Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 3, с. 167 – 171

Низкопороговое параметрическое возбуждение косых ленгмюровских волн, локализованных в периферийном транспортном барьере токамака, при электронном циклотронном нагреве плазмы

Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов[1)]

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2021 г.
После переработки 6 июля 2021 г.
Принята к публикации 7 июля 2021 г.

Обнаружена возможность локализации продольных волн промежуточного диапазона частот в периферийном транспортном барьере тороидальной термоядерной установки. Показано, что такие локализованные волны могут возбуждаться при параметрическом распаде пучков обыкновенных СВЧ волн суб-мегаватного уровня в экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву плазмы, приводя к генерации аномально рассеянных волн.

DOI: 10.31857/S1234567821150052

В нелинейных средах резонансные трехволновые взаимодействия волн, удовлетворяющие принципам сохранения импульса и энергии (или условиям распада), могут приводить к возбуждению параметрических распадных неустойчивостей (ПРН) волны накачки [1] и, как следствие, к интенсивной нелинейной генерации дочерних волн. Этот процесс является пороговым и происходит, если амплитуда волны накачки превышает определенное значение, определяемое потерями энергии дочерних волн [1]. В неоднородных средах порог возбуждения ПРН часто определяется конвективными потерями дочерних волн из конечной вдоль направления неоднородности области распада [2, 3]. Эксперименты в ионосфере [4] и при лазерном термоядерном синтезе [5] показали, что развитие ПРН приводит к аномальному поглощению и отражению волны накачки. Вместе с тем, теоретический анализ поведения волн, используемых для дополнительного электронного циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) плазмы в тороидальных термоядерных установках [6, 7], предсказал отсутствие этих неустойчивостей, поскольку порог их возбуждения составляет порядка ГВт и не может быть превзойден в современных установках, оперирующих мегаваттными пучками СВЧ волн. В настоящее время ЭЦРН рассматривается как наиболее надежный метод локального нагрева электронов и генерации токов увлечения в токамаках. Согласно современным представлениям считается, что этот локальный нагрев позволит осуществлять контроль неоклассической тиринг-моды в токамаке-реакторе ИТЭР (ITER – *International Thermonuclear Experimental Reactor*, Международный термоядерный реактор). Однако недавние экспериментальные наблюдения аномального рассеяния греющего излучения [8], генерации групп высокоэнергичных ионов [9], излучения плазмы на полуцелых гармониках частоты генератора [10] и уширения профиля энерговыделения СВЧ волны [11, 12] свидетельствуют о возбуждении нелинейных явлений при распространении мощных пучков СВЧ волн в плазме тороидальных ловушек. Теоретическая модель [13–16], которая расширяет традиционную схему описания трехволнового взаимодействия [1–3] и учитывает наличие в ЭЦРН экспериментах немонотонных профилей плотности плазмы, предсказывает возможность возбуждения низкопороговых ПРН и интерпретирует аномальные явления как последствия их развития [17–21]. Ключевой элемент новой модели – это возможность локализации дочерних волн (или одной волны) вблизи локального максимума плотности и в присутствие ограниченного в поперечном направлении пучка волн накачки, что влечет за собой подавление потерь их энергии из области распада в направлении неоднородности и, следовательно, приводит к резкому снижению порога неустойчивости. Однако немонотонный профиль плотности, по-видимому, не является единственной причиной низкопороговых ПРН. В настоящей работе показано,

[1)]e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

что совершенно неожиданно возбуждение этих явлений может происходить в периферийном транспортном барьере (ПТБ), т.е. в самой крутой области профиля плотности, где, на первый взгляд, конвективные потери дочерних волн должны быть максимальными и выводы теоретического анализа [6, 7] должны быть наиболее обоснованы. Тем не менее, в настоящей работе показано, что специфические зоны прозрачности, возникающие для волн промежуточной частоты в областях плазмы с высоким градиентом плотности [22, 23], приводят к их локализации в пределах транспортного барьера и легкому параметрическому возбуждению. Поскольку пороговые мощности ПРН, приводящих к возбуждению локализованных дочерних волн [13–16], оказываются значительно ниже, чем пороги, предсказанные для генерации нелокализованных дочерних волн [6, 7], абсолютная параметрическая распадная неустойчивость (ПРН) мегаваттных микроволновых пучков представляется возможной и в будущих ЭЦРН экспериментах с использованием СВЧ волн обыкновенной поляризации, в частности, в токамаке ИТЭР. Эта неустойчивость приводит к возбуждению аномально рассеянных обыкновенных волн и косых ленгмюровских волн (КЛВ), запертых в направлении плазменной неоднородности.

Традиционным подходом к анализу волн промежуточной частоты в неоднородной замагниченной плазме является приближение геометрической оптики, использование которого приводит к тем же выводам об областях прозрачности волн, что и теория однородной плазмы. Однако сильная неоднородность на периферии плазмы в сочетании с большим значением в промежуточном частотном диапазоне недиагональной компоненты диэлектрического тензора холодной плазмы g может привести к значительному изменению этих выводов и появлению новых зон прозрачности [22, 23]. Длина волны в этом случае остается намного меньше масштаба неоднородности плазмы. По этой причине эффект неоднородности может быть учтен в приближении геометрической оптики, модифицированном добавлением к дисперсионному уравнению членов, пропорциональных производным компонент диэлектрического тензора холодной плазмы. Чтобы проиллюстрировать это явление в ПТБ токамака, введем локальную декартову систему координат (x, ζ, ξ). Координата x направлена вдоль направления неоднородности, координата ζ – перпендикулярно линии магнитного поля на магнитной поверхности и координата ξ – вдоль линии магнитного поля. Потенциал продольной КЛВ описывается уравнением $\hat{D}_L\varphi = (\varepsilon(\omega_L)\Delta_\perp + \partial_x\varepsilon(\omega_L)\partial_x - i\partial_x g(\omega_L)\partial_\zeta + \eta(\omega_L)\partial_{\xi\xi})\varphi = 0$, являющимся следствием закона Гаусса. В этом уравнении ε, η – диагональные компоненты диэлектрического тензора холодной плазмы, $\Delta_\perp = \partial_{xx} + \partial_{\zeta\zeta}$, $\partial_x = \partial/\partial x$, $\partial_\zeta = \partial/\zeta$ и второй член $\sim \partial_x\varepsilon(\omega_L)$ в $\omega_L/\omega_{ce} \ll 1$ раз меньше третьего члена $\sim \partial_x g(\omega_L)$, что позволяет в дальнейшем им пренебречь. Функция $\kappa(x) = \partial_x g(\omega_L)/\varepsilon(\omega_L)$ имеет локальный максимум в области периферийного транспортного барьера. Чтобы проиллюстрировать этот факт, мы возьмем профиль плотности (рис. 1), который является близким к тем, что измерялись в области ПП в токамаке FTU [24, 25]. На этом же рисунке показана функция $\kappa(x)$, которая имеет локальный максимум в точке $x = x_m$ и может аппроксимироваться в области барьера параболической зависимостью $\kappa \approx \kappa_0(1 - (x - x_m)^2/l_x^2)$. Далее будем искать решение, описывающее КЛВ, которая распространяется преимущественно в направлении y, т.е. $\varphi(\mathbf{r}, t) = \psi_n(x)\exp(iq_y y + inz/R_m + i\omega_L t)/2 + \text{c.c.}$, где R_m – большой радиус, соответствующий координате x_m, y, z – координаты, имитирующие полоидальное и тороидальное направления. Для анализа свойств этой волны рассмотрим моду, для которой продольная компонента волнового вектора равна 0: $q_\xi = \cos\alpha \cdot n/R_m - \sin\alpha \cdot q_y = 0$, где $\alpha \ll \pi$ – угол магнитного поля $\mathbf{B}$ с тороидальным направлением z. Подставим $\varphi(\mathbf{r})$ в уравнение для потенциала КЛВ и получим

$$\hat{D}_L\psi_n \simeq \varepsilon(\omega_L, x_m) \times$$
$$\times (\partial_{xx} + \kappa_0 q_\zeta - q_\zeta^2 - K^4(x - x_m)^2)\psi_n(x) - 0, \quad (1)$$

где $K = (\kappa_0 q_\zeta/l_x^2)^{1/4}$, $q_\zeta = n/(R_m \sin\alpha) = q(x_m)n/r_m$,

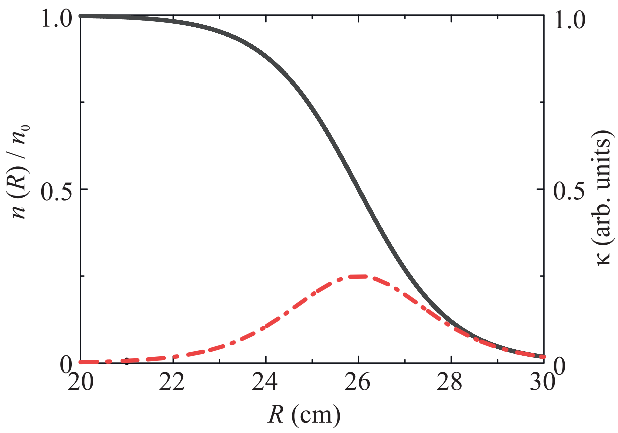

Рис. 1. (Цветной онлайн) Профиль плотности, нормированной на значение плотности в центре (сплошная линия), близкий к тем, что измерялся в токамаке FTU, и профиль производной плотности (штрих-пунктирная линия)

q, r_m – локальный запас устойчивости и малый радиус магнитной поверхности, соответствующие x_m. Решение (1) описывается полиномами Эрмита

$$\psi_n(x) = \phi_{p,n} f_p(K(x - x_m)),$$

$$f_p(Kx) = \sqrt{K/(\sqrt{\pi}2^p p!)}\exp(-K^2x^2/2)H_p(Kx), \quad (2)$$

$$\phi_{p,n} = \mathrm{const}.$$

Дисперсионное уравнение, определяющее собственную частоту волны $\omega_L^p = \omega_L^p(q_\zeta)$, имеет вид

$$D_L(\omega_L^p) = \varepsilon(\omega_L^{p,r})[\kappa_0(\omega_L^p)q_\zeta - q_\zeta^2 - (2p+1)K^2(\omega_L^p)] = 0. \quad (3)$$

Решение (2), которое описывает локализованные КЛВ, существует только в сильно неоднородной плазме, где для них при положительном полоидальном числе q_ζ есть область прозрачности. Если градиент плотности мал, $\kappa \simeq 0$, то плазма для такой волны не является прозрачной. Следует отметить, что эта волна обладает примечательным свойством. В некотором диапазоне волновых векторов, являющихся решением уравнения $q_\zeta^* \simeq \kappa_0(\omega_L^p(q_\zeta^*))/2$, в пределах области локализации вдоль направления неоднородности она меняет знак групповой скорости $v_{g\zeta} = \partial_{q_\zeta} D_L/\partial_{\omega_L} D_L\big|_{\omega_L^p(q_\zeta),q_\zeta}$ в направлении ζ. Далее, покажем, что локализованные КЛВ могут быть легко возбуждены в ЭЦРН экспериментах в результате ПРН.

Рассмотрим волну накачки обыкновенной поляризации, распространяющуюся в экваториальной плоскости вдоль координаты x перпендикулярно магнитному полю внутрь плазмы. В рамках приближения геометрической оптики электрическое поле этой волны может быть представлено в следующем виде: $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_z A_0(y,z) n_x(\omega_0, x)^{-1/2}\exp(i\int_0^x k_x(\omega_0, x')dx' - i\omega_0 t) + \mathrm{c.c.})$, где $A_0 = \sqrt{2P_0/(cw^2)}\exp(-(y^2 + z^2)/(2w^2))$ – поперечное распределение поля в пучке, P_0 – мощность волны, w – радиус пучка, $n_x(\omega_0) = ck_x(\omega_0)/\omega_0 = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2}$ – показатель преломления. Рассмотрим распад волны накачки в ПТБ на локализованную КЛВ (2) и рассеянную в сторону и поляризованную вдоль $\mathbf{e}_z$ обыкновенную волну $\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$, распространяющуюся практически поперек магнитного поля, амплитуды которых в присутствии волны накачки описываются системой нелинейно связанных уравнений

