

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики
Лаборатория высокотемпературной плазмы

Третинников Павел Владимирович

**«Влияние низкочастотной турбулентности на
распространение диагностических и нагревных
микроволновых пучков в плазме токамака»**

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

Научный доклад

Санкт-Петербург

2023

Научный руководитель: Гусаков Евгений Зиновьевич

доктор физико-математических наук, профессор,
зав. лаб. ФТИ им. Иоффе

Рецензент:

Теплова Наталья Витальевна,
кандидат физико-математических наук,
научный сотрудник ФТИ им. Иоффе

Рецензент:

Кавеева Елизавета Геннадьевна,
доктор физико-математических наук,
профессор Высшей школы фундаментальных
физических исследований СПбПУ Петра Великого

Содержание

1	Введение	2
1.1	Термоядерный синтез	2
1.2	Турбулентность в плазме	2
1.3	Микроволновые диагностики плазмы	3
1.4	Рефлектометрия	3
1.5	Радиальная корреляционная рефлектометрия	4
1.6	Коллективное томсоновское рассеяние	5
1.7	Распространение микроволнового пучка в турбулентной плазме	6
1.8	Неустойчивость параметрического распада	7
1.9	Задачи решаемые в диссертационной работе	8
2	Распространение пучка X-моды в турбулентной плазме	10
2.1	Аналитическое описание уширения пучка X-моды в турбулентной плазме	10
2.2	Обсуждение основных результатов по описанию распространения пучка X-моды в турбулентной плазме	12
3	Анализ CTS в турбулентной плазме	14
3.1	Регистрируемый в CTS спектр с учетом периферийной турбулентности плазмы	14
3.2	Основные результаты по описанию CTS в турбулентной плазме	16
4	Влияние периферийного слоя турбулентности плазмы на низкороговую параметрическую неустойчивость распада	18
4.1	Современное представление о теории низкороговой параметрической неустойчивости распада и постановка проблемы, анализируемой в диссертации	18
4.2	Описание модели PDI	19
4.3	Основные результаты по анализу PDI в турбулентной плазме	20
5	Анализ радиальной корреляционной рефлектометрии в режиме сильно турбулентной плазмы	22
5.1	Интерпретационные модели радиальной корреляционной рефлектометрии и постановка задачи	22
5.2	Основные результаты моделирования радиально-корреляционной рефлектометрии в нелинейном режиме	23
6	Заключение	25
7	Список литературы	29

1 Введение

1.1 Термоядерный синтез

В настоящее время доминирующей частью источников энергии остаются ископаемые: нефть, уголь и природный газ. Эти источники энергии, как считается, не только ограничены текущим столетием, но также являются значительным источником выброса углекислого газа. Выбросы углекислого газа усугубляют процесс глобального потепления, что является одной из самых опасных экологических проблем современности. Поэтому сокращение использования ископаемых энергоресурсов необходимо для снижения выбросов CO_2 , а это противоречит общемировой тенденции неуклонного роста потребности в энергии. Возобновляемые источники по-прежнему составляют небольшую долю в общем объеме вырабатываемой энергии, ветряные и солнечные электростанции также не могут обеспечить стабильный объем вырабатываемой электроэнергии. Атомная энергетика считается очень опасной, ряд крупных стран решили прекратить эксплуатацию и отказаться от строительства будущих атомных электростанций. Термоядерный синтез рассматривается как многообещающий механизм производства энергии для решения проблем потребности в энергии и чистый источник с точки зрения загрязнения окружающей среды CO_2 . Термоядерный синтез не производит выбросов углекислого газа, а термоядерный источник энергии - дейтерий и тритий (наиболее часто рассматриваемая реакция) практически не ограничен, дейтерий можно получить из воды, а тритий - из лития в термоядерном реакторе. В отличие от энергии, основанной на ядерном делении, термоядерный синтез производит относительно небольшое количество радиоактивных отходов и принципиально безопасен, так как в камере термоядерного устройства в момент времени присутствует и сгорает лишь небольшое количество топлива. В то же время в принципе отсутствует проблема стабильности выработки электроэнергии, характерная для возобновляемых источников. Вот почему управляемый термоядерный синтез считается перспективной и наиболее благоприятной технологией для источника энергии будущего. Исследования управляемого термоядерного синтеза находятся в центре внимания современного научного сообщества, первый международный экспериментальный термоядерный реактор (ITER) строится с 2010 г. [1]. Исследования по управляемому термоядерному синтезу посвящены изучению режима удержания горячей плазмы и режимов ее устойчивого горения. Микроволны широко используются для диагностики горячей плазмы.

1.2 Турбулентность в плазме

Плазма как газ из заряженных частиц взаимодействует не только с внешними электромагнитными полями, но и генерирует собственные электромагнитные поля за счет локального движения заряженных частиц, при этом на больших масштабах (выше дебаевского радиуса) плазма нейтральна. Это сложное поведение плазмы на малых масштабах приводит к огромному разнообразию собственных мод в плазме, различным неустойчивостям и турбулентности.

В настоящее время турбулентность, вызванная дрейфовыми волнами, рассматривается

как основной источник аномального переноса в токамаке, аномальный перенос приводит к потере тепла гораздо быстрее, чем это предсказывает неоклассический подход - процесс диффузии частиц с учетом тороидальной геометрии токамака. Поэтому изучение характеристик турбулентности плазмы важно для понимания ее природы, связи с параметрами плазмы и, в конечном счете, для управления транспортом. Теплоперенос напрямую связан со временем удержания плазмы, поэтому понимание режима турбулентности и возможности управления им является одной из важнейших задач в исследованиях управляемого термоядерного синтеза.

Существует ряд диагностик, используемых для измерения турбулентности [2], некоторые из активных микроволновых диагностик являются объектом исследования в данной диссертационной работе. Кроме того турбулентность плазмы может влиять на эффективность микроволновых диагностик, используемых для измерения других параметров плазмы, таких как температура ионов, распределение альфа-частиц по скоростям и т.д. Влияние турбулентности плазмы на интерпретацию данных микроволновых диагностик также находится в центре внимания данной работы.

1.3 Микроволновые диагностики плазмы

Миллиметровые волны широко используются в качестве инструмента для диагностики плазмы. Существует два подхода к диагностике плазмы электромагнитными волнами, первый подход называется пассивной диагностикой. Общая идея пассивной диагностики: плазма, как смесь движущихся заряженных частиц, может излучать, излучение в разных частотных диапазонах несет информацию о заряженных частицах и коллективных процессах, в которых они участвуют. Активная микроволновая диагностика основана на зондировании плазмы электромагнитными пучками. Существует ряд активных микроволновых методов диагностики плазмы, основанных на отражении, прохождении и рассеянии зондирующего пучка, общий принцип этих методов заключается в том, что зондирующая волна взаимодействует с плазмой, что вызывает фазовую и/или амплитудную модуляцию/искажение сигнала. Анализ модулированного сигнала дает информацию о свойствах плазмы. Оба типа микроволновой диагностики широко используются в термоядерных исследованиях, но пассивные не входят в задачи данной диссертации.

Коллективное рассеяние Томсона (CTS) и радиальная корреляционная рефлектометрия (RCR) являются основным объектом исследования в этой диссертации. Более подробно они обсуждаются в следующих подразделах данного реферата.

1.4 Рефлектометрия

Рефлектометрическая диагностика основана на отражении зондирующей волны, имеющей частоту f , от отсечки $x_c(f)$ в плазме, где показатель преломления обращается в нуль [3] по принципу локатора. Регистрируемый отраженный сигнал несет информацию о плазме в пределах зондируемого объема. Зондирование можно проводить набором частот f_1, f_2, f_3, \dots , что является чрезвычайно полезным методом, позволяющим получить инфор-

мацию о многих характеристиках плазмы.

Во-первых, это стандартный подход к измерению профиля плотности плазмы. Метод обратной задачи восстановления положения отсечки для каждой частоты зондирования по временной задержке фазы является рекурсивным: профиль плотности может быть восстановлен шаг за шагом [4]. Действительно, зная профиль плотности до отражающего слоя, соответствующего частоте f , вычисляется фаза для волны на частоте $f + df$, соответствующая этому профилю. Затем разница между этой фазой и фазой сигнала, измеренной для $f + df$, дает профиль плотности между двумя отсечками для f и $f + df$ и так далее.

Турбулентность плазмы изменяет плотность, поэтому фаза отраженной волны искажается из-за турбулентности. Плазменная турбулентность характеризуется своей амплитудой, масштабом корреляции и временем корреляции, поэтому статистический анализ корреляционной функции сигналов с разными частотами дает информацию о свойствах турбулентности.

1.5 Радиальная корреляционная рефлектометрия

Радиальная корреляционная рефлектометрия представляет собой микроволновую диагностику, которая используется для определения характеристик турбулентности. А именно, для измерения радиальной корреляционной длины турбулентности, ее спектра по волновым числам и амплитуды [5].

Этот метод основан на многочастотном зондировании плазмы (изменяющаяся во времени зондирующая частота, одновременное зондирование на разных частотах или использование разных частот в разных разрядах) с последующим корреляционным анализом сигналов с разными частотами и зарегистрированных в разные моменты времени. Эта диагностика обладает широкими возможностями для измерения флуктуаций плотности плазмы [6]. Она часто используется для мониторинга флуктуаций в разрядах, в частности, для изучения подавления аномального переноса в режимах лучшего удержания. Основными преимуществами RCR является то, что эта диагностика не ориентирована только на измерения в приграничной области плазмы или в ее ядре, технически она относительно проста, поскольку возможен однопортовый доступ к плазме. Тот факт, что эффективность рассеяния обратно пропорциональна волновому числу волны, рассеяние на флуктуациях плазмы в окрестности отсечки дает доминирующий вклад в сигнал [7], это приводит к локализации измерений. Следует отметить, что, поскольку обычно в RCR используется практически перпендикулярное к магнитному полю падение зондирующей волны, RCR не так чувствительна к двумерным эффектам, как доплеровская рефлектометрия [8], [9] и полоидальная корреляционная рефлектометрия [10], [11].

