

ОБ АНОМАЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ ПРИ ВЧ НАГРЕВЕ
ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ С ТОКОМ

Л. В. Крупнова, В. Т. Тихончук

УДК 533.95

Рассмотрена задача о генерации тока увлечения при параметрическом нагреве замagnetической плазмы с током. Показано, что при достаточно широком спектре турбулентности ВЧ нагрев сопровождается возникновением аномального сопротивления плазмы.

Нагрев плазмы электромагнитным излучением в нижнегибридном диапазоне частот $/1/$ сопровождается возбуждением параметрической турбулентности $/2,3/$. В том случае, когда спектр турбулентности в силу каких-либо причин оказывается несимметричным, поглощение волн электронами приводит к генерации в плазме квазистационарного тока, который может повлиять на устойчивость плазмы в целом.

В работе $/4/$ было показано, что наличие в замagnetической плазме постоянного тока приводит к асимметричному спектру параметрической турбулентности и, как следствие, к возбуждению квазистационарного тока увлечения, направленного навстречу основному току. Этот эффект может быть интерпретирован как возникновение аномального сопротивления плазмы по постоянному току при ВЧ нагреве.

В $/4/$ получена только оценка максимально возможного тока увлечения. В настоящей заметке мы остановимся на исследовании зависимости тока увлечения от ширины спектра параметрической турбулентности. Рассмотрены как случай узкого "мономатического" по фазовым скоростям спектра, так и случай широкого спектра турбулентности. Показано, что заметное аномальное сопротивление возникает лишь при достаточно широком спектре.

Рассмотрим замагниченную плазму ($\Omega_e \gg \omega_{Le}$, где Ω_e - циклотронная, а ω_{Le} - плазменная частота электронов) с током $\vec{J}_0 = e n_e \vec{u}$, текущим вдоль магнитного поля. Под воздействием ВЧ поля с частотой $\omega_0 < \omega_{Le}$ в плазме возбуждается ионно-звуковая параметрическая неустойчивость, отвечающая распаду электромагнитной волны накачки ($\omega_0, \vec{k}_0 \approx 0$) на косую ленгмювскую (ω_1, \vec{k}_1) и ионно-звуковую (ω_2, \vec{k}_2) волