

ПОДАВЛЕНИЕ МГД-КОЛЕБАНИЙ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НИЖНЕГИБРИДНОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА ФТ-2

© 2022 г. С. И. Лашкул^{а, *}, А. Б. Алтухов^а, А. Д. Гурченко^а, Е. З. Гусаков^а, В. В. Дьяченко^а, Л. А. Есипов^а, Д. В. Куприенко^а, С. В. Шаталин^а, А. Ю. Степанов^а

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

*e-mail: Seguey.Lashkul@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 17.05.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлены результаты исследования эффективности генерации нижнегибридного тока увлечения в плазме токамака ФТ-2. На основе экспериментальных данных, в том числе полученных из полоидально разнесенной системы магнитных зондов Мирнова, с помощью специальных программ проводится анализ наблюдаемого при генерации нижнегибридного тока увлечения развитие и подавление (“запирание”) МГД-тиринг-моды $m/n = 2/1$. Рассматриваются возможные механизмы, ответственные за эффект “запирания” моды $m/n = 2/1$, которые связываются как с уширением канала плазменного тока; так и со снижением полоидальной $E_r \times B_T$ скорости вращения из-за развития веерной неустойчивости или появлением дополнительного тороидального вращения плазменного шнура в результате передачи продольного импульса от волны накачки надтепловым электроном. Отмечается, что прекращение генерации НГТУ в условиях увеличенной до $\Delta t_{RF} \approx 20$ мс длительности СВЧ-импульса определяется не окончанием импульса, а развитием МГД-тиринг-мод $m/n = (3-4)/1$ на периферии разряда.

Ключевые слова: токамак, высокотемпературная плазма, генерация нижнегибридных токов увлечения (НГТУ), магнитогидродинамическая (МГД) активность, улучшенное удержание энергии, диагностика

DOI: 10.31857/S0367292122600467

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования генерации неиндукционного плазменного тока с помощью инжектируемой СВЧ-мощности нижнегибридного (НГ) диапазона выполняются на токамаке ФТ-2 в рамках концепции создания стационарного токамака-реактора [1]. Проанализированы режимы полного замещения омического тока, наблюдаемые при относительно низких средних плотностях плазмы $\langle n_e \rangle \sim (0.3-0.6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ [2, 3]. Получена достаточно высокая эффективность генерации НГ-токов увлечения (НГТУ; LHCD, Lower Hybrid Current Drive) I_{CD} при длительности СВЧ-импульса вплоть до $\Delta t_{RF} \approx 20$ мс, перекрывающей весь квазистационарный участок индукционного тока $I_{OH}(t) = 35$ кА. Наибольшая эффективность генерации НГТУ $\eta_{CD} = I_{CD} \langle n_e \rangle R / P_{RF} = 0.4 \times 10^{19} \text{ А/Вт м}^2$ наблюдалась в дейтериевой плазме при плотности $\langle n_e \rangle \sim (1.5-2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и при частичном (50%) замещении индукционного тока I_{OH} . Эти результаты хорошо согласуются с

обобщенным скэйлингом $\eta_{CD}^*(\langle T_e \rangle)$, построенным по данным, полученным на других токамаках [4].

В этих экспериментах при $\langle n_e \rangle \sim (1.5-2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и частичном замещении индукционного тока обнаружен эффект формирования режима улучшенного удержания энергии в центре плазменного шнура (Improved Core Confinement, ICC), связанный с уширением профиля канала плазменного тока [3, 5]. Вместе с тем, дальнейшие исследования взаимодействия НГ-волн с плазмой и механизма генерации тока увлечения остаются актуальными. В частности, существует необходимость более детального анализа магнитогидродинамических (МГД) колебаний плазмы. Такие возмущения обусловлены тиринг-неустойчивостями, а их развитие или “подавление” при генерации НГТУ влияют на удержание тепла в плазме токамака [6].

В статье представлены результаты экспериментального исследования генерации НГТУ в

плазме токамака ФТ-2. Особое внимание уделяется диагностике магнитогидродинамической активности плазмы и анализу ее изменений при генерации НГТУ. Характеристики изменений МГД-колебаний водородной (H-плазмы) и дейтериевой (D-плазмы) плазмы, анализируются как при относительно коротком СВЧ-импульсе $\Delta t_{RF} \approx 8$ мс, так и в условиях увеличенной до $\Delta t_{RF} \approx 20$ мс длительности, соответствующей длительности квазистационарного участка плазменного тока.

Статья состоит из 6-ти разделов. После введения, во 2 разд. подробно описываются условия эксперимента по генерации НГТУ. Характерные особенности перехода в режим ИСС при длительном ($\Delta t_{RF} \sim 19.5$ мс) СВЧ-импульсе рассматриваются в 3 разд. В 4 разд. анализируется эффект подавления МГД-активности при генерации НГТУ. Обсуждение, выводы и заключение приведены в 5 и 6 разд. соответственно.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Сильфонная (гофрированная) вакуумная тороидальная камера токамака ФТ-2 изготовлена из тонкой нержавеющей стали с удельной проводимостью $\sigma_n = 0.89 \times 10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. При толщине камеры $\delta = 3 \times 10^{-4}$ м и усредненном малом радиусе $b = 0.1$ м скин-слоевое время проникновения электромагнитного поля составляет $\tau = (2\pi b \sigma_n \delta) / 10^7 \leq 12 \times 10^{-6}$ с, что позволяет регистрировать МГД-колебания плазмы без искажений в полосе частот $f \leq 80$ кГц. Характерной особенностью токамака ФТ-2 является наличие толстого медного кожуха с разрезами (в дополнение к управляющим виткам) для стабилизации равновесия и МГД-неустойчивостей плазменного шнура, что позволяет проводить длительную экспериментальную серию из повторяющихся однотипных разрядов. Для определения модовых структур МГД-колебаний используется система магнитных зондов, размещенных на вакуумной камере внутри медного кожуха в одном полоидальном сечении токамака, рис. 1. Параметры установки: большой радиус тороидальной камеры $R = 0.55$ м, радиус полоидальной диафрагмы $a = 0.078$ м, диапазон изменения значений плазменного тока омического нагрева $I_{OH} = 19\text{--}40$ кА, длительность разряда $\Delta t_{OH} = 60$ мс, длительность СВЧ-импульса волны накачки на частоте $f_0 = 920$ МГц варьировалась в пределах $\Delta t_{RF} = (5\text{--}20)$ мс. СВЧ-мощность $P_{RF} \leq 200$ кВт вводилась на квазистационарной стадии разряда со стороны слабого магнитного поля с помощью двухволнового грилла, конструкция которого обеспечивала формирование двунаправленного пространственного спектра НГ-волн с максимумами энер-

