

УДК 621.039.623, 621.039.643, 533.932, 533.9.082.74

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТАЛЕЙ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ СДВИГЕ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА И МОЩНОСТИ ЭЦРН ДО 1.5 МВт В ТОКАМАКЕ Т-10

© 2024 г. С. В. Неудачин*, А. А. Борщеговский, И. С. Пименов, И. Н. Рой

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: sneudat@yandex.ru, nrcki@nrcki.ru

Поступила в редакцию 28.06.2024 г.

После доработки 25.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

Вопрос о существовании внутренних транспортных барьеров (ВТБ) около низкорациональных значений коэффициента запаса устойчивости $q = 1, 2, \dots$ в обычной L-моде токамаков с центральным дополнительным нагревом и положительным магнитным широм остается открытым. Для прояснения существования таких ВТБ были проведены эксперименты с запрограммированным линейным по времени сдвиге плазменного шнура, при котором позиции измерения электронной температуры T_e по излучению на второй гармонике ЭЦР сдвигаются относительно плазменного шнура, что позволяет изучить детали профиля T_e . На токамаке Т-10 были проведены серии экспериментов с перпендикулярным вводом ЭЦ-излучения мощностью 0.4 и 0.85 МВт при центральном ЭЦРН и быстрым сдвигом шнура на $0.13a$ (малого радиуса плазмы a) за 60 мс в плазме с углеродным лимитером. В обоих случаях снаружи поверхности $q = 1$ обнаружены узкие (ширины около $0.03a$) и слабые (спад коэффициента электронной теплопроводности χ_e примерно вдвое) ВТБ, исчезающие при изменении параметров разряда. Эти ВТБ в 2–3 раза уже и на порядок слабее, чем ВТБ около поверхности $q = 1$, предложенные ранее для объяснения результатов токамака RTP. ВТБ не обнаружены в L-моде в экспериментах с одновременной генерацией ко-тока и контртока в центре плазмы двумя гиротронами общей мощностью 1.5 МВт в плазме с вольфрамовым лимитером (сдвиг шнура на $0.1a$ за 30 мс). По-видимому, данная статья является первой журнальной публикацией про исследование деталей профиля T_e при быстром сдвиге плазменного шнура.

Ключевые слова: токамак, электронно-циклotronный нагрев, внутренний транспортный барьер, программируемый сдвиг плазмы

DOI: 10.31857/S0367292124120038 **EDN:** EFEFZC

1. ВВЕДЕНИЕ

Роль низкорациональных поверхностей запаса устойчивости q в формировании внутреннего транспортного барьера (ВТБ) была исследована на многих токамаках. По-видимому, впервые в мире особенности переноса около поверхности $q = 1$ (радиуса переворота фазы пилообразных колебаний r_s по Б.Б. Кадомцеву [1] и многим другим моделям внутреннего срыва) были показаны в омических режимах Т-10 [2] (использовались данные мягкого рентгеновского излучения, зависящие и от накопления примесей около поверхности $q = 1$). Формирование ВТБ на электронной

температуре T_e в Т-10 (малый радиус плазмы $a = 30$ см) впервые наблюдалось как понижение величины коэффициента электронной теплопроводности χ_e на фронте тепловой волны в области $q \approx 1$ (при включении центрального электронно-циклotronного резонансного нагрева, ЭЦРН, на фоне плазмы с подавленными пилообразными колебаниями, сформированной нецентральным ЭЦРН) при нагреве как на 1-й [3] (впервые в мире обнаруженное “самоторможение” импульса тепла) так и на 2-й гармониках [4] ЭЦР. Нелокальное уменьшение χ_e в центральной части шнура обнаружено при появлении (или приближении, т. е.

раньше появления пилообразных колебаний) поверхности $q = 1$ [5, 6] после выключения нецентрального ЭЦРН. Нелокальное уменьшение χ_e вокруг поверхности $q = 1$ наблюдалось после выключения сильного газонапуска в некоторых омических режимах [7]. Существование ВТБ на $q = 1.5, 2$ отмечено в режиме улучшенного удержания после инжекции больших дейтериевых пеллет [8]. По вопросу существования ВТБ в стационарной фазе ЭЦРН мнения авторов расходятся [9, 10]. Роль низкорациональных значений q_{\min} (минимума q) в экспериментах T-10 с обратным магнитным широм [11], поддерживаемым генерацией тока ЭЦ-волнами, не ясна. Почти подавленные пилообразные колебания создают ВТБ при генерации тока ЭЦ-волнами именно в узкой зоне около поверхности $q = 1$ [7, 12]. Недавно опубликовано, что измерения T_e новым усовершенствованным Nd:YAG лазером T-10 [13] показали наличие ВТБ при генерации тока ЭЦ-волнами в зоне около поверхности $q = 1$.

В режимах с небольшим широм токамака JT-60U внешний край ВТБ часто находится на низкорациональных поверхностях (например, на $q = 2$ [14]) и на $q = 1$ в режиме улучшенного удержания после инжекции больших дейтериевых пеллет [15]. При достаточной мощности нагрева инжекцией горячих нейтралов в экспериментах JT-60U с обратным магнитным широм, ВТБ-события (полунелокальное скачкообразное понижение потоков тепла вокруг позиции q_{\min} в зоне шириной около 40% малого радиуса) происходят при различных значениях q_{\min} [16]. А вот при понижении мощности нагрева видна именно роль низкорациональных значений $q_{\min} = 2.5, 3, 3.5, 4$ [17]. Длительность роста $T_{e,i}$ после ВТБ событий разнится, длительный рост отмечен при $q_{\min} = 3.5$ и при других значениях q_{\min} в работе [18]. На токамаке D-III-D при $q_{\min} = 2$ скачкообразное понижение потоков тепла вокруг позиции q_{\min} происходит в зоне шириной более 60% малого радиуса [7].

Для объяснения результатов токамака RTP (более подробно обсуждаются в последнем разделе) в работе [19] предположено существование ВТБ около низкорациональных значений q . Самый широкий ВТБ (около 8% малого радиуса) с χ_e в 20 раз меньше, чем вне его, расположен около поверхности $q = 1$. Признаки ВТБ на T_e , измеренных лазером по томпсоновскому рассеянию, иногда видны около низкорациональных поверх-

ностей q на различных токамаках (например, в токамаке TEXTOR [20]).

При L–H-переходах в плазме T-10 с углеродным лимитером и центральным ЭЦРН величина T_e не растет [21]. В экспериментах с одновременной генерацией ко-тока и контртока в центре плазмы двумя гиротронами общей мощностью 1.5 МВт (см. детали экспериментов в [22]) в плазме с вольфрамовым лимитером недавно был обнаружен новый тип спонтанных скачкообразных L–H-переходов с нелокальным спадом электронных потоков тепла и плотности с дальнейшим (после L–H-перехода) формированием ВТБ на T_e [22, 23]. Вопрос о наличии ВТБ в L-моде был неясен.

Часть результатов данной работы (один пример ВТБ) были доложены на 25-й конференции МАГАТЭ по ядерному синтезу в 2014 г. [12]. В полном виде работа была доложена на L Международной (Звенигородской) конференция по физике плазмы и УТС в 2023 г. [24]. Схема анализа экспериментов с учетом пространственной аппаратной функции приемников ЭЦ-излучения представлена в разделе 2. Эксперименты с перпендикулярным вводом ЭЦ-излучения мощностью 0.4 и 0.85 МВт представлены в разд. 3. Результаты экспериментов с одновременной генерацией ко-тока и контр-тока двумя гиротронами описаны в разделе 4. Дискуссия и выводы составляют содержание пятой части.

2. СХЕМА АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При запрограммированном линейном по времени сдвиге плазменного шнура мы предполагаем, что плазменный шнур двигается как целое. Радиальные позиции, в которых измеряется T_e по излучению на второй гармонике ЭЦР-излучения (в данной работе T_e измеряется только этой диагностикой), сдвигаются относительно плазменного шнура, хотя остаются почти постоянными в пространстве, так как некоторое изменение полоидального магнитного поля B_0 мало влияет на величину полного магнитного поля. При сохранении профиля T_e , изменения наклона кривой $T_e(r_n(t))$ во время сдвига означают изменения величины $\nabla T_e(r_n(t))$, где $r_n(t)$ — текущее значение радиуса измерения r_n до сдвига, т. е.

$$\frac{\partial T_e(r_n(t))}{\partial r} = \left[\frac{\partial T_e(r_n(t))}{\partial t} \right] \left[\frac{\partial r_n(t)}{\partial t} \right]^{-1}. \quad (1)$$

Пространственная аппаратная функция приемников ЭЦ-излучения $\delta_{ECE}(r_n)$ сглаживает изменение величины $\nabla T_e(r_n(t))$ при сдвиге в пространстве и, соответственно, во времени. Величина $\delta_{ECE}(r_n)$ зависит от параметров плазмы, угла ввода ЭЦ-волн, величины r_n , геометрических факторов и конкретных деталей диагностики.

Рассмотрим возможность экспериментального определения зон с существенно повышенным значением градиента T_e . Вне области поглощения ЭЦ-волн величина коэффициента электронной теплопроводности χ_e почти обратно пропорциональна значению $\nabla T_e(r)$, поэтому локальную зону с существенно повышенным значением градиента T_e назовем локальным ВТБ. В увеличение энергосодержания плазмы вносит вклад произведение ширины ВТБ δ_{ITB} на “силу” ВТБ $(\nabla T_e / \nabla T_{e0})$, где ∇T_{e0} — градиент вне зоны ВТБ). Схематичное влияние ширины П-образной δ_{ECE} на “измеряемый” градиент T_e приведено на рис. 1а для случая локального ВТБ в градиентной зоне шнуря, а на рис. 1б то же самое приведено для случая локального ВТБ при переходе от почти плоского профиля T_e в центральной части шнуря (внутри r_s) к градиентной области. Из сравнения рис. 1 видно, что во втором случае обнаружить ВТБ труднее, так как δ_{ECE} интегрирует как зону с нулевым, так и с повышенным градиентом T_e . Условие определения существования ВТБ из экспериментальных данных можно примерно сформулировать в виде неравенства

$$\delta_{ITB}(\nabla T_e / \nabla T_{e0}) > a\delta_{ECE}, \quad (2)$$

где $a \approx 1$ в случае рис. 1а и $a \approx 1.5-2$ в случае рис. 1б.

Эволюция некоторых параметров плазменного шнуря в известном импульсе E27969 токамака JT-60U [25, 26] с обратным широм (и рекордным на тот момент пересчитанным на D-T-смесь фактором усиления $Q_{DT\text{EQ}} = 1.05$ в конце разряда) и программированном линейном по времени сдвигом плазменного шнуря внутрь на 10% малого радиуса при $6 \text{ с} < t < 7 \text{ с}$ приведена в [27]. При $6 \text{ с} < t < 7 \text{ с}$ мощность инжектируемого пучка нейтралов постоянна и $P_{NBI} \approx 12.5 \text{ МВт}$, но энергосодержание шнуря растет со скоростью около 4.5 Мдж/с . Энергетическое время жизни τ_E тоже растет и $\tau_E \approx 0.9 \text{ с}$ при $t = 6.8 \text{ с}$. Виден некоторый рост $T_{e,i}$ в центральной части шнуря (см. рис. 1 в [27]). При сдвиге внутрь радиальные позиции измерения $T_{e,i}$ двигаются наружу. Эволюция $T_{e,i}$ при “входе” в зону ВТБ приведена на рис. 2 в [27]. Схема изменения T_e при

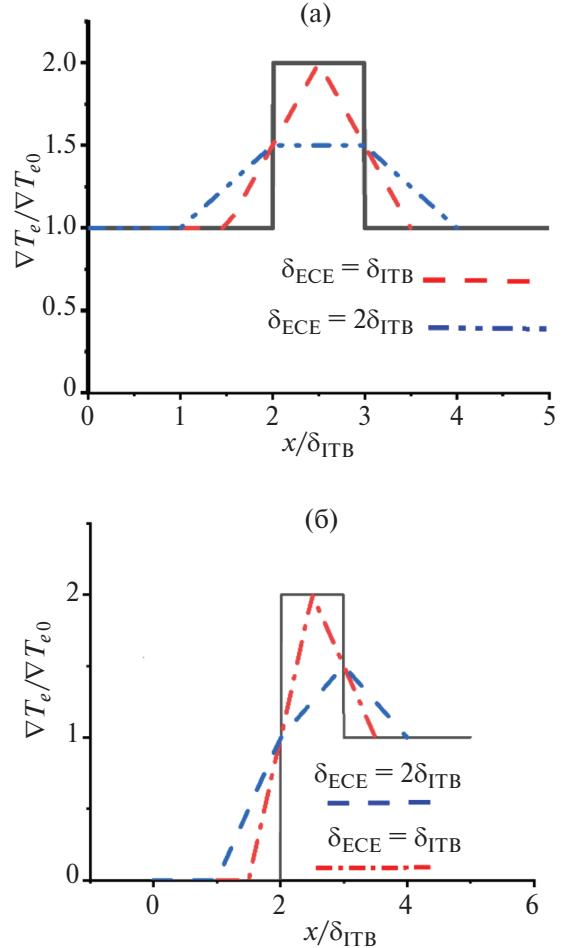


Рис. 1. Схематичное влияние ширины П-образной пространственной аппаратной функции приемников ЭЦ-излучения δ_{ECE} на “измеряемый” градиент T_e : обычный ВТБ (а), ВТБ при переходе от почти плоского профиля T_e в центральной части шнуря внутри $q = 1$ к градиентной области (б).

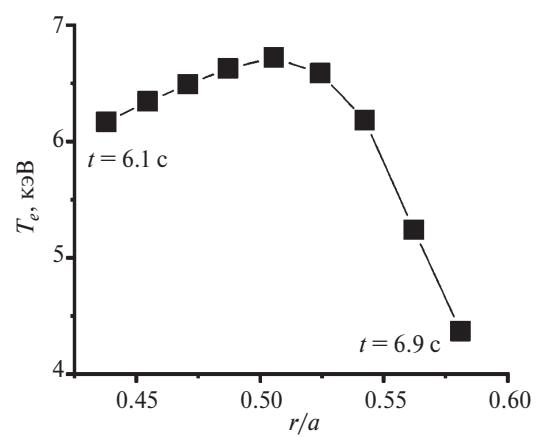


Рис. 2. Схематичное изменение T_e при переходе из слегка растущей во времени плоской части шнуря к зоне ВТБ в плазме токамака JT-60U с обратным широм в процессе сдвига шнуря внутрь.

“входе” в зону ВТБ токамака JT-60U дана на рис. 2. Переход из плоской части шнуря к зоне ВТБ с $\partial T_e / \partial r = -500$ эВ/см происходит очень резко на расстоянии около 3 см (3% малого радиуса), что можно считать и оценкой сверху величины δ_{ECE} ЭЦ-радиометра. Позднее стало ясно, что это режим без тока в центральной части шнуря (current hole) и особым равновесием внутри ВТБ [28].

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО СДВИГОМ ПРИ МОЩНОСТИ ЭЦ-НАГРЕВА 0.4 И 0.85 МВт ПРИ УГЛЕРОДНОМ ЛИМИТЕРЕ

Для изучения существования ВТБ в стационарной стадии ЭЦРН в обычной L-моде проведены серии экспериментов с программируемым линейным по времени сдвигом плазменного шнуря наружу на 4 см. В двух сериях импульсов поперечный ввод ЭЦ-волн (без генерации ЭЦ-тока) осуществлялся одним и двумя гиротронами частотой 130 ГГц. Величина тороидального магнитного поля B , была около 2.35 Т, чтобы нагрев был центральным как до, так и в процессе сдвига (перемещение резонанса, чуть сдвинутого наружу к чуть сдвинутому внутрь). Центральная хордовая плотность электронов n_{line} , измеренная ВЧ-интерферометром до начала сдвига, во всех описанных ниже импульсах равнялась $(3-3.2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Сдвиг на 4 см (13% малого радиуса) был проведен за 60 мс в сериях импульсов при ЭЦРН с мощностью 0.4 и 0.85 МВт. Изучены режимы с током плазмы I_p от 225 до 300 кА. Везде в данной работе эволюция T_e определялась многоканальной диагностикой измерения излучения плазмы на 2-й гармонике ЭЦИ (см. детали в [29]). На рис. 3а показана эволюция некалиброванных по абсолютной величине сигналов с разрешением 1 мкс в импульсе 64488 при $r = 14.6$ см и $P_{ECRH} = 0.4$ МВт ($I_p = 250$ кА) в сравнении с импульсом 64494 при $r = 14.9$ см и $P_{ECRH} = 0.85$ МВт ($I_p = 290$ кА). Интервалы сдвига на 4 см наружу показаны на рис. 3а стрелками, а на рис. 3б приведены изменения сдвига центра плазменного шнуря DR в импульсах 64488 и 64494. Сдвиг в серии импульсов с $P_{ECRH} = 0.85$ МВт проводился позднее в связи с несколько более долгим выходом к новому стационарному состоянию плотности. Отметим, что при ЭЦРН в T-10 профиль T_e почти не зависит от плотности вплоть до 60–70% предела плотности по Гринвальду так как энергосодержание плазмы растет линейно с ростом n_{line} вплоть до указанного выше предела [30]. В экспериментах, описанных

в данной работе, плотность не превышает 50% от плотности Гринвальда.

На рис. 4а приведена эволюция некалиброванных по абсолютной величине сигналов с разрешением 1 мкс на двух каналах ЭЦИ в процессе сдвига на 4 см наружу при $P_{ECRH} = 0.4$ МВт в импульсе 64487 с $I_p = 225$ кА. Из изменения сигнала ЭЦИ при $r = 12$ см хорошо видно, что переход из градиентной в плоскую зону T_e происходит на расстоянии 1 см или меньше, что является оценкой сверху пространственной ширины приема детектора ЭЦИ δ_{ECE} . Это четкий переход из градиентной в плоскую зону внутри радиуса переворота фазы пилообразных колебаний r_s . Именно на нем мы считаем расположена поверхность $q = 1$. Это утверждается как в модели внутреннего срыва по Б.Б. Кадомцеву [1], так и в модели с двумя резонансными поверхностями $q = 1$ [31], успешно использующимися для моделирования результатов T-10 (см., например, [32]). А изменения ЭЦИ при $r = 14.6$ см показывают удвоение градиента T_e в конце сдвига при приближении к r_s ($q = 1$). Ширина зоны повышенного градиента T_e составляет около 1 см. Возвращаясь к схематичному рис. 1б, этот результат показывает наличие слабого (с двойным градиентом T_e и, соответственно, в два раза меньшей величиной χ_e) и узкого ВТБ шириной около 1 см при $\delta_{ECE} = 0.5$ см. Мы не можем отличить описанный выше ВТБ от вдвое более узкого ВТБ с утроенным градиентом T_e и в три раза меньшей величиной χ_e при $\delta_{ECE} = 0.8-1$ см. Влияние вышеописанных ВТБ на рост энергосодержания плазмы одинаково, так как оно зависит от значения $\delta_{ITB} (\nabla T_e / \nabla T_{e0} - 1)$. Эволюция тех же ($r = 12$ и 14.6 см до сдвига), но калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) в том же импульсе по радиусу приведена на рис. 4б. Верхняя кривая сдвинута вверх для избежания наложения кривых друг на друга в пространственной зоне $r = 10.6-12$ см. ВТБ виден хуже, чем на рис. 4а.

При изменении тока на 10% ВТБ не наблюдается. Эволюция калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) на двух каналах ЭЦИ в процессе сдвига при $P_{ECRH} = 0.4$ МВт в импульсе 64488 с $I_p = 250$ кА показано на рис. 5. Явного изменения градиента T_e в процессе сдвига и, соответственно, ВТБ, в данном случае не видно. То же наблюдается и в аналогичных импульсах с $I_p = 285$ и 300 кА.

Перейдем к экспериментам с $P_{ECRH} = 0.85$ МВт. Эволюция некалиброванного сигнала с разреше-

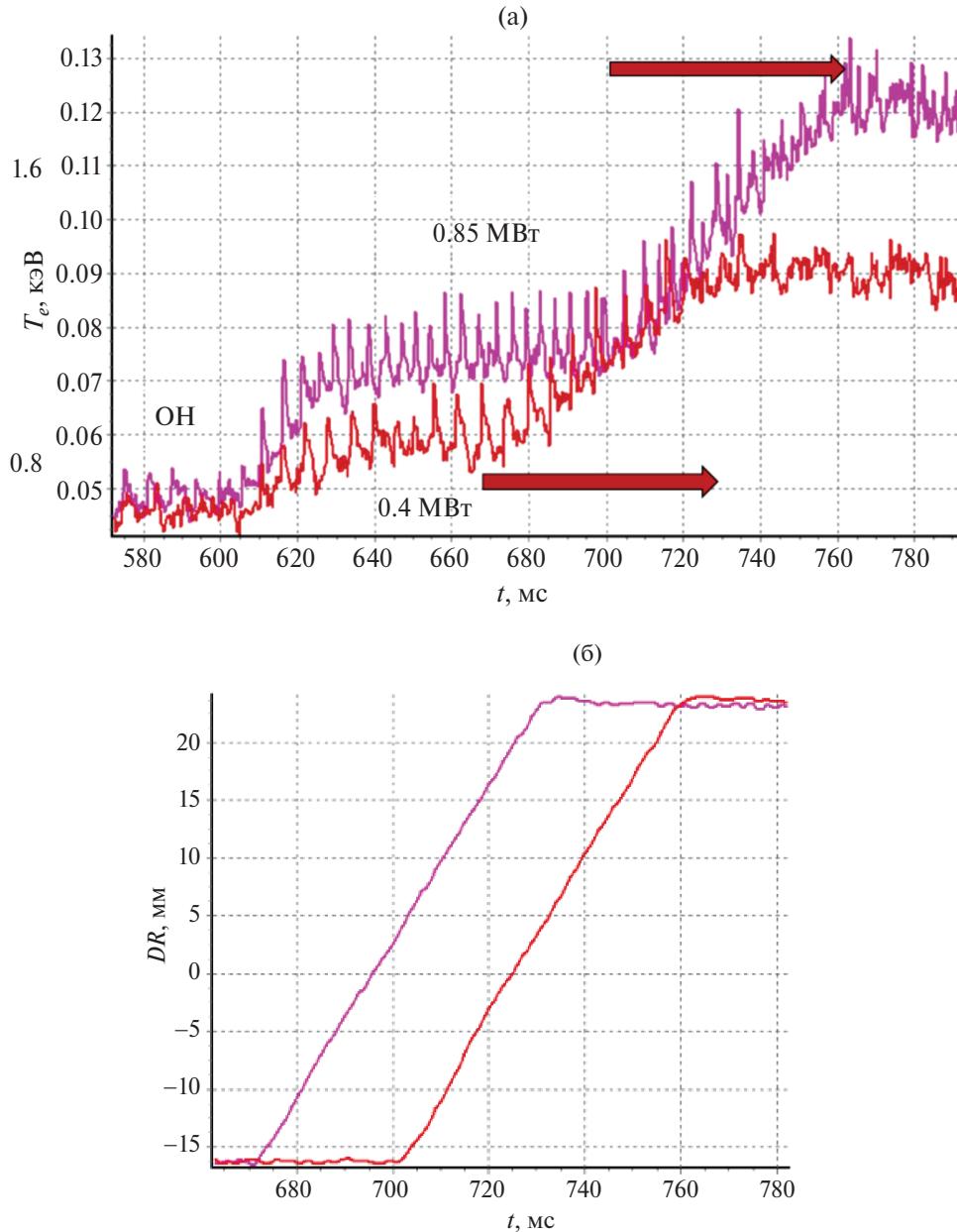


Рис. 3. Эволюция сырых некалиброванных сигналов 2-й гармоники ЭЦИ в импульсе 64488 при $r = 14.6$ см и $P_{ECRH} = 0.4$ МВт в сравнении с импульсом 64494 при $r = 14.9$ см и $P_{ECRH} = 0.85$ МВт. Интервалы сдвига на 4 см наружу показаны стрелками (а); изменение сдвига центра плазменного шнуря DR в импульсах 64488 и 64494 (сдвиг позже) (б).

нием 1 мкс на канале ЭЦИ с $r = 17.5$ см в процессе сдвига на 4 см наружу в импульсе 64493 с $I_p = 285$ кА приведена на рис. 6. Намек на слабый и узкий ВТБ наблюдается в конце сдвига. На рис. 7 показана эволюция калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) на двух каналах ЭЦИ в том же импульсе. Зона повышенного примерно в полтора раза градиента шириной около 1 см видна в начале сдвига при $r = 14.7$ см и в конце его при $r = 17.5$ см. Это можно трактовать как

наличие слабого (с двойным градиентом T_e и, соответственно, в два раза меньшей величиной χ_e) и узкого ВТБ шириной около 0.7 см при $\delta_{ECE} = 1$ см (см. рис. 1б). Этот же режим был фактически повторен в импульсе 64494 с $I_p = 290$ кА и на полтора процента меньшей величиной B_t (сдвиг каналов измерения T_e на 2.5 см внутрь при $r = 14.7$ см, что в полтора раза больше запланированного нами перед импульсом значения). Небольшое изменение величины B_t позволяет, не

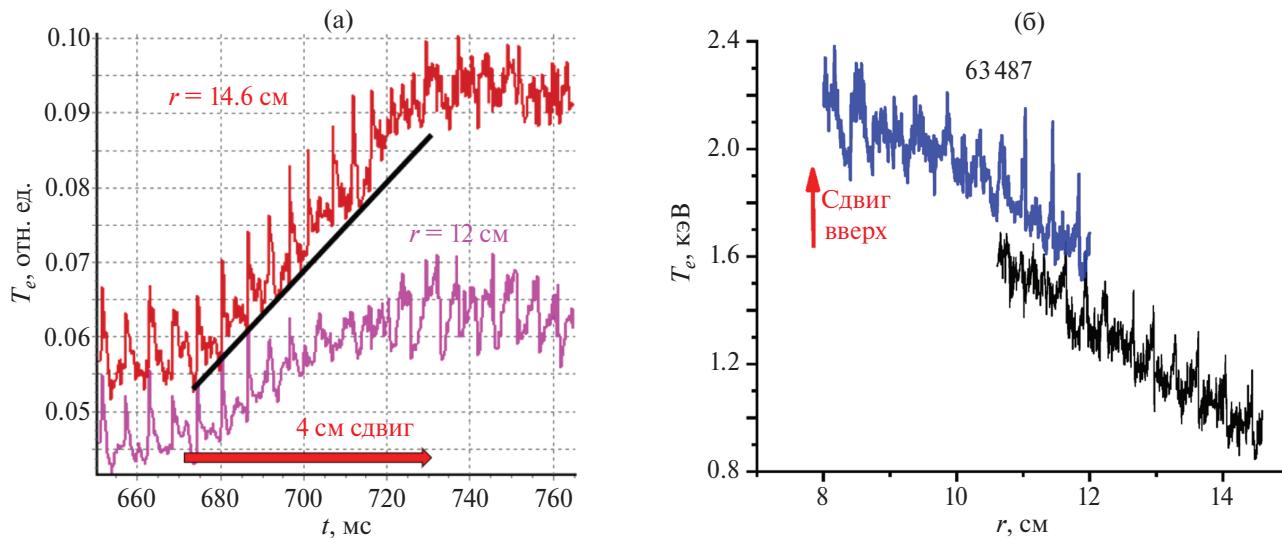


Рис. 4. Эволюция сырых некалиброванных сигналов с разрешением 1 мкс на двух каналах ЭЦИ в процессе сдвига на 4 см наружу при $P_{\text{ECRH}} = 0.4$ МВт в импульсе 64487 с $I_p = 225$ кА (а); эволюция тех же, но калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) в том же импульсе по радиусу (б). Верхняя кривая сдвинута вверх для избежания наложения.

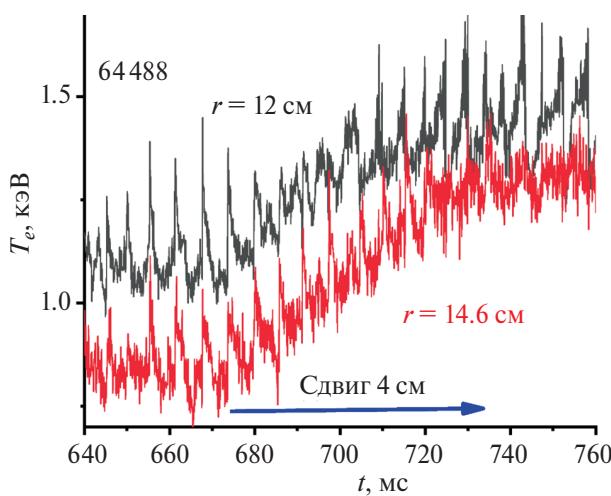


Рис. 5. Эволюция калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) на двух каналах ЭЦИ в процессе сдвига при $P_{\text{ECRH}} = 0.4$ МВт в импульсе 64488 с $I_p = 250$ кА. ВТБ не видно.

изменяя параметры разряда, перекрывать радиальные зоны измерения T_e при сдвиге (типичное расстояние между каналами измерений со стороны слабого магнитного поля составляет 2.5–3 см). Каких-либо явных признаков ВТБ в данном импульсе не наблюдается, что видно из временной зависимости калиброванных сигналов ЭЦИ (усреднение по 100 мкс), приведенных на рис. 8. Полная пространственная аппаратная функция приема детекторов ЭЦ-излучения определена экспериментально и верхнее ее значение при $P_{\text{ECRH}} = 0.85$ МВт составляет около 1 см, так как переход из градиентной в плоскую зону и про-

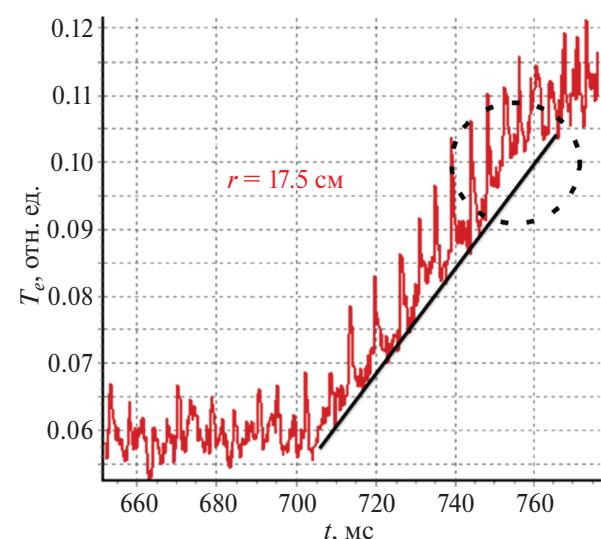


Рис. 6. Эволюция некалиброванного сигнала с разрешением 1 мкс на канале ЭЦИ с $r = 17.5$ см в процессе сдвига на 4 см наружу при $P_{\text{ECRH}} = 0.85$ МВт в импульсе 64493 с $I_p = 285$ кА.

исходит примерно на таком расстоянии (см. рис. 7, 8).

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО СДВИГОМ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ КО-ТОКА И КОНТРТОКА ДВУМЯ ГИРОТРОНАМИ ОБЩЕЙ МОЩНОСТЬЮ 1.5 МВт ПРИ ВОЛЬФРАМОВОМ ЛИМИТЕРЕ

Гибкость фокусирующей системы ввода СВЧ-излучения на токамаке Т-10, установленной в разных патрубках Т-10, позволяла индивидуально

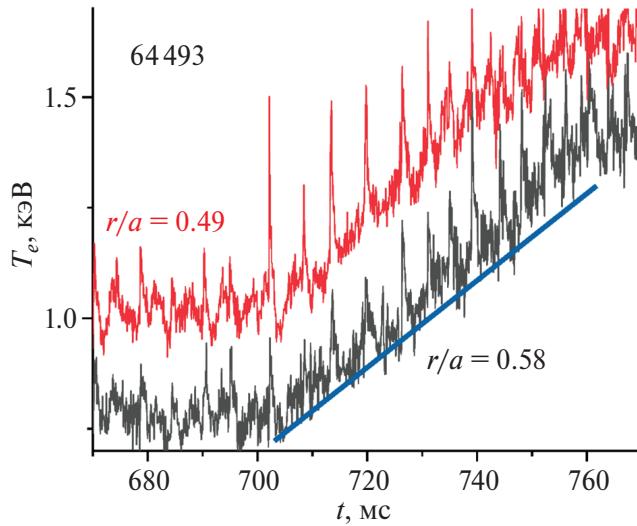


Рис. 7. Эволюция калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) на двух каналах ЭЦИ в импульсе 64493. Зона повышенного градиента видна в начале сдвига при $r = 14.7$ см и в конце его при $r = 17.5$ см.

изменять угол ввода ЭЦР-волн для трех гиротронов с частотой 140 ГГц. Схема и некоторые результаты экспериментов с одновременной генерацией ко-тока и контртока в центре плазмы двумя гиротронами общей мощностью 1.5 МВт описаны в работе [22]. Эти эксперименты, также как и описанные ниже эксперименты со сдвигом в том же режиме, были проведены в плазме с вольфрамовым лимитером. Именно в этом режиме был обнаружен новый тип скачкообразных L–Н-переходов с дальнейшим формированием ВТБ [22, 23].

Для изучения существования ВТБ в L-моде описанного выше режима были проведены 2 импульса с программируемым линейным по времени сдвигом плазменного шнура наружу на 3 см за 30 мс, с 814 по 844 мс ($n_{line} = 2.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $I_p = 220$ кА). В отличии от экспериментов, описанных в разделе 3, в данных импульсах хорошим было и качество сигналов ЭЦИ со стороны сильного магнитного поля. Величина тороидального поля равнялась $B_t = 2.47$ Тл в импульсе 73120 и была на 0.8% больше в импульсе 73121 (радиальные позиции каналов измерения T_e сдвинуты внутрь на 1.3 см на внешней половине радиуса). При таком поле генерация ЭЦ-тока и контртока происходит заведомо внутри r_s и не выходит за него в процессе сдвига. В импульсе 73121 два гиротрона работали с $t = 649$ по 849 мс, а в импульсе 73120 один гиротрон ошибочно выключился при $t = 846$ мс. Величина радиационных потерь со-

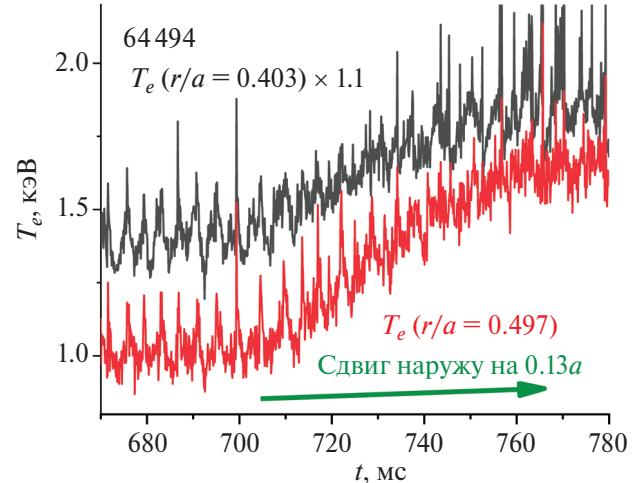


Рис. 8. Эволюция калиброванных сигналов (усреднение по 100 мкс) на двух каналах ЭЦИ в процессе сдвига на 4 см наружу при $P_{ECRH} = 0.85$ МВт в импульсе 64494 с $I_p = 290$ кА. ВТБ не видно.

ставляла 260 кВт в обоих импульсах. На рис. 9а приведено изменение T_e (калиброванных сигналов ЭЦИ, усредненных по 100 мкс при времени оцифровки 1 мкс) на различных радиусах в процессе сдвига на 3 см наружу при $P_{ECRH} = 1.5$ МВт в импульсе 73120 со стороны слабого магнитного поля. На рис. 9б показано то же со стороны сильного магнитного поля. Из эволюции верхней кривой на рис. 9а видно, что, в отличие от экспериментов предыдущей главы, четкого перехода T_e из градиентной зоны в плоскую не видно. Возможно, это связано с влиянием немаксвелловских электронов, возникающих при генерации тока ЭЦ-волнами. Это не позволяет определить полную пространственную аппаратную функцию приема детекторов ЭЦ-излучения.

Эволюция сырых сигналов ЭЦИ одного и того же канала в импульсе 73120 и в таком же импульсе 73121 (с тороидальным полем на 0.8% больше) показана на рис. 10. Время сдвига показано горизонтальной стрелкой. Из рис. 9, 10 следует, что в первые 20 мс сдвига градиент T_e заметно не меняется, что означает отсутствие сильных локальных ВТБ. В последние 10 мс сдвига, по-видимому, происходит некоторое изменение переноса в центральной части шнура. При генерации тока внутри поверхности $q = 1$ характер пилообразных колебаний может значительно изменяться [33]. Профиль тока уплощается в МГД-фазе внутреннего срыва [1]. Профиль тока меняется между последовательными пилообразными колебаниями сложным образом при генерации ЭЦ-тока (на-

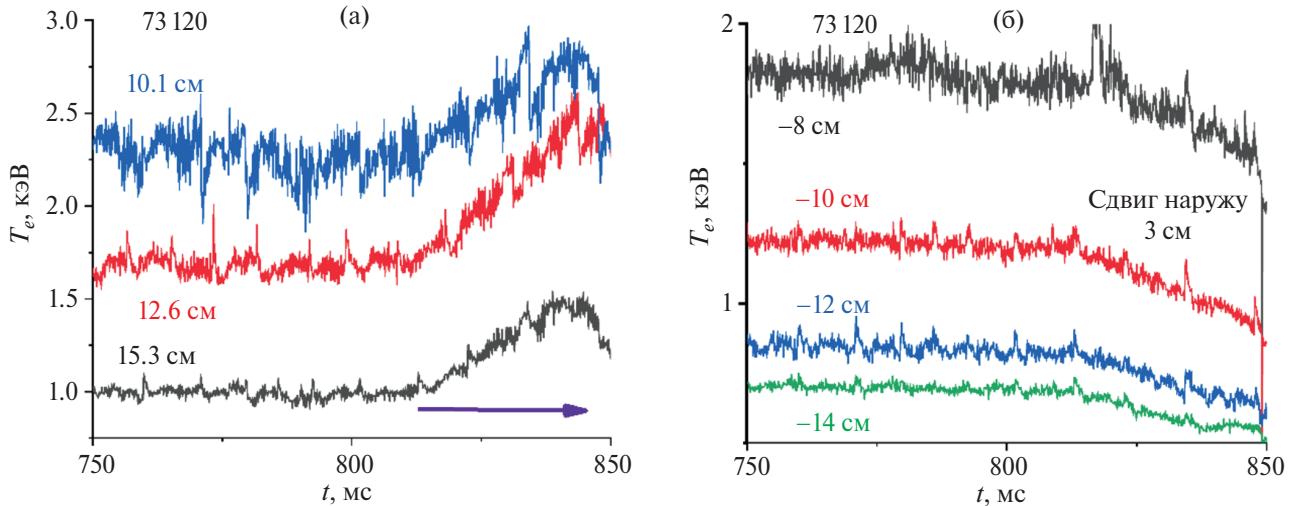


Рис. 9. Изменение калиброванных сигналов ЭЦИ (усреднение по 100 мкс) на различных радиусах в процессе сдвига на 3 см наружу при $P_{\text{ECRH}} = 1.5 \text{ МВт}$ в импульсе 73 120 с $I_p = 220 \text{ кA}$ со стороны слабого магнитного поля (а); то же со стороны сильного магнитного поля (б).

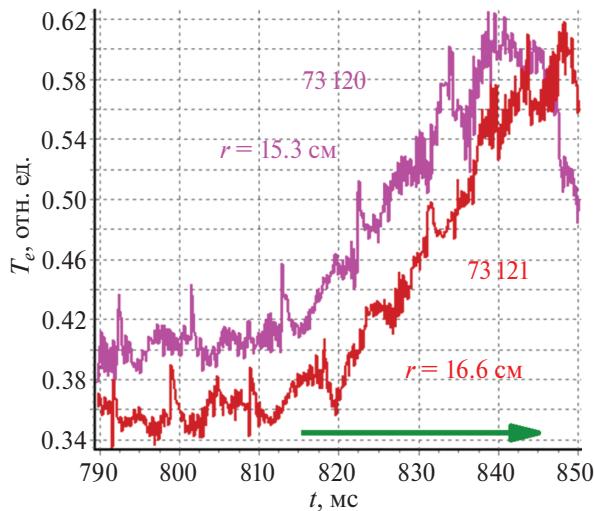


Рис. 10. Эволюция сырых сигналов ЭЦИ одного и того же канала в импульсе 73 120 и в таком же импульсе 73 121 с тороидальным полем на 0.8% больше. Время сдвига показано горизонтальной стрелкой.

пример, расчетная эволюция профиля q приведена в [7]), что может приводить к изменению величины χ_e в пространстве и времени. При сдвиге шнуря изменяется и радиальная позиция генерации как ко-тока так и контртока. По-видимому, это и приводит к изменению и пилообразных колебаний χ_e в конце сдвига.

5. ДИСКУССИЯ И ВЫВОДЫ

В токамаке RTP при центральном ЭЦ-нагреве были обнаружены ВТБ на профилях T_e , измеренных лазером по томпсоновскому рассеянию (см.

[19] и ссылки внутри) расположенные около низкорациональных значений q . Скачкообразные изменения T_e в центральной части шнуря происходили, когда зона ЭЦ-резонанса выходила за поверхности $q = 1, 1.5, 2$ при сдвиге позиции ЭЦ-резонанса наружу (при повышении величины B_t). Для объяснения этих результатов в работе [19] предположено существование ВТБ около низкорациональных значений q . Самый широкий ВТБ (около 8% малого радиуса) с величиной коэффициента электронной теплопроводности χ_e в 20–30 раз меньше, чем вне его, расположен около поверхности $q = 1$.

Эксперименты T-10 при нагреве на 1-й гармонике ЭЦР со сдвигом позиции ЭЦ-резонанса наружу при повышении величины B_t (вплоть до $r/a = 0.6$, что заметно дальше позиции $q = 1$) не показали изменений в энергосодержании плазмы (оно либо постоянно, либо слегка плавно снижается в пределах ошибок измерений) [35]. При генерации узкого профиля ЭЦ-тока одним гиротроном (см. пример расчетов в [7]) на 2-й гармонике ЭЦР, эксперименты с медленным сдвигом плазменного шнуря (см. рис. 30 в [35]) показывают не только то, что почти подавленные пилообразные колебания создают временные ВТБ (длительность 15–20 мс при периоде колебаний 35–50 мс [7, 12, 35]) при генерации тока именно в узкой зоне шириной 1 см около поверхности $q = 1$. При дальнейшем выходе зоны нагрева и генерации тока наружу возобновляются регулярные слабые пилообразные колебания, а T_e в цент-

ральной части шнура не изменяется, в отличие от результатов RTP. Итак видно, что результаты различных экспериментов T-10 системно не показывают наличие сильных ВТБ около поверхности $q = 1$. На токамаке TCV [36] показано плавное снижение энергосодержания плазмы при переходе через $q = 1$. В теоретической работе [37] показано, что около сепаратрисы магнитного острова существует зона повышенного ширина электрического радиального поля, а при вращении острова возникает добавочное радиальное электрическое поле. Одной из причин разницы между токамаками RTP и T-10 может являться разница удельного потока мощности через поверхность $q = 1$ (в T-10 он в 2.2 раза ниже при ЭЦРН мощностью 0.85 МВт и в 1.2 раза ниже при ЭЦРН мощностью 1.5 МВт).