$$\begin{cases} \hat{D}_s E_s = \Delta_\perp E_s + \omega_s^2/c^2\eta(\omega_s)E_s = -i\kappa_{nl}\omega_s/c\Delta_\perp E_0^*\varphi, \\ \hat{D}_L\varphi = i\kappa_{nl}c/\omega_s\Delta_\perp E_0 A_s, \end{cases} \quad (4)$$

где $\kappa_{nl} = \omega_{pe}^2/(\omega_0\omega_{ce}B)$ – коэффициент нелинейной связи дочерних волн в присутствии волны накачки. Первое из этих уравнений описывает дочернюю обыкновенную волну, которая возбуждается в результате слияния волны накачки и дочерней КЛВ (правая часть уравнения). Второе уравнение описывает потенциал КЛВ, источником которой является нелинейное взаимодействие обыкновенной волны накачки и обыкновенной дочерней волны. Будем искать ВКБ решение первого из уравнений (4) в виде $E_s(\mathbf{r}) = A_s(x,z)n_{sx}(q_y,x)^{-1/2}\exp(i\int_0^x k_{sx}(q_y,x')dx' + iq_y y + i\omega_s t)/2 + \mathrm{c.c.}$, где $n_{sx} = k_{sx}(\omega_s)c/\omega_s$, равна $A_s = -i\kappa_{nl}(\omega_s/c)G_s\{\Delta_\perp A_0\varphi\}\exp(-iq_y y - i\omega_L t)$ – медленно меняющаяся в области взаимодействия амплитуда и $G_s\{\ldots\} = \frac{-i}{\sqrt{n_{0x}(x)n_{sx}(x)}}\frac{c}{2\omega_s}\int_x^\infty \frac{dx'}{\sqrt{n_{0x}(x')n_{sx}(x')}}\{\ldots\} \times \exp(-i\int_x^{x'}(k_{0x}(x'') + k_{sx}(q_\zeta^*, x''))dx'')$ – часть функции Грина этого уравнения, в которой оставлен доминирующий член, описывающий резонансное взаимодействие волн. На рисунке 2 показана сумма

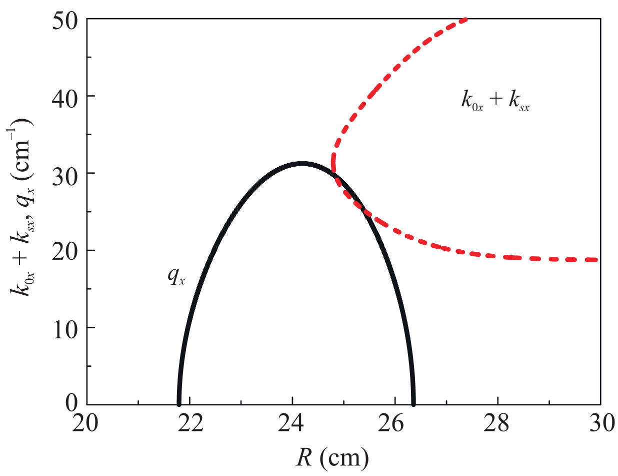

Рис. 2. (Цветной онлайн) Сумма волновых векторов $k_{0x} + k_{sx}(q_\zeta^*)$ обыкновенных волн (пунктирная линия) и волновой вектор $q_x = q_x(q_\zeta^*)$ (сплошная линия) – решение дисперсионного уравнения (3); $f_0 = 140$ ГГц, $f_s = 138.8$ ГГц, $q_\zeta^* = 22.24$ см$^{-1}$

волновых чисел волны накачки и дочерней обыкновенной волны $k_{0x}(x) + k_{sx}(q_\zeta^*, x)$ (пунктирная линия) и волновое число КЛВ $q_x = q_x(q_\zeta^*, x)$, являющееся решением дисперсионного уравнения (3) при $q_\xi = 0$ (сплошная линия). Параметры волн следующие: $f_0 = 140$ ГГц, $f_s = 138.8$ ГГц. В силу большого значения поперечной компоненты волнового вектора $q_\zeta^* = 22.24$ см$^{-1}$ дочерняя обыкновенная волна имеет точку отражения в области распада, т.е. ее волновой вектор обнуляется, $k_{sx}(q_\zeta^*, x) \simeq 0$ в окрестности точек пересечения пунктирной и сплошной линий, где выполняются распадные условия $\Delta K = k_{0x} + k_{sx} - q_x = 0$. Подставляя A_s в правую часть второго уравнения (4), получим уравнение для потенциала КЛВ

$$\hat{D}_L\varphi = k_{nl}^2\Delta_\perp(A_0 G_s\{\Delta_\perp(A_0^*\varphi)\}\exp(-iq_y y - i\omega_L t)). \tag{5}$$

Чтобы найти решение (5), мы используем процедуру теории возмущений [26]. На первом этапе мы пренебрегаем нелинейной накачкой, описываемой правой частью (5), и потерями энергии дочерних КЛВ вдоль направления y. Решением однородной версии уравнения (5) является выражение (2). На втором шаге процедуры теории возмущения мы учтем потери энергии КЛВ вдоль координаты y. Для волны с тороидальной модой $q_\zeta^*(n) = \kappa_0(\omega_L^p)/2$ групповая скорость вдоль ζ обнуляется. Таким образом, единственным механизмом потери энергии из области распада в направлении y оказывается дифракция – более медленный процесс, чем конвекционный вынос. Поэтому КЛВ, обладающие полоидальным числом волны, близким к значению q_ζ^*, наиболее неустойчивы и возбуждаются в первую очередь. Нелинейное взаимодействие и потеря энергии делают амплитуду $\phi_{p,n}$ в представлении (2) для ψ_n переменной величиной, т.е. $\phi_{p,n} \to \phi_{p,n}(t,y)$. Подставим (2) в уравнение (5), умножим его обе части на собственную функцию, $f_p(K_x,x)^*\exp(-inz/R_m)$, и проинтегрируем по координатам x и z. В результате получим следующее уравнение для амплитуды $\phi_{p,n}(t,y)$

$$(\partial/\partial t + i\Lambda_y\partial^2/\partial y^2)\phi_{p,n} = \gamma_0\exp(-y^2/w^2)\phi_{p,n}, \tag{6}$$

где $\gamma_0 = i\frac{\omega_{pe}^4(k_x^2(\omega_0)+q_\zeta^{*2})^2}{\omega_0^2\omega_{ce}^2|\langle\partial_{\omega_L}D_L\rangle|}\frac{2P_0}{cn_{0x}w^2|\mathbf{B}|^2}\Big|_{x_m}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx f_p(x)^* G_s \times \left\{\exp\left(i\int\limits_{x'}^{x}k_x(\omega_0)dx''\right)f_p(x')\right\}$ – коэффициент усиления, $\Lambda_y = \varepsilon(\omega_L,x_m)(1-|\eta(\omega_L,x_m)|\alpha^2)/\partial_{\omega_L}D_L$ – коэффициент дифракции. Отметим, что наличие точки отражения для дочерней обыкновенной волны приводит к снижению ее групповой скорости и увеличению амплитуды в области распада, что, в свою очередь, увеличивает эффективность нелинейного взаимодействия. Уравнение (6) описывает экспоненциальный рост КЛВ, который имеет место, когда мощность пучка превышает пороговое значение P_0^{th}. Если мощность пучка накачки значительно превышает пороговое значение $P_0 \gg P_0^{th}$, то мы можем приближенно записать $\exp(-y^2/w^2) \approx 1 - y^2/w^2$ и получить аналитическое выражение для экспоненциально растущего решения [16]

$$\phi_{p,n}(t,y) = \exp(\gamma_{ins}^s t + i\delta\omega_{ins}^s t)f_s(y/\delta_y),$$

$$\delta_y = \Lambda_y^{1/4}w^{1/2}/\sqrt[4]{\gamma_0}\exp(-i\pi/8 - i\arg(\gamma_0/4)), \tag{7}$$