гии в области продольных замедлений $N_z^{pic} = -1.8, -9, 4$ и 20 . В исследованиях на токамаке ФТ-2 была установлена важная роль взаимодействия различных частей спектра N_z^{pic} вводимой СВЧ-волны (синергетического эффекта) для эффективной генерации НГТУ [2, 3]. Система питания токамака обеспечивала стабилизацию плазменного тока I_{OH} , что при генерации нижнегибридного тока увлечения I_{CD} приводило к пропорциональному уменьшению напряжения на обходе плазменного шнура ΔU_{pl} , т.е. $I_{CD} = I_{OH} \Delta U_{pl} / U_{pl}$. Параметры плазмы контролировались с помощью основных диагностик, в том числе: многопроходной лазерной диагностики томсоновского рассеяния (TS), анализатора атомов перезарядки (NPA), СВЧ-диагностик, 2 мм СВЧ-интерферометра, диагностик жесткого (HXR) и мягкого (SXR) рентгеновского излучения, оптической спектроскопии, болометрических измерений и электромагнитных зондов. В рассматриваемой серии экспериментов МГД-колебания плазмы регистрировались с помощью системы из 5-ти магнитных зондов Мирнова (в тексте они обозначены под используемыми номерами: № 06, 48, 11, 71 и 69), расположенных в одном полоидальном сечении токамака – рис. 1. Вертикальная пунктирная линия на рис. 1 обозначает положение центра тороидальной камеры. Красной и синей стрелками на этом рисунке отмечены установленные направления вращения МГД-мод и направление электронного диамагнитного дрейфа соответственно. Сигналы магнитных зондов записывались на АЦП с частотой дискретизации 1 МГц и обрабатывались с помощью стандартных и специальных программ. Параметры надтепловых (Superthermal, ST) и убегающих (Runaway, RA) электронов, возникающих при генерации НГТУ, определялись с помощью рентгеновского спектрометра, регистрирующего кванты HXR с энергией $E_{H\gamma} > 0.2$ МэВ, и приемников синхротронного излучения [7–9].

3. РЕЖИМ ИСС И ХАРАКТЕРИСТИКА МГД-АКТИВНОСТИ

Как было отмечено во введении, в ходе проводимых исследований при генерации НГТУ был обнаружен эффект формирования режима улучшенного удержания энергии в центре плазменного шнура (ИСС). Переход наблюдался как в водородной плазме (H-плазме), так и в дейтериевой плазме (D-плазме) [3, 5], что проявлялось в спонтанном росте плотности и электронной температуры (рис. 4 и 5 в [3, 5]). На рис. 2 приведены результаты, полученные в экспериментах с водородной плазмой. Переход в режим ИСС (рост плотности плазмы и дополнительная “подсадка” напряжения обхода ΔU_{pl}) происходит на 32-й мс.

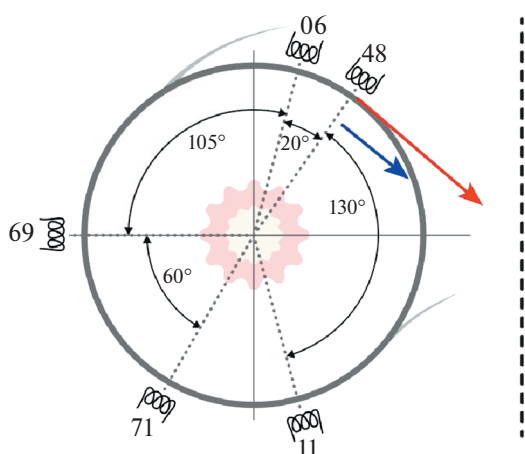


Рис. 1. Схема расположения магнитных зондов в полоидальном сечении токамака (пунктирная линия справа обозначает положение центра тороидальной камеры). Красной стрелкой отмечено направление вращения МГД-мод, синей — направление вращения электронного диамангнитного дрейфа.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что прекращение режима ИСС (уменьшение T_e и n_e), наблюдаемое на 38-й мс, т.е. приблизительно за 2 мс до окончания СВЧ-импульса, совпадает с возникновением интенсивных МГД-колебаний. На рис. 3 приведены сигналы с верхнего магнитного зонда № 06 (см. схему на рис. 1) для 3-х экспериментальных режимов: 1 – только омический нагрев ОН; 2 – комбинированный режим ОН + НГТУ, при $\Delta t_{RF} = 8$ мс и 3 – ОН + НГТУ при более продолжительном СВЧ-импульсе $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс. В режиме 1 – различаются два временных отрезка с МГД-колебаниями различной интенсивности. В первом интервале (от 28-й до 36-й мс) регистрируются колебания с относительно умеренной амплитудой, а во втором, после 37-й мс – колебания с существенно большей амплитудой. Характерно, что в режимах 2 и 3, при генерации НГТУ, “подавляются” МГД-колебания только в первом интервале. При этом согласно [3, 5], происходит уширение канала плазменного тока за счет дополнительной генерации пучков высокоэнергичных надтепловых электронов, переносящих часть плазменного тока.

4. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МГД-КОЛЕБАНИЙ

Во всех рассматриваемых в статье экспериментальных сериях с номерами импульсов #072016, #071916 (H-плазма) и #061516 (D-плазма) во время режима ОН, а также после окончания импуль-

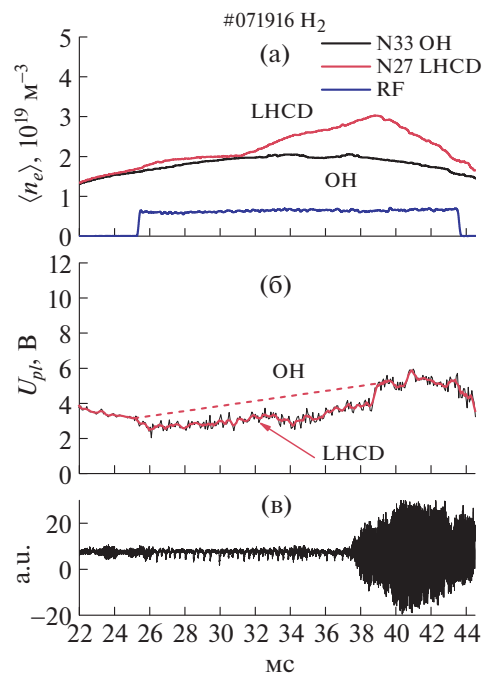


Рис. 2. а) – Изменение средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$ при генерации НГТУ (красная линия) в разрядах экспериментальной серии #071916 в сравнении с плотностью плазмы в режиме омического разряда (ОН) (черная линия). Длительности СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс. Вводимая СВЧ-мощность $P_{RF} = 67$ кВт; б) – подсадка на напряжении обхода U_{pl} при генерации НГТУ. Штриховой линией на рисунке показан результат моделирования изменения величины U_{pl} с помощью кода АСТРА в режиме ОН при росте Z_{eff} аналогичном режиму НГТУ от 2.8 до 3.6; в) – сигнал с магнитного зонда № 06.

са НГТУ, регистрировались МГД-колебания с частотой $f = 30\text{--}40$ кГц.

Радиальные профили электронной температуры $T_e(r)$ и плотности плазмы $n_e(r)$, а также и характер их изменения при генерации НГТУ в H-плазме, приведены на рис. 4. В начале СВЧ-импульса (30-я мс) наблюдается уменьшение величины T_e , а затем (на 35-й мс) при переходе в режим ИСС вместе с ростом плотности происходит дополнительный нагрев электронов. Подобная динамика характерна и для D-плазмы [3, 5]. На рис. 4 приведены также профили запаса устойчивости $q(r)$, рассчитанные с помощью кода АСТРА для режима ОН (25-я мс) и режима генерации НГТУ (34-я мс) по методике, используемой в [5]. Характер изменения $q(r)$ отражает эффект уширения канала плазменного тока.

Как отмечалось выше, при вводе СВЧ-мощности P_{RF} происходит подавление МГД-колебаний, как это показано на рис. 3б, а в случае продолжительного СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс – на-

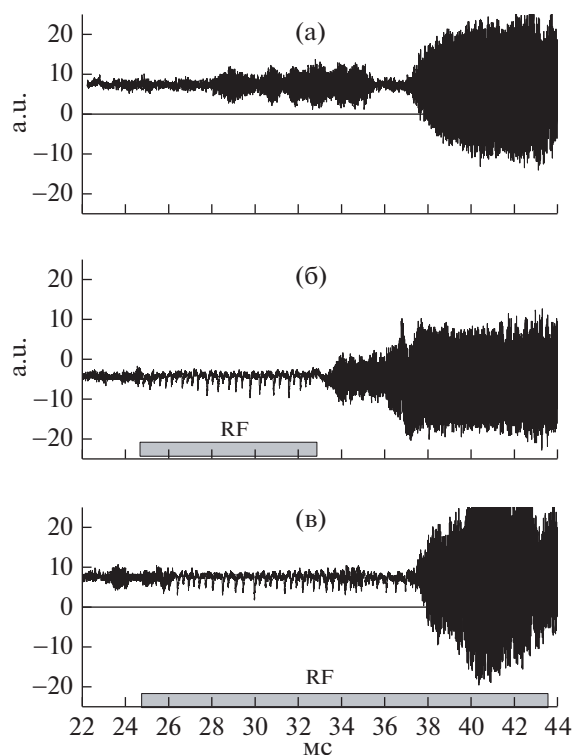


Рис. 3. Сравнение сигналов с магнитного зонда № 06 (см. схему на рис. 1) для 3-х случаев: а) – режим только омического нагрева ОН, б) – режим генерации НГТУ при длительности импульса СВЧ $\Delta t_{RF} = 8$ мс, в) – режим генерации НГТУ при длинном СВЧ-импульсе $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс.

блюдается подавление колебаний в интервале (28–36) мс, рис. 3с. Вместе с тем, возникает последовательность (“гребенка”) коротких всплесков, которые, по всей видимости, связаны с веерной неустойчивостью [7, 10], возбуждаемой надтепловыми (Suprathermal, ST) и убегающими электронами (Runaway, RA), генерируемыми НГ-волной в плазме. Согласно [10], в результате вспышки веерной неустойчивости происходит изотропизация функции распределения ST и RA электронов, что, в свою очередь, приводит к потере (сбросу) в магнитных пробках (рипплах) той части плазменного тока, которая переносится надтепловыми и убегающими электронами. С периодическим сбросом тока связаны кратковременные ($\Delta t \sim 100$ мкс) всплески сигналов магнитных зондов (т.н. “гребенка”, частота повторений которых $f \approx 3.5$ кГц (рис. 3).

В ряде случаев в состоянии с “подавленными” МГД-колебаниями во время генерации НГТУ после перехода в режим ИСС наблюдалось кратковременное возбуждение цуга колебаний с относительно более низкой частотой $f = 15$ – 16 кГц (временной интервал 32 мс–34 мс на рис. 5). Та-

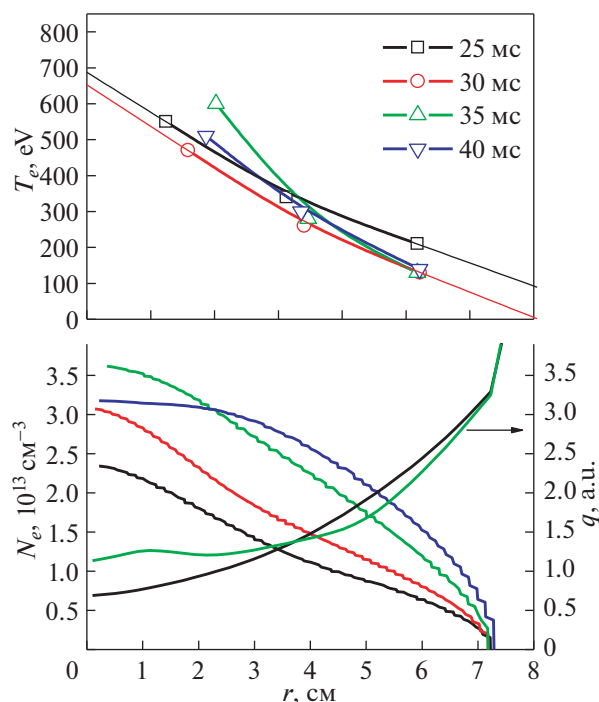


Рис. 4. Изменение радиальных профилей электронной температуры $T_e(r)$, плотности плазмы $n_e(r)$ (СВЧ-интерферометр) и параметра запаса устойчивости $q(r)$ при генерации НГТУ, где длительность СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс (с 25-й мс по 43.5-й мс разряда).

кая вспышка МГД-активности сопровождалась возрастанием сигнала жесткого рентгена НХР и небольшим уменьшением величины средней хордовой плотности $\langle n_e \rangle$. Однако, при этом, сохранялся типичный сценарий изменения электронной температуры T_e и средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$, наблюдаемый при переходе в режим улучшенного удержания ИСС.

Как отмечалось выше, сигналы магнитных зондов записывались на АЦП с частотой дискретизации 1 МГц, что вполне обеспечивало последующий анализ МГД-колебаний наблюдаемых в полосе частот $f = 30$ – 50 кГц. Определение характерных чисел m и n МГД тиринг-мод (где отношение $m/n = q(r)$ – запас устойчивости в области локализации данной моды) и скорости их вращения v_m осуществлялось путем спектрального и корреляционного анализа сигналов выбранной пары зондов, разнесенных в полоидальном направлении на угол θ . Здесь и ниже m и n – полоидальное и тороидальное числа моды МГД-возмущения [6]. Зонды № 06 и № 48, смещенные друг относительно друга на угол $\theta = 20^\circ$, использовались в экспериментальной серии #071916. Зонды № 06 и № 69 ($\theta = 105^\circ$) использовались в серии #061516, а пара зондов № 06 и № 11, отстоящих на угол

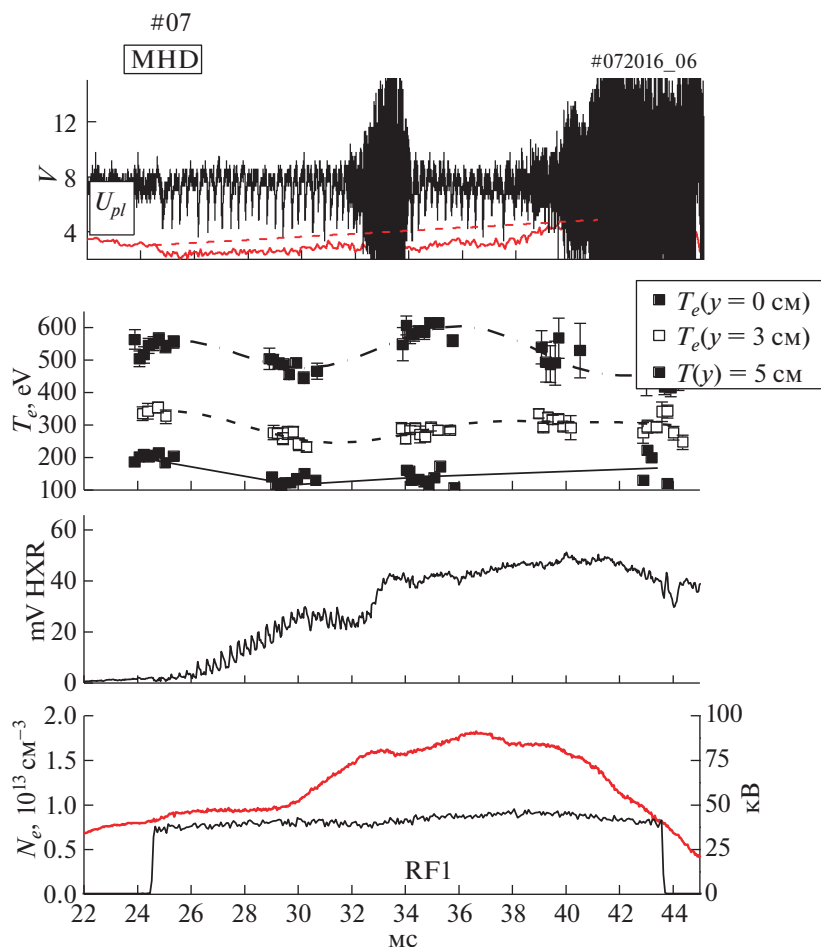


Рис. 5. Сверху вниз: сигнал магнитного зонда № 06; электронная температура $T_e(y, t)$ на центральной хорде зондирования в точках измерения $y = 0$ см, 3 см и 5 см; сигнал жесткого рентгена HXR и изменение средней плотности плазмы $\langle n_e(t) \rangle$ при генерации НГТУ, когда во время СВЧ-импульса наблюдалась короткая вспышка МГД-моды.

