Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 4, с. 245 – 249 © 2015 г. 25 августа

Влияние турбулентности в переходном процессе электронно-циклотронного нагрева на стеллараторе Л-2М

Г. М. Батанов[+1)], *В. Д. Борзосеков*[+], *Д. Г. Васильков*[+*], *Е. М. Кончеков*[+×], *Д. В. Малахов*[+×○], *К. А. Сарксян*[+], *Н. К. Харчев*[+], *Ю. В. Хольнов*[+]

[+] *Институт общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Московский государственный технический университет им. Баумана, 105005 Москва, Россия*

[×] *Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Пирогова, 117997 Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 21 апреля 2015 г.

После переработки 9 июля 2015 г.

Методами обратного и малоуглового рассеяния излучения гиротрона на флуктуациях плотности плазмы измерены флуктуации плотности в переходном процессе при электронно-циклотронном (ЭЦ) нагреве. С помощью оценок показаны рост и падение турбулентных потоков тепла при включении/отключении дополнительного ЭЦ-нагрева. Обсуждается вопрос о возможности возбуждения вихрей дрейфовых волн и их взаимосвязи с быстрыми аномальными переносами тепла при ЭЦ-нагреве.

DOI: 10.7868/S0370274X15160055

В тороидальных магнитных ловушках, токамаках и стеллараторах при ЭЦ-нагреве плазмы в переходном процессе при включении и отключении нагрева наблюдаются явления аномально быстрого переноса тепла и частиц: эффект быстрого выноса частиц (density pump-out [1, 2]) и дисбаланса мощности (missing power [3, 4]). Существуют различные модели такого аномального переноса (см., например, [5]). Однако до сих пор остается открытым вопрос об изменении турбулентности (например, флуктуаций плотности) в таком переходном процессе и ее роли в аномальном переносе тепла и частиц. Проблема взаимосвязи быстрых аномальных потерь при ЭЦ-нагреве с вихрями дрейфовых волн ранее обсуждалась нами в работе [6] в связи с наблюдением быстрых потерь на стеллараторе Л-2 [7].

В настоящей заметке сообщается об эволюции коротковолновых ($k_\perp \approx 30\,\text{см}^{-1}$) и длинноволновых ($k_\perp \approx 1\,\text{см}^{-1}$) флуктуаций плотности при включении/отключении ЭЦ-нагрева на стеллараторе Л-2М.

Двухзаходный стелларатор Л-2М имеет большой средний радиус тора $R_0 = 100$ см, радиус вакуумной камеры 17.5 см, средний радиус граничной магнитной поверхности $a_0 = 11.5$ см, угол вращательного преобразования $\mu(0) = 0.17$ на магнитной оси и $\mu(a_0) = 0.8$ на крайней магнитной поверхности. Электронно-циклотронный (ЭЦ)-нагрев плазмы осуществляется двумя гиротронами с частотой ~ 75 ГГц на второй гармонике гирочастоты электронов. Ввод микроволновых пучков производился через внешние горизонтальные патрубки в двух соседних сечениях тороидальной камеры. Дополнительный нагрев может быть реализован двумя способами. При равной длительности импульсов 8 мс запуск импульса второго гиротрона с задержкой в 4 мс относительно первого создает режим удвоения нагрева в течение перекрытия импульсов гиротронов (4 мс). Этот способ включения использовался при центральном нагреве. При нецентральном нагреве была использована другая последовательность включения гиротронов. Во время импульса нагрева второго гиротрона длительностью 12 мс на 4 мс включается первый гиротрон. При этом задержка запуска первого гиротрона относительно запуска второго составляет 4 мс.

Коротковолновые флуктуации плотности ($k_\perp \approx 30\,\text{см}^{-1}$) измерялись с помощью обратного рассеяния излучения второго гиротрона. Регистрация рассеянного излучения производилась с использованием гомодинного детектирования. В качестве опорного сигнала служила часть мощности гиротрона [8, 9]. Длинноволновые флуктуации изучались методом малоуглового рассеяния излучения того же гиротрона [10].

