

# НИЗКОПороГОВЫЙ РАСПАД ОБЫКНОВЕННОЙ СВЧ-ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

*А. Ю. Попов<sup>a\*</sup>, Е. З. Гусаков<sup>a</sup>, А. А. Наговицын<sup>a</sup>, Л. В. Симончик<sup>b</sup>, М. С. Усачёнок<sup>b</sup>*

*<sup>a</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

*<sup>b</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси  
220072, Минск, Республика Беларусь*

Поступила в редакцию 1 апреля 2024 г.,

после переработки 17 июня 2024 г.

Принята к публикации 17 июня 2024 г.

Исследован сценарий низкорогового распада обыкновенной СВЧ-волны с частотой, соответствующей второй гармонике электронного циклотронного резонанса, приводящий к возбуждению двух электронных бернштейнских волн, двумерно-локализованных в крупномасштабной когерентной структуре в разреженной плазме. С использованием предложенной модели получены оценки для порога этого нелинейного явления на установках ASDEX-Upgrade и Wendelstein 7-X, а также в модельном эксперименте на линейной установке.

DOI: 10.31857/S0044451024110178

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активно ведутся исследования низкороговых нелинейных явлений при взаимодействии электромагнитного СВЧ-излучения большой мощности с плазмой в тороидальных установках магнитного удержания. Среди них — аномальное рассеяние волны накачки со смещением частоты сигнала рассеяния вниз и вверх относительно частоты генератора (гиротрона), которое наблюдалось на различных экспериментальных установках [1–4]. На первый взгляд, экспериментальное проявление этих эффектов противоречит теоретическим результатам, поскольку, согласно устоявшимся с 1990-х годов представлениям, пороги возбуждения нелинейных явлений в неоднородной плазме (в частности, в различных сценариях параметрической распадной неустойчивости СВЧ-волны) превышают 5 МВт [5]. Это значение, обусловленное большими конвективными потерями дочерних волн из области распада, имеющей конечный размер вдоль направления неоднородности, существенно выше выходной

мощности доступных в настоящее время СВЧ-генераторов. В результате анализа сложившегося противоречия между теорией [5] и экспериментом [1–4] был достигнут значительный прогресс в понимании природы наблюдающихся явлений и сценариев их развития в неоднородной плазме [6]. Экспериментально [2] и теоретически [6] было показано, что низкороговые нелинейные эффекты, как правило, имеют место в окрестности локальных максимумов плотности плазмы, где возможна двумерная локализация дочерних волн в полоидальном сечении установки, что делает невозможным их потери вдоль направления неоднородности плазмы из области нелинейного взаимодействия с волной накачки. Локализация имеет место в результате возбуждения для СВЧ-волн плазменного канала (волновода) вдоль тороидального направления из-за немонотонного профиля плотности и неоднородности внешнего магнитного поля [7, 8]. В экспериментах немонотонное поведение профиля плотности наблюдается как на оси разряда, так и в магнитных островах из-за особенностей переноса в этих структурах [9]. Однако случаи, когда профиль плотности плазмы может быть немонотонным, не ограничиваются приведенными примерами. Следует отметить, что в периферийной плазме современных

\* E-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

тороидальных установок присутствуют вытянутые вдоль магнитных силовых линий крупномасштабные когерентные образования — филаменты или блобы, — появляющиеся в результате эволюции первичных дрейфовых волн на нелинейной стадии развития низкочастотной дрейфово-резистивной турбулентности [10]. Эти образования родственны зональным течениям [10] и стримерам [11], которые наблюдаются в лабораторной, ионосферной и космической плазме. Однако в отличие от зональных течений, приводящих к стабилизации дрейфовых неустойчивостей и тем самым ограничивающих аномальный перенос, блобы и филаменты, так же как и стримеры в плотной плазме, считаются ответственными за баллистический перенос тепла и частиц поперек магнитного поля в разреженной плазме пристеночной области тороидальных установок [12]. Как показывают измерения, выполненные разными диагностическими методами [13, 14], плотность плазмы в этих структурах значительно превосходит фоновую плотность плазмы, причем ее распределение поперек блоба с разумной точностью аппроксимируется гауссовой функцией. Последнее было также подтверждено в результате гирокинетического моделирования, независимо выполненного различными научными группами [14, 15]. С существованием таких образований связывают наблюдаемый на токамаке ASDEX-Upgrade эффект аномального излучения на половинной гармонике греющего микроволнового излучения в экспериментах по нагреву плазмы при электронном циклотронном резонансе (ЭЦР). [2]. Очевидно, что подобные структуры будут присутствовать и в будущих установках реакторного масштаба. Поэтому взаимодействие мощного СВЧ-излучения с этими объектами представляет не только теоретический, как одна из важных нелинейных задач в электродинамике плазмы, но и непосредственный практический интерес. До сих пор пристальное внимание уделялось изучению эффектов аномальных СВЧ-излучения и СВЧ-поглощения волны накачки необыкновенной поляризации, которая, как правило, используется в современных установках для ЭЦР-нагреву плазмы [2, 16]. В то же время в следующем десятилетии планируется использование мощных пучков (до 67 МВт) СВЧ-волн обыкновенной поляризации для дополнительного нагрева плазмы и контроля неоклассических магнитных островов в экспериментальном термоядерном реакторе ITER. В частности, с целью получения горячей плазмы большой плотности обсуждается и возможность использования нагрева обыкновенной волной на второй гармонике резонанса [17–19]. Аномальные

