Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 2, с. 96 – 102

Идентификация зональных течений и их пространственное распределение в плазме стелларатора TJ-II

Г. А. Саранча[+*1)], *Л. Г. Елисеев*[+], *А. В. Мельников*[+*×], *Ф. О. Хабанов*[+], *Н. К. Харчев*[+○]

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт (НИУ), 141701 Долгопрудный, Россия*

[×]*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия*

[○]*Институт общей физики им. А. Н. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 апреля 2022 г.
После переработки 9 июня 2022 г.
Принята к публикации 9 июня 2022 г.

Для низкочастотных ($0 < f < 20$ кГц) колебаний электрического потенциала плазмы, измеренных в двух тороидально разнесенных вертикальных сечениях стелларатора TJ-II ($R = 1.5$ м, $a = 0.22$ м, $B = 1$ Тл) с помощью двойной диагностики зондирования пучком тяжелых ионов, наблюдаются дальние корреляции, а также тороидальная и полоидальная симметрия $n = m = 0$. Показано, что дальние корреляции не имеют магнитной компоненты или компоненты плотности. Таким образом, найденные в горячей зоне плазмы TJ-II низкочастотные симметричные структуры электрического потенциала являются зональными течениями. Их количественной характеристикой является квадратичный коэффициент когерентности γ^2 для дальних корреляций потенциала плазмы. В режиме с низкой плотностью $\bar{n}_e = 0.5 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$ и ЭЦР-нагревом впервые построена двумерная карта зональных течений (дальних корреляций) и обнаружена их баллонная структура: доминирование γ^2 на стороне слабого поля установки. Наблюдаемое в этой области снижение уровня электростатической турбулентности ($0 < f < 300$ кГц) согласуется с теоретически предсказанным подавлением широкополосной турбулентности за счет зональных течений.

DOI: 10.31857/S1234567822140051, EDN: iyfqeb

1. Введение. Зональные течения, как универсальное свойство турбулентности, наблюдаются в различных средах: атмосфере Земли и других планет, в лабораторной плазме термоядерных установок [1, 2]. В тороидальных установках – токамаках и стеллараторах зональные течения и геодезические акустические моды (ГАМ) и связанные с ними переменные электрические поля могут играть важную роль в формировании турбулентности и аномального переноса. Исследования радиального электрического поля, его стационарной и переменной компонент, а также их влияние на характеристики аномального переноса проводятся на различных установках: ТМ-4 [3], Т-10 [4], TJ-II [5], TEXTOR [6], MST [7], Heliotron-J [8] и HSX [9], GOLEM [10, 11], COMPASS [12, 13], STOR-M [14] и др., и суммированы в обзорах [15, 16] и монографии [17]. Электрический потенциал горячей области плазмы возможно измерять с помощью диагностики зондирования пучком тяжелых ионов (англ. HIBP – *Heavy Ion Beam Probe*) [18, 19]. На стеллараторе TJ-II (г. Мадрид, Испания) расположен двойной диагностический комплекс HIBP, состоящий из двух диагностик HIBP-I и HIBP-II, разнесенных на 90° в тороидальном направлении [20], он позволяет исследовать дальние корреляции параметров плазмы в их взаимосвязи с удержанием плазмы. Считается, что зональные течения – возникающие в замагниченной плазме полоидально и тороидально симметричные ($n = m = 0$) колебания полоидальной скорости (радиального электрического поля), порождаются мелкомасштабной дрейфовой турбулентностью и являются механизмом ее саморегулирования путем формирования радиальной неоднородности вращения плазмы, приводящего к деформации турбулентных вихрей вплоть до их разрыва на более мелкие [21, 22]. Таким образом, признаком зональных течений могут являться дальние корреляции (англ. LRC – *long-range correlations*) колебаний электрического потенциала, разнесенные тороидально и полоидально на расстояние, заметно превышающее корреляционную длину турбулентности, например, сравнимое с размерами плазмы. Для вы-

[1)]e-mail: sarancha.ga@phystech.edu

сокочастотной ветви зональных течений – геодезических акустических мод [23] дальние корреляции были обнаружены на токамаке Т-10 [24, 25]. На TJ-II было показано, что дальние корреляции существуют как на периферии [26], так и в горячей зоне плазмы [27, 28], нагреваемой с помощью электронного циклотронного резонанса (ЭЦРН), а также инжекции нейтральных атомов (NBI). Они наблюдаются в форме низкочастотных колебаний электрического потенциала плазмы, но не магнитных колебаний или колебаний плотности, а также имеют симметричную структуру $n = m = 0$. Таким образом, наблюдаемые дальние корреляции колебаний электрического потенциала являются характеристическим признаком зональных течений.

Работа организована следующим образом: в разделе 2 описан стелларатор TJ-II, принцип работы HIBP и схема эксперимента. В разделе 3 приведены результаты исследований пространственного распределения корреляций колебаний электрического потенциала (LRC) и их связи с широкополосной турбулентностью плазмы. Результаты суммированы в разделе 4.

2. Постановка эксперимента. На рисунке 1 представлен общий вид стелларатора TJ-II - четы-

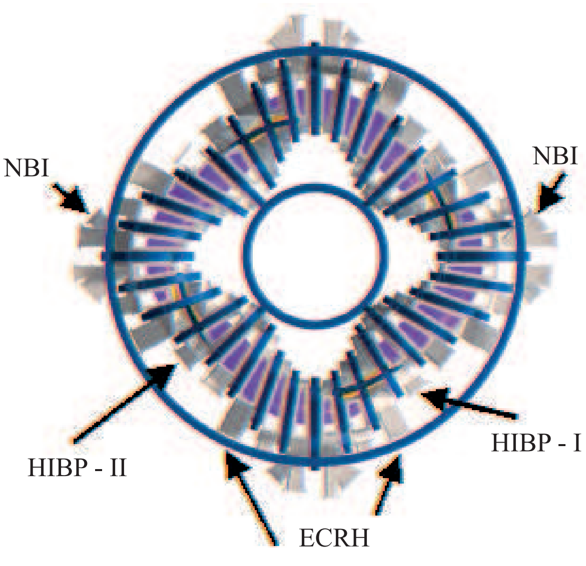

Рис. 1. (Цветной онлайн) Стелларатор TJ-II, вид сверху. Диагностический комплекс HIBP и системы нагрева плазмы

рехпериодного гелиака, с большим радиусом 1.5 м, малым радиусом 0.22 м и магнитным полем на оси 1 Тл. Плазма создается и нагревается с помощью ЭЦРН мощностью до 600 кВт, а также NBI с суммарной мощностью до 2 МВт. Система потоковых координат $(\rho; \theta)$ в вертикальным сечении плазменного шнура (в котором расположен HIBP-I), где ρ – нормализованный малый радиус – метка магнитной поверхности, θ – полярный угол, и двумерный профиль вращательного преобразования $\iota = 1/q$ представлены на рис. 2.

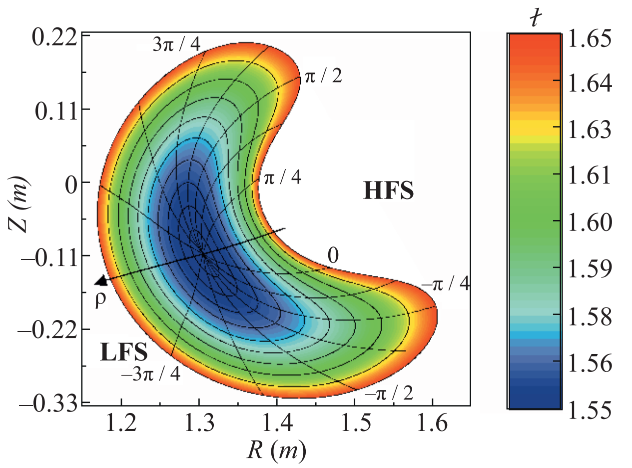

Рис. 2. (Цветной онлайн) Профиль вращательного преобразования ι в потоковых $(\rho; \theta)$ и декартовых координатах $(R; Z)$ в вертикальном сечении TJ-II, где расположен HIBP-I, для стандартной магнитной конфигурации

HIBP – это уникальная диагностика, позволяющая одновременно проводить независимые измерения электрического потенциала φ_{pl} и его флуктуаций, распределение плотности электронов n_e и ее флуктуации, а также флуктуации магнитного потенциала $\tilde{A}$ плазмы с высоким пространственным и временным разрешением (1 см и 1 МГц) в широком пространственном диапазоне (для стелларатора TJ-II: $-1 < \rho < 1$ при $\bar{n}_e \leq 2.5 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$) [29, 30].

Положение точки измерения зависит от энергии пучка $E_{\rm beam}$ и угла влета пучка в плазму, который определяется напряжением на отклоняющих пластинах. В ходе плазменного разряда это напряжение периодически изменялось, таким образом проводилось сканирование от стороны слабого поля (англ. LFS – *low field side*, $\rho = +1$) до стороны сильного поля (англ. HFS – *high field side*, $\rho = -1$) и обратно вдоль криволинейной линии наблюдения – детекторной линии. Детекторная линия перемещалась в вертикальном направлении путем изменения $E_{\rm beam}$ от импульса к импульсу. Таким способом строится двумерная карта измерений в вертикальном сечении TJ-II [31, 32].

На рисунке 3 представлен сценарий плазменного разряда: электрический потенциал плазмы φ_{pl} и

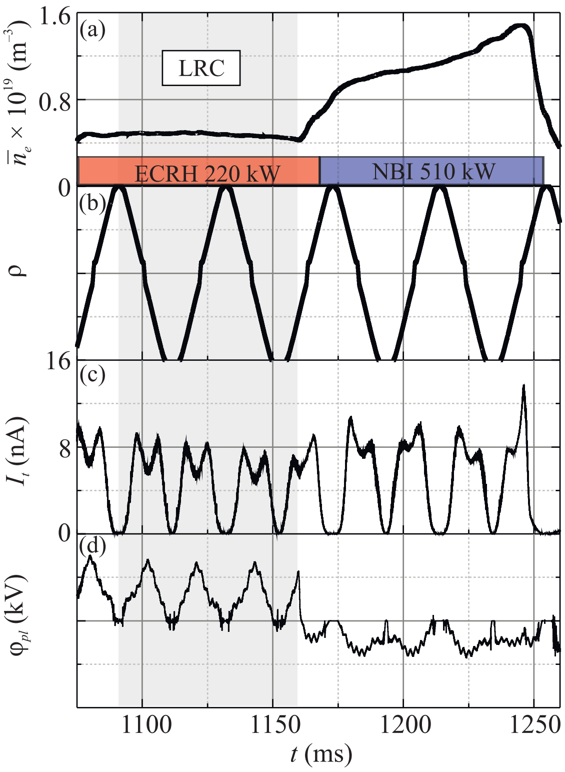

Рис. 3. (Цветной онлайн) Сценарий плазменного разряда для исследования дальних корреляций потенциала плазмы LRC. (a) – Временна́я эволюция среднехордовой плотности плазмы $\bar{n}_e$, измеренной по центральной хорде интерферометра. (b) – Радиальное положение измерительного объема $\rho_{\text{HIBP-I}}$ радиальные профили (c) – тока вторичного пучка HIBP I_t (плотности плазмы) и (d) – электрического потенциала φ_{pl}. Область наблюдения LRC отмечена серым прямоугольником

ток вторичного пучка I_t, измеренные HIBP, положение точки измерения тяжелого пучка ρ_{HIBP}, эволюция среднехордовой электронной плотности $\bar{n}_e$, а также мощность и время работы ЭЦРН и NBI. На рисунке 4 представлен профиль плотности $\bar{n}_e$ в рассматриваемом режиме (1080–1155 мс). В импульсах (# 49858, 49861, 49863, 49864, 49867–49876, 49878) HIBP-I и HIBP-II выполняли синхронное сканирование с LFS на HFS и обратно: $-1 < \rho_{\text{HIBP-I}}(t) = \rho_{\text{HIBP-II}}(t) < 1$. При этом HIBP-II изменял энергию пучка E_{beam} от импульса к импульсу и сдвигал детекторную линию в вертикальном направлении, а HIBP-I выполнял сканирование по одной и той же детекторной линии, проходящей практически через центр плазмы. Таким образом, и на LFS, и на HFS в каждый момент времени t данные HIBP-I и HIBP-II регистрируются на одной и той же магнитной поверхности в двух вертикальных сечениях при различных значениях полоидального угла.

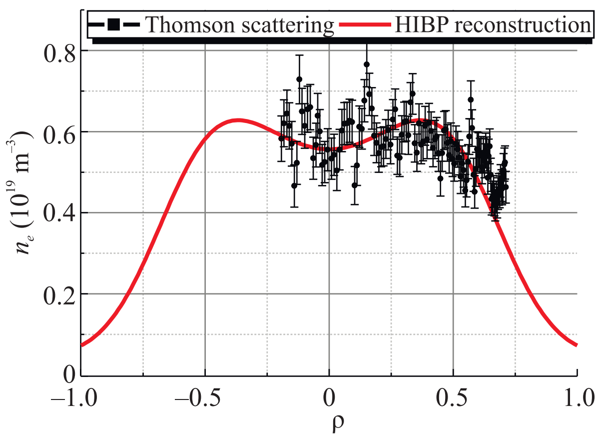

Рис. 4. (Цветной онлайн) Профиль плотности $\bar{n}_e(\rho)$, измеренный с помощью диагностики томсоновского рассеяния (черные точки) и HIBP (красная линия)

3. Экспериментальные результаты.

