УДК 533.9

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НИЖНЕГИБРИДНОМУ НАГРЕВУ ИОНОВ В ВОДОРОДНОЙ И ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© 2020 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, В. А. Иванов^а, О. А. Каледина^а, М. Ю. Кантор^а, А. Н. Коновалов^а, Д. В. Куприенко^а, М. И. Миронов^а, С. В. Шаталин^а, А. В. Сидоров^а, А. Ю. Степанов^а, Ф. В. Чернышев^а, Н. В. Тропин^а

> ^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия *e-mail: Seguey.Lashkul@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 04.03.2020 г. После доработки 09.04.2020 г. Принята к публикации 20.04.2020 г.

В рамках исследования изотопного эффекта на токамаке ФТ-2 проведено сравнение эффективности нижнегибридного нагрева ионной компоненты в водородной и дейтериевой плазме высокой плотности, близкой к пределу Гринвальда – при $\langle n_e \rangle \leq 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Экспериментально установлено, что, в соответствии с теоретическими представлениями, в дейтериевой плазме происходит эффективный центральный нагрев ионов, в противоположность периферийному нагреву в водородной плазме. Такой изотопный эффект обусловлен различной локализацией областей взаимодействия ВЧ-волны с плазмой. Особенностью экспериментов является также то, что во время предварительного омического нагрева в условиях нарастающей плотности в дейтериевой плазме линейная зависимость времени удержания энергии от плотности $\tau_E(n)$, LOC-зависимость, переходит в режим улучшенного омического удержания. В водородной плазме, напротив, при росте плотности наблюдается переход в режим насыщения. В статье отмечается заметное падение τ_E , наблюдаемое при дополнительном нижнегибридном нагреве как в водородной, так и дейтериевой плазме.

Ключевые слова: ВЧ-нагрев ионов, изотопный эффект, параметрические неустойчивости, диагностика

DOI: 10.31857/S036729212009005X

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкомасштабные исследования нагрева ионной компоненты плазмы с помощью ВЧ-волн нижнегибридного (НГ) диапазона (Lower Hybrid Heating, LHH), проводимые в 70-х и 80-х годах прошлого века, к сожалению, не привели к разработке надежной схемы нагрева. В большинстве экспериментов на различных токамаках не удалось получить существенный нагрев ионов. Одной из причин этого является эффект возбуждения неустойчивостей параметрического распада (parametric decay instabilities, PDI), возникающий на периферии разряда при плотностях, превышающих определенное пороговое значение, и сопровождающийся ускорением ионов [1]. Лишь в немногих экспериментах, выполненных на установках JFT-2, Wega, Petula-В и FT-2, наблюдался рост температуры ионов [1, 2]. С тех пор основным направлением исследований взаимодействия излучения НГ-диапазона с плазмой токамака является генерация токов увлечения, которая эффективна только при относительно низких плотностях плазмы. В настоящей работе предпринята попытка пересмотра эффективности НГ нагрева ионов в случае плотной плазмы с учетом характерных особенностей, обнаруженных при изучении изотопного эффекта.

Эксперимент проводился на токамаке ФТ-2 (a = 0.08 м, R = 0.55 м, 19 кА $< I_{pl} < 34$ кА, 2Тл $< B_T < 3$ Тл, $q_{95} \sim 3-6$) с использованием магнетронного генератора мощностью $P_{RF} \le 200$ кВт. Частота генератора $f_0 = 920$ МГц была близка к среднему геометрическому значению ионной и электронной циклотронных частот $f_0 = (f_{ce} f_{ci})^{1/2}$ при величине магнитного поля $B_T = 2.2-2.5$ Тл.

При этом в дейтериевой плазме (D-плазма) НГ-резонанс возможен только при максимально достижимых значениях плотности $\langle n_{\rm e_res} \rangle \sim 1.2 \times 10^{20}$ м⁻³ [3, 4], близких к пределу Гринвальда



Рис. 1. Сравнение профилей основных плазменных параметров для Н-плазмы на 34.5 мс (черные линии *I*) и D-плазмы на 35.5 мс (красные линии *2*) в режиме омического нагрева при HDR. а) – профили плотности, б) – профили электронной и ионной (две нижние кривые) температуры.

(Greenwald limit) $\langle n_{e_G} \rangle \sim 1.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ для $I_{pl} = 30 \text{ кA}$. Таким образом, в D-плазме линейное взаимодействие HГ-волн с ионной компонентой (стохастический нагрев) должно происходить в центральной области с наибольшей плотностью плазмы. В водородной плазме (H-плазма) при тех же условиях значения резонансной плотности ниже, $\langle n_{e_{\text{res}}} \rangle \sim 3.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, и взаимодействие оказывается смещенным к периферии разряда — в градиентную область.

Еще одной важной особенностью описываемого эксперимента является эффект линейного роста времени удержания энергии $\tau_E(\langle n_e \rangle)$ с увеличением плотности (LOC-режим), наблюдаемый при омическом нагреве (OH). В D-плазме такая зависимость сохраняется до $\langle n_e \rangle \sim 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а при дальнейшем росте плотности наблюдаются признаки перехода в режим улучшенного удержания (improved Ohmic Confinement, iOC) [5]. В случае H-плазмы наблюдается насыщение зависимости $\tau_E(\langle n_e \rangle)$ (SOC режим), которое наступает уже при $\langle n_e \rangle \sim 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

В режиме большой плотности $\langle n_e \rangle \approx (0.8 - 1.2) \times$ $\times 10^{20}$ м⁻³ (High Density Regime, HDR) в D-плазме полное энергетическое время τ_E принимает значение масштаба 5 мс, что примерно в 2 раза выше, чем в Н-плазме при тех же условиях [5]. В этом режиме при одинаковом сценарии ОН-разряда и одинаковых исходных параметрах (B_T , I_{nl}) в дейтерии (случай iOC), в отличие от водорода (SOC режим), формируется более горячая плазма с заметно более широким профилем плотности, рис. 1. Образование крутых градиентов плотности на периферии при наблюдаемом резком снижении излучения в линии D_{β} (в отличие от поведения излучения линии H_{β} в H-плазме) [5] можно трактовать как переход в режим улучшенного удержания с внешним транспортным барьером (External Transport Barrier, ETB). Этот факт вызывает дополнительный интерес к экспериментам с нижнегибридным нагревом ионов в D-плазме при высокой плотности.