явления при распространении волн обыкновенной поляризации до сих пор не были подробно изучены. В настоящей работе этот пробел частично восполняется исследованием сценария распада обыкновенной волны с частотой, соответствующей частоте второй гармоники ЭЦР, приводящего к возбуждению двух электронных бернштейновских (ЭБ) волн, двумерно-локализованных в блобе и соответствующих модам шепчущей галереи [20]. Отметим, что моды шепчущей галереи — резонансные стоячие волны, которые могут возбуждаться в осесимметричных системах из-за эффекта полного внутреннего отражения. Они впервые наблюдались для акустических волн и были исследованы Рэлеем в шепчущей галерее Собора святого Павла, по имени которой и получили свое название [21]. Эти нормальные моды часто встречаются не только в задачах акустики, но и в электродинамике для гигагерцевого [22] и терагерцевого [23] излучения. В частности, с их параметрическим возбуждением в модельных экспериментах связывалось аномальное поглощение СВЧ-волн на линейной установке [16].

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим параметрическую распадную неустойчивость обыкновенной волны в блобе или филаменте, вытянутом вдоль магнитной силовой линии и имеющем локальный максимум плотности в поперечном сечении. Вполне естественно описывать эти плазменные объекты в локальной цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ , предполагая, что ее начало расположено на оси филамента. Следуя результатам измерений и численных расчетов [13–15], представим плотность плазмы как сумму фоновой плотности  $n$  и плотности в блобе

$$\delta n = \delta n_0 \exp(-r^2/r_b^2),$$

где  $\delta n_0$  и  $r_b$  — высота и радиус блоба. Поскольку масштабы, характерные для профилей фоновой плазмы, намного больше радиуса филамента, что было экспериментально подтверждено в работах [13–15], далее мы будем игнорировать любую пространственную зависимость, кроме неоднородности этого филамента. Будем предполагать, что временная вариация распределения плотности в блобе пренебрежимо мала, по крайней мере, за время перехода рассматриваемой неустойчивости в режим насыщения. Рассмотрим пучок плоских СВЧ-волн обыкновенной поляризации мощностью  $P_0$ , который имеет частоту  $\omega_0$  и распространяется на краю

плазмы поперек магнитного поля внутри разряда. В ВКБ-приближении поле обыкновенной волны накачки в блоке, расположенном в окрестности точки с координатой  $x_b$ , можно представить в виде

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z \frac{E_0(y, z)}{2} \sqrt{\frac{\omega_0}{ck_x(x_b)}} \times \exp(ik_x(x_b)(x - x_b) - i\omega_0 t), \quad (1)$$

где  $x$  и  $z$  — локальные декартовы координаты вдоль потоковой переменной и магнитного поля соответственно,  $y$  — координата, перпендикулярная им обеим. В выражении (1)

$$k_x = \omega_0 \sqrt{\eta(\omega_0)}/c,$$

где

$$\eta = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2$$

— параллельная компонента диэлектрического тензора холодной плазмы [24], а  $\omega_{pe}$  — электронная ленгмюровская частота. Кроме того, будем считать, что ширина пучка поперек магнитного поля много больше размера блока,  $\omega_{y,z} \gg r_b$ . В этом случае мы можем представить (1) в следующем виде:

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z \frac{E_0(0, z)}{2} \sqrt{\frac{\omega_0}{ck_x(x_b)}} \times \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(k_x(x_b)) \exp(is\theta - i\omega_0 t), \quad (2)$$

где  $J_s$  — функция Бесселя.