3.1. Пространственное распределение LRC колебаний электрического потенциала. Для анализа дальних корреляций используются такие спектральные характеристики измеряемых сигналов как спектральная (*Power Spectral Density*) и кросс-спектральная (*Cross-Spectral Density*) плотности мощности колебаний

$$\text{PSD}_{xx}(f,t) = \langle F_x, F_x^* \rangle, \text{CSD}_{xy}(f,t) = \langle F_x, F_y^* \rangle,$$

квадратичный коэффициент когерентности

$$y_{xy}^2 = \frac{\text{CSD}_{xy}^2}{\text{PSD}_{xx} \cdot \text{PSD}_{yy}}$$

и кросс-фаза

$$\Delta\theta = \text{arctg}\frac{\text{Im}\,\text{CSD}_{xy}}{\text{Re}\,\text{CSD}_{xy}}.$$

Исследование дальних корреляций параметров плазмы, измеряемых с помощью HIBP-I и HIBP-II путем построения спектров $\gamma^2(f)$ и CSD(f), показало, что их статистически значимые величины существуют только в диапазоне 0–20 (рис. 5) и только для сигналов электрического потенциала $\tilde{\varphi}_{pl}$, но не плотности $\tilde{n}_e$ или магнитного потенциала $\tilde{A}$.

Таким образом установлено наличие LRC и их частотный диапазон. Временна́я эволюция $\gamma^2(t)$, усредненная по частотному диапазону LRC в течение сканирования от LFS до HFS, была перестроена в пространственное распределение $\gamma^2(\rho)$ с помощью расчетной кривой $\rho(t)$. Схема интерпретации результатов с помощью двумерной карты показана на рис. 6.

На рисунке 7 представлено двумерное распределение кросс-спектра (a) и коэффициента когерентно-

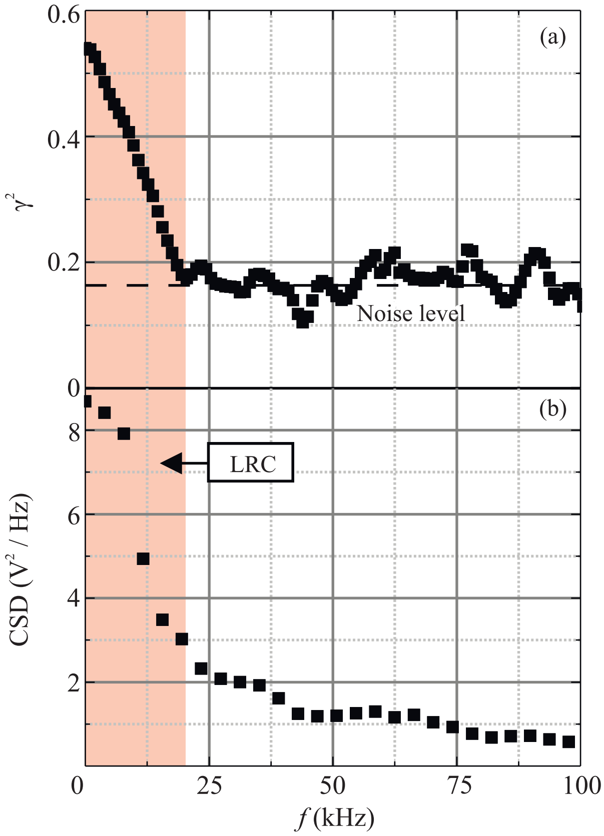

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Спектр квадратичного коэффициента когерентности колебаний электрического потенциала $\tilde{\varphi}_{pl}$. (b) – Кросс-спектр плотности мощности колебаний электрического потенциала $\tilde{\varphi}_{pl}$

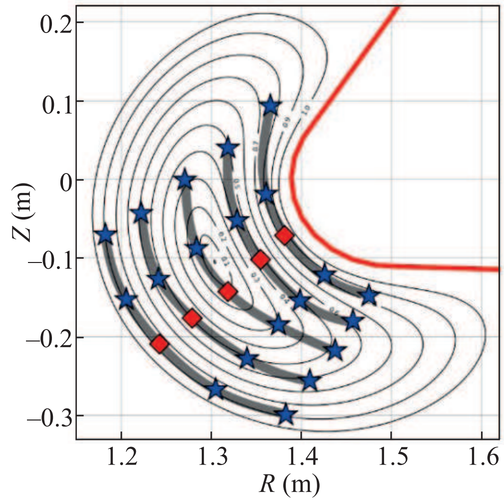

Рис. 6. (Цветной онлайн) Схема эксперимента. Ромбы отвечают детекторной линии HIBP-I, а звезды – детекторным линиям HIBP-II. Измерения, произведенные в один момент времени, соединены серой линией. Коэффициент когерентности γ^2 между сигналами HIBP-I и HIBP-II в данный момент времени будет отмечен на двумерной карте в точке измерения HIBP-II. Все представленные ниже двумерные карты являются интерполяцией экспериментальных данных