Статья состоит из Введения, двух разделов и Приложения. В разд. 2 излагается сценарий эксперимента по дополнительному нижнегибридному нагреву ионов и описаны характерные детали изменения энергобаланса плазмы. Следующий раздел содержит анализ полученных данных и основные выводы. В Приложении даются пояснения, необходимые для понимания особенностей использования ряда диагностик для измерений в плазме большой плотности.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТОПНОГО ЭФФЕКТА ПРИ НИЖНЕГИБРИДНОМ НАГРЕВЕ ИОНОВ В РЕЖИМЕ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Для измерения основных плазменных параметров в режиме с высокой плотностью (HDR) использовались как стандартные, так и уникальные диагностические системы, в том числе многопроходная лазерная диагностика томсоновского рассеяния (TS), диагностика усиленного рассеяния (ES), 7-канальный 2 мм интерферометр (135–138 ГГц), 5-канальный сканирующий анализатор атомов перезарядки (NPA), диагностика мягкого рентгеновского излучения (SXR), пироэлектрический болометр и подвижные ленгмюровские зонды. Ввиду сложности измерений ряда основных параметров плазмы при большой плотности экспериментальные данные анализировались и верифицировались с помощью специально разработанных кодов. Особое внимание уделялось возможности измерения профилей плотности $n_e(r, t)$, и профилей ионной температуры $T_i(r, t)$ (см. Приложение).

2.1. Описание эксперимента

Дополнительный НГ-нагрев водородной и дейтериевой плазмы изучался в экспериментах с использованием однотипных повторяющихся НDR-разрядов со следующими параметрами: $I_{pl} \sim 32-35$ кА, $\Delta t_{pl} \sim 60$ мс, $B_T \sim 2.4$ Тл, $q_{95} \sim 3-3.5$ [5]. В течение разрядного импульса плотность плазмы $\langle n_e(t) \rangle$ нарастала от (4–5) × 10¹⁹ м⁻³ до (1– 1.2) × 10²⁰ м⁻³ (рис. 2). При длительности разрядного импульса $\Delta t_{pl} \sim 60$ мс длительность участка с квазистационарным током I_{pl} составляла Δt_{st} ~ ~ 25 мс. Импульс ВЧ-энергии ($f_0 = 920$ МГц, P_{RF} ≤ 150 кВт) длительностью $\Delta \tau_{RF} \sim 8-13$ мс вводился со стороны слабого тороидального магнитного поля через 2-волноводный грилл на 25-27 мс. Характер изменения основных плазменных параметров при вводимой мощности *P_{RF}* = 70 кВт $(P_{in} = 42 \text{ кВт})$ для D-лазмы и $P_{RF} = 54 \text{ кВт}$ $(P_{in} = 47 \text{ кВт})$ для H-плазмы показан на рис. 2а и 26. Величина $P_{in} = (P_{RF} - P_{ref}) -$ разность прямой и отраженной ВЧ-мощности – характеризует мощность, поступившую в камеру токамака. Данные рис. 2 приведены в сопоставлении с параметрами ОН-разряда. Как видно из представленных данных, в D- и H-плазме наблюдается дополнительный нагрев ионов, несмотря на некоторое охлаждение электронов. Температура электронной компоненты регистрировалась как с помощью лазерной TS диагностики, так и с помощью диагностики мягкого рентгеновского излучения, SXR (см. рис. 2б). Сопоставление с ОН-режимом свидетельствует о том, что дополнительный ВЧ-нагрев практически не сказывается на характере нарастания плотности $(n_e(0, t))$. Как видно из рис. 2, при сопоставимых мощностях ВЧ-нагрева, $P_{in} \approx 50$ кВт, в D-плазме происходит существенно более сильный (в 3 раза) центральный нагрев ионной компоненты по сравнению с Н-плазмой, что является основным проявлением изотопного эффекта. Оценки с помощью кода ASTRA показывают, что полное энергетическое время жизни в ионной компоненте $\tau_{E ion} = \int W_{ion} dV / \left[\int P_{ei} dV + P_{in} - \int (dW_{ion}/dt) dV \right]$ при дополнительном LHH уменьшается и составляет $\tau_{ELHH} \approx 0.75 \tau_{EOH}$ и $\tau_{ELHH} \approx 0.85 \tau_{EOH}$ в D- и в H-плазме, соответственно, рис. 3. Здесь P_{ei} – мощность, передаваемая от электронов к ионам, а тепловые потери, связанные с перезарядкой, не учитывается. В режиме ОН величина $P_{in} = 0$.

Такой изотопный эффект наблюдается при различных уровнях вводимой ВЧ-мощности, как показано на рис. 4а и 46 для нескольких экспериментальных серий. Здесь сравниваются приращения центральной ионной температуры $dT_i(0, t)$ в D- и H-плазме, полученные при изменении вводимой мощности P_{in} в диапазоне от 20 кВт до 110 кВт. Центральный ионный нагрев в дейтерии оказывается в несколько раз выше, чем в водороде. Характерные особенности изменений профилей ионной температуры в D-плазме ($P_{RF} =$ = 75 кВт, $P_{in} = 50$ кВт), в сопоставлении с H-плазмой ($P_{RF} = 120$ кВт, $P_{in} = 100$ кВт), представлены на рис. 5а, 5б и ба соответственно. Видно, что, несмотря на меньшую вкладываемую мощность, приращение $dT_i(r)$ в дейтерии больше, чем в водороде, где оно соответствует периферийному нагреву.

В дейтерии, особенно на начальной стадии $H\Gamma$ -нагрева, профили $dT_i(r)$ пикированы. В водороде при небольшой мощности P_{in} = 38 кВт, рис. 66, профили – уплощенные, с подъемом к периферии. При увеличении мощности нагрева, $P_{in} = 100 \text{ кBt}$, в H-плазме прослеживается появление небольшого максимума в центре. Как известно, дополнительный нагрев основной массы тепловых ионов плазмы при НГН происходит за счет термолизации высокоэнергичных "быстрых" ионов, возникших при взаимодействии ВЧ-волны с тепловыми ионами плазмы [1]. Поэтому область выделения (поглощения) ВЧ-энергии удобно диагностировать также, регистрируя поток быстрых нейтральных частиц перезарядки (CX). В качестве примера на рис. 7а приведено сравнение спектров атомов перезарядки, полученных на хорде X = 4 см как при ОН (24.5 мс), так и при дополнительном (27.7 мс) НГ-нагреве Н-плазмы. На спектральной зависимости для 27.7 мс наблюдается характерный излом при граничной энергии (boundary energy) $E_b \sim 1.3$ кэВ, который ил-люстрирует образование "хвостовых" быстрых частиц. Различие областей выделения (поглощения) ВЧ-энергии в Н- и D-плазме, обусловленное изотопным эффектом, подтверждается нормализованными профилями потока быстрой нейтрали (Fast Neutral, FN), как это показано на рис. 76 для E_{CX} = 2600 эВ. Согласно выполненным ранее с помощью кода ASCOT модельным расчетам [7], широкий нормализованный профиль FN (случай Н-плазмы) указывает на периферийное выделение ВЧ-мощности. В противоположность этому, в D-плазме наблюдается пикированный профиль FN, соответствующий центральному нагреву.

2.2. Энергобаланс ионной компоненты

При одинаковых параметрах в режиме предельно высокой плотности HDR в D-плазме при $P_{RF} = 120 \text{ кBt} (P_{in} \approx 110 \text{ кBt})$ получен значительный центральный НГ-нагрев ионов от $T_i^{OH}(0) =$



Рис. 2. Параметры D-плазмы (а) при $P_{RF} = 70$ кВт ($P_{in} = P_{RF} - P_{ref} = 42$ кВт) и H-плазмы (б) при $P_{RF} = 54$ кВт ($P_{in} = P_{RF} - P_{ref} = 47$ кВт). T_e – центральная электронная температура, измеренная TS (зеленые квадратики) и SXR (зеленая, верхняя линия на рис. 26) диагностиками; T_i – ионная температура в центре плазменного шнура, (черные точки 1 - для OH, красные точки $2 - H\Gamma$ H); dT_i – приращение центральной ионной температуры при RF импульсе относительно OH-режима (жирные красные линии); $\langle n_e \rangle$ – средняя плотность в OH (черные линии 3) и НГН (красные линии 4) режимах; H_β , D_β (синие линии 5 для OH и зеленые линии 6 для НГН) и U_p (тонкие черные линии 7 для OH и красные 8 для НГН) – интенсивность излучения спектральных линий и напряжение на обходе плазменного шнура, соответственно. Длительность ВЧ-импульса (RF) показана голубой штриховой линией.

= 300 эВ до $T_i^{LHH}(0) = 450$ эВ, прирост $\Delta T_i^{LHH}(0) = 150$ эВ, рис. 4а. Эффективность такого нагрева в D-плазме составляет

$$\eta_{FT-2}^{D} = \frac{\Delta T_{ion} \times \overline{n}}{P_{RF}} = (8-12) \times 10^{13} \text{ } \Im \text{B/} \text{KBT} \cdot \text{cm}^{3}$$

В то же время в Н-плазме область поглощения ВЧ-мощности находится ближе к периферии плазменного шнура. При сопоставимой вводимой мощности, $P_{in} \approx 100$ кВт, нагрев ионов Н-плазмы в центре существенно ниже: от $T_i^{OH}(0) =$ = 220 эВ до $T_i^{LHH}(0) = 270$ эВ, то есть $\Delta T_i^{LHH}(0) =$ = 50 эВ.

Конечно, не вся вошедшая в камеру ВЧ-мощность P_{in} идет на дополнительный нагрев тепловых ионов плазмы. Определенная ее часть теряется на диафрагме и стенке камеры за счет, например, не "успевшей" термализоваться быстрой

"нейтрали" и раскачиваемых параметрических неустойчивостей на периферии плазменного шнура. Кроме того, могут быть и другие потери, связанные с распространением ВЧ-волны внутри плазменного шнура [1]. Для точной оценки, поглощенной тепловыми ионами ВЧ-мощности P_{abs} необходимо проведение модельных расчетов энергобаланса в ионной компоненте с учетом изменений в коэффициентах теплопереноса и охлаждения за счет перезарядки на нейтральных атомах, что находится за рамками этой статьи. Грубую оценку мощности P_{abs} (являющейся частью вошедшей в камеру мощности P_{in}) можно провести из сравнения изменения энергосодержания в тепловых ионах $\Delta W_{ion LHH}$ при НГ-нагреве относительно такого же омического разряда при условии, что энергетическое время жизни в ионах на начальном этапе НГ-нагрева не меняется. В соответствии с рис. 2 для двух сравниваемых разрядов



Рис. 3. Изменение τ_E при нарастании плотности, как показано на рис. 2, в режимах омического нагрева (черные линии *I*) и в ходе дополнительного нижнегибридного нагрева ионной компоненты (красные лини *2*). Для D-плазмы – при $P_{in} = 50$ кВт, для H-плазмы – при $P_{in} = 47$ кВт.



Рис. 4. Сравнение приращений центральной ионной температуры $dT_i(0, t)$ при различных уровнях вкладываемой ВЧ-мощности (RF). а) – D-плазма: $P_{in} = 20$ кВт (черная линия *I*), $P_{in} = 110$ кВт (красная линия *2*); б) – Н плазма: $P_{in} = 38$ кВт (черная линия *I*), $P_{in} = 47$ кВт (красная линия *2*), $P_{in} = 100$ кВт (зеленая линия *3*).

(ОН и НГН) ход изменения плотности и электронной температуры в течение разряда оказывается идентичным. Разница только в том, что при дополнительном НГН более интенсивно растет ионная температура и, соответственно, ионное энергосодержание. Исходя из определения времени жизни $\tau_{E ion}$ можно показать, что $P_{abs} \approx \approx \Delta W_{ion LHH} / \tau_{E ion}$. Значения мощности, передавае-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 9 2020



Рис. 5. а) — Временная последовательность изменений профилей $T_i(r, t)$ в D-плазме, полученная при НГ-нагреве (сплошные линии). Мощность ВЧ-накачки P_{RF} = 75 кВт (P_{in} = 50 кВт). Профили при 26 мс (квадраты и черная жирная линия 1), 29 мс (кружочки и красная линия 2) и 38 мс (треугольники и синяя линия 3) сопоставлены с профилями для тех же моментов времени, полученными при ОН (те же символы, штриховые линии). 6) — приращение $dT_i(r)$ при НГ-нагреве относительно ОН для 26 мс (черная линия 1), 29 мс (красная линия 2) и 38 мс (синяя линия 3).

мой ионам основной плазмы как от электронов, так и от ВЧ-волны (за счет кулоновских столкновений "быстрых" ионов с тепловыми ионами плазмы), рассчитывались с помощью кода ASTRA на основе реально измеренных экспериментальных данных. В качестве иллюстрации на рис. 8а и 8б для Н- и D-плазмы приведены изменения значения внутренней энергии ионной компоненты *W*_{ion}. Здесь представлены данные как для ОН, так и для режима с дополнительным НГ-нагревом, где суммарное значение W_{Σ} = $= W_{ion OH} + \Delta W_{ion LHH}$. На основании этих данных можно оценить приращение внутренней энергии, $\Delta W_{ion \ LHH}$, полученное ионами только за счет НГН. Рассматривая значения $d\Delta W_{ion LHH}(t)/dt$ для времен $t \approx \tau_{Eion}$, можно оценить ВЧ-мощность, переданную тепловой компоненте ионов, как $P_{abs} \approx d\Delta W_{ion LHH}(t)/dt \approx \Delta W_{ion LHH}/\tau_E$. Как видно из рис. 8б и 8г, на начальной стадии дополнительно-



Рис. 6. а) — Сравнение профиля $T_i(r)$, полученного при дополнительном НГ-нагреве ($P_{RF} = 120$ кВт, $P_{in} =$ = 100 кВт) в Н-плазме (красная линия *I*) с профилем для того же момента времени, полученным только при ОН (штриховая красная линия *2*). Показано также приращение $dT_i(r)$ для 27 мс (красная жирная линия *3*) при НГ-нагреве относительно 27 мс при ОН. Квадраты и черная линия *4* – исходный профиль при ОН (24 мс) перед включением дополнительного НГ-нагрева. 6) – сравнение приращений $dT_i(r)$, полученных при двух уровнях ВЧ-мощности 100 кВт (красная линия *4*) и 38 кВт (синяя линия *5*) в Н-плазме.

го нагрева после включения ВЧ-импульса доля мощности, передаваемая от ВЧ-волны дейтронам, составляет $P_{abs} = d\Delta W_{ion\ LHH}(t)/dt \sim (0.19 0.15)P_{in}$, в то время как для протонов – $P_{abs} =$ $= \Delta W_{LHH}/dt \sim 0.22P_{in}$. Остальная часть поступившей в камеру мощности $P_{in} - P_{abs}$ терялась на диафрагме и стенке камеры, в том числе и за счет не "успевших" термализоваться "быстрых" ионов.

Свидетельством такого дополнительного выноса энергии на стенку может служить наблюдающийся рост сигнала пироэлектрического болометра, в то время как излучение в линии H_{β} , наоборот, уменьшается (рис. 9). Следует заметить, что дополнительного роста излучения на линиях первых кратностей легких примесей и металлических ионов также не наблюдалось. Что касается излучения горячих ионов из центральных областей, то их дополнительный вклад в болометрический сигнал P_{rad} в ходе НГН, при условии некоторого охлаждении электронов по сравнению с ОН и одинаковом приросте плотности, вряд ли можно было ожидать. Поэтому отмеченное различие может быть связано с тем, что сигнал болометра определяется суммарным радиационным потоком из плазмы P_{rad} , состоящим как из световых квантов, так и из атомов перезарядки "быстрых" ионов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Приведенные экспериментальные данные указывают на то, что в режиме с высокой плотностью в D-плазме при LHH высокочастотная волна поглощается в центре, в противоположность периферийному поглощению в случае Н-плазмы. Такое наблюдение соответствует теоретическому представлению [1] и результатам модельных расчетов лучевых траекторий волны накачки, представленных на рис. 10, выполненным по методике, описанной в [9]. Как следует из рис. 10, в D-HDR при $\langle n_e \rangle = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и продольном замедле-нии $N_{//} = 3$ волна может достигать центральных областей, а при H-HDR она поглощается на периферии уже в начале первого витка своего пути. В используемом коде расчет траектории прекращался, как только достигалась точка линейной трансформации волны накачки. Условием эффективного поглощения ВЧ-энергии является сильное замедление волны, когда для волнового числа k_{\perp} выполняется неравенство $\omega/(k_{\perp}v_{T}) < 2\sqrt{2}$ [1]. "Стохастическому нагреву подвергаются только ионы, перпендикулярная скорость v_{\perp} которых больше фазовой скорости волны v_{nh} "[1]. В области сильного замедления волны ускорялись только ионы из "хвоста" максвелловского распределения, энергия которых была $E_i > (6-8)T_i$ [2]. Условия НГ-нагрева определяются соотношением тепловой скорости ионов и минимальной поперечной фазовой скорости волны: $\delta_i = v_{ph \perp min} / v_{T_i} \approx (2E_b / T_i)^{1/2}$, где E_b – граничная энергия ускоренных ионов, см. рис. 7а. Согласно экспериментальным данным, полученным на других установках, и численным расчетам, значительный нагрев получался при $\delta < 3.5-4$ (рис. 4.11 в [1]). В нашем случае на основании данных, приведенных для примера на рис. 7а, где $E_b \approx 1.2$ кэВ и $T_i = 200$ эВ, можно оценить в режиме HDR для H-плазмы величину δ_i ≤ 3.5. Для D-плазмы в HDR значение $\delta_i \leq 3.2$, что соответствует приведенным выше оценкам.

Нагрев основной массы ионов плазмы, осуществляется за счет столкновений с высокоэнергичными ионами. Эффективность такого стохастического нагрева зависит от плотности плазмы и времени жизни быстрых ионов, часть из которых может теряться, что обусловлено, например,



Рис. 7. а) — сравнение спектров атомов перезарядки СХ в Н-плазме. Представлены потоки СХ, полученные вдоль хорды X = 4 см при ОН (24.5 мс, зависимость *I*, черный цвет) и при дополнительном НГ-нагреве (27.7 мс, зависимость *2*, красный цвет). $P_{RF} =$ = 120 кВт ($P_{in} = 100$ кВт). E_B — нижняя граничная энергия высокоэнергичного "хвоста" атомов перезарядки. б) — сравнение для D-плазмы (черная линия *I*) и Н-плазмы (красная линия *2*) нормализованных хордовых профилей потоков быстрых нейтралов (FN), где $E_{CX} = 2.6$ кэВ. Для Н-плазмы дополнительно приведен также инверсный радиальный профиль FN (красные точки *3*).

механизмом потери орбит [7] и процессом перезарядки. Кроме того, эффективность определяется также параметрической распадной неустойчивостью PDI, возникающей во внешней области разряда и обуславливающей сильное периферийное поглощение. Как известно, интенсивность PDI нарастает с ростом плотности и охлаждением плазмы на периферии [10]. В результате снижается эффективность нагрева. Следует отметить, что в описываемых экспериментах, при нарастании плотности в течение импульса разряда, после предсказуемого роста интенсивности неустойчивости при переходе в режим HDR наблюдалось существенное подавление PDI как в водороде, так и в дейтерии [11]. Возможная причина такого явления - возрастание столкновительности на периферии разряда, что само по себе может приводить к подавлению PDI [12]. Явления, связан-



Рис. 8. а) и в) — Сравнение изменения энергосодежания W_{ion} ионной компоненты D/H-плазмы в ходе нарастания плотности (см. рис. 2) при OH (черные линии 1) и при совместном $W_{\Sigma} = W_{OH} + \Delta W_{LHH}$ нагреве (синие линии 2). Приращение энергосодержания ионной компоненты, ΔW_{LH} , полученное только за счет НГН (красные линии 3). б) и г) — сравнение мощностей: P_{in} — вошедшая в камеру мощность (черные линии 1); $P_{abs} = dW_{\Sigma}/dt$ — суммарная мощность (синие линии 2), поглощенная ионами основной плазмы как за счет столкновения с электронами, так и при взаимодействия с НГ-волной; $d\Delta W_{LHH}/dt$ — доля мощности (красные линии 3), поглощенная ионами только от НГ-волны.



Рис. 9. Сравнение изменения центрального хордового сигнала болометра P_{rad}^{LHH} (черная сплошная линия *I*) и P_{rad}^{OH} (штриховая линия 2), а также интенсивность излучения в линии H_{β_LHH} (зеленая кривая 3) в эксперименте с дополнительным нижнегибридным нагревом ионов в сравнении с аналогичными сигналами H_{β_OH} (кривая 4), полученными в режиме OH. Показана длительность импульса *RF*.

ные с развитием и подавлением PDI при исследовании взаимодействия НГ-волн с плазмой, в течение длительного времени исследуются на установке ФТ-2 [2, 13].

Таким образом, основными результатами работы являются следующие.

1) Экспериментально подтверждено, что в соответствии с теоретическими представлениями, в режиме HDR в D-плазме осуществляется эффективный центральный нагрев ионов (рис. 5 и 6), в противоположность периферийному нагреву в H-плазме в таком режиме. Этот изотопный эффект обусловлен различной локализацией областей взаимодействия в объеме плазмы. В экспериментах при дополнительном нижнегибридном нагреве ($P_{in} \sim 110 \text{ kBT}$) центральная температура дейтронов увеличивается на 150 эВ по сравнению с OH – от 300 эВ до ~ 450 эВ, рис. 4, что соответствует рекордно высокой эффективности нагрева $\eta_{FT-2}^{D} = (8-12) \times 10^{13} \text{ ув/кBT} \cdot \text{см}^{3}$.

2) При дополнительном нижнегибридном нагреве ионов в HDR наблюдается заметное, примерно на 20%, падение энергетического времени



Рис. 10. Траектория волны накачки в проекциях на полоидальное и тороидальное сечение токамака для H/D-плазмы. Здесь $\rho = (R - R_{inner})/(R_{outer} - R_{inner})$, где R – расстояние, отсчитываемое от главной оси тора в экваториальном сечении, между внутренним (inner) и внешним (outer) обводами камеры. Параметры: $\langle n_e \rangle = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $N_{//} = 3$.

жизни плазмы. В D-плазме $\tau_E^{LHH} \approx 0.75 \tau_E^{OH}$, в H-плазме уменьшение времени жизни менее выражено, $\tau_E^{LHH} \approx 0.85 \tau_E^{OH}$. В то же время абсолютное значение τ_E^{LHH} в D-плазме остается заметно выше, чем в H-плазме, т.е. $\tau_E^{LHH} \approx 2.7$ мс и $\tau_E^{LHH} \approx 1.7$ мс, соответственно (рис. 3).

3) Предположение о сохранении на начальной стадии дополнительного нагрева значения времени жизни позволяет оценить долю ВЧ-мощности, поглощаемую тепловыми ионами. В Н-плазме она оказывается больше, чем в D-плазме: $P_{abs}^{\rm H} \approx 0.22 P_{in}$ и $P_{abs}^{\rm D} \approx (0.19-0.15) P_{in}$ соответственно, рис. 8.

Таким образом, в дейтериевой плазме высокой плотности происходит эффективный центральный нагрев ионов, в то время как в водородной плазме осуществляется эффективная передача ВЧ-энергии плазме в целом. Одна из причин этого может быть связана с лучшим удержанием быстрых, надтепловых протонов, генерируемых НГ-волной, вследствие того, что ширина их "банановых" орбит ($\delta \sim m_i^{-1/2}$) меньше, чем у дейтронов. Кроме того, при одних и тех же энергиях скорость "надтепловых" протонов в ~ $(m_d/m_p)^{1/2}$ раз выше. Поэтому может происходить более эффективная передача энергии волны "хвостовым" ионам в максвелловском распределении протонов. В последующем нагрев основной массы ионов происходит за счет столкновений с этими надтепловыми ионами.

В статье не рассматриваются явления, относящие к изменению механизма удержания при вводе ВЧ-мощности. Это является предметом дальнейших исследований. Планируется, в частности, изучение условий теплового переноса в HDR, в том числе на периферии и в SOL в D- и в H-плазме как в режимах OH, так и с использованием дополнительного LHH.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 9 2020

Исследования изотопного эффекта выполнены при поддержке грантом Российского научного фонда 1712-01110. Функционирование токамака ФТ-2 и стандартных систем диагностики разряда было поддержано в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0040-2014-0023.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

А. Восстановление профилей плотности осуществлялось с помощью комплексного подхода, включающего как локальные измерения вдоль вертикальной хорды, сдвинутой на 1.5 см относительно центра, с помощью лазерного томсоновского рассеяния (TS), так и интегральные фазовые измерения с помощью микроволнового интерферометра с 7-ю вертикальными хордами зондирования.

Зондирование плазмы при интерферометрических измерениях осуществлялось с помощью обыкновенной волны частотой $f_i = 135-138$ ГГц. Зависимость измеренного значения фазового набега от плотности плазмы дается выражением

$$\Delta \Phi(t) = \frac{2\pi L}{\lambda} \Big(1 - \big(1 - n_{\rm e}(t) / n_{\rm c} \big)^{1/2} \Big), \tag{1}$$

где L – длина пути в плазме, λ – длина волны зондирующего излучения, $n_c = m_e \pi f_i^2 / e^2$ – критичекая плотность [6]. Особенностью интерферометрических измерений в режимах с высокой плотностью является сильная рефракция зондирующего пучка. Траектории распространения лучей становятся искривленными, из-за чего зависимость фазового набега от плотности оказывается нелинейной, что, наряду с увеличением проходимого пути, вносит вклад в измеряемую разность фаз [6]. В выражении, связывающем плотность электронов с экспериментальным значением фазы,

$$n(t) = n_c \left(\frac{\Phi(t)\lambda}{\pi L} - \left(\frac{\Phi(t)\lambda}{2\pi L}\right)^2\right),\tag{2}$$