Далее мы проанализируем распад электромагнитной волны на две ЭБ-волны, групповые скорости которых противоположно направлены и частоты примерно равны половине частоты волны накачки:

$$\omega_{1,2} \simeq \omega_0/2 \leq \omega_{UH},$$

где

$$\omega_{UH} = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2}$$

— верхнегибридная частота,  $\omega_{ce}$  — электронная циклотронная частота. Волновые числа ЭБ-волн являются решениями локальных дисперсионных уравнений

$$D_l(\mathbf{q}, \omega) = D'_l(\mathbf{q}, \omega) + iD''_l(\mathbf{q}, \omega) = q^2 + \chi(\mathbf{q}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} g^2, \quad (3)$$

которые учитывают резонансную и столкновительную диссипацию. Член  $g^2$  в уравнении (3) описывает малую электромагнитную компоненту волны в окрестности верхнего гибридного резонанса (ВГР),

$g$  — недиагональный элемент диэлектрического тензора холодной плазмы [24]. Линейная восприимчивость плазмы задается известным уравнением [24]

$$\chi = \frac{2\omega_{pe}^2}{v_{te}^2} \left( 1 + \frac{\omega}{|q_z| v_{te}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z\left(\frac{\omega - m\omega_{ce}}{q_z v_{te}}\right) \times \exp\left(-\frac{q_z^2 v_{te}^2}{2\omega_{ce}^2}\right) I_m\left(\frac{q_z^2 v_{te}^2}{2\omega_{ce}^2}\right) \right),$$

где  $Z$  — плазменная дисперсионная функция,  $v_{te}$  — тепловая скорость электронов,  $I_m$  — модифицированная функция Бесселя. Параметрический распад волны накачки в осесимметричной плазме блока может привести к возбуждению пары ЭБ-мод шепчущей галереи [20], движущихся в противоположных направлениях вдоль азимутальной координаты. Основной набор связанных уравнений для потенциалов дочерних волн, описывающих трехволновое взаимодействие при фиксированной амплитуде волны накачки, имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \hat{D}_l \phi_1 + \hat{D}_{nl} \phi_2 &= 0, \\ \hat{D}_{nl} \phi_1 + \hat{D}_l \phi_2 &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где интегральные операторы имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{D}_{l,nl} f(\mathbf{r}, t) &= \int \frac{d\omega dt' d\mathbf{q} d\mathbf{r}'}{(2\pi)^4} D_{l,nl}\left(\omega, \mathbf{q}, \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}\right) \times \\ &\times \exp[i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}') - i\omega(t - t')] f(\mathbf{r}', t'). \end{aligned} \quad (5)$$

В уравнении (5) ядро линейного оператора определено в уравнении (3), а ядро нелинейного оператора равно [25]

$$\begin{aligned} D_{nl} &= \frac{16\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega_0(\omega_0^2 - 4\omega_{ce}^2)} \left( iq_z q_r - q_z q_\theta \frac{\omega_{ce}}{\omega_0} \right) \frac{E_0}{\bar{B}} \times \\ &\times \sqrt{\frac{\omega_0}{ck_x(x_b)}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(k_x(x_b)) \exp(is\theta - i\omega_0 t), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\bar{B}$  — локальное значение вектора индукции внешнего магнитного поля. При решении системы уравнений (4) воспользуемся процедурой теории возмущений. На первом шаге мы предположим, что затухание дочерних волн и нелинейная накачка слабые, и положим в уравнениях (4)  $D''_l = 0$ ,  $D_{nl} = 0$ . Это сводит систему связанных уравнений к двум

независимым линейным уравнениям  $\hat{D}_l \phi_{1,2} = 0$ , решение каждого из которых будем искать в виде

$$\begin{aligned} \phi_1 &= a_1 \varphi_p(r) \times \\ &\times \exp\left(im\theta + iq_z^{p,n} z + i\left(\frac{\omega_0}{2} - \delta\omega^{p,n}\right)t\right), \\ \phi_2 &= a_2 \varphi_n(r) \times \\ &\times \exp\left(im\theta + iq_z^{p,n} z - i\left(\frac{\omega_0}{2} + \delta\omega^{p,n}\right)t\right), \end{aligned} \quad (7)$$