сти (b) локальных колебаний электрического потенциала в точках, расположенных в сечениях HIBP-I и HIBP-II на одном и том же нормализованном радиусе всюду, за исключением центральной области плазмы. Шумовой уровень когерентности $\gamma^2_{\text{noise}} = 0.15$ был определен как среднее значение в полосе 0.8–1.0 МГц, где когерентные колебания отсутствуют. Рисунок 7a показывает, что мощность согласованных колебаний электрического потенциала CSD в частотном интервале 0–20 кГц заметно (в 3 раза) больше на стороне сильного поля, в то время как их доля в спектре, выражаемая квадратичным коэффициентом когерентности γ^2 заметно доминирует на LFS, что указывает более высокий уровень зональных течений. Границы области существования LRC на LFS согласуются с магнитными поверхностями: внешняя линия уровня $\gamma^2 = 0.4$ совпадает с поверхностью $\rho = 0.8$, а внутренняя – с поверхностью $\rho = 0.2$.

3.2. Пространственное распределение флуктуаций электрического потенциала и электронной плотности. Двумерное распределение мощности колебаний $\text{PSD}_{\text{HIBP-II}}$, CSD электрического потенциала $\tilde{\varphi}_{pl}$ и относительных колебаний электронной плотности $\tilde{n}_e/n_e$ в частотной полосе 0–300 кГц приведено на рис. 8, 9.

Рисунки 8, 9 показывают наличие антибаллонного эффекта в распределении широкополосных флуктуаций потенциала и плотности плазмы, т.е. структуры, имеющей противоположный характер распределению γ^2 для LRC. Пространственное расположение области более интенсивных зональных течений (высокого γ^2 для LRC) на LFS совпадает с областью снижения интенсивности широкополосной турбулентности, что согласуется с предположением о подавлении широкополосной электростатической турбулентности за счет развития зональных течений. Это наблюдение согласуется с результатами CHS, где было установлено увеличение амплитуды зональных течений (в форме низкочастотных флуктуаций потенциала), сопровождаемое снижением уровня широкополосных колебаний после формирования внутреннего транспортного барьера [33]. Однако, в отличие от высокочастотной разновидности зонального течения – ГАМ, для которой было установлено наличие трехволнового взаимодействия с широкополосной турбулентностью [34, 35], для низкочастотных зональных течений на обоих стеллараторах TJ-II и CHS бикогерентности колебаний электрическо-

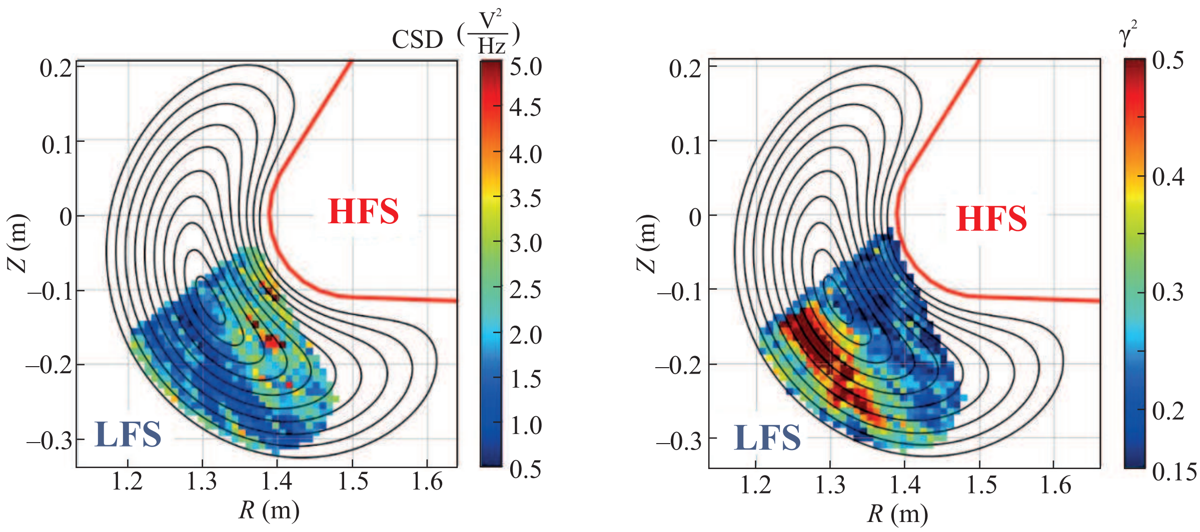

Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Пространственное распределение кросс-спектральной мощности CSD колебаний потенциала плазмы $\tilde{\varphi}_{pl}$ для LRC в частотной полосе 0–20 кГц. Наблюдается снижение уровня колебаний на стороне слабого поля – антибаллонный эффект. (b) – Пространственное распределение интенсивности зональных течений в виде коэффициента когерентности для LRC электрического потенциала в сечении HIBP-II. Цветом указаны величины статистически значимого коэффициента когерентности ($\gamma^2(\rho;\theta) > \gamma^2_{\mathrm{noise}} = 0.15$). Наблюдается повышение интенсивности зональных течений (уровня γ^2) на LFS – баллонный эффект