В случае обратного рассеяния область рассеяния составляет всю длину микроволнового пучка от граничной поверхности плазмы до области ЭЦР. В слу-

[1)] e-mail: batanov@fpl.gpi.ru

чае малоуглового рассеяния область рассеяния охватывает всю центральную хорду сечения плазменного шнура.

Измерения эволюции турбулентности были выполнены при двух режимах ЭЦ-нагрева, отличающихся друг от друга мощностью нагрева, временной эволюцией плотности плазмы в течение разряда и положением области гирорезонанса в поперечном сечении плазменного шнура (центральный и нецентральный нагрев).

В диагностиках коллективного рассеяния обычно определяется средний квадрат флуктуаций плотности $\langle n_\sim^2\rangle$. Вместе с тем турбулентные потоки тепла и частиц зависят также от температуры частиц. Поскольку мы имеем в виду турбулентность дрейфовых волн, естественно использовать выражение для плотности потока тепла, которое может быть записано как $q_e = ck_\perp T_e^2\langle n_\sim^2\rangle(\langle n\rangle eB_0)^{-1}\cdot\xi(t)$, где c – скорость света, e – заряд электрона, B_0 – магнитная индукция, T_e – температура электронов, $\langle n\rangle$ – средняя плотность плазмы, $\xi(t)$ – функция фазового сдвига между флуктуациями плотности и потенциала. В этом выражении учтено, что скорость колебаний плазмы в волне зависит от T_e: $v_\sim = cE_\sim/B_0 = ck_\perp T_e(\langle n_\sim\rangle/\langle n\rangle)(B_0e)^{-1}$. Поскольку нас интересует зависимость потока тепла от мощности ЭЦ-нагрева, далее будет представлен временной ход как $\langle n_\sim^2\rangle$, так и $T_e^2\langle n_\sim^2\rangle/\langle n\rangle$.

Результаты измерений для центрального ЭЦ-нагрева ($B_0 = 1.34$ Тл на оси вакуумной камеры) приведены на рис. 1. Величина $\langle n_\sim^2\rangle$ измерялась по обратному рассеянию необыкновенной волны с помощью квазиоптического ответвителя. Средняя плотность плазмы измерялась по центральной хорде сечения плазменного шнура с помощью двухмиллиметрового интерферометра, а температура электронов – по тепловому излучению плазмы в ее центре на второй гармонике гирочастоты электронов 76 ГГц. Абсолютная калибровка приемников для определения температуры электронов выполнялась по измерениям мягкого рентгеновского излучения методом фольг. Оцифровка сигналов проводилась с частотой 5 МГц. Мощность каждого из гиротронов составляла 130–150 кВт. Значение $\langle n_\sim^2\rangle$ определялось как квадрат быстро осциллирующей (≥ 5 кГц) компоненты отраженного излучения [8, 9] и усреднялось по 500 отсчетам (100 мкс). Для расчетов турбулентных потоков тепла плотность плазмы нормировалась на 10^{13} см$^{-3}$, а температура на 100 эВ.

Как видно из рис. 1a, при включении второго гиротрона на 52-й мс (фронт ~ 40 мкс) уже имеется высокий уровень флуктуаций в плазме, созданной и нагретой излучением первого гиротрона. Эволюция