становится важным квадратичное слагаемое. Процедура восстановления профиля плотности по хордовым измерениям представляет собой последовательное накопление, от основания к вершине, цилиндрических слоев равной плотности. В случае прямых лучей значение плотности, радиус и горизонтальный сдвиг каждого слоя подбираются в линейном приближении из условия совпадения фаз на краях слоя со значениями на аппроксимирующем профиле. В случае искривленных лучей в выражении (2) необходимо учитывать квадратичное слагаемое. Кроме того, необходимо аналитическое вычисление траектории луча между зондирующей и приемной рупорными антеннами. Поскольку в условиях сильной рефракции максимум мощности сигнала может приходиться не на центральный луч, то следующим этапом обработки результатов измерений является расчет лучевых траекторий в приближении геометрической оптики. При этом используется полученный на первом этапе профиль плотности и учитываются реальные диаграммы направленности антенн. Затем вычисляется интегральная фаза для данного набора лучей. Профиль плотности восстанавливается в результате итерационной процедуры, в ходе которой экспериментально измеренные фазы сопоставляются с расчетными значениями. При этом формирующие пучок лучи рассматриваются по отдельности, а эффекты дифракции не учитываются. Такая процедура позволяет существенно повысить достоверность восстановления формы радиального профиля плотности.

Интерферометрические измерения использовались для калибровки относительных значений плотности, полученных с помощью локальной диагностики томсоновского рассеяния. Калибровка выполнялась путем соотнесения с интегральной плотностью, измеренной интерферометром вдоль вертикальной хорды, совпадающей с осью лазерного зондирования. При этом для большей достоверности абсолютная калибровка профиля плотности, полученного с помощью томсоновской диагностики, обычно выполнялась на начальном этапе разряда, при относительно низких значениях электронной концентрации, когда эффекты рефракции незначительны.

Б. Измерение профилей ионной температуры $T_i(r)$ осуществлялось с помощью 5-канального анализатора энергии атомов перезарядки (Nuclear Particle Analyzer, NPA) [14], с возможностью сканирования от разряда к разряду в вертикальной плоскости. Ионная температура определяет-

ся путем анализа регистрируемых энергетических распределений. Применимость этого метода для условий токамака ФТ-2 была подтверждена расчетами с помощью кода ASCOT [7]. В результате показано, что непосредственное определение ионной температуры возможно при плотности плазмы $n_{\rho} \leq (4-5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. С помощью расчетов установлено также, что имеется возможность находить область прямого поглощения ВЧ-мощности по локализации источника потока высокоэнергичных атомов перезарядки с энергиями $E_{CX} \ge 2$ кэВ. В более плотной плазме с $\langle n_{e} \rangle \ge (5-6) \times$ × 10¹⁹ м⁻³ существенную роль играет эффект ослабления потока атомов перезарядки из центральных областей плазменного шнура при прохождении через периферийные слои плазмы, что затрудняет прямые измерения $T_i(r)$. Поэтому для коррекции величины ионной температуры, определенной по измерениям NPA. дополнительно привлекались модельные расчеты с помощью кода Монте-Карло DOUBLE-MC, с использованием всего массива экспериментальных данных [8]. Для моделирования потока атомов перезарядки вдоль линии наблюдения рассматривается интегральное выражение

$$\Gamma_0(E) = \int_0^L n_i(x) \sum_j \left[n_j^0(x) \left\langle \sigma_j^0 V \right\rangle_{v_j} \right] f_i(E, x) \mu(E, x) dx, \quad (3)$$

где Е – энергия частиц (выходящих из плазмы атомов и соответствующих им ионов плазмы); $n_i(x)$ — плотность ионов основной плазмы; $n_j^0(x)$ плотность доноров *i*, дающих вклад в процесс нейтрализации; $\langle \sigma_{jv}^{0} \rangle_{vj}$ – скорость соответствую-щей реакции, усредненная по распределению относительной скорости ионов и доноров; $f_i(E, x)$ – функция распределения ионов по энергии; $\mu(E, x)$ – фактор ослабления потока атомов в результате процессов, приводящих к его повторной ионизации; х – координата вдоль линии наблюдения. Суммирование производится по основным процессам, приводящим к нейтрализации ионов плазмы. В случае токамака ФТ-2 наиболее существенными являются процессы перезарядки ионов на плазменных нейтралах, а также радиационной рекомбинации ионов и электронов. Интеграл берется вдоль хорды, длина L которой определяется пересечениями линии наблюдения с границами полоидального сечения объема, занимаемого плазмой. Функция распределения ионов по энергии $f_i(E)$ задается максвелловской, а профили плотности и температуры ионов и электронов – в виде двойных параболических функций, аппроксимирующих эксперименталь-

2020

ные данные. Выражение для фактора ослабления потока атомов имеет вид

$$\mu(E, x) = \exp\left\{-\int_{x}^{L} \sum_{k} \left[n_{k}^{i}(l) \frac{\left\langle \sigma_{k}^{i} V \right\rangle_{v_{k}}}{V}\right] dl\right\}, \quad (4)$$

где $n_k^i(l)$ — плотность соответствующего компонента плазмы, дающего вклад в процесс k, приводящий к ионизации; $\langle \sigma_k^i v \rangle_{vk}$ — скорость реакции, усредненная по распределению относительной скорости испускаемых атомов и компоненты плазмы k; v — скорость частиц (выходящих из плазмы атомов и соответствующих им ионов плазмы); l — координата вдоль линии наблюдения. Суммирование производится по основным процессам, которые вносят вклад в ионизацию выходящих из центра атомов. В случае токамака Φ T-2 наиболее существенными процессами являются перезарядка ионов на плазменных нейтралах, а также ионизация электронным и ионным ударом.

