

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО УШИРЕНИЯ ЛИНИИ НИЖНЕГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ В РЕЖИМАХ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА И НАГРЕВ ИОНОВ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© 2021 г. В. В. Дьяченко^{а, *}, А. Б. Алтухов^а, Е. З. Гусаков^а, Л. А. Есипов^а,
А. Н. Коновалов^а, С. И. Лашкул^а, А. Ю. Степанов^а, С. В. Шаталин^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: v.dyachenko@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 31.07.2020 г.

После доработки 14.10.2020 г.

Принята к публикации 14.11.2020 г.

Описаны эксперименты на токамаке ФТ-2 по выяснению роли параметрических распадных неустойчивостей в уменьшении эффективности генерации не индукционного тока, возбуждаемого с помощью электромагнитных волн нижегибридного диапазона частот. Наиболее обсуждаемым вариантом такой неустойчивости является распад волны накачки на дочерние высокочастотные волны и низкочастотные ионно-звуковые квазимоды. Проведенные исследования показали, что в условиях эксперимента на ФТ-2 ионно-звуковая неустойчивость не оказывает решающего влияния на снижение эффективности генерации тока нижегибридными волнами.

Ключевые слова: токамак, нижегибридная генерация тока, параметрические распадные неустойчивости

DOI: 10.31857/S0367292121040053

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по генерации тока с помощью нижегибридных волн, проведенные на многих токамаках, показали гораздо более быстрое уменьшение эффективности генерации тока с ростом плотности [1–5], чем предсказывает теория. Это явление связывают с наличием паразитных механизмов на плазменной периферии, препятствующих проникновению НГ волны в центр разряда. Основными процессами, приводящими к периферийной диссипации энергии волны накачки, могут являться рассеяние волны на колебаниях плотности [6], столкновительное поглощение [7] и параметрические распадные неустойчивости (ПРН), исследованию которых уже уделено много внимания как в теории [8, 9], так и в экспериментах [1–5]. Обнаружено существование корреляции между развитием ПРН и деградацией эффективности генерации тока, но отсутствует общепринятое понимание как роли (сопутствующая или доминирующая) ПРН, так и конкретного механизма и схемы распадной неустойчивости, ответственной за прекращение генерации тока.

В настоящее время обсуждаются две возможные схемы ПРН, наблюдавшиеся на разных токамаках. Одна — это параметрический распад волны

накачки на низкочастотную (НЧ) ионно-циклотронную квазимоду и дочернюю высокочастотную (ВЧ) волну с пониженной частотой [10, 11]. Другая схема: распад на НЧ ионно-звуковую (ИЗ) квазимоду и ВЧ дочернюю ветвь [12, 13]. В первом случае в спектре радиочастотного излучения из плазмы наблюдается каскад убывающих по частоте ВЧ-сателлитов, отстоящих друг от друга на величину ионно-циклотронной частоты. При каскадном расщеплении волны накачки по этой схеме заметная часть мощности может уходить в НЧ ионно-циклотронные колебания и вкладывается в ускорение ионов, энергетически ослабляя волну накачки. В другой схеме энергия волны накачки затрачивается на возбуждение ионно-звуковых колебаний, на которых рассеивается волна накачки, что проявляется в существенном частотном уширении пика волны накачки. Оба процесса могут иметь низкие значения пороговой ВЧ-мощности и, как правило, локализованы в периферийных слоях плазмы токамака.

На токамаке ФТ-2 была проведена серия экспериментов по детальному исследованию этих параметрических распадных неустойчивостей в водородной и дейтериевой плазмах. В частности, в [14] была сделана попытка оценить роль ПРН с участием ионно-циклотронных квазимод. В настоящей работе основное внимание уделено ча-

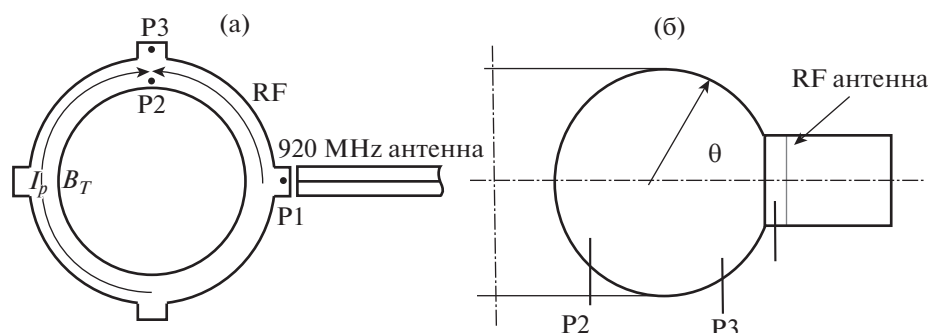


Рис. 1. Схема расположения измерительных зондов в токамаке ФТ-2. а) – вид на токамак сверху, б) – в проекции на полоидальное сечение.

стотному уширению пика волны накачки, которое многие исследователи связывают с параметрической раскачкой ионно-звуковых колебаний и с деградацией генерации тока.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Взаимодействие НГ-волн с плазмой экспериментально исследовалось на небольшом токамаке ФТ-2 ($R = 0.55$ м, $a = 0.08$ м, $B_T \leq 3$ Тл, $I_p = 19$ – 40 кА, $f_0 = 920$ МГц, $P_{RF} < 200$ кВт) [15, 16]. Для этой цели были использованы новые экспериментальные подходы, дополнительные диагностики и расширено число используемых зондов. В экспериментах использовался магнетронный генератор с рабочей частотой $f_0 = 920$ МГц, выходной мощностью P_{RF} до 200 кВт при длительности импульса τ_{RF} до 10 мс. Ток плазмы и основные параметры разряда менялись в пределах $I_p \approx (20$ – $30)$ кА, $\langle n_e \rangle = (1$ – $10) \times 10^{19}$ м $^{-3}$, $T_e(0) = (350$ – $400)$ эВ, $T_i(0) = (80$ – $120)$ эВ. ВЧ-антенна представляла собой двухволноводный грилл, который при фазировке волноводов $+\pi/2$ и плотности $\langle n_e \rangle = 3 \times 10^{19}$ м $^{-3}$ обеспечивал основные “пиковые” значения в спектре продольных замедлений НГ волны, вводимой в плазму, при $N_{||0} = +3.4$ (примерно 41% подводимой мощности) и $N_{||0} = -1.7$ (19%). Взаимное расположение антенны и приемной аппаратуры показано на рис. 1а,б. В качестве одной из приемных антенн использовался многоэлектродный ленгмюровский зонд P3, расположенный в сечении, смещенном на 90° в тороидальном направлении по отношению к ВЧ-антенне. Зонд размещался в SOL на стороне слабого магнитного поля (LFS) при полоидальном угле $\theta = 310^\circ$ по отношению к экваториальной плоскости камеры. В этом же сечении, но со стороны сильного поля, размещался одноштырьковый ВЧ-зонд P2 ($\theta = 220^\circ$). Такой же ВЧ-зонд P1 установлен в сечении антенны со стороны слабого поля под гриллом ($\theta = 320^\circ$). ВЧ-сигнал с зондов

подавался через развязывающие трансформаторы на анализаторы спектра. Зонды P1 и P2 конструктивно одинаковы, также как одинаковы передающие сигнал цепи. Большая часть измерений была выполнена с помощью широкополосного (до 8 ГГц) цифрового 4-канального осциллографа Keysight MSOS804A. В нашем случае осциллограф анализировал сигнал излучения в полосе частот от нуля до 1.1 ГГц за временной интервал 200 мкс. При обработке и анализе полученных данных определялись наличие спектральных составляющих, их временная эволюция и интенсивность. В силу малых размеров зондов ($l = 5$ мм $\ll \lambda$ – вакуумной длины волны излучения) их чувствительность очень низкая (от -80 дБ до -40 дБ в полосе частот 0–1 ГГц, но АЧХ достаточно гладкая с плавным снижением чувствительности в область низких частот. АЧХ зондов исследовалась с помощью анализатора цепей Agilent E5061B на широкополосном стенде – коаксиальной секции. В узкой полосе частот $f_0 = 920 \pm 50$ МГц чувствительность зондов не меняется. Помимо зондовых измерений, спектральный состав излучения из плазмы исследовался в отраженном сигнале волноводной антенны (высокочастотный диапазон), что позволяло проводить качественное сравнение наблюдаемых явлений. Основной материал базируется на данных, полученных с ВЧ-зондов P1, 2, 3.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерной особенностью экспериментов по генерации тока, как отмечалось выше, является существование некоторой предельной плотности $\langle n_{elim} \rangle$, т.н. *density limit* [3–5, 13, 14]. Эффективная генерация тока имеет место при плотностях меньших предельной и быстро прекращается при ее превышении, хотя теоретически предсказываемая эффективность генерации тока при увеличении плотности должна уменьшаться как $1/n_e$ [2]. В качестве примера “досрочной” деградации ге-

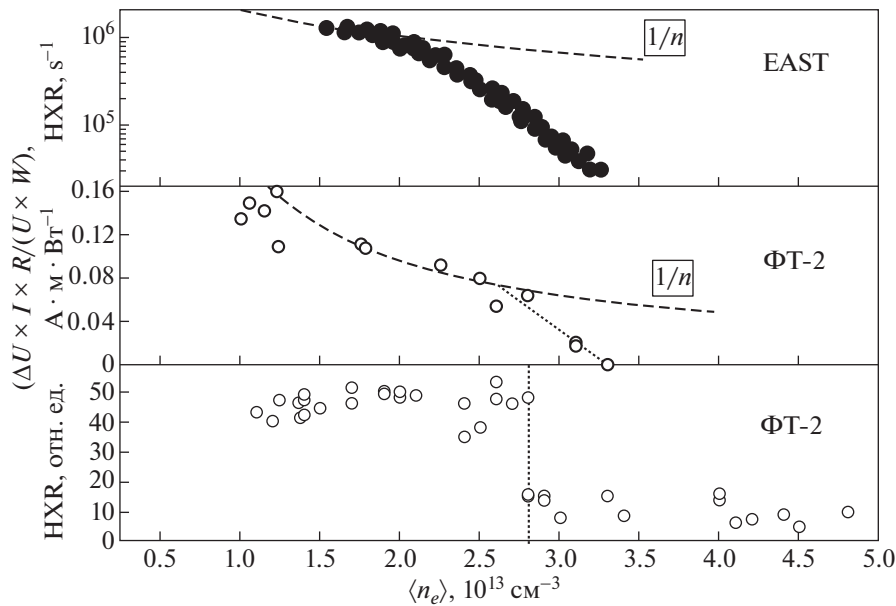


Рис. 2. Сравнение величины пороговой плотности. Сверху вниз: для токамака EAST – интенсивность рентгеновского излучения (дейтерий, 2.45 ГГц); для токамака ФТ-2 – эффективность генерации тока $\Delta U \times I \times R / (U \times P_{RF})$, $\text{A} \cdot \text{m} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (водород, 920 МГц); ФТ-2 – интенсивность жесткого рентгеновского излучения (водород).

нерации тока на рис. 2а, б, в показана эволюция надтеплого (до 200 кэВ) рентгеновского излучения из объема плазмы (токамак EAST [5]), относительной подсадки напряжения обхода и жесткого рентгеновского излучения (токамак ФТ-2) в зависимости от средней плотности плазмы. Для ФТ-2 в водородной плазме генерация тока резко снижается при $\langle n_{elim} \rangle \approx 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в дейтериевой – $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$); для EAST в дейтериевой плазме и при частоте волны накачки 2.45 ГГц деградация тока начинается раньше, при $\langle n_{elim} \rangle \approx (1-1.5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, хотя частота накачки гораздо выше. Причина такого различия может быть связана с аппаратным эффектом уменьшения сигнала из-за обрезания фильтром потока HXR при снижении энергии квантов или с разной природой механизмов, ограничивающих эффективность генерации тока. Поэтому при исследовании причин деградации генерации тока естественно сравнение принимаемого излучения в двух режимах разряда токамака: допороговый – режим генерации тока, $\langle n_e \rangle < \langle n_{elim} \rangle$, и после порога, $\langle n_e \rangle > \langle n_{elim} \rangle$, – режим, когда начинается ускорение ионов плазмы. На рис. 3 показаны эпюры поведения основных параметров разряда токамака ФТ-2 для значений плотности перед ВЧ-импульсом $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для водородной плазмы, т.е. до и после порога. Примеры усредненных спектров вблизи частоты волны накачки f_0 , снятых зондами P1 и P2, для этих двух значений плотности показаны на рис. 4а, б. Се-

рым цветом изображен контур линии волны накачки в отсутствие плазмы. Усреднение производилось следующим образом: сигнал разбивался на 10 временных промежутков, для каждого из которых вычислялась спектральная площадь мощности, после чего полученные образы поточно складывались и нормировались на число временных промежутков. Сразу необходимо отметить, что сигналы с разных зондов (источников) качественно были подобны. Более существенную роль играет расположение зондов по отношению к излучающей антенне. Зонд P1 расположен в периферийной плазме в ближней зоне антенны, плазма оказывает слабое влияние на его показания, амплитуда пика волны накачки почти не зависит от плотности плазмы, рис. 5. Тогда как зонды P2 и P3, расположенные через четверть обхода тора ($\approx 1 \text{ м}$), более полно отражают процессы в плазме; при этом нужно понимать, что зонды в первую очередь чувствуют незамедленные и слабо замедленные волны, распространяющиеся в плазменной периферии. Замедленные волны из глубины плазменного шнура могут достигать зондов благодаря вторичным процессам рассеяния, трансформации и т.д. Кроме того, зонды обладают некоторой избирательностью к поляризации волны. Поэтому интерпретация зондовых сигналов требует определенной аккуратности.

Видно, что при прохождении волны через плазму пик волны накачки заметно уширяется по частоте, тогда как амплитуда пика (зонд P2) с ростом плотности уменьшается, рис. 6. Это ушире-

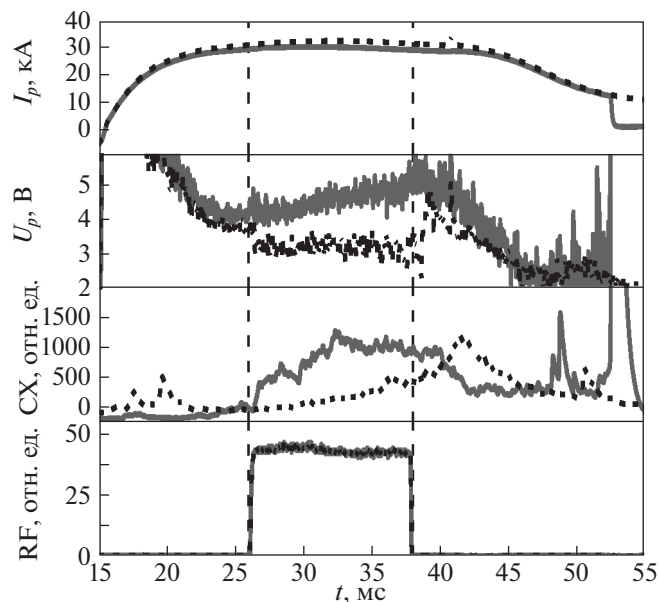


Рис. 3. Эволюция параметров разряда в водороде для двух режимов токамака ФТ-2. Сверху вниз: ток разряда, напряжение на обходе, поток атомов перезарядки с $E = 980$ эВ, ВЧ-импульс. Сплошная линия – $\langle n_e \rangle = 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, пунктирная – $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

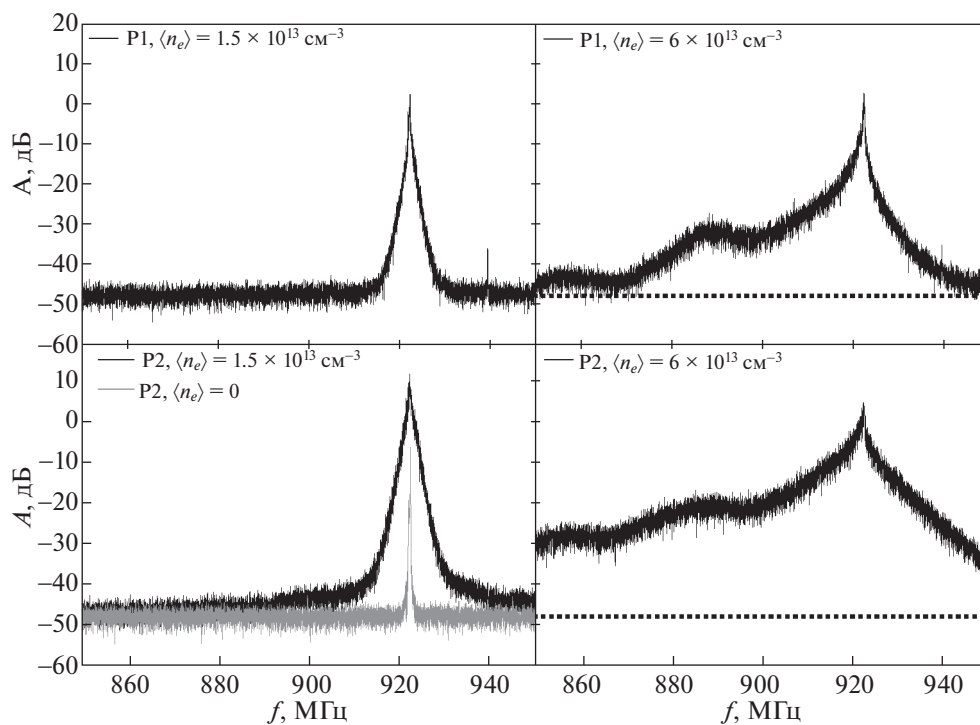


Рис. 4. Частотные спектры пика волны накачки для двух значений плотности и двух зондов: $\langle n_e \rangle = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $\langle n_e \rangle = 6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Инструментальный контур пика в отсутствие плазмы показан серым цветом.

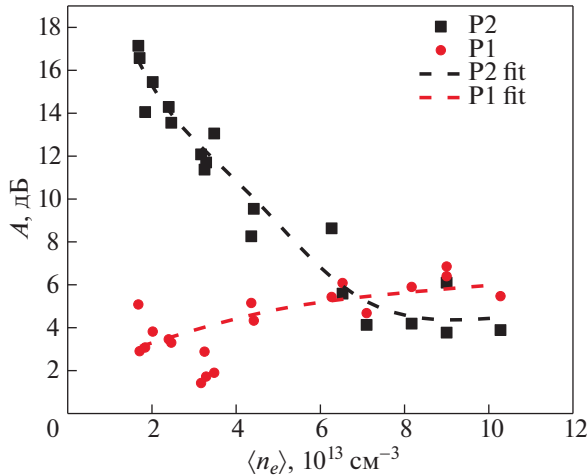


Рис. 5. Зависимость амплитуд зондовых сигналов от плотности для зондов P1 и P2, водород. Штриховые линии – аппроксимирующие кривые.

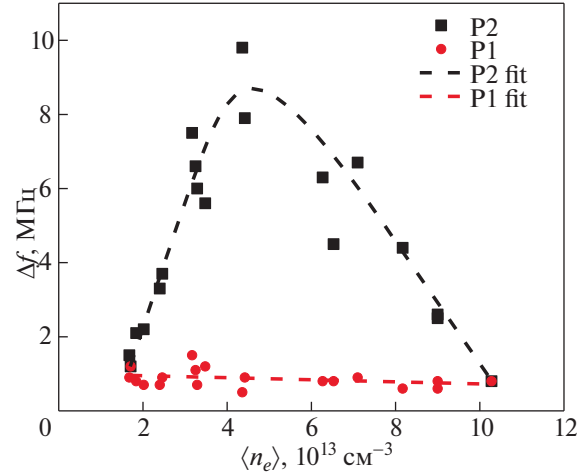


Рис. 6. Зависимость уширения Δf_0 от плотности для двух зондов: ближнего к антенне P1 и удаленного P2.

ние существенно меньше на ближнем к антенне зонде P1, чем на дальнем, зонд P2. Количественные измерения уширения пика Δf_0 проводились на уровне -10 дБ от максимальной величины сигнала. Подобная методика обработки использовалась и на других токамаках (EAST, FTU). Следует отметить, что узкий пик частоты накачки ($\Delta f_0 \approx 0.05$ МГц) присутствует на всех спектрах. Он связан частично с поверхностью, незамедленной волной, а также является частью наводки на регистрирующую схему. При обработке спектров этот пик вырезался с помощью цифровой технологии.

При увеличении плотности в разряде уширение Δf_0 сначала растет, достигает величины 8 МГц для зонда P2, причем, при переходе через значение пороговой плотности никаких особенностей в величине уширения не наблюдается, рис. 6. При плотности выше $(5-6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ величина уширения начинает уменьшаться. Здесь также можно отметить, что уширение существенно зависит от расстояния между антенной и положением зонда: на удаленном зонде P2 уширение намного больше, чем на ближнем зонде P1. Большого различия в величине уширения при работе с водородом и дейтерием не обнаружено, хотя в дейтериевой плазме Δf_0 всегда меньше, как и должно быть из-за ионно-звукового закона дисперсии.

Следует также отметить небольшую асимметрию между “красной” и “синей” частями пика волны накачки $\Delta f_{down}/\Delta f_{up}$, где Δf_{down} , Δf_{up} – уширение в “красную” и “синюю” стороны от центральной частоты f_0 . Уширение в “красную” сторону возрастает с ростом плотности быстрее, чем

в “синюю”, рис. 7. Совсем другой результат наблюдается при измерении уширения на уровне -20 дБ от амплитуды пика. Уширение в сторону низких частот (асимметрия) резко возрастает, начиная с $\langle n_e \rangle \geq 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, см. рис. 7.

При изменении подводимой ВЧ-мощности в интервале (0–100) кВт с помощью подвижной диафрагмы (“шторки”) в волноводном тракте антенны [14] и фиксированной плотности $\langle n_e \rangle$ в водородной плазме уширение Δf_0 (зонд P2) существенно не изменялось вплоть до уровня мощности в (1–3) кВт, при котором точность измерений уже не достаточна, рис. 8.