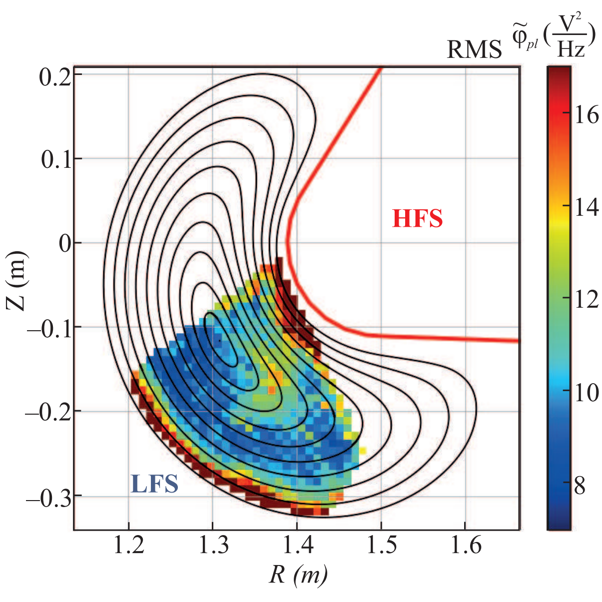

Рис. 8. (Цветной онлайн) Пространственное распределение мощности колебаний $\mathrm{PSD_{HIBP\text{-}II}}$ потенциала плазмы $\tilde{\varphi}_{pl}$ в частотной полосе 0–300 кГц. Наблюдается снижение уровня колебаний на стороне слабого поля – антибаллонный эффект

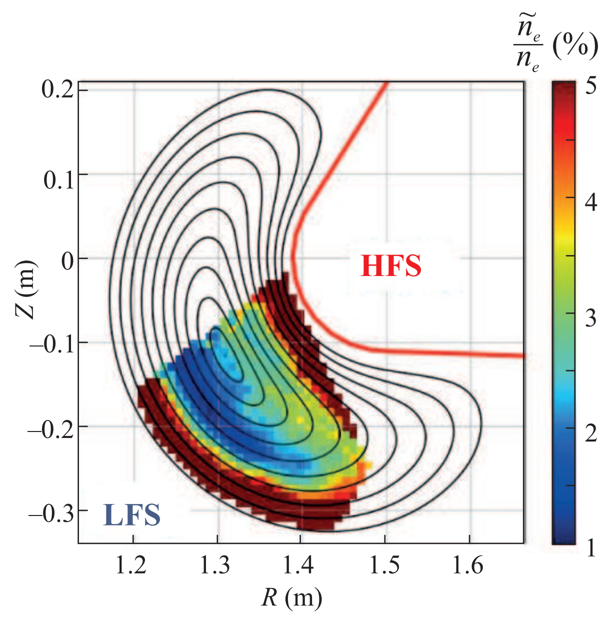

Рис. 9. (Цветной онлайн) Пространственное распределение колебаний электронной плотности $\tilde{n}_e/n_e$ в частотной полосе 0–300 кГц. Наблюдается заметный антибаллонный эффект

го потенциала и флуктуаций электронной плотности обнаружено не было, и механизм трехволнового взаимодействия экспериментального подтверждения не получил. Таким образом, механизм взаимодействия низкочастотных зональных течений и широкополосной турбулентности остается открытым вопросом дальнейшего теоретического, а также экспериментального исследования.

3.3. Пространственная симметрия LRC. С помощью техники, описанной в разделе 3.1, построена двумерная карта кросс-фазы $\Delta\theta$ между колебаниями электрического потенциала $\tilde{\varphi}_{pl}$ в сечениях HIBP-I и HIBP-II (рис. 10). При наличии винтовой структуры у LRC, ожидаемая кросс-фаза должна быть $|\Delta\theta(\text{HIBP-I}; \text{HIBP-II})| \geq \pi/4$ уже при минимальных значениях модовых чисел $n, m \geq 1$, в то время как экспериментально измеренная величина не превышает по модулю $\pi/8$ по всему сечению плазменного шнура. Отсюда следует, что обнаруженные LRC имеют тороидально и полоидально симметричную структуру $n = m = 0$, что подтверждает их идентификацию как зональных течений.

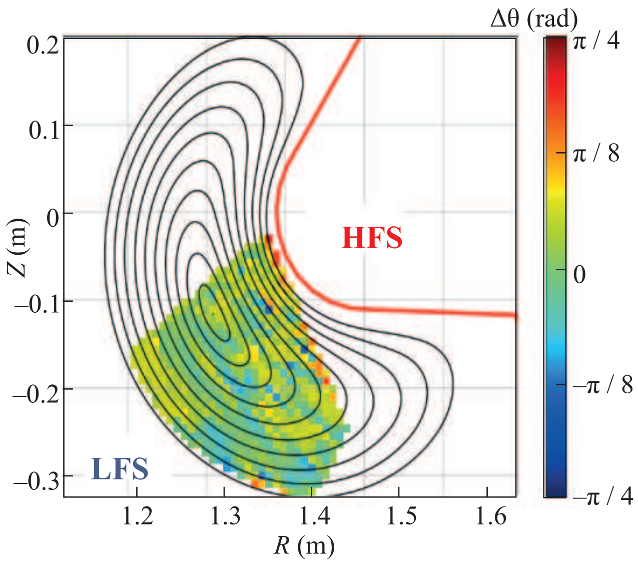

Рис. 10. (Цветной онлайн) Двумерная карта кросс-фазы между колебаниями электрического потенциала $\tilde{\varphi}_{pl}$ в сечениях HIBP-I и HIBP-II

4. Выводы.

• Построена двумерная карта дальних корреляций низкочастотных ($0 < f < 20$ кГц) возмущений электрического потенциала в плазме с низкой плотностью и ЭЦР-нагревом, показана их тороидальная и полоидальная симметрия $n = m = 0$ что позволяет их идентифицировать как зональные течения.

• Показано, что зональные течения имеют асимметричную структуру: распределение мощности когерентных колебаний электрического потенциала (CSD) в спектральной полосе LRC имеет антибаллонный характер, а их доли от полной мощности колебаний (γ^2) или относительной мощности зональных течений – баллонный. В то же время широкополосная ($0 < f < 300$ кГц) электростатическая турбулентность имеет антибаллонную структуру, что указывает на согласие наблюдений с предположением о подавлении широкополосной турбулентности за счет развития зональных течений.

Авторы выражают глубокую признательность коллективу стелларатора TJ-II, CIEMAT, Мадрид, Испания, под руководством Карлоса Идальго, и группе HIBP из ХФТИ, Харьков, Украина, под руководством А. С. Козачка и Л. И. Крупник, за многолетнее трехстороннее сотрудничество в исследованиях на TJ-II, за помощь в проведении экспериментов и плодотворные обсуждения.

Работа А. В. Мельникова поддержана программой повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

1. A. Fujisawa, Nucl. Fusion. **49**, 013001 (2009).
2. A. V. Melnikov, Nat. Phys. **12**, 386 (2016).
3. В. И. Бугаря, А. В. Горшков, С. А. Грашин, И. В. Иванов, В. А. Крупин, Л. И. Крупник, И. С. Недзельский, А. В. Мельников, К. А. Разумова, Ю. А. Соколов, Письма в ЖЭТФ **38**(7), 337 (1983).
4. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. V. Perfilov, V. F. Andreev, S. A. Grashin, K. S. Dyabilin, A. N. Chudnovskiy, M. Yu. Isaev, S. E. Lysenko, V. A. Mavrin, M. I. Mikhailov, D. V. Ryzhakov, R. V. Shurygin, V. N. Zenin and the T-10 Team, Nucl. Fusion **53**, 093019 (2013).
5. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, T. Estrada et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **53**, 092002 (2013).
6. A. Krämer-Flecken, S. Soldatov, D. Reiser, M. Kantor, and H. R. Koslowski, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 015001 (2009).
7. T. Nishizawa, A. F. Almagri, J. K. Anderson, W. Goodman, M. J. Pueschel, M. D. Nornberg, S. Ohshima, J. S. Sarff, P. W. Terry, and Z. R. Williams, Phys. Rev. Lett. **122**, 105001 (2019).
8. S. Ohshima, H. Okada, L. Zang et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **63**, 104002 (2021).
9. R. S. Wilcox, B. Ph. van Milligen, C. Hidalgo, D. T. Anderson, J. N. Talmadge, F. S. B. Anderson, and M. Ramisch, Nucl. Fusion **51**, 083048 (2011).
10. G. Sarancha, V. Svoboda, J. Stockel, and A. V. Melnikov, J. Phys. Conf. Ser. **2055**, 012003 (2021).
11. G. A. Sarancha, A. S. Drozd, I. A. Emekeev, S. A. Ganin, D. Kropackova, I. S. Kudashev, V. V. Kulagin, M. Lauerova, A. V. Melnikov, N. S. Sergeev, O. D. Krokhalev, J. Stockel, and V. Svoboda, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **44**(4), 92 (2021).
12. A. V. Melnikov, T. Markovic, L. G. Eliseev et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 065006 (2015).