Верхняя граница энергетического диапазона, который использовался для определения ионной температуры в ОН-режиме, была ограничена значением 1.6 кэВ. Это связано с уменьшением сигнала в регистрационных каналах NPA до уровня шумов при повышении энергии, что, в свою очередь, объясняется экспоненциально спадающим характером функции распределения ионов по энергии. Поскольку для невысоких энергий фактор ослабления (3) достаточно большой, потоки этих энергий поступают в NPA в основном из периферийных областей плазмы, где ионная температура ниже, чем в центре. В результате при выбранном энергетическом диапазоне $E_{CX} \leq 1.6$ кэВ измеренные значения ионной температуры T_{ion. eff} оказываются заметно ниже истинных величин *T_{ion}*, что было продемонстрировано модельными расчетами с помощью кода DOUBLE-MC. Расчеты использовались для введения поправок в оценку температуры, с помощью корректирующих коэффициентов $K = T_{ion, eff}/T_{ion}$. Коэффици-енты определялись при сравнении задаваемых и рассчитываемых значений T_{ion}(r). Полученная зависимость корректирующих коэффициентов K(n, x) от плотности использовалась для масштабирующих поправок к экспериментальным значениям температуры $T_{ion, eff}(r, t)$, измеренным в центральной области $0 \le r \le 3.5$ см. В качестве примера на рис. 11 для Н- и D-плазмы показаны коэффициенты K(n, x), рассчитанные для центральной хорды, x = 0, плазменного сечения.

Моделирование с помощью кода DOU-BLE_MC производилось в два этапа. На первом этапе рассчитывалась нейтрализационная мишень, т.е. плотность всех участвующих в нейтрализации доноров. Методом Монте-Карло выпол-



Рис. 11. Поправочные коэффициенты K(n, x) для центральной хорды плазменного сечения, полученные для H-плазмы (кривая *I*) и D-плазмы (кривая *2*) и рассчитанные в предположении, что температура пристеночных атомов рабочего газа $T_{ew} = 3-5$ эB.

нялся расчет проникновения нейтральных частиц через периферийный слой плазмы. Далее рассчитывалась мишень, образующаяся в результате рекомбинационных процессов. Для этого использовались уравнения ионизационного баланса в приближении коронального равновесия. На втором этапе рассчитывалось энергетическое распределение выходящих атомов в соответствии с выражением (2). Выполнялись также вычисления вспомогательных параметров, таких как, например, функция светимости, характеризующая вероятность рождения и выхода атомов с определенной энергией из данной точки плазмы. Таким образом, применение кода DOUBLE-MC позволяло найти соответствие между энергетическими распределениями выходящих из плазмы атомов и плазменных ионов. Варьируя значение ионной температуры, используемой при моделировании, можно получить соответствие расчетного и экспериментального энергетического распределения выходящих атомов. Как показали расчеты, моделирование по указанному сценарию позволяло напрямую определять ионную температуру при значениях $n_e \leq (4-5) \times 10^{19}$ м⁻³ во всем плазменном сечении, а при высокой плотности, в условиях HDR, только в областях $3.5 \text{ см} \le r \le 8 \text{ см}$, где ослабление несущественно.

Для центра плазменного шнура использовалась корректировка с помощью поправочных коэффициентов K(n, x).

Таким образом, в режиме HDR, в условиях нарастающей с течением времени плотности плазмы была необходима корректировка значений ионной температуры, измеренной в центральной области. Корректировка выполнялась с помощью коэффициентов K(n, x) как в режиме OH, так и в условиях нижнегибридного нагрева, когда в результате взаимодействия ВЧ-волны с плазмой в энергетическом распределении ионов появлялись частицы высоких энергий: $E_{CX} \ge 2$ кэВ.

Следует также сказать, что методика определения профилей ионной температуры по потокам атомов перезарядки может быть чувствительна к эффектам гофрировки магнитного поля, заключающимся в потерях так называемых локально запертых ионов. Действительно, гофрировка магнитного поля на установке ФТ-2 достаточно велика (10% в области лимитера). Однако, как показало моделирование с помощью кода ASCOT [7], потери локально запертых ионов на токамаке ФТ-2 незначительны. Это объясняется наличием сильного полоидального вращения плазмы, приводящего к существенному изменению дрейфовых орбит ионов. В результате влиянием гофрировки магнитного поля на измерения ионной температуры можно пренебречь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Голант В.Е., Федоров В.И.* // Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 69–96, 116–141.
- Budnikov V.N., Irzak M.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. A135.
- Lashkul S.I., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Irzak M.A., Kantor M.Yu., Kouprienko D.V., Perevalov A.A., Saveliev A.N., Shatalin S.V., Stepanov A.Yu. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 073019.

- 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. С. 1069.
- 5. Куприенко Д.В., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Есипов Л.А., Каледина О.А., Лашкул С.И., Тропин Н.В., Трошин Г.А., Шаталин С.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 1103.
- 6. *Голант В.Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
- 7. *Kurki-Suonio T., Lashkul S.I., Heikkinen J.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 301.
- 8. *Миронов М.И*. Диссертация. ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2010.
- Baranov Yu.F., Fedorov V.I. // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 1111.
- 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., Schettiniand G., Tuccillo A.A. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 043002.
- Lashkul S.I., Stepanov A.Yu., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Irzak M.A., Kantor M.Yu., Kouprienko D.V., Saveliev F.N., Shatalin S.V. // EPJ Web of Conferences. 2017. V. 149. 03012.
- Castaldo C., Di Siena A., Fedele R., Napoli F., Amicucci L., Cesario R., Schettini G. // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. 016003.
- 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. Т. 45. С. 1109.
- Афросимов В.В., Березовский Е.Л., Гладковский И.П., Кисляков А.И., Петров М.П., Садовников В.А. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 1. С. 56.