предполагая номер азимутальный моды обеих волн большим,  $m \gg 1$ . В этом случае поле ЭБ-волны будет вытеснено из приосевой части блоба к области ВГР. Оно локализуется вблизи точки  $r_m$ , где выполнено условие

$$\partial D'_l / \partial r|_0 = \partial D'_l / \partial r|_{m,qr} = 0,$$

$$q_\theta = m/r, \quad q_\perp^2 = q_\theta^2 + q_r^2, \quad q_z = 0, \quad \omega_{1,2} = \omega_0/2.$$

ЭБ-волна при этом представляет собой моду шепчущей галереи, описываемую собственными функциями  $\varphi_p$  и  $\varphi_n$ , подчиняющимися редуцированному дифференциальному уравнению [16]

$$\begin{aligned} &\left(\left|\frac{\partial D'_l}{\partial q_\perp}\right|_0 \frac{r_m}{2m} \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \left|\frac{\partial^2 D'_l}{\partial q_z^2}\right|_0 \frac{(q_z^{p,n})^2}{2} \pm \left|\frac{\partial D'_l}{\partial \omega}\right|_0 \delta\omega^{p,n} + \right. \\ &\left. + D'_l|_0 - \left|\frac{\partial^2 D'_l}{\partial r^2}\right|_0 \frac{(r-r_m)^2}{2}\right) \varphi_{p,n}(r) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Собственные значения  $\delta\omega^{p,n}$  и  $q_z^{p,n}$  определяются в результате поиска локализованных решений уравнения (8) и имеют вид

$$\begin{aligned} \delta\omega^{p,n} &= \\ &= (p-n) \left|\frac{\partial^2 D'_l}{\partial r^2}\right|_0^{1/2} \left|\frac{\partial D'_l}{\partial q_\perp}\right|_0^{1/2} \sqrt{\frac{r_m}{m}} \left|\frac{\partial D'_l}{\partial \omega}\right|_0^{-1}, \\ q_z^{p,n} &= \left|\frac{\partial^2 D'_l}{\partial q_z^2}\right|_0^{-1/2} \times \\ &\times \left(D'_l|_0 - (p+n+1) \left|\frac{\partial^2 D'_l}{\partial r^2}\right|_0^{1/2} \left|\frac{\partial D'_l}{\partial q_\perp}\right|_0^{1/2} \sqrt{\frac{r_m}{m}}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

На следующем этапе процедуры теории возмущений мы учтем затухание дочерних волн и их нелинейное возбуждение, приводящее к изменению амплитуд  $a_{1,2}$  во времени и вдоль магнитного поля. Умножая обе стороны уравнений (3) на комплексносопряженные собственные функции нулевого порядка  $\varphi_p$  и  $\varphi_n$ , являющиеся решением уравнения (8), и

выполняя интегрирование по поперечным координатам, получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - U_p \frac{\partial}{\partial z} + \nu_{pd}\right) a_1 &= i\nu_0(z) a_2, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_n \frac{\partial}{\partial z} + \nu_{nd}\right) a_2 &= -i\nu_0^*(z) a_1, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $U_p \simeq U_n = U$  — продольные групповые скорости, усредненные по области радиальной локализации соответствующих близких радиальных мод  $|p-n|/p \ll 1$  дочерних волн,  $\nu_{pd} \simeq \nu_{nd} = \nu_d$  и  $\nu_0$  — коэффициенты, описывающие линейное затухание и неоднородную нелинейную накачку. Далее, для аналитического рассмотрения будем использовать модель кусочно-заданного распределения поля СВЧ-волны вдоль координаты  $z$ :

$$\begin{aligned} \nu_0(z) &= 0, & z < -w_z/2, \\ \nu_0(z) &= \nu_0, & -w_z/2 \leq z \leq w_z/2, \\ \nu_0(z) &= 0, & w_z/2 < z. \end{aligned} \quad (11)$$

Экспоненциально растущее во времени решение системы уравнений,  $a_{1,2} \propto \exp(\gamma t)$ , которое ведет себя непрерывно при  $z = \pm w_z/2$  и экспоненциально убывает на бесконечности  $z \rightarrow \pm\infty$ , имеет инкремент