$\theta = 150^\circ$, использовалась в экспериментах серии #072016. По временному запаздыванию характерных особенностей на сигналах зондов было установлено, что вращение МГД-мод (отмечено красной стрелкой на рис. 1) направленно в сторону электронного диамагнитного дрейфа (синяя стрелка). Из-за отсутствия тороидально разнесенных зондов при определении значения полюидального числа m предполагалось, что тороидальное число $n = 1$, что соответствует большинству наблюдений на токамаках [6, 11]. На рис. 6 и 7, в качестве примера, приведены спектры мощности P_1 и P_2 сигналов с зондов № 06 и 48, а также спектры когерентности и кросс-фазы этих сигналов для двух коротких интервалов времени (32.5–34.3) мс и (41.5–43.3) мс, выбранных на характерных участках омического разряда, представленного на рис. 3а. Приведенные спектры вычислялись последовательно для 28 реализаций, взятых с шагом дискретизации по времени 1 мкс путем усреднения по методике FFT (Fast Fourier Trans-

form, FFT). Видно, что в обоих случаях максимальная интенсивность колебаний при почти 100% когерентности между сигналами соответствует частоте $f_1 = 32$ кГц. Фазовые сдвиги между сигналами двух зондов для этой частоты в первом интервале (32.5–34) мс близки к значению $\Delta\phi_1 = 40^\circ$, а во втором временном интервале (41.5–43.3) мс $-\Delta\phi_2 = 58^\circ$. С учетом значения угла $\theta = 20^\circ$ число m для первого интервала определяется как $m_1 = \Delta\phi_1/\theta = 2$, а для второго интервала $m_2 \approx 3$. Где индексами 1 и 2 при m помечены рассматриваемые временные интервалы (32.5–34) мс и (41.5–43.3) мс соответственно. Согласно приведенному на рис. 4 профилю запаса устойчивости $q(r) = m/n$, рассчитанного с помощью кода АСТРА по методике, изложенной в [5], положение магнитного острова с параметрами $m_1 = 2, n_1 = 1$ соответствует радиусу плазменного шнура $r \approx 5$ см, а моде $m_2 = 3, n_2 = 1$ соответствует локализация при $r \approx 7$ см.

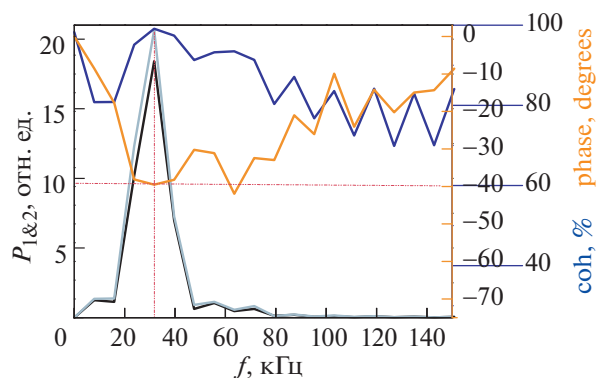


Рис. 6. Спектры мощности P_1 (черная линия) и P_2 (серая линия) сигналов с магнитных зондов № 06 и № 48 соответственно, спектры их когерентности (синяя линия) и кросс-фазы (желтая линия) для первого временного интервала (32.5–34.3) мс в режиме омического разряда (см. также рис. 3а).

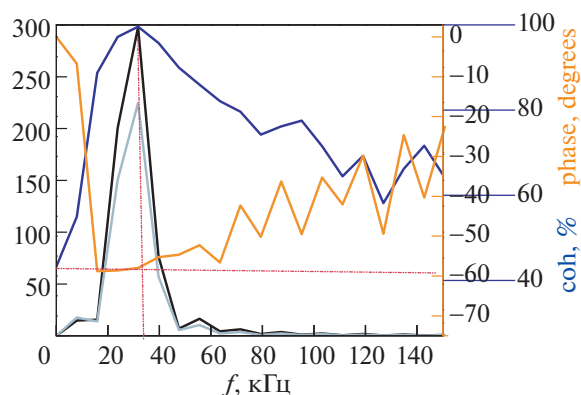


Рис. 7. Спектры мощности P_1 (черная линия) и P_2 (серая линия) сигналов с зондов № 06 и 48 соответственно, спектры когерентности (синяя линия) и кросс-фазы (желтая линия) для второго интервала времени (41.5–43.3) мс в режиме омического разряда (см. также рис. 3а).

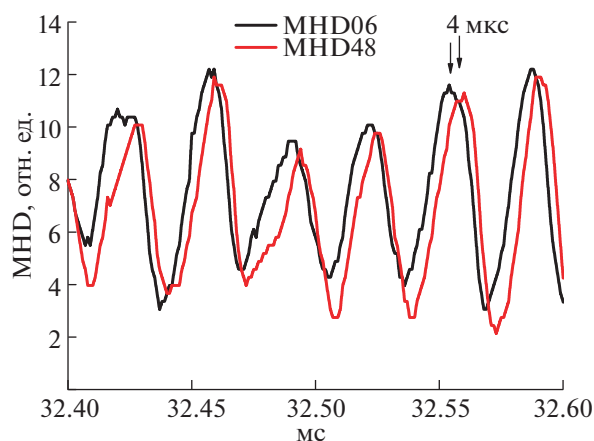


Рис. 8. Временная задержка между сигналами зондов № 06 и № 48 в пределах первого временного интервала ОН разряда (32.5–34.3) мс.

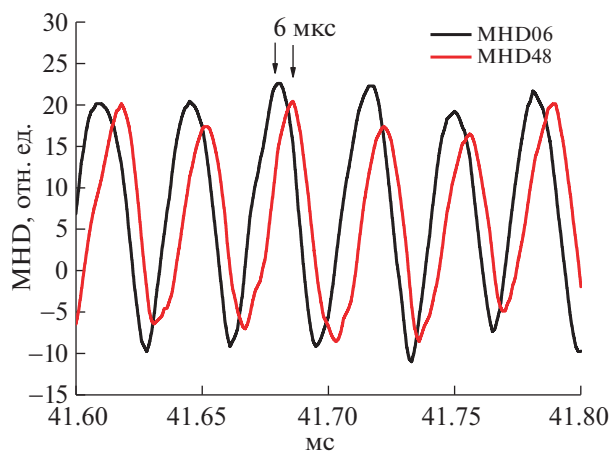


Рис. 9. Временная задержка между сигналами зондов № 06 и № 48 в пределах второго временного интервала ОН разряда (41.5–43.3) мс.