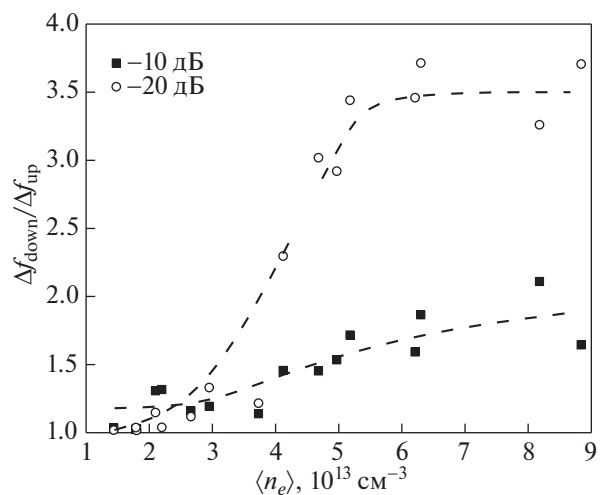


Рис. 7. Асимметрия спектров уширения $\Delta f_{down}/\Delta f_{up}$ в зависимости от величины плотности: а) – измеренная на уровне -10 дБ, б) – на уровне -20 дБ.

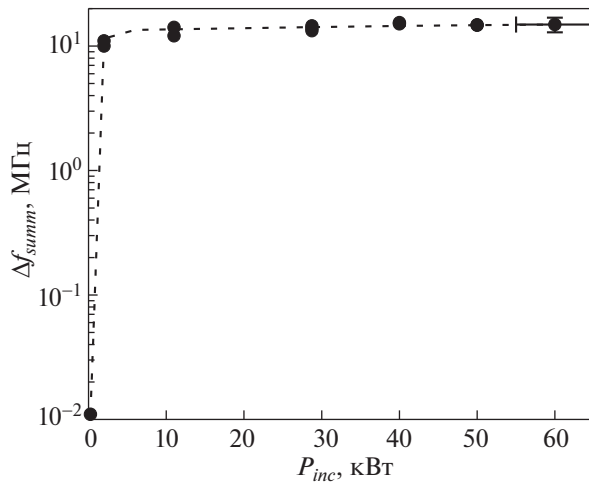


Рис. 8. Зависимость величины уширения Δf_0 от вводимой ВЧ-мощности при плотности $\langle n_e \rangle = 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, зонд Р2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наиболее простым объяснением уширения пика волны накачки было бы рассеяние на колебаниях плотности. Но эксперименты и численное моделирование с помощью гирокинетического кода показывают, что спектры колебаний плотности ограничиваются частотами (0.3–0.5) МГц и даже на уровне –30 дБ не превышают значение в 1 МГц [17]. За счет такого линейного механизма профиль пика должен уширяться симметрично. В нашем случае наблюдаемая величина полного уширения пика достигает (2–5) МГц даже при малой плотности плазмы. Но при концентрациях плазмы выше $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ величина Δf_0 достигает значений (8–10) МГц в водородной плазме (на уровне –10 дБ), появляется асимметрия основного пика, связанная с преимущественным уширением в “красную” сторону (см. рис. 7а). На уровне –20 дБ асимметрия становится еще больше, см. рис. 7б. Последний факт может быть объяснен в рамках работы [14] параметрическим возбуждением ионно-циклотронных квазимод. В нашем случае в водородной плазме эта неустойчивость раскачивается при плотностях плазмы выше $(2.5–3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Соответственно, вблизи линии волны накачки в спектре сигнала наблюдаются линии на частоте высокочастотных дочерних волн $f_n = f_0 - n f_{ci}$. С ростом плотности добротность этих пиков уменьшается, они перекрываются, сливаясь в сплошной пьедестал в “красной” области частот.

Уменьшение амплитуды и частотного уширения пика волны накачки в области плотности выше $(4–5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ также может быть объяснено в рамках представлений о распространении и по-