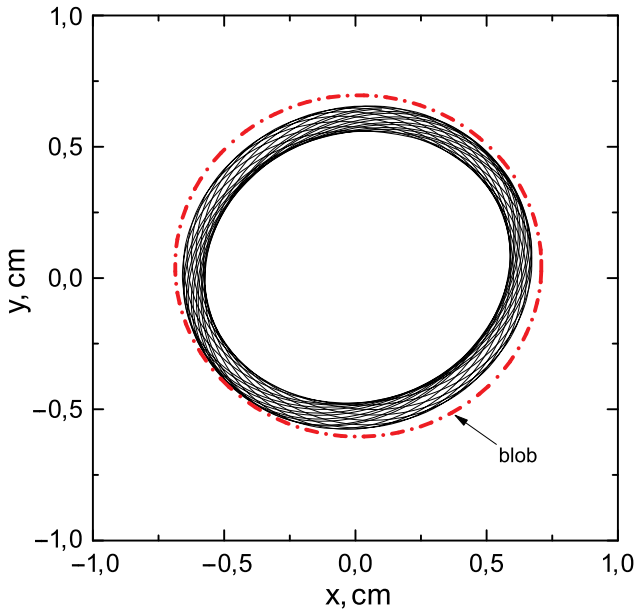
$$\gamma = \nu_0 - U/w_z - \nu_d, \quad (12)$$

а порог определяется балансом накачки и потерь:

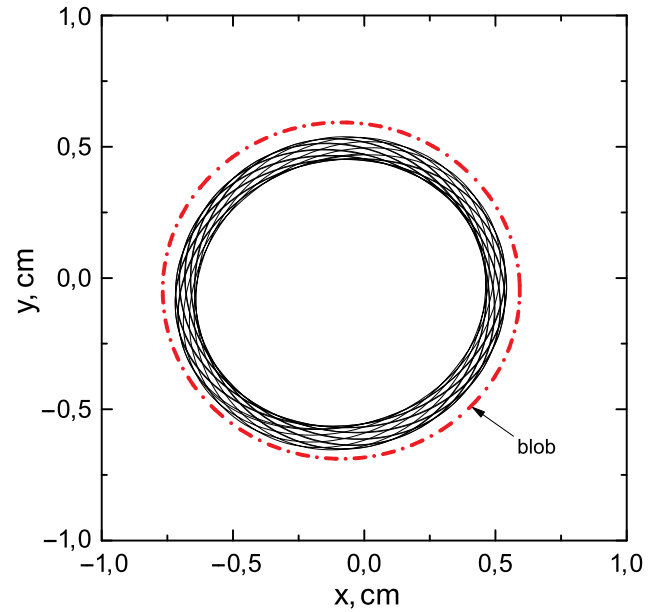
$$\nu_0(P_0^{th}) = U/w_z + \nu_d.$$

### 3. ПОРОГ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ

Проиллюстрируем предложенную модель на примере двух тороидальных установок магнитного удержания плазмы. На рис. 1 для условий токамака ASDEX-Upgrade (частота волны накачки  $f_0 = 140$  ГГц) [13] показана траектория ЭБ-волны (соответствует азимутальной моде  $m = 112$ , радиальной моде  $n = 6$ ,  $f_{m,n} = 70.41$  ГГц) в перпендикулярном сечении блоба, которая получена с помощью процедуры трассировки лучей, применяемой в приближении геометрической оптики [26], т.е. вычисления траектории потока мощности электромагнитных волн через неоднородную замагниченную плазму с учетом ее реальной геометрии. Штрихпунктиром показано положение границы



**Рис. 1.** Траектория ЭБ-волны (азимутальная мода  $m = 112$ , радиальная мода  $n = 6$ ,  $f_{m,n} = 70.41$  ГГц) в перпендикулярном сечении блоба для условий токамака ASDEX-Upgrade [13]. Штрихпунктир — положение границы блоба



**Рис. 2.** Траектория ЭБ-волны (азимутальная мода  $m = 113$ , радиальная мода  $n = 5$ ,  $f_{m,n} = 70.24$  ГГц) в перпендикулярном сечении блоба для условий стелларатора Wendelstein 7-X [14]. Штрихпунктир — положение границы блоба

блоба ( $r_b = 0.6$  см). Видно, что огибающая траектории волны не является идеально круглой, что вызвано влиянием неоднородного магнитного поля.

