТП – быстрый транспортный переход  
ВЧ – высокочастотный  
ГАМ – геодезическая акустическая мода  
ЗП – зональный поток  
ЗПТИ – зондирование пучком тяжелых ионов  
ИПР – импульно-периодический режим  
МГД – магнитогидродинамический  
КДД – комбинированная диамагнитная диагностика  
МРИ – мягкое рентгеновское излучение  
СВЧ – сверхвысокочастотный  
ТМКП – транспортная модель канонических профилей  
УФ – ультрафиолет  
ЭЦИ – электронное циклотронное излучение  
ЭЦР – электронный циклотронный резонанс