глошении нижегибридных волн. Численное моделирование показывает, что с ростом плотности возрастает минимальное значение продольного показателя преломления необходимого для распространения нижегибридных волн $N_{||cr}$, изменяется пространственный спектр волн, возбуждаемых гриллом. Увеличивается доля сильно замедленных волн, соответственно возрастает рассеяние волн на колебаниях плазмы. Лучевое распространение волны приобретает диффузионный характер и резонансный конус быстро “размазывается” по сечению плазменного шнура. Характерная длина ослабления когерентной компоненты волны за счет такого рассеяния (см. формулу (87) в [18]) в упрощенном виде $l_s \sim n_e^{-1/2} N_{||0}^{-1} (\delta n_e)^{-2}$, где $N_{||0}$ – начальное замедление волны накачки, $\delta n_e = \Delta n_e / n_e$ – уровень флуктуаций плотности. Согласно гирокинетическим расчетам, подтвержденным экспериментально [19], в периферийной плазме токамака ФТ-2 уровень флуктуаций плотности составляет $\Delta n_e / n_e \approx (1–2) \times 10^{-1}$, а в центре $\Delta n_e / n_e \approx 2 \times 10^{-2}$. Тогда величина $l_s \approx 1$ м уже при $\langle n_e \rangle \approx 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $N_{||0} \approx 3$. До дальних зондов доходит малая доля энергии волны, поэтому они регистрируют лишь часть волны накачки, распространяющуюся в холодной периферийной плазме, соответственно с малыми частотными уширениями порядка 1–2 МГц. С ростом плотности этот эффект становится преобладающим. Но для подтверждения такого объяснения необходимо серьезное численное моделирование. По этой же причине вероятность развития ПРН уменьшается вдали от антенны из-за уменьшения напряженности электрического поля волны, а также, если учесть влияние столкновительного поглощения, которое сильно подавляет инкременты развития ПРН [20].

Наблюдаемое значительное уширение пика волны накачки, превышающее частоты колебаний плотности, многие авторы связывают с возбуждением ПРН, в которой в качестве низкочастотной ветви выступает ионно-звуковая квазимода [5, 12, 13]. Ионно-звуковая волна в коротковолновой части дисперсионной зависимости, когда $kr_D \gg 1$ (k – волновое число, r_D – дебаевский радиус), трансформируется в нераспространяющиеся колебания плазмы с возможными частотами вплоть до ионной плазменной частоты ω_{pi} . Если ограничиться случаем $T_e \sim T_i$, в области низких частот дисперсионное уравнение для ИЗ квазимоды может быть записано как $\omega_{is} \approx \omega_0 N_{||} v_{th,i} / c$ [12], где $v_{th,i}$ – тепловая скорость ионов, $N_{||}$ – продольная составляющая показателя преломления дочерней ИЗ волны.

Максимальный инкремент нарастания этой неустойчивости, согласно численному моделиро-

ванию [12], имеет место в области $N_{\parallel} \approx (4-8)$, что дает значение ИЗ частоты порядка $(0.5-3.0)$ МГц для имеющейся в эксперименте периферийной $T_i \sim (10-100)$ эВ. Тогда как измеряемое значение максимальных уширений доходит до 8 МГц, что несколько больше ожидаемых величин. Это может говорить о генерации ИЗ волн с большими продольными замедлениями порядка 10, тем более что в пространственном спектре излучаемых волн подобные N_{\parallel} присутствуют.

Что касается пороговой зависимости от мощности, то существуют разные теоретические предсказания, зависящие от предположений о структуре поля волны накачки и механизмов выноса энергии из области взаимодействия волны с плазмой. По разным оценкам, в зависимости от параметров плазмы и замедления дочерней волны, уровень пороговой мощности для данного типа распада может варьироваться от 1 кВт до 1 МВт, см., например, [12]. Наша экспериментальная зависимость (рис. 8) указывает, что порога по ВЧ-мощности либо нет вообще, либо он не превышает 1–2 кВт, тогда как в токамаке EAST [5] деградация эффективности генерации тока начинается (экспериментальный порог) с 550 кВт вводимой мощности на частоте 2.45 ГГц. Учитывая громадное различие в размерах антенн, используемых в токамаках, правильное оперировать величиной напряженности высокочастотного поля в раскрыве антенны, \tilde{E} . Для EAST значение \tilde{E} оценивается нами приблизительно в $1.5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ для мощности 550 кВт (2.45 ГГц), а для ФТ-2 — $(1-1.5) \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ при 100 кВт подводимой мощности, т.е. условия для раскачки ПРН примерно одинаковы. Тем не менее, деградация тока увлечения на ФТ-2 начинается с $\langle n_e \rangle = 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а на токамаке EAST гораздо раньше, с $\langle n_e \rangle = 1.0 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Возможно, рентгеновская диагностика на токамаке EAST является более чувствительной к изменениям функции распределения надтепловых электронов, ускоренных НГ волной, чем изменение напряжения обхода на ФТ-2.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, наблюдается заметное частотное уширение пика волны накачки при вводе НГ мощности в токамак. Это уширение существенно превышает частоты колебаний плотности разряда, но качественно совпадает с диапазоном частот, характерных для ионно-звуковых квазимод, которые могут раскачиваться НГ волной. Величина уширения зависит от плотности плазмы, при этом практически отсутствует характерный для ПРН порог по вводимой мощности. Не наблюдается никаких особенностей в величине или характере уширения при переходе от режима генерации тока к омическому удержанию с ускоре-