На рис. 2 для условий стелларатора Wendelstein 7-X (частота волны накачки  $f_0 = 140$  ГГц) [14] показана траектория ЭБ-волны (соответствует азимутальной моде  $m = 113$ , радиальной моде  $n = 5$ ,  $f_{m,n} = 70.24$  ГГц) в перпендикулярном сечении блоба, также вычисленная с помощью процедуры трассировки лучей. Как и на рис. 1, штрихпунктиром показано положение границы блоба ( $r_b = 0.6$  см). Траектории ЭБ-волн на рис. 1 и 2 демонстрируют, что в обоих случаях эти волны не покидают область распада и отвечают нормальной (шепчущей) моде — стоячей волне, локализованной в узкой области на периферии блоба.

На рис. 3 показана зависимость инкремента распадной неустойчивости от мощности. Теоретические зависимости, вычисленные согласно уравнению (12) для модельного прямоугольного распределения поля (11) размером  $w_z = 2$  см, показаны линиями. Символы — результат численного решения для гауссова распределения поля в пучке шириной  $w_y = w_z = 2$  см. Сплошная линия и кружки — случай ASDEX-Upgrade для параметров эксперимента, указанных в работе [18]. Пороговое значение, согласно аналитической модели (11), (12), равно  $P_0^{th} = 297$  кВт, а полученное в результате числен-

ного решения системы (9) для гауссова пучка накачки с тем же радиусом —  $P_0^{th} = 282$  кВт. Штриховая линия и ромбы — случай Wendelstein 7-X для параметров эксперимента, указанных в работе [19]. Пороговое значение, согласно аналитической модели, равно  $P_0^{th} = 285$  кВт. Значение порога, полученное в результате расчета, —  $P_0^{th} = 243$  кВт. Различие значений порога связано с модельным представлением о распределении поля (11), которое использовалось при выводе выражения (12). При мощности СВЧ-волны, существенно превышающей пороговое значение, зависимости инкремента от мощности, полученные аналитически и численно, асимптотически сближаются.

Отметим также, что предсказания развитой теории могут быть проверены в модельном эксперименте на линейной установке «Гранит» [16], где плазменный столб создается ВЧ-разрядом в длинной стеклянной трубке с внутренним диаметром  $2a = 22$  мм, ориентированной в направлении магнитного поля и заполненной аргоном (под давлением около  $10$  дин/см<sup>2</sup>). Магнитное поле, создаваемое внешним электромагнитом, может изменяться от 0 до 450 Гс. Усредненная по объему плотность плазмы составляет около  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> и при полной вариации магнитного поля изменяется на 15–20%. Стеклянная трубка проходит через отверстие, сделанное в широкой стенке волновода ( $42 \times 34$  мм<sup>2</sup>) парал-

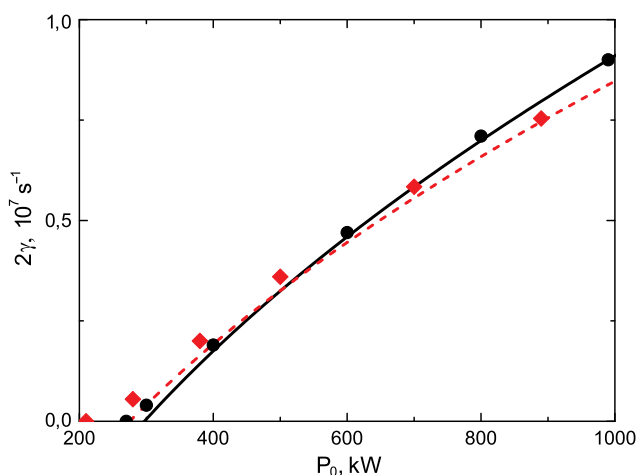


Рис. 3. Зависимость инкремента от мощности. Теоретические зависимости (12) для модельного распределения поля (11) показаны линиями. Результат численного решения (10) для гауссова пучка — символы. Сплошная линия и кружки — случай ASDEX-Upgrade [18]. Штриховая линия и ромбы — Wendelstein 7-X [19].  $w_{y,z} = 2$  см

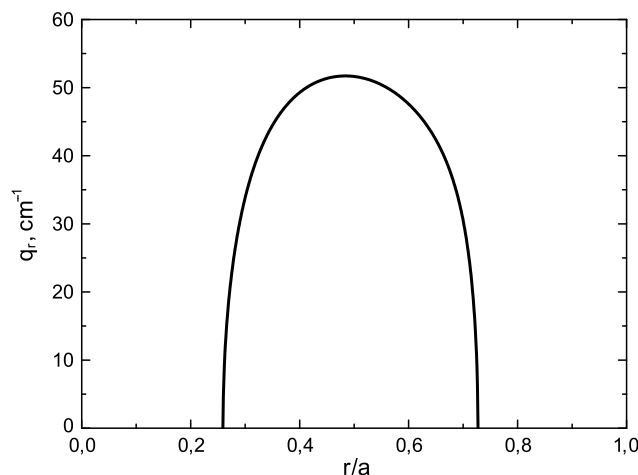


Рис. 5. Радиальная компонента волнового вектора ЭБ-волны в модельном эксперименте,  $m = 22$ ,  $n_z = 0.9$ ,  $T_e = 1$  эВ