При изменении значения ∇T_e в узкой зоне вне области поглощения ЭЦ-волн, величина χ_e почти обратно пропорциональна значению ∇T_e . Удвоение величины ∇T_e в узкой зоне шириной около 1 см, описанное в разделе 3, означает спад значения χ_e вдвое. Величина $\nabla T_e/T_e$ почти удваивается (важность изменения величины $R\nabla T_e/T_e$ как характеристики ВТБ изложена, в частности, в обзоре [38]). При зависимости $\chi_e(\nabla T_e/T_e - (\nabla T_e/T_e)_{\text{crit}})$ в моделях критических градиентов [39, 40] для L-моды (в омических режимах величина $\nabla T_e/T_e$ уже слегка превышает критическое значение), величина χ_e должна значительно увеличиться. Так, например, результаты экспериментов T-10 (нагрев на 1-й гармонике ЭЦР) и их моделирования в работе [41], проинтерпретированные с точки зрения изменения величины $\nabla T_e/T_e$ (см. рис. 1 в [42]) показывают, что величина χ_e должна более чем утроиться при удвоении значения $\nabla T_e/T_e$. Подобное увеличение величины χ_e происходит при удвоении величины $\nabla T_e/T_e$ и в модели канонических профилей [43]. Таким образом, значение χ_e в узкой зоне даже слабого ВТБ, описанного выше, отклоняется от скейлингов L-моды более чем в 6 раз.

На токамаке T-10 были проведены серии экспериментов с перпендикулярным вводом ЭЦ-излучения мощностью 0.4 и 0.8 МВт при центральном ЭЦРН и сдвигом шнура до 4 см в плазме с углеродным лимитером. В обоих случаях снаружи поверхности $q = 1$ (радиуса переворота фазы пилообразных колебаний) обнаружены узкие (ширина около 1 и 0.7 см) и слабые (спад коэффициента электронной теплопроводности примерно вдвое) ВТБ, исчезающие при изменении

параметров разряда. Данные ВТБ не вносят заметного вклада в энергосодержание плазмы (около 1%). Эти ВТБ в 2–3 раза уже и на порядок слабее, чем ВТБ около поверхности $q = 1$, предложенные ранее для объяснения результатов токамака RTP [18]. Полная пространственная аппаратная функция приема детекторов ЭЦ-излучения определена экспериментально и верхнее ее значение составляет около 1 см, так как переход из градиентной в плоскую зону около поверхности $q = 1$ и происходит примерно на таком расстоянии в различных импульсах.

ВТБ не обнаружены в экспериментах с одновременной генерацией со-тока и contr-тока двумя гиротронами общей мощностью 1.5 МВт в плазме с вольфрамовым лимитером.

По-видимому, данная статья является первой журнальной публикацией в мире об исследовании деталей профиля электронной температуры при запрограммированном быстром линейном во времени сдвиге плазменного шнура. Фактически, это дополнительная бесплатная диагностика, которую мы надеемся использовать и в экспериментах токамака T-15МД.

Авторы благодарны Н.А. Кирневой и Г.Е. Ноткину за полезные дискуссии и коллективу Т-10 за помощь в проведении экспериментов. Во всех экспериментах, описанных выше, ведущим режима Т-10 был Ю.Д. Павлов. Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадомцев Б.Б. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 710.
2. Бугаря В.И., Васин Н.Л., Вершков В.А., Егоров С.М., Есипчук Ю.В., Журавлев В.А., Ковров П.Е., Крупин В.А., Пименов А.Б., Разумова К.А., Стрижов В.Ф., Юшманов П.Н. // Физика плазмы. 1983. Т. 5. С. 914.
3. Bagdasarov A.A., Vasin N.L., Neudachin S.V., Savrukhan P.V. // Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Res. (Proc. 15th Int. Conf., Washington, 1990). Vienna: IAEA, 1991. V. 1. P. 253.
4. Neudatchin S.V., Kislov A.Ya., Krupin V.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Syshkov A.V., Borshagovskii A.A., Chistyakov V.V., Il'in V.I., Piterskii V.V., Poznyak V.I., Roi I.N. // Nuclear Fusion. 2003. V. 43. P. 1405.
5. Neudatchin S., Inagaki S., Itoh K., Kislov A., Kislov D., Krupin D., Kubo S., Lysenko S., Ohkubo K., Pavlov Y., Poznyak V., Shimozuma T., Sushkov A., Yakovlev M., Ida K. // J. Plasma Fusion Res. Ser. 2004. V. 6. P. 134.