где инкремент неустойчивости и поправка к собственной частоте, определяемой (3), имеют вид

$$\gamma_{ins}^s =$$
$$= \gamma_0' - \sqrt{|\gamma_0|/w^2}(2s+1)\Lambda_y\sin(\arctan(\gamma_0''/\gamma_0')/2+\pi/4)$$
$$\delta\omega_{ins}^s =$$
$$= \gamma_0'' - \sqrt{|\gamma_0|/w^2}(2s+1)\Lambda_y\cos(\arctan(\gamma_0''/\gamma_0')/2+\pi/4) \tag{8}$$

и $s \in \mathbb{Z}$. Выражение (8) становится некорректным в окрестности порога возбуждения неустойчивости при $P_0 \approx P_0^{th}$. Однако мы можем использовать его для качественной оценки значения P_0^{th}. Положим $\gamma_{ins}^s = 0$ в (8) и для наиболее опасной фундаментальной моды $s = 0$ получим выражение, которое определяет P_0^{th}

$$\gamma_0'(P_0^{th}) = \sqrt{|\gamma_0(P_0^{th})|\Lambda_y^2/w^2} \times$$
$$\times\sin(\arctan(\gamma_0''(P_0^{th})/\gamma_0'(P_0^{th}))/2+\pi/4). \tag{9}$$

Далее, решим уравнение (6) численно. Результаты решения показаны на рис. 3, где приведена зависи-

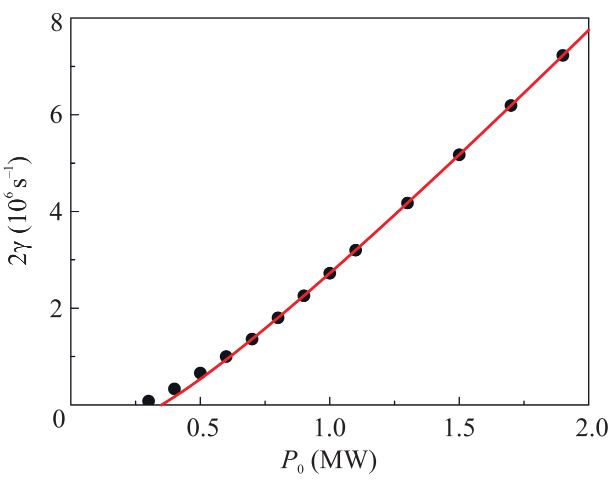

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость инкремента от мощности накачки при $w = 1$ см. Сплошная кривая – (8), символы – результат численного решения (6). Оценка порога ПРН согласно (9) – $P_0^{th} = 367$ кВт, численное решение– $P_0^{th} = 323$ кВт

мость инкремента от мощности накачки при $w = 1$ см. Сплошная кривая отвечает (8), а символы –

результат численного решения (6). Оценка порога согласно (9) дает $P_0^{th} = 367$ кВт, а численное решение – $P_0^{th} = 323$ кВт. Так что качественная аналитическая оценка, определяемая уравнением (9), лишь немного завышает ее реальное значение. Тем не менее, при мощности накачки, значительно превышающей пороговую мощность возбуждения неустойчивости, аналитическая зависимость (8) с хорошей точностью описывает результат численного анализа.

Полученные значения пороговой мощности абсолютной неустойчивости на три порядка меньше значения, предсказанного теорией [6], не учитывающей наличие новых областей прозрачности и возможности локализации КЛВ в транспортном барьере. Поскольку этот нелинейный эффект может оказать значительное влияние на эффективность системы дополнительного нагрева в одном из флагманов современной физики – Международном термоядерном экспериментальном реакторе (ITER), он будет проанализирован в последующих работах и должен быть учтен при планировании будущих экспериментов.