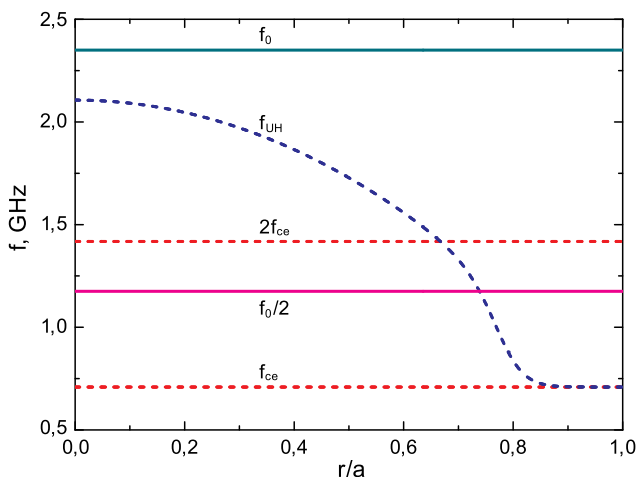


Рис. 4. Частоты ЭЦР, второй гармоники ЭЦР, ВГР, волны накачки и дочерней волны в модельном эксперименте

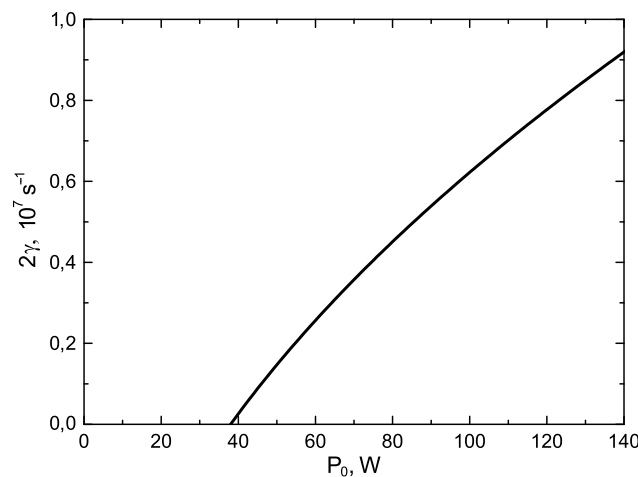


Рис. 6. Зависимость инкремента от мощности в модельном эксперименте. Линия — выражение (12),  $P_0^{th} = 39$  Вт

тельно узкой стенке. СВЧ-импульсы (мощностью до 210 Вт) в форме обыкновенных волн подаются на плазму вдоль волновода. На рис. 4 показаны частоты ЭЦР, второй гармоники ЭЦР, ВГР, а также частоты волны накачки и дочерней волны. Поскольку частота запускаемых волн  $f_0 = 2.35$  ГГц больше частоты второй гармоники ЭЦР,  $2f_{ce}$ , в объеме плазмы отсутствуют эффективные линейные механизмы поглощения накачки и имеется только столкновительный механизм, который в условиях эксперимента является слабым. На рис. 5 показана радиальная компонента волнового вектора дочерней ЭБ-волны (полоидальная мода  $m = 22$ , продольный коэффициент преломления  $n_z = 0.9$ ,  $T_e = 1$  эВ). На рис. 6

приведена зависимость (12) инкремента возбуждаемой неустойчивости двухплазмонного распада от мощности при частоте электрон-атомных столкновений  $\nu_{ea} = 5 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>. Оценка для порога неустойчивости в этом случае  $P_0^{th} = 39$  Вт. Предсказанный порог неустойчивости (около 40 Вт) существенно ниже технически доступной мощности СВЧ-импульсов, что позволяет подробно исследовать это нелинейное явление. В частности, приведенные оценки показывают возможность провести детальное исследование линейной стадии неустойчивости и ее переход в режим насыщения. Последнее позволит изучить эффективность аномального поглощения обыкновенной волны.