Несмотря на упомянутую выше относительную простоту в реализации RCR, при анализе данных необходимо действовать аккуратно. Например, изначально наивно предполагалось, что расстояние между точками отсечки, при котором исчезает корреляция двух сигналов рефлектометрии, является длиной корреляции турбулентности, однако это предположение оказалось неверно. В одномерных численных расчетах [12], и аналитическом анализе, выполненном I Hutchinson в борновском приближении в [13], было показано, что кор-

реляционная длина сигнала, при которой затухает кросс-корреляционная функция ССФ, может быть значительно больше, чем радиальная корреляционная длина турбулентности. Этот постепенный спад ССФ был приписан малоугловому рассеянию на очень длинномасштабных флуктуациях. Кроме того, нелинейные эффекты могут иметь место, если амплитуда турбулентности достаточно велика, согласно развитой теории нелинейной РКР в 1D [14] и 2D [15] моделях, когда амплитуда турбулентности достаточно велика, когерентность сигнала спадает на масштабах, много меньших корреляционной длины турбулентности, что характерно для экспериментов по RCR на больших токамаках. Переход RCR от линейного к нелинейному режиму рассеяния на флуктуациях плазмы описан в [14], [15]. На данные корреляционной рефлектометрии в линейном режиме сильное влияние оказывает малоугловое рассеяние, уменьшающее локализацию диагностики. В нелинейном режиме уширение частотного спектра отраженного сигнала также не локализовано в районе отсечки и определяется широкой областью плазмы, в которой находится турбулентность. Несмотря на это, спад когерентности сигнала ССФ в радиально-корреляционной рефлектометрии в глубоко нелинейном режиме чувствителен только к уровню турбулентности в окрестности отсечки, отсюда и высокая локализация измерений. Роль малоуглового рассеяния в спаде когерентности не столь велика.

1.6 Коллективное томсоновское рассеяние

Томсоновское рассеяние (некогерентное) является широко используемой диагностикой для измерения температуры и плотности электронов в термоядерной плазме путем зондирования ее электромагнитным пучком с последующим анализом спектра регистрируемого рассеянного излучения [5]. Диагностика ионов в термоядерной плазме является более сложной задачей, так как взаимодействие инжектируемых электромагнитных волн с ионами значительно слабее, чем с гораздо более легкими электронами из-за того, что дипольное излучение заряженной частицы обратно пропорционально ее массе, поэтому прямое взаимодействие волн с ионами пренебрежимо мало. Однако в термоядерной плазме ионы имеют коллективные микроскопические флуктуации, эта динамика отпечатывается в распределении электронов из-за дебаевского экранирования. В измерениях в экспериментах по СТС эти коллективные флуктуации в распределении электронов взаимодействуют с зондирующим электромагнитным пучком, поэтому рассеянное излучение косвенно несет информацию о динамике ионов.

Диагностика СТС позволяет извлечь информацию о характеристиках плазмы, а именно: об ионной температуре, вращении ионов, ионном составе плазмы и одномерной функции распределения быстрых частиц по скоростям [17]. Распределение быстрых частиц важно знать для изучения альфа-частиц в термоядерной плазме [18], [19]; Другим ключевым применением этого метода является исследование динамики пучка греющих частиц в экспериментах по нагреву плазмы с инъекцией нейтрального пучка частиц (NBI). С помощью этой диагностики можно отслеживать одномерное распределение по скорости греющего пучка с высоким временным разрешением [20]-[22].

1.7 Распространение микроволнового пучка в турбулентной плазме

Высокочастотные электромагнитные пучки широко используются в исследованиях термоядерного синтеза в качестве инструмента для локального нагрева плазмы и генерации тока, например для электронного циклотронного резонансного нагрева (ECRH) [24] и электронной циклотронной генерации тока (ECCD) [25]. Другой областью применения квазиоптических электромагнитных пучков в термоядерных исследованиях является диагностика плазмы. Например такая как коллективное томсоновское рассеяние [16] и доплеровская рефлектометрия [26], обладающие высоким пространственным разрешением. Распространение слегка расходящихся пучков относительно легко анализировать, можно точно предсказать распределение его поля для заданных гладких профилей плотности плазмы и магнитного поля. Тем не менее было показано, что наличие приграничной турбулентности плазмы способно существенно искажать волновой пучок, запущенный в плазму извне [27]-[31].

Неоклассические тириновые моды (NTMs) локально увеличивают радиальный перенос, что ухудшает удержание плазмы, поэтому для работы термоядерного реактора требуется подавление NTM. Точное положение и интенсивность генерации тока в плазме влияют на эффективность подавления NTM [30], [32]-[34]. Уширение профиля выделения энергии, связанное с расширением запускаемого микроволнового пучка, может привести к снижению эффективности стабилизации NTM. Применительно к микроволновой диагностике плазмы уширение зондирующего пучка приводит к ухудшению пространственного разрешения и может затруднить интерпретацию диагностических данных. Экспериментальное наблюдение уширения профиля энерговыделения пучка при ECRH наблюдалась на токамаке DIII-D [35]. Рассеяние микроволновой мощности на блобах и приграничной турбулентности плазмы также были экспериментально исследованы на токамаке TORPEX [36, 37] и TCV [38, 39] соответственно. Для учета роли турбулентности плазмы в распространении волнового пучка было разработано несколько методов. Статистическое описание рассеяния волн ЕС диапазона, основанное на уравнении Фоккера-Планка, было получено в [40]. Эта модель описывает диффузию траектории пучка на блобах как процесс многократного рассеяния. Такой подход предполагает определенную структуру сгустков плазмы и позволяет получить достаточно адекватную оценку среднего уширения пучка. Для учета эффекта рассеяния пучка на турбулентности было разработано несколько численных кодов: WKBeam [41], IPF-FDMC [42], EMIT-3D [43], REFMUL3 [44], COMSOL [45], FWR2D и FWR3D [28]. Распространение обыкновенно поляризованного (O-мода) пучка в турбулентной плазме анализировалось аналитически и численно с использованием кода REFMUL в [27]. Было показано, что наличие турбулентного слоя плазмы может приводить к резкому искажению формы пучка в зависимости от амплитуды турбулентности. Разработанный аналитический подход позволил описать усредненные геометрические характеристики пучка в турбулентной плазме. Соответствующие рекомендации для ECRH экспериментов в ITER были сделаны, в частности для управления NTM, когда ширина пучка имеет решающее значение для достижения пучком магнитного острова с выделе-

нием требуемой мощности в нужной точке.

Среднее уширение микроволнового пучка в турбулентной плазме влияет и на эффективность микроволновых диагностик плазмы, поэтому этот эффект исследуется в данной диссертации и, в частности, в случае волны необыкновенной поляризации (X-моды), используемой для CTS.

1.8 Неустойчивость параметрического распада

Микроволновая диагностика плазмы основана на взаимодействии зондирующей волны с заряженными частицами или флуктуациями плазмы в области зондирования, но сначала в эту область взаимодействия должен попасть инжектируемый пучок. Зондирующий микроволновый пучок может быть искажен турбулентностью плазмы, а также параметрической неустойчивостью распада (PDI). В этом разделе приводится описание неустойчивости параметрического распада.

Существует множество электромагнитных и потенциальных мод в плазме, при достаточно малых амплитудах волны ее динамика хорошо описывается линейной системой уравнений Максвелла. В противоположном случае большой амплитуды волны имеют место нелинейные эффекты. Первым (по амплитуде волны) нелинейным эффектом является трехволновое взаимодействие, которым, в частности, является и параметрическая распадная неустойчивость [46].

Рассмотрим три волны E_j в неоднородной среде, пронумерованные индексом $j \in \{1, 2, 3\}$ и выражающиеся в стандартной форме

$$E_j = E_{j0} e^{-i\omega_j t + i \int \mathbf{k}_j(\mathbf{x}') d\mathbf{x}'} + c.c. \quad (1)$$

где E_{j0} — амплитуда волны, ω_j — частота, \mathbf{k}_j — волновое число и *c.c.* обозначает комплексно-сопряженную часть. Условия трехволнового взаимодействия для этих волн выглядят следующим образом

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_2 + \omega_3 \\ \mathbf{k}_1 &= \mathbf{k}_2 \pm \mathbf{k}_3|_{\mathbf{x}_d}, \end{aligned} \quad (2)$$

\mathbf{x}_d — точка (в неоднородной среде) в которой происходит трехволновое взаимодействие, нумерация волн такова, что $\omega_1 > \omega_2, \omega_3$. Три волны находятся в резонансе при условиях (2). Если рассматривать волны как фотоны или плазмоны, то систему (2) можно интерпретировать с точки зрения квантовой механики, где первое уравнение представляет собой закон сохранения энергии, второе — закон сохранения импульса.

Для волны накачки, имеющей частоту ω_1 и волновое число \mathbf{k}_1 , параметрический распад может возникнуть в точке \mathbf{x}_d , если в плазме существуют две моды (ω_2, \mathbf{k}_2) и (ω_3, \mathbf{k}_3) , обычно в экспериментах с ECRH и CTS это верхнегибридные (UH) волны. В условиях резонанса (2) энергия волны накачки E_1 передается так называемым дочерним волнам E_2 и E_3 .

Для возбуждения параметрической распадной неустойчивости необходимо не только

выполнение условий волнового резонанса (2), но и превышение порога мощности распада волны накачки. Порог определяется тем, что дочерние волны получают энергию от накачки и в то же время теряют энергию за счет ее конвективного выноса из области резонанса, центрированного в точке \mathbf{x}_d , или диссипации в области резонанса. Таким образом эффективное возбуждение неустойчивости возможно только при достаточно большой амплитуде волны накачки, этот пороговый критерий был проанализирован Пилией [47] - [49] и Rosenbluth [50] 50 лет назад.