Для нахождения линейной и угловой скоростей вращения МГД-моды определялась временная задержка Δt между сигналами двух смещенных на угол θ зондов и длина дуги $l_{arc}(\theta)$ окружности с радиусом, соответствующим локализации моды. Для рассматриваемого случая режима разряда ОН (#071916_33) характерные временные сдвиги между сигналами двух зондов составляли $\Delta t_1 = 4$ мкс и $\Delta t_2 = 6$ мкс соответственно. Это проиллюстрировано на рис. 8 и 9 на примере выбранных коротких отрезков времени (в пределах двух характерных интервалов времени). Эти данные неплохо согласуются с временными задержкам между сигналами зондов, определенными с помощью взаимной корреляционной функции (Cross-Correlation Function, CCF), представлен-

ной на рис. 10 как для широкого временного интервала разряда (20–45 мс, 3-D-представление), так и для двух отмеченных выше (см. рис. 8 и 9) моментов времени (2-D-представление). Данные на рис. 10 приведены в нормированных относительных единицах. В процессе обработки вычиталась постоянная составляющая, а затем сигналы зондов нормировались на один уровень по среднеквадратичному отклонению. Взаимная корреляционная функция рассчитывалась для реализаций длиной в 64 точки со сдвигом в 32 точки и временным лагом от 1 до 100 точек (т.е. от 1 мкс до 100 мкс). Для моды $m_2 = 3$ на радиусе $r = 7$ см длина окружности составляла $l_{circ} = 44$ см, а длина дуги для $\theta = 20^\circ$ — $l_{arc}(\theta) = 2.4$ см. Соответственно для моды $m_1 = 2$, находящейся на радиусе

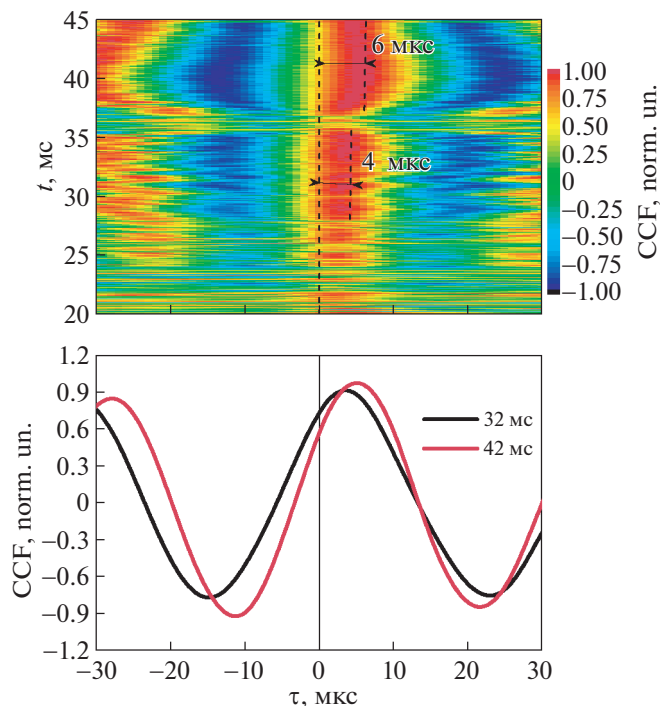


Рис. 10. 3D и 2D (нижний рисунок) представление относительно нормированной взаимной корреляционной функции CCF используемой для определения временных задержек Δt между сигналами зондов № 06 и № 48. Стрелками на (3D) обозначены временные задержки Δt между сигналами зондов для выбранных на вертикальной оси моментов времени (32 мс и 42 мс) разряда.

$r = 5$ см, длина окружности определена как $l_{circ} = 31.4$ см и длина дуги $l_{arc}(\theta) = 1.74$ см. Тогда, с учетом установленных временных задержек между сигналами двух зондов, линейная скорость вращения моды $m_1 = 2$ определяется как $v_1(r = 5 \text{ см}) = l_{arc}/\Delta t_1 = 4.4$ км/с, а моды $m_2 = 3 - v_2(r = 7 \text{ см}) = 4$ км/с. Угловые скорости, определяемые как $\omega_\theta = 1/T = v_{1,2}/l_{circ}$, составляют $\omega_{\theta 1} = 14$ кГц и $\omega_{\theta 2} = 9$ кГц соответственно. Достоверность определения чисел m_1 и m_2 , временных задержек $\Delta t_{1,2}$ и скоростей вращения $v_{1,2}$ в свете сделанных предположений ($n = 1$) и расчетных значений $q(r)$ может быть проверена соотношением $\omega_\theta \approx f/m$, поскольку угловая скорость полоидального вращения (в пренебрежении тороидальным вращением моды) определяется непосредственно из наблюдаемой частоты f .

Таким образом, как видно из рис. 2 и 3, при генерации НГТУ подавляется только мода $m_1 = 2$, локализованная на радиусе $r = 5$ см. Мода $m_2 = 3$, возникающая на периферии плазменного шнура при отключении НГТУ (на 37-й мс) еще до конца СВЧ-импульса на 40-й мс, остается практически такой же, как и в омическом режиме (1). Для оценки изменения характеристик МГД-колебаний во время НГТУ можно воспользоваться случаем вспышки короткого цуга во время СВЧ-им-

пульса в разряде #072016_06, рис. 5. В этом эксперименте регистрировались сигналы с зондов 06 и 11, смещенных один относительно другого на угол $\theta = 150^\circ$. На рис. 11 и 12, приведены спектры мощности сигналов зондов 06 и 11, а также спектры когерентности и кросс-фазы, рассчитанные для двух интервалов времени разряда #072016_06. Во вспыхнувшем при НГТУ цуге (рис. 5) частота, соответствующая максимальной интенсивности колебаний, снизилась по сравнению с омическим режимом 1 от $f_1 = 32$ кГц до 15.7 кГц. Напротив, по окончании генерации НГТУ (рис. 12) частота, соответствующая 100% когерентности, увеличилась по сравнению с режимами 1 и 2 от $f_2 = 32$ кГц до 40 кГц. Величина фазового сдвига $\Delta\phi_1$ между сигналами двух зондов в этом случае рассчитывалась из соотношения $\Delta\phi_1 \pm 2\pi k = 37-40^\circ$. Необходимость учета слагаемого $2\pi k$, где $k = 0, 1, \dots$, объясняется достаточно большим значением угла θ . Величина $\Delta\phi_1 = -320^\circ$, полученная из этого соотношения при $k = 1$, приводит к значению $m_1 = |\Delta\phi|/\theta = 2.1$. Таким образом, в рассматриваемом случае во время генерации НГТУ происходит кратковременная вспышка моды $m_1 \approx 2$. Фазовый сдвиг $\Delta\phi_2$ МГД-колебаний, возникающих по окончании генерации НГТУ, полученный из соотношения $\Delta\phi_2 \pm 2\pi k = 140^\circ$, где $k = 1, 2, \dots$ составляет $\Delta\phi_2 = -580^\circ$ или -500° . Следовательно,

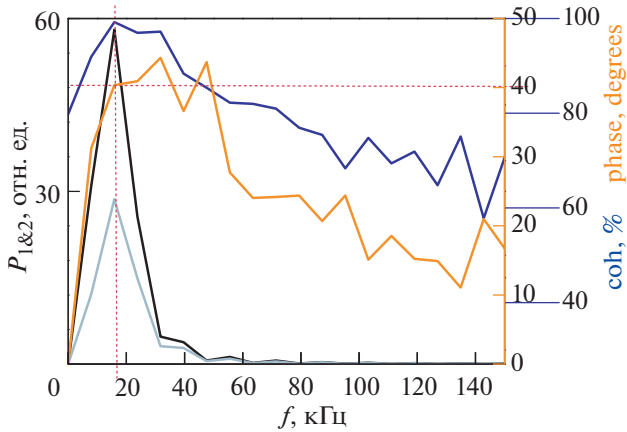


Рис. 11. Автоспектры сигналов с зондов № 06 (черная линия) и № 11 (серая линия) соответственно; спектры когерентности и спектры фазовых соотношений для короткого интервала времени цуга (32.5–34) мс (см. рис. 5) в разряде с НГТУ в режиме 3.