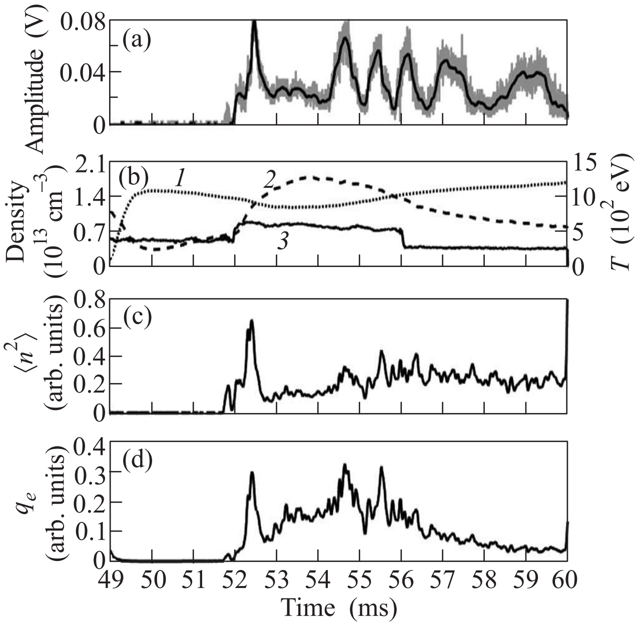

Рис. 1. Эволюция коротковолновых флуктуаций плотности и турбулентного потока тепла. Центральный ЭЦ-нагрев. (a) – Сигнал детектора смешения опорного, отраженного и рассеянного назад излучения. (b) – Средняя плотность (*1*), центральная температура (*2*), суммарная мощность излучения гиротронов (*3*). (c) – Квадрат флуктуаций плотности. (d) – Турбулентный поток тепла. Представленные на всех рисунках кривые $\langle n_\sim^2\rangle$ и q_e усреднены по измерениям пяти разрядов стелларатора Л-2М. В отдельных разрядах модуляция этих величин достигает 100 %

флуктуаций плотности во времени носит вспышечный характер с характерным временем 0.1–0.3 мс. Увеличение уровня флуктуаций плотности в 1.5–2 раза возникает с задержкой в 2–2.5 мс после включения второго гиротрона на 52-й мс. Далее этот уровень сохраняется и после отключения первого гиротрона на 56-й мс. После включения мощности второго гиротрона (рис. 1b) происходит рост температуры электронов до 54-й мс почти в 2.5 раза. Последующее ее падение после 54-й мс вызвано ростом плотности, а падение температуры от 56-й до 60-й мс происходит из-за выключения мощности первого гиротрона. Величина турбулентного потока тепла (рис. 1d), по сути, меняется синхронно с изменением температуры электронов. Таким образом, при центральном ЭЦ-нагреве турбулентный поток тепла при удвоении мощности нагрева возрастает почти в 4 раза. Аналогичный результат для центрального ЭЦ нагрева был получен и при мощности каждого гиротрона ~ 300 кВт.

Результаты измерений при нецентральном ЭЦ-нагреве ($B_0 = 1.29$ Тл, область гирорезонанса смещена на $\sim 1/4$ среднего радиуса плазмы от оси камеры к внутренней стенке тора) представлены на рис. 2. В

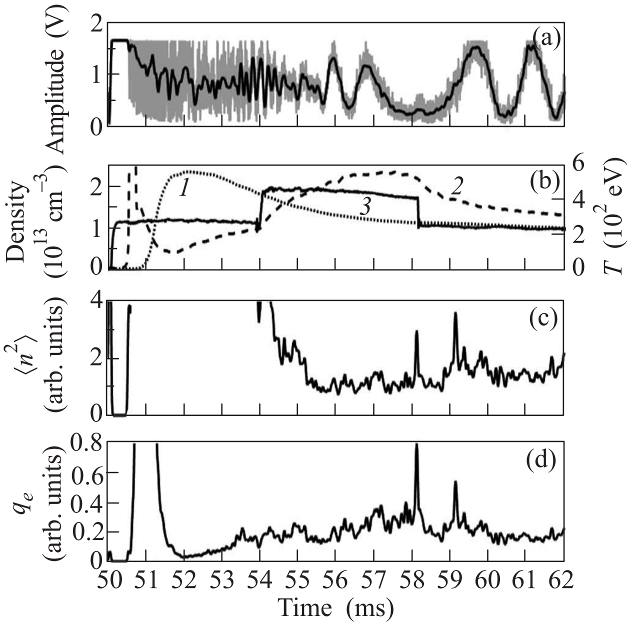

Рис. 2. Эволюция коротковолновых флуктуаций плотности и турбулентного потока тепла. Нецентральный ЭЦ-нагрев. (a) – Сигнал детектора смешения опорного, отраженного и рассеянного назад излучения. (b) – Средняя плотность (*1*), центральная температура (*2*), суммарная мощность излучения гиротронов (*3*). (c) – Квадрат флуктуаций плотности. (d) – Турбулентный поток тепла

данном случае мощность каждого гиротрона составляла 400 кВт. При этом эволюцию флуктуаций плотности можно было проследить в течение всего разряда от создания плазмы до окончания ЭЦ-нагрева на 62-й мс, т.к. первый гиротрон включается только на 4 мс между 54-й и 58-й мс.

Исключим из рассмотрения интервал между 50-й и 51-й мс, на котором происходит пробой газа и в плазме с низкой плотностью протекают процессы ускорения электронов до высоких энергий. Об этом свидетельствует огромный пик излучения ускоренных электронов на частоте 76 ГГц (рис. 2b). Минимум данного сигнала приходится на 52-ю мс, когда плотность плазмы достигает своего максимума. Минимум сигнала на 76 ГГц соответствует температуре электронов 100–200 эВ. Флуктуации плотности в рассматриваемом временном интервале почти максимальны (рис. 2c). Они постепенно спадают почти на порядок к 55-й мс, когда нагрев удвоенной мощностью продолжается уже 1 мс. После 58-й мс (окончания удвоенного нагрева) величина $\langle n^2_\sim \rangle$ вырастает в среднем в 1.5–2 раза. Вспышечный характер флуктуаций плотности прослеживается в течение всего времени ЭЦ-нагрева. Таким образом, увеличение уровня флуктуаций плотности при нецентральном ЭЦ-нагреве возникает с задержкой ~ 4 мс после включения излучения первого гиротрона и сохраняется до конца ЭЦ-нагрева на 62-й мс, несмотря на то что уже произошло отключение первого гиротрона.

Рост температуры электронов и в данном случае определяет рост турбулентного потока тепла (рис. 2c). После 52-й мс плотность плазмы падает в течение всех 10 мс разряда. Температура же электронов растет до момента выключения первого гиротрона на 58-й мс. При этом скорость роста температуры увеличивается на 54-й мс после включения первого гиротрона. Турбулентный поток тепла оказывается максимальным к концу этого импульса ЭЦ-нагрева первого гиротрона.

Для сопоставления эволюции турбулентных потоков при включении/отключении дополнительного нецентрального ЭЦ-нагрева со случаем его отсутствия приводится рис. 3. В представленном разряде

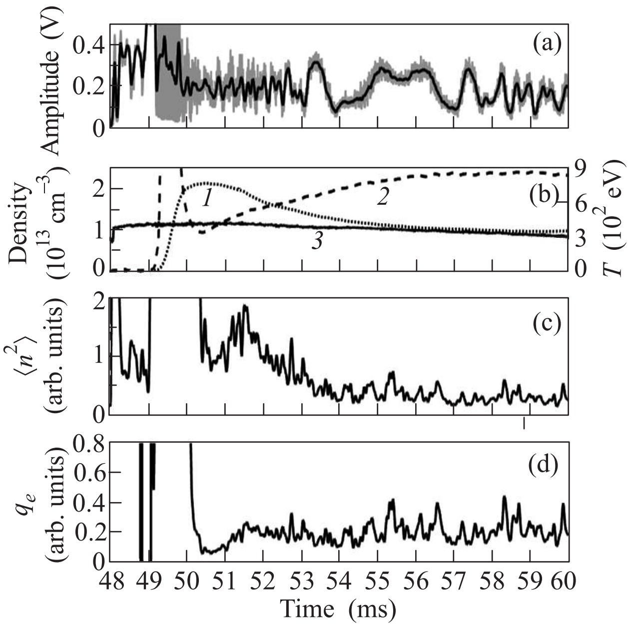

Рис. 3. Эволюция коротковолновых флуктуаций плотности и турбулентного потока тепла. Нецентральный нагрев. (a) – Сигнал детектора смешения опорного, отраженного и рассеянного назад излучения. (b) – Средняя плотность (*1*), центральная температура (*2*), суммарная мощность излучения гиротронов (*3*). (c) – Квадрат флуктуаций плотности. (d) – Турбулентный поток тепла

мощность ЭЦ-нагрева (0.4 МВт) сохранялась в течение всего разряда, а эволюция плотности была близкой к эволюции плотности в предыдущем случае.

Эволюция флуктуаций плотности оказалась аналогичной случаю (рис. 2) с дополнительным импульсом ЭЦ-нагрева до 58-й мс. Далее уровень флуктуаций сохраняется и не растет, как это было при включении мощности первого гиротрона. Турбулентный же поток тепла эволюционирует в соответствии с ходом электронной температуры.

Таким образом, и при нецентральном ЭЦ-нагреве при включении/отключении дополнительного ЭЦ-нагрева эволюция турбулентных потоков тепла в основном определяется изменением электронной температуры.

Для нецентрального ЭЦ-нагрева было также изучено изменение длинноволновых флуктуаций плотности при включении/отключении мощности первого гиротрона. Измерения выполнялись одновременно с измерениями коротковолновой турбулентности, описанными выше. Полученные результаты приведены на рис. 4. Эволюции плотности плазмы и температуры те же, что и для рис. 2. Величина длинноволновых флуктуаций плотности определялась тем же способом, что и для коротковолновых флуктуаций. Как видно из рис. 4c, эволюция длинноволновых флуктуаций плотности напоминает эволюцию коротковолновых флуктуаций. В период пробоя и роста плотности (50.5–51.5 мс) наблюдается наибольшая амплитуда флуктуаций. К минимуму температуры (52 мс) амплитуда флуктуаций падает и далее остается примерно на одном и том же уровне. Вместе с тем включение дополнительного нагрева вызывает заметный рост турбулентного потока тепла (54 мс), а отключение (58 мс) – постепенный спад к моменту окончания всего цикла ЭЦ-нагрева (62 мс).

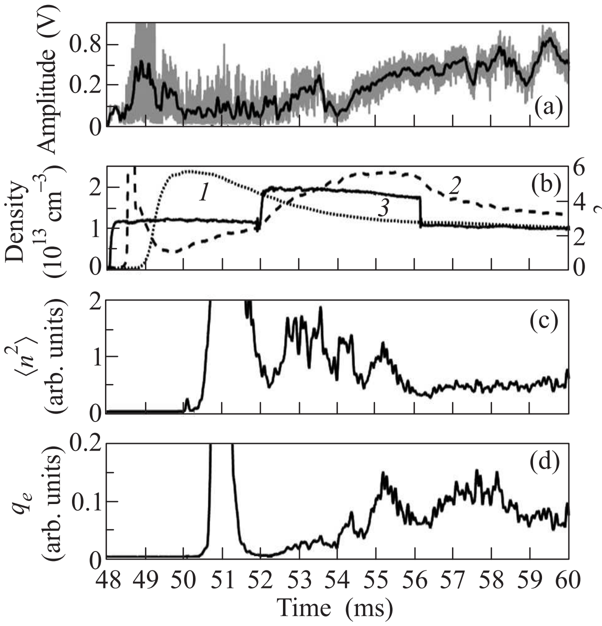

Рис. 4. Эволюция длинноволновых флуктуаций плотности и турбулентного потока тепла. Нецентральный ЭЦ нагрев. (a) – Сигнал детектора. (b) – Средняя плотность (*1*), центральная температура (*2*), суммарная мощность излучения гиротронов (*3*). (c) – Квадрат флуктуаций плотности. (d) – Турбулентный поток тепла

Таким образом, для длинноволновых возмущений плотности, как и в случае коротковолновой турбулентности, характерно увеличение турбулентных потоков тепла после включения дополнительного нагрева и их уменьшение после его отключения.

Интересно отметить, что дополнительный импульс ЭЦ-нагрева вызывает также отклик и на периферии плазмы, о чем свидетельствуют быстрые изменения потенциалов и колебаний потенциалов плавающих ленгмюровских зондов, расположенных вблизи граничной магнитной поверхности.

Таким образом, при включении/отключении дополнительного ЭЦ-нагрева увеличение/уменьшение турбулентных потоков тепла происходит не только из-за увеличения/уменьшения непосредственно температуры электронов, но и из-за роста/падения потока частиц, вызванного изменением флуктуационного поля при изменении температуры. При этом изменение величины флуктуаций плотности происходит с временной задержкой в несколько мс. Эта временная задержка в росте флуктуаций плотности после включения дополнительного ЭЦ-нагрева, по-видимому, может быть объяснена инерцией изменения профилей температуры и плотности.

В экспериментах на токамаке DIII-D [11] было установлено уменьшение амплитуды флуктуаций плотности с уменьшением инкремента неустойчивости дрейфовых волн, падающего с уменьшением градиента температуры электронов. Это позволяет применять при рассмотрении протекающих процессов квазилинейное приближение. В настоящей заметке мы хотели бы обратить внимание на высокие значения амплитуды флуктуаций $a_\sim = v_\sim/\omega$, свидетельствующие о нелинейном характере наблюдаемого явления. На это обстоятельство было указано еще в [6] для колебаний с $k_\perp \approx 6\,\text{см}^{-1}$. В ней показано, что бездиссипативное число Рейнольдса $R_E = k_\perp r_n (e\varphi_\perp/T_e) > 1$ (здесь r_n – характерный размер неоднородности плотности), т.е. выполнены условия возбуждения вихрей дрейфовых волн [12]. Для рассматриваемого здесь случая при нецентральном ЭЦ-нагреве измерения коэффициента обратного рассеяния позволяют оценить величину $\langle n_\sim^2\rangle^{1/2}/\langle n\rangle \approx 10^{-3}$. При $T_e \approx 0.6$ кэВ это дает значение $v_\sim \approx 10^5$ см/с. Если учесть, что в полосе частот до

25 кГц сосредоточено примерно 50 % величины $\langle n_\sim^2 \rangle$ [13], то при $\omega = 10^5\,\text{с}^{-1}$ амплитуда флуктуаций $a_\sim = v_\sim/\omega \approx 1\,\text{см}$, т.е. почти на порядок превышает длину волны. Вряд ли в этом случае можно пользоваться представлениями линейной теории. Условие подавления нелинейностью дисперсного расплывания дрейфовых волн, $R_E > 1$, в нашем случае выполняется для $r_n > 33\,\text{см}$. Столь сильное уплощение профиля плотности при нецентральном нагреве действительно имеет место [14]. Пропорциональность амплитуды флуктуаций плотности инкрементам неустойчивости в случае возбуждения вихрей означает, что инкременты неустойчивостей, возможно, определяют мощность источников неустойчивостей.

Обратим также внимание на еще одно важное обстоятельство. Процесс ЭЦ-нагрева создает плато на функции распределения электронов по поперечным скоростям. Это явление не влияет на эффективность поглощения. Оно только увеличивает характерный размер области поглощения. Однако отклонения от максвелловской функции распределения носят постоянный характер. При этом они, видимо, значительны. Действительно, как показывают оценки, в нашем случае энергия, получаемая электронами в силовой трубке в области гирорезонанса за время между столкновениями, не только сравнивается с тепловой энергией электронов, но и превосходит ее. По-видимому, это обстоятельство ведет к увеличению числа запертых электронов и усилению неустойчивости на них, которая была зарегистрирована в экспериментах на стеллараторе ATF [15].

Мы также не исключаем, что наблюдаемый нами турбулентный процесс может быть описан в рамках модели, развиваемой в [16].

До сих пор мы не касались стохастических характеристик рассматриваемого процесса. Отклонения распределения приращений величины $n_\sim$ от распределения Гаусса нетрудно оценить, вычисляя четвертый момент (curtosis) M4. Результаты таких вычислений дают значения M4 от 3 до 5 в течение всей длительности ЭЦ-нагрева. Отсюда можно сделать вывод о том, что мы имеем дело с двойным стохастическим процессом (процессом Кокса). Следовательно, можно ставить вопрос о поиске регулярного процесса, управляющего наблюдаемой турбулентностью и быстрыми аномальными потерями частиц и тепла.

Таким образом, мы приходим к заключению о том, что при дополнительном ЭЦ-нагреве плазмы в усилении аномального переноса играют роль три фактора: непосредственный рост температуры электронов, рост скорости колебаний, обусловленный ростом температуры, и рост уровня флуктуаций плотности. При этом турбулентность настолько велика, что возможно возбуждение вихрей дрейфовых волн.

Работа поддержана Российским фондом РОФСОН.

1. V. Erkmann, G. Cattanei, D. Dorst, A. Elsner, U. Gasparino et al., Plasma Phys. Control Fusion. **28**, 1277 (1986).
2. H. Renner, E. Anabitarte, E. Ascasibar, S. Besshou, R. Brakel et al., Plasma Phys. Control Fusion. **31**, 1579 (1989).
3. V. Stroth, L. Giannone, and H.-J. Hartfuss, the ECH Group and the W7-AS Team, Plasma Phys. Control Fusion. **38**, 611 (1996).
4. V.F. Andreev, Yu.N. Dnestrovskij, M.V. Ossipenko, K.A. Razumova, and A.V. Sushkov, Plasma Phys. Control Fusion. **46**, 319 (2004).
5. Н.В. Касьянова, В.Ф. Андреев, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **37**(2), 73 (2014).
6. G.M. Batanov, K.M. Likin, K.A. Sarksyan, and M.G. Shats, Plasma Phys. Rep. **19**, 628 (1993).
7. E.D. Andryukhina, K.S. Dyabilin, and O.I. Fedyanin, *Proc. 17th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating*, Amsterdam, 25–29 June, 1990 [ECA **14B**(II), 463 (1990)].
8. G.M. Batanov, V.D. Borzosekov, L.M. Kovrizhnykh, L.V. Kolik, E.M. Konchekov, D.V. Malakhov, A.E. Petrov, K.A. Sarksyan, N.N. Skvortsova, V.D. Stepakhin, and N.K. Kharchev, Plasma Phys. Rep. **39**(6), 444 (2013).
9. Г.М. Батанов, В.Д. Борзенков, Е.М. Конченков, Д.В. Малахов, К.А. Сарксян, В.Д. Степахин, Н.К. Харчев, Инженерная физика **10**, 56 (2013).
10. Д.К. Акулина, Г.М. Батанов, М.С. Бережецкий, Г.А. Гладков, С.Е. Гребенщиков и др., Письма в ЖЭТФ **69**(6), 407 (1999).
11. T.L. Rodes, W.A. Peebles, J.C. DeBoo, R. Prater, J.E. Kinsey et al., Plasma Phys. Control Fusion. **49**(12B), 183 (2007).
12. W. Horton, Phys. Fluids B **1**, 524 (1989).
13. G.M. Batanov, V.D. Borzosekov, L.V. Kolik, D.V. Malakhov, A.E. Petrov, A.A. Pshenichnikov, K.A. Sarksyan, N.N. Skvortsova, and N.K. Kharchev, Plasma Phys. Rep. **40**, 265 (2014)..
14. А.А. Летунов, Е.В. Воронова, С.Е. Гребенщиков, В.П. Логвиненко, *XLII Междунар. Звенигородская конф. (2015). Тезисы докладов*, с. 124.
15. A.G. Schatz, J.H. Harris, K.M. Likin, J.B. Wilgen, L.R. Baylor et al., Phys. Plasmas **2**, 398 (1995).
16. В.П. Пастухов, Н.В. Чудин, Письма в ЖЭТФ **90**, 722 (2009).