В случае неоднородной плазмы с монотонными профилями плотности и магнитного поля пороги возбуждения неустойчивости для различных сценариев параметрического распада волны накачки были проанализированы и оценены разными авторами более трех десятилетий назад. Результаты этих исследований, обобщенные, например, в [51], предсказывают порог мощности накачки для развития неустойчивости, который значительно превышает мощности современных гиротронов. Это связано с интенсивной конвективной потерей энергии дочерними волнами из области распада, что делает невозможным их существенное усиление. Но профили плазмы в термоядерной установке не всегда монотонны, например, они могут быть немонотонными из-за магнитного острова или "rimr out" эффекта при нагреве плазмы. Поэтому, если одна или обе дочерних волны каким-то образом оказываются заперты в области немонотонности плазмы и там выполнены условия распада (2), потеря энергии для этих волн существенно подавляется, что резко снижает порог возбуждения неустойчивости распада накачки. За последнее десятилетие были проанализированы различные сценарии параметрического распада волны накачки. Результаты этого анализа, обобщенные, например, в [52], предсказывают порог развития неустойчивости на уровне, который на два-четыре порядка ниже, чем для монотонных профилей магнитного поля и плотности плазмы.

1.9 Задачи решаемые в диссертационной работе

Усовершенствование интерпретационных моделей микроволновых диагностик плазмы является основным направлением данной диссертации. Аналитический и численный анализ искажения микроволнового пучка необыкновенной поляризации (X-мода) из-за турбулентности плазмы выполнен в этой работе для различных сценариев плазмы и турбулентности. Этот тип поляризации волны планируется для диагностики CTS на ITER. Аналитическая модель распространения микроволнового пучка в турбулентной плазме, изначально разработанная для пучка с обыкновенной поляризацией (O-мода), была адаптирована для пучка X-моды. Также дано описание статистического распределения плотности энергии пучка в пространстве в сильно турбулентной плазме. Искажение пучка и среднее уширение пучка X-моды исследовались численно для широкого диапазона параметров турбулентности и частот зондирования. Результаты сопоставлены с теорией, даны соответствующие рекомендации для диагностики CTS на ITER. Эта работа и ее результаты описаны во второй главе диссертации.

Третья глава посвящена описанию предложенной интерпретационной аналитической модели для описания эксперимента по CTS с учетом сильной турбулентности плазмы.

Соответствующая улучшенная модель анализа спектра сигнала, регистрируемого в CTS эксперименте, была предложена и подтверждена численным моделированием. Регистрируемые спектры рассеянного излучения в CTS были рассчитаны с учетом и без учета влияния искажения зондирующего пучка, приведена оценка важности предложенной модификации аналитической интерпретационной модели CTS.

Низкопороговая параметрическая распадная неустойчивость может воздействовать на зондирующий микроволновый пучок, анализ модели PDI с учетом приграничного турбулентного слоя в плазме представлен в четвертой главе настоящей диссертации. Существующая теория низкопороговой PDI описывает параметрический распад гладкого пучка накачки, она неприменима для пучка накачки, значительно возмущенного турбулентностью в плазме. Численное исследование процесса параметрического распада с учетом турбулентности плазмы проведено для различных режимов турбулентности. Оценено влияние турбулентности на характеристики PDI.

Пятая глава посвящена развитию методики анализа радиальной корреляционной рефлектометрии (RCR) в нелинейном режиме. Анализ спектра флуктуаций фазы в RCR дает информацию об амплитуде турбулентности плазмы, этот подход был разработан в рамках борновского приближения. Нелинейная теория RCR дает информацию о комбинации амплитуды турбулентности плазмы и ее радиальной корреляционной длины, применимость этого метода основана на сильной фазовой модуляции из-за турбулентности плазмы. В этой диссертации показано, что можно объединить два подхода к анализу экспериментальных данных в нелинейном режиме RCR для извлечения информации как об амплитуде турбулентности, так и о ее радиальной корреляционной длине.

2 Распространение пучка X-моды в турбулентной плазме

В первой части диссертации показано, что турбулентность плазмы на краю термоядерной установки может привести к значительному уширению микроволнового пучка X-моды, что влияет на эффективность микроволновых диагностик. На основе метода, разработанного для пучка обыкновенной поляризации, получено выражение для распределения средней интенсивности пучка после прохождения через приграничную турбулентность плазмы, проведен анализ ее пространственного и статистического распределения. Поскольку эту поляризацию планируется использовать для коллективного томсоновского рассеяния в ITER и использовать для электронного циклотронного резонансного нагрева (ECRH) на ASDEX Upgrade, численное моделирование уширения пучка из-за турбулентности проводилось при разных параметрах плазмы, типичных для запланированных экспериментов по CTS в ITER и характерных для экспериментов по ECRH на ASDEX Upgrade. Идеи по уменьшению уширения пучка, вызванного турбулентностью в случае CTS, были протестированы моделированием.

В данной работе применялся разработанный метод, основанный на анализе возмущения эйконала, для описания процесса распространения и рассеяния необыкновенно поляризованного пучка в турбулентной плазме и в ионосфере. В частности, результаты обсуждаются с точки зрения возможных проблем для экспериментов по CTS в ITER. Рассмотрены статистические свойства пучка в режимах с сильной турбулентностью плазмы, получена вероятностная функция распределения его интенсивности, позволяющая проводить статистический анализ процессов, связанных с обменом энергией между волной и плазмой в режимах с сильной турбулентностью.

2.1 Аналитическое описание уширения пучка X-моды в турбулентной плазме

Аналитически рассмотрено двумерное распространение микроволнового пучка X-моды в турбулентной неоднородной замагниченной плазме. Край плазмы термоядерной установки можно описать в декартовых координатах. Направление неоднородности плазмы возьмем за ось x и оно совпадает с направлением распространения пучка, ось z соответствует линии внешнего магнитного поля \mathbf{B} .

Для электромагнитных волн, обладающих необыкновенной поляризацией и распространяющихся перпендикулярно внешнему магнитному полю, волновое уравнение можно записать в виде

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2(x) + \delta k^2(x, y) \right] E_y = 0 \quad (3)$$

волновое число k X-моды и его возмущение (квадратичное) описываются следующими

выражениями

$$k^2 = \frac{(\omega(\omega - \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2)(\omega(\omega + \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2)}{c^2(\omega^2 - \omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2)} \quad (4)$$

$$\delta k^2 = -\frac{\omega_{pe}^2(\omega^2 - \omega_{ce}^2)(\omega^2 - 2\omega_{pe}^2) + \omega_{pe}^4 \delta n}{c^2(\omega^2 - \omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2)^2 n} \quad (5)$$

где ω - частота зондирования, ω_{ce} - электронная циклотронная частота и ω_{pe} - плазменная электронная частота, c - скорость света, n - фоновая плотность плазмы и δn - 2D турбулентность плотности плазмы, выражение (5) является поправкой к (4) и получается с помощью его линеаризации по малому параметру $\frac{\delta n}{n}$. Уравнение (3) можно анализировать с помощью геометрического подхода, если исследуемая область находится далеко от отсечки.

Рассматривая изначально гауссовский пучок на краю плазмы шириной ρ

$$E_y(x=0, y, t) = E e^{-\frac{y^2}{\rho^2}} \cos(\omega t) \quad (6)$$

можно получить выражение для усредненной интенсивности пучка

$$\langle E_y^2(x, y) \rangle = \frac{E^2}{2} \frac{\omega}{ck(x)} \frac{\rho}{\sqrt{2W(x)}} e^{-\frac{y^2}{W^2(x)}} \quad (7)$$

с усредненной шириной пучка, определяемой выражением

$$W^2(x) = \frac{\rho^2}{2} + \frac{2l^4(x, 0)}{\rho^2} + 4 \int_0^x D(x') l^4(x, x') dx' \quad (8)$$

где были введены следующие обозначения

$$l^2(x, x') = \int_{x'}^x ds \frac{1}{k(s)} \quad (9)$$

и

$$D(x) = \frac{1}{2} \kappa^2(x) \frac{\delta \tilde{n}^2(x)}{n^2(x)} \int \frac{dq_y}{2\pi} |n_{0, q_y}|^2 q_y^2 \quad (10)$$

где Фурье-спектр турбулентности задается выражением

$$|n_{q_x, q_y}|^2 = \int dx dy CCF(x, y) e^{-ixq_x - iyq_y} \quad (11)$$

а кросс-корреляционная функция турбулентности CCF и относительная амплитуда турбулентности $\frac{\delta \tilde{n}(x)}{n(x)}$ определяются следующей процедурой усреднения

$$\left\langle \frac{\delta n(x, y)}{n(x)} \frac{\delta n(x', y')}{n(x')} \right\rangle = \frac{\delta \tilde{n}^2\left(\frac{x+x'}{2}\right)}{n^2\left(\frac{x+x'}{2}\right)} CCF(x-x', y-y') \quad (12)$$

Первый член в уравнении (8) обозначает начальную ширину пучка, второй – дифракцию с

учетом показателя преломления в неоднородной среде, третий – эффект уширения пучка в турбулентной плазме. Критерием применимости описания распространения пучка X-моды в турбулентной плазме, результаты которого приведены выше, является режим сильной турбулентности плазмы, когда $\langle \delta\phi^2 \rangle \gg 1$, где $\delta\phi$ - возмущение фазы волны, связанное с турбулентностью.