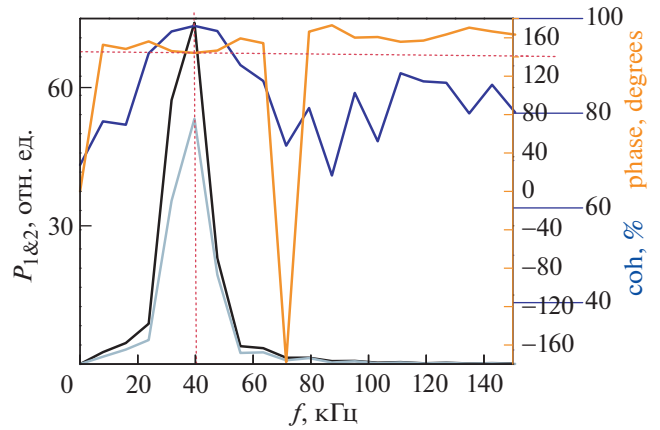


Рис. 12. Автоспектры сигналов с зондов № 06 (черная линия) и № 11 (серая линия) соответственно; спектры когерентности и спектры фазовых соотношений после нагревной фазы в режиме 3. Выбранный интервал времени (41.5–43.3) мс (см. также рис. 5) разряда после отключения режима генерации НГТУ.

$m_2 = |\Delta\phi_2|/\theta \approx 3.9$ или 3.3, что определяет значение $m_2 = 4$ или $m_2 = 3$. В эксперименте #071916 ($\theta = 20^\circ$) число m_2 определяется с меньшей погрешностью и после окончания генерации НГТУ $m_2 = 3$. Следует заметить, что полоидальные числа 3 и 4 соответствуют близко расположенным модам, поскольку магнитный остров с $m_2 = 3$ расположен на радиусе $r \approx 7$ см, а острову с $m_2 = 4$ соответствует радиусу $r \approx 7.5$ см. (см. рис. 4).

На рис. 13 в формате 3D и 2D приведены взаимные корреляционные функции сигналов зондов № 06 и № 11. Временная задержка между сигналами 2-х зондов для цуга $m_1 = 2$ во время НГТУ составляет $\Delta t_1 = 32\text{--}60$ мкс, а после окончания генерации НГТУ $\Delta t_2 = 35.5\text{--}43$ мкс. Максимум ССФ для отсчета интервала времени Δt выбран с учетом необходимости выполнения соотношения $\omega_\theta \approx \approx f/m$, что, в свою очередь, определяет значение запаздывания $\Delta t \approx \theta m/2\pi f$, где θ в радианах, (см. Приложение). Длина окружности на радиусе $r = 5$ см, $l_{\text{circ}} = 31.4$ см, а длина дуги при $\theta = 150^\circ$ равна $l_{\text{arc}} = 13.8$ см. Для $r = 7.5$ см и $l_{\text{circ}} = 47.1$ см, длина дуги при $\theta = 150^\circ$ составляет $l_{\text{arc}} = 19.6$ см. Тогда, учтя временные отрезки Δt , можно оценить скорость вращения вспыхнувшей моды $m_1 = 2$, которая во время НГТУ падает от $v_1 = l_{\text{arc}}/\Delta t_1 = 4.3$ км/с до $v_1^{\text{НГТУ}} \leq 2.3$ км/с. Скорость v_2 вращения моды $m_2 = (3\text{--}4)$ после окончания генерации НГТУ возрастает от 4 км/с до (4.6–5.5) км/с. Угловая скорость $\omega_\theta = v/l_{\text{cicl}}$ во время НГТУ уменьшается от $\omega_{\theta 1} = 14$ до 7 кГц, а после НГТУ увеличивается до $\omega_{\theta 2} = (9.7\text{--}11)$ кГц.

Все полученные выше значения параметров МГД-колебаний (f , кГц; мода, m/n ; r , см; V_{pol} , км/с; $\omega_\theta = 1/T$, кГц; E_{rad} , кВ/м) представлены в табл. 1: “Значения параметров плазмы и характе-

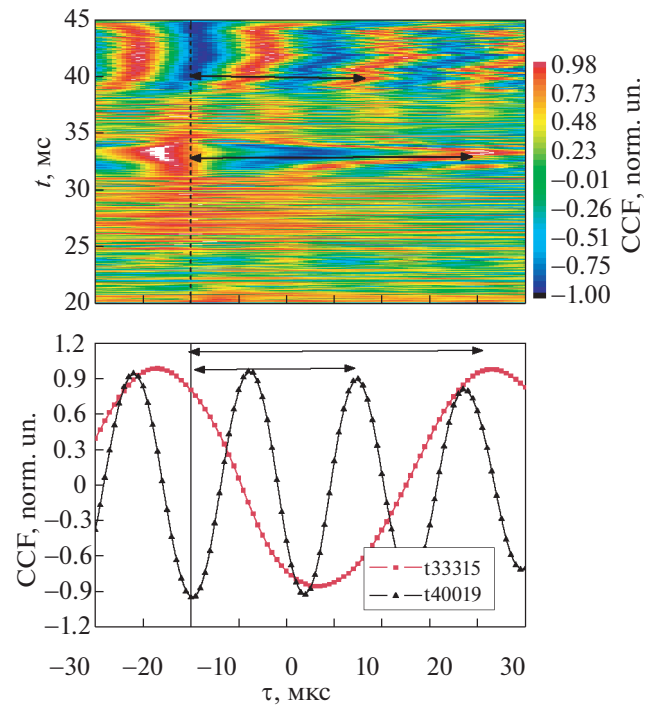


Рис. 13. 3D- и 2D-представление взаимной корреляционной функции ССФ для определения временных задержек Δt между сигналами зондов № 06 и № 11. Стрелкам обозначены задержки сигналов для отмеченных на нижнем рисунке моментов времени.

Таблица 1. Значения параметров плазмы и характеристики регистрируемых процессов, реализуемые в различных режимах разряда в токамаке ФТ-2. Параметры МГД-колебаний для режима 1 ОН приведены в первых двух строках. Данные для режимов 2 и 3 при генерации НГТУ приведены в третьей строке (ОН + НГТУ). В последней строке представлены параметры МГД-колебаний после прекращения НГТУ на 36-й мс в режиме 3

Режим	f , кГц	Мода, m/n	r , см	V_{pol} , км/с	$\omega_\theta = 1/T$, кГц	E_{rad} , кВ/м
ОН, первый интервал (26–38) мс	32	2/1	5	4.4	14	–2.1
Второй интервал после 38-й мс	32	3/1	7	4	9	–1.9
ОН + НГТУ	Падение f от 31.2 до 15.6	2/1	5	Снижение от 4.3 до 2.3	Снижение от 14 до 7	Снижение от –2 до –1.1
ОН, после НГТУ 36 мс	40	(3–4)/1	7–7.5	4.6–5.5	9.7–11	Рост от –1.9 до –2.6

ристик регистрируемых процессов, реализуемые в различных режимах разряда в токамаке ФТ-2”. Параметры МГД-колебаний для режима 1 ОН приведены в первых двух строках. Данные для режимов 2 и 3 при генерации НГТУ приведены в третьей строке (ОН+НГТУ). В последней строке представлены параметры МГД-колебаний после прекращения НГТУ на 36-й мс в режиме 3.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, проанализированы результаты экспериментов по генерации НГТУ в Н/D-плазмах с СВЧ-импульсом большой длительности: $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс. Установлено, что эффект формирования ИСС при НГТУ, обнаруженный изначально в D-плазме [3, 5], наблюдается, также и в H-плазме.