#### 4. ВЫВОДЫ

Впервые исследован сценарий низкорогового распада обыкновенной волны с частотой, соответствующей второй гармонике ЭЦР в плазменном объеме, приводящий к возбуждению двух ЭБ-волн, двумерно-локализованных в блоке (филаменте) на периферии плазмы. Получены выражения для инкремента и порога этой неустойчивости. С помощью уравнения (12) для условий установок ASDEX-Upgrade и Wendelstein 7-X найдены значения порогов. Их значения существенно ниже мощности мегаваттных СВЧ-пучков, используемых для нагрева в этих установках. На примере линейной установки «Гранит» показано, что этот эффект может быть исследован в модельных экспериментах, оперирующих с СВЧ-мощностями до 200 Вт. Это открывает возможность подробного изучения этого нелинейного явления, включая оценку эффективности аномального поглощения обыкновенной волны.

**Финансирование.** Результаты исследования неустойчивости в условиях модельного эксперимента получены в рамках Договора № 23-РБ-02-06 и проекта БРФФИ Ф24СП6Г-005. Результаты исследования неустойчивости в условиях экспериментов на установках ASDEX-Upgrade и Wendelstein 7-X получены при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00010), а численные расчеты выполнены при поддержке государственного контракта ФТИ им. А. Ф. Иоффе (FFUG-2024-0028).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Westerhof, S. K. Nielsen, J. W. Oosterbeek et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 115003 (2013).
2. S. K. Hansen, S. K. Nielsen, J. Stober et al., *Nucl. Fusion* **60**, 106008 (2020).
3. A. Tancetti, S. K. Nielsen, J. Rasmussen et al., *Nucl. Fusion* **62**, 074003 (2022).
4. A. Clod, M. G. Senstius, A. H. Nielsen et al., *Phys. Rev. Lett.* **132**, 135101 (2024).
5. B. I. Cohen, R. H. Cohen, W. M. C. Nevins, and T. D. Rognlien, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 949 (1991).
6. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, *УФН* **190**, 396 (2020).
7. E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**, 125017 (2021).
8. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, *Физика плазмы* **49**, 740 (2023).
9. M. Yu. Kantor, A. J. H. Donne, R. Jaspers et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 055002 (2009).
10. P. H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh, and T. S. Hahm, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, R35 (2005).
11. O. D. Gurcan and P. H. Diamond, *Phys. Plasmas* **11**, 572 (2004).
12. S. I. Krasheninnikov, *Phys. Lett. A* **283**, 368 (2001).
13. B. Nold, G. D. Conway, T. Happel et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **52**, 065005 (2010).
14. C. Killer, B. Shanahan, O. Grulke et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **62**, 085003 (2020).
15. J. Cheng, J. Q. Dong, L. W. Yan et al., *Nucl. Fusion* **53**, 093008 (2013).
16. A. B. Altukhov, V. I. Arkhipenko, A. D. Gurchenko et al., *Europhys. Lett.* **126**, 15002 (2019).
17. H. Hohnle, J. Stober, A. Herrmann et al., *Nucl. Fusion* **51**, 083013 (2011).
18. M. Schubert, B. Plaum, S. Vorbrugg et al., in *Proc. 43rd EPS Conf. on Plasma Physics*, Leuven, Belgium, 4–8 July (2016), Vol. **40A**, P1.026.
19. T. Klingler, T. Andreeva, S. Bozhenkov et al., *Nucl. Fusion* **59**, 112004 (2019).
20. K. G. Budden and H. G. Martin, *The Ionosphere as a Whispering Gallery*, Proc. Roy. Soc. London, Series A. Mathem. Phys. Sci. The Royal Society **265** (1323), 554 (1962).
21. Дж. Стрэтт (лорд Рэлей), *Теория звука*, Гостехиздат, Москва (1955).
22. P. L. Stanwix, M. E. Tobar, P. Wolf et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 040404 (2005).
23. R. Mendis and M. Mittleman, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 031106 (2010).
24. D. G. Swanson, *Plasma Waves*, 2nd ed., CRC Press (2003).
25. А. Ю. Попов, *Физика плазмы* **48**, 27 (2022).
26. А. Бернштейн, Л. Фридлинд, в сб. *Основы физики плазмы*, т. 1. под ред. М. Н. Розенблюта и Р. З. Сагдеева, Энергоатомиздат, Москва (1983), с. 393.