нием ионов. Это дает основание думать, что, в отличие от эксперимента на токамаке EAST, в условиях токамака ФТ-2 ионно-звуковая параметрическая неустойчивость (квазимода) не оказывает фатального влияния на генерацию тока. Наблюдаемые большие уширения (до 10 МГц) спектральной линии волны накачки в случае эксперимента на токамаке ФТ-2 отчасти можно объяснить повышенной чувствительностью измерительной аппаратуры (зонды в плазме в отличие от установки EAST) и многократным рассеянием НГ волн. Наблюдающееся “досрочное” окончание генерации тока при плотностях более $2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ мы объясняем развитием другой ПРН, а именно, раскачкой ионно-циклотронной квазимоды, описанной в [14]. Она же при высоких плотностях может приводить к формированию низкочастотного крыла в спектре волны накачки.

Авторы благодарят А.Д. Гурченко за предоставленную информацию об уровне и частотных спектрах колебаний плотности в токамаке ФТ-2.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Информация о частотах и амплитудах колебаний плотности в токамаке ФТ-2, использованная в разд. 4 статьи, получена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-12-01110.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budnikov V.N., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Its E.R., Lashkul S.I., Podushnikova K.A. Stepanov A.Yu., Shcherbinin O.N., Vildjunas M.J. // Proc. 22st EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Bournemouth, 1995. P. IV 385.
2. Pericoli-Ridolfini V., Giannone L., Bartiromo R. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 469.
3. Wallace G., Parker R., Bonoli P., Hubbard A., Hughes J., LaBombard B., Meneghini O., Schmidt A., Shiraiwa S., Whyte D., Wright J., Wukitch S., Harvey R., Smirnov A., Wilson J. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 082508.
4. Goniche M., Amicucci L., Baranov Y., Basiuk V., Calabro G., Cardinali A., Castaldo C., Cesario R., Decker J., Dodt D., Ekedahl A., Figini L., Garcia J., Giruzzi G., Hillairet J., Hoang G.T., Hubbard A., Joffrin E., Kirov K., Litaudon X., Mailloux J., Oosako T., Parker R., Pericoli Ridolfini V., Peysson Y., Platania P., Rimini F., Sharma P.K., Sozzi C., Wallace G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. 124031.
5. Li Zichao, McCollam K.J., Nishizawa T., Parke E., Sarff J.S., Xing Z.A., Li Hong, Liu Wandong, Ding Weixing // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 065005.
6. Andrews P., Perkins F. // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 2546.
7. Галактионов Б.В., Дьяченко В.В., Ларионов М.М., Щербинин О.Н. // ЖТФ. 1974. Т. 44 (4). С. 729. [Sov. Phys. Tech. Phys., 19, 459 (1974)]

8. *Porkolab M.* // Nucl. Fusion. 1978. V. 18. P. 367.
9. *Cesario R., Amicucci L., Cardinali A., Castaldo C., Marinucci M., Napoli F., Paoletti F., De Arcangelis D., Ferrari M., Galli A., Gallo G., Pullara E., Schettini G., Tuccillo A.A.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 043002.
10. *Budnikov V.N., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Lashkul S.I., Aleksandrov V.A., Saharov I.E., Shatalin S.V.* // Proc. 19-th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Innsbruck, 1992. P. II 997.
11. *Takase Y., Porkolab M., Schuss J., Watterson R., Fiore C.* // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 983.
12. *Cesario R., Cardinali A.* // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 1709.
13. *Takase Y., Porkolab M.* // Phys. Fluids. 1983. V. 26 (10). P. 2992.
14. *Дьяченко В.В., Коновалов А.Н., Степанов А.Ю., Алтухов А.Б., Гусаков Е.З., Есипов Л.А., Лашкул С.И., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2019(12). С. 1109.
15. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Ирзак М.А., Савельев А.Н., Сидоров А.В., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36 (9). С. 803.
16. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Ирзак М.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41 (12). С. 1069.
17. *Niskala P., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kantor M.Yu., Kiviniemi T.P., Kouprienko D.V., Korpilo T., Lashkul S.I., Leerink S., Perevalov A.A., Rochford R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. С. ?.
18. *Berger R.L., Liu Chen, Kaw P.K., Perkins F.W.* // Phys. Fluids. 1977. V. 20. P. 1864.
19. *Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Niskala P., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Krutkin O.L., Leerink S.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 112503.
20. *Castaldo C., Di Siena A., Fedele R., Napoli F., Amicucci L., Cesario R., Schettini G.* // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. 016003.