

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

На правах рукописи

Белокуров Александр Александрович

**ВЛИЯНИЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ МОДЫ И
ИНЖЕКЦИИ МАКРОЧАСТИЦЫ НА ДИНАМИКУ L-N ПЕРЕХОДА В
ТОКАМАКЕ**

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –
доктор физико-математических
наук,
старший научный сотрудник
Аскинази Л.Г.

Санкт-Петербург
2022

Оглавление.....	2
Введение.....	4
Актуальность и степень разработанности темы диссертации	4
Цели и задачи.....	6
Научная новизна.....	7
Теоретическая и практическая значимость работы	7
Методология и методы исследования	8
Положения, выносимые на защиту.....	8
Достоверность научных результатов.....	8
Личный вклад автора	8
Апробация работы.....	9
Список основных публикаций по теме диссертации.....	9
Глава 1. Обзор литературы	11
1.1 Аномальный перенос в токамаке и его подавление	11
1.2 Инициирование L-N перехода: эксперимент на токамаке ТУМАН-3М и теория	16
1.3 Сценарии с геодезической акустической модой	22
1.3.1 Геодезическая акустическая мода. Общие положения.....	22
1.3.2. Свойства ГАМ в токамаке ТУМАН-3М.....	25
1.3.3. Свойства ГАМ в ФТ-2.....	29
1.4 Сценарии с пеллет-инжекцией.....	32
1.4.1 Первые эксперименты по пеллет-инъекции в токамаке ТУМАН-3М.....	32
1.4.2. Эксперименты на Т-10	33
1.4.3. Эксперименты на DIII-D. Снижение порога вкладываемой мощности для перехода в Н-моду.	34
1.4.4. Пеллет-инжекция на токамаках MAST и EAST.	36
Глава 2. Исследование сценариев с ГАМ.....	40
2.1 Модель инициирования L-N перехода вспышкой ГАМ.....	40
2.2 Гирокинетическое моделирование ГАМ в токамаке ТУМАН-3М и ФТ-2.....	45
2.3 Результаты расчетов с помощью модели инициирования L-N перехода в токамаке ТУМАН-3М.....	48
2.4 Сравнение расчета условий инициирования L-N перехода с экспериментом в токамаке ТУМАН-3М	55
2.5 Результаты расчетов с помощью модели инициирования L-N перехода в токамаке ФТ-2	63
2.6 Анализ возможности переключения режимов удержания в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2	66
2.7 Выводы к Главе 2	68

Глава 3. Исследование сценариев с пеллет-инжекцией.....	69
3.1 Тангенциальная инжекция криогенной пеллеты на токамаке ТУМАН-3М.....	69
3.2 Улучшенное удержание плазмы в экспериментах с пеллет-инжекцией в токамаке ТУМАН-3М.....	74
3.3 Модель инициирования L-N перехода в токамаке ТУМАН-3М при инжекции пеллеты	76
3.4 Результаты моделирования сценариев с пеллет-инжекцией в ТУМАН-3М	82
3.5 Анализ возможности переключения режимов удержания в токамаке ТУМАН-3М в сценариях с пеллет-инжекцией	90
3.6 Выводы к Главе 3	91
Глава 4. Исследование роли источника частиц в инициировании L-N перехода	92
4.1 Возможность инициирования L-N перехода при увеличенном источнике частиц без существенного возмущения градиента	92
4.2 Моделирование разрядов в токамаке ФТ-2 с высокой концентрацией	94
4.3 Выводы к Главе 4	99
Заключение	99
Итоги и выводы	99
Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы	101
Список литературы	101

Введение

Актуальность и степень разработанности темы диссертации

Управляемый термоядерный синтез (УТС) является одним из перспективных направлений развития современной энергетики. Наибольший прогресс в работах по осуществлению УТС достигнут на установках типа токамак, продемонстрировавших наилучшее время удержания энергии. В настоящее время международным консорциумом с участием России создаётся крупнейший в мире токамак-реактор ITER, на котором планируется продемонстрировать УТС с положительным энергетическим выходом.

Режим улучшенного удержания, характеризующийся подавленным переносом тепла и частиц на периферии плазмы (или H-мода) в термоядерных установках [1, 2] является наиболее перспективным с точки зрения увеличения энергетического выхода режимом функционирования будущего токамака-реактора. Ожидается, что работа в H-моду станет приоритетной для токамака ITER, поэтому поиск условий и способов инициирования режима улучшенного удержания, т.е. управление удержанием плазмы, является одной из ключевых задач физики плазмы.

Улучшение удержания, согласно принятым в настоящее время теоретическим представлениям, связано с подавлением аномального (турбулентного) переноса неоднородным радиальным электрическим полем E_r [3]. Такая неоднородность приводит к радиально неоднородному полоидальному вращению плазмы, вследствие чего турбулентные вихри растягиваются и разрушаются, благодаря чему уменьшается радиальная корреляционная длина турбулентности, определяющая, в свою очередь, пространственный шаг турбулентной диффузии.

Интерес к физике инициирования L-H перехода обусловлен двумя факторами. Во-первых, с фундаментальной точки зрения, исследование методов инициирования L-H (а также и обратных, H-L) переходов необходимо для создания полной физической модели переключения режима удержания. Во-вторых, с точки зрения осуществления УТС, необходимо разработать способы управления удержанием. Само по себе улучшение удержания энергии при переходе в H-моду, без сомнения, очень важно. Однако оно обычно сопровождается также и улучшением удержания частиц, что может привести к накоплению как тяжелых примесей, так и «гелиевой золы», формирующейся в результате D-T термоядерных реакций, что, в свою очередь, приводит к ухудшению качества разряда или даже срыву. Контролируемое кратковременное отключение H-моды могло бы быть альтернативным методом управления удержанием.

В первых экспериментах на токамаке ASDEX наблюдался спонтанный переход в режим улучшенного удержания (L-H переход) в разрядах с дополнительным нагревом плазмы [1,2]. В дальнейшем инициирование перехода в режим улучшенного удержания путём создания в плазме специфического возмущения стало одной из важных задач УТС. Было установлено, что радиальная неоднородность, или т.н. «шир», скорости полоидального вращения плазмы, возникающий в результате возмущения E_r , является ключевым параметром для инициирования L-H перехода с точки зрения физики подавления аномального переноса.

Важным параметром, определяющим возможность L-H перехода в конкретных экспериментальных условиях, является пороговая мощность нагрева [4]. Однако, превышение порога по мощности нагрева – необходимое, но не достаточное условие L-H перехода: например, в токамаке ТУМАН-3М даже в омических разрядах критерий превышения порога по мощности нагрева выполняется всегда с большим запасом. Эксперименты на токамаке ТУМАН-3М показывают, что помимо порога по мощности нагрева может существовать пороговая концентрация плазмы для L-H перехода [5]. Таким образом, возникает необходимость в универсальной модели переключения режимов удержания, которая бы учитывала зависимость от различных факторов.

Одна из таких моделей представлена в работах [6, 7] и использует принцип, согласно которому при нелинейной зависимости коэффициентов переноса от градиентов концентрации и давления, а также от инкремента нарастания турбулентности, возможна бифуркация в уравнениях переноса, отражающая смену режима удержания. Возможность существования бифуркации определяется источниками частиц и тепла.

Исследование, которому посвящена данная работа, направлено на исследование факторов, определяющих возможность перехода в режим улучшенного удержания в плазме токамака, и проводилось на токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2, различающихся как размерами, так и параметрами плазмы и турбулентности. Характерной общей особенностью данных установок является наличие геодезической акустической моды (ГАМ), представляющей собой сильное локализованное возмущение E_r , которое может потенциально привести к инициированию L-H перехода. Важно проанализировать в рамках одной модели (построенной на основе принципов, изложенных в [7]) сценарии с ГАМ в этих токамаках, и выяснить причины различного влияния ГАМ на возможность L-H перехода. Важно также, чтобы данное описание было применимо в других режимах улучшенного удержания, таких как, например, инициирование L-H перехода при тангенциальной инжекции криогенной макрочастицы, или пеллеты (ТУМАН-3М), и режимы с экстремально высокой плотностью плазмы (ФТ-2).

Современное состояние исследований инициирования L-N перехода позволяет установить основные факторы, влияющие на подавление турбулентного переноса. Тем не менее, некоторые особенности, такие как влияние источника частиц на фактическую возможность или невозможность инициирования L-N перехода, были недостаточно освещены, особенно учитывая отсутствие L-N перехода на некоторых установках (например T-10, ФТ-2 в разрядах с низкой концентрацией, Tore Supra). Инициирование L-N перехода при инжекции пеллеты в большинстве работ, даже посвященных экспериментам на крупных «передовых» токамаках, описывалось почти исключительно в терминах снижения пороговой мощности L-N перехода, без описания физического механизма подавления турбулентности.

Для анализа взаимосвязи возмущения радиального электрического поля и перехода в режим улучшенного удержания необходимо создать численную модель, позволяющую описывать разнообразие исследуемых сценариев и наблюдаемых явлений с общих позиций. В качестве отправной точки была выбрана модель [7], использующая нелинейную зависимость коэффициентов переноса от градиентов параметров плазмы. Численное моделирование и анализ экспериментальных сценариев на основе теоретических представлений, изложенных в [7], позволили рассмотреть разнообразные сценарии с точки зрения возможности и условий L-N перехода (в том числе и количественных) в рамках единого подхода. Этот подход позволяет, в принципе, прогнозировать возможность L-N перехода для других сценариев и установок. Таким образом, актуальность настоящего исследования не вызывает сомнений.

Цели и задачи

Целью данной работы является определение роли различных факторов (взаимосвязи величины шира радиального электрического поля, уровня турбулентности и источника частиц), ответственных за переключение режима удержания в токамаке.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

1. Проведение экспериментов с тангенциальной инжекцией замороженной макрочастицы (пеллеты) в токамак, позволяющей локализовать испарение на периферии.
2. Создание транспортной модели (применимой к различным сценариям и различным токамакам), позволяющей рассчитать эволюцию профилей концентрации и ионной температуры плазмы с учётом зависимости коэффициентов переноса от неоднородности радиального электрического поля.

3. Анализ связи параметров колебаний геодезической акустической моды (ГАМ) с возможностью инициирования L-H перехода в разрядах ГАМ в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2.

4. Анализ связи параметров пеллет-инжекции с возможностью инициирования L-H перехода в токамаке ТУМАН-3М.

Научная новизна

Впервые были проведены эксперименты по тангенциальной инжекции замороженной макрочастицы в токамаке ТУМАН-3М с целью инициирования L-H перехода и исследования параметров и механизмов, ответственных за инициирование L-H перехода.

Впервые различные сценарии на различных токамаках (ГАМ и пеллет-инжекция в токамаке ТУМАН-3М с последующим L-H переходом или без него, ГАМ на ФТ-2 без L-H перехода) проанализированы и объяснены в рамках общих представлений о нелинейном характере коэффициента диффузии.

Впервые, на примере режимов с интенсивными колебаниями ГАМ и с L-H переходом на токамаке ТУМАН-3М и без такового на токамаке ФТ-2, проанализирована взаимосвязь различных факторов, влияющих на возможность перехода – таких, как возмущение шира радиального электрического поля и величина источника частиц.

Теоретическая и практическая значимость работы

Отработанная методика экспериментов по тангенциальной инжекции замороженной пеллеты в токамак ТУМАН-3М может быть использована в различных сценариях, направленных на инициирование перехода в режим улучшенного удержания.

Разработанная транспортная модель эволюции профилей концентрации и ионной температуры может быть применена к другим сценариям, например сценариям с нейтральным нагревом, и к другим токамакам. Общность результатов, полученная в результате работы, подтверждает универсальность модели. Анализ разнообразных сценариев при помощи разработанной модели может в принципе позволить предсказать, какие параметры плазмы в том или ином сценарии необходимы для достижения режима улучшенного удержания.

Методология и методы исследования

Экспериментальные результаты, лежащие в основе данной работы, были получены на токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 в режимах с омическим нагревом плазмы; также для токамака ТУМАН-3М был использован комплекс инъекции криогенных макрочастиц. Данные были получены с помощью таких диагностик, как диагностика пучком тяжёлых ионов, диагностика обратного доплеровского рассеяния и доплеровской рефлектометрии, зондовая диагностика, интерферометрическая диагностика, оптическая диагностика свечения линий $H\alpha/D\alpha$. Численное моделирование экспериментальных сценариев проводилось с помощью специально разработанного программного обеспечения, а также с привлечением транспортных и гирокинетических кодов.

Положения, выносимые на защиту

- Создана модель L-N перехода, позволяющая описать в рамках общего подхода эксперименты на токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 по исследованию взаимосвязи колебаний ГАМ и наличия/отсутствия L-N перехода, а также эксперименты на токамаке ТУМАН-3М по инициированию L-N перехода при тангенциальной инъекции замороженной водородной макрочастицы.
- Установлена критическая роль возмущения источника частиц в экспериментах по инициированию L-N перехода при тангенциальной инъекции замороженной водородной макрочастицы в токамаке ТУМАН-3М.
- Установлено наличие связи между пороговым уровнем источника частиц, широм радиального электрического поля и свойствами турбулентности – ключевыми факторами, влияющими на инициирование перехода в режим улучшенного удержания.

Достоверность научных результатов

Полученные в результате работы результаты являются экспериментально обоснованными; моделируемые сценарии используют преимущественно экспериментальные данные. Достоверность модели подтверждается успешным применением ее для описания различных режимов на двух токамаках – ТУМАН-3М и ФТ-2. Достоверность результатов обеспечивается многократно повторёнными измерениями и сравнением результатов различных диагностик.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты были получены автором или же при его непосредственном участии. При непосредственном участии автора проведены

эксперименты по инъекции криогенной пеллеты в токамак ТУМАН-3М (подбор режимов инъекции, подготовка и настройка экспериментального оборудования, обработка результатов).

Для исследования возможности инициирования L-H-перехода автором лично была разработана численная модель, рассчитывающая эволюцию профилей концентрации и ионной температуры плазмы при различных возмущениях (переменное или постоянное локализованное возмущение радиального электрического поля, источника частиц). Автором был проведён анализ возможности существования различных режимов удержания, применённый в сценариях с ГАМ на токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2, сценариях с инъекцией пеллеты на токамаке ТУМАН-3М, и сценариях с высокой концентрацией плазмы в токамаке ФТ-2.

Апробация работы

Результаты и материалы, вошедшие в диссертацию, были обсуждены на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе и симпозиумах, проводимых Helsinki Aalto University (Финляндия), представлены на российских и международных конференциях:

- EPS Conference on Plasma Physics (2014, 2015, 2016, 2017 гг.)
- IAEA Fusion Energy Conference (2014 г.)
- Advances and Applications in Plasma Physics (2019 г.)
- Int. Workshop on H-mode Physics and Transport Barriers (2017 г.)
- Звенигородская (Международная) конференция по физике плазмы и УТС (2014, 2016, 2017, 2019 гг.)

Результаты и материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в ведущих рецензируемых журналах по физике плазмы и УТС.

Список основных публикаций по теме диссертации

Из них 11 индексируемых в базе Web of Science:

A1. D.V. Kouprienko, A.D. Gurchenko, E.Z. Gusakov, A.B. Altukhov, L.G. Askinazi, **A.A. Belokurov**, V.V. Dyachenko, L.A. Esipov, V.A. Ivanov, O.A. Kaledina, S.I. Lashkul, S.V. Shatalin, A.V. Sidorov, N.V. Tropin and S. Janhunen. Isotope effect in turbulent transport in high density FT-2 tokamak discharges // Nucl. Fusion 2022 62 066045

A2. **Alexander Belokurov**, Gulnara Abdullina, Leonid G Askinazi, Viktor Bulanin, Laurent Chôné, Alexey Dmitrievich Gurchenko, Evgeniy Z Gusakov, Timo P Kiviniemi, Vladimir A

Kornev, Sergei V Krikunov, Denis V Kouprienko, Sergey Lashkul, Sergei V Lebedev, Susan Leerink, Paavo Niskala, Alexander Petrov, Dmitriy Razumenko, A S Tukachinsky, Alexander Yashin and N A Zhubr. Particle source and radial electric field shear as the factors affecting the L-H transition possibility and dynamics in a tokamak // Phys. Scr. 2020 **95** 115604

A3. G. Abdullina, L. Askinazi, **A. Belokurov**, V. Bulanin, L. Chôné, A. Gurchenko, E. Gusakov, T. Kiviniemi, V. Kornev, S. Krikunov, D. Kouprienko, S.Lashkul, S. Lebedev, S. Leerink, P. Niskala, A. Petrov, A. Tukachinsky, A. Yashin, N. Zhubr. L-H transition initiation and dynamics in a conventional tokamak // AIP Conference Proceedings 2019 **2179** 020002

A4. **Белокуров А.А.**, Абдуллина Г.И., Аскинази Л.Г., Буланин В.В., Жубр Н.А., Корнев В.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Петров А.В., Разуменко Д.В., Тукачинский А.С., Яшин А.Ю. Влияние временных характеристик колебаний геодезической акустической моды на возможность инициирования L-H перехода в токамаке ТУМАН-3М. // Письма ЖТФ 2019 т.45 15 43

A5. N.N. Bakharev, G.I. Abdullina, V.I. Afanasyev, A.B. Altukhov, L.G. Askinazi, N.A. Babinov, A.N. Bazhenov, **A.A. Belokurov** et al. Tokamak research at the Ioffe Institute. // Nucl. Fusion 2019 **59** 112022

A6. **A.A. Belokurov**, L.G. Askinazi, L. Chôné, E.Z. Gusakov, T.P. Kiviniemi, V.A. Kornev, T. Korpilo, S.V. Krikunov, S.V. Lebedev, S. Leerink, P. Niskala, R. Rochford, A.I. Smirnov, A.S. Tukachinsky and N.A. Zhubr. Dynamics of the L-H transition in TUMAN-3M tokamak in the scenarios with cryogenic pellet injection // Nucl. Fusion 2018 58 112007

A7. T P Kiviniemi, P Niskala, L G Askinazi, **A A Belokurov**, L Chôné, A D Gurchenko, E Z Gusakov, T Korpilo, S V Lebedev, S Leerink, R Rochford and A S Tukachinsky. Gyrokinetic simulation of transport reduction by pellet injection in TUMAN-3M tokamak. // Plasma Phys. Control. Fusion 2018 **60** 085010

A8. D. Kouprienko, A. Altukhov, L. Askinazi, **A. Belokurov**, L. Esipov, A.D. Gurchenko, E. Gusakov, S. Lashkul, S. Leerink, P. Niskala, S. Shatalin, G. Troshin. Isotope effect in confinement in high density FT-2 tokamak regimes. // Proc. 45th EPS Conf. on Plasma 2018 vol 42A P4.1097

A9. L G Askinazi, **A A Belokurov**, V V Bulanin, A D Gurchenko, E Z Gusakov, T P Kiviniemi, S V Lebedev, V A Kornev, T Korpilo, S V Krikunov, S Leerink, M Machielsen, P Niskala, A V Petrov, A S Tukachinsky, A Yu Yashin and N A Zhubr. Physics of GAM-initiated L-H transition in a tokamak. // Plasma Phys. Control. Fusion 2017 v.59 1 014037

A10. **Belokurov A.A.**, Askinazi L.G., Bulanin V.V., Chôné L., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Kiviniemi T.P., Kornev V.A., Korpilo T., Krikunov S.V., Lebedev S.V., Leerink S., Niskala P., Petrov A.V., Rochford R., Tukachinsky A.S., Yashin A.Yu., Zhubr N.A. L-H transition dynamics in the presence of GAM and pellet-injection. // Proc. 44th EPS Conf. on Plasma Physics 2017 vol 41F P1.172

A11. V V Bulanin, L G Askinazi, **A A Belokurov**, V A Kornev, V Lebedev, A V Petrov, A S Tukachinsky, M I Vildjunas, F Wagner and A Yu Yashin. GAM observation in the TUMAN-3M tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion 2016 v.58 4 045006

A12. T.P. Kiviniemi, L.G. Askinazi, **A.A. Belokurov**, A.D. Gurchenko, E.Z. Gusakov, T. Korpilo, M.Machielsen, S. Leerink, P. Niskala, R. Rochford. Gyrokinetic simulation of interplay between GAM and transport in TUMAN-3M tokamak // Proc. 43 EPS Conf. on Plasma Physics 2016 vol 40A P2.059

A13. **A.A. Belokurov**, L.G. Askinazi, V.A.Kornev, S.V. Lebedev, A.I. Smirnov, A.S.Tukachinsky, N.A. Zhubr. Hydrogen pellet initiated H-mode in TUMAN-3M tokamak // Proc. 42nd EPS Conf. on Plasma Physics 2015 vol 39E P5.163

A14. L.G. Askinazi, V.I. Afanasyev, A.B. Altukhov, N.N. Bakharev, **A.A. Belokurov** et al. Fusion Research in Ioffe Institute // Nucl. Fusion 2015 **55** 104013

A15. Аскинази Л.Г., **Белокуров А.А.** Возможность инициирования перехода плазмы в режим улучшенного удержания вспышкой колебаний геодезической акустической моды в токамаке ТУМАН-3М // Письма ЖТФ 2015 т.41 22 25

A16. L.G. Askinazi, **A.A. Belokurov**. GAM evolution and L-H transition in TUMAN-3M tokamak // Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics 2014 vol 38F P4.060

Глава 1. Обзор литературы.

1.1. Аномальный перенос в токамаке и его подавление

Одной из основных задач физики высокотемпературной плазмы является достижение хорошего удержания вещества и энергии в плазме термоядерной установки, для чего необходимо понимание механизмов турбулентного переноса и поиск способов его минимизации.

Известно, что в токамаке диффузия и теплопроводность плазмы во много раз превышают предсказания неоклассической теории [3, 4, 1018-10]. Причиной повышенных потерь тепла и частиц обычно считают развивающиеся в плазме турбулентности, в первую очередь электростатические. Потоки частиц и тепла, связанные с турбулентностью: $\Gamma = \langle \delta v \cdot \delta n \rangle$, $q = \frac{3}{2} n \langle \delta v \cdot \delta T \rangle$, где δn и δT – флуктуации концентрации и температуры плазмы; флуктуация скорости $\delta \vec{v} = \frac{c}{B^2} [\delta \vec{E} \times \vec{B}]$ – скорость дрейфа электронов и ионов в скрещенных полях: магнитном поле токамака и возмущенном электрическом поле (хотя также вклад в аномальный перенос могут давать и флуктуации магнитного поля). Наличие флуктуаций полоидального электрического поля δE_p дает вклад в радиальную компоненту скорости, тем самым увеличивая перенос и ухудшая удержание плазмы. Увеличенный аномальный перенос приводит в итоге к необходимости увеличивать мощность нагрева плазмы, что приводит к снижению эффективности реактора и затрудняет реализацию УТС.

Несмотря на немалую сложность задачи исследования аномального переноса, в этой области были достигнуты значительные успехи. Одно из важнейших достижений заключается в том, что был открыт и изучен связанный с подавлением аномального переноса режим улучшенного удержания – Н-мода [1]; открытие Н-моды и исследование физики этого режима позволило описать возникновение и развитие транспортных барьеров, препятствующих турбулентному переносу [1, 2].

Характерный вид эволюции концентрации плазмы при наличии дополнительного нагрева в L-моде и Н-моде представлении на рис. 1. Для сравнения удержания в плазме с заданными параметрами с удержанием аналогичной плазмы в L-моде (режиме ухудшенного удержания при дополнительном нагреве) или в режиме с омическим нагревом вводится фактор улучшенного удержания Н определяемый следующим образом: $H = \tau_{EH} / \tau_{EL}$, где τ_E – время удержания энергии для Н- и L-моды (или омического режима), соответственно; Н-фактор может быть измерен экспериментально или определён при

помощи скейлингов [4]. Характерное значение H около 2, при этом существует ряд режимов улучшенного удержания, в которых фактор H превышает 2, например при инжекции топливной замороженной макрочастицы в центральные области плазмы [11].

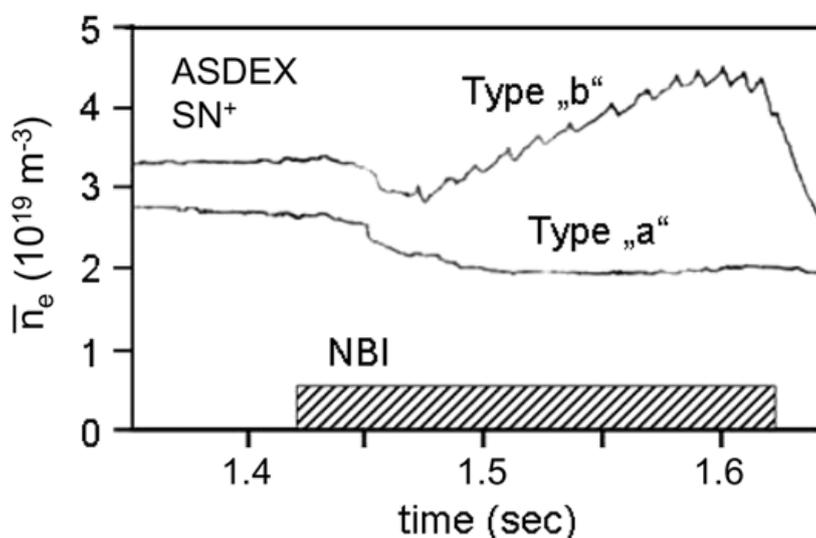


Рис. 1. Эволюция среднехордовой концентрации при дополнительном нагреве в токамаке ASDEX. Линия “Type a” соответствует L-моду и ухудшению удержания, линия “Type b” соответствует H-моду, режиму улучшенного удержания [2].

Переходу из L- в H-моду (L-H переходу) сопутствует спад свечения линии изотопов нейтрального водорода $H\alpha/D\alpha$ во всех областях пристеночной плазмы (что характеризует спад источника заряженных частиц) и одновременное увеличение концентрации плазмы; таким образом, можно сделать вывод об увеличении времени удержания частиц.

Также H-мода характеризуется уплотнением профилей концентрации и температуры плазмы после L-H перехода с образованием «пьедестала», что является результатом возникновения транспортного барьера на периферии плазменного шнура. Под транспортным барьером понимается относительно узкая в радиальном направлении область с большим градиентом давления, в которой значительно подавлены транспортные процессы – диффузия и теплопроводность.

В ходе экспериментов было замечено, что существует пороговая мощность дополнительного нагрева, при превышении которой происходит L-H переход. Различные методы могут приводить к снижению пороговой величины мощности нагрева, облегчая условия L-H перехода [12].

Помимо превышения пороговой мощности нагрева, для перехода в H-моду необходимо превышение пороговой концентрации плазмы. Пороговая мощность определяется

формулой $P_{thr} = 0.042 n_{20}^{0.73} B_T^{0.74} S^{0.98}$ [13], где n_{20} – средняя концентрация плазмы в 10^{20} м^{-3} , B_T – тороидальное магнитное поле в Т, S - площадь последней замкнутой магнитной поверхности в м^2 . Пороговая мощность увеличивается при увеличении концентрации плазмы, однако, например, в токамаке ТУМАН-3М условие на превышение мощности нагрева выполняется даже в омических разрядах; тем не менее при концентрации ниже определенной пороговой Н-мода не наблюдалась, в то время как увеличение концентрации делало доступным сначала инициированный L-N переход, а при ещё большей концентрации – спонтанный [5].

Одним из важных факторов, отвечающих за переход плазмы в Н-моду, является изменение радиального электрического поля при L-N переходе. В спонтанной Н-моду радиальное электрическое поле становится более отрицательным, а в Н-моду, вызванной внешним электрическим полем – более положительным или более отрицательным в зависимости от знака прилагаемого напряжения. Возникновение сильного неоднородного радиального электрического поля приводит к появлению шира скорости вращения плазмы. Неоднородность скорости вращения, в свою очередь, приводит к подавлению флуктуаций плотности плазмы и, таким образом, к уменьшению переносимых за счет флуктуаций потоков частиц и энергии в периферийной плазме, т. е. к образованию транспортного барьера. В результате экспериментов, проводившихся в 90-х годах на токамаках JT-60U, DIII-D [14, 15] и др. был подтвержден тот факт, что формирование транспортного барьера сопровождается возникновением сильного отрицательного радиального электрического поля и подавлением флуктуаций электронной плотности. Наблюдалась не только пространственная, но и сильная временная корреляция между возникновением транспортного барьера, подавлением флуктуаций и появлением неоднородного радиального электрического поля.

Если электрическое поле непостоянно по радиусу, то различие скорости вращения плазмы в соседних по радиусу точках приводит к декорреляции флуктуаций в них и, следовательно, к подавлению флуктуаций. Критерий подавления турбулентности

неоднородным электрическим полем имеет вид: $\gamma < \omega_{ExB}$ [16] где $\omega_{ExB} = \left| \frac{R \cdot B_\theta}{B_T} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E_r}{R \cdot B_\theta} \right) \right|$

– шир скорости полоидального вращения, обусловленного дрейфом в скрещенных неоднородном радиальном электрическом и магнитном полях (в дальнейшем для краткости будет использована сокращённая формулировка «шир радиального электрического поля E_r »); B_T и B_θ - тороидальное и полоидальное магнитное поле соответственно; R - большой радиус токамака; γ - в случае линейного развития

турбулентности - инкремент нарастания, в случае установившейся неустойчивости - величина, обратная времени декорреляции. Существенной особенностью этой теории является то, что она предсказывает подавление переноса электрическим полем вне зависимости от знака радиального электрического поля и его шира ($\text{grad } E_r/B_T$).

Таким образом, исследование радиальной и полоидальной компонент электрического поля в токамаке является важной задачей физики плазмы и УТС; информация об этих полях, их распределении и динамике может стать эффективным инструментом исследования механизмов подавления аномального переноса.

Радиальное электрическое поле, согласно формуле радиального баланса сил для ионов с массой Z , зависит от градиентов концентрации и ионной температуры:

$$E_r = \frac{\nabla p_i}{Zen_e} - v_\theta B_T + v_T B_\theta; \text{ здесь } p_i - \text{давление ионной компоненты, } Z - \text{массовое число}$$

иона, e - заряд электрона, n_e - электронная концентрация, v_θ и v_T - полоидальная и тороидальная скорость вращения плазмы соответственно, B_θ и B_T - полоидальное и тороидальное магнитное поле соответственно. В пренебрежении введенным в плазму дополнительным вращением, неоклассическое радиальное электрическое поле

$$E_{NEO} = \frac{T_i}{e} \left[\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} + k_T \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right]; \text{ здесь } e - \text{заряд электрона, } n - \text{электронная концентрация, } T_i$$

- ионная температура, k_T - неоклассический коэффициент, определяемый режимом столкновительности плазмы [17]. Использование данной зависимости подтверждается исследованиями на различных токамаках, в которых установлено, что радиальное электрическое поле, в том числе на периферии и в режиме улучшенного удержания, близко к неоклассическому [18-20]. Сильная неоднородность концентрации и ионной температуры может приводить к созданию неоднородного радиального электрического поля.

Один из механизмов генерации неоднородного радиального электрического поля в плазме токамака был рассмотрен В.А. Рожанским и М.Б. Тендлером [21]; данный механизм связан с аномальной вязкостью и инерцией. В неоклассической теории скорость полоидального вращения находится из условия равенства нулю усредненной по магнитной поверхности ионной вязкости; при учете аномальных потоков уравнение, описывающее профиль скорости полоидального вращения плазмы, имеет два решения: одно - с относительно малым электрическим полем (оно соответствует L-моду), другое - с большим и сильно неоднородным электрическим полем (оно соответствует H-моду). Другие механизмы связывают возникновение сильно неоднородного радиального

электрического поля с неамбиполярным уходом частиц на периферии [14], или бифуркацией скорости полоидального вращения вследствие потери быстрых ионов с первой орбиты [22]. В многочисленных экспериментах было показано, что генерация радиального электрического поля определяется многими механизмами, действующими в периферийной плазме. Возникновение E_r может быть обусловлено возрастающим градиентом давления, вводом тороидального вращения при инжекции нейтрального нагревного пучка, как следует из простого уравнения радиального баланса сил. Создание поперечного тока проводимости под действием поляризации периферийной плазмы [23, 24] или потери заряженных частиц (потери быстрых ионов с первой орбиты [25], или потеря электронов при перезамыкании силовых линий в магнитных островах [26]) также может привести к L-H или H-L переходу в зависимости от направления поперечного тока, так как при этом возникает радиальное электрическое поле, стремящееся вращением плазмы замкнуть поперечный ток. В экспериментах по быстрому подъёму и сбросу тока по плазме поперечный ток может генерироваться усиленным уэйровским дрейфом запертых частиц [27].

Изначально L-H переходы были обнаружены только при режимах с дополнительным нагревом плазмы, причем переход происходил спонтанно. В дальнейшем выяснилось, что переход в H-моду возможен и при только омическом нагреве плазмы, если достигнута пороговая мощность и достаточно велика концентрация плазмы. Помимо спонтанной существует инициированная H-мода, например, при использовании пеллет или поляризации периферийной плазмы электродом, в том числе возможен переход и при сравнительно низких плотностях (порядка $0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$). Пример таких экспериментов содержится в [5].

1.2 Инициирование L-H перехода: эксперименты на токамаке ТУМАН-3М и теория

На примере токамака ТУМАН-3М можно рассмотреть различные методы и условия инициирования перехода в режим улучшенного удержания, т.к. на токамаке ТУМАН-3М исследовался не только спонтанный переход в H-моду, но и стимулирование этого перехода различными внешними воздействиями [5]. С целью изучения влияния радиального электрического поля на инициирование перехода в H-моду были произведены эксперименты по поляризации периферийной плазмы токамака ТУМАН-3М при помощи внесённого в плазму электрода, на который подавался потенциал от специальной батареи [28]. Эти эксперименты показали, что переход в H-моду может быть

инициирован заданным извне радиальным электрическим полем обоих знаков. Причём Н-мода, инициированная отрицательным электрическим полем, проявляет все признаки улучшения удержания, свойственные спонтанной Н-моды, в то время как в Н-моды, инициированной положительным электрическим полем удержание частиц и энергии несколько хуже. Эксперименты по отключению спонтанной Н-моды положительным радиальным электрическим полем подтверждают идею о том, что естественное радиальное электрическое поле в токамаке в Н-моды направлено к центру плазменного шнура.

Одним из механизмов генерации неоднородного радиального электрического поля, приводящего к инициированию перехода в режим улучшенного удержания, также является потеря быстрых ионов с периферии плазмы, наблюдаемая при инжекции нейтрального нагревного пучка, в особенности при инжекции против направления плазменного тока (контр-инжекции). В таком режиме быстрые ионы, полученные из атомов в результате перезарядки, в процессе дрейфа могут отклоняться от магнитной поверхности наружу, причем это смещение может привести к потере быстрого иона в результате его выхода на стенку или в область незамкнутых магнитных поверхностей [5]. В случае инжекции нейтрального нагревного пучка сонаправленно с током по плазме (ко-инжекции) потери быстрых ионов также существуют, хотя их уровень меньше, чем при контр-инжекции. Необходимо отметить, что при ко-инжекции возникают два механизма генерации радиального электрического поля разного знака – увеличение тороидального вращения плазмы из-за нагревного пучка генерирует положительное E_r , а потери быстрых частиц приводят к возникновению отрицательного E_r .

В плазме существуют явления, при которых самосогласованно возникает сильное неоднородное радиальное электрическое поле. Одно из таких явлений – зональные потоки [29]. При зональных потоках формируется относительно узкий в радиальном направлении слой полоидально вращающейся плазмы; таким образом, на границе слоёв присутствует сильная неоднородность полоидального вращения плазмы и радиального электрического поля, что может привести к подавлению турбулентности и переходу в режим улучшенного удержания. Одна из разновидностей зональных потоков, геодезическая акустическая мода (ГАМ) [30], наблюдалась на токамаке ТУМАН-3М в разрядах с переходом в режим улучшенного удержания. При этом момент перехода обычно соответствует исчезновению колебаний ГАМ. Данное наблюдение позволяет предположить, что радиальное электрическое поле ГАМ может служить фактором, ответственным за переход в режим улучшенного удержания.

Также создание неоднородного радиального электрического поля возможно в том случае, если в плазме возникает сильное возмущение градиентов концентрации и ионной температуры. Одним из методов создания такого возмущения является инжекция макрочастицы, или пеллеты. Эксперименты с пеллет-инжекцией будут более подробно описаны в гл. 3.

Необходимо отметить, что в токамаке ТУМАН-3М при низкой концентрации плазмы L-H переход возможен только при непосредственном сильном возмущении шира радиального электрического поля на периферии плазмы, например при поляризации электродом или при потере быстрых ионов с неудерживаемой орбиты при контр-инжекции, или при испарении макрочастицы.

Так как мощность нагрева в токамаке ТУМАН-3М даже в режиме омического нагрева выше значений пороговой мощности L-H перехода, возможность существования H-моды определяется преимущественно величиной концентрации плазмы. Если среднехордовая концентрация достаточно высокая ($> 1.25 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), L-H переход происходит даже при незначительном возмущении радиального электрического поля E_r или спонтанно, а не как результат какого-либо возмущения E_r . В этом случае наблюдался: а) спонтанный L-H переход, б) переход, инициированный импульсом газонапуска, в) переход, инициированный ко-инжекцией нейтрального нагревного пучка. В среднем диапазоне значений среднехордовой концентрации ($0.5 - 1.25 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) L-H переход происходил только при сильном возмущении радиального электрического поля: потери быстрых ионов в результате контр-инжекции нейтрального нагревного пучка, испарении макрочастицы, поляризации периферийной плазмы электродом [5, 31]. Колебания ГАМ перед L-H переходом наблюдались в разрядах с концентрацией именно в этом диапазоне значений ($0.6 - 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), что находится в согласии с предположением о роли электрического поля ГАМ в инициировании стимулированного L-H перехода.

Если среднехордовая концентрация меньше $0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, L-H переход не происходит даже несмотря на очень сильное неоднородное радиальное электрическое поле.

Диаграмма разрядов с L-H переходом в ТУМАН-3М представлена на рис. 2.

Тот факт, что в режиме с $\bar{n}_e > 1.25 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ источник частиц оказывается важнее для инициирования L-H перехода, чем неоднородность радиального электрического поля, достаточно примечателен, так как, по-видимому для разрядов в ТУМАН-3М существует не столько порог по мощности нагрева, сколько порог по величине источника частиц. Это предположение находится в согласии с теоретическими представлениями, описанными в [6, 7], и более подробно рассматривается ниже.

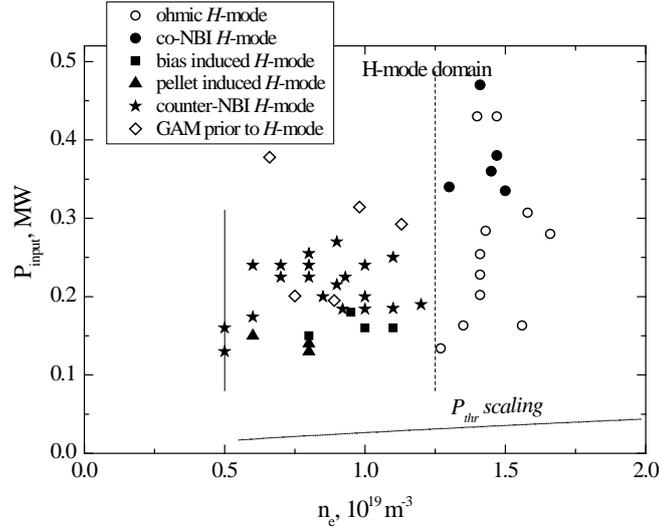


Рис. 2. Область доступности L-H перехода в токамаке ТУМАН-3М для разных значений концентрации и вкладываемой мощности нагрева плазмы. Дополнительно разряды с ГАМ отмечены ромбами. Вертикальные линии показывают нижний предел по плотности в случае локального возмущения E_r (сплошная) и в случае омического перехода и перехода при ко-инжекции нейтрального нагревного пучка (пунктирная). Для сравнения на рис. приведён скейлинг пороговой мощности нагрева: в стандартных режимах работы токамака ТУМАН-3М мощность существенно превышает P_{thr} [5].

Таким образом, можно выделить несколько базовых факторов, ответственных за возможность инициирования L-H перехода:

- 1) Шир, или неоднородность, радиального электрического поля
- 2) Источники тепла и частиц
- 3) Уровень турбулентности (инкремент нарастания доминантной турбулентной моды).

В современной теории переходов в режим улучшенного удержания существует следующее представление, описывающее соотношение этих факторов [6, 7].

Рассмотрим уравнения переноса частиц и ионного тепла:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(D_{eff}(r,t) \cdot \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} \right) &= S(r) \\ \frac{\partial n_i T_i(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(\chi_i(r,t) \cdot \frac{\partial n_i T_i(r,t)}{\partial r} \right) &= P(r) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n – концентрация плазмы, T_i – ионная температура, D_{eff} – эффективный коэффициент диффузии (учитывающий как диффузию, так и конвекцию), χ_i –

коэффициент ионной температуропроводности, S и P – источники частиц и тепла соответственно.

В данном случае электронный теплоперенос не рассматривается и считается аномальным, хотя наблюдения на токамаке ТУМАН-3М показывают, что в случае L-N перехода возможно формирование транспортного барьера на электронной температуре во внутренних областях плазмы [32]. Учёт этого явления выходит за рамки текущей задачи; остановимся на формировании транспортного барьера на профиле концентрации.

Коэффициенты переноса полагаются в виде, зависящем от соотношения шири E_T и инкремента нарастания турбулентности, тем самым учитывающие подавление турбулентного переноса:

$$D(r,t) = D_{ANO}(r) \cdot \left(k_D(r) + \frac{1}{1 + (\omega_{E \times B}(r,t)/\gamma)^2} \right), \quad \chi_i(r,t) = \chi_{iANO}(r) \cdot \left(k_\chi(r) + \frac{1}{1 + (\omega_{E \times B}(r,t)/\gamma)^2} \right) \quad (2)$$

где $\omega_{E \times B}$ – шир радиального электрического поля, γ – инкремент нарастания турбулентности, k_D и k_χ – отношение подавленных коэффициентов диффузии и температуропроводности к соответствующим аномальным коэффициентам переноса D_{ANO} и χ_{iANO} ; обычно $k_D, k_\chi \ll 1$. Чтобы определить возможные режимы удержания, необходимо найти стационарные решения уравнений переноса; поскольку $\omega_{E \times B}$ зависит от градиентов концентрации и ионной температуры, то систему стационарных уравнений переноса можно представить в виде системы алгебраических уравнений для потоков тепла и частиц с градиентами концентрации и температуры в качестве независимых переменных.

Покажем это преобразование на примере уравнения диффузии: необходимо проинтегрировать уравнение диффузии $\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(D_{eff}(r,t) \cdot \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} \right) = S(r)$ в его стационарной форме. Пусть от шири E_T зависит только перенос частиц, и коэффициент диффузии, зависящий от шири, можно переписать через, зависимость от градиента концентрации. Тогда уравнение можно переписать в форме

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(D_{eff} \left(\frac{\partial n(r)}{\partial r} \right) \cdot \frac{\partial n(r)}{\partial r} \right) = S(r).$$

Интегрирование этого уравнения (после домножения на r) по радиусу от 0 до выбранной радиальной координаты r даёт $-D_{eff} \left(\frac{\partial n(r)}{\partial r} \right) \cdot \frac{\partial n(r)}{\partial r} = I_s(r)$. В левой части

стоит $-D_{eff} \left(\frac{\partial n(r)}{\partial r} \right) \cdot \frac{\partial n(r)}{\partial r}$, что является потоком частиц через единицу площади

поверхности с радиальной координатой r ; в правой части $I_s = (1/r) \int_0^r S(r') r' dr'$ - интегральный источник частиц внутри магнитной поверхности радиуса r .

Зависимость коэффициента диффузии от градиента концентрации возможно получить из зависимости D_{eff} от шира E_r в форме (2). Таким образом, в левой части проинтегрированного уравнения диффузии находится выражение для потока частиц, зависящего от градиента концентрации. Зависимость $\Gamma\left(\frac{\partial n(r)}{\partial r}\right)$ при таком виде коэффициента диффузии является нелинейной, и представляет в общем виде т.н. N-образную кривую.

Общий вид зависимости $\Gamma\left(\frac{\partial n(r)}{\partial r}\right) = -D_{\text{eff}}\left(\frac{\partial n(r)}{\partial r}\right) \cdot \frac{\partial n(r)}{\partial r}$ представлен на рис. 3.

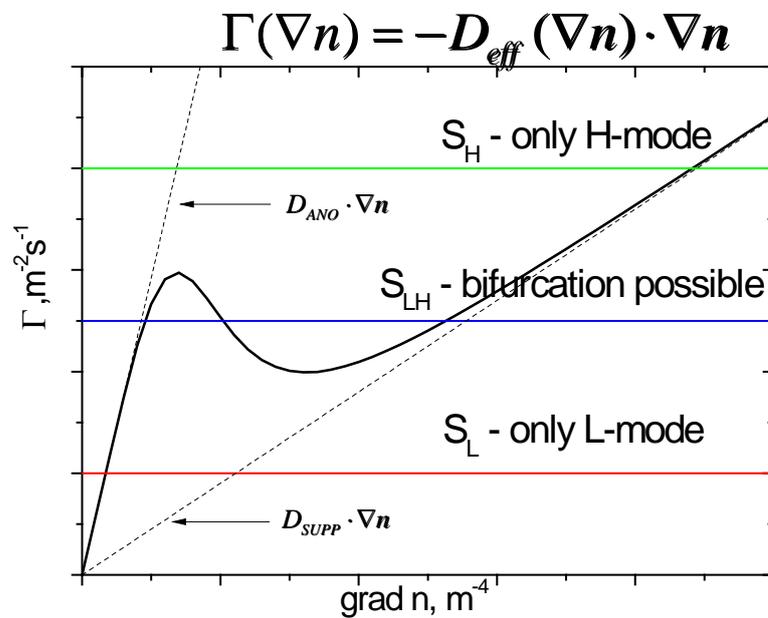


Рис. 3. Общий вид нелинейной зависимости локального потока частиц от градиента концентрации $\Gamma(\nabla n) = -D_{\text{eff}}(\nabla n) \cdot \nabla n$ (т.н. N-образной кривой) с учётом

зависимости коэффициента диффузии от шира E_r $D_{\text{eff}} = D_{\text{ANO}} \cdot \left(k + \frac{1}{1 + (\omega_{E \times B} / \gamma)^2} \right)$.

Горизонтальные линии отмечают различные уровни интегрального источника частиц: S_L (возможна только L-мода), S_{LH} (возможны оба режима и переходы) и S_H (возможна только H-мода). Пересечения N-образной кривой и линии интегрального источника определяют стационарные состояния системы.

Две асимптоты $D_{ANO} \cdot \nabla n$ и $D_{SUPP} \cdot \nabla n$, отмеченные пунктирными линиями, соответствуют неподавленному большому коэффициенту диффузии, характеризующему L-моду, и меньшему коэффициенту, характеризующему подавленную диффузию и H-моду. Промежуточный участок с отрицательной производной формируется, если отношение подавленного и неподавленного коэффициентов диффузии меньше 9/16 [7]. Эта ветвь является неустойчивой, поэтому решения на ней существовать не могут, и система переходит либо в L-моду, либо в H-моду (на одну из устойчивых ветвей), т.е. существует бифуркация удержания. При обратном соотношении переход от одной ветки к другой происходит плавно, знак производной не меняется.

Состояние системы («рабочая точка») определяется величиной интегрального источника, которая показана на рис. 3 горизонтальной линией. Если единственное пересечение лежит в области нижней ветви N-образной кривой, то единственным стационарным состоянием системы является L-мода. Аналогично, если источник частиц велик и есть одно пересечение горизонтальной линии источника с верхней ветвью N-образной кривой, то единственным стационарным состоянием является H-мода. В этих случаях после любого возмущения система вернется к исходному состоянию. Если же имеется три пересечения, одно из которых – с неустойчивой промежуточной ветвью, то возможно переключение режимов удержания.

Проводя подобный анализ для различных сценариев, можно понять, какова роль того или иного фактора в инициировании перехода в H-моду, и возможна ли H-мода для определенного сценария в принципе. Данные для анализа, которые невозможно получить из эксперимента, оказывается возможным определить на основе численного моделирования интересующих нас сценариев.

В данной работе внимание было уделено возможности инициирования перехода в режим улучшенного удержания в сценариях с колебаниями ГАМ и сценариях с инъекцией криогенной пеллеты, так как эти сценарии позволяют оценить вклад всех факторов (величина шира E_r , источник частиц, уровень турбулентности) в инициирование L-H перехода.

1.3 Сценарии с геодезической акустической модой

1.3.1 Геодезическая акустическая мода. Общие положения

Геодезическая акустическая мода (ГАМ) - специфический вид колебаний радиального электрического поля и электронной концентрации в плазме тороидальных установок. ГАМ характеризуются локализованными по малому радиусу слоями, в

которых вращение плазмы происходит в ту или иную сторону (рис. 4). Колебания электрического поля в таких структурах симметричны, с модовыми числами $n=0$ $m=0$, колебания концентрации имеют $m=1$, частота колебаний зависит от параметров плазмы, в первую очередь от электронной температуры согласно формуле $f_{GAM} = \sqrt{(T_e + T_i) / M_i} (1 / 2\pi R)(1 + 1/q^2)$ [29, 33, 34], (T_e и T_i – электронная и ионная температуры плазмы, M_i – масса иона в атомных единицах, R – большой радиус токамака, q – запас устойчивости), и обычно находится в диапазоне 5-40 кГц.

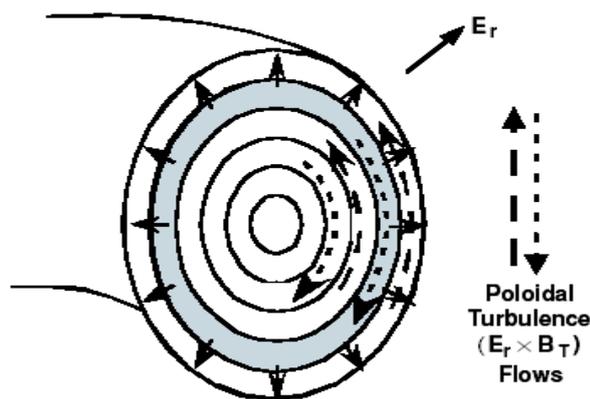


Рис. 4. Структура полоидальных потоков и радиального электрического поля при ГАМ.

Концепция ГАМ и первые МГД-модели, описывающие свойства ГАМ, были предложены в [30] в попытке объяснить наблюдаемое на стеллараторе Model C явление.

Современный интерес к ГАМ (и зональным потокам, т.к. ГАМ является частным случаем зональных потоков с конечной частотой) обусловлен взаимодействием ГАМ и турбулентности, и, как следствие, ГАМ и удержания плазмы [29, 33-35]. Согласно текущим представлениям, зональные потоки и ГАМ возникают при трёхволновом взаимодействии в высокочастотной части спектра турбулентности, и в свою очередь регулируют уровень турбулентности. Несмотря на то, что ГАМ не участвуют непосредственно в радиальном переносе частиц и тепла, они способны контролировать уровень турбулентности. Взаимодействие ГАМ и турбулентности связано с влиянием ГАМ на удержание [36] и ролью возможного триггера L-N перехода, т.к. ГАМ создают сильно неоднородное радиальное электрическое поле, отвечающее за подавление турбулентности.

Недавние исследования показывают, что сильно неоднородное радиальное электрическое поле может создаваться турбулентностью посредством рейнольдсовского натяжения или одновременно [37], или в виде колебаний предельного цикла с участием

зональных потоков [38, 39] или ГАМ [40]. Промежуточный режим между L- и H-модой, I-фаза, впервые наблюдавшаяся на токамаке AUG, проявляется как временная фаза колебаний между двумя режимами удержания [40]. В I-фазе наблюдаются как медленные зональные течения, так и колебания ГАМ, сосуществующие и взаимодействующие с турбулентностью; это взаимодействие может быть описано при помощи математической модели типа «хищник-жертва», где «жертвой» выступает турбулентность, а двумя «хищниками» - ГАМ и зональные потоки. Тем не менее, колебания предельного цикла иногда наблюдаются без существенной турбулентной раскачки [41]. Можно заключить, что ключевая роль неоднородного радиального электрического поля в инициировании L-H перехода несомненна, но при этом пока не существует единой картины, которая бы описывала все особенности генерации неоднородного E_r при L-H переходе в различных сценариях.

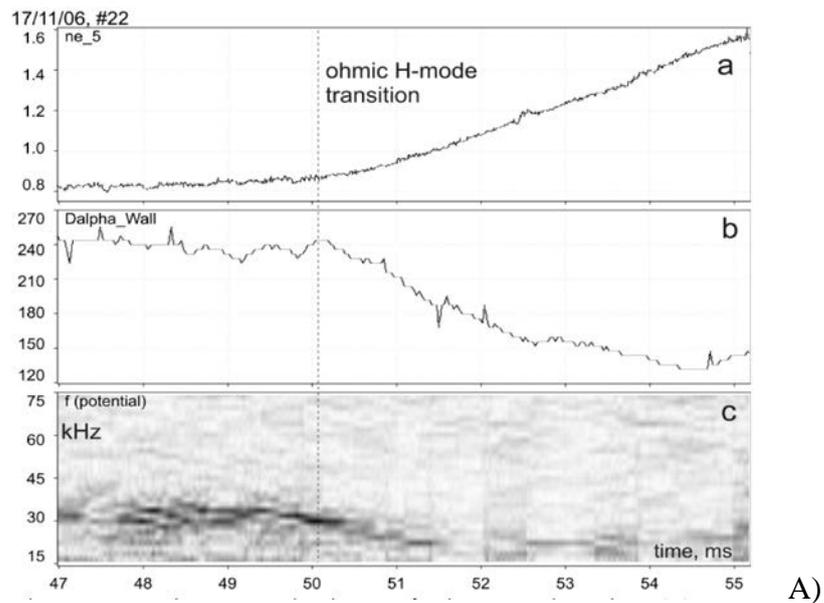
ГАМ за счёт сильно неоднородного радиального электрического поля ГАМ могут не только контролировать уровень турбулентности, но и приводить при определенных условиях к переходу в H-моду. В отличие от зональных потоков, частота ГАМ обычно находится в диапазоне от нескольких кГц до нескольких десятков кГц (примерно 30-40 кГц в токамаке ТУМАН-3М и 40-50 кГц в токамаке ФТ-2). Шир радиального электрического поля, создаваемый ГАМ, колеблется с той же частотой. Период колебаний оказывается достаточно малым по сравнению с характерным временем L-H перехода ($\sim 1-3$ мс для типичного перехода в токамаке ТУМАН-3М). К тому же, если рассмотреть колеблющийся шир E_r , генерируемый ГАМ, ясно, что пространственные и временные промежутки с большой величиной шира, в принципе способные подавить турбулентность, перемежаются с промежутками малой величины шира, неспособными повлиять на перенос. Таким образом, усредненный эффект переменного во времени и пространстве шира заранее неясен, и должен зависеть от особенностей пространственно-временной эволюции аномального коэффициента диффузии. В связи с этим возникает вопрос, может ли ГАМ выступать в качестве фактора, ответственного за инициирование L-H перехода, и при каких условиях это может происходить, если может. В эксперименте активность ГАМ не всегда сопровождается L-H переходом – так, например, в токамаке ФТ-2 в типичных разрядах с ГАМ переход в режим улучшенного удержания не наблюдается.

На токамаке ТУМАН-3М, с другой стороны, колебания ГАМ наблюдаются перед L-H переходом в разрядах с относительно низкой среднечордовой концентрацией ($0.6 - 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), причём после перехода в H-моду колебания ГАМ исчезают [42]. Это наблюдение находится в согласии с представлением о нелинейном взаимодействии ГАМ и

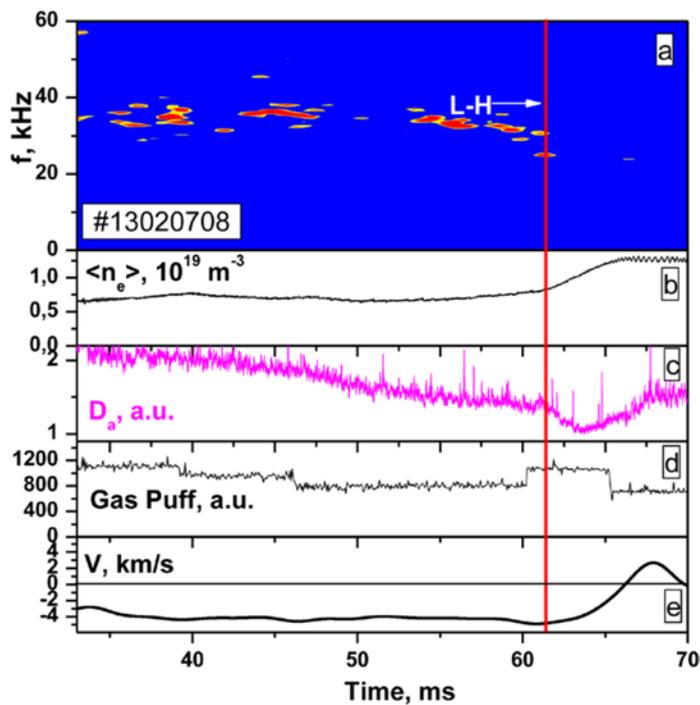
турбулентности, т.к. турбулентность, подавленная в H-моде, является источником энергии для ГАМ.

1.3.2. Свойства ГАМ в токамаке ТУМАН-3М

В токамаке ТУМАН-3М в разрядах с относительно низкой среднечордовой концентрацией в L-модe ($n_e \sim 0.6 - 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) колебания ГАМ наблюдались с помощью диагностики пучком тяжёлых ионов (ДПТИ) [42] и микроволновой доплеровской рефлектометрии (ДР) [43], см. рис. 5.



A)



B)

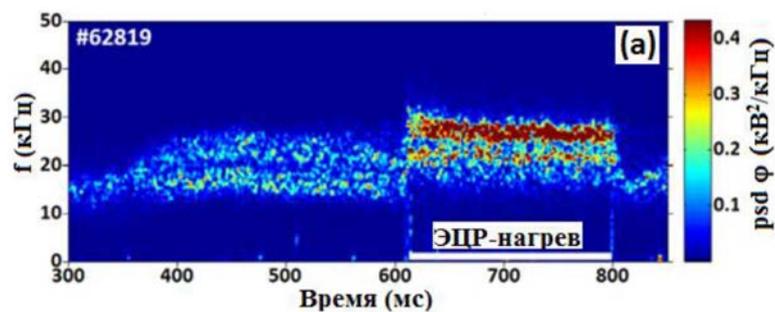
Рис. 5. Экспериментальная эволюция колебаний ГАМ и параметров плазмы при омическом L-H перехода (отмечен вертикальной линией) в ТУМАН-3М. А) Эволюция концентрации, свечения линии D_α и спектрограмма колебаний потенциала при ГАМ [42]. В) Спектрограмма колебаний скорости вращения плазмы, среднехордовая концентрация, свечение линии D_α , уровень газонапуска и средняя скорость вращения плазмы [43].

Центральные температуры ионов и электронов достигали 120-150 эВ и 300-400 эВ соответственно. С помощью ДПТИ наблюдались сильные колебания потенциала плазмы с частотой $\sim 25-33$ кГц, сопровождаемые очень слабыми колебаниями концентрации плазмы с той же частотой. Измерения с помощью ДР показали сильные колебания скорости полоидального вращения, локализованные в узкой области внутри последней замкнутой магнитной поверхности. Не наблюдалось колебаний концентрации и на 10-канальном микроволновом интерферометре. Это говорит о том, что полоидальное число колебаний концентрации, если даже они и существуют, является нечётным – в противном случае колебания наблюдались бы интерферометром. Такое наблюдение находится в согласии с представлением о полоидальном модовом числе $m=1$ колебаний концентрации, сцепленных с ГАМ.

Частота ГАМ, вычисленная по формуле $f_{ГАМ} = \sqrt{(T_e + T_i) / M_i} (1 / 2\pi R)(1 + 1/q^2)$, даёт 20-40 кГц для токамака ТУМАН-3М. Все перечисленные особенности, а именно колебания потенциала с частотой близкой к расчётной частоте ГАМ, колебания полоидальной скорости вращения внутри последней замкнутой магнитной поверхности (ПЗМП), слабое возмущение концентрации в экваториальной плоскости, отсутствующее или слабое возмущение магнитного поля и существование колебаний только в L-мод в разрядах с низкой концентрацией подтверждают тот факт, что наблюдаемые колебания имеют природу ГАМ. Измерения взаимодействия ГАМ и фоновой турбулентности приводятся в [43, 44], заметна явная антикорреляция между амплитудой ГАМ и спектральным диапазоном турбулентности 75-125 кГц. Это наблюдение также в согласии с представлением о раскачке ГАМ за счёт нелинейного взаимодействия высокочастотной части спектра дрейфовой турбулентности и об обратном влиянии ГАМ на турбулентность. Аналогичные результаты были получены на других токамаках [33, 34]. Бикогерентный анализ данных диагностики ДР также подтверждает идею о том, что ГАМ, наблюдаемые в токамаке ТУМАН-3М, создаётся турбулентностью в результате трёхволнового взаимодействия [45]. Сигналы диагностики доплеровской рефлектометрии продемонстрировали временную эволюцию бикогерентности в разрядах с ГАМ и L-H

переходом: заметное увеличение степени бикогерентности наблюдалось непосредственно перед переходом в Н-моду, затем после перехода наблюдалось существенное снижение. Это наблюдение подтверждает гипотезу о ГАМ как факторе, ответственном за инициирование L-N перехода. Аналогичный рост общей бикогерентности перед L-N переходом был обнаружен также на DIII-D в ходе экспериментов по исследованию динамики зональных потоков с помощью лэнгмюровских зондов [46].

Пространственно-разрешённые измерения с двухчастотного ДР с перестраиваемой частотой зондирования позволили исследовать пространственную локализацию ГАМ на токамаке ТУМАН-3М. Было обнаружено, что ГАМ в ТУМАН-3М существуют вблизи ПЗМП, в области примерно 2 см вглубь ПЗМП по малому радиусу. Необходимо при этом отметить, что измерения в существенно более глубокой области плазменного шнура при помощи ДР были невозможны, поэтому отсутствие ГАМ в центральных областях плазмы нельзя утверждать однозначно. В токамаке Т-10, например, колебания потенциала плазмы наблюдаются с помощью ДПТИ в центральной области плазмы [47]. При этом наблюдения позволяют высказать гипотезу о глобальной моде колебаний потенциала, так как частота ГАМ при радиальном сканировании по значительной части плазменного шнура ($0.2 < r/a < 0.85$) остаётся постоянной, см. рис. 6. Наблюдение эволюции частоты ГАМ при изменении электронной температуры, например при ЭЦР нагреве, свидетельствует об одновременном росте частоты ГАМ по всему малому радиусу, при этом частота ГАМ соответствует периферийной электронной температуре.



a)

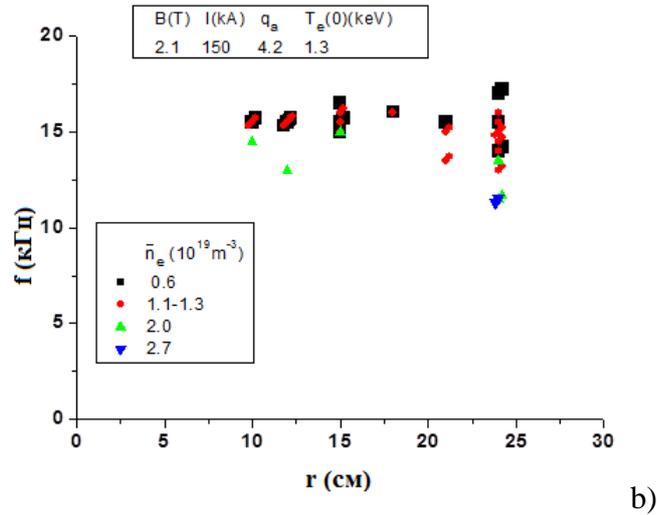


Рис. 6. Наблюдения ГАМ на токамаке T-10. а) Спектрограмма колебаний ГАМ в разряде с ЭЦР-нагревом; увеличение T_e приводит к увеличению частоты ГАМ. б) Радиальная зависимость частоты ГАМ на токамаке T-10, измеренная с помощью ДПТИ; различные цвета показывают ГАМ в разрядах с различной среднехордовой концентрацией плазмы от 0.6 до $2.7 \cdot 10^{19} \text{м}^{-3}$ [47].

Необходимо отметить, что помимо глобальной моды колебаний потенциала, подобные наблюдения постоянной по радиусу частоты ГАМ, зависящей от периферийной T_e , могут быть обусловлены методикой измерений ДПТИ, т.к. возмущение потенциала плазмы получается как интеграл от возмущения радиального электрического поля от точки зондирования до стенки камеры: $\Delta\Phi = \int_a^{r_{\text{НВР}}} \Delta E_r dr$. Если возмущение E_r (каковым

является зональный поток, в частности ГАМ, см. [29] стр. R42, «The zonal flow is a toroidally symmetric electric field perturbation in a toroidal plasma, which is constant on the magnetic surface but rapidly varies in the radial direction») локализовано строго на периферии, то возмущение потенциала действительно будет одинаковым на всех малых радиусах глубже данного возмущения E_r ; частота таких колебаний потенциала на всём малом радиусе будет обусловлена T_e в области возмущения E_r , т.е. на периферии.

Важным наблюдением является то, что на токамаке ТУМАН-3М ГАМ были зафиксированы (как при помощи ДПТИ, так и ДР) в омической фазе с среднехордовой концентрацией $0.6\text{--}1.1 \cdot 10^{19} \text{м}^{-3}$, и никогда не наблюдались в Н-моды [42]; пример такого разряда представлен на рис. 7. Более того, при таких концентрациях в разрядах с ГАМ L-N переходу всегда предшествовала вспышка ГАМ, а если переход не происходил, активность ГАМ продолжалась до конца разряда. Все перечисленные наблюдения говорят

в пользу того, что ГАМ может служить триггером L-H перехода или при определенных условиях способствовать инициированию L-H перехода.

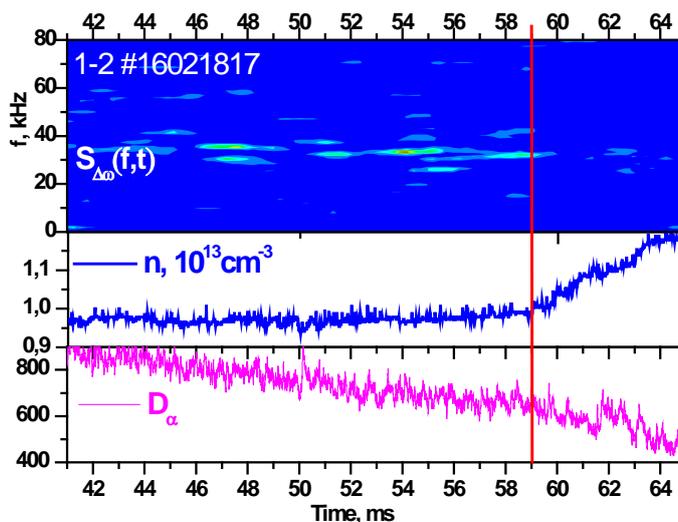


Рис. 7. Колебания ГАМ в токамаке ТУМАН-3М перед LH-переходом. Представлена спектрограмма колебаний ГАМ перед омическим L-H переходом (отмечен вертикальной линией) – заметен перемежающийся характер колебаний и последовательное снижение частоты от вспышки к вспышке. После перехода начинается более быстрый рост концентрации и спад свечения линии D_{α} [43].

1.3.3. Свойства ГАМ в ФТ-2

В токамаке ФТ-2 пространственно-временная структура ГАМ детально исследовалась микроволновой диагностикой обратного рассеяния с хорошим пространственным разрешением [48, 49]. Пример параметров характерного разряда с ГАМ в токамаке ФТ-2 приведен на рис. 8.

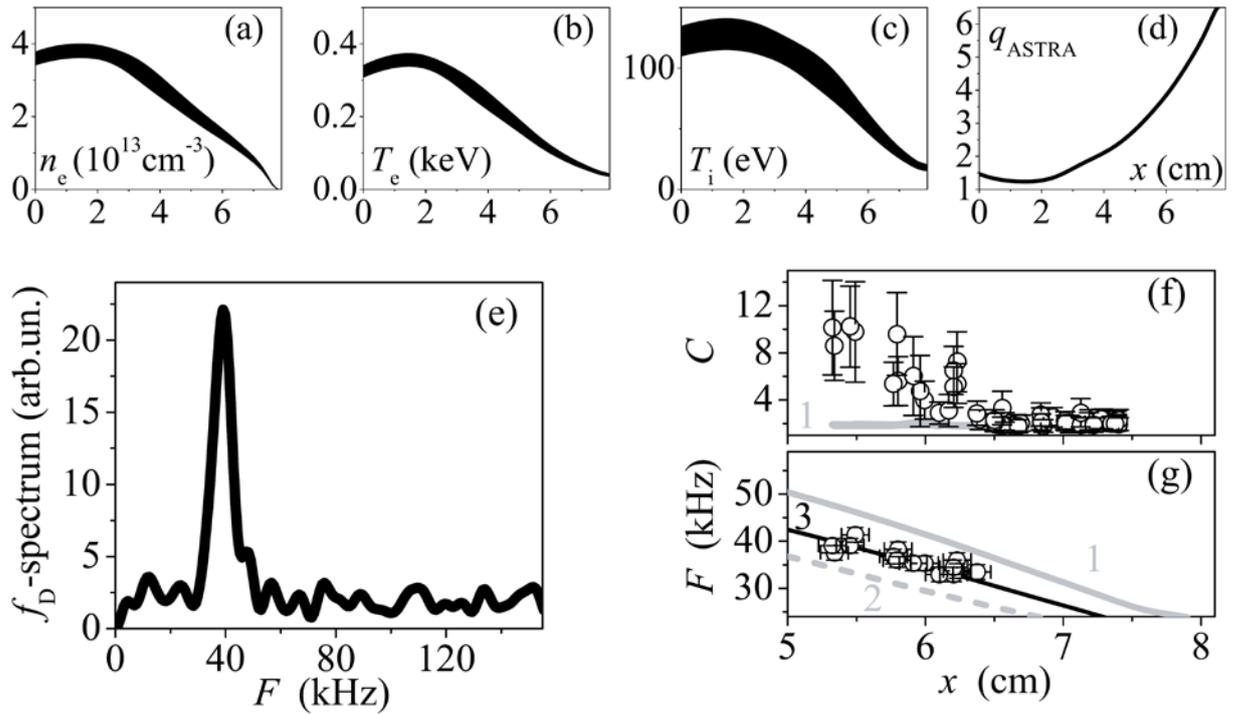


Рис. 8. Экспериментальные результаты исследования ГАМ в дейтериевых разрядах с низкой концентрацией на токамаке ФТ-2. а)-d) профили концентрации, электронной и ионной температуры и запаса устойчивости соответственно; е) спектр колебаний скорости вращения плазмы для $r = 5.5$ см с явным пиком ГАМ; f) и g) - радиальное распределение амплитуды доминантного спектрального пика ГАМ и частоты этого пика соответственно [48].

Исследование ГАМ проводилось в омических разрядах с током по плазме 18-35 кА, включая также динамический режим с быстрым подъёмом тока. Центральная концентрация плазмы в таких разрядах достигала $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, центральная электронная и ионная температура 450 эВ и 160 эВ соответственно; в качестве рабочего газа использовался водород или дейтерий, также с интенсивным напуском гелия в некоторых сценариях [49]. Радиальные профили электрического поля в ГАМ (амплитуда колебаний до 10 кВ/м в водороде и 15 кВ/м в дейтерии, частота 40-66 кГц в водороде и 32-55 кГц в дейтерии) определялись с миллиметровым разрешением из сигнала доплеровского сдвига рассеянной волны. В отличие от токамака ТУМАН-3М, где колебания ГАМ возникают в узком слое внутри ПЗМП, в ФТ-2 ГАМ расположены в широкой области малых радиусов ($\rho = 0.45-0.95$). Форма профиля пространственной огибающей колебаний электрического поля ГАМ находится в хорошем соответствии со столкновительным затуханием и затуханием Ландау в периферийной и центральной области плазмы, соответственно. Радиальная зависимость частоты наиболее ярко выраженной компоненты спектра

колебаний E_r качественно совпадает с аналитической зависимостью для частоты ГАМ для плазмы с двумя видами ионов [50] с учётом примеси O^{8+} или O^{6+} . Зависимость частоты ГАМ от массы иона была проверена в экспериментах в дейтериевой и гелиевой плазме.

С помощью гомодинного рефлектометра в экспериментах на токамаке ФТ-2 линия на частоте ГАМ была зафиксирована на сигнале колебаний концентрации при зондировании в районе полюса сечения шнура ($\theta = \pi/2$); отсутствие подобной линии было зафиксировано в экваториальной плоскости ($\theta = 0$). Такая угловая зависимость хорошо совпадает с угловой зависимостью $\sin(\theta)$, характерной для колебаний концентрации при ГАМ [34].

Радиальная пространственная структура ГАМ исследовалась с помощью двух одновременно регистрируемых сигналов верхнегибридного обратного рассеяния с пространственным разрешением, сравнимым с длиной волны (2.8 – 3.2 см в водороде, 3 – 3.8 см в дейтерии) и радиальной корреляционной длиной ГАМ (0.6 – 0.7 см в водороде, 0.8 - 0.9 см в детерии) в ФТ-2.

Эффект воздействия ГАМ на дрейфовую турбулентность, ведущий к модуляции амплитуды высокочастотной (~100 кГц) части спектра флуктуаций концентрации с частотой ГАМ, обусловленный сильной неоднородностью полоидального вращения (из-за сравнительно небольшой радиальной длины волны ГАМ и сравнимой или превосходящей неоклассическое E_r амплитуды радиального электрического поля) и предсказанный теорией [29], впервые надёжно наблюдался на токамаке ФТ-2 [51]. Перекрёстный метод, использующий верхнегибридное обратное рассеяние для измерения E_r и рефлектометрию с нормальным к поверхности отсечки падением обыкновенной волны для измерения $dn(t)$ в экваториальной плоскости, позволил наблюдать перемежающийся характер ГАМ и турбулентности, уровень которой был промодулирован с частотой ГАМ [49]. Параметры ГАМ и турбулентности подчинялись критерию $\omega_{\text{ехв}} > \gamma$, необходимому для эффективного подавления дрейфовой турбулентности.

Примечательным фактом является то, что явно выраженная активность ГАМ в токамаке ФТ-2, существующая в течение всего разряда, несмотря на создаваемое сильно неоднородное E_r , не приводит к инициированию L-H перехода, в отличие от ГАМ в токамаке ТУМАН-3М. Данный факт указывает на существование иных помимо шири E_r факторов, ответственных за инициирование перехода в режим улучшенного удержания.

1.4 Сценарии с пеллет-инжекцией

1.4.1 Первые эксперименты по пеллет-инжекции в токамаке ТУМАН-3М

Первые эксперименты по инжекции макрочастицы (пеллеты) и исследование влияния испарения на удержание были проведены на токамаке ТУМАН-3М в 1993 году [31], см. рис. 9. В этих экспериментах использовалась примесная (LiD) пеллета, инжектированная в радиальном направлении. Если испарение происходило преимущественно в периферийной области, т.е. пеллета была небольших размеров, то в эксперименте наблюдался переход в режим улучшенного удержания. Это объясняется тем, что при испарении пеллеты формируются сильные локальные градиенты концентрации и температуры, что, в свою очередь, согласно формуле

$$E_r = \frac{T_i}{e} \left[\frac{\partial \ln n}{\partial r} + \frac{\partial \ln T_i}{\partial r} \right]$$

приводит к образованию неоднородного радиального

электрического поля, подавляющего турбулентный перенос. Возмущение поля и увеличение шира происходит в области естественных градиентов, что способствует формированию самоподдерживающегося транспортного барьера. В случае более крупной пеллеты испарение происходило более глубоко в плазме, и улучшения удержания не наблюдалось.

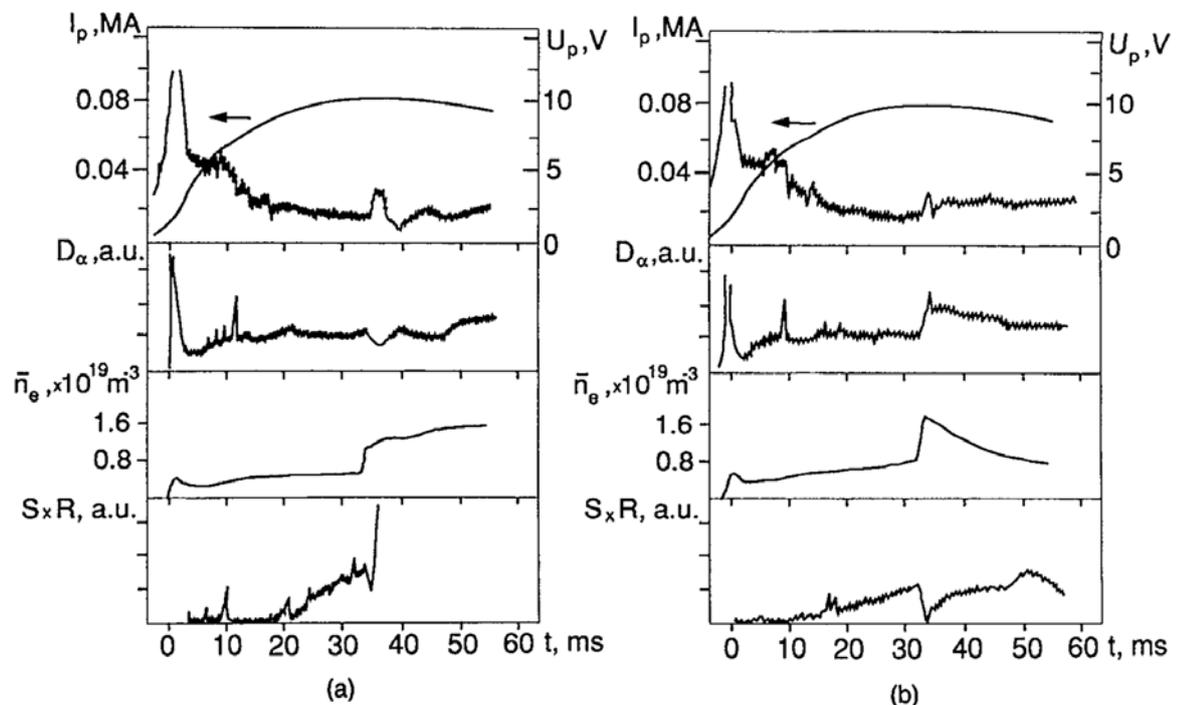


Рис. 9. Инжекция LiD пеллеты в токамаке ТУМАН-3М с улучшением удержания (a) и без улучшения удержания (b). Продолжающийся после испарения пеллеты рост

концентрации и спад свечения линии D_α свидетельствуют о кратковременной фазе H-моды [31].

В экспериментах на токамаке ТУМАН-3М характерное время энергообмена между электронами и ионами предполагалось превышающим время испарения пеллеты для подобных разрядов, т.е. существенного изменения ионной температуры при инжекции происходить не должно, поэтому основной вклад в радиальное электрическое поле вносит именно градиент концентрации плазмы. Также при изменении градиентов происходит изменение величины $\eta_i = \frac{d \ln T_i}{d \ln n}$, которая определяет инкремент нарастания таких мод турбулентности, как ТЕМ и ИТГ. При нарастании градиента концентрации эта величина уменьшается, что приводит к тому, что подавление турбулентности оказывается более эффективным (подавление турбулентной диффузии определяется величиной соотношения $\omega_{\text{ExB}} > \gamma$) [31].

1.4.2. Эксперименты на Т-10

В токамаке Т-10 также наблюдалось улучшение удержания при медленной инжекции водородной и дейтериевой пеллеты в плазму с ЭЦРН и омическим нагревом [52], см. рис. 10. В разряде, где осуществлялся предварительный ЭЦРН, центральная электронная температура достигала 6 кэВ на момент инжекции, в омическом разряде – около 2 кэВ. Инжекция приводила к существенному росту среднехордовой плотности по центральной хорде, продолжавшемуся после испарения пеллеты. Также после кратковременного спада электронной температуры непосредственно после инжекции наблюдается рост центральной T_e до значений, превышающих значение до инжекции. Такая эволюция говорит об увеличении энергосодержания плазмы (нагрев происходит несмотря на добавку большого количества «холодных» электронов) в связи с формированием периферийного транспортно-барьера, характеризующего H-моду. Для сравнения, в омическом разряде после инжекции электронная температура после инжекции спадает – более резко на периферии, более плавно в центре.

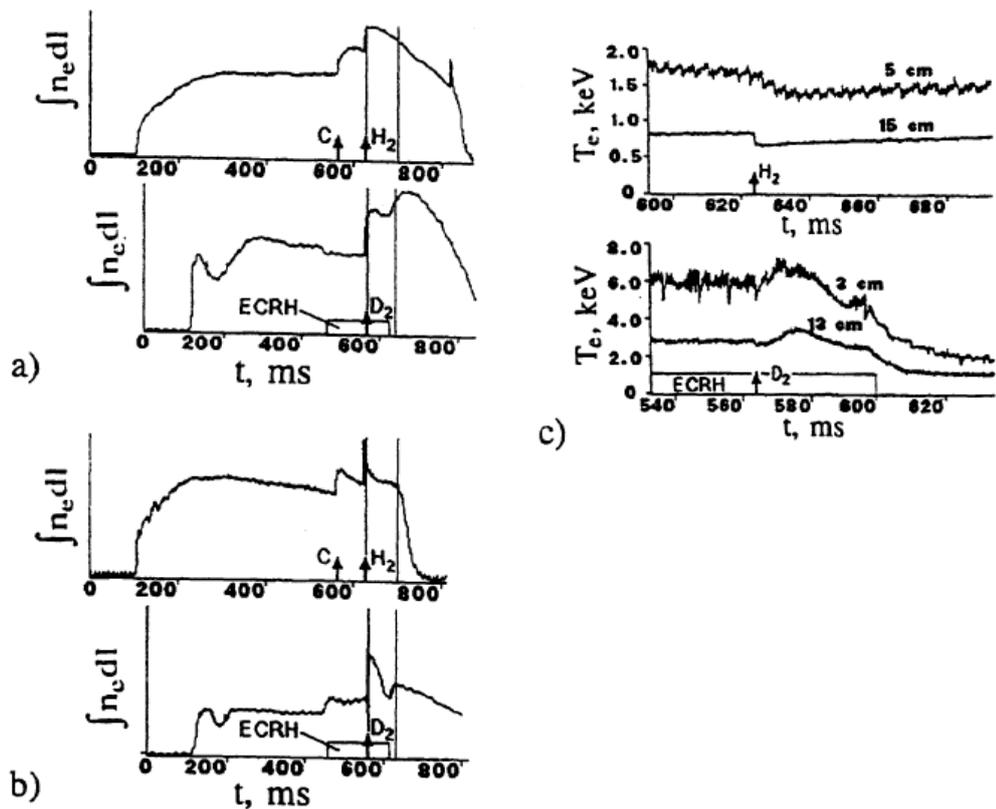


Рис. 10. Пеллет-инжекция в токамаке T-10. а) и б) эволюция среднечордовой концентрации плазмы при наличии или отсутствии дополнительного ЭЦР нагрева для центральной и периферийной хорд соответственно; в) эволюция электронной температуры в указанных сценариях. Стрелками отмечены моменты времени инжекции и материал пеллеты [52].

Исследование профиля плазмы (полученного с помощью многоканального интерферометра) показало, что после инжекции в ЭЦРН плазму возникал профиль концентрации со значительным периферийным градиентом, который сохранялся некоторое время после выключения импульса ЭЦРН. Такая форма профиля соответствует режиму улучшенного удержания плазмы; разрушение режима улучшенного удержания соответствует смещению области с большим градиентом концентрации вглубь плазмы. Инжекция в омическом разряде приводит к формированию пикированного профиля плотности с малой величиной градиента на периферии.

1.4.3. Эксперименты на DIII-D. Снижение порога вкладываемой мощности для перехода в H-моду.

На токамаке DIII-D пеллет-инжекция была использована для создания возмущения профиля давления плазмы на периферии с целью инициирования перехода в H-моду [53], с. рис. 11. В экспериментах наблюдалось снижение величины пороговой мощности нагрева, необходимой для инициирования L-H перехода при фиксированном наборе параметров плазмы.

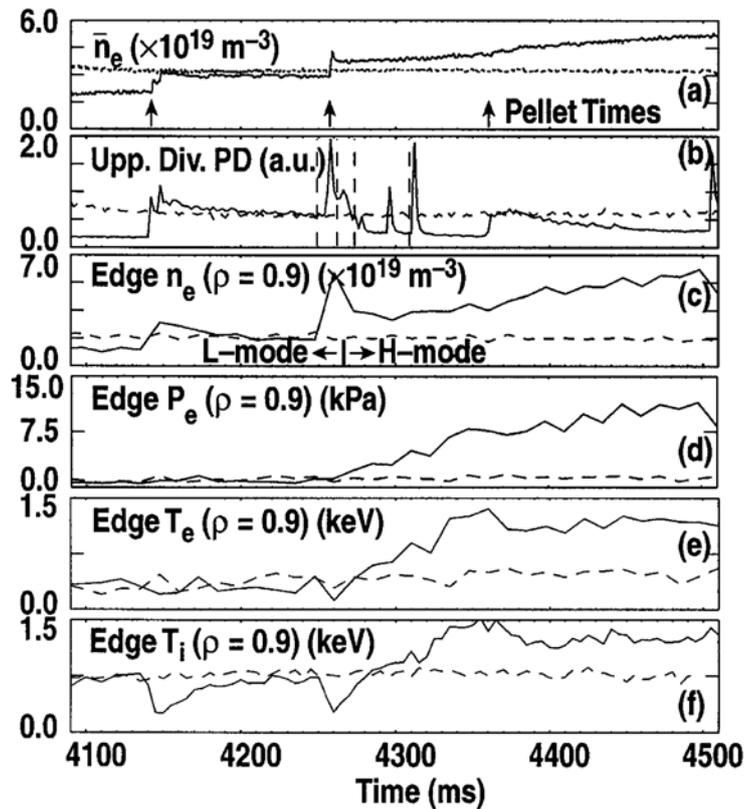


Рис. 11. Пеллет-инжекция в токамаке DIII-D: а) эволюция среднечордовой концентрации плазмы (моменты инжекции показаны стрелками), б) нагрузка на дивертор, в) граничная концентрация плазмы, д) граничное давление электронной компоненты, е) граничная электронная температура, ф) граничная ионная температура. Пунктирными линиями показана эволюция для разряда без пеллет-инжекции [53].

Конфигурация плазмы в разрядах с пеллет-инжекцией представляла собой вытянутый плазменный шнур ($\kappa = 1.63 - 1.71$) с двумя X-точками, током по плазме 1.6 МА и тороидальным магнитным полем на оси 1.8-2.1 Т. В такой конфигурации для инициирования H-моды требовался дополнительный нагрев мощностью не менее 9.2 МВт, доставляемый в плазму с помощью нейтрального нагревного пучка. В токамак DIII-D инжектировались дейтериевые пеллеты диаметром 2.7 мм одновременно со стороны слабого поля (пеллеты намеренно разрушались, чтобы минимизировать глубину

проникновения) и со стороны сильного поля (для более глубокой инжекции). Скорости пеллет составляли 200-300 м/с.

В разрядах без пеллет-инжекции с нагревом нейтральным пучком мощностью 9.5 МВт плазма оставалась в L-моде в течение всего разряда, в то время как при инжекции трёх пеллет со стороны слабого поля переход происходил при вложенной мощности дополнительного нагрева на 2.2 МВт меньше.

Измерения профилей концентрации и температуры показали, что идея о пороговой величине электронной и ионной температуры на границе плазмы, необходимой для L-H перехода, является несостоятельной. При испарении пеллеты происходит адиабатическое увеличение концентрации электронов и ионов на границе, соответственно, температура после испарения падает до значений ниже, чем в L-моде, при этом всё равно происходит инициирование L-H перехода.

1.4.4. Пеллет-инжекция на токамаках MAST и EAST.

В результате инжекции дейтериевых пеллет в токамаках MAST и EAST наблюдался L-H переход [54, 55] при совместном использовании пеллеты и дополнительного нагрева плазмы (нейтральный нагревный пучок в MAST и ионно-циклотронный резонансный нагрев в EAST мощностью до 3.5 МВт и 1.1 МВт соответственно). Пеллеты инжектировались со стороны сильного поля в MAST и с обеих сторон плазменного шнура в EAST. В ходе экспериментов наблюдалось два различных сценария L-H перехода, схожие в обоих токамаках.

В первом сценарии т.н. «простого L-H перехода» улучшение удержания инициировалось непосредственно в процессе испарения пеллеты.

В токамаке MAST (см. рис. 12) инжекция проводилась в разрядах с параметрами $B_t = 0.6$ Т, $I_p = 0.7-1.1$ МА вытянутость $k \approx 1.9$; использовались два нейтральных инжектора, один мощностью 1.5 МВт, при совместном использовании - 3-3.5 МВт. Пеллета инжектировалась в районе верхнего полюса плазменного шнура со скоростью 240-250 м/с. После испарения пеллеты сначала происходит спад концентрации, так как плазма ещё находится в L-моде и часть доставленного в плазму вещества не удерживается. При этом из-за того, что потеря частиц снаружи от сепаратрисы происходит существенно быстрее характерного времени удержания частиц и соответственно потерь частиц внутри сепаратрисы, градиент концентрации вблизи сепаратрисы возрастает, что приводит к формированию неоднородного радиального электрического поля и последующему L-H переходу.

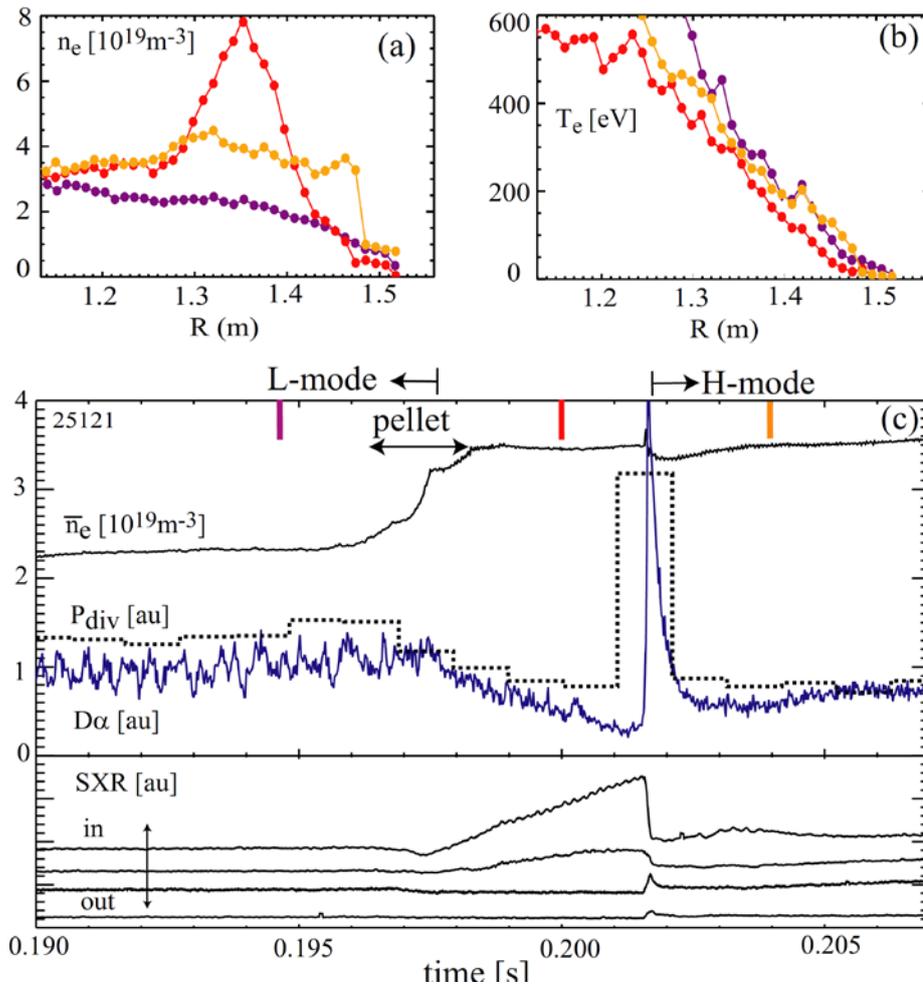


Рис. 12. Двухступенчатый L-H переход при пеллет-инжекции в токамаке MAST. Профиль концентрации (a) и электронной температуры (b) на периферии приведён в моменты времени до пеллет-инжекции (фиолетовый), после испарения пеллеты в первой стадии улучшения удержания (красный) и в H-моде (оранжевый); временная эволюция среднехордовой концентрации n_e , мощности на диверторе P_{div} , свечения линии $D\alpha$ и мягкого рентгена SXR приведена на рис. 12 (c), момент испарения пеллеты и режимы удержания отмечены стрелками [54].

Параметры плазмы в эксперименте на EAST (рис. 13): одна X-точка снизу, $B_T = 1.96$ Т, $I_p = 0.5$ МА, среднехордовая $n_e = 3.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, вытянутость $k \approx 1.69$ и дополнительный ионно-циклотронный нагрев мощностью 0.9 МВт, скорость пеллеты 250 м/с, инжекция со стороны сильного поля. L-H переход детектируется по спаду линии свечения $D\alpha$ на периферии (на нижнем диверторе), одновременному росту среднехордовой концентрации и энергосодержания, и спаду локальной периферийной концентрации (по сигналу ионного тока насыщения на лэнгмюровском зонде в области

дивертора) и электронной температуры. В данном сценарии в стадии до инъекции пеллеты наблюдались спонтанные L-H и HL-переходы, что говорит о том, что величина вложенной мощности 0.9 МВт находится близко к пороговому значению, и любого возмущения шира радиального электрического поля на периферии может быть достаточно для инициирования L-H перехода.

Второй наблюдавшийся сценарий с пеллет-инжекцией представлял собой двухступенчатый L-H переход, при котором сначала происходило улучшение удержания только в канале частиц или тепла, затем через некоторое время после единичного события с перестройкой профилей концентрации и температуры происходил переход в состояние, которое можно охарактеризовать как H-моду.

В токамаке MAST в разрядах с параметрами, аналогичными параметрам разряда с классическим L-H переходом, наблюдалась ситуация, когда после инъекции пеллеты сначала наблюдается улучшение удержания частиц, характеризующееся одновременным ростом среднечордовой концентрации и спадом источника (по свечению линии D_α на диверторе); при этом не происходит уменьшения периферийной концентрации (снаружи от транспортного барьера), наблюдаемого в случае классического L-H перехода. На профилях электронной и ионной температуры не формируется пьедестал, поэтому первая фаза улучшения удержания не может считаться канонической H-модой. Такая фаза длится примерно 1.8 мс, вслед за этим наблюдается выброс частиц на периферию (при этом обычно теряется не больше 11% вещества пеллеты) и перестройка профилей, в результате чего формируются характерные для H-моды профили концентрации и температуры с транспортным явным пьедесталом.

В EAST двухступенчатый L-H переход наблюдался в разрядах с несколько большим магнитным полем $B_T = 2.5$ Т и X-точкой сверху. Мощность дополнительного ИЦР нагрева равнялась 1.05 МВт. Пеллета в таких разрядах инжектировалась со стороны слабого поля со скоростью около 100 м/с. После инъекции пеллеты увеличивается свечение линии D_α на периферии (согласно сигналу из обоих диверторов). Удержание энергии после инъекции начинает возрастать, в то время как удержание частиц ухудшается непосредственно после инъекции почти вдвое, а затем за время порядка времени удержания частиц восстанавливается. Состояние улучшенного удержания после испарения пеллеты в данном случае не является «классической» H-модой [1,2], так как оно характеризуется увеличенным свечением линии D_α (характеризующим источник частиц), которое после спада при L-H переходе достигает прежних и даже больших

значений (т.н. режим EDA, «enhanced D_α » [56]). Только после этого происходит L-H переход, в ходе которого осуществляется перестройка профилей.

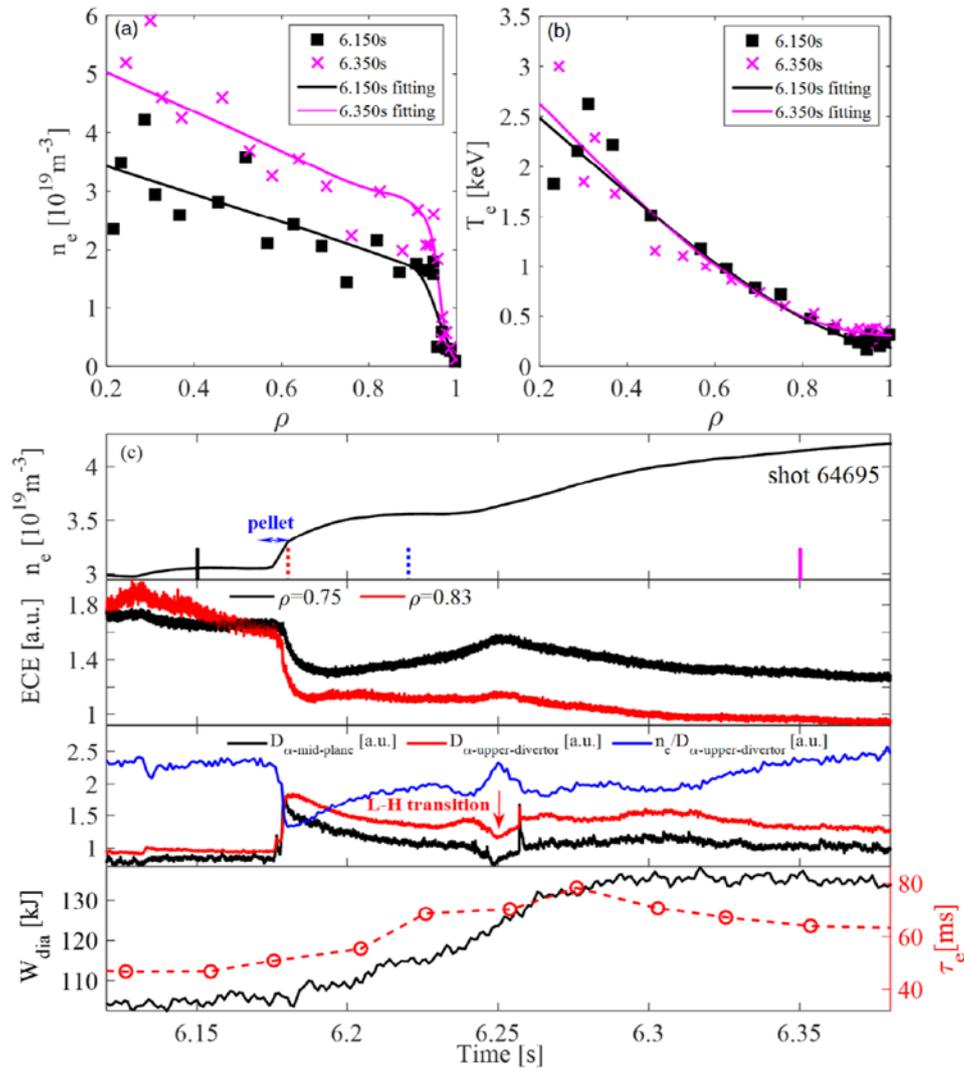


Рис. 13. Двухступенчатый L-H переход при пеллет-инжекции в токамаке EAST. а) и б) профили концентрации и электронной температуры в моменты времени, отмеченные линиями соответствующего цвета на рис. 13 с); с) эволюция среднехордовой концентрации, граничного ЭЦ излучения, свечения линии D_α , энергосодержания и времени удержания энергии [55].

Предполагается, что за инициирование L-H перехода ответственны два основных фактора. Во-первых, инжекция пеллеты, как показали измерения, приводит к снижению порогового значения мощности дополнительного нагрева примерно на 10%, что оказывается достаточно для инициирования перехода при характерных параметрах разряда, т.к. при этих параметрах происходит в том числе спонтанный L-H переход. Во-вторых, измерения на периферии плазмы показали, что испарение пеллеты создаёт

сильную неоднородность радиального электрического поля на периферии плазмы за счёт формирования градиентов концентрации и ионной температуры. При этом во втором сценарии с «двухступенчатым» L-N переходом первоначальный шир E_r , создаваемый при испарении пеллеты градиентом концентрации, оказывается недостаточным для инициирования L-N перехода, в дальнейшем же по мере укрупнения градиента ионной температуры в области градиента концентрации неоднородность E_r увеличивается, что приводит к переходу в режим улучшенного удержания.

Глава 2. Исследование сценариев с ГАМ

2.1. Модель инициирования L-N перехода вспышкой ГАМ.

ГАМ возникают в L-моду при низкой плотности в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2; коэффициенты переноса промодулированы с частотой ГАМ в пространстве и времени. Это позволяет построить модель эволюции профилей концентрации и ионной температуры с коэффициентом диффузии, зависящим от шири E_r , колеблющегося с частотой ГАМ. Такая модель базируется на принципах, изложенных в [6, 7].

Первый вариант модели [57-59] использовал только уравнение переноса частиц в приближении постоянного профиля ионной температуры и был применен к токамаку ТУМАН-3М; в дальнейшем модель была усовершенствована для использования в токамаке ФТ-2 [60] и в различных экспериментальных сценариях на токамаке ТУМАН-3М [61]. Обобщение модели и анализ различных сценариев опубликованы в [62-64].

Эволюция концентрации и ионной температуры моделировалась в 1-мерной цилиндрической геометрии:

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(D_{eff}(r,t) \cdot \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} \right) = S(r)$$

$$\frac{\partial n_i T_i(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(\chi_i^{NEO}(r) \cdot \frac{\partial n_i T_i(r,t)}{\partial r} \right) = P_{ei} - P_{cx}$$

Источник тепла полагается состоящим из передачи тепла от электронов к ионам P_{ei} , сток ионного тепла определяется потерями на перезарядку P_{cx} . Коэффициент диффузии был

использован в виде $D(r,t) = D_{ANO}(r) \cdot \left(k(r) + \frac{1}{1 + (\omega_{E \times B}^{eff}(r,t)/\gamma)^2} \right)$ [65]. В [66] было

установлено, что переменный во времени шир радиального электрического поля приводит

к менее выраженному подавлению турбулентности, так как разрывание турбулентных вихрей происходит только в течение полупериода существования большого шира, в то время как в течение другого полупериода, когда шир близок к нулю, турбулентность не подавляется и происходит релаксация к исходному состоянию. Определяющим параметром, влияющим на усредненный по времени эффект, является отношение частоты колебаний поля к инкременту нарастания турбулентности $2\pi f/\gamma$ - чем больше это отношение, тем менее эффективно подавляется турбулентность. Чтобы учесть такой эффект ослабления подавления турбулентности, в формуле для коэффициента диффузии вместо величины шира необходимо использовать эффективную величину шира $\omega_{ExB}^{eff} = \omega_{ExB} F(2\pi f/\gamma)$ для переменного поля. Функция F описана в [66], её значения для токамаков ТУМАН-3М и ФТ-2 одинаковы и примерно равны 0.2.

Начальное состояние разряда, взятое в модели, считалось стационарной L-модой. Источник частиц совместно с аномальным неподавленным коэффициентом диффузии выбран так, чтобы профиль соответствовал экспериментальным профилям для L-моды в ТУМАН-3М и ФТ-2. Источник частиц в ТУМАН-3М нормировался на время удержания частиц $\tau_p \sim 3$ мс, определенное из эксперимента. Источник в ФТ-2 не измерялся напрямую, для реконструкции источника использовались данные лазерной диагностики вынужденной ионизации возбужденных нейтралей (Laser induced ionization, LII) [67].

Колеблующееся радиальное электрическое поле ГАМ было заложено в модель в виде локализованной в пространстве и времени бегущей волны, распространяющейся радиально наружу/внутри (для ТУМАН-3М и ФТ-2 соответственно) в прямоугольном временном окне:

$$E_{osc}(r, t) = E_{osc} \cos(2\pi ft - \frac{2\pi}{\lambda} r) \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{w^2}\right) rect(t_0, t_{osc}) \quad (3)$$

Параметры переменного поля – амплитуда E_{osc} , частота f , радиальная длина волны λ , локализация в пространстве (r_0 - максимум огибающей, и w - ширина огибающей, на которой происходит спад в e раз) и временное окно длительностью t_{osc} существования вспышки – независимо варьировались в модели для того, чтобы оценить степень их влияния на возможность инициирования L-H перехода. Возможность такого выбора формы электрического поля ГАМ косвенно подтверждается экспериментами на токамаке JFT-2M, где радиальная структура электрического поля ГАМ была измерена с помощью НВР диагностики [68].

Возможность L-H перехода и возможность существования двух стационарных сценариев в данной модели исследовалась в сценарии с приложенным к периферии

плазмы квазипостоянным радиальным электрическим полем. Данная проверка аналогична моделированию сценария с поляризацией плазмы периферийным электродом. При проверке модели постоянное возмущение поля величиной 10 кВ/м было приложено на границе плазмы. При таком возмущении поля в области сильного шира E_r образуется область с увеличенным градиентом концентрации, т.е. транспортный барьер; подобный профиль с транспортным барьером сохраняется и после отключения возмущения поля (см. рис. 14).

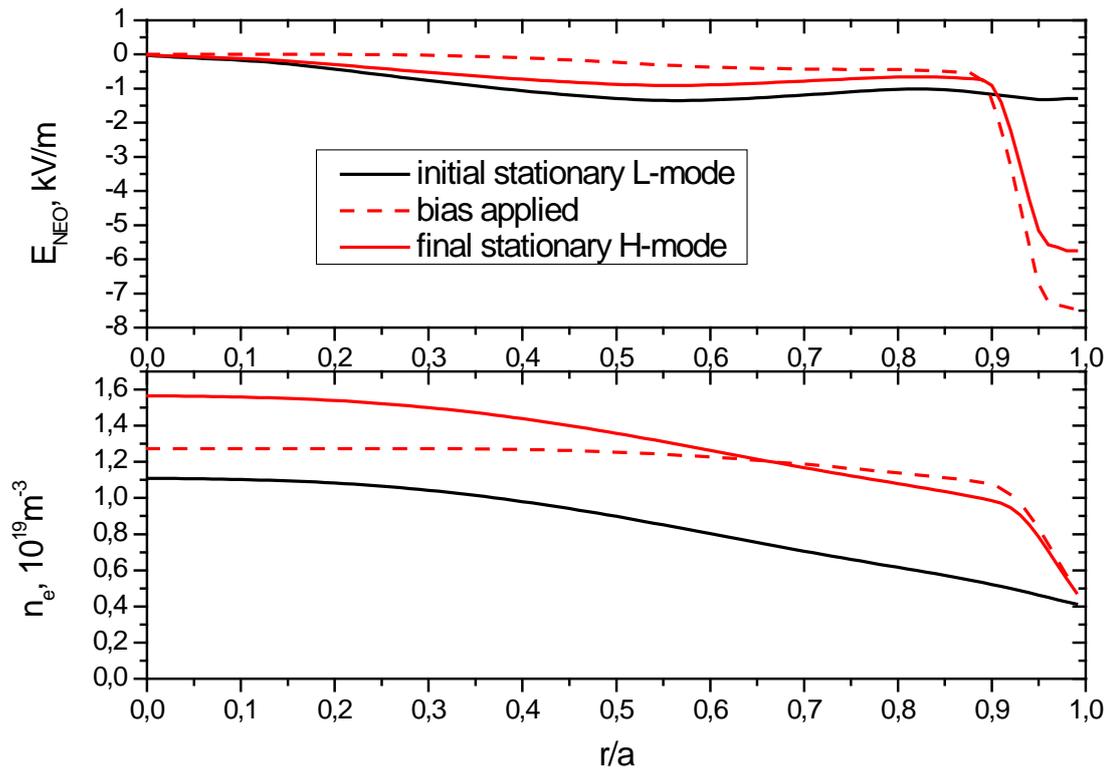


Рис. 14. Стационарные профили для L- и H-моды, полученные в результате моделирования с возмущением постоянным электрическим полем. Проверка показывает, что модель адекватно теоретическим представлениям отражает существование двух режимов удержания и переключение между ними.

Аналогично постоянному возмущению E_r , модель была применена к сценарию с переменным в пространстве и времени электрическим полем ГАМ. Параметры, при которых в модели наблюдается L-H переход (если наблюдается), можно сравнить с экспериментальными параметрами ГАМ в ТУМАН-3М и ФТ-2, чтобы понять, возможно ли действительно инициирование L-H перехода с помощью ГАМ, или за это преимущественно ответственны иные факторы. Необходимо уточнить, что в модели

параметры осциллирующего радиального электрического поля задаются вручную, и объектом исследования является влияние такого поля на эволюцию профиля концентрации плазмы, в то время как в действительности ГАМ создаются турбулентностью, которая в свою очередь раскачивается за счёт градиентов концентрации и температуры. Такая обратная связь отсутствует в данной модели, в отличие от более сложных и детальных моделей взаимодействия зональных потоков, турбулентности и удержания, где турбулентность, раскачиваемые турбулентностью зональные потоки и профили параметров плазмы, влияющие на раскачку турбулентности, вычисляются самосогласованно [69, 70]. Модель, представленная здесь, не претендует на описание тонкостей взаимодействия ГАМ, турбулентности и переноса, однако данная модель использует преимущественно экспериментальные данные при минимуме свободных параметров и концентрируется на конкретной стороне проблемы – вероятности инициирования L-N перехода осциллирующим радиальным электрическим полем ГАМ. Блок-схема модели показана на рис. 15.

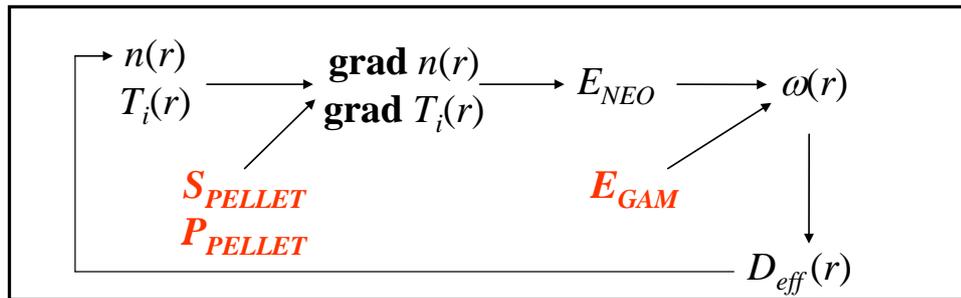


Рис. 15. Блок-схема работы модели. На каждом временном шаге исходя из профилей концентрации и ионной температуры вычисляется шир E_r и степень его влияния на коэффициент диффузии; после этого профили концентрации и температуры пересчитываются. Возмущение может быть внесено как внешнее E_r (как в случае с ГАМ) либо как возмущение источников частиц и ионного тепла (как в случае с пеллетой).

Полная величина радиального электрического поля, используемая при вычислении шира, представляется в виде суммы неоклассического E_r и осциллирующего поля ГАМ. В предположении об отсутствии вынужденного тороидального вращения (омические разряды без нейтральной инжекции или волновой генерации тока) величина неоклассического радиального электрического поля определяется градиентами концентрации и температуры плазмы:
$$E_{NEO} = \frac{T_i}{e} \left[\frac{\partial \ln n}{\partial r} + k_T \frac{\partial \ln T_i}{\partial r} \right].$$
 Возможность

использования неоклассической формулы, в том числе на периферии плазменного шнура, подтверждается в работах [18-20].

Источник частиц, используемый в модели, соответствует стационарной L-моду. Распределение источника частиц зависит от профиля нейтралей и профиля концентрации и определяется с помощью кода ASTRA. В свою очередь, изменение профиля источника из-за нарастания градиента концентрации также участвует в цепочке обратной связи в модели. Возникает вопрос о том, насколько данный эффект влияет на результат расчётов. Для этого для характерного сценария с вспышкой ГАМ, инициирующей L-H переход, был проведён расчёт с варьлируемым источником частиц, профиль которого определяется параметрами плазмы, и расчёт аналогичного сценария с постоянным источником, соответствующим стационарной L-моду.

На рис. 16 изображена эволюция источника и эволюция профиля концентрации для этих сценариев. Видно, что качественно изменение формы профиля источника не влияет на результат: при одних и тех же параметрах ГАМ L-H переход с формированием самоподдерживающейся H-моды наблюдается в обоих случаях. Отличие затрагивает форму итогового профиля концентрации в H-моду: под действием укрупненного градиента концентрации источник становится более скинированным, что приводит к образованию более крутого транспортного барьера и уплощению профиля концентрации в центре. В случае, если источник частиц остаётся неизменным, транспортный барьер оказывается менее крутым, а профиль в центральной части повторяет профиль в L-моду.

Поскольку детальное описание H-моды не входило в задачи данной работы, можно заключить, что эффект влияния профиля источника частиц на эволюцию профиля концентрации несомненно присутствует, однако учёт этого эффекта не ведёт к существенным различиям в результатах расчётов.

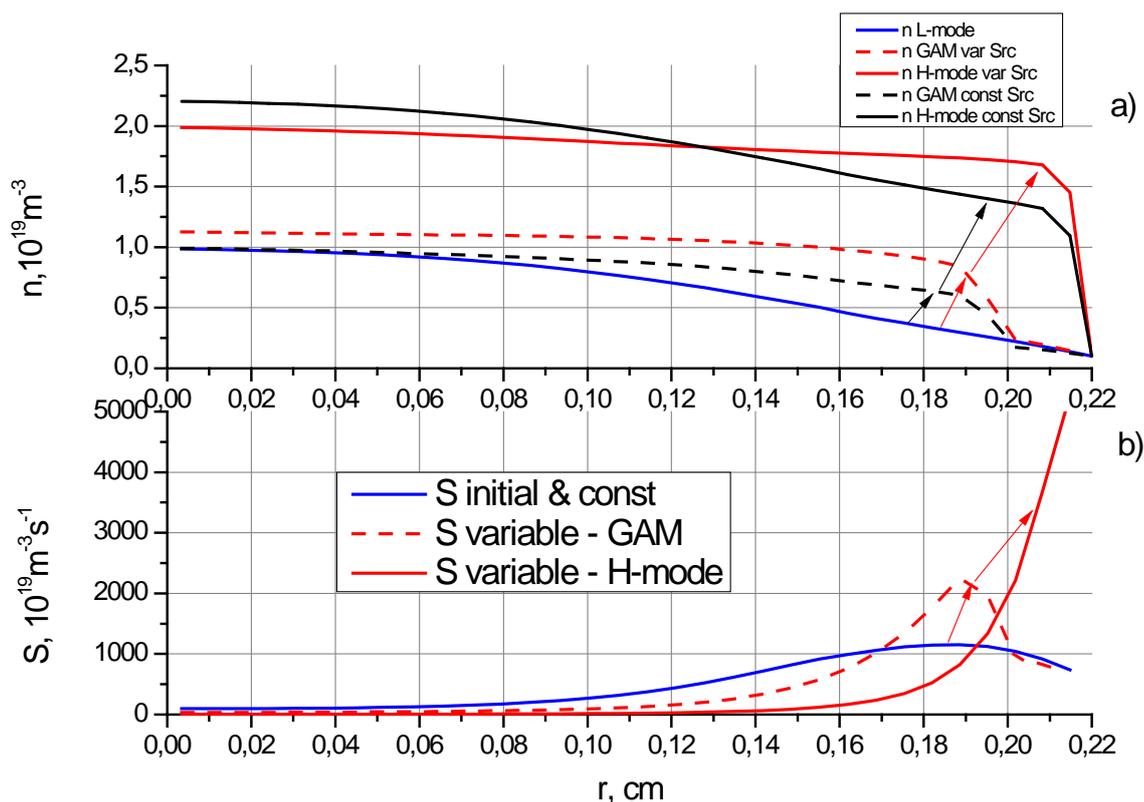


Рис. 16. Эволюция профилей концентрации (a) и профиля источника (b) при L-H переходе, инициированном вспышкой GAM. Профили приведены для источника, меняющегося в зависимости от градиента концентрации (красные кривые) и для постоянного профиля источника (черные кривые). Пунктирные линии отмечают промежуточное состояние профилей концентрации и источника во время существования возмущения E_r .

2.2. Гирокинетическое моделирование GAM в токамаке ТУМАН-3М и ФТ-2.

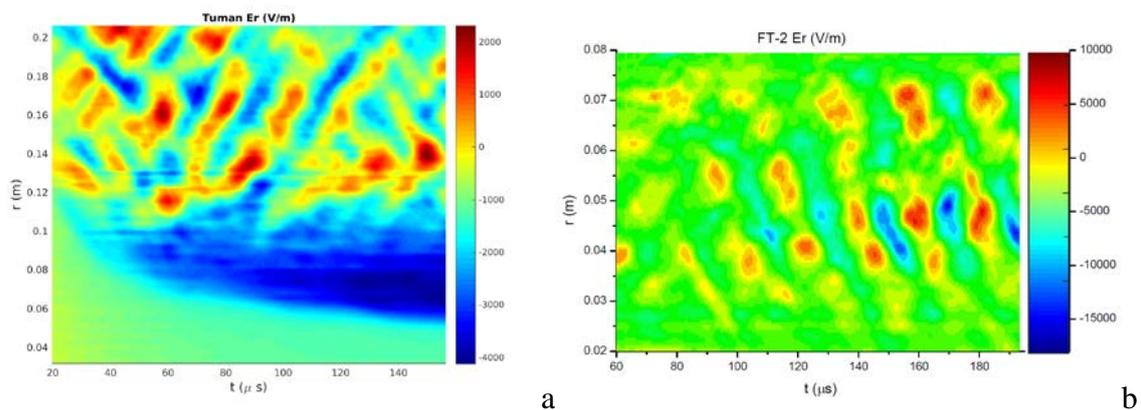
Гипотеза инициирования L-H перехода вспышкой GAM основана на предположении о модуляции турбулентности и аномального переноса неоднородным радиальным электрическим полем GAM, колеблющимся с характерными временами $1/f_{\text{GAM}} = 20\text{-}50$ мкс. Для проверки этой гипотезы и такой модуляции переноса с мгновенным откликом свойств турбулентности на шир E_r был привлечён гирокинетический код ELMFIRE, разработанный в Университете Аалто (Финляндия) [71].

Моделирование с помощью глобального гирокинетического кода ELMFIRE с учётом полной функции распределения и использованием метода объединения наборов частиц в ячейки (принцип particle-in-cell) было проведено для разрядов с GAM в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2.

В токамаке ФТ-2 расчёты с помощью gyroкинетического кода ELMFIRE успешно применялись ранее [72, 73] – в численных экспериментах моделировались 19 кА разряды с центральной концентрацией $n_e \approx 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Целью gyroкинетического расчёта было наблюдение в модели экспериментальной динамики колебаний ГАМ и флуктуаций, включая пространственную и временную структуру ГАМ и сильную модуляцию коэффициентов переноса с частотой ГАМ. Аналогичные расчёты были проведены и для токамака ТУМАН-3М для сценариев с ГАМ [74].

Для сценариев токамака ТУМАН-3М моделирование проводилось для омического разряда с ГАМ и L-N переходом, относительно низкой концентрацией $n = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, током по плазме 128 кА и тороидальным магнитным полем 0.7 Т. Цель моделирования, помимо установления структуры ГАМ и особенностей взаимодействия ГАМ и турбулентности, заключалась также в исследовании поведения ГАМ после L-N перехода. В модель ELMFIRE были заложены три набора параметров плазмы с тремя различными профилями концентрации и температуры – для L-моды, для момента времени непосредственно после L-N перехода и формирования транспортного барьера, и через 11 мс после перехода в установившейся H-моды. Профиль ионной температуры не был измерен полностью, проводилось только центральное измерение при помощи диагностики атомов перезарядки; типовой профиль T_i , являющийся при заданном профиле T_e стационарным в L-моды (источник – передача тепла от электронов к ионам, сток – перезарядка), нормировался на измеренное значение центральной температуры.

Результаты gyroкинетического моделирования турбулентности в плазме для токамака ТУМАН-3М и ФТ-2 представлены на рис. 17.



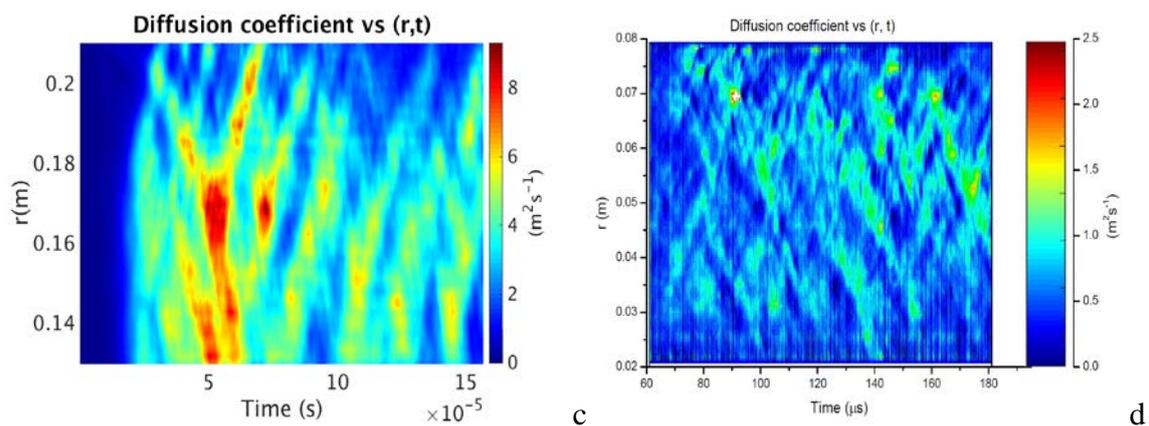


Рис. 17. Результаты gyroкинетического моделирования для токамаков ТУМАН-3М и ФТ-2. На рис. 17а и 17б представлены колебания радиального электрического поля на частоте ГАМ в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 соответственно; видна по большей части периферийная локализация колебаний в ТУМАН-3М и локализация в центре шнура в ФТ-2, что качественно совпадает с экспериментами. На рис. 17с и 17д показаны колебания коэффициента диффузии в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 соответственно; видно, что коэффициент диффузии промодулирован с частотой ГАМ.

Гирокинетический расчёт показал наличие ГАМ в обоих токамаках – на рис. 17 видны квазигармонические колебания радиального электрического поля, бегущие в радиальном направлении преимущественно наружу в ТУМАН-3М и внутрь в ФТ-2. Параметры ГАМ, полученные в результате моделирования с помощью ELMFIRE для токамака ФТ-2 (частота $\sim 40 - 45$ кГц, радиальная длина волны ~ 3.5 см, радиальная локализация в области малых радиусов 3.5-7.0 см), близки к экспериментально наблюдаемым. Для ТУМАН-3М полученная в gyroкинетическом расчёте частота (50-60 кГц) превышает экспериментальную (25-45 кГц); расхождение по всей видимости происходит из-за неточности определения заложенных в ELMFIRE профилей электронной и ионной температуры, которые не измерялись в периферийной области. Локализация ГАМ только на внешней части малого радиуса явно видна на рис. 17 - это может быть как следствием того, что ГАМ в центре не развиваются, так и артефактом моделирования, связанным с тем, что ELMFIRE не может моделировать центральную область разряда с пилообразными колебаниями при $q < 1$. Анализ полоидальной структуры выявил моду $m=0$ колебаний электрического поля, сцепленную с модой $m=1$ колебаний концентрации, что согласуется с теоретическими представлениями. Уровень флуктуаций, а также турбулентное рейнольдсовское натяжение и как следствие величина коэффициента диффузии оказываются промодулированными с частотой ГАМ, что также согласуется с представлениями о взаимодействии ГАМ и фоновой турбулентности. Подробности

гирокинетического моделирования разрядов токамака ТУМАН-3М опубликованы в [60, 74]. С помощью ELMFIRE также можно определить величину инкремента нарастания доминирующей турбулентной моды. Эта величина в области локализации ГАМ равна: $\gamma=0.75 \times 10^5 \text{c}^{-1}$ для ТУМАН-3М, $\gamma=1.3 \times 10^5 \text{c}^{-1}$ для дейтериевых разрядов ФТ-2 и $\gamma=1.13 \times 10^5 \text{c}^{-1}$ для водородных разрядов ФТ-2. Эти величины использовались в модели инициирования L-H перехода.

2.3. Результаты расчетов с помощью модели инициирования L-H перехода в токамаке ТУМАН-3М

Моделирование сценариев с ГАМ было проведено с начальными параметрами для двух установок, основные свойства ГАМ варьировались около экспериментальных значений: изменялась амплитуда, частота и длина волны колебаний, а также варьировалась ионная температура плазмы, влияющая на неоклассическое E_r .

В большинстве расчётов для токамака ТУМАН-3М были использованы параметры локализации ГАМ $r_0 = 20$ см и $w = 0.3$ см, близкие к экспериментальным, определенным с помощью диагностики доплеровской рефлектометрии [43].

Для определения амплитуды колебаний, соответствующей экспериментальной, использовались данные двух диагностик. Во-первых, в некоторых разрядах проводились измерения колебаний потенциала плазмы с помощью ДПТИ: $\Delta \Phi = \int_a^{r_{HIBP}} E_{\theta} ds$, с этой величиной сравнивалась амплитуда колебаний потенциала, полученная в модели в той же пространственной точке ($r_{HIBP} \sim 6$ см для большинства разрядов). Во-вторых, в тех разрядах, где проводились измерения скорости полоидального вращения плазмы с помощью доплеровской рефлектометрии, амплитуда электрического поля в модели сравнивалась с амплитудой, вычисленной на основе экспериментального значения скорости полоидального вращения.

Параметры вспышек ГАМ, обычно наблюдаемых в токамаке ТУМАН-3М, следующие: частота $f_{\text{ГАМ}} \approx 30$ кГц (по данным ДПТИ и доплеровской рефлектометрии), амплитуда $E_{\text{ГАМ}} = 4 - 5$ кВ/м (по данным ДР), амплитуда колебаний потенциала $\Delta \Phi_{\text{ГАМ}} = 10$ В (по данным ДПТИ), область локализации ГАМ $\Delta r_{\text{ГАМ}} = 1.2$ см (по данным ДР), максимум огибающей расположен на периферии плазмы, на 20 см. Измерения области локализации ГАМ с помощью диагностики доплеровской рефлектометрии [43] и

модельное представление радиального электрического поля ГАМ и неоклассического E_r представлены на рис. 18.

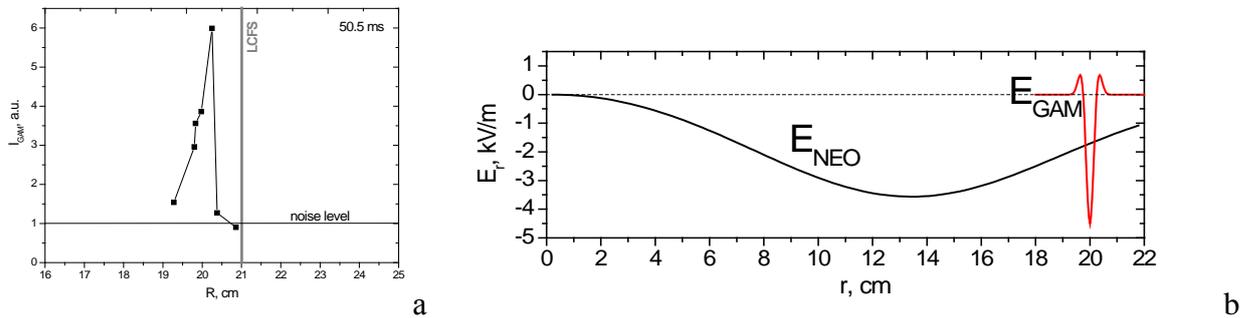


Рис. 18. Пространственная структура ГАМ по результатам измерений диагностики доплеровской рефлектометрии [43] (а) и модельное распределение электрического поля ГАМ в произвольный момент времени в сравнении с неоклассическим E_r (b).

В токамаке ТУМАН-3М профиль концентрации восстанавливался из сигналов многохордового интерферометра; профиль ионной температуры не измерялся, кроме значения в центральной области плазменного шнура, полученного из данных диагностики атомов перезарядки. Профиль ионной температуры был сконструирован исходя из существования стационарного решения уравнений переноса частиц и ионного тепла в L-моду с учётом передачи тепла от электронов к ионам как единственного источника, с нормировкой на экспериментальное центральное значение T_i . Периферийные значения неоклассического E_r , вычисленные при таких профилях, достигают 1200-1500 В/м, что близко к величинам, измеренным в разрядах с ГАМ при помощи лэнгмюровского зонда и доплеровской рефлектометрии [75].

В случае с ТУМАН-3М неоднородность полного радиального электрического поля $E_r = E_{NEO} + E_{GAM}$ при наличии вспышки ГАМ возрастает, и образование области с подавленной диффузией, т.е. транспортным барьером, становится возможным в области локализации колебаний. Для определенных комбинаций параметров ГАМ и ионной температуры плазмы такой сформированный за счёт шира от колебательной компоненты поля транспортный барьер оказывается самоподдерживающимся и сохраняется после того, как вспышка колебаний ГАМ прекращается. Новое состояние плазмы обладает характерными признаками H-моды: увеличенным градиентом концентрации на периферии, подавленной диффузией и сильно неоднородным радиальным электрическим полем, сосуществующими в узкой области на периферии плазменного шнура. Переход в такой новый режим удержания инициируется широм E_r , генерируемого ГАМ, затем, когда

вспышка ГАМ прекращается, поддерживается широм E_r , генерируемого только градиентом давления. Такой результат находится в согласии с результатами, полученными в [76], где было показано, что L-N переход инициируют зональные потоки, после чего шир E_r , генерируемого крутым градиентом давления, обеспечивает подавление турбулентного переноса, необходимое для поддержания H-моды.

Расчёты в первой версии модели показали принципиальную возможность инициирования L-N перехода осциллирующим локализованным возмущением E_r [57-59]. В дальнейшем в результате моделирования было обнаружено, что эффект инициирования L-N перехода переменным радиальным электрическим полем ГАМ имеет пороговый характер [60]: если амплитуда E_{osc} или длительность возмущения Δt_{osc} ниже некоторых значений при данной фиксированной ионной температуре плазмы, частоте и длине волны возмущения, транспортны барьер, сформированный широм переменного поля ГАМ, разрушается после прекращения ГАМ, и система возвращается в исходное состояние с гладким профилем концентрации.

Если амплитуда или длительность возмущения радиального электрического поля превышают некоторые пороговые значения, плазма переходит в новое состояние с большим значением шира E_r на периферии и увеличенным градиентом концентрации, не уменьшающимся и после прекращения вспышки ГАМ.

Примеры сценариев, в которых амплитуда и длительность вспышки лежит выше и ниже пороговых, представлены на рис. 19, где изображена эволюция градиента концентрации плазмы на периферии. На рис. 19а при прочих одинаковых условиях длительность вспышки составляет 3 мс и 5 мс. При 3 мс (чёрная пунктирная линия) градиент концентрации спадает после прекращения вспышки ГАМ, и через некоторое время система оказывается в состоянии L-моды, близком к исходному. При длительности вспышки 5 мс (красная сплошная линия) рост градиента продолжается и после прекращения вспышки ГАМ, что свидетельствует о переходе в самоподдерживающийся режим H-моды, то есть такая длительность оказывается больше некоторой пороговой для данных параметров плазмы и ГАМ. Аналогичная ситуация наблюдается при одинаковой длительности для разных амплитуд вспышки (рис. 19b). Вспышка амплитудой 5.5 кВ/м (красная линия) в отличие от вспышки амплитудой 4.5 кВ/м приводит к последующему продолжению роста градиента концентрации и сохранению H-моды после прекращения вспышки ГАМ.

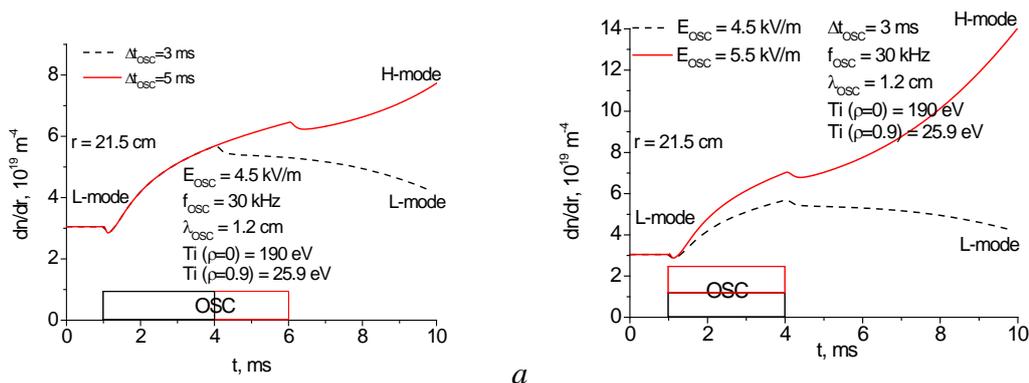


Рис. 19. Результаты моделирования – эволюция периферийного градиента концентрации в токамаке ТУМАН-3М под воздействием возмущения радиального электрического поля при ГАМ: а) вспьшки ГАМ разной длительности и б) разной амплитуды. Если длительность (а) или амплитуда (б) вспьшки ГАМ превосходят определенные пороговые значения, происходит L-H переход, характеризующийся ростом градиента концентрации после окончания вспьшки ГАМ.

Пороговые значения амплитуды и длительности ГАМ зависят от параметров плазмы, в первую очередь – от ионной температуры, т.к. ионная температура и её градиент определяют величину неоклассического радиального электрического поля и его шира. При слишком низкой ионной температуре даже сильное возмущение E_r не сможет поддерживать область подавленной турбулентности при помощи одних только градиентов. При помощи модели была определена зависимость пороговой амплитуды вспьшки ГАМ от ионной температуры (считавшейся в данном расчёте неизменной). Расчёт проводился для одной локализации и длины волны ГАМ (экспериментальных) для двух различных частот и вспьшки колебаний формально неограниченной длительности, т.е. в данном расчёте при амплитуде ниже пороговой L-H переход не инициировался при сколь угодно длительном возмущении радиального электрического поля.

На рис. 20 представлены результаты моделирования. Видно, что с ростом ионной температуры (на оси представлены шкалы для центральной T_i и температуры в области локализации ГАМ) пороговое значение амплитуды ГАМ уменьшается от 13.5 кВ/м при температуре в области локализации ГАМ 22.3 эВ до 2.5 кВ/м при $T_i = 27.6$ эВ. Такое поведение не удивительно, так как T_i входит в неоклассическое E_r (и, следовательно, величину шира) не только под знаком производной, а также и в виде множителя.

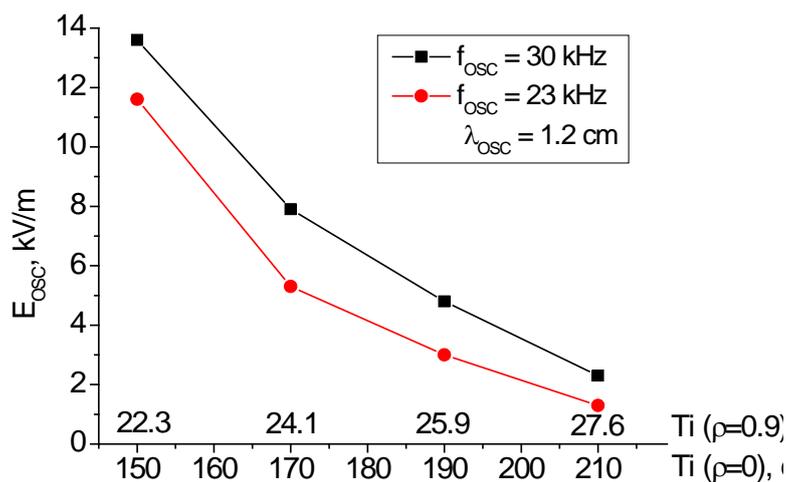


Рис. 20. Пороговая амплитуда колебаний E_r для инициирования L-N перехода в токамаке ТУМАН-3М в зависимости от ионной температуры для разных частот. На горизонтальной оси приведена ионная температура в центре шнура и в области локализации ГАМ.

При увеличении температуры, если амплитуда находится выше порога, минимальное время существования вспышки ГАМ, необходимое для инициирования L-N перехода, также уменьшается с примерно 3.3 мс до 0.2 мс, и также зависит от других параметров ГАМ, в первую очередь от частоты колебаний. Такая зависимость приведена на рис. 21: минимальное время существования вспышки ГАМ, необходимое для инициирования L-N перехода, для различных значений амплитуды колебаний, получено из моделирования в диапазоне частот, соответствующем экспериментально наблюдаемому. Видно, что уменьшение частоты колебаний облегчает инициирование L-N перехода: при заданной амплитуде достаточно более короткой вспышки.

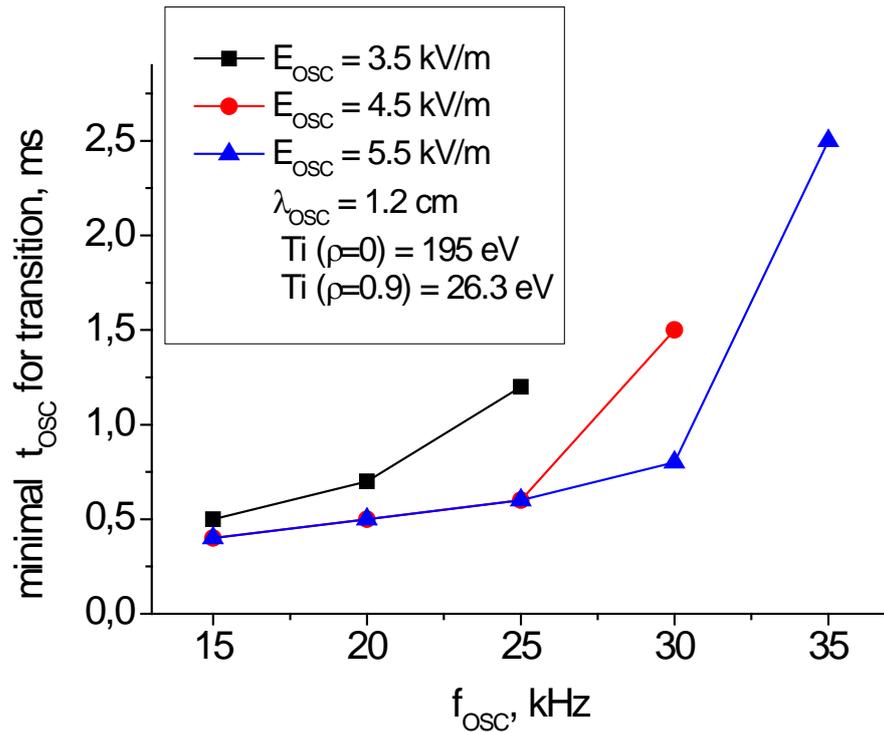


Рис. 21. Минимальная длительность вспышки ГАМ, необходимая для иницирования L-H перехода в ТУМАН-3М в зависимости от частоты колебаний при различных амплитудах электрического поля ГАМ.

Данное наблюдение находится в любопытном соответствии с экспериментом. На токамаке ТУМАН-3М в одном из разрядов была получена спектрограмма колебаний ГАМ, предшествующих L-H переходу (рис. 5а). На спектрограмме видно, что перед L-H переходом и некоторое время в течение (49.5 - 51 мс) частота колебаний ГАМ снижается. Сильная вспышка, после которой начинается L-H переход, имеет частоту ниже, чем предшествующая длительная серия колебаний. Исходя из этих наблюдений, можно сделать вывод, что вспышка ГАМ более низкой частоты может способствовать переходу, в то время как более высокочастотная вспышка оказывает существенно меньшее влияние на удержание.

Радиальная длина волны ГАМ также оказывает влияние на иницирование L-H перехода, см. рис. 22. Аналогично эффекту зависимости от частоты, для заданной амплитуды и длительности вспышки колебаний ГАМ существует пороговое значение длины волны, при котором наблюдается LH-переход.

Шир E_T зависит от длины волны как $1/\lambda$, поэтому минимальная длительность вспышки, необходимая для инициирования перехода, возрастает с увеличением длины волны. Необходимо учитывать, что переменное поле ГАМ локализовано в радиальной области $\Delta r_{osc} = 1.2$ см, поэтому если длина волны существенно превышает этот размер и находится в области 1.8-2.0 см, формирование транспортного барьера зависит только от огибающей в формуле (3), и шир такого E_T оказывается слишком незначительным для поддержания транспортного барьера. В области длин волн меньше 0.6 см моделирование давало результаты нефизической природы, связанные с артефактами расчетов, возникающими при приближении длины волны к размеру ячейки пространственной сетки 0.2 см, поэтому результаты расчётов для этой области не приводятся. Поскольку экспериментальные значения длины волны ГАМ находятся в области 1.0-1.2 см, ограничения расчётов для коротких волн не влияют на основные выводы, сделанные в результате расчётов и их сравнения с экспериментом.

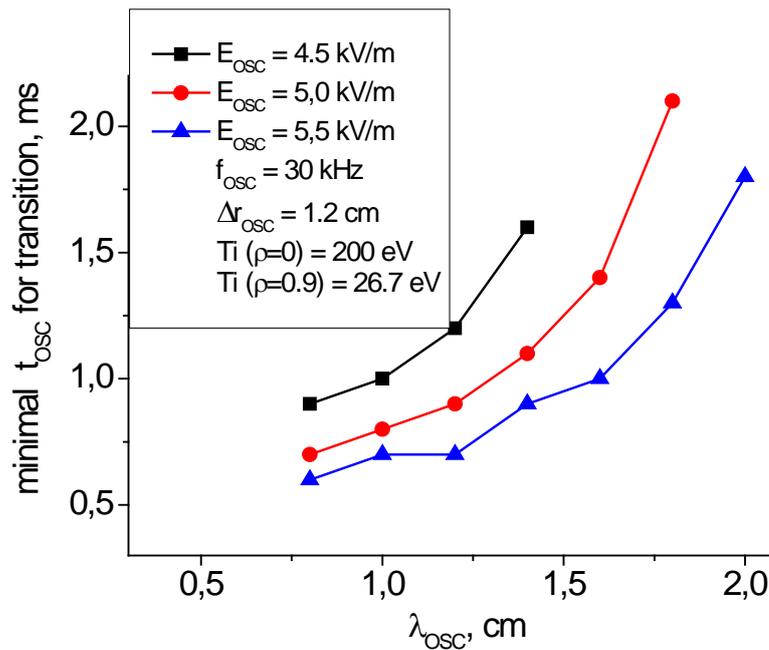


Рис. 22. Минимальная длительность вспышки ГАМ, необходимая для инициирования L-H перехода в ТУМАН-3М в зависимости от длины волны колебаний при различных амплитудах электрического поля ГАМ.

2.4. Сравнение расчета условий инициирования L-H перехода с экспериментом в токамаке ТУМАН-3М

Модель, описанная выше, предсказывает, что для инициирования перехода в режим улучшенного удержания параметры ГАМ (амплитуда, длительность, длина волны, частота) должны находиться в определенных пределах. Эти пределы взаимосвязаны и зависят от ионной температуры плазмы. Интересно сравнить параметры экспериментально наблюдаемых непосредственно перед L-H переходом всплесков ГАМ с пороговыми значениями, полученными из моделирования для условий рассматриваемых разрядов. Всплески ГАМ непосредственно перед L-H переходом наблюдались в омических разрядах с низкой плотностью [42, 43].

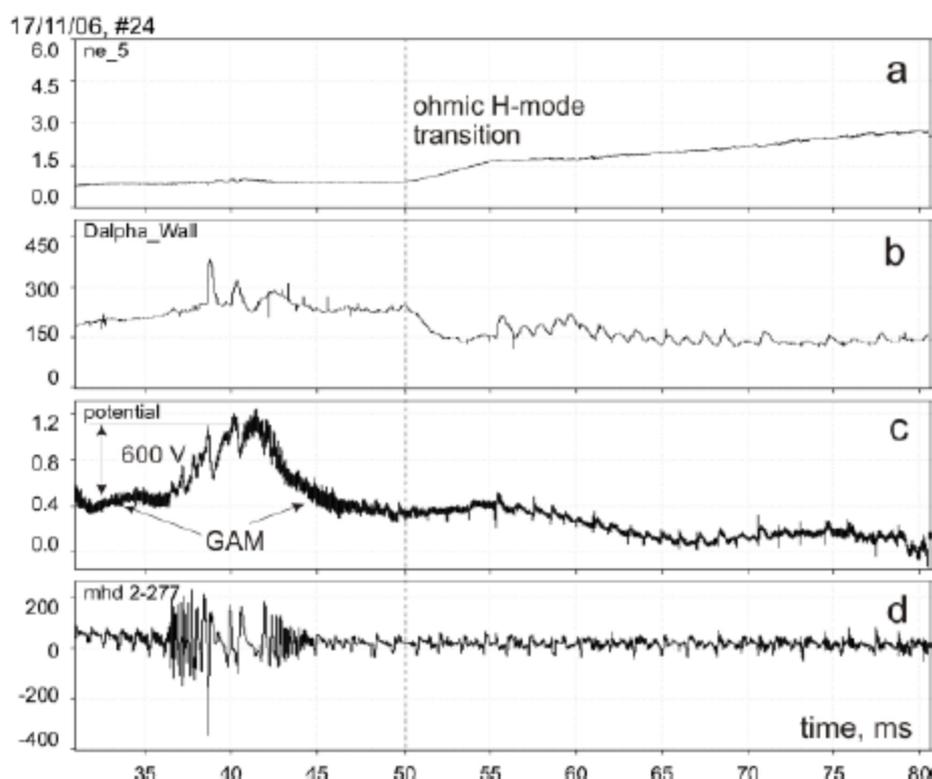


Рис. 23. Экспериментальная эволюция колебаний ГАМ и параметров плазмы при омическом L-H перехода (отмечен вертикальной линией) в ТУМАН-3М: эволюция концентрации, свечения линии D_α , потенциала плазмы и МГД-колебаний. ГАМ существуют до L-H перехода в течение длительного времени, прекращаясь только в течение всплески МГД-колебаний [42].

Типичные параметры разряда в токамаке ТУМАН-3М, при которых наблюдалась выраженная активность ГАМ и проводились исследования с помощью ДПТИ и ДР: тороидальное магнитное поле $B_T=0.7$ Т, ток по плазме $I_p=130$ кА, цилиндрический запас

устойчивости $q^{cy1} = 2.5 - 3.3$, среднехордовая концентрация в L-моду $n \sim 0.8 - 1.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, в H-моду $n \leq 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Измерения потенциала плазмы в центральной области шнура проводились при помощи диагностики пучком тяжёлых ионов (ДПТИ) [42], радиальная локализация измерений ДПТИ – примерно $r \approx 6 \text{ см}$. Центральные колебания потенциала, зарегистрированные с помощью ДПТИ, имели частоту 25-33 кГц, и наиболее вероятно были вызваны осциллирующим электрическим полем ГАМ на периферии. Эти колебания предшествовали L-H переходу в разрядах с низкой среднехордовой концентрацией $n \leq 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, и исчезали практически сразу после L-H перехода (в течение примерно 1 мс). Активность ГАМ существовала в начальной фазе разряда до L-H перехода, затухая при наличии сильных МГД-возмущений (рис. 23), в форме перемежающихся вспышек. Обычно амплитуда колебаний потенциала в центре плазмы составляла 10-15 В, длительность одной вспышки примерно 0.2 мс (см. рис. 24).

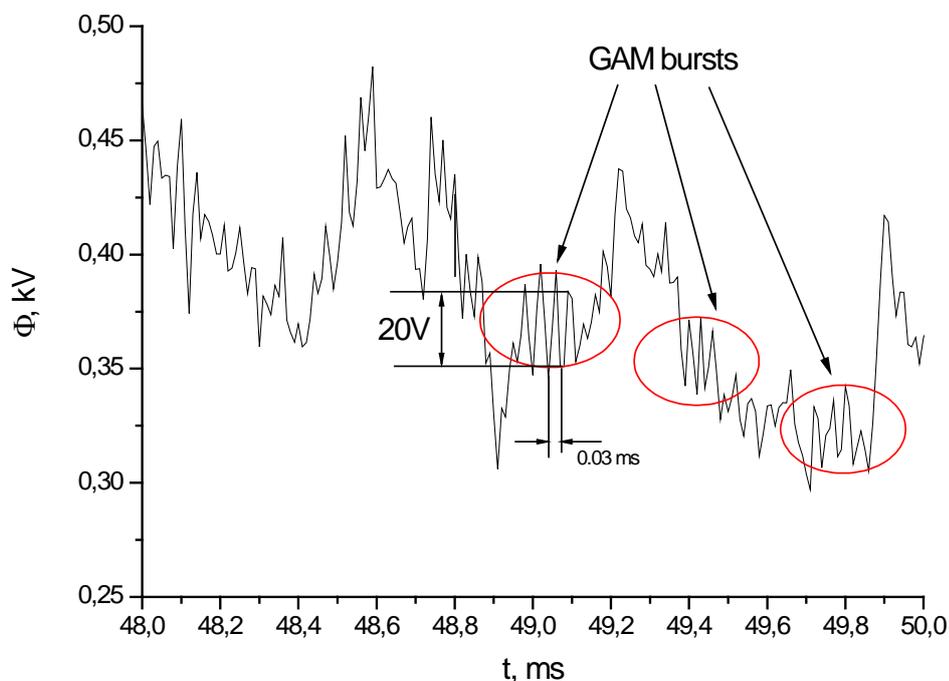


Рис. 24. Подробная осциллограмма колебаний потенциала плазмы (измеренного ДПТИ) в разряде с ГАМ. На сигнале потенциала видны отдельные вспышки колебаний амплитудой до 10 В и длительностью 0.1-0.2 мс.

Одним из важных параметров является длина волны вспышки ГАМ. Длина волны не измерялась непосредственно в эксперименте, однако может быть определена на основе экспериментальных измерений других параметров ГАМ. Согласно представлению о

распределении электрического поля ГАМ $E_{osc}(r, t) = E_{osc} \cos(2\pi ft - \frac{2\pi}{\lambda} r) \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{w^2}\right)$,

(параметры - амплитуда E_{osc} , частота f , радиальная длина волны λ , локализация в максимум огибающей r_0 , полуширина огибающей w) если известна локализация ГАМ, определяемая пространственными параметрами r_0 и w , то при заданной частоте можно однозначно найти длину волны, при которой электрическое поле ГАМ совпадает с экспериментальным значением. Значения r_0 , w , f , E_{osc} для исследуемых разрядов были получены из данных ДР; амплитуда колебаний потенциала плазмы, полученная при помощи ДПТИ $\Delta \Phi = \int_a^{r_{IBP}} E_{osc} dr$, также использовалась как опорный параметр для определения длины волны ГАМ. Для наборов экспериментальных параметров ГАМ, представленных в [42, 43] в токамаке ТУМАН-3М, характерные длины волн колебаний ГАМ, определённые описанным выше образом, составляют примерно 0.9 - 1.0 см.

Сравнивая экспериментальные параметры ГАМ с расчётными, можно определить, соответствует ли амплитуда ГАМ пороговым значениям L-H перехода. Как показано на рис. 25, амплитуда ГАМ, соответствующая экспериментальным условиям [42, 43], предполагает возможность инициирования L-H перехода вспышкой ГАМ, т.е. превышение амплитудой E_{GAM} пороговой при значениях ионной температуры в области локализации ГАМ выше примерно 26 эВ, т.е. при $T_i(0) \approx 190$ эВ. Характерное значение центральной ионной температуры для токамака ТУМАН-3М в разрядах с ГАМ составляет 150-200 эВ, таким образом, вспышка ГАМ, аналогичная наблюдаемой, может инициировать L-H переход.

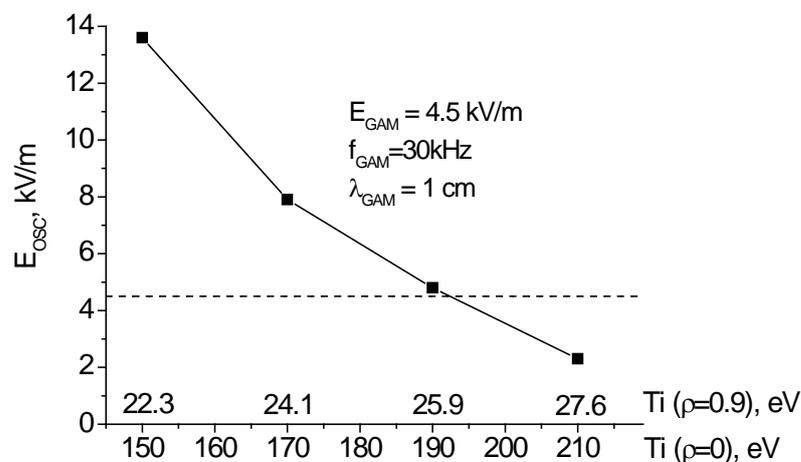


Рис. 25. Пороговая амплитуда колебаний ГАМ в зависимости от ионной температуры для экспериментальных условий разряда в токамаке ТУМАН-3М. Горизонтальной линией

показана экспериментальная амплитуда зарегистрированных вспышек ГАМ – для определенного диапазона температур эта амплитуда превышает пороговую, что говорит о возможности инициирования L-H перехода.

Расчёты, приведённые выше, были сделаны для условий «квазипостоянных» колебаний ГАМ – т.е. для данного набора параметров ГАМ и плазмы при превышении параметрами пороговых значений существует длительность вспышки ГАМ, при которой происходит L-H переход; и наоборот – если определенный параметр ГАМ ниже порогового, то переход не произойдёт при сколь угодно долгой активности ГАМ.

В экспериментах ГАМ существуют в виде отдельных вспышек длительностью 0.1-0.2 мс. Несмотря на то, что амплитуда колебаний ГАМ превышает пороговое значение в определенном диапазоне значений ионной температуры, такая экспериментальная длительность вспышки может быть недостаточной для инициирования L-H перехода.

В эксперименте L-H переход наблюдался после серии вспышек колебаний ГАМ, см. рис. 5b и рис. 7. При помощи моделирования возможно воссоздать сценарий с серией вспышек ГАМ, каждая из которых сама по себе не способна инициировать L-H переход: на рис. 26 изображена эволюция периферийного градиента концентрации для такого сценария. Эволюция представлена для двух серий вспышек ГАМ различной амплитуды, длительность каждой вспышки 0.2 мс, промежуток между вспышками 0.5 мс, что соответствует экспериментальной ситуации, приведенной на рис. 5b. Параметры плазмы и ГАМ также соответствуют характерному разряду с низкой концентрацией в ТУМАН-3М. Моделирование показало, что вспышки более низкой амплитуды (5 кВ/м) не приводят к инициированию L-H перехода, в то время как более сильные колебания (7 кВ/м) способны привести к тому, что профиль не успевает за время промежутка между вспышками релаксировать в исходное состояние L-моды, и в итоге последовательность вспышек инициирует L-H переход.

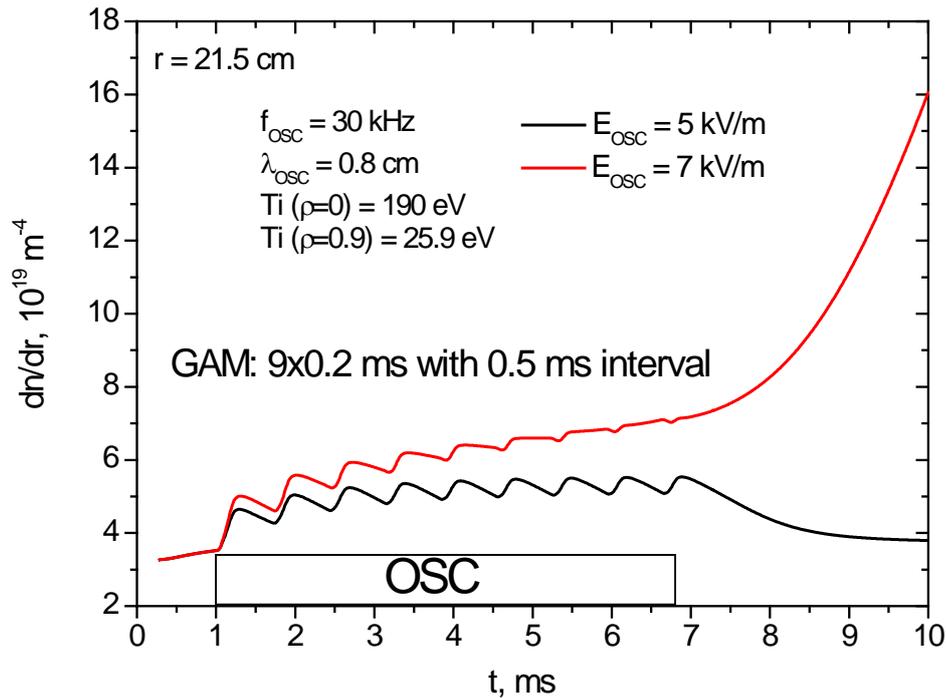


Рис. 26. Результаты моделирования - эволюция градиента концентрации при наличии серии всплесков ГАМ. При большей амплитуде увеличенный градиент «накапливается» между всплесками, что приводит в итоге к инициированию L-H перехода.

Представленный выше расчёт показывает, что в принципе существует возможность инициирования L-H перехода в условиях разряда с низкой концентрацией в токамаке ТУМАН-3М в результате серии коротких всплесков ГАМ.

Ниже представлены результаты расчёта для конкретных экспериментальных условий в токамаке ТУМАН-3М (последние 4.5 мс перед L-H переходом из разряда, представленного на рис. 5а и рис. 23), опубликованные в [61]. В данном разряде были доступны только данные ДПТИ, измерение с помощью ДР не проводилось, поэтому данные о локализации, длине волны и амплитуде ГАМ были взяты исходя из измерений для аналогичных разрядов. Амплитуда колебаний потенциала для всех всплесков была близкая, равная примерно 10 В, что даёт амплитуду электрического поля ГАМ 4.5 кВ/м при длине волны 1 см. Длительность и промежутки между всплесками ГАМ, а также убывающая величина частоты (см. рис. 5а) были определены по данным ДПТИ. Моделирование эволюции профиля концентрации при такой последовательности всплесков ГАМ показывает, что инициирование L-H перехода такой серией всплесков вполне возможно.

На рис. 5а обращает на себя внимание спад частоты ГАМ перед L-H переходом. Как было показано выше на рис. 21, меньшая частота ГАМ способствует инициированию L-H перехода. Моделирование позволило проверить роль спада частоты для экспериментального сценария: на рис. 27 помимо расчёта для экспериментальных значений частоты ГАМ, определенных по сигналам ДПТИ, представлен ход градиента концентрации для аналогичного сценария с постоянной максимальной частотой ГАМ 33 кГц. Видно, что в случае с постоянной максимальной частотой периферийный градиент концентрации успевает релаксировать между вспышками ГАМ,

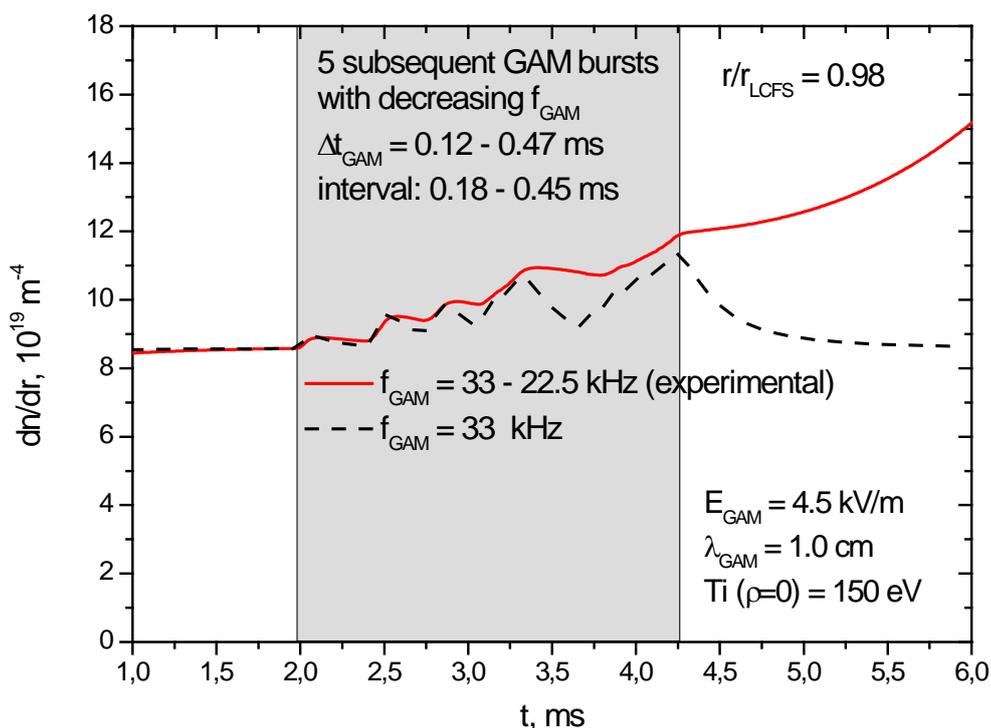


Рис. 27. Результаты моделирования – эволюция градиента концентрации для экспериментальной серии вспышек ГАМ в разряде, представленном на рис. 5а и рис. 23 (красная линия). Моделирование показывает, что такая серия может приводить к инициированию L-H перехода, что качественно совпадает с экспериментальными наблюдениями. Спад частоты является фактором, обеспечивающим возможность L-H перехода: моделирование показывает, что для аналогичного сценария с постоянной максимальной частотой ГАМ 33 кГц L-H переход не происходит (чёрная пунктирная линия) [61].

В токамаке ТУМАН-3М наблюдались сценарии, в которых ГАМ присутствует в течение почти всей фазы L-моды с постоянной частотой в виде серий вспышек

модулированной амплитуды с периодом около 5 ms, при этом внутри каждой серии вспышки ГАМ существуют в течение примерно 0.2 ms с периодом 0.8-1.0 ms [43]. В экспериментах при помощи диагностики доплеровского обратного рассеяния регистрировались колебания радиального электрического поля на частоте ГАМ, а также регистрировались колебания уровня флуктуаций. На обоих временных масштабах в данном сценарии (отдельных вспышек ГАМ и серий вспышек) увеличение уровня турбулентности и усиление активности ГАМ происходит в противофазе, что говорит о сложном взаимодействии фоновой турбулентности и ГАМ.

Возможность L-H перехода в случае серии вспышек определяется тем, успевает ли градиент концентрации релаксировать за время между вспышками (вспышки длительностью 0.2 ms с периодом 1 ms), или же происходит постепенное увеличение среднего E_r и как следствие ширя среднего E_r , так, что в определенный момент поддержание подавленного уровня турбулентности возможно только за счёт ширя среднего E_r . В случае с длительной последовательностью серий вспышек (серии с периодом 5 ms с меняющейся от нуля до максимума амплитудой) релаксация происходит также за время между двумя сериями вспышек ГАМ; в связи с этим необходимо исследовать условия, при которых такой сценарий может приводить к L-H переходу.

Результаты моделирования сценария с длительной эволюцией ГАМ представлены на рис. 28 [61]. Для экспериментальных параметров ГАМ и плазмы модельная эволюция профиля концентрации от начала активности ГАМ до момента L-H перехода составляет около 30 мс. Это время достаточно хорошо совпадает с экспериментальным временем существования ГАМ до L-H перехода. Возможность инициирования L-H перехода зависит от максимальной амплитуды ГАМ: при более низкой амплитуде переход не наступает, при более высокой амплитуде переход происходит раньше (т.е. в течение меньшего количества серий вспышек). Исходя из результатов моделирования, средний градиент концентрации на периферии в течение эволюции длительностью 30 мс возрастает на 5-7% от исходного значения; несмотря на малость «накопленной» величины, этого оказывается достаточно для обеспечения возможности инициирования L-H перехода очередной серией вспышек ГАМ. Факторами, ответственными за переход, является помимо свойств колебаний ГАМ (амплитуда, частота, т.д.) скважность серии вспышек ГАМ. На рис. 29 изображена эволюция градиента концентрации в случае серий вспышек ГАМ разной скважности: длительность вспышки в течение одной серии составляет от 0.1 до 0.3 ms, период вспышек фиксирован и равен 1 ms. При большей длительности вспышек градиент релаксирует существенно медленнее, и в течение одной серии вспышек происходит усредненное нарастание градиента достаточное для создания самоподдерживающегося E_r .

При меньшей длительности (0.1 ms) величина градиента концентрации между вспышками успевает релаксировать к начальному значению.

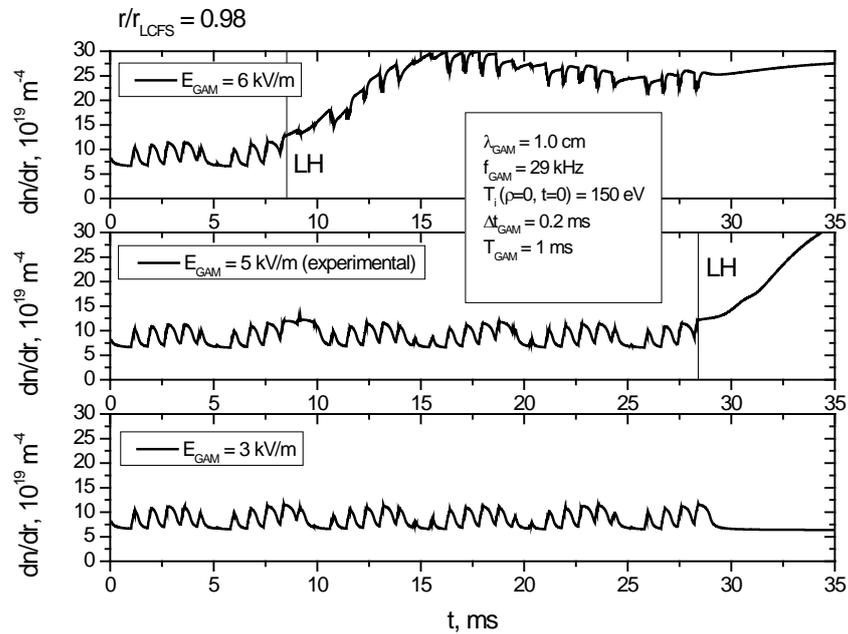


Рис. 28. Модельная эволюция периферийного градиента концентрации плазмы в сценарии с сложной временной структурой ГАМ; вспышки длительностью 0.2 ms следуют с периодом 1 ms, амплитуда ГАМ меняется от нуля до максимума с периодом 5 ms. В окнах сверху вниз показана эволюция для амплитуды ГАМ 6 kV/m, 5 kV/m (близкая к экспериментальной) и 3 kV/m. При большей амплитуде для инициирования L-H перехода необходимо меньшее количество серий вспышек.

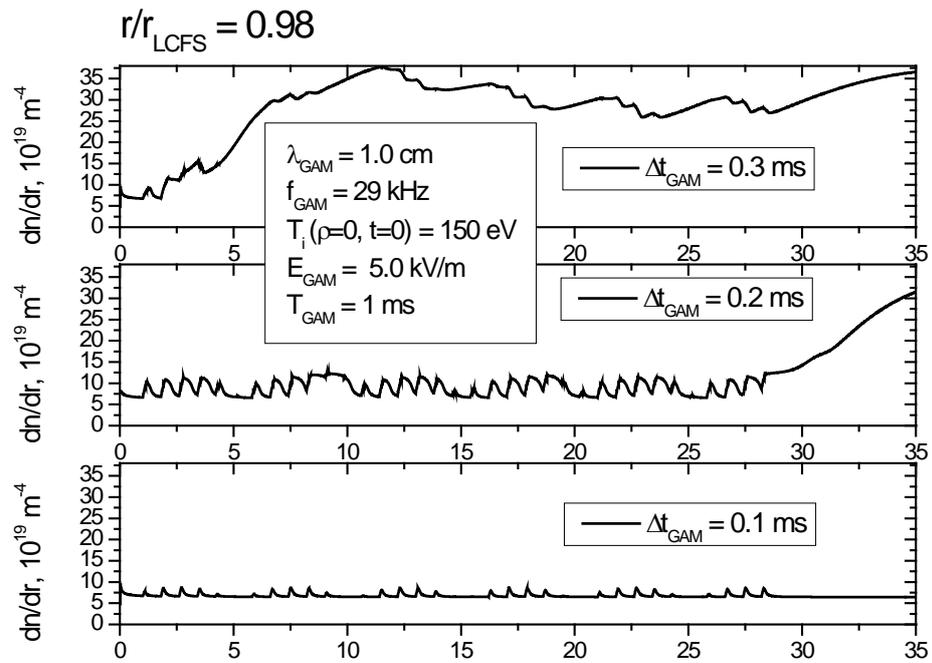


Рис. 29. Модельная эволюция периферийного градиента концентрации плазмы в сценарии с сложной временной структурой ГАМ: влияние скважности всплесков ГАМ на возможность инициирования L-H перехода. При большей длительности всплески (0.3 ms) для инициирования L-H перехода необходимо меньшее количество серий всплесков.

2.5. Результаты расчетов с помощью модели инициирования L-H перехода в токамаке ФТ-2.

В токамаке ФТ-2 наблюдается более сильная активность колебаний ГАМ, в отличие от токамака ТУМАН-3М, амплитуда достигает 10-15 кВ/м, колебания наблюдаются в центральной области шнура в достаточно широком диапазоне значений малого радиуса в течение практически всего разряда. При этом в эксперименте в типовых разрядах ФТ-2 с низкой концентрацией и сильной активностью ГАМ L-H переход не наблюдается. Микроволновые диагностики обратного рассеяния и доплеровской рефлектометрии дают примерно схожие значения измеренных параметров ГАМ и их влияния на перенос в ФТ-2 [48]. Эти параметры были использованы в модели эволюции профиля концентрации.

В ФТ-2 профили концентрации измерялись при помощи диагностики томсоновского рассеяния, профили ионной температуры были получены при помощи диагностики спектроскопии основной примеси [78].

Пространственная структура ГАМ также как и для токамака ТУМАН-3М была определена с помощью gyroкинетического расчёта кодом ELMFIRE [72, 73], см. рис. 17b и 29. Колебания за несколько периодов усреднялись, наиболее явный пространственный максимум колебаний считался максимумом огибающей ГАМ, ширина огибающей подбиралась в соответствии с видом (3) так, чтобы соответствовать форме, полученной из gyroкинетического расчёта. Частота ГАМ определялась экспериментально. Результаты для водорода и дейтерия представлены на рис. 30 - представлены пространственное распределение электрического поля ГАМ, полученное из gyroкинетического расчёта, форма огибающей, использованная в модели, и форма поля ГАМ в произвольный момент времени, также построено распределение радиального электрического поля и экспериментальное распределение частоты ГАМ. Сплошная линия – аппроксимация для частоты, построенная на основании профилей ионной и электронной температур моделируемых разрядов токамака ФТ-2, хорошо проходит через экспериментальные точки, что свидетельствует о том, что наблюдаемые колебания действительно являются колебаниями ГАМ.

В моделировании использовалось значение частоты, соответствующее координате максимума огибающей ГАМ. Амплитуда ГАМ, полученная с помощью ELMFIRE, оказывается ниже, чем экспериментально измеренная. В связи с этим в транспортной модели пространственное распределение ГАМ было взято из gyroкинетического расчёта, амплитуда нормирована на экспериментальное значение.

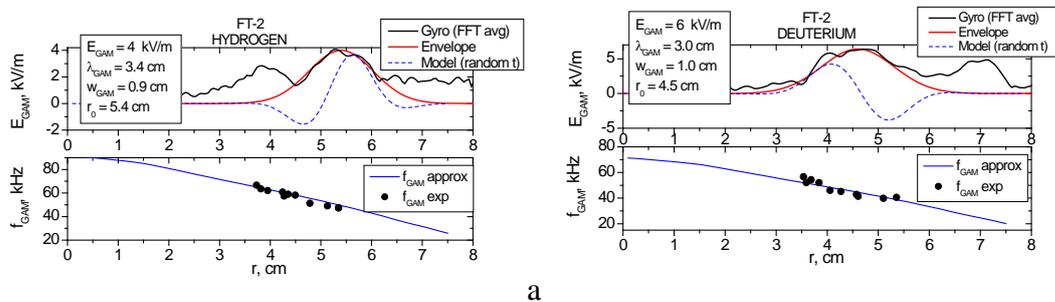


Рис. 30. Пространственная структура ГАМ в токамаке ФТ-2 для а) водородного разряда, б) дейтериевого разряда. На верхних графиках показано распределение электрического поля ГАМ, полученное из gyroкинетического моделирования (чёрная линия), аппроксимация огибающей ГАМ на основе распределения E_r из ELMFIRE (красная линия), и форма E_r в некоторый момент времени (пунктирная синяя линия). На нижних графиках показаны экспериментальные и расчётные значения частоты ГАМ.

Моделирование в водороде и в дейтерии при экспериментальных параметрах разрядов токамака ФТ-2 и вспышек ГАМ показало, что подобной вспышки недостаточно

для инициирования перехода в режим улучшенного удержания. Локальная величина модуляции коэффициента диффузии при наличии электрического поля ГАМ в токамаке ФТ-2, полученная из транспортной модели, близка к величине, полученной из гирокинетических расчётов (рис. 31). Хорошее совпадение расчётных значений коэффициента диффузии из транспортной модели и значений, полученных с помощью ELMFIRE (т.е. фактически экспериментальных), говорит о том, что отсутствие L-H перехода, наблюдаемое в транспортной модели, является адекватным эксперименту результатом.

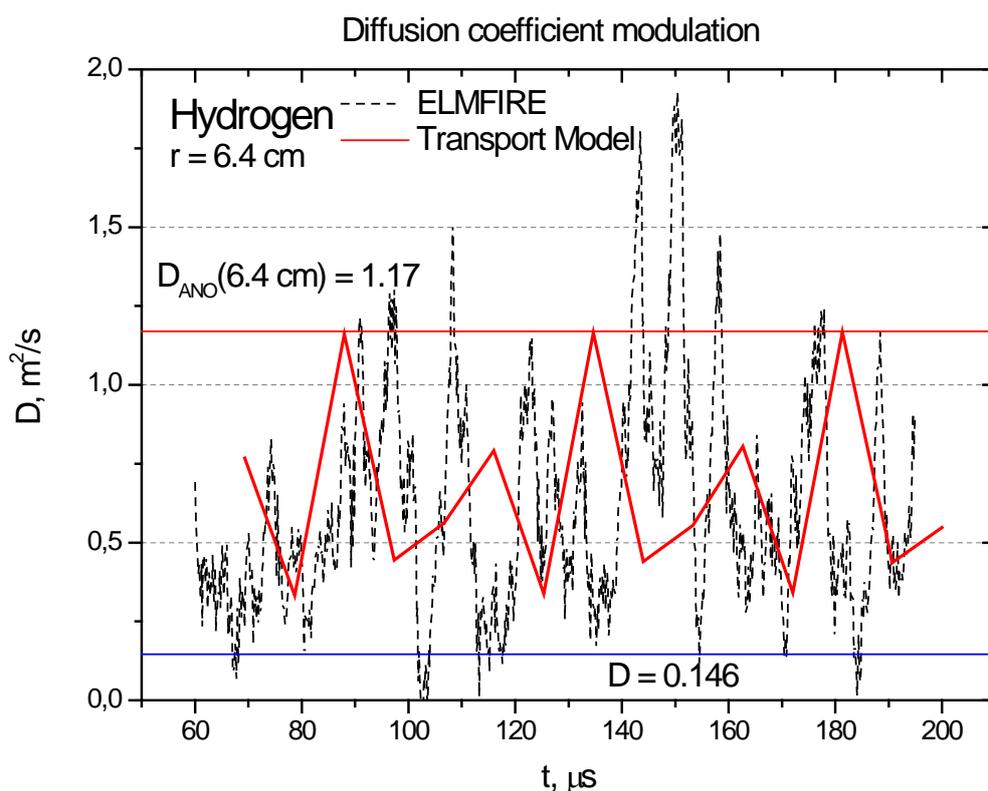


Рис. 31. Модуляция коэффициента диффузии в разряде ФТ-2 с активностью ГАМ: результаты расчёта при помощи ELMFIRE (чёрная пунктирная линия) и результаты расчёта в транспортной модели (красная сплошная линия). Амплитуды модуляции, полученные разными способами, достаточно близки.

В модельных расчётах есть возможность изменить параметры ГАМ с целью проверить, насколько параметры ГАМ, соответствующие эксперименту, далеки от пороговых значений L-H перехода. Для этого было проведено моделирование в условиях разряда ФТ-2 с удвоенной амплитудой и удвоенной длительностью вспышки ГАМ. Результаты моделирования показывают, что даже при таких параметрах вспышки ГАМ инициирование L-H перехода оказывается невозможным (рис. 32).

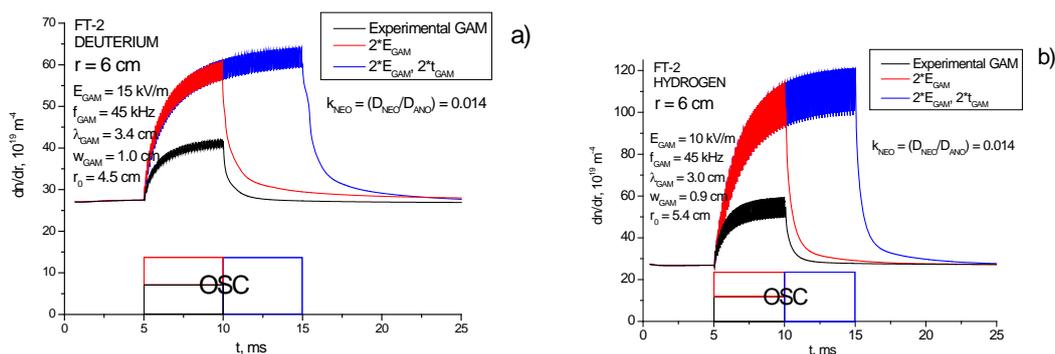


Рис. 32 Результаты моделирования для токамака ФТ-2: эволюция периферийного градиента концентрации в дейтерии (а) и водороде (б). Видно, что при экспериментальных параметрах ГАМ, а также при искусственно увеличенной вдвое амплитуда и длительности всплески L-H переход не происходит и система возвращается в исходное состояние.

Таким образом, можно заключить, что другие факторы, помимо величины шира радиального электрического поля, ответственны за наличие (в данном случае - отсутствие) L-H перехода. Одним из таких факторов может являться величина источника частиц, а также соотношение между аномальной и подавленной величинами коэффициента диффузии [7].

2.6. Анализ возможности переключения режимов удержания в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2.

Нелинейные зависимости потока от градиента концентрации были построены для экспериментальных сценариев с ГАМ в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 в точке с радиальной координатой, в которой наблюдается наибольшее возмущение градиента. Методика построения данных зависимостей была описана в пункте 1.2. Результаты представлены на рис. 33.

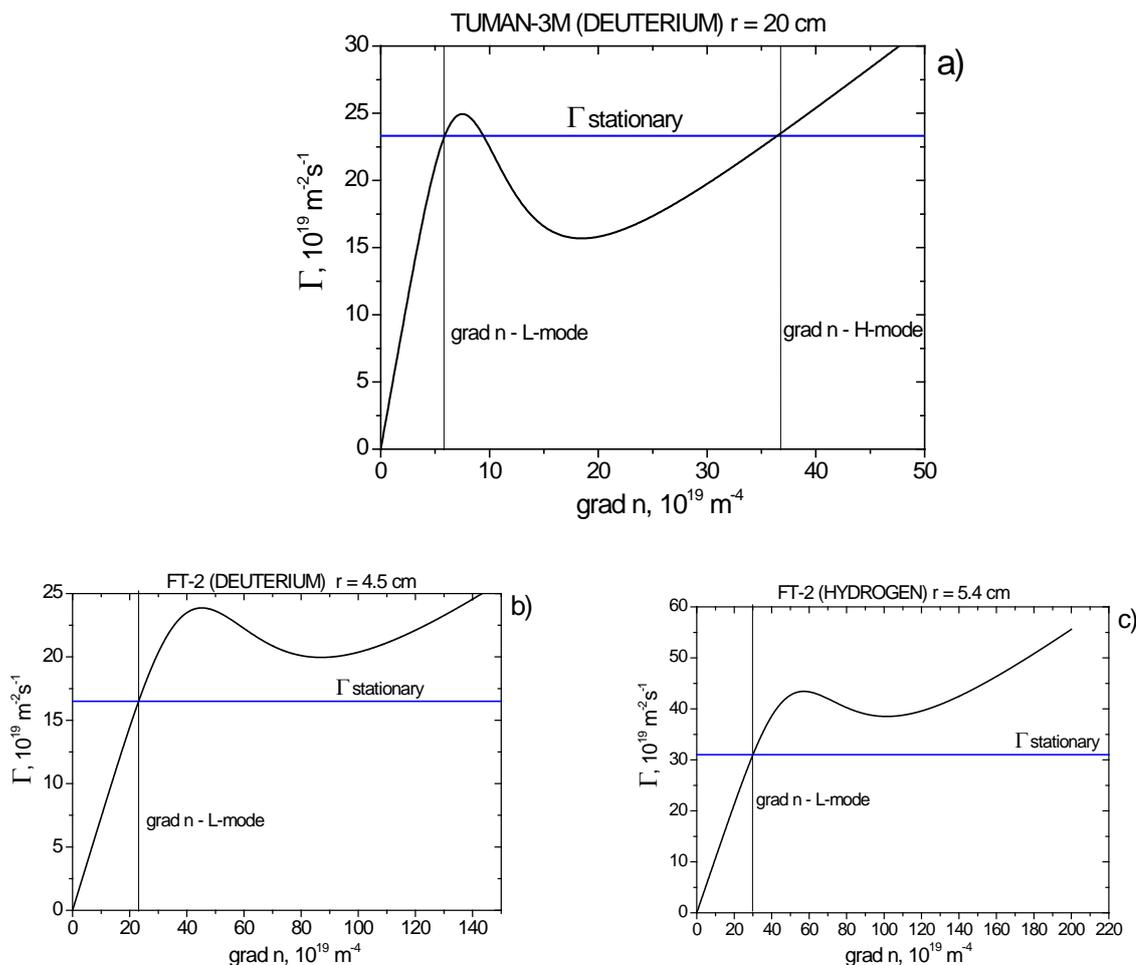


Рис. 33. N-образные кривые для разрядов с ГАМ в токамаках ТУМАН-3М (а) и ФТ-2 (b – дейтерий, c - водород). В сценариях разрядов с ГАМ в токамаке ТУМАН-3М величина источника предполагает два стационарных состояния, L- и H-моду, с возможностью бифуркации удержания. В ФТ-2 для обоих изотопов возможна только стационарная L-мода.

Видно, что для токамака ТУМАН-3М существует три точки пересечения нелинейной N-образной кривой потока частиц и прямой, отвечающей величине интегрального источника частиц. Такая ситуация соответствует наличию двух стационарных решений уравнения диффузии для L- и H-моды, с возможностью бифуркации удержания при достаточно сильном возмущении (импульсе газонапуска, потере быстрых ионов, вспышке ГАМ, т.д.), что соответствует результатам эксперимента и моделирования. В токамаке ФТ-2 для обоих изотопов источник частиц оказывается слишком мал для существования второго устойчивого решения, и возможна только L-мода. Возмущение E_r способно повлиять на удержание, но после прекращения возмущения система возвращается к исходному состоянию L-моды.

2.7. Выводы к Главе 2.

Модель эволюции профиля концентрации, основанная на зависимости коэффициента диффузии от шира радиального электрического поля, способна качественно описывать инициирование L-H перехода в сценариях с ГАМ. Для инициирования перехода в режим улучшенного удержания в токамаке необходимо, чтобы а) параметры ГАМ (амплитуда, длительность вспышки, частота, т.д.) удовлетворяли определенным критериям (амплитуда и длительность вспышки ГАМ выше поровых значений для определенного набора параметров плазмы и ГАМ); б) комбинация величины шира радиального электрического поля и источника частиц соответствовали условию принципиальной возможности L-H перехода.

На основе расчётов для токамака ТУМАН-3М были определены зависимости пороговых величин различных параметров ГАМ, в первую очередь амплитуды и длительности вспышки ГАМ, достаточных для инициирования L-H перехода, от температуры плазмы, частоты, длины волны, скважности вспышек ГАМ. Были построены модели для экспериментальных сценариев с меняющейся частотой ГАМ и длительной эволюцией ГАМ в течение фазы омической L-моды; результаты экспериментов хорошо согласуются с расчётами, что подтверждает идею о постепенном «накоплении» шира среднего E_r , обеспечивающее в итоге самоподдерживающуюся H-моду.

Сравнение результатов моделирования с экспериментами на токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 позволяет объяснить в рамках общей модели возможность инициированного ГАМ перехода в режим улучшенного удержания в токамаке ТУМАН-3М и невозможность инициирования L-H перехода в токамаке ФТ-2 в разрядах с низкой концентрацией и активностью ГАМ.

Расчёты для токамака ФТ-2 позволили выявить влияние источника частиц на возможность инициирования L-H перехода: в разрядах с низкой концентрацией (и соответственно источником) вспышка ГАМ большей амплитуды и длительности, чем в токамаке ТУМАН-3М, не приводит к L-H переходу, что соответствует величине источника, обеспечивающей только стационарную L-моду. Предположение о том, что при увеличении источника, и соответственно, увеличении концентрации плазмы, будет возможно получить L-H переход в токамаке ФТ-2, было подтверждено в ходе экспериментов в токамаке ФТ-2 в режимах с существенно увеличенной концентрацией ($\langle n \rangle \leq 9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) [79-81], в которых наблюдалось улучшение удержания.

Глава 3. Исследование сценариев с пеллет-инжекцией.

3.1. Тангенциальная инжекция криогенной пеллеты на токамаке ТУМАН-3М

Испарение криогенной топливной макрочастицы (пеллеты) и последующая ионизация испарившегося вещества приводит к локальному возмущению источника частиц, которое создаёт локальный увеличенный градиент концентрации. Также испарение макрочастицы приводит к существенному локальному охлаждению ионной компоненты плазмы за счёт разбавления тепловых ионов более холодными ионами из вещества макрочастицы, а также за счёт увеличения стока ионного тепла через канал перезарядки. Такое возмущение приводит к возникновению локальных увеличенных градиентов концентрации и ионной температуры, и, как следствие, к возникновению неоднородного радиального электрического поля согласно формуле $E_r = \frac{T_i}{e} \left[\frac{\partial \ln n}{\partial r} + k_T \frac{\partial \ln T_i}{\partial r} \right]$. Неоднородность радиального электрического поля подавляет турбулентный перенос, что может привести к инициированию перехода в режим улучшенного удержания.

Испарение макрочастицы, как было показано в [53], приводит к снижению пороговой мощности нагрева, необходимой для L-H перехода. Тем не менее, в экспериментах на различных установках, о которых шла речь выше, механизмы воздействия испарения пеллеты на плазму не исследовались самосогласованно; также не был освещён физический механизм, стоящий за снижением пороговой мощности нагрева.

Согласно диаграмме разрядов с переходом в режим улучшенного удержания (рис. 2) в токамаке ТУМАН-3М, разряды с пеллет-инжекцией находятся в области концентраций ($0.6 - 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), при которых для инициирования L-H перехода необходимо приложить сильно неоднородное радиальное электрическое поле. При этом для ТУМАН-3М даже омический нагрев является достаточным для значительного превышения пороговой мощности для L-H перехода; в связи с этим возникает интерес к рассмотрению других факторов, ответственных за возможность инициирования L-H перехода.

Необходимо заметить, что инжекция пеллеты возмущает не только радиальное электрическое поле, но и источник частиц, который также оказывает влияние на возможность L-H перехода [7] – данное влияние также никак не исследовалось в предыдущих экспериментах с инжекцией пеллеты.

Для исследования влияния испарения пеллеты на удержание инжекция в токамаке ТУМАН-3М проводилась в омических разрядах, в которых отсутствовали источники дополнительного нагрева и вращения плазмы, такие как нейтральная инжекция. Вращение плазмы создаёт дополнительный вклад в радиальное электрическое поле, пропорциональный $[\vec{v} \times \vec{B}]$, причём вклад может быть обоих знаков в зависимости от направления дополнительного тороидального вращения. Как показали измерения при помощи диагностики доплеровской рефлектометрии в разрядах с пеллет-инжекцией, испарение пеллеты не приводит к появлению дополнительного тороидального вращения плазмы.

В настоящий момент на токамаке ТУМАН-3М установлен пневматический инжектор производства фирмы ПЕЛИН [82], который позволяет запустить в плазму до четырёх замороженных топливных пеллет диаметром от 0.7 до 1.0 мм (с шагом 0.1 мм). В качестве ускоряющего газа используется гелий. От инжектора пеллета пролетает по пеллетопроводу длиной 6.3 м через системы дифференциальной откачки. Это позволяет исключить попадание ускоряющего газа в плазму.

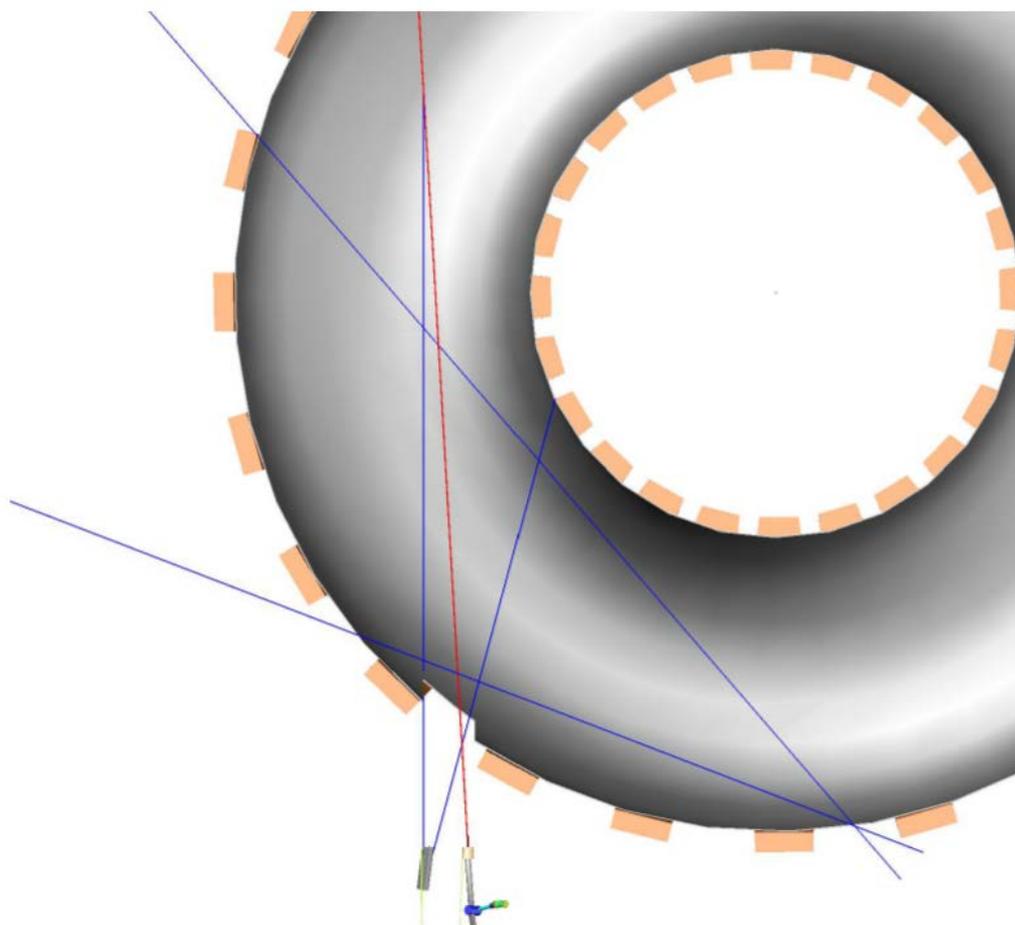


Рис. 34. Схема инжекции пеллеты в токамак ТУМАН-3М. Токамак изображён в разрезе в экваториальной плоскости, красной линией показана проекция траектории пеллеты на экваториальную плоскость, синими линиями показаны апертуры детекторов свечения линий водорода и дейтерия.

На рис. 34 траектория пеллеты обозначена красной линией. Инжекция проводится в тангенциальном направлении, прицельный параметр 52 см. Такая конфигурация при скоростях пеллеты от 200 до 700 м/с позволяет сосредоточить испарение в периферийной области ($r/a > 0.4$). При этом центральное испарение также возможно, для этого необходимо использовать крупные (1.0 мм) пеллеты при большой скорости инжекции (600-700 м/с), при этом пеллета способна долететь до центра плазмы.

Для наблюдения испарения пеллеты в плазме использованы два датчика свечения линии $H\alpha$ и $D\alpha$. На рис. 34 апертуры детекторов отмечены синими линиями. Апертура одного датчика направлена вдоль траектории пеллеты, другой собирает сигнал поперёк значительной части траектории пеллеты. По сигналам свечения нейтрального вещества пеллеты можно восстановить глубину проникновения. Для этого необходимо знать скорость пеллеты. Скорость вычисляется независимо двумя способами. Конструкция инжектора включает два фотодетектора, по времени пролёта между которыми определяется начальная скорость пеллеты. Так как длина пеллетопровода составляет 6.3 м, есть возможность изменения скорости пеллеты, например из-за контактов макрочастицы со стенками пеллетопровода. Для определения средней скорости пеллеты в пеллетопроводе в качестве границ временного промежутка использовался момент прохождения импульса, синхронизованного с фотовспышкой инжектора, и момент попадания пеллеты в плазму. Измеренные таким образом значения средней скорости пеллеты и скорость на вылете из инжектора отличались не более, чем на 10-20 м/с, в связи с этим в дальнейшем в расчётах использовалась скорость, измеренная на вылете из инжектора.

Форма и состояние пеллеты также контролируются фотокамерой, установленной на выходе из инжектора. В плазме на область испарения пеллеты «смотрит» быстрая камера, которая позволяет оценить размеры облака от пеллеты, её состояние при влёте в плазму и глубину проникновения. Примеры изображения пеллеты на вылете из инжектора и в плазме приведены на рис. 35.

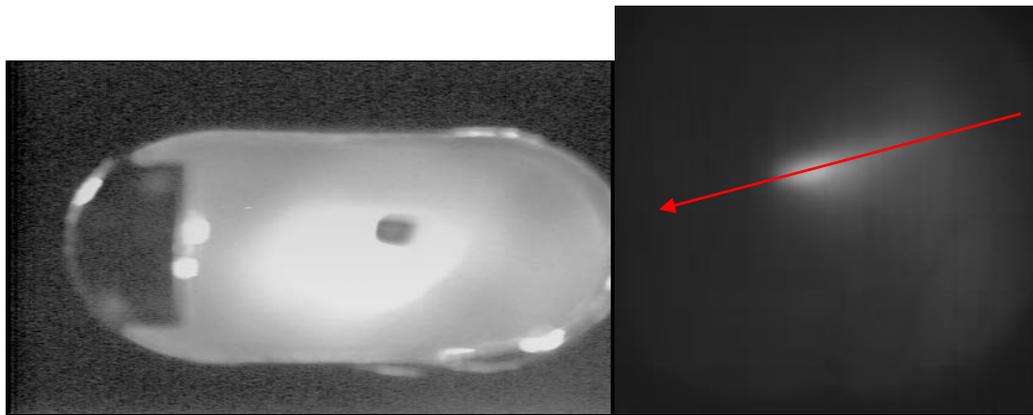


Рис. 35. Фотография пеллеты на вылете из инжектора (а) и в плазме (b).

Пролёт пеллеты по длинной трубке, имеющей некоторый изгиб, а также конусное сужение в районе одного из откачных постов приводит к возможному частичному или полному разрушению пеллеты. Так, в экспериментах наблюдалось несколько типов кривых испарения (эволюции сигналов на датчиках D_α или H_α) [83]. На одних можно видеть классическую форму кривой испарения [84], характеризующаяся быстрым ростом в течение 0.2-0.5 мс и ещё более быстрым спадом, см. рис. 36. Такая кривая испарения наблюдается при влёте твёрдой макрочастицы в плазму.

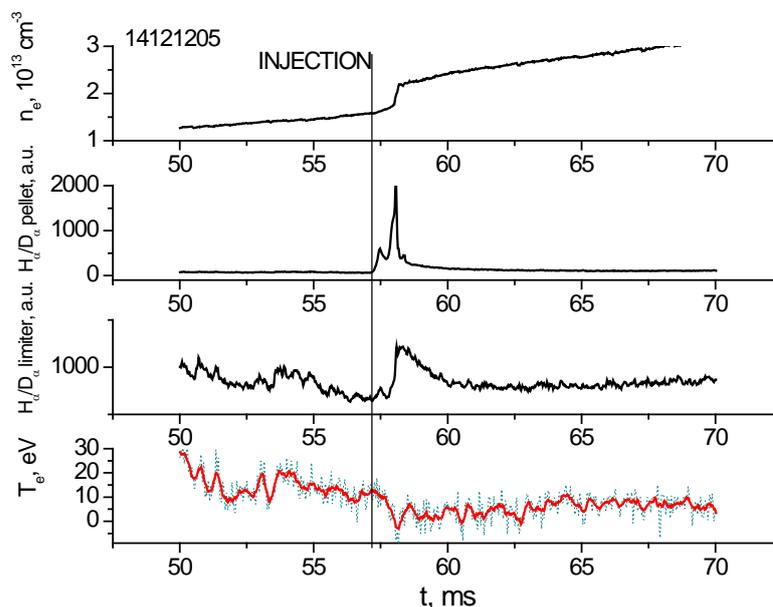


Рис. 36 Инжекция пеллеты в токамак ТУМАН-3М, сверху вниз приведены временные зависимости концентрации плазмы, свечения линии H_α/D_α (наблюдение из области испарения пеллеты), свечения периферийной линии H_α/D_α на лимитере, периферийная электронная температура плазмы. Момент инжекции отмечен вертикальной чертой. Кривая испарения содержит пологую часть от газа и острый пик от твёрдого осколка пеллеты.

Эволюция другого типа представляет собой более пологую кривую испарения меньшей амплитуды, характеризующуюся ростом в течение примерно 0.5 мс и долгим спадом до 5-10 мс, см. рис. 37. Такая кривая испарения наблюдается, если пеллета существенно разрушается и испаряется при пролёте по пеллетопроводу, и в плазму инжектируется в состоянии струи нейтрального газа или в «снегоподобном» состоянии. Глубина проникновения такого вещества невелика, и по эффекту его можно сравнить с импульсом газонапуска из основного клапана.

В некоторых случаях можно наблюдать оба типа кривых испарения одновременно. Видно, что на рис. 36 на сигнале $H\alpha/D\alpha$ pellet острый пик большей амплитуды выделяется на фоне более пологого сигнала. Это соответствует тому, что пеллета частично разрушилась в пеллетопроводе, но остался целым достаточно крупный осколок, пролетевший некоторое расстояние в плазме. Вещество разрушенной части начало поступать в плазму раньше осколка, и в течение некоторого времени после.

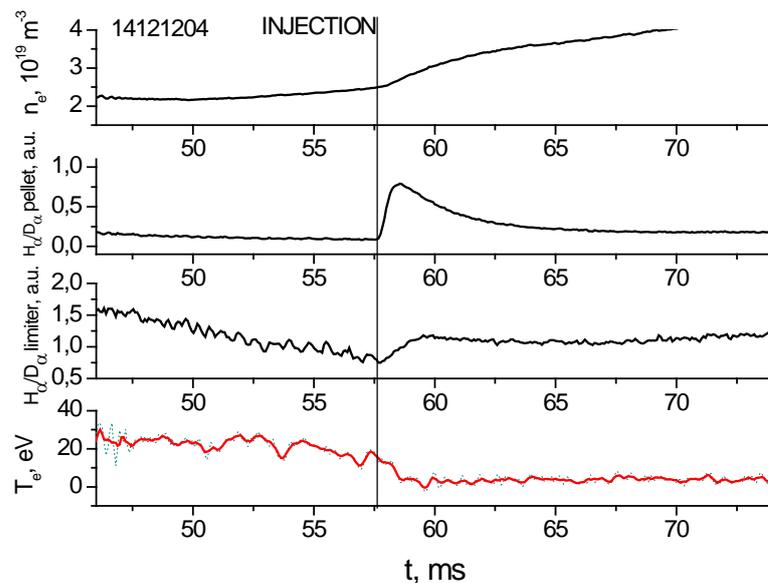


Рис. 37. Инжекция газа/снега от разрушившейся в пеллетопроводе макрочастицы. Сверху вниз приведены временные зависимости концентрации плазмы, свечения линии $H\alpha/D\alpha$ (наблюдение из области испарения пеллеты), свечения периферийной линии $H\alpha/D\alpha$ на лимитере, периферийная электронная температура плазмы. Кривая испарения характеризуется относительно быстрым ростом и долгим пологим спадом в течение 5 – 10 мс, пик от твёрдого осколка отсутствует.

3.2. Улучшенное удержание плазмы в экспериментах с пеллет-инжекцией в токамаке ТУМАН-3М

В экспериментах с тангенциальной инжекцией наблюдалось улучшение удержания, инициированное инжекцией пеллеты. Улучшение удержания проходило по двум основным сценариям [85].

Первый сценарий наблюдался, если пеллета была частично разрушена в пеллетопроводе и влетала в виде облака газа и снега одновременно с твёрдым осколком, испарение которого было сосредоточено в периферийной области ($r/a \sim 0.86$). В таких разрядах всегда наблюдалась сложная кривая испарения, содержащая помимо острого пика типичной кривой испарения (рост в течение 0.2 мс и практически мгновенный спад, см. сигнал “ $H_\alpha/D_\alpha \text{ pel}$ ”) пологую часть от газа и «снега» из материала пеллеты. Облако газа приводило к образованию кривой испарения с амплитудой приблизительно в 3 раза меньше пика твёрдой части пеллеты, с фазой роста примерно 0.5 мс и долгим спадом в течение 3-5 мс.

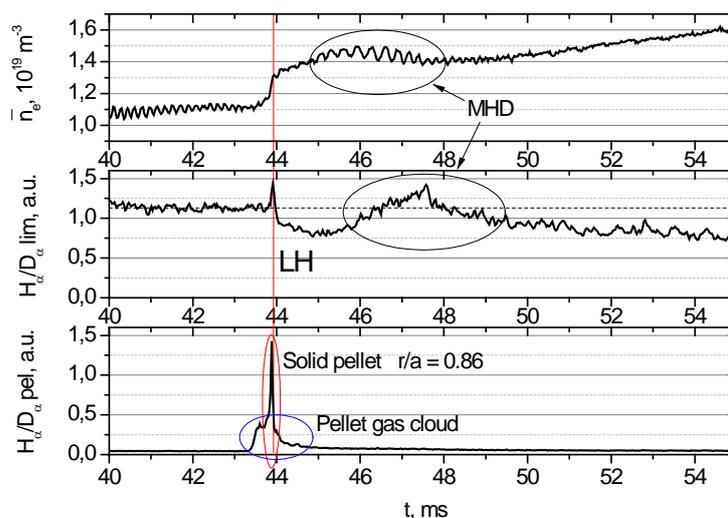


Рис. 38. L-H переход, инициированный пеллет-инжекцией в ТУМАН-3М. Сверху вниз приведены концентрация плазмы, свечение линии H_α/D_α на лимитере и свечение линии H_α/D_α из области испарения пеллеты. Видна сложная кривая испарения: пик от твёрдого осколка и пологая кривая от газа. H-мода, характеризующаяся ростом концентрации и спадом линии свечения H_α/D_α на периферии, продолжает существовать после испарения пеллеты.

В таких сценариях происходил переход в режим улучшенного удержания плазмы (L-H переход), характеризующийся ростом среднечордовой электронной плотности \bar{n}_e одновременно со спадом периферийного свечения линии $H\alpha/D\alpha$ в тени диафрагмы (сигнал “ $H\alpha/D\alpha$ lim” на рис. 38) и спадом плавающего потенциала на периферии фп. Частным случаем такого сценария является ситуация, когда твёрдый осколок пеллеты вовсе не долетает до плазмы (рис. 39). Наблюдается только длительная, около 6 мс, эволюция сигнала, характеризующего испарение пеллеты, за которой следует явно различимый L-H переход.

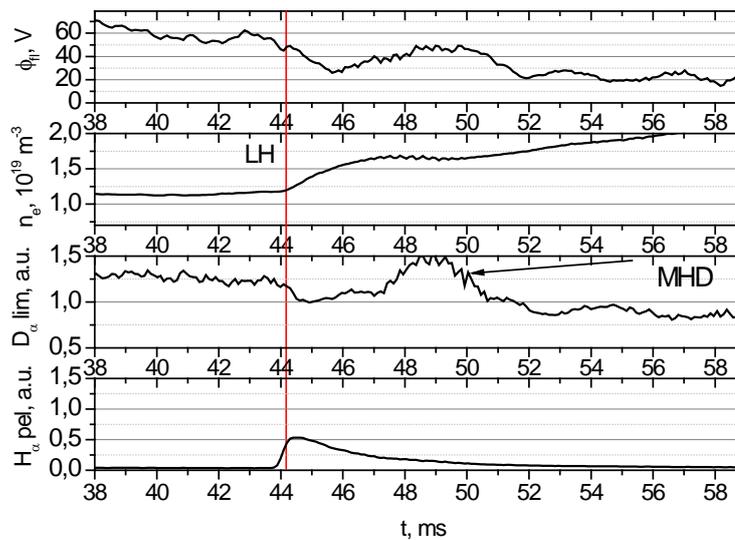


Рис. 39. L-H переход, инициированный инжекцией газа от разрушенной пеллеты. Сверху вниз приведены плавающий потенциал на периферии, концентрация плазмы, свечение линии $H\alpha/D\alpha$ на лимитере и свечение линии $H\alpha/D\alpha$ из области испарения пеллеты. После окончания поступления газа в плазму состояние H-моды сохраняется.

В обоих вариантах наблюдается вспышка МГД колебаний после L-H перехода, приводящая к временной деградации H-моды, тем не менее после окончания вспышки плазма остаётся в режиме улучшенного удержания.

Второй сценарий (рис. 40) наблюдался в случае более глубокого проникновения пеллеты, с максимумом испарения в области $r/a \sim 0.7$, в том случае, если инжекция не сопровождалась облаком газа от разрушенной части пеллеты, т.е. в плазму влетала целая твёрдая макрочастица. В этом случае наблюдалась классическая кривая испарения, после инжекции происходил L-H переход, вслед за которым в течение 1-2 мс происходил обратный переход в L-моду. Такой случай далее будем называть временным улучшением

удержания, в отличие от L-H перехода, приводящего к состоянию самоподдерживающейся H-моды.

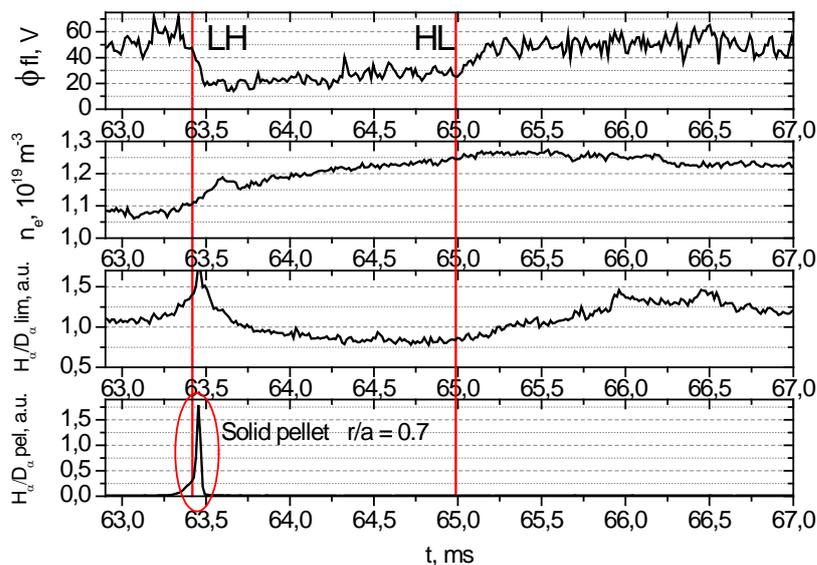


Рис. 40. Временное улучшение удержания при инжекции пеллеты в ТУМАН-3М в результате инжекции твёрдой пеллеты без облака газа и снега от разрушенной части пеллеты. Сверху вниз приведены плавающий потенциал на периферии, концентрация плазмы, свечение линии H_{α}/D_{α} на лимитере и свечение линии H_{α}/D_{α} из области испарения пеллеты. L-H и H-L переходы отмечены вертикальными линиями. Состояние непосредственно после испарения пеллеты обладает характеристиками H-моды (спад свечения периферийной H_{α}/D_{α} и плавающего потенциала, рост концентрации), однако обратный переход спонтанно происходит через примерно 1.5 мс

В случаях L-H перехода и кратковременного улучшения удержания инжекция пеллеты схожих размеров (создающей близкое по амплитуде возмущение источника, см. рис. 38 и рис. 40 сигнал H_{α} rel) приводит к различному результату. Для анализа причин данного наблюдения для экспериментальных сценариев была построена транспортная модель.

3.3. Модель инициирования L-H перехода в токамаке ТУМАН-3М при инжекции пеллеты

Необходимо определить факторы, ответственные за возможность переключения режимов удержания при пеллет-инжекции. Чтобы это сделать, с использованием

численного кода ASTRA была построена модель эволюции концентрации и ионной температуры при испарении пеллеты [83, 85]. Модель в общих чертах идентична той, что использовалась при анализе возможности L-H перехода, инициированного вспышкой колебаний геодезической акустической моды [60]. Пространственно-временная эволюция профилей концентрации и ионной температуры рассчитывалась в 1-мерном случае в цилиндрической геометрии. Кодом ASTRA решались уравнения диффузии и переноса ионного тепла:

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(D_{eff}(r,t) \cdot \frac{\partial n(r,t)}{\partial r} \right) = S(r) + S_{pel}(r)$$

$$\frac{\partial n_i T_i(r,t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(\chi_i^{NEO}(r) \cdot \frac{\partial n_i T_i(r,t)}{\partial r} \right) = P_{ei} - P_{cx} - P_{cx}^{pel}$$

Коэффициент диффузии был взят в виде, описанном в [65]:

$$D(r,t) = D_{ANO}(r) \cdot \left(k(r) + \frac{1}{1 + (\omega_{ExB}(r,t)/\gamma)^2} \right)$$

Здесь $D_{ANO}(r)$ – невозмущенное пространственное распределение аномального коэффициента диффузии, $k(r) = D_{NEO}(r)/D_{ANO}(r)$ определяет локальное соотношение неоклассического (т.е. при полностью подавленной турбулентности) и аномального коэффициентов диффузии, $\omega_{ExB} = \frac{B_\theta R}{B_T} \frac{\partial E_r}{\partial r} \frac{E_r}{B_\theta R}$ – шир (мера пространственной неоднородности) радиального электрического поля (здесь в отличие от эффективной величины шира, обусловленной периодическим возмущением E_r и используемой в сценарии с ГАМ, используется непосредственно величина ω_{ExB}), γ - инкремент нарастания турбулентности. Зависимость коэффициента диффузии от шира позволяет учесть подавление турбулентности неоднородным радиальным электрическим полем. В L-моду, пока шир E_r незначителен, стационарный профиль концентрации определяется аномальным коэффициентом диффузии $D_{ANO}(r)$, так как обычно $k \ll 1$. Если шир возрастает, величина $D(r,t)$ уменьшается, моделируя локальное подавление аномального переноса неоднородным радиальным электрическим полем.

Неоклассические коэффициенты переноса были выбраны исходя из предположения о том, что периферийная область плазмы, в которой происходит активное испарение пеллеты (15-20 см), находится в режиме столкновительности плато: на рис. 41 построен профиль величины ионной столкновительности для типичного разряда с пеллет-инжекцией, границы режимов столкновительности показаны красными горизонтальными линиями.

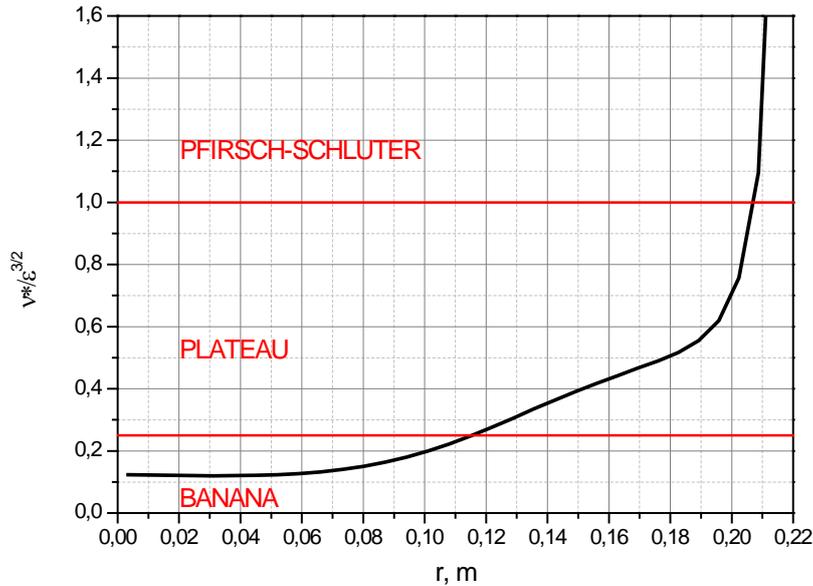


Рис. 41. Режимы неклассического переноса в токамаке ТУМАН-3М в разрядах с пеллетинжекцией. Область испарения пеллеты ($r = 17 - 20$ см) находится в режиме плато.

Коэффициенты переноса для режима плато вычислены следующим образом:

$$D_{NEO} = q \cdot \rho_e^2 \frac{v_{Te}}{R}, \quad \chi_i = 3\sqrt{\pi} \cdot q \cdot \rho_i^2 \frac{v_{Ti}}{R} \quad [8, 86].$$

Здесь q – запас устойчивости, ρ – ионный ларморовский радиус, v_T – ионная тепловая скорость для соответствующего сорта ионов, R – большой радиус токамака. Режим столкновительности считался постоянным, чтобы избежать появления дополнительных свободных параметров в модели и сделать её в большей степени основанной на экспериментальных данных.

Коэффициент ионной температуропроводности считался неклассическим и не зависящим от шира радиального электрического поля, в отличие от коэффициента диффузии. Экспериментальные наблюдения показывают, что в токамаке ТУМАН-3М ионный теплоперенос близок к неклассическому [87]. Также этот факт находится в согласии с скейлингом Арцимовича для центральной ионной температуры, основанном на предположении потерь ионного тепла за счёт неклассической температуропроводности в режиме плато: $T_i \sim (nI_p B_T R^2)^{1/3} A_i^{-1/2}$ [88]. Здесь n – концентрация плазмы, I_p – ток по плазме, B_T – тороидальное магнитное поле, R – большой радиус токамака, A_i – атомная масса основного изотопа. Скейлинг даёт значение около 130 эВ для параметров разрядов, заложенных в модель, что близко к величине 120 эВ, полученной с помощью диагностики атомов перезарядки. Таким образом, оказывается возможным предположить

неоклассический ионный теплоперенос, не подавляемый широм радиального электрического поля.

Несмотря на то, что температуропроводность считается неоклассической и не зависит напрямую от шири E_r , испарение пеллеты воздействует на профиль ионной температуры (а следовательно, если присутствует сильный градиент T_i , на появление шири E_r и на подавление диффузии). Разбавление плазмы большим количеством холодных ионов ведёт к адиабатическому охлаждению плазмы и, следовательно, изменению T_i и за счёт этого – изменению неоклассической величины χ_i . Также испарение пеллеты приводит к локальному увеличению перезарядки ионов плазмы на холодных атомах пеллеты, следовательно, дополнительному уменьшению ионной температуры в области испарения.

В качестве начальных условий для моделирования использовались экспериментальные профили концентрации плазмы, измеренные в момент, предшествующий инъекции. Профиль источника частиц $S(r)$ был получен при помощи кода ASTRA в соответствии с экспериментально измеренным временем удержания частиц. Экспериментальный стационарный профиль концентрации и профиль источника частиц $S(r)$ были использованы для расчёта профиля аномального коэффициента диффузии $D_{ANO}(r)$, который описывает неподавленный перенос в L-моде:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \cdot \left(D_{ANO}(r) \cdot \frac{\partial n_0(r)}{\partial r} \right) = S(r).$$

Профиль ионной температуры, необходимый для расчёта радиального электрического поля, не был измерен во всём сечении. Диагностика атомов перезарядки и спектроскопии примесей даёт центральные значения ионной температуры, близкие к 120 эВ. Начальный профиль T_i был построен таким образом, чтобы при неоклассическом χ_i экспериментальный профиль электронной температуры обеспечивал посредством электронно-ионного теплообмена стационарный профиль ионной температуры. Профиль электронной температуры полагался постоянным во времени, форма была взята для аналогичного по параметрам разряда токамака ТУМАН-3М, с учётом нормировки по двум экспериментальным опорным точкам: центральному значению, полученному из измерений мягкого рентгеновского излучения, и периферийному значению, полученному с помощью тройного лэнгмюровского зонда [85].

В экспериментах с инъекцией пеллеты электронная температура в области испарения не измерялась достаточно тщательно, поэтому в данной модели профиль электронной температуры считался неизменным. Так как основной целью моделирования является определение возможности L-H перехода и ответственных за инициирование факторов, такое приближение оказывается вполне допустимым, потому что электронная

температура только косвенно влияет на шир радиального электрического поля и прочие характеристики удержания.

Начальные профили концентрации, источника частиц, ионной и электронной температуры приведены на рис. 42

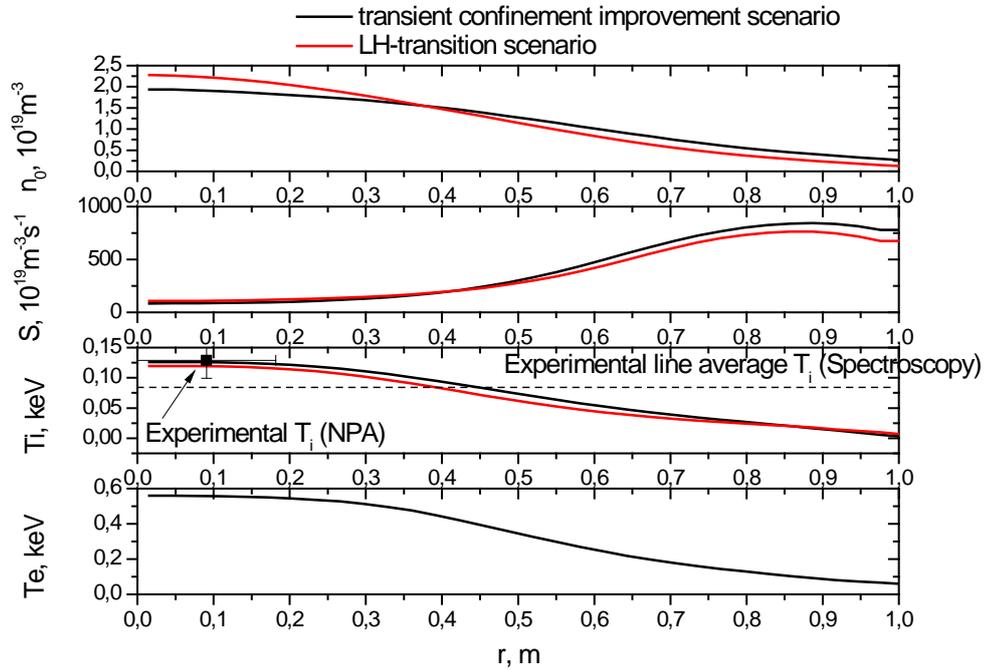


Рис. 42. Профили концентрации, источника частиц, ионной и электронной температуры в характерных разрядах с пеллет-инжекцией в ТУМАН-3М.

В токамаке ТУМАН-3М для характерных разрядов с пеллет-инжекцией можно вычислить оценки для инкремента нарастания турбулентности исходя из заданного режима столкновительности. Величина γ полагалась равной максимальному значению инкремента нарастания турбулентности для наиболее вероятной моды, TEM для данного режима (плазма в области испарения находится в режиме плато, нет сильных градиентов ионной и электронной температуры). Величина инкремента нарастания для такого режима

вычисляется как $\gamma = \left(\frac{a}{R}\right)^{3/2} \frac{\omega_{dr}^2}{v_{ei}} \eta_e$ [86], где ω_{dr} – дрейфовая частота, v_{ei} – частота электрон-

ионных столкновений, η_e – отношение характерных длин изменения концентрации и электронной температуры, a и R – малый и большой радиус токамака соответственно. Данная формула даёт значения приблизительно $0.7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ в периферийной области плазмы токамака ТУМАН-3М. Для того, чтобы исключить неоднозначность, связанную с выбором турбулентной моды, значения инкремента нарастания турбулентности независимо определялись из giroкинетического моделирования посредством кода

ELMFIRE и линейного кода GENE [89]. ELMFIRE включает электростатическую турбулентность и учитывает турбулентные моды TEM и ITG. Значение максимального инкремента нарастания турбулентности, полученное с помощью ELMFIRE, равняется $0.75 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ в периферийной области плазмы, что близко для аналитических оценок для моды TEM в токамаке ТУМАН-3М.

Возмущение источника частиц, вызванное испарением пеллеты, было задано на основе экспериментальных данных. В токамаке ТУМАН-3М детекторы линий $H\alpha$ и $D\alpha$ с широкой апертурой собирают сигнал из всей области испарения пеллеты. Из формы кривой испарения возможно восстановить пространственную и временную эволюцию возмущенной части источника частиц. Абсолютное значение источника нормировалось на полное число частиц в пеллете; зная плотность твёрдого водорода и дейтерия и предполагая пеллету имеющей форму цилиндра заданного радиуса, число частиц можно рассчитать как $\rho_{H_2/D_2} \cdot V_{pel}$. В случае, если пеллета частично разрушалась и сопровождалась инжекцией облака газа, возмущение источника распределялось (пропорционально доле частиц в каждой из частей) между локализованным возмущением, определяемым кривой испарения твёрдого осколка пеллеты, и квазистационарным возмущением, задаваемым в модели как дополнительный вклад в основной газонапуск.

Эволюция среднехордовой концентрации, вычисленная по центральной хорде, при испарении пеллеты сравнивалась с сигналом интерферометра также на центральной хорде. Это сравнение также является необходимой проверкой для нормировки возмущения источника, так как часть вещества пеллеты может быть потеряна при пролёте по пеллетопроводу, не долетев до плазмы в виде облака газа или снега. Сравнение для двух характерных сценариев, с LH-переходом и кратковременным улучшением удержания, показано на рис. 43.

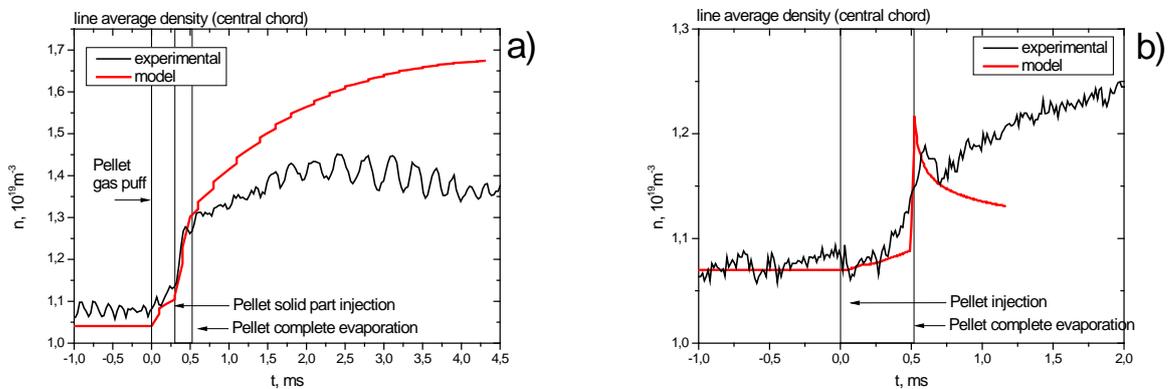


Рис. 43. Эволюция среднехордовой концентрации плазмы в разрядах с пеллет-инжекцией с L-H переходом (a) и временным улучшением удержания (b). Черным показано экспериментальное поведение концентрации, красным – результат моделирования.

Видно, что фаза роста концентрации для обоих сценариев в моделировании достаточно хорошо совпадает с экспериментом. Расхождение на рис. 43а обусловлено тем, что модель не учитывает вспышку МГД-колебаний, которая развивается после L-H перехода и видна на сигнале среднехордовой концентрации. МГД-колебания, связанные с вращением магнитного острова, приводят к ухудшению удержания, усиленной потере электронов и формированию положительного E_r , поэтому рост концентрации замедляется [26]. После вспышки МГД, тем не менее, плазма продолжает существовать в режиме улучшенного удержания, как было показано на рис. 38. Расхождение результатов расчёта в транспортной модели и экспериментальной эволюции концентрации на рис. 43б имеет более глубокие причины и будет подробно обсуждаться ниже.

Источники и стоки ионного тепла были выбраны следующим образом: основным источником является передача от электронов к ионам; возмущение при испарении пеллеты задано как усиление стока ионного тепла за счёт перезарядки на холодных нейтралах пеллеты.

3.4. Результаты моделирования сценариев с пеллет-инжекцией в токамаке ТУМАН-3М.

Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментом в обоих сценариях – с L-H переходом и с кратковременным улучшением удержания.

В первом случае (с L-H переходом, см. рис. 37 и временную эволюцию разряда на рис. 38) инициирование перехода в режим улучшенного удержания наблюдается после того, как испаряется твёрдая часть пеллеты, создавая сильные градиенты концентрации и температуры и, как следствие, сильно неоднородное радиальное электрическое поле. Шир E_r достаточно силён, чтобы подавить коэффициент диффузии, и самоподдерживающийся транспортный барьер на периферии сохраняется после окончания испарения пеллеты, что характеризует H-моду. Результаты моделирования согласуются с экспериментами.

Необходимо отметить, моделирование показывает важную роль облака газа от разрушенной части пеллеты. В сценарии с L-H переходом в модели возможно искусственно оставить только твёрдую часть пеллеты, без подъёма источника, связанного с облаком газа. В этом случае инициирования L-H перехода не происходит. Попадание в

плазму облака газа не приводит к генерации шира E_r , достаточного для изменения режима удержания – единственная величина, которая подвержена сильному влиянию облака газа это интегральный источник частиц $I_s = (1/2\pi r) \int_0^r S(r') 2\pi r' dr'$. Эта величина, как будет показано далее, играет определяющую роль в описании возможности или невозможности инициирования L-H перехода.

Полученная с помощью моделирования временная эволюция коэффициента диффузии, интегрального источника и градиента концентрации на периферии плазмы ($r/a = 0.96$, координата максимального возмущения градиента концентрации) приведена на рис. 44а для экспериментального случая (пеллета + облако газа) и для гипотетического случая только с твёрдым осколком.

На рис. 44 b,c,d представлена модельная эволюция профилей радиального электрического поля, концентрации и ионной температуры в периферийной области для экспериментального сценария пеллета + облако газа. Видно, что инжекция облака газа не приводит к существенному изменению профилей, при этом после инжекции твёрдого осколка происходит формирование периферийного транспортного барьера (область крутых градиентов на периферии), сохраняющаяся после полного испарения пеллеты.

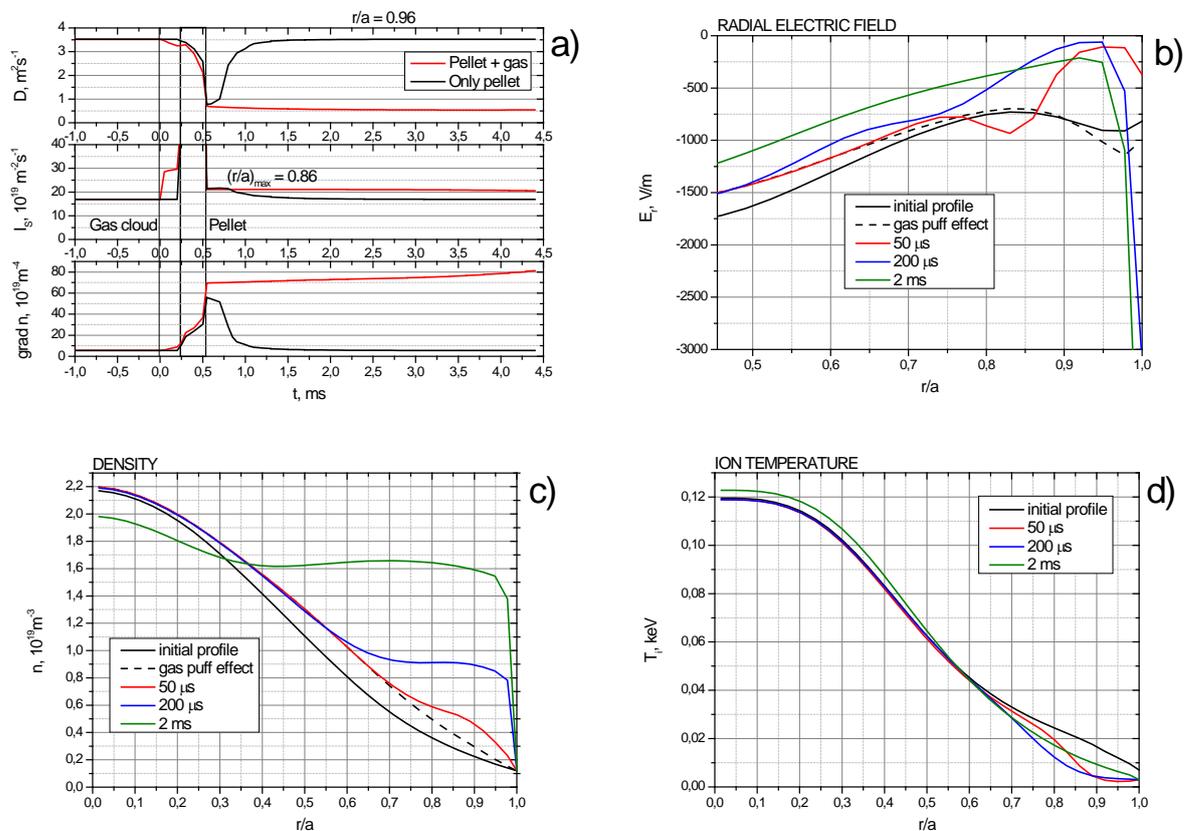


Рис. 44. Результаты моделирования для разряда с пеллет-инжекцией и L-H переходом. (а) Временная эволюция коэффициента диффузии, интегрального источника частиц и

периферийного градиента концентрации для экспериментального сценария с пеллетой и облаком газа (красные линии) и гипотетического случая аналогичной пеллеты без газа; (b) Профиль радиального электрического поля; (c) Профиль концентрации; (d) Профиль ионной температуры. Профили на графиках (b) – (d) приведены для моментов времени до инъекции пеллеты (чёрный), после влёта облака газа (чёрный пунктир), через 50 мкс, т.е. в процессе испарения твёрдого осколка пеллеты (красный), через 200 мкс, т.е. после полного испарения твёрдой части пеллеты (синий), и через 2 мс (зелёный). Видно, что периферийная область с крутым градиентом (транспортный барьер) сохраняется после испарения пеллеты.

Во втором случае, характеризующемся более глубоким испарением (максимум кривой испарения $\gamma/a = 0.7$ по сравнению с $\gamma/a = 0.86$ для сценария с L-N переходом), происходит только кратковременное улучшение удержания, система возвращается в исходное состояние примерно в течение 1 мс после инъекции пеллеты. Область с подавленной аномальной диффузией и большими градиентами существует только пока происходит испарение пеллеты. В этом сценарии амплитуда возмущения среднечордовой концентрации согласуется с экспериментальной, однако эволюция в модели и в эксперименте отлична. В модели длительность фазы улучшенного удержания существенно короче – диффузия подавлена в течение 0.5 мс, в то время как в эксперименте H-мода наблюдается в течение 1.5 мс (рис. 43 б).

Результаты моделирования для сценария с кратковременным улучшением удержания представлены на рис. 45.

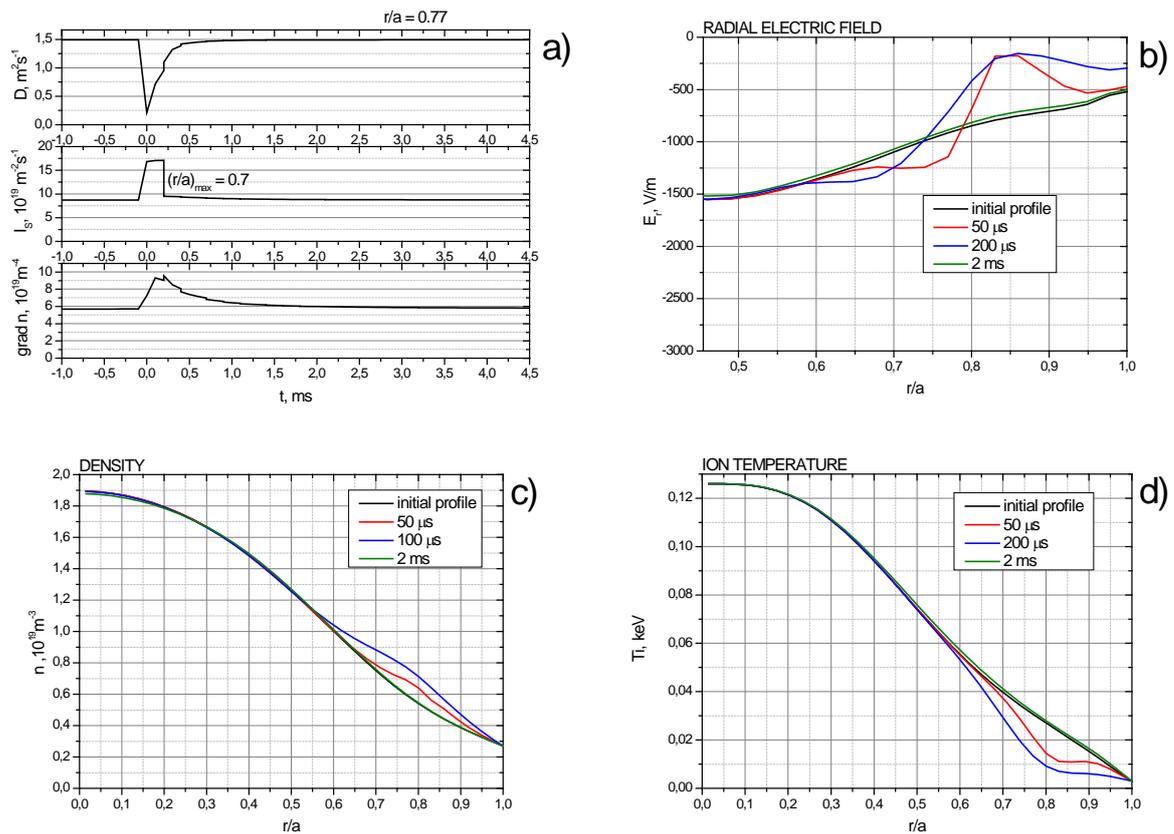


Рис. 45. Результаты моделирования для разряда с пеллет-инжекцией и кратковременным улучшением удержания. (а) Временная эволюция коэффициента диффузии, интегрального источника частиц и периферийного градиента концентрации; (б) Профиль радиального электрического поля; (с) Профиль концентрации; (д) Профиль ионной температуры. Профили на графиках (б) – (д) приведены для моментов времени до инжекции пеллеты (чёрный), через 50 мкс, т.е. в процессе испарения твёрдого осколка пеллеты (красный), через 200 мкс, т.е. после полного испарения твёрдой части пеллеты (синий), и через 2 мс (зелёный). Видно, транспортный барьер в случае более глубокого испарения не формируется.

Расхождение может иметь различные причины. Во-первых, причиной может являться дополнительный неучтённый источник частиц от рециклинга. Экспериментальное значение рециклинга для времени удержания частиц 2.3 мс примерно равно 0.4; вклад искусственно увеличенного рециклинга (до величины 0.6) был учтён в расчёте для сценария с кратковременным улучшением удержания (рис. 46). Результат показал более близкое совпадение концентрации плазмы после инжекции, однако исходная концентрация и особенно амплитуда возмущения перестали совпадать с

измеренными. Время фазы улучшенного удержания при этом практически не увеличивается. Таким образом, неучтённый рециклинг нельзя считать основным фактором, приводящим к расхождению между экспериментом и моделью.

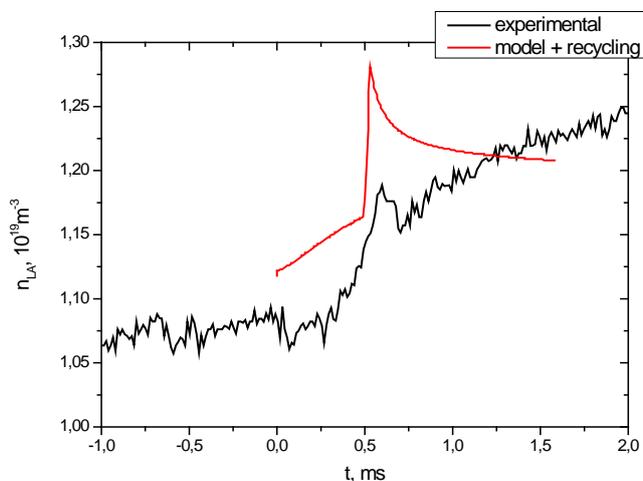


Рис. 46. Эволюция среднехордовой концентрации с учётом увеличенного рециклинга. Увеличенное значение рециклинга приводит к расхождению начальной величины концентрации с экспериментальной.

Во-вторых, пинчевание частиц может отличаться от неклассического уэйровского. В модели используется эффективная величина коэффициента диффузии, которая включает и неклассический пинч. Пинч может иметь и аномальную часть, однако неизвестно, каким образом такой аномальный пинч зависит от шири радиального электрического поля и может ли он подавляться, поэтому все эффекты, связанные с пинчем, были учтены в эффективном коэффициенте диффузии, чтобы избежать появления лишних свободных параметров в модели.

В-третьих, режим столкновительности при испарении пеллеты может локально меняться, а от этого, в свою очередь, зависит ионная и электронная температуропроводность. Это косвенно может влиять на удержание частиц, так как отклик ионной и электронной температуры на возмущение приведёт к образованию более крутых градиентов, и, как следствие, к большему шире E_r и лучшему подавлению турбулентности.

Наиболее вероятной причиной расхождения между моделью и экспериментом в данном сценарии является тот факт, что испарение пеллеты может существенно изменить свойства турбулентности. Параметры плазмы влияют на величину инкремента нарастания турбулентности, в первую очередь – градиенты концентрации и температуры и частота столкновений; эти параметры оказываются сильно возмущёнными при испарении

пеллеты. При изменении режима столкновительности от плато к Пфирш-Шлютеровской при появлении в периферийной области плазмы большого числа холодных частиц затрудняется раскачка TEM моды, и на первый план выходят другие турбулентные моды с другими, возможно сильно меньшими инкрементами. Более того, если частота электронных столкновений превышает bounce-частоту, характеризующую движение запертых частиц, то о запертых частицах в принципе невозможно говорить, так как длина свободного пробега электрона оказывается крайне мала, и TEM мода не развивается в принципе.

Выражение для инкремента нарастания TEM моды даёт зависимость $\gamma \sim \nu^{-1}$, поэтому увеличение частоты столкновений работает в том же направлении, если говорить о подавлении турбулентности, что и увеличение шира радиального электрического поля, способствуя переходу плазмы в режим улучшенного удержания. В настоящей версии модели значение γ полагалось фиксированным, однако в дальнейшем в модели планируется использовать при вычислении степени подавления диффузии аналитическое выражение для инкремента нарастания турбулентности.

Гирокинетическое моделирование при помощи кодов ELMFIRE и GENE подтверждает, что усиление столкновений действительно приводит к уменьшению инкремента нарастания турбулентности, причём этот эффект оказывается сильнее, чем аналитическая зависимость $\gamma \sim \nu^{-1}$ [89]. Потоки частиц в момент испарения пеллеты, согласно расчётам ELMFIRE, практически полностью определяется «холодными» ионами и электронами пеллеты. Это приводит к тому, что периферийная область плазмы переходит в режим Пфирш-Шлютеровской столкновительности, и турбулентность практически полностью прекращается (в такой плазме частота электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, а т.н. баунс-частота, частота перемещения запертой частицы по банановой траектории, равняется для электронов $\nu_b \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, то есть после испарения пеллеты в течение времени термализации на периферии плазмы не существуют запертые электроны, раскачивающие TEM моду); при этом коэффициенты переноса снижаются почти до неоклассических значений [89], см. рис. 47 и рис. 48.

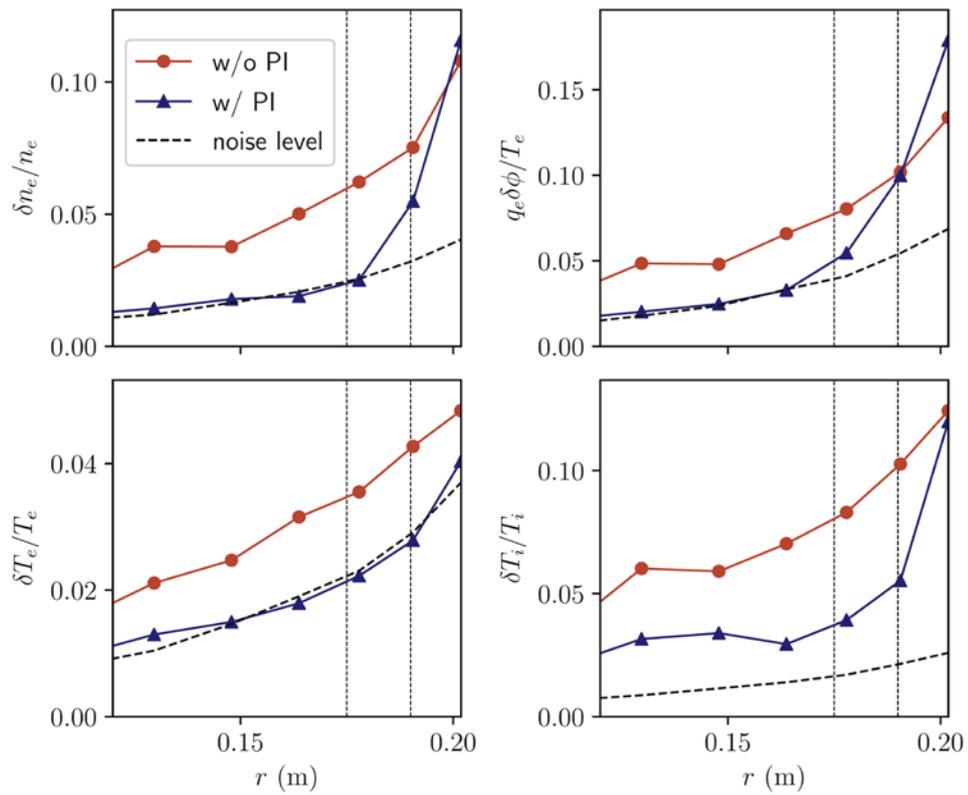


Рис. 47. Уровень флуктуаций концентрации, потенциала, электронной и ионной температуры при испарении пеллеты. Невозмущённый уровень величин показан красными линиями, возмущённый – синими, чёрные пунктирные линии – полное отсутствие флуктуаций, соответствующее неклассическому переносу. Видно, что уровень флуктуаций существенно уменьшается в широкой области плазмы, что говорит о том, что доминантная турбулентная мода TEM не развивается после испарения пеллеты [89].

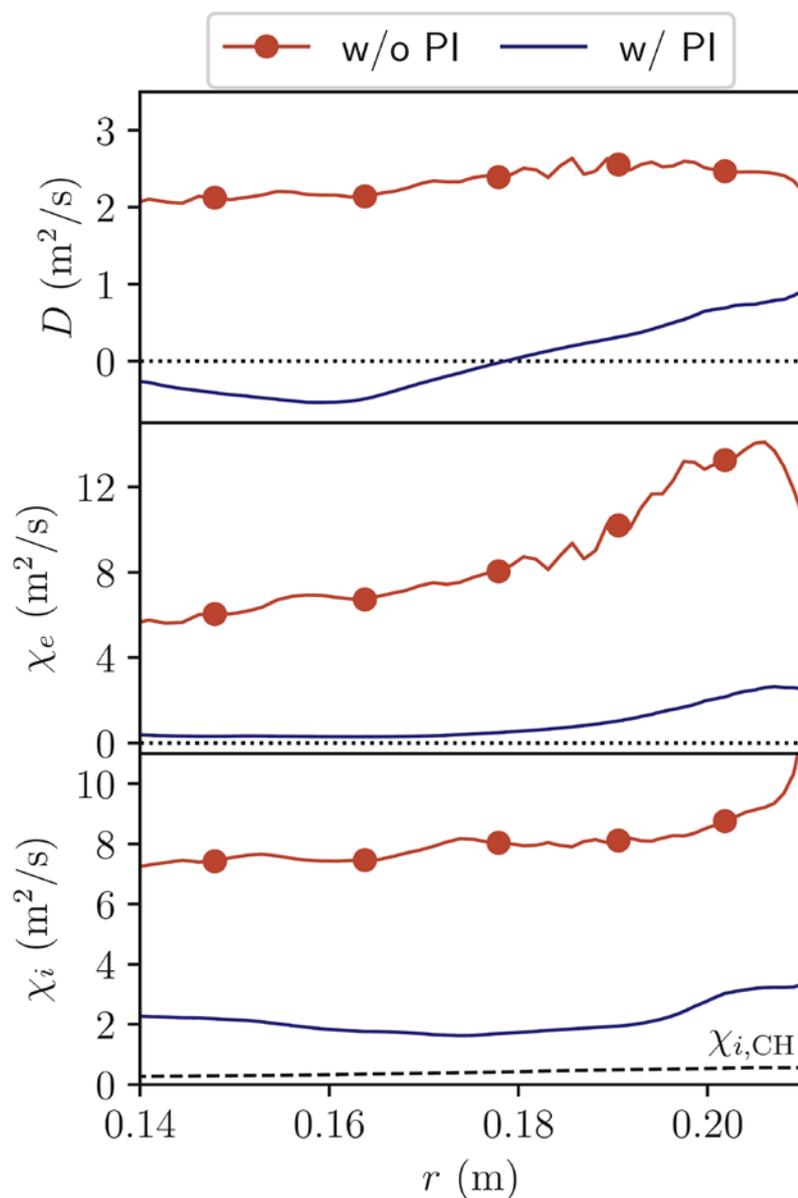


Рис. 48. Коэффициенты переноса (диффузия, электронная и ионная температуропроводность) при испарении пеллеты. Невозмущённый уровень величин показан красными линиями, возмущённый – синими. Видно, что коэффициенты переноса существенно уменьшаются в широкой области плазмы, что говорит о том, что доминантная турбулентная мода TEM не развивается после испарения пеллеты [89].

Необходимо отметить, что в модели основной акцент делался на возможность или невозможность инициирования L-N перехода, модель не претендует на полноценное и точное воспроизведение N-моды – эта задача выходит за рамки данного исследования.

3.5. Анализ возможности переключения режимов удержания в токамаке ТУМАН-3М в сценариях с пеллет-инжекцией

Данные, полученные из моделирования, можно использовать для анализа возможности инициирования L-H перехода. Принцип, использованный для сценариев с пеллетой аналогичен тому, что был использован для сценариев с инициированием H-моды вспышкой колебаний ГАМ.

Нелинейные зависимости потока частиц от градиента $\Gamma\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)$ были построены для двух рассмотренных сценариев – с L-H переходом и с кратковременным улучшением удержания, см. рис. 49.

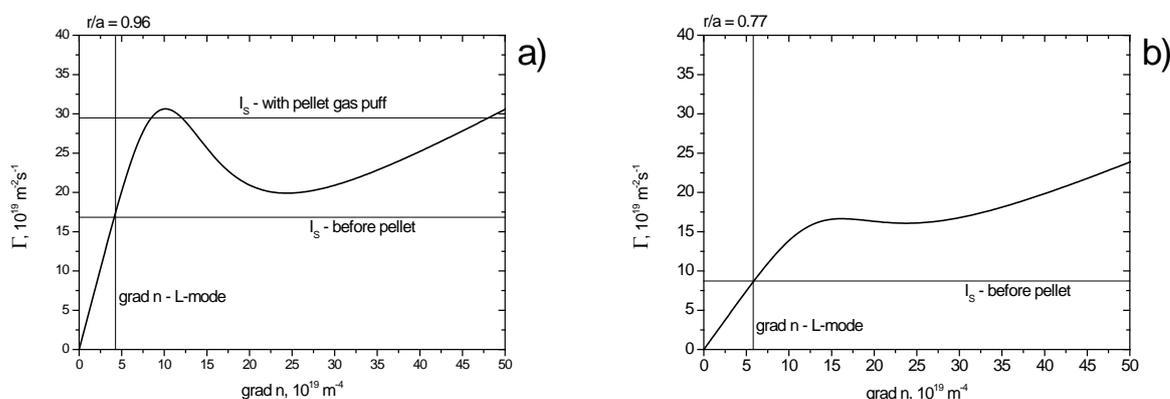


Рис. 49. Зависимости $\Gamma\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)$ (N-образные кривые) для разрядов с пеллет-инжекцией в токамаке ТУМАН-3М с L-H переходом (a) и кратковременным улучшением удержания (b). В сценарии с L-H переходом дополнительный источник от облака газа обеспечивает возможность существования двух устойчивых состояний. В сценарии с кратковременным улучшением удержания из-за малой величины источника возможна только L-мода.

Поскольку N-образная кривая отображает локальную зависимость $\Gamma\left(\frac{\partial n(r)}{\partial r}\right)$, то были выбраны точки, в которых происходит максимальное возмущение градиента: $r/a = 0.96$ для сценария с L-H переходом и $r/a = 0.77$ для кратковременного улучшения удержания. Значения коэффициента диффузии, отражающие степень подавления

турбулентности, стационарные значения градиента концентрации и значения интегрального источника частиц получены при помощи моделирования.

Рис. 49а соответствует сценарию с L-H переходом, происходящим при влёте твёрдой пеллеты и облака газа. Изначально стационарный источник частиц I_S имеет одно пересечение с N-образной кривой, соответствующее L-моду. Облако газа, влетающее в плазму перед твёрдой частью пеллеты, увеличивает интегральный источник, при этом N-образная кривая и уровень интегрального источника пересекаются в трёх точках, т.е. существует два стационарных состояния системы. Дополнительный источник частиц от облака газа существует достаточно долго (примерно 5 мс согласно рис. 38), так что твёрдый осколок пеллеты создаёт возмущение радиального электрического поля в плазме, когда возможна бифуркация удержания, и таким образом инициирует переход в H-моду.

Рис. 49b относится к случаю более глубокого проникновения пеллеты без облака газа. Стационарный источник пересекает N-образную кривую для этого сценария в единственной точке в области L-моды. Возмущение градиентов концентрации и температуры, вызванное испарением пеллеты, может локально подавить турбулентность и сформировать транспортный барьер, если шир E_T достаточно велик, но так как отсутствует дополнительный источник частиц, такой транспортный барьер не является самоподдерживающимся и перестаёт существовать после испарения пеллеты. Длительность фазы с улучшенным удержанием в этом случае в первую очередь зависит от источника частиц в твёрдой пеллете, однако этот источник является локализованным и существенно нестационарным, и его вклад не может быть проанализирован при помощи N-образной кривой, т.к. анализ N-образных кривых применим только к стационарным уравнениям. В случае эффекта от облака газа этот анализ применим, так как облако газа не приводит к существенным изменениям профилей или свойств удержания (см. рис. 44 с); при этом растёт источник частиц и градиент изменяется соответственно ветви для L-моды N-образной кривой, смещаясь от одного стационарного состояния к другому, характеризующемуся большим источником и большим градиентом.

3.6. Выводы к Главе 3.

На основе численного моделирования и анализа экспериментальных сценариев с пеллет-инжекцией в токамаке ТУМАН-3М, демонстрирующих различную динамику улучшения удержания, можно заключить, что результаты моделирования находятся в хорошем согласии с наблюдениями, а также находятся в рамках современных теоретических представлений о зависимости коэффициента диффузии от шира

радиального электрического поля [7]. В соответствии с этими представлениями, возможность или невозможность L-H перехода зависит от сочетания параметров диффузии и стационарной величины источника частиц, т.е. существует порог по источнику частиц для L-H перехода, аналогичный порогу по вложенной мощности нагрева.

Действительно, анализ экспериментов показал, что в то время как триггером L-H перехода может служить возмущение градиентов концентрации и ионной температуры, которые создают шир радиального электрического поля, приводящий к подавлению турбулентности, стационарный источник частиц определяет существование различных режимов удержания. Если источник частиц мал, сильный шир E_r , подобный тому, который возникает при испарении пеллеты, может подавить турбулентность и вызвать формирование транспортного барьера, но такой транспортный барьер не будет самоподдерживающимся и распадётся после окончания возмущения, создающего сильный шир E_r . Если источник частиц достаточно велик, инициирование L-H перехода и бифуркация режимов удержания возможна, и плазма остаётся в самоподдерживающейся H-моды. Если источник частиц и далее возрастает, выполняются требования для существования единственного режима – H-моды, и «медленный» L-H переход произойдёт автоматически.

Количественное соответствие экспериментальным сценариям тем не менее требует дальнейшей проработки, как например это видно в случае расхождения во времени существования транспортного барьера в сценарии с кратковременным улучшением удержания.

Глава 4. Исследование роли источника частиц в инициировании L-H перехода

4.1. Возможность инициирования L-H перехода при увеличенном источнике частиц без существенного возмущения градиента

Интересно проверить, возможен ли L-H переход в рамках используемой модели без возмущения градиентов концентрации и температуры, т.е. без локального возмущения радиального электрического поля в принципе. Для этого необходимо увеличить источник частиц так, чтобы интегральное значение из области единственного пересечения для L-моды переместилось в область единственного пересечения для H-моды.

Рассмотренный здесь случай аналогичен экспериментальному сценарию на рис. 39, где L-H переход инициирован только инъекцией облака газа от полностью разрушенной

пеллеты. Также этот сценарий похож на переход в омическую H-моду в токамаке ТУМАН-3М [90]. Обычно омический L-H переход в токамаке ТУМАН-3М инициируется импульсом газонапуска или происходит спонтанно, и происходит достаточно плавно – в течение 1-2 мс (характерное время эволюции сигналов среднечордовой концентрации и линии свечения D_{α}) по сравнению с почти скачкообразным (длительность меньше 0.5 мс) L-H переходом, инициированным возмущением радиального электрического поля.

Чтобы задать в модели условия для этого сценария и проверить возможность инициирования L-H перехода, величина источника частиц варьировалась относительно экспериментальной. За основу был взят разряд, в котором L-H переход инициировался инжекцией твёрдой пеллеты после облака газа, т.к. для разряда, где переход происходит после инжекции только газа, не были измерены профили концентрации и ионной температуры. Экспериментальный источник, связанный с облаком газа, не приводил к LH-переходу, поэтому это значение искусственно увеличивалось в соответствии с пересечениями интегрального источника и N-образной кривой в точке, соответствующей координате транспортного барьера.

На рис. 50a и 50b представлены результаты численного моделирования [85]. Если источник, как в экспериментальном сценарии, находится в области одного пересечения, соответствующего L-моду, или увеличивается до области трёх пересечений, система остаётся в состоянии, близком к исходному, с незначительной модификацией градиента концентрации и коэффициента диффузии. Если интегральный источник достигает величины, соответствующей единственному пересечению с N-образной кривой в области H-моды, система эволюционирует к новому состоянию с подавленной диффузией и большим градиентом концентрации. Этот результат качественно согласуется наблюдениями L-H перехода, инициированного облаком газа (см. рис. 39); также можно отметить, что длительность эволюции концентрации и коэффициента диффузии близка к значениям, наблюдаемым при спонтанном «медленном» LH-переходе – около 2 мс.

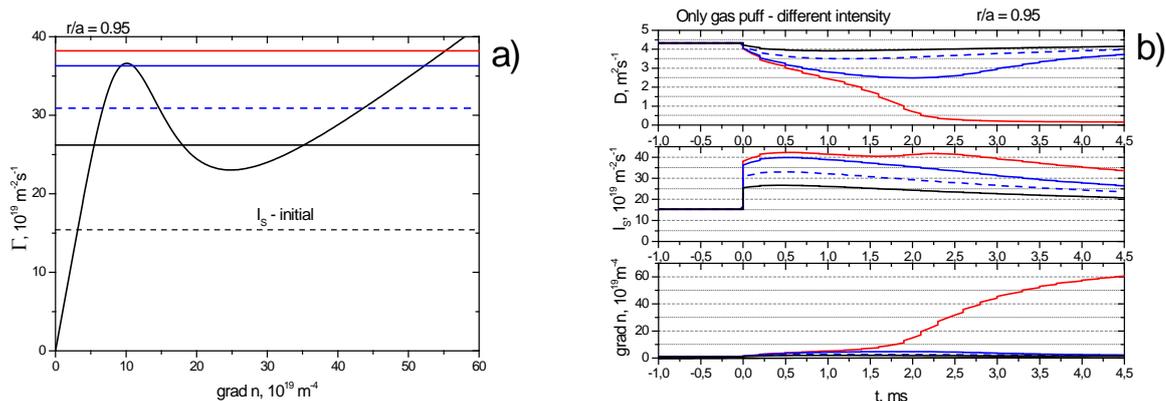


Рис. 50. Зависимость $\Gamma \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)$ (N -образная кривая) для разряда в ТУМАН-3М с увеличенным газонапуском без прямого возмущения E_r (а) и результаты моделирования для такого разряда (б). На графике (б) изображена эволюция коэффициента диффузии, интегрального источника и градиента концентрации. Цвета линий соответствуют уровню интегрального источника, отмеченного на N -образной кривой. В случае если интегральный источник лежит выше области трёх пересечений, происходит плавный переход в H -моду.

4.2. Моделирование разрядов в токамаке ФТ-2 с высокой концентрацией.

В разрядах с низкой концентрацией в токамаке ФТ-2, характеризующихся наличием ГАМ, источник частиц оказывается недостаточным для существования самоподдерживающейся H -моды. Возникает вопрос, возможно ли получить разряд в токамаке ФТ-2 с большей величиной источника, при которой переход в режим улучшенного удержания будет возможным.

В разрядах с высокой и сверхвысокой концентрацией в токамаке ФТ-2 [79-81] наблюдается значительное увеличение времени удержания энергии, а также – одновременный рост концентрации, сопровождаемый уменьшением уровня флуктуаций потенциала плазмы, см. рис. 51.

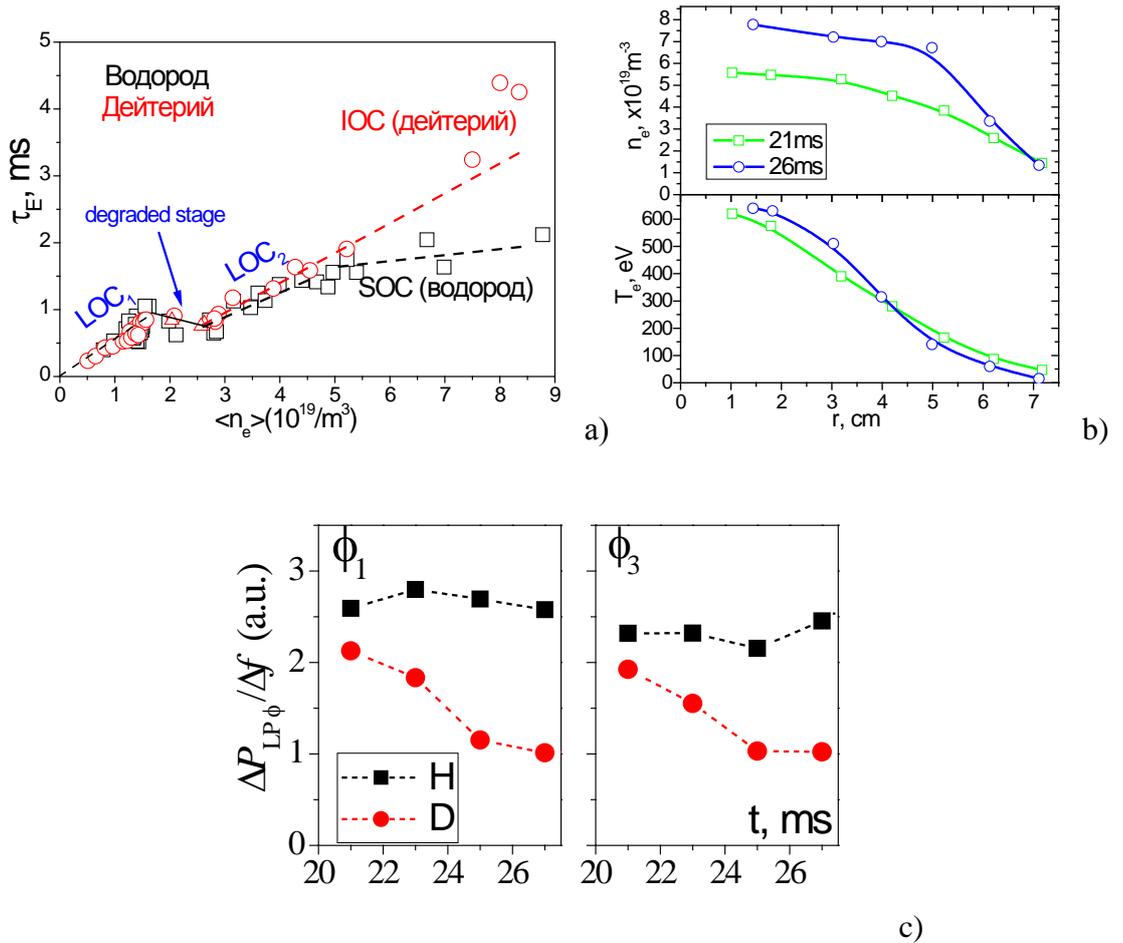


Рис. 51 Эволюция параметров плазмы в режимах с высокой концентрацией в токамаке ФТ-2: а) время удержания энергии в зависимости от среднехордовой концентрации; б) профили концентрации и электронной температуры в дейтериевом разряде в фазах обычного омического (21 мс) и улучшенного (26 мс) удержания; в) спектральная мощность флуктуаций плавающего потенциала, измеренная на двух различных электродах ленгмюровского зонда в водороде (квадраты) и дейтерии (кружки). Рост концентрации с образованием увеличенного градиента на периферии и одновременный спад уровня флуктуаций являются характерными признаками перехода в режим улучшенного удержания [80, 81].

Подобная эволюция параметров плазмы является характерным признаком L-H перехода, так же как и формирование структуры, схожей с транспортным барьером, на профиле концентрации. Интересно, что в данных разрядах наблюдается изотопный эффект, то есть для дейтерия наблюдается улучшение удержания, а для водорода нет, и при увеличении источника (и соответственно концентрации) форма профиля сохраняется. В дейтериевых разрядах увеличенный градиент концентрации образуется примерно в области $r/a = 0.7$. Происходит улучшение удержания частиц; время удержания энергии

для дейтерия также возрастает. Примеры профилей для дейтериевых и водородных разрядов приведены на рис. 52.

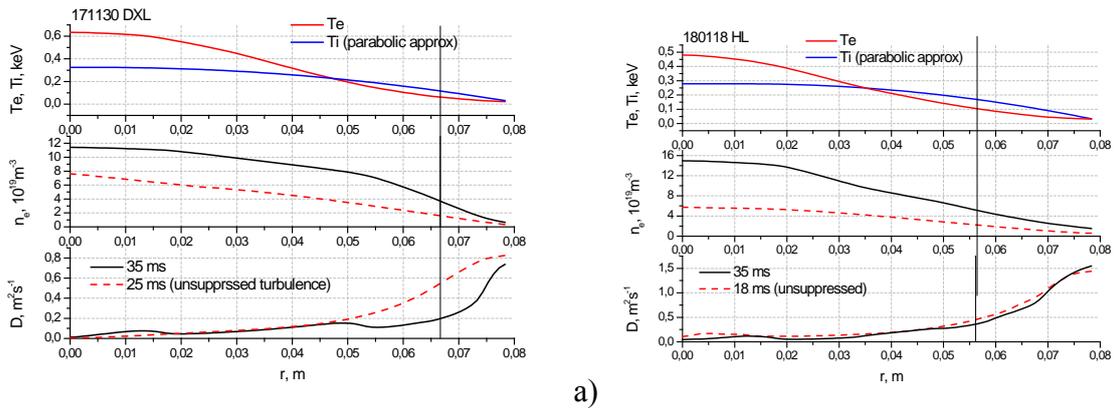


Рис. 52. Профили ионной и электронной температуры, концентрации и коэффициента диффузии (получены из эксперимента и расчёта в ASTRA на основании экспериментальных данных). Профили температуры со временем не изменяются, профили концентрации и коэффициента диффузии приведены для начальной стадии разряда и для квазистационарного состояния. В дейтериевом разряде (а), в отличие от водородного (б), наблюдается транспортный барьер на профиле концентрации.

Причины изотопного эффекта являются тематикой отдельного исследования и здесь не будут рассматриваться подробно. Разряды представляют интерес с точки зрения принципиальной возможности или невозможности получения режима улучшенного удержания.

Для разрядов с высокой концентрацией можно построить кривые нелинейной зависимости потока частиц от градиента, чтобы проверить, является ли близкое к стационарному состояние с подобием транспортного барьера на профиле концентрации режимом улучшенного удержания. Данный анализ содержится в [63, 64].

Инкремент нарастания турбулентности, рассчитанный для доминантной моды ТЕМ

по формуле $\gamma = \left(\frac{a}{R}\right)^{3/2} \frac{\omega_{dr}^2}{v_{ei}} \eta_e$ [86], где ω_{dr} – дрейфовая частота, v_{ei} – частота электрон-

ионных столкновений, η_e – отношение характерных длин изменения концентрации и электронной температуры, a и R – малый и большой радиус токамака соответственно. Полученный таким образом инкремент, как и в предыдущих экспериментах, сравнивался в результатами линейного кода GENE. Для значения волнового вектора, при котором в расчёте GENE наблюдается максимальный инкремент нарастания, значения аналитической величины γ близки к расчётным на значительной части малого радиуса

(рис. 53). Величина γ была использована в формуле для коэффициента диффузии, шир E_r в начальном и конечном квазистационарных состояниях определялся из эксперимента на основе профилей концентрации и ионной температуры.

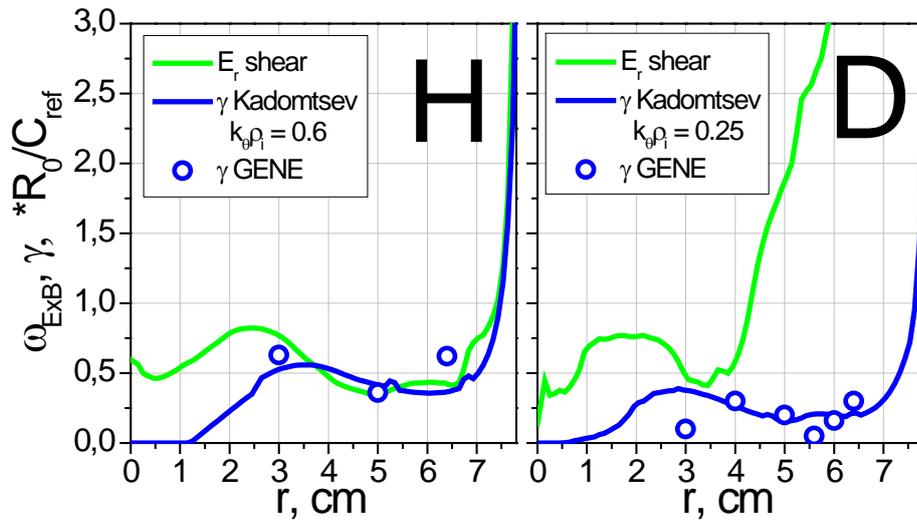


Рис. 53. Распределение инкремента нарастания ТЕМ моды в токамаке ФТ-2 в разрядах с высокой концентрацией в водороде и дейтерии. Точками отмечены значения инкремента, полученные при помощи кода GENE. Видно, что в водороде γ выше и оказывается сравнима с величиной шири E_r , в отличие от дейтерия, где $\omega_{ExcB} > \gamma$. Таким образом, в водороде шир E_r не приводит к существенному подавлению турбулентности.

Нелинейные зависимости $\Gamma\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)$ для водорода и дейтерия, изображённые на рис.

54, показывают, что при большой величине источника в обоих случаях точка пересечения лежит на ветви подавленной диффузии. Близость данного состояния к стационару (и, соответственно, возможность описания с помощью нелинейной зависимости $\Gamma\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)$) также подтверждается тем, что расчётная величина локального градиента концентрации, соответствующая пересечению кривой $\Gamma\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)$ и источника в данной точке, близка к экспериментальной, вычисленной на основе измеренного профиля концентрации. Соответствие величины источника единственному стационарному состоянию с подавленной диффузией и характерный вид кривых $\Gamma\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)$ с отсутствующим бифуркационным участком находится в согласии с наблюдениями «медленной» эволюции формы профиля концентрации в разряде в дейтерии, при которой укрупнение

периферийного градиента концентрации происходит за время, сравнимое с временем удержания частиц.

Особенности турбулентности в разрядах с водородом приводят к тому, что величина шира, определяемая градиентом давления, приводит лишь к незначительному снижению уровня турбулентности, в то время как в дейтерии разница между аномальным и подавленным коэффициентами диффузии достаточна для того, чтобы режим улучшенного удержания обладал выраженным профилем концентрации с сильным градиентом не периферии. Можно заметить, что для водорода шир неоклассического E_T сравним с величиной инкремента нарастания турбулентности, в отличие от дейтерия, где почти на всей длине малого радиуса шир превосходит инкремент нарастания. Такое соотношение может быть причиной того, что в водороде не наблюдается улучшение удержания даже несмотря на значительную величину источника частиц.

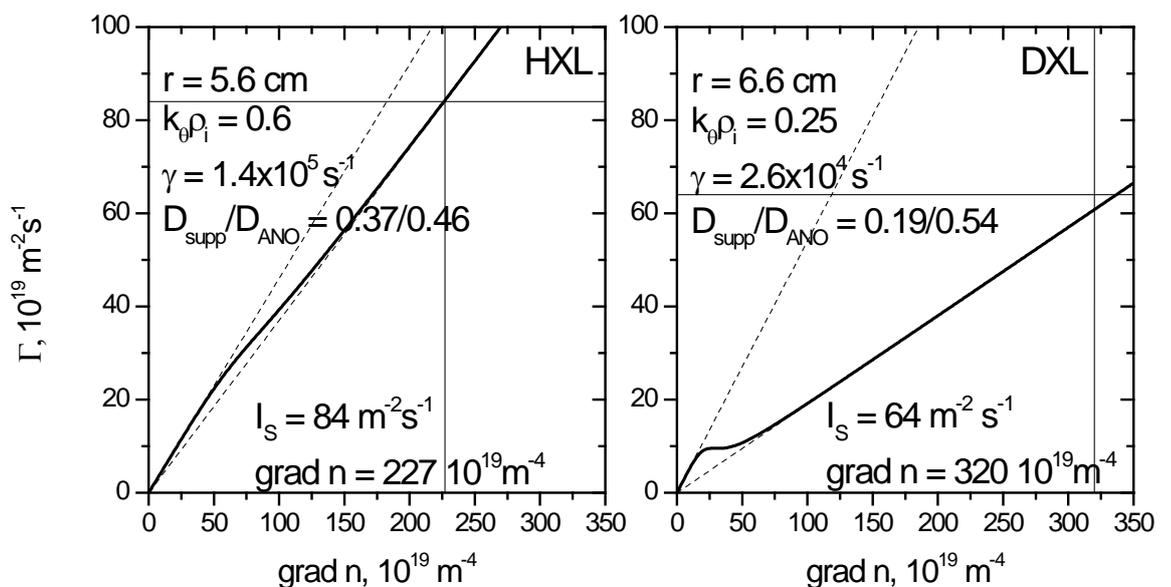


Рис. 54. Нелинейные зависимости $\Gamma \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)$ для разрядов с высокой концентрацией в ФТ-2. В обоих изотопах источник достаточно велик, чтобы существовал только режим улучшенного удержания (пересечение источника и кривой $\Gamma \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)$ на ветви подавленной диффузии), но в водороде в отличие от дейтерия разница между начальным и подавленным уровнями диффузии невелика, поэтому на профиле концентрации не формируется транспортный барьер.

В случае с дейтерием высокий источник приводит к тому, что единственное возможное состояние – это режим улучшенного удержания. Таким образом, эксперименты с высокой и сверхвысокой концентрацией в ФТ-2 подтверждают идею о важности величины источника частиц для определения существования различных режимов удержания.

4.3. Выводы к Главе 4

Ключевая роль источника частиц в определении возможности инициирования L-H перехода была продемонстрирована в экспериментах и с помощью моделирования экспериментальных сценариев. Нарастание источника частиц до уровня, соответствующего только существованию стационарной H-моды, приводит, согласно результатам моделирования, к переходу в режим улучшенного удержания. Этот результат согласуется с экспериментами с омическим L-H переходом и переходом вследствие инжекции облака газа на токамаке ТУМАН-3М.

Эксперименты с существенным увеличением источника частиц (разряды с высокой концентрацией) в согласии с теоретическими представлениями показали возможность существования режима улучшенного удержания в ФТ-2. Расчёты позволили установить, что величина инкремента нарастания турбулентности отличается для водорода и дейтерия, обеспечивая в дейтериевых разрядах, в отличие от водорода, эффективное подавление турбулентности широм среднего E_r .

Заключение

Итоги и выводы

В диссертации исследовано влияние различных факторов на возможность инициирования перехода в режим улучшенного удержания в токамаке. На основе обработки экспериментальных данных, полученных на двух токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе в различных сценариях, а также моделирования этих экспериментальных сценариев, сделаны следующие выводы:

1. Проведены эксперименты по инициированию L-H перехода тангенциально инжектируемой замороженной водородной или дейтериевой пеллетой. Определены предпочтительные условия инжекции для инициирования L-H перехода (периферийное испарение, совместный влёт в плазму твёрдого осколка пеллеты и облака газа от

разрушенной части пеллеты). Обнаружены различные сценарии улучшения удержания – классический L-N переход и временное улучшение удержания с обратным HL-переходом.

2. Построена численная модель, позволяющая самосогласованно рассчитать эволюцию профилей концентрации и ионной температуры с учётом коэффициента диффузии, зависящего от шира радиального электрического поля. Для рассмотренных сценариев на основании данных, полученных из модели и эксперимента, построены нелинейные кривые зависимости потока частиц от градиента концентрации, на основании вида которых можно определить возможность существования различных режимов удержания.

3. Для основных наблюдаемых сценариев с улучшением удержания при пеллет-инжекции построена модель эволюции профилей концентрации и ионной температуры. С помощью моделирования и применения теоретических расчётов показано, что инициирование L-N перехода возможно в случае периферийного испарения пеллеты, создающего сильный шир E_r в области формирования транспортного барьера H-моды. Также показано, что величина источника определяет возможность инициирования L-N перехода – в стандартных режимах с пеллет-инжекцией требовался дополнительный источник частиц, создаваемый облаком газа от испарившейся в пеллетопроводе части пеллеты.

4. Модель применена к разрядам с активностью колебаний геодезической акустической моды в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2. Для токамака ТУМАН-3М определены пороговые значения параметров ГАМ, необходимых для инициирования перехода в режим улучшенного удержания. Значения амплитуды ГАМ, необходимые для инициирования перехода в H-моду, оказываются близки к экспериментальным величинам. Показана возможность серии вспышек ГАМ инициировать переход в режим улучшенного удержания за счёт накопления шира среднего E_r . Для токамака ФТ-2 в режимах с низкой концентрацией плазмы с помощью модели показана невозможность инициирования L-N перехода вспышкой ГАМ, что подтверждается экспериментом. С помощью моделирования и применения теоретических расчётов показано, что величина источника частиц является фактором, определяющим наличие и отсутствие перехода в режим улучшенного удержания в режимах с низкой концентрацией в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2 соответственно.

5. Модель применена к сценариям с высокой концентрацией в ФТ-2, допускающих существование режима улучшенного удержания. С помощью моделирования и применения теоретических расчётов показано, что в данных сценариях величина источника оказывается достаточной для существования режима улучшенного удержания.

Модификация профиля с образованием транспортного барьера возможна только в случае, если шир среднего E_r существенно превосходит уровень инкремента нарастания турбулентности; в противном случае профиль в режиме улучшенного удержания мало отличается от профиля в режиме обычного омического удержания.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Разработанная модель инициирования перехода в режим улучшенного удержания, как показано в работе, является достаточно универсальной, чтобы применяться к различным установкам и различным сценариям. Используя данную модель, возможно предсказать возможность и определить необходимые условия перехода в режим улучшенного удержания в плазме токамака в интересующем нас сценарии эксперимента.

Перспективы дальнейшей разработки темы исследования предполагают дальнейшее обобщение модели инициирования L-H перехода. Во-первых, актуально обобщение на геометрию D-образных и сферических токамаков, каковыми являются все крупнейшие установки. Во-вторых, представляется немаловажным сделать модель самосогласованной, добавив расчёт эволюции турбулентности, раскачка и затухание которой будет зависеть от параметров плазмы и шира радиального электрического поля; в свою очередь, коэффициенты переноса также будут определяться уровнем турбулентности. Это приблизит модель к более сложным и точно описывающим поведение плазмы моделям типа «хищник-жертва», где учитывается взаимное влияние шира вращения плазмы (определяемое как неоклассическим E_r , так и осциллирующим E_r зональных потоков и ГАМ) и уровня турбулентности [69, 70].

Список литературы

1. Wagner F. et al // Phys. Rev. Lett. 1982 49 1408
2. Wagner F. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2007 49 B1
3. Biglari H., Diamond P.H. and Terry P.W. //Phys. Fluids B 1990 2 1
4. Loarte A. et al ITER Physics Basis Ch. 4 // Nucl. Fusion 2007 47 S203
5. Lebedev S.V., Askinazi L.G., Chernyshev F.V. et al // Nucl. Fusion 2009 49 085029
6. Hinton F.L. and Staebler G.M. // Physics of Fluids B 1993 5 1281
7. Malkov M.A. and Diamond P.H. // Phys. Plasmas 2008 15 122301
8. Galeev A.A. // Sov. Phys. JETP 1971 32 752
9. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // ЖЭТФ 1967 53 348

10. Hirshman S.P. and Sigmar D.J. // Nucl. Fusion 1981 21 1079
11. Smeulders P. et al // Nucl. Fusion 1995 35 225
12. Carlstrom T.N. // Fusion Science and Technology 2005 48(2) 997
13. Ryter F. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2002 44 A415
14. Itoh S.-I. and Itoh K. // Phys. Rev. Lett. 1988 60 2276
15. Burrell K.H. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 1992 34 1859
16. Burrell K.H. // Physics of Plasmas 1999 6 4418
17. Rozhansky V.A. // Plasma Physics Reports 2001 27 3 205
18. E. Viezzer et al // Nucl. Fusion 2013 53 053005
19. H. Meyer et al // Nucl. Fusion 2009 49 104017
20. R. M. McDermott et al // Phys. Plasmas 2009 16 056103
21. Rozhansky V.A. and Tendler M. // Phys. Fluids B 1992 4 1877
22. Shaing K.C. and Crume E.C. // Phys. Rev. Lett. 1989 63 2369
23. Taylor R.J. et al // Phys. Rev. Lett. 1989 63 2365
24. Weynants R.R. et al // Nucl. Fusion 1992 32 837
25. Thyagaraja A., Schwander F., McClements K.G. // Phys. Plasmas 2007 14 112504
26. Askinazi L.G. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2006 48 A85
27. Askinazi L.G. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2011 53 035011
28. Askinazi L.G., Golant V.E., Lebedev S.V. et al // Nuclear Fusion 1992 32 2 271
29. Diamond P. et al // Plasma Phys. Control Fusion 2005 47 R35
30. Winsor N., Johnson J. and Dowson J. // Phys. Fluids 1968 11 2448
31. Askinazi L.G. et al // Phys. Fluids B 1993 5 2420
32. Lebedev S.V. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 1998 40 741
33. Fujisawa A. et al // Nucl. Fusion 2007 47 S718
34. Fujisawa A. // Nucl. Fusion 2009 49 013001
35. Sasaki M., Itoh K., Itoh S.-I. and Kasuya N. // Nucl. Fusion 2012 52 023009
36. Hallatschek K. and Biskamp D. // Phys. Rev. Lett. 2001 86 1223
37. Yan Z. et al // Phys. Rev. Lett. 2014 112 125002
38. Schmitz L. et al // Phys. Rev. Lett. 2012 108 155002
39. Xu G.S. et al // Phys. Rev. Lett. 2011 107 125001
40. Conway G.D. et al // Phys. Rev. Lett. 2011 106 065001
41. Kobayashi T. et al // Phys. Rev. Lett. 2013 111 035002
42. Askinazi L.G. et al // Tech. Phys. Lett. 2012 38 6
43. Bulanin V.V. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2016 58 045006
44. Askinazi L.G. et al // Proc. 38 EPS Conf. on Plasma Phys. 2011 vol 35G P1.115

45. Bulanin V.V. et al // Tech. Phys. Lett. 2015 41 366
46. Holland C. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2002 44 A453
47. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Perfilov S.V. et al // Nucl. Fusion 2015 55 6 C063001
48. Gurchenko A.D. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2013 55 085017
49. Gurchenko A.D. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2016 58 044002
50. Guo W., Wang S. and Li J. // Phys. Plasmas 2010 17 112510
51. A. D. Gurchenko et al // EPL 2015 110 55001
52. Kapralov V.G. et. al. // JTP Letters 1995 21 57
53. Gohil P. et al // Phys. Rev. Lett. 2001 86 644
54. Valovic M. et al // Nucl. Fusion 2012 52 114022
55. Yao X.J., Hu J.S. and Chen Y. et al // Nucl. Fusion 2017 57 066002
56. M. Greenwald et al // Physics of Plasmas 1999 6 1943
57. L.G. Askinazi, A.A. Belokurov // Proc. 41 EPS Conf. on Plasma Phys. 2014 38F P4.060
58. Аскинази Л.Г., Белокуров А.А. // Письма ЖТФ 2015 т.41 22
59. Askinazi L.G., Afanasyev V.I., Altukhov A.B., Bakharev N.N., Belokurov A.A. et al // Nucl. Fusion 2015 55 104013
60. Askinazi L.G., Belokurov A.A. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2017 59 014037
61. Белокуров А.А. и др. // Письма ЖТФ 2019 т.45, 15
62. Bakharev N.N., Abdullina G.I., Afanasyev V.I., Altukhov A.B., Askinazi L.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Belokurov A.A. et al // Nucl. Fusion 2019 59 112022
63. G. Abdullina, L. Askinazi, A. Belokurov et al // AIP Conference Proceedings 2019 2179 020002
64. A. Belokurov et al // Phys. Scr. 2020 95 115604
65. Staebler G.M. // Plasma Phys. Control. Fusion 1998 40 569
66. Hahn T.S. et al // Phys. Plasmas 1999 6 922
67. Kantor M. // Proc. 13th Int. Symp. on Laser-Aided Plasma Diagnostics 2007 104 NIFS-PROC-68
68. Ido T. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2006 48 S41
69. Miki K., Diamond P.H. et al // Phys. Plasmas 2012 19 092306
70. Miki K., Diamond P.H. et al // Phys. Rev. Lett. 2013 110 195002
71. Heikkinen J.A., Janhunen S.J., Kiviniemi T.P. and Ogando F. // J. Comp. Phys. (2008) 227 5582
72. Leerink S. et al // Phys. Rev. Lett. 2012 109 16501
73. Gusakov E.Z. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2013 55 124034

74. Kiviniemi T.P. et al // Proc. 43 EPS Conf. on Plasma Physics 2016 vol 40A P2.059
75. Askinazi L.G. et al // Proc. 31 EPS Conf. on Plasma Phys. 2004 vol 28G P4.153
76. Kim E.J. and Diamond P.H. // Phys. Rev. Lett. 2003 90 185006
77. Belokurov A.A. et al // Proc. 44 EPS Conf. on Plasma Phys. 2017 vol 41F P1.172
78. Lashkul S.I. et al // 34 EPS Conf. on Plasma Phys. 2007 vol 31F P2.148
79. Kouprienko D.V., Altukhov A.B., Askinazi L.G., Belokurov A.A. et al // Proc. 45 EPS Conf. on Plasma Phys. 2018 vol 42A P4.1097
80. Куприенко Д.В. и др. // Физика Плазмы 2019 45 12 1103
81. D.V. Kouprienko, A.D. Gurchenko, E.Z. Gusakov, A.B. Altukhov, L.G. Askinazi, A.A. Belokurov et al // Nucl. Fusion 2022 62 066045
82. Vinyar I. et al // Instr. and Experimental Techniques 2006 49 5 717
83. Belokurov A.A. et al // Proc. 42 EPS Conf. on Plasma Physics 2015 vol 39E P5.163
84. Pegourie G. // Plasma Phys. Control. Fusion 2007 49 R87
85. Belokurov A.A. et al // Nucl. Fusion 2018 58 112007
86. Kadomtsev B.B. and Pogutse O.P. // Nucl. Fusion 1971 11 67
87. Izvozchikov A.B. and Petrov M.P. // Sov. J. Plasma Phys 1988 14 5
88. Artsimovich L.A. // Nucl. Fusion 1972 12 215
89. Kiviniemi T.P., Niskala P., Askinazi L.G., Belokurov A.A. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 2018 60 085010
90. Lebedev S.V. et al // Plasma Phys. Control. Fusion 1996 38 1103