Измерения с помощью магнитных зондов позволили установить, что в разряде ОН вращение МГД-мод происходит в направлении электронного диамагнитного дрейфа. Также удалось идентифицировать наблюдаемые МГД-моды: $m_1 = 2$, $n_1 = 1$ во временном интервале (25–38) мс и $m_2 = 3$, $n_2 = 1$ в конце разряда после 38-й мс. В результате корреляционного анализа сигналов зондов, размещенных на разных полоидальных углах θ , и модельных расчетов параметра $q(r)$ с помощью кода АСТРА установлено, что мода МГД-колебаний с числами $m_1 = 2$, $n_1 = 1$ возбуждается в районе радиуса плазменного шнура $r = (5–6)$ см, где величина $q = 2$, а мода с числами $m_2 = 3$, $n_2 = 1$ локализована вблизи радиуса $r \approx 7$ см.

Анализ МГД-колебаний с помощью магнитных зондов Мирнова позволил оценить линейную v_{pol} и угловую ω_θ скорости вращения идентифицированных мод с числами $m_1 = 2$, $n = 1$ и $m_2 = 3$, $n = 1$. В омическом режиме 1 наблюдались два характерных участка. В интервале (26–38) мс колебания с частотой $f = 28–32$ кГц соответствую-

ют моде $m_1 = 2$, $n = 1$, находящейся на $r = 5$ см. Полоидальная скорость вращения этой моды составила $v_{pol} = 4.4$ км/сек, а угловая скорость – $\omega_\theta = 14$ кГц.

В конце разряда после 38-й мс колебания с частотами $f = 28–32$ кГц соответствуют моде $m_2 = 3$, $n_2 = 1$, находящейся на радиусе плазменного шнура $r = 7$ см. Полоидальная скорость вращения этой моды составила $v_{pol} = 4$ км/с, а угловая скорость – $\omega_\theta = 9$ кГц.

Экспериментально установлено, что генерация НГТУ при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle \approx (1.5–2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ приводит к 50% замещению индукционного тока I_{OH} и сопровождается подавлением МГД-колебаний (см. интервал 25–38 мс на рис. 3 и 5), то есть проявляется эффект “запертой” моды [11]. При “запирании” моды падает не только амплитуда МГД-сигнала, но и уменьшается его частота. При этом размер острова может не уменьшаться, и он также опасен с точки зрения роста потери энергии. Этот эффект подавления (запирания) МГД-колебаний может быть связан с уширением профиля канала тока при генерации НГТУ [3, 5], что приводит к уменьшению ширины МГД-острова моды $m = 2$, $n = 1$. Тем не менее, возможна и другая трактовка, основанная на анализе вышеприведенных экспериментальных данных. В режиме 3 в комбинированном режиме ОН + НГТУ и длительности $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс при генерации НГТУ наблюдалось подавление МГД-моды $m = 2$, $n = 1$. В отдельных импульсах возбуждения НГТУ отмечались случаи коротковременной вспышки этой моды (рис. 5), но на частоте $f = 15.6$ кГц, более низкой, чем в омическом режиме 1, где эта частота находилась в интервале значений $f = 28–32$ кГц. В результате кросс-корреляционного анализа этих колебаний установлено, что в режиме 3 скорость полоидального вращения моды $m = 2$, $n = 1$ в области $r = (5–6)$ см снизилась до величины $v_{pol} = 2.3$ км/с, т. е. замет-

но уменьшилась по сравнению с режимом ОН 1, где $v_{pol} = 4.4$ км/с. Угловая скорость при этом уменьшается с $\omega_\theta = 14$ до $\omega_\theta = 7$ кГц (см. таблицу). Если предположить, что тороидальная скорость вращения плазмы в режимах омического нагрева мала и частота МГД-колебаний определяется только полоидальным вращением плазмы v_θ в скрещенных полях $E_r \times B_T$ (здесь E_r – возникающее в плазме радиальное электрическое поле, B_T – индукция тороидального магнитного поля в плазме), то наблюдаемое замедление вращения во время комбинированного режима ОН + НГТУ может быть связано либо с уменьшением значения E_r на радиусе плазмы $r = 5$ см, либо с появлением дополнительного тороидального вращения v_ϕ плазменного шнура. Уменьшение отрицательного значения величины E_r может быть связано с развитием при генерации НГТУ веерной неустойчивости и потерей высокоэнергичных электронов в рипплах [10]. А дополнительное тороидальное вращение может появиться из-за передачи продольного импульса НГ-волны накачки надтепловым электронам плазмы, как это наблюдалось в аналогичных экспериментах по генерации НГТУ на других токамаках [12]. В этом случае скорость тороидального вращения должна иметь значение масштаба $v_\phi \sim qv_\theta$ и быть направленной в сторону, противоположную направлению плазменного тока.

Следует отметить, что в аналогичных экспериментах по генерации НГТУ на других токамаках ((ASDEX, DITE, PETULA) [13], PDX [14], и HT-7 [15]) также наблюдалась характерная раскачка, стабилизация и “запирание” тиринг-моды типа $m/n = 2/1$, что влияло на эффективность генерации НГТУ и стабильность разряда. Поэтому исследование этих процессов носит общий характер и имеет важное значение для стабилизации разряда при НГТУ. Так, согласно [13], на токамаке ASDEX после раскачки и последующего “запирания” тиринг-моды $m/n = 2/1$ в ходе генерации НГТУ (LHCD) при достижении определенного уровня значения комбинации $I_{OH}\langle n_e \rangle$ происходил срыв разряда, что заметно ограничивало уровень вводимой мощности СВЧ-накачки. Для предотвращения такого развития события приходилось либо с помощью дополнительных методов нагрева (NB1 и IBW) полоидально раскручивать плазму, активизируя моду $m/n = 2/1$, либо, используя несколько антенн при разных фазировках, формировать более сложный спектр волны накачки с несколькими максимумами $N_z^{pic} = 2.2, 3$ и 3.7 . В результате синергетического эффекта происходило уширение профиля канала плазменного тока, стабилизация состояния моды $m/n = 2/1$, и обеспечивались оптимальные условия генерации НГТУ (LHCD). Поэтому, как отмечается в [13, 14]

необходимо обширное исследование для достижения ситуации, когда текущий профиль канала плазменного тока может быть изменен без дестабилизации МГД-режимов.

В экспериментах на токамаке ФТ-2 при изначально сформированном сложном спектре волны накачки с несколькими максимумами N_z^{pic} (см. раздел “Описание эксперимента”) получен характерный результат запирания моды $m/n = 2/1$. Кроме изменения профиля канала плазменного тока, обращено внимание на возможную роль в запирании моды $m/n = 2/1$ раскачки веерной неустойчивости и возникновения тороидального вращения плазменного шнура при генерации НГТУ.