13. J. Seidl, J. Krbec, M. Hron et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **57**, 126048 (2017).
14. D. Basu, M. Nakajima, A. V. Melnikov, D. McColl, A. Rohollahi, S. Elgriw, C. Xiao, and A. Hirose, Nucl. Fusion **58**, 024001 (2018).
15. A. Fujisawa, T. Ido, A. Shimizu et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **47**, S718 (2007).
16. А. В. Мельников, В. А. Вершков, С. А. Грашин, М. А. Драбинский, Л. Г. Елисеев, И. А. Земцов, В. А. Крупин, В. П. Лахин, С. Е. Лысенко, А. Р. Немец, М. Р. Нургалиев, Н. К. Харчев, Ф. О. Хабанов, Д. А. Шелухин, Письма в ЖЭТФ **115**(6), 360 (2022).
17. A. V. Melnikov, *Electric Potential in Toroidal Plasmas*, Springer Nature Switzerland AG (2019).
18. F. C. Jobes and R. L. Hickok, Nucl. Fusion **10**, 195 (1970).
19. A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, L. G. Eliseev et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **57**, 072004 (2017).
20. O. O. Chmyga, E. Ascasibar, J. Barcala et al. (Collaboration), Probl. Atom. Sci. Technol. Ser. Plasma Phys. **1**, 248 (2019).
21. P. H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh, and T. S. Hahm, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, R35 (2005).
22. H. Biglari, P. H. Diamond, and P. W. Terry, Physics of Fluids B: Plasma Physics **2**, 1 (1990).
23. А. В. Мельников, Л. Г. Елисеев, С. Е. Лысенко, С. В. Перфилов, Р. В. Шурыгин, Л. И. Крупник, А. С. Козачок, А. И. Смоляков, Письма в ЖЭТФ **100**(9), 633 (2014).
24. А. В. Мельников, Л. Г. Елисеев, С. Е. Лысенко, С. В. Перфилов, Д. А. Шелухин, В. А. Вершков, В. Н. Зенин, Л. И. Крупник, А. С. Козачек, Н. К. Харчев, М. В. Уфимцев, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **38**(1), 49 (2015).
25. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. E. Lysenko, S. V. Perfilov, D. A. Shelukhin, V. A. Vershkov, V. N. Zenin, L. I. Krupnik, and N. K. Kharchev, J. Phys. Conf. Ser. **591**, 012003 (2015).
26. M. A. Pedrosa, C. Silva, C. Hidalgo, B. A. Carreras, R. O. Orozco, and D. Carralero, Phys. Rev. Lett. **100**(21), 215003 (2008).
27. A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, E. Ascasibar et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion. **60**, 084008 (2018).
28. J. A. Alonso, E. Sánchez, I. Calvo, J. L. Velasco, K. J. McCarthy, A. Chmyga, L. G. Eliseev, T. Estrada, R. Kleiber, L. I. Krupnik, A. V. Melnikov, P. Monreal, F. I. Parra, S. Perfilov, and A. I. Zhezhera, Phys. Rev. Lett. **118**, 185002 (2017).
29. A. V. Melnikov, Symmetry **13**(8), 1367 (2021).
30. P. O. Khabanov, L. G. Eliseev, A. V. Melnikov, M. A. Drabinskiy, C. Hidalgo, N. K. Kharchev, A. A. Chmyga, A. S. Kozachek, I. Pastor, J. L. de Pablos, A. Cappa, and V. P. Shevelko, JINST **14**, C09033 (2019).
31. R. Sharma, P. O. Khabanov, A. V. Melnikov et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **27**, 062502 (2020).
32. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, J.-M. Barcala et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion. **64**, 054009 (2022).
33. A. Fujisawa, K. Itoh, H. Iguchi et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**(16), 165002 (2004).
34. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. E. Lysenko, M. V. Ufimtsev, and V. N. Zenin, Nucl. Fusion **57**, 115001 (2017).
35. G. A. Riggs, S. H. Nogami, M. E. Koepke, A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. E. Lysenko, P. O. Khabanov, M. A. Drabinskij, N. K. Kharchev, A. S. Kozachek, and M. V. Ufimtsev, Journal of Plasma Physics **87**(3), 885870301 (2021).