Аналитическое рассмотрение ПРН поддержано в рамках государственного контракта ФТИ им. А. Ф. Иоффе 0040-2019-0023, численное моделирование – в рамках государственного контракта 0034-2021-0003.

---

1. D. J. Kaup, A. Reiman, and A. Bers, Rev. Mod. Phys. **51**, 275 (1979).
2. A. D. Piliya, in *Proc. of the 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, September 13–18, 1971, Oxford, England*, ed. by R. N. Franklin, Donald Parsons and Co., Oxford (1971), p. 320.
3. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **29**, 565 (1972).
4. T. B. Leyser, Phys. Plasmas **1**, 2003 (1994).
5. O. N. Krokhin, V. V. Pustovalov, A. A. Rupasov, V. P. Silin, G. V. Sklizkov, A. N. Starodub, V. T. Tikhonchuk, and A. S. Shikanov, Sov. Phys. JETP Lett. **22**, 21 (1975).
6. B. I. Cohen, R. H. Cohen, W. M. Nevins, and T. D. Rognlien, Rev. Mod. Phys. **63**, 949 (1991).
7. A. G. Litvak, A. M. Sergeev, E. V. Suvorov, M. D. Tokman, and I. V. Khazanov, Phys. Fluids B **5**, 4347 (1993).
8. E. Westerhof, S. K. Nielsen, J. W. Oosterbeek, M. Salewski, M. R. De Baar, W. A. Bongers, A. Bürger, B. A. Hennen, S. B. Korsholm, F. Leipold, D. Moseev, M. Stejner, and D. J. Thoen (the TEXTOR Team), Phys. Rev. Lett. **103**, 125001 (2009).
9. S. Coda for the TCV Team, Nucl. Fusion **55**, 104004 (2015).
10. S. K. Hansen, S. K. Nielsen, J. Stober, J. Rasmussen, M. Stejner, M. Hoelzl, T. Jensen, and the ASDEX Upgrade team, Nucl. Fusion **60**, 106008 (2020).
11. B. van Milligen, B. A. Carreras, C. Hidalgo, A. Cappa, and the TJ-II, Phys. Plasmas **25**, 062503 (2018).
12. Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Danilov, A. Yu. Dnestrovskij, S. E. Lysenko, A. V. Melnikov, A. R. Nemets, M. R. Nurgaliev, G. F. Subbotin, N. A. Solovev, D. Yu. Sychugov, and S. V. Cherkasov, Plasma Phys. Control. Fusion **63**, 055012 (2021).
13. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Phys. Rev. Lett. **105**, 115003 (2010).
14. E. Gusakov and A. Popov, Europhys. Lett. **99**, 15001 (2012).
15. A. Yu. Popov and E. Z. Gusakov, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 025022 (2015).
16. A. Yu. Popov and E. Z. Gusakov, Europhys. Lett. **116**, 45002 (2016).
17. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Phys. Plasmas **23**, 082503 (2016).
18. E. Z. Gusakov, A. Yu. Popov, and P. V. Tretinnikov, Nucl. Fusion **59**, 106040 (2019).
19. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Nucl. Fusion **60**, 076018 (2020).
20. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Nucl. Fusion **60**, 076018 (2020).
21. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, УФН **190**, 396 (2020).
22. E. Z. Gusakov, M. A. Irzak, and A. D. Piliya, JETP Lett. **65**, 25 (1997).
23. E. Z. Gusakov, V. V. Dyachenko, M. A. Irzak, O. N. Shcherbinin, and S. A. Khitrov, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 075018 (2010).
24. C. Mazzotta, O. Tudisco, A. Canton, P. Innocente, M. De Benedetti, E. Giovannozzi, D. Marocco, P. Micozzi, G. Monari, and G. Rocchi, Phys. Scr. T **123**, 79 (2006).
25. V. G. Petrov, A. A. Petrov, A. Yu. Malyshev, M. De Benedetti, and O. Tudisco, Plasma Physics Reports **34**, 24 (2008).
26. E. Z. Gusakov and V. I. Fedorov, Sov. J. Plasma Phys. **5**, 263 (1979).