Наблюдаемое прекращение генерации НГТУ в режиме 3 раньше окончания СВЧ-импульса совпадает с возникновением (раскачкой) на периферии разряда в районе радиуса плазменного шнура $r \approx (7-8)$ см МГД тиринг-мод с числами $m = 3-4$, $n = 1$ и характерными частотами колебаний $f = 32-40$ кГц. При этом линейная полоидальная скорость вращения увеличивается по сравнению со скоростью вращения в этот период в режиме (1) от $v_{pol} = 4$ км/с до $v_{pol} \approx (4.6-5.5)$ км/с. Соответственно, и угловая частота увеличивается от $\omega_\theta = 9$ кГц до $\omega_\theta \approx (9.7-11)$ кГц. Прекращение генерации НГТУ наступает раньше окончания СВЧ-импульса, и это, по-видимому, связано с возбуждением на радиусе плазменного шнура $r = (7-8)$ см мод $m = (3-4)$, $n = 1$ (см. рис. 2 и 3). Подобным образом увеличение скорости полоидального вращения после отключения НГТУ (при условии отсутствия тороидального вращения) можно объяснить возрастанием, по сравнению с режимом 1 ОН, величины радиального электрического поля E_r в районе радиуса $r = 7.5$ см. Увеличение E_r , и, соответственно, шире полоидального вращения на периферии может способствовать появлению здесь транспортного барьера. Это согласуется с ростом градиента на профиле плотности плазмы при его заметном уширении на 40-й мс разряда (см. рис. 4).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы результаты экспериментов по генерации НГТУ в водородной и дейтериевой плазме с СВЧ-импульсом большой длительности $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс. Проведенные измерения с помощью магнитных зондов позволили идентифицировать МГД-моды как в разряде с индукционным омическим током ОН, так и в режиме при генерации неиндукционного нижегибридного тока увлечения НГТУ. Так мода $m = 2$, $n = 1$ наблюдаемая во временном интервале (25–38) мс возбуждается в районе радиуса плазменного шнура $r = (5-6)$ см, где запас устойчивости $q = 2$; а мо-

да $m = 3, n = 1$, наблюдаемая после 38-й мс в конце ОН-разряда, локализована при радиусе $r \approx 7$ см. Были получены значения их полоидальных скоростей вращения. Экспериментально установлено, что при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle \sim (1.5 - 2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ генерация НГТУ приводит к 50% замещению индукционного тока I_{OH} , и сопровождается подавлением МГД-колебаний (интервал 25–38 мс на рис. 3 и 5), то есть проявляется эффект “запирания” моды $m/n = 2/1$.

На основе экспериментальных и расчетных данных было высказано предположение, что эффект подавления МГД-колебаний может быть связан (1) с уширением профиля канала тока при генерации НГТУ или (2) во время комбинированного режима генерации тока (ОН + НГТУ) с замедлением полоидального $E_r \times B$ вращения из-за уменьшения значения радиального электрического поля E_r в плазме. Кроме того, не исключается появление дополнительного тороидального вращения v_ϕ плазменного шнура из-за передачи продольного импульса НГ-волны накачки надтепловым электронам плазмы. Прекращение генерации НГТУ наступает раньше окончания СВЧ-импульса и, по-видимому, связано с возбуждением на радиусе $r = (7-8)$ см МГД-мод с числами $m = 3-4, n = 1$.

Верификация сделанных предположений нуждается в дополнительных измерениях с использованием большего количества магнитных зондов и других диагностик таких, например, как доплеровская и корреляционная рефлектометрия. Такие эксперименты предполагаются при выполнении дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность Корневу В.А. и Жубру Н.А. за полезные обсуждения. Функционирование токамака ФТ-2 и исследования перехода плазмы в режим улучшенного удержания (разд. 2, 3) поддержаны в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023; эксперименты по исследованию генерации тока при низкой плотности плазмы (разд. 4, 5) выполнены в рамках государственного контракта 0034-2021-0001.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение круговой скорости МГД-моды рассчитывалось по формуле: $v_{circ} = l_{arc}/\Delta t = R\theta/\Delta t$, где $\Delta t = R\theta/v_{circ}$ — временная сдвигка или “запаздывание” между сигналами двух используемых магнитных зондов, разнесенных на угол θ (см. пример на рис. 8 и 9). Определение угловой скорости моды рассчитывалось по формуле: $\omega = 1/T = v_{circ}/2\pi R$, с другой стороны, при известных значениях частоты f и параметра m (в случае $n = 1$), величину угловой частоты можно рассчи-

тать по формуле $\omega = f/m$. Приравнявая эти два определения угловой скорости $f/m = v_{circ}/2\pi R$, можно выразить круговую скорость: $v_{circ} = 2\pi Rf/m$. Подставляя это значение в определение временной сдвигки сигнала одного зонда по отношению к сигналу другого, получаем характерное взаимоотношение $\Delta t = \theta m/2\pi f$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hoang G.T., Bécoulet A., Jacquinet J., Artaud J.F., Bae Y.S., Beaumont B., Belo J.H., Berger-By G., Bizarro João P.S., Bonoli P., Cho M.H., Decker J., Delpech L., Ekedahl A., Garcia J., Giruzzi G., Goniche M., Gormezano C., Guilhem D., Hillairet J., Imbeaux F., Kazarian F., Kessel C., Kim S.H., Kwak J.G., Jeong J.H., Lister J.B., Litaudon X., Magne R., Milora S., Mirizzi F., Namkung W., Noterdaeme J.M., Park S.I., Parker R., Peysson Y., Rasmussen D., Sharma P.K., Schneider M., Synakowski E., Tanga A., Tuccillo A. Wan Y.X. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. 075001 (11 pp).
2. 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. 803–814.
3. Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусakov Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Коновалов А.Н., Куприенко Д.В., Шаталин С.В., Степанов А.Ю. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 5. С. 387.
4. Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусakov 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.
5. Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусakov Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Ирзак М.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Перевалов А.А., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 593.
6. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1985. Гл. 6. 185 с.
7. Rozhdestvensky V.V., Lashkul S.I., Dyachenko V.V., Khilkevitch E.M., Krikunov S.V., Esipov L.A., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Stepanov A.Yu., Shevelev A.E., Shatalin S.V. // Energy and Environmental Engineering. 2015. V. 3. № 3. P. 42.
8. Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Altukhov A.B., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Nersesyan N.S., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A830. 2016. P. 102.
9. Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Pandya S.P., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. № 1. 016034.

10. *Параил В.В., Погуца О.П.* Вопросы теории плазмы. Вып. 11 / Под общ. ред. акад. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982, 240 с.
11. *Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Голант В.Е., Жубр Н.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Рождественский В.В., Тукачинский А.С.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 10. С. 867.
12. *Parker R.R., Podpaly Y., Lee J., Reinke M.L., Rice J.E., Bonoli P.T., Meneghini O., Shiraiwa S., Wallace G.M., Wilso J.R.* // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1406. P. 455; <https://doi.org/10.1063/1.3665014>
13. *Zohm H., Soldner F.X., Bruhns H., Buches R., Leuterer F. and the ASDEX Team* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1991. V. 33. № 12. P. 1423.
14. *Bernabei S., the PBX-M group* // Fusion Engineering and Design. 1995. V. 26. P. 83.
15. *Ding B.J., Kuang G.L., Shan J.F., Xu G.S., Song M., Wan B.N., Zhao Y.P., Li J.G.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1467.