6. Neudatchin S.V., Takizuka T., Sakamoto Y., Hayashi N., Isayama A., Kislov A.Ya., Krylov S.V., Pavlov Yu.D., Shirai H., Borschegovskii A.A. // Proc. 21st IAEA FEC, Chengdu, 2006. EX/P1-8.
7. Neudatchin S.V., Shelukhin D.A., Mustafin N.A. // J. Phys.: Conf. Series. 2017. V. 907. P. 012015. DOI: 10.1088/1742-6596/907/1/012015.
8. Pavlov Yu.D., Borshchegovskij A.A., Dremin M.M., Kakurin A.M., Krylov S.V., Nikulin M.Yu., Roy I.N., Zhuravlev V.A. // Proc. 21st IAEA FEC. Chengdu, 2006. EX/P3-11.
9. Razumova K.A., Alikoiev V.V., Borschegovskii A.A., Chistyakov V.V., Dremin M.M., Gorshkov A.V., Kislov A.Ya. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. P. 943.
10. Kirneva N.A., Alikoiev V.V., Borschegovskij A.A., Esipchuk Yu.V., Dremin M.M., Esipchuk Yu.V., Gorshkov A.V., Kislov A.Ya., Kislov D.A. et al. // 27th EPS Conf. Controlled Fusion and Plasma Phys. Budapest, 2000. P2.031.
11. Kirneva N.A., Esipchuk Yu.V., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Gorbunov E.P., Denisov V.Ph., Dremin M.M., Kakurin A.M., Khimchenko L.N., Kislov D.A. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 1787.
12. Neudatchin S.V., Shelukhin D.A., Borschegovskii A.A., Maltzev S.G., Myalton T.B., Mustafin N.A., Sergeev D.S. // Proc. 25th Fusion Energy Conference (St. Petersburg, 2014). 2014. EX/P1-43.
13. Asadulin G.M., Kirneva N.A., Bel'bas I.S., Gorshkov A.V., Panfilov D.S., Krylov S.V., Nemets A.P., Sergeev D.S., Solov'ev N.A. // Plasma Phys. Rep. 2024. V. 50. P. 222.
14. Koide Y., Kikuchi M., Mori M., Tsuji S., Ishida S., Asakura N., Kamada Y., Nishitani T., Hatae Y., Fujita T., Fukuda T., Sakasai A., Kondoh T., Yoshino R., and Neyatani Y. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 3662.
15. Kamada Y., Yoshino R., Nagami M., Ozeki T. // Nucl. Fusion. 1991. V. 31. P. 23.
16. Neudatchin S.V., Takizuka T., Shirai H., Fujita T., Isei N., Isayama A., Koide Y., Kamada Y. // Plasma Phys. Control. Fus. 1999. V. 41. P. L39.
17. Neudatchin S.V., Takizuka T., Hayashi N., Isayama A., Shirai H., Fujita T., Kamada Y., Koide Y., Suzuki T. // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 945.
18. Kin F., Itoh K., Yoshida M., Honda M., Kamada Y., Kamiya K., Narita E., Bando T. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 035030.
19. Hogewej G.M.D., Lopes Cardozo N.J., De Baar M.R., Schilham A.M.R. // Nucl. Fusion. 1998. V. 38. P. 1881.
20. Kantor M.Yu., Donne A.J.H., Jaspers R., Van der Meiden H.J. and TEXTOR Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 055002.
21. Аликаев В.В., Борщеговский А.А., Вершков В.А., Волков В.В., Горшков А.В., Гомм Ю.В., Грашин С.А., Дремин М.М., Елисеев Л.Г., Есипчук Ю.В. и др. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 979.
22. Borschegovskiy A., Neudatchin S., Pimenov I., Trukhin V., Dremin M., Kislov A., Pavlov Yu. // EPJ Web of Confer. 2019. V. 203. P. 02004. DOI: 10.1051/epjconf/201920302004.
23. Neudatchin S.V., Borschegovskiy A.A., Pimenov I.S., Zemtsov I.A. // Proc. 28-th Fusion Energy Conf. (virtual Conf. 2021). 2021. EX/P4-2.
24. Неудачин С.В., Борщеговский А.А., Пименов И.С. // Л Междунар. (Звенигородская) конфер. по физике плазмы и УТС, март 2023, ICPAF-2023. С. 105. DOI: 10.34854/ICPAF.2023.50.2023.1.1.061. <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/L/Sbornik-2023.pdf>
25. Koide Y., Takizuka T., Takeji S., Ishida S., Kikuchi M., Kamada Y., Ozeki T., Neyatani Y., Shirai H., Mori M. and Tsuji-Iio S. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. 1011.
26. Koide Y. and JT-60 Team // Phys. Plasmas. 1997. V. 4.
27. Neudatchin S.V., Shirai H., Takizuka T., Fujita T., Takeji S., Isei N., Ishida S., Kamada Y. // 24th EPS Conf. Controlled Fusion and Plasma Phys., Berchtesgaden, 1997. V. 24A. Part 2. P. 497. http://libero.ipp.mpg.de/libero/PDF/EPS_24_V2_1997.pdf
28. Takizuka T. // J. Plasma Fusion. Res. 2002. V. 78. P. 1282.
29. Позняк В.И., Валенсия О., Гридина Т.В., Какурин А.М., Пимерский В.В., Плоскирев Г.Н., Плоскирев Е.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 835.
30. Esipchuk Yu.V., Kirneva N.A., Borschegovskij A.A. et al. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2003. V. 45. P. 793.
31. Параил В.В., Перееверзев Г.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 27.
32. Днестровский Ю.Н., Неудачин С.В., Перееверзев Г.В. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 236.
33. Kislov D.A. for the T-10 Team // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S59019.
34. Alikoiev V.V., Arsentiev Yu.I., Bagdasarov A.A., Berezhovskij E.L., Borschegovskij A.A., Buzankin V. V., Vasin N.L., Verin A.E., Vertiporokh A.N., Vershkov V. A., Gegechkori N.M. et al. // Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res. 1984 IAEA-CN-44/F-I-1 (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984). Vienna: IAEA, 1985. V. 1. P. 419.
35. Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrovskij Yu.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliev M.R., Pavlov Yu.D., Savrukhan P. V., and T-10 team // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 102017.
36. Kirneva N.A., Razumova K.A., Pochezon A., Behn R., Coda S., Curchod L., Duval B.P., Goodman T.P., Labit B., Karpushov A.N., Rancic M., Sauter O., Silva M.

- and the TCV Team // Plasma Phys. Control. Fusion.* 2012. V. 54. P. 015011.
37. *Кавеева Е.Г., Рожанский В.А. // Письма ЖТФ.* 2004. Вып. 13. С. 19.
38. *Wolf R.E. // Plasma Phys. Control. Fusion.* 2003. V. 45. P. R1.
39. *Неудачин С.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез.* 1986. Вып. 3. С. 39.
40. *Rebut P-H., Lallia P.P. and Watkins M.L. // Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Nice, 1988).* Vienna: IAEA, 1989. V. 2. P. 191.
41. *Багдасаров А.А., Васин Н.Л., Есипчук Ю.В., Неудачин С.В., Разумова К.А., Саврухин П.В., Тарасян К.Н. // Физика плазмы.* 1987. Т. 13. С. 899.
42. *Neudatchin S.V., Shelukhin D.A. // Proc. 23-d Fusion Energy Conf. (Daejeon, Korea)* 2010. EXC/P4-09.
43. *Днестровский Ю.Н., Вериков В.А., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Зенин В.Н., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Шелухин Д.А., Субботин Г.Ф., Черкасов С.В. // Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 197.

INVESTIGATION OF ELECTRON TEMPERATURE PROFILE DETAILS DURING PLASMA COLUMN DISPLACEMENT AND ECRH POWER UP TO 1.5 MW IN THE T-10 TOKAMAK

S. V. Neudachin^a, *, **, A. A. Borschegovskii^a, I. S. Pimenov^a, and I. N. Roy^a

^a*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123098, Russia*

^{*}*e-mail: sneudat@yandex.ru*

^{**}*e-mail: nrcki@nrcki.ru*

The question of the existence of internal transport barriers (ITBs) around low-rational number values of the stability factor $q = 1, 2, \dots$ in the usual L-mode of tokamaks with central additional heating and positive magnetic shear remains open. To clarify the existence of such ITBs, experiments were carried out with a programmed linear time shift of the plasma column, in which the positions of the electron temperature measurements T_e of the emission at the second electron cyclotron harmonic are shifted relative to the plasma column, which allows one to study the T_e profile details. A series of experiments with perpendicular input of EC radiation with a power of 0.4 and 0.85 MW at a central ECRH and a fast (60 ms) shift of the column by 0.13a (minor plasma radius a) were carried out on the T-10 tokamak in plasma with a carbon limiter. In both cases, outside the $q = 1$ surface narrow (about 0.03a wide) and weak (a decrease in the coefficient of electron thermal conductivity χ_e by approximately two times) ITBs detected, which disappeared when the discharge parameters changed. These ITBs are 2–3 times narrower and an order of magnitude weaker than the ITBs near the surface $q = 1$, which was previously proposed to explain the RTP tokamak results. ITBs were not detected in the L-mode in experiments with simultaneous generation of a co-current and counter-current in the plasma center by two gyrotrons with a total power of 1.5 MW in a plasma with a tungsten limiter (column shift by 0.1a in 30 ms). This article appears to be the first journal publication on the study of T_e profile details with rapid movement of the plasma column.

Keywords: tokamak, electron cyclotron heating, internal transport barrier, programmable plasma shift