Уравнения (7) и (8) задают пространственное распределение усредненного пучка X-моды в турбулентной замагниченной плазме. Для получения вероятностного распределения напряженности предположим, что электрическое поле имеет нормальное распределение

$$f_E [E(x, y)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle E^2(x, y) \rangle}} e^{-\frac{(E(x, y) - \langle E(x, y) \rangle)^2}{2\langle E(x, y) \rangle^2}} \quad (13)$$

дисперсией в этом распределении является полученное ранее выражение (7). Тогда функция распределения интенсивности пучка в пространстве дается выражением

$$f_{E^2} [E^2(x, y)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle E^2(x, y) \rangle}} \frac{1}{\sqrt{E^2(x, y)}} e^{-\frac{E^2(x, y)}{2\langle E(x, y) \rangle^2}} \quad (14)$$

Следует отметить, что вероятность относительного отклонения интенсивности от ее среднего значения $I = \frac{E(x, y)^2}{\langle E(x, y) \rangle^2}$ однородна в пространстве и не зависит от параметров плазмы и турбулентности, при условии сильной турбулентности

$$f_I [I] = \frac{1}{\sqrt{2\pi I}} e^{-\frac{I}{2}} \quad (15)$$

Функция распределения для микроволнового пучка X-моды описывает вероятность распределения энергии пучка в объеме плазмы, что позволяет проводить статистический анализ процессов, связанных с обменом энергией волна-плазма в сильнотурбулентной плазме. Типичным примером таких процессов является параметрическая распадная неустойчивость, которая также анализируется в диссертационной работе.

В итоге описаны пространственное и вероятностное распределения интенсивности пучка X-моды в турбулентной плазме, среднее уширение пучка за счет турбулентности плазмы выражено через параметры турбулентности и характеристики плазмы.

2.2 Обсуждение основных результатов по описания распространения пучка X-моды в турбулентной плазме

Аналитически и численно описано распространение пучка X-моды в турбулентной замагниченной плазме, получены пространственные и вероятностные распределения пучка в режиме сильной фазовой модуляции волн пучка. Детальный анализ и вывод аналитических выражений приводятся в диссертационной работе. Также в работе проведено 2D моделирование распространения пучка необыкновенной поляризации в турбулентной плазме. Полученные аналитические выражения сопоставлялись с результатами модели-

рования в области параметров соответствующих условиям применимости аналитического описания и за пределами этой области. Продемонстрировано хорошее соответствие между теорией и расчетом.

3 Анализ CTS в турбулентной плазме

В предыдущей главе анализировалось распространение микроволнового пучка Х-моды в турбулентной плазме. Было показано, что чем выше амплитуда турбулентности, тем значительнее искажение пучка. Этот эффект может привести к неправильной интерпретации регистрируемого сигнала в CTS эксперименте, но публикаций по CTS с учетом турбулентности плазмы ранее не было, анализ этого эффекта был проделан в данной работе. Результаты классических работ, посвященных описанию CTS, могут быть использованы для описания экспериментов, в которых не происходит значительного пространственного и углового уширения пучка. Недавние работы о планируемом CTS в ITER [17] опираются на классическое описание, в основном на работы Хенрика Биндслева, и не учитывают искажения зондирующего пучка из-за турбулентности. Но как было показано в работах за последнее десятилетие [27], этот эффект достаточно ярко выражен даже для гораздо более высоких частот, чем планируется использовать для CTS на ITER (60 ГГц).

Исследовательская работа, описанная в этой главе, посвящена анализу и интерпретации измерений в CTS с учетом искажения зондирующего пучка из-за турбулентности на границе плазмы. Здесь мы предполагаем, что искажение зондирующего пучка связано с турбулентностью на краю плазмы, т.е. приграничная зона вносит наибольший вклад в растрепывание зондирующего пучка, что типично для токамаков. Аналитическое рассмотрение сигнала CTS в данной главе основано на методе описания зондирующего пучка в турбулентной плазме, изложенном в предыдущей главе.

В CTS измерениях играют роль два микроволновых пучка: зондирующий и принимающий (в рамках теоремы взаимности), и турбулентность плазмы может существенно искажать их оба, этот эффект может модифицировать регистрируемый спектр. В этой работе влияние искажения регистрируемого частотного спектра турбулентностью оценивается для различных уровней турбулентности при параметрах плазмы, аналогичным ожидаемым в ITER.

3.1 Регистрируемый в CTS спектр с учетом периферийной турбулентности плазмы

Выражения из предыдущего раздела описывают, как периферийная турбулентность плазмы изменяет средние характеристики зондирующего пучка, это описание можно обобщить на трехмерную геометрию. В этом разделе проведен анализ эксперимента по CTS с учетом искажения пучка турбулентностью. Регистрируемая интенсивность за период времени T в единицах СГС

$$P = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} dt \int d\mathbf{S} \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}^s(t, \mathbf{r})|^2 \quad (16)$$

где $\mathbf{E}^s(t, \mathbf{r})$ - это рассеянное излучение. Тогда можно записать спектральную плотность мощности.

$$\frac{dP}{d\omega^s} = \frac{1}{\pi T} \int d\mathbf{S} \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}_T^s(\omega^s, \mathbf{r})|^2 \quad (17)$$

где

$$\mathbf{E}_T^s(\omega^s, \mathbf{r}) = \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega^s t} \mathbf{E}^s(t, \mathbf{r}) \quad (18)$$

Рассеянное излучение $\mathbf{E}^s(t, \mathbf{r})$ можно описать на основе теоремы взаимности.

Пучок от приемника (мнимый) пересекает зондирующий под углом $\alpha = \angle(\mathbf{k}_\perp^i, \mathbf{k}_\perp^+)$ в перпендикулярном сечении. Угол α определяется не только граничными условиями, но и распространением пучка в плазме.

Чем шире пучки, тем менее скоррелировано рассеянное излучение с разных участков области перекрытия пучков. Для учета неоднородности плазмы на масштабе поперечного сечения пучков аппроксимируем волновое число $k(x)$, предполагая его медленной функцией на масштабе области пересечения пучков

$$k(x) = k_0 + \frac{k_0}{L} x \quad (19)$$

где $\frac{k_0}{L} = \left. \frac{dk}{dx} \right|_{x=0}$, L - локальный градиент волнового вектора, $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ - локальная длина зондирующей волны. Выражение для спектральной плотности энергии регистрируемого сигнала можно усреднить на случайным реализациям турбулентности, в диссертации приводится подробное описание, здесь же мы выпишем окончательное выражение

$$\frac{d\langle P \rangle}{d\omega^s} = P^i r_e^2 \lambda_0^{i2} n_e \frac{1}{\sqrt{W_z^{i2} + W_z^{+2}}} \frac{1}{4\pi^{3/2} |\sin \alpha|} G_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta) \quad (20)$$

где P^i - мощность зондирующего пучка, $W_z^{i,+}$ - ширина пучка зондирования и пучка приемника в направлении магнитного поля в точке рассеяния, r_e - классический радиус электрона, ω - отстройка частоты от зондирующей частоты ω^i , эффективный спектр флуктуаций

$$S_{\alpha\beta}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta) = \int d\mathbf{q} S_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{q}^\delta + \mathbf{q}) SCF(\mathbf{q}) \quad (21)$$

в этом выражении $SCF(\mathbf{q})$ - функция, описывающая вклад в спектр разных волновых чисел рассеивающих флуктуаций, основное разрешенное волновое число флуктуаций

$$\mathbf{q}^\delta = -\mathbf{e}_x k_0 (1 + \cos \alpha) - \mathbf{e}_y k_0 \sin \alpha - \mathbf{e}_z \frac{\omega^i}{c} (\sin \psi^i + \sin \psi^+) \quad (22)$$

определяемой геометрией рассеяния, где $\psi^{i,+}$ углы под которыми излучающая и принимающая антенны наклонены по отношению к магнитному полю, безразмерная функция $G_{\alpha\beta}$ описывает вклад каждого типа флуктуаций (рассеяние на флуктуациях плотности,

магнитного поля и т.д.) в спектральную мощность

$$G_{\alpha\beta} = \chi_\alpha \chi_\beta^* \quad (23)$$

Определение функции спектрального вклада $SCF(\mathbf{q})$ является основным объектом исследования. Эта функция количественно описывает вклад всех мод флуктуаций в регистрируемый сигнал и содержит параметры периферийного слоя турбулентности. Функция $SCF(\mathbf{q})$ нормирована следующим образом

$$\int d\mathbf{q} SCF(\mathbf{q}) = 1 \quad (24)$$

Выбор геометрии CTS (углов α и $\psi^{i,+}$) определяет основное разрешенное волновое число флуктуаций \mathbf{q}^δ , часто этот волновой вектор рассматривается как единственный, дающий вклад в рассеянное излучение. Тем не менее, поскольку зондирующий пучок и диаграмма направленности приемника имеют конечное угловое уширение, условие рассеяния Брэгга выполняется для некоторого диапазона волновых векторов флуктуаций. Это угловое уширение обычно считается незначительным, тогда $S_{\alpha\beta}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta) \approx S_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$. Но наличие периферийного слоя турбулентности может значительно увеличить угловое уширение. Выражение (20) описывает этот эффект явно и количественно.

3.2 Основные результаты по описанию CTS в турбулентной плазме

Конечное угловое уширение зондирующего пучка может быть достаточно большим из-за периферийной турбулентности плазмы и приводить к вкладу в рассеянный сигнал различных волновых чисел флуктуаций в окрестности основного \mathbf{q}^δ . Этот эффект был подробно проанализирован в данной работе. Эффект приводит к замене спектра флуктуаций $S_{nn}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$ на эффективный спектр флуктуаций $S_{nn}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$ в выражении для регистрируемого сигнала. Численно показано, что различие между спектрами увеличивается с увеличением уровня турбулентности на границе плазмы. Различные частотные области демонстрируют различное соотношение между $S_{nn}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$ и $S_{nn}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$.

Поскольку имеет место не только угловое, но и пространственное уширение пучка, влияние локальной неоднородности плазмы также может влиять на результаты измерений в CTS. Этот вклад также учитывается при определении эффективного спектра флуктуаций, дается критерий аналитической применимости учета этой поправки. Численное моделирование с учетом влияния локальной неоднородности показывает, что этот эффект несколько увеличивает разницу между $S_{nn}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$ и $S_{nn}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$.

Численное моделирование при достаточно малых тороидальных углах $\psi^{i,+} = 6^\circ$ показало, что огромный вклад в сигнал CTS вносят электронные флуктуации с малым \mathbf{q}_\parallel , отличным от основного разрешенного волнового числа $\delta\mathbf{q}_\parallel$, что затрудняет интерпретацию данных. Этот результат согласуется с предыдущими работами, и связан с влиянием нижнего гибридного резонанса на спектр флуктуаций $S_{nn}^{eff}(\omega, \mathbf{q}^\delta)$. Показано, что этот эффект можно уменьшить за счет выбора достаточно большой ширины зондирующего пучка.

Аналитически и численно описано влияние периферийной турбулентности плазмы на

спектр CTS. Дана оценка возможной погрешности определения температуры объемных ионов, относительная погрешность может составлять единицы и даже десятки процентов в зависимости от сценария турбулентности. Детальный анализ важности коррекции модели регистрируемого спектра за счет периферийного слоя турбулентности еще предстоит рассмотреть, строго говоря, он должен быть сделан для определения всех параметров плазмы и быстрых частиц, которые теоретически возможно извлечь из измерений CTS.

Разработанная теоретическая модель была проверена путем двумерного полноволнового моделирования рассеяния зондирующего пучка на одномодовой флуктуации. Зарегистрированное уменьшение спектральной мощности из-за турбулентности плазмы сравнивалось для аналитического и численного значения. Показано, что относительное расхождение теории и расчета составляет около 27%, это расхождение может быть связано с дифракцией пучков в масштабе области перекрытия двух пучков, в аналитической модели этот эффект не учитывается.

4 Влияние периферийного слоя турбулентности плазмы на низкороговую параметрическую неустойчивость распада

4.1 Современное представление о теории низкороговой параметрической неустойчивости распада и постановка проблемы, анализируемой в диссертации

Электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЕСРН) является широко используемым методом нагрева плазмы в установках магнитного удержания. Он основан на теоретических предсказаниях локализованного выделения микроволновой энергии и подавленных нелинейных явлениях, которые могут сопровождать распространение и затухание микроволн. Однако, в последние десятилетия наблюдались различные аномальные эффекты: аномальное рассеяние СВЧ волн, создающее сильное паразитное излучение, на несколько порядков превышающее уровень электронного циклотронного излучения (ЕСЕ) и затрудняющее проведение микроволновой диагностики плазмы, ускорение ионов в эксперименте с ЕСРН в условиях, когда энергообмен между электронами и ионами должен быть очень мал, значительные уширения профиля энерговыведения были обнаружены в экспериментах с ЕСРН на различных тороидальных установках и интерпретированы как следствие низкомощных пороговых абсолютных параметрических неустойчивостей распада (PDI), возбуждаемых в присутствии немонотонного профиля плотности, часто встречающегося в существующих термоядерных установках. Развитая теория низкороговой PDI не только описала известные аномальные эффекты, но и предсказала излучение на субгармониках частоты гиротрона в экспериментах с ЕСРН, что было подтверждено в эксперимент позже. Наиболее опасный сценарий, обнаруженный при анализе PDI, приводит к возбуждению двух верхнегибридных (ВГ) дочерних волн, локализованных вдоль направления неоднородности плазмы и на магнитной поверхности из-за конечной ширины накачки. В случае неоднородной плазмы с монотонными профилями плотности и магнитного поля пороги возбуждения PDI для различных сценариев параметрического распада волны накачки были проанализированы и оценены разными авторами более трех десятилетий назад. Результаты этих исследований, обобщенные в [51], предсказывают энергетические пороги неустойчивости, которые намного выше, чем мощность современных гиротронов для термоядерных плазменных установок. Это связано с огромными конвективными потерями энергии дочерних волн из области распада, что делает невозможным их существенное усиление и заставляет считать, что волна накачки устойчива к распаду при ЕС-нагреве. Между тем, если одна или обе дочерние волны каким-либо образом ограничены в области распада, это подавляет их потери энергии и снижает порог неустойчивости. При немонотонном профиле плотности появляется возможность локализовать дочернюю волну/волны внутри области распада, тем самым снижая порог неустойчивости. В последнее десятилетие были проанализированы различные сценарии распада микроволновых пучков. Результаты этого анализа, обобщенные в [52], предсказывают порог неустойчивости на уровне, который на два-четыре порядка ниже, чем для монотонного профиля плотности, и ниже, чем мощность современных гиротронов, используемых на токамаках и

стеллараторах.

Сценарии низкопорогового параметрического распада, приводящего к возбуждению запертой ВГ-волны и свободно бегущей ВГ-волны (или X-моды), а также насыщение этого процесса для различных режимов неустойчивости, анализировались аналитически и численно для гладких гауссовых пучков накачки. Однако анализ распространения микроволнового пучка в турбулентной плазме показал, что характеристики пучка могут существенно изменяться из-за периферийного слоя турбулентности [27] - [29], в частности, в данной диссертации этот эффект анализируется для волн X-моды. Искажения пучка в среднем приводят к угловому и пространственному уширению, не влияющему на форму - пучок остается гауссовым, тогда как одно случайное распределение поля накачки может быть разбито на несколько подпучков. Это приводит к вопросу, хорошо ли по-прежнему описывает теория PDI, разработанная для гладких пучков накачки, характеристики неустойчивости и насколько существенной может быть разница для разных сценариев периферийной турбулентности плазмы.

В данной работе численно исследуется низкопороговый двухступенчатый процесс параметрического распада для распределения пучка волны накачки, измененного периферийной плазменной турбулентностью. Ключевые характеристики неустойчивости оцениваются и сравниваются с предсказаниями теории для гауссовых пучков. Показано, что средний инкремент PDI снижается, а порог возбуждения увеличивается, тогда как средний уровень насыщения неустойчивости и уровень аномального поглощения энергии при мощности накачки, существенно превышающей пороговую, практически не зависят от периферийной турбулентности плазмы.

4.2 Описание модели PDI

Модель неустойчивости параметрического распада, анализируемая в этой работе, представляет собой двухступенчатый каскад распада накачки, при которых запирается только одна ВГ-волна. Такая модель соответствует экспериментальным условиям в токамаке TCV при ECRH. Обычно низкопороговый параметрический распад происходит в малом объеме, в котором выполняются условия распада (условия трехволнового резонанса взаимодействия). Это позволяет использовать декартову систему координат: ось x — направление неоднородности плотности плазмы $n = n(x)$, которое обычно связывают с радиальной координатой, ось z — направление внешнего магнитного поля \mathbf{B} , предполагаемое перпендикулярным оси x , и ось y , перпендикулярная к x и z и интерпретируемая как поперечная координата в токамаке. Мы предполагаем монохроматическую необыкновенную волну накачки, распространяющуюся вдоль радиальной координаты x . На первом этапе каскада волна накачки претерпевает первичный распад на запертую ВГ-волну и бегущую (не запертую) ВГ-волну. На втором этапе распада запертая ВГ-волна, когда ее амплитуда в процессе первичной неустойчивости становится достаточно большой для преодоления порога вторичной неустойчивости, распадается на еще одну запертую ВГ-волну (с немного меньшей частотой) и бегущую ионную берштейновскую волну (ИБ). Система нелинейных уравнений, которая описывает такой двухступенчатый процесс развития неустойчивости,

записывается следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} a_m - i\Lambda_{my} \frac{\partial^2}{\partial y^2} a_m - i\Lambda_{mz} \frac{\partial^2}{\partial z^2} a_m &= \gamma_p A(y, z) a_m - \gamma_s |a_n|^2 a_m \\ \frac{\partial}{\partial t} a_n + i\Lambda_{ny} \frac{\partial^2}{\partial y^2} a_n + i\Lambda_{nz} \frac{\partial^2}{\partial z^2} a_n &= \gamma_s |a_m|^2 a_n \end{aligned} \quad (25)$$

где нормированные амплитуды первичной запертой ВГ-волны (m) и вторичной запертой волны (n) $a_{n,m}$, амплитуды нормированы так, что $|a_{n,m}|^2$ при умножении на $\frac{T_e}{\pi\rho_z^2}$ дает двумерную плотность энергии запертых плазмонов. Параметры $\Lambda_{my,mz}$ имеют смысл коэффициентов дифракции для ВГ-волн, функция $A(y, z)$ описывает пространственное распределение интенсивности пучка накачки, рассчитанное с учетом периферийного слоя турбулентности в плазме, коэффициент γ_p описывает нелинейную связь между волнами, участвующими в первичном распаде, γ_s — коэффициент, описывающий взаимодействие между первичной запертой ВГ-волной, вторичной и ИБ-волной. Детальное описание этого процесса дано в [52]. Уравнения описывающие эволюцию незапертых волн (свободной ВГ волны в первичном распаде и ИБ волны во вторичном) были учтены при описании системы (25), описывающей только запертые ВГ волны.

Пространственное распределение амплитуды накачки $A(y, z)$ было получено из моделирование распространения пучка в турбулентной плазме для разных режимов турбулентности. Система (25) решались численно при произвольных распределениях накачки $A(y, z)$, усредненные основные характеристики PDI, полученные численно, сравнивались с предсказанием теории для гауссовых пучков.

4.3 Основные результаты по анализу PDI в турбулентной плазме

В настоящей работе моделировалась и анализировалась параметрическая распадная неустойчивость в турбулентной плазме в условиях плазмы, близких к экспериментальным на токамаке TCV. Тестируемые режимы турбулентности можно рассматривать как сценарии с низкой турбулентности, когда $\langle \delta\phi^2 \rangle \ll 1$, высоким уровнем турбулентности ($\langle \delta\phi^2 \rangle \gg 1$) и средней турбулентности ($\langle \delta\phi^2 \rangle \approx 1$), где $\langle \delta\phi^2 \rangle$ - среднеквадратичное возмущение фазы накачки. Исследуемыми характеристиками процесса PDI являлись инкремент неустойчивости, уровень ее насыщения, порог возбуждения и уровень аномального поглощения энергии накачки. Моделирование показало, что инкремент неустойчивости в режимах малой и средней турбулентности остается практически неизменным, таким же как и без в плазме без турбулентности, тогда как высокая турбулентность несколько снижает скорость развития неустойчивости. Уровень насыщения энергии ВГ-волны не зависит от амплитуды турбулентности для первичной запертой ВГ-волны и уменьшается для вторичного запертого плазмона с ростом амплитуды турбулентности. Обе тенденции согласуются с аналитическими предсказаниями для PDI, рассмотренными в поле усредненного пучка накачки. Средний порог мощности распадной неустойчивости незначительно увеличивается в режимах малой и средней турбулентности, тогда как для сценария с высокой турбулентностью увеличение порога составляет около 50%. Одна из наиболее важных на практике характеристик - уровень аномального поглощения мощности накачки практиче-

ски не зависит от турбулентности в плазме.

В целом наличие периферийного слоя турбулентности плазмы не сильно изменяет характеристики PDI. Физической картиной процесса PDI в турбулентной плазме является нелинейное взаимодействие волн (25), когда форма пучка накачки слабо возмущена или даже расщеплена на несколько подпучков с локальными максимумами меньше или выше амплитуды невозмущенного пучка. Аналитической модели, которая могла бы описать характеристики PDI в таком возмущенном пучке, не существует, одним из возможных способов прогнозирования характеристик PDI в случае накачки, модулированной краевой плазменной турбулентностью, является рассмотрение параметрического распада в поле среднего пучка накачки, однако численное исследование показало, что этот подход переоценивает влияние турбулентности на порог PDI и инкремент неустойчивости.

5 Анализ радиальной корреляционной рефлектометрии в режиме сильно турбулентной плазмы

5.1 Интерпретационные модели радиальной корреляционной рефлектометрии и постановка задачи

Радиально-корреляционная рефлектометрия (RCR) — широко используемая диагностика плазмы, предложенная для измерения профиля плотности и характеристик турбулентности плазмы в термоядерных установках. Радиально-корреляционная рефлектометрия основана на зондировании плазмы набором частот, принципиальная схема представлена на рис. 1. Раньше считалось, что корреляционная длина турбулентности может

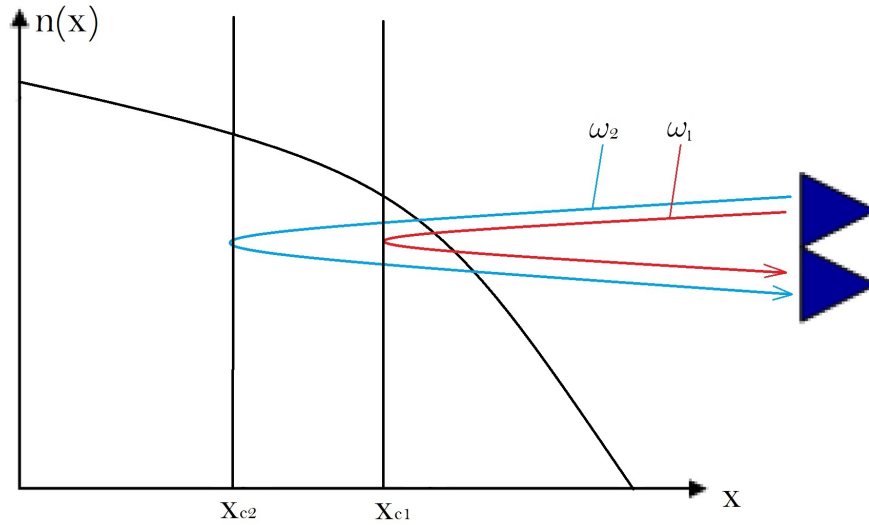


Рис. 1: Radial correlation reflectometry scheme, plasma probing with two frequencies ω_1 and ω_2 that have the cut-offs at x_{c1} and x_{c2}

быть определена как разность в положениях отсечки для волн с разными частотами, где исчезает корреляция сигналов. Однако, оказалось, что этот наивный подход не всегда корректен, приводя как к завышению корреляционной длины в линейном режиме рассеяния [13], так и к ее занижению в нелинейном режиме, характерном для больших установок, как это было продемонстрировано в нелинейной теории RCR в 1D [14] и 2D [15] моделях и подтверждено численным анализом в 1D случае [53]. Согласно разработанной нелинейной теории RCR, в случае сильной турбулентности длина корреляции сигнала зависит как от радиальной корреляционной длины турбулентности, так и от ее амплитуды и, таким образом, не позволяет определить ни одну из них.

Другой метод анализа сигнала рефлектометрии был разработан для извлечения информации о спектре турбулентности по волновым числам и, как следствие, об амплитуде турбулентности [54]. Этот подход основан на связи между спектром по волновым числам флуктуаций плотности и спектром фазовых флуктуаций сигнала рефлектометра через передаточную функцию, устанавливаемую в рамках борновского приближения [55]. Теорема Парсевалья используется для восстановления уровня флуктуаций плотности по измеренному спектру. Также было показано, что невозможно восстановить спектр волновых чисел

турбулентности, когда борновское приближение не выполняется, однако было замечено, что амплитуду турбулентности все же можно определить из теоремы Парсеваля с хорошей точностью [56]. Этот эффект наблюдался при моделировании 1D RCR, когда амплитуда турбулентности была достаточно большой, чтобы нарушить борновское приближение, но все еще мала, чтобы считать RCR в глубоко нелинейном режиме [56]. В данной работе проверяется применимость разработанного подхода по измерению амплитуды турбулентности в сильно нелинейном режиме RCR.

Гипотетически два описанных метода анализа данных в RCR могут быть объединены для получения информации как об амплитуде турбулентности, так и о ее радиальной корреляционной длине в условиях, когда имеет место нелинейный режим RCR. Тем не менее эта идея еще не применялась на практике. Исследовательская работа, изложенная в последней главе диссертации, посвящена демонстрации и проверке возможности одновременного использования двух методов интерпретации сигналов RCR, а также оценке области применимости двух методов. На основе численного моделирования эксперимента RCR показано, что такой подход позволяет разрешить амплитуду турбулентности и радиальную корреляционную длину турбулентности.

5.2 Основные результаты моделирования радиально-корреляционной рефлектометрии в нелинейном режиме

Анализ спектра возмущений фазы может дать информацию об амплитуде турбулентности, аналитическое описание этого метода было разработано в рамках борновского приближения в [54] - [56]. В настоящей работе показано, что эта методика может быть обобщена на более высокие амплитуды турбулентности далеко за пределы критерия борновского приближения. Таким образом имеется диагностическая интерпретационная модель для измерения амплитуд турбулентности в эксперименте RCR для режимов с высокими амплитудами турбулентности. Этот подход может быть объединен с нелинейной теорией RCR, которая описывает кросс-корреляционную функцию сигнала в нелинейном режиме RCR [14] и дает информацию о комбинации амплитуды турбулентности и ее радиальной корреляционной длины. Возможность комбинирования двух методов анализа данных была проверена в настоящей работе с помощью двумерного полноволнового численного моделирования. Показано, что амплитуда турбулентности и радиальная корреляционная длина турбулентности могут быть измерены одновременно в сценарии высокотурбулентной плазмы в эксперименте RCR.

Численное моделирование показало, что амплитуда турбулентности может быть определена из анализа спектра возмущений фазы с относительной погрешностью от нескольких процентов до 30% в зависимости от режима спектра турбулентности. Эффективная корреляционная длина сигнала l_{ceff} может быть получена путем аппроксимации кросс-корреляционной функции сигнала экспонентой, тогда радиальная корреляционная длина турбулентности l_c может быть определена в соответствии с предсказаниями аналитики для l_{ceff} при известной амплитуде турбулентности. Моделирование показало, что l_c обычно завышается для всех исследованных режимов турбулентности, а наилучшее согласие

нелинейной теории RCR с результатами моделирования наблюдается для расчетов с большой радиальной длиной корреляции $l_c = 3$ см. Но даже в этом режиме турбулентности l_c может быть завышена примерно на 20-30%. В смоделированных режимах турбулентности с относительно малыми масштабами корреляции $l_c \approx 0,75$ см (которые можно считать реалистичными) погрешность определения l_c существенно больше. Это связано с пределами применимости нелинейной теории RCR, в основном из-за условия единственности отсечки, которое может сильно ограничивать применимые для аналитической интерпретации амплитуды турбулентности, когда радиальная корреляционная длина достаточно мала. Чтобы улучшить интерпретационную модель анализа CCF в экспериментах с RCR предложено выполнить корректирующую процедуру. А именно, радиальную длину корреляции l_c турбулентности, полученную по описанной процедуре, следует умножить на поправочный коэффициент. Предполагая, что амплитуда турбулентности известна из анализа спектра фазовых возмущений, поправочный коэффициент может быть получен из интерполяции результатов моделирования, выполненных в этой работе для реалистичного спектра турбулентности.

Оба метода анализа данных RCR ранее были протестированы при помощи одномерного численного моделирования, двумерное моделирование для проверки и тестирования области применимости двух интерпретационных моделей было выполнено впервые в настоящей работе. Показано, что двумерные геометрические эффекты не играют существенной роли при анализе данных, этот факт был предсказан теорией при анализе кросс-корреляционной функции в нелинейном режиме, но аналитическая модель интерпретации возмущений фазы в борновском приближении была описана лишь в одномерном случае.

6 Заключение

Турбулентность в плазме играет важную роль в механизмах переноса в плазме, также турбулентность искажает и в среднем уширяет зондирующий пучок волн при микроволновой диагностике плазмы, что влияет на регистрируемый сигнал и следовательно на определяемые характеристики плазмы. Целью этой работы является усовершенствование интерпретационных моделей микроволновой диагностики CTS с учетом влияния турбулентности в плазме на диагностические данные, а также на процесс параметрической распадной неустойчивости, который может влиять на зондирующий пучок. Также получила развитие интерпретационная модель RCR - диагностики дающей информацию о свойствах турбулентности.

Микроволновая диагностика плазмы является очень ценным инструментом для измерения параметров плазмы, свойств турбулентности и функции распределения быстрых частиц. Разработка интерпретационных моделей микроволновой диагностики была основным объектом исследования в этой кандидатской диссертации. В центре внимания исследования находились коллективное томсоновское рассеяние и радиально-корреляционная рефлектометрия, в частности предложены усовершенствованные модели анализа диагностических данных для использования в ITER. Многие численные расчеты в этой кандидатской работе, проведенные для оценки и верификации результатов разработанных аналитических интерпретационных моделей, были выполнены для условий плазмы, близких к параметрам, ожидаемым в ITER.

Было известно, что турбулентность плазмы может существенно искажать зондирующий микроволновый пучок, это обусловило необходимо вносить соответствующие поправки в интерпретационные диагностические модели. Искажение микроволнового пучка в турбулентной плазме анализировалось аналитически для пучка O-моды [27], распространение пучка X-моды в турбулентной плазме ранее исследовалось численно [28]. Прежде всего было проведено аналитическое рассмотрение распространения пучка X-моды в турбулентной плазме в рамках аналогичного аналитического подхода, использованного в [27]. Средняя ширина пучка было выражена через параметры плазмы и характеристики турбулентности. Кроме того, предложено аналитическое выражение для статистической функции распределения интенсивности зондирующего пучка в сильно турбулентной плазме. Эта функция распределения может быть использована для статистического анализа процессов, связанных с обменом энергией между пучком и плазмой, таких как нагрев плазмы или параметрическая распадная неустойчивость. Полученные аналитические выражения оценены численно и сопоставлены с результатами полноволнового 2D-моделирования, дана соответствующая рекомендация для экспериментов по CTS в ITER, а именно, предложено увеличить частоту зондирования, что может смягчить эффект уширения зондирующего пучка в турбулентная плазма.

Диагностика коллективного томсоновского рассеяния была проанализирована аналитически с учетом турбулентности плазмы. Предполагалось, что турбулентность расположена преимущественно на краю плазмы, что характерно для токамаков. Поскольку зондирующий микроволновой пучок имеет спектр по волновым числам, условие брэгговского рассе-

яния выполняется для некоего диапазона волновых чисел в зондирующем пучке. Обычно этим эффектом можно пренебречь, и основное центральное волновое число зондирующего пучка описывает характеристики рассеянного излучения и спектра регистрируемого сигнала. Но при наличии турбулентности в плазме зондирующий пучок может быть значительно уширен в пространстве и по углу расхождения, тогда вклад различных волновых чисел в рассеянное излучение может быть значительным. Этот эффект был подробно проанализирован в данной работе. Поскольку имеет место не только угловое, но и пространственное уширение пучка, влияние локальной неоднородности плазмы также может повлиять на результаты измерений в CTS. Этот эффект также учитывался при анализе частотного спектра регистрируемого сигнала. Влияние искажения зондирующего пучка из-за приграничной турбулентности плазмы приводит к замене в выражении для регистрируемого сигнала спектра флуктуаций по волновым числам $S_{nn}(\omega, \mathbf{q})$ на эффективный спектр флуктуаций $S_{nn}^{eff}(\omega, \mathbf{q})$. Эффективный спектр флуктуаций был описан аналитически и выражен через характеристики приграничной турбулентности плазмы. Он был оценен численно и сравнен со спектром флуктуаций для различных режимов турбулентности. На основе численных расчетов показано, что различие между спектрами увеличивается с увеличением уровня приграничной турбулентности. Различные частотные области спектра демонстрируют различное соотношение между $S_{nn}^{eff}(\omega, \mathbf{q})$ и $S_{nn}(\omega, \mathbf{q})$. Следует отметить, что различные частоты в регистрируемом частотном спектре описывают различные характеристики плазмы, такие как температура ионов на частотах ниже или порядка 0.5 ГГц и функция распределения быстрых частиц по скоростям на более высоких частотах. Таким образом аналитически и численно описано влияние приграничной турбулентности плазмы на спектр CTS. Была дана оценка возможной погрешности определения температуры ионов если не учитывать турбулентность, относительная погрешность может составлять единицы и даже десятки процентов в зависимости от сценария турбулентности. Детальный анализ важности коррекции регистрируемого спектра за счет турбулентности на краю плазмы еще предстоит провести, строго говоря, он должен быть выполнен для определения всех параметров плазмы и быстрых частиц, которые теоретически возможно извлечь из измерений CTS. Кроме того, была проанализирована чувствительность регистрируемых частотных спектров сигнала, измеряемых в CTS, к ширине зондирующего пучка. Кроме того, была проанализирована чувствительность регистрируемых частотных спектров сигналов, измеряемых в CTS, к ширине зондирующего пучка. Показано, что можно уменьшить влияние нижнегибридного резонанса в регистрируемом спектре, выбрав достаточно большую ширину зондирующего пучка. Это может быть полезно для выполнения зондирования почти перпендикулярно внешнему магнитному полю.

Поскольку для CTS требуется высокомогущий микроволновый пучок, при его зондировании может иметь место низкопороговая неустойчивость параметрического распада. Эта неустойчивость может уменьшить мощность зондирующего пучка, следовательно ухудшить его диагностическую способность. В этой работе также выполнен анализ влияния приграничной турбулентности плазмы на низкопороговую параметрическую неустойчивость распада микроволнового пучка. Существующая теория низкопорогового PDI описывает параметрический распад гладкого пучка, она неприменима для пучка накачки,

существенно возмущенного турбулентностью плазмы. Выполнено численное исследование процесса параметрического распада в турбулентной плазме. В настоящей работе моделировалась и анализировалась параметрическая распадная неустойчивость в турбулентной плазме в условиях плазмы, близких к экспериментальным на токамаке TCV. Моделирование проводилось в трех различных режимах турбулентности, исследуемые режимы можно рассматривать как режим с низкой амплитудой турбулентности, соответствующий малому среднеквадратичному изменению фазы в пучке накачки $\langle \delta\phi^2 \rangle \ll 1$, высокой амплитудой турбулентности, когда $\langle \delta\phi^2 \rangle \gg 1$ и промежуточный уровень турбулентности $\langle \delta\phi^2 \rangle \approx 1$. Исследуемые характеристики процесса PDI – инкремент неустойчивости, уровень ее насыщения, порог возбуждения и уровень аномального поглощения энергии накачки. Моделирование показало, что скорость роста неустойчивости в режимах малой и средней турбулентности остается практически одинаковой, тогда как высокая турбулентность несколько снижает инкремент. Уровень насыщения энергии дочерней ВГ-волны практически не зависит от амплитуды турбулентности для первичной запертой ВГ-волны и уменьшается для вторичной запертой ВГ-волны с ростом амплитуды турбулентности в рассматриваемой двухступенчатой модели PDI. Обе тенденции согласуются с аналитическими предсказаниями, если рассматривать PDI в поле среднего пучка накачки. Средний порог мощности распадной неустойчивости незначительно увеличивается в режимах малой и средней турбулентности, тогда как для сценария высокой турбулентности увеличение порога составляет около 50%. Одна из важнейших значимых на практике характеристик – уровень аномального поглощения лишь незначительно меняется в разных режимах турбулентности плазмы. В целом наличие турбулентности не меняет кардинально характеристики PDI. Физической картиной процесса PDI в турбулентной плазме является нелинейное взаимодействие волн, когда форма пучка накачки либо слабо возмущена или расщеплена на несколько подпучков с локальными максимумами. Аналитической модели, которая могла бы описать характеристики PDI в таком возмущенном пучке, не существует, одним из возможных способов прогнозирования характеристик PDI в турбулентной плазме, является рассмотрение параметрического распада в поле усредненного пучка накачки (среднеквадратичного). Однако, численное исследование показало, что этот подход переоценивает влияние турбулентности на порог развития и инкремент этой неустойчивости.

Последней задачей, решаемой в данной диссертационной работе, стала разработка подхода к интерпретации данных RCR-диагностики. Анализ спектра фазовых возмущений в RCR может дать информацию об амплитуде турбулентности плазмы. Этот подход был разработан в рамках борновского приближения, в этой работе он был применен в глубоко нелинейном режиме RCR, когда борновское приближение не работает. Нелинейная теория RCR дает информацию о комбинации параметров турбулентности: амплитуды турбулентности и ее радиальной корреляционной длины, применимость этого метода основана на сильной фазовой модуляции за счет турбулентности плазмы. В данной работе показано, что можно объединить эти два подхода анализа данных в RCR для извлечения информации как об амплитуде турбулентности, так и о ее радиальной корреляционной длине. Первым шагом к интеграции двух подходов была демонстрация того, что метод анали-

за спектра возмущения фазы может быть обобщен за пределы критерия аппроксимации Борна в диапазоне более высоких амплитуд турбулентности, где значения этих амплитуд удалось восстановить. Затем этот метод может быть объединен с нелинейной теорией RCR, которая описывает кросс-корреляционную функцию CCF сигнала в нелинейном режиме, и при известной амплитуде турбулентности определяет корреляционную длину. Возможность объединения двух методов анализа данных была проверена в настоящей работе с помощью двумерного полноволнового численного моделирования. Показано, что амплитуда турбулентности и радиальная корреляционная длина турбулентности могут быть измерены одновременно в режиме с сильной турбулентностью плазмы. Для улучшения интерпретационной модели анализа кросс-корреляционной функции в экспериментах с RCR предлагается ввести поправочный коэффициент на основе проведенных этой работе расчетов для более точного определения радиальной корреляционной длины турбулентности.

Радиально-корреляционная рефлектометрия и диагностика коллективного томсоновского рассеяния также могут быть интегрированы. Для правильной интерпретации температуры ионов и функции распределения быстрых частиц необходима информация о характеристиках турбулентности на краю плазмы: амплитуде турбулентности и ее спектре по волновым числам (который может быть определен по радиальной корреляционной длине турбулентности для заданной модели спектра). Эти характеристики могут быть измерены диагностикой RCR локально и в режиме реального времени.

7 Список литературы

- [1] “summary of the ITER final design report”, printed by the IAEA in Vienna 2001, www.iaea.org/publications/6442/summary-of-the-iter-final-design-report
- [2] G D Conway “Turbulence measurements in fusion plasmas” 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 124026
- [3] R Cano and A Cavallo 1980 *Proceedings of the 5th International Conference on Infrared and Millimeter Waves*
- [4] H Bottolier-Curtet, G Ichtchenko “Microwave reflectometry with the extraordinary mode on tokamaks: Determination of the electron density profile of Petula-B” 1987 *Rev. Sci. Instrum.* **58** 539–546
- [5] I Hutchinson “Principles of Plasma Diagnostics” second edition 2002 Cambridge University Press
- [6] E Mazzucato and R Nazikian “Radial scale length of turbulent fluctuations in the main core of TFTR plasmas” 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1840
- [7] B B Afeyant, A E Cbout and B I Cohent “The scattering phase shift due to Bragg resonance in one-dimensional fluctuation reflectometry” 1995 *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 315-327
- [8] E Z Gusakov and A Yu Surkov “Spatial and wave number resolution of Doppler reflectometry” 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** 1143
- [9] E Z Gusakov, A V Surkov and A Yu Popov “Multiple scattering effect in Doppler reflectometry” 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** 959
- [10] A Yu Popov, E Z Gusakov “Spatial Resolution of Poloidal Correlation Reflectometry” 2005 *32nd EPS Conference on Plasma Phys.* Vol. **29C** P-1.088
- [11] E Z Gusakov and A Yu Popov “Measurements localization in poloidal correlation reflectometry” 2006 *Nucl. Fusion* **46** 829–835
- [12] X L Zou, L Laurent and J M Rax “Scattering of an electromagnetic wave in a plasma close to a cut-off layer. Application to fluctuation measurements” 1991 *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** 903 - 918
- [13] I H Hutchinson “One-dimensional full-wave analysis of reflectometry sensitivity and correlations” 1992 *Plasma Phys. Control. Fusion* **34** 1225
- [14] E Z Gusakov and A Yu Popov “Non-linear theory of fluctuation reflectometry” 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 2327-2337
- [15] E Z Gusakov and A Yu Popov “Two-dimensional non-linear theory of radial correlation reflectometry” 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** 1393-1408

- [16] S B Korsholm, H Bindslev, V Furtula, F Leipold, F Meo, P K Michelsen, D Moseev, S K Nielsen, M Salewski, M Stejner 2010 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **623** 677–680
- [17] S B Korsholm, B Gonçalves, H E Gutierrez, E Henriques, V Infante, T Jensen, M Jessen, E B Klinkby, A W Larsen, F Leipold, A Lopes, R Luis, V Naulin, S K Nielsen, E Nonbø, J Rasmussen, M Salewski, M Stejner, A Taormina, A Vale, C Vidal, L Sanchez, R M Ballester and V Udintsev “Design and development of the ITER CTS diagnostic” 2019 *EPJ Web of Conferences* **203** 03002
- [18] J Egedal, H Bindslev, R V Budny and P Woskov “Impact of beam ions on α -particle measurements by collective Thomson scattering in ITER” 2005 *Nucl. Fusion* **45** 191–200
- [19] U Tartari, S Nowak, and G Ramponi “Perspectives of millimeter-wave collective Thomson scattering of confined alphas in ignited plasmas” 1996 *Review of Scientific Instruments* **67** 3847
- [20] J Rasmussen, S K Nielsen, M Stejner, J Galdon-Quiroga, M Garcia-Munoz, B Geiger, A S Jacobsen¹, F Jaulmes, S B Korsholm, N Lazanyi, F Leipold, F Ryter, M Salewski, M Schubert, J Stober, D Wagner, the ASDEX Upgrade Team and the EUROfusion MST1 Team “Collective Thomson scattering measurements of fast-ion transport due to sawtooth crashes in ASDEX Upgrade” 2016 *Nucl. Fusion* **56** 112014 9pp
- [21] J Rasmussen, S K Nielsen, M Stejner, M Salewski, A S Jacobsen, S B Korsholm, F Leipold, F Meo, P K Michelsen, D Moseev, M Schubert, J Stober, G Tardini, D Wagner and the ASDEX Upgrade Team “Improved Collective Thomson Scattering measurements of fast ions at ASDEX Upgrade” arXiv:1310.2406v1 [physics.plasm-ph]
- [22] M Salewski, S K Nielsen, H Bindslev, V Furtula, N N Gorelenkov, S B Korsholm, F Leipold, F Meo, P K Michelsen, D Moseev and M Stejner “On velocity space interrogation regions of fast-ion collective Thomson scattering at ITER” 2011 *Nucl. Fusion* **51** 083014
- [23] S B Korsholm, F Leipold, B Goncalves et al “High power microwave diagnostic for the fusion energy experiment ITER” 2016 *41st International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz waves*,
- [24] F Leuterer et al, 2003 *Nucl. Fusion* **43** 1329-1342
- [25] H Zohm et al, 1999 *Nucl. Fusion* **39(5)** 577-580
- [26] M Hirsch, E Holzhauser, J Baldzuhn, B Kurzan and B Scott, 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 1641-1660
- [27] E V Sysoeva, F da Silva, E Z Gusakov, S Heuraux and A.Yu. Popov, 2015 *Nucl. Fusion* **55(3)** 033016
- [28] N Bertelli , G J Kramer and E J Valeo, 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 105018
- [29] A Snicker et al, 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 014020

- [30] E Poli et al., 2015 *Nucl. Fusion* **55** 013023
- [31] A Snicker et al., 2018 *Nucl. Fusion* **58** 016002
- [32] R J La Haye, 2006 *Phys. Plasmas*, **13** 055501
- [33] O Sauter et al., 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 025002
- [34] N Bertelli et al., 2011 *Nucl. Fusion* **51** 103007
- [35] M W Brookman, 2017 *EPJ Web of Conferences* **147** 03001
- [36] O Chellaï et al., 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 105001
- [37] I Furno et al., 2015 *J. Plasma Phys.* **81** 345810301
- [38] O Chellaï et al., 2017 *EPJ Web of Conferences* **157** 03008
- [39] O Chellaï et al., 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014001
- [40] C Tsironis et al., 2009 *Phys. Plasmas*, **16** 112510
- [41] H Weber et al., 2015 *EPJ Web of Conferences* **87** 01002
- [42] A Köhn et al., 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 085018
- [43] T R N Williams et al., 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 075010
- [44] J M Santos, E Ricardo, F J da Silva, T Ribeiro, S Heuraux, A Silva “A 3D CAD model input pipeline for REFMUL3 full-wave FDTD 3D simulator” 2021 *Journal of Instrumentation* **16** (11) C11013
- [45] COMSOL Multiphysics Reference Manual, 2019
doc.comsol.com/5.5/doc/com.comsol.help.comsol/COMSOL_ReferenceManual.pdf
- [46] V L Ginzburg “The propagation of electromagnetic waves in plasmas” 1964 Oxford Pergamon
- [47] A D Piliya, *Proceedings of the 10th Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Oxford, 1971, edited by Franklin R. N. (Donald Parsons & Co., Ltd., Oxford) 1971, p 320.
- [48] A D Piliya “Threshold of decay instabilities in an inhomogeneous plasma” 1973 *JETP Letters* **17** 374-376
- [49] A D Piliya “Nonstationary theory of decay instability in a weakly inhomogeneous plasma” 1973 *JETP* **64** 1237-1244
- [50] M N Rosenbluth “Parametric Instabilities in Inhomogeneous Media” 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 565
- [51] B I Cohen, R H Cohen, W M Nevins, T D Rognlien “Theory of free-electron-laser heating and current drive in magnetized plasmas” 1991 *Rev. Mod. Phys.* **63** p. 949
- [52] E Z Gusakov, A Yu Popov “Low-power-threshold parametric decay instabilities of powerful microwave beams in toroidal fusion devices” 2020 *Phys. Usp.* **63** 365

- [53] G Leclert, S Heuraux, E Z Gusakov, A Yu Popov, I Boucher and L Vermare “Full-wave test of the radial correlation reflectometry analytical theory in linear and nonlinear regimes” 2006 *Plasma Phys. Cont. Fusion* **48** 1389-1400
- [54] S Heuraux et al 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1501
- [55] C Fanack et al 1996 *Plasma Phys. Cont. Fusion* **38** 1915
- [56] L Vermare, S Heuraux, F Clairet, G Leclert and F da Silva “Density fluctuation measurements using X-mode fast sweep reflectometry on Tore Supra” 2006 *Nucl. Fusion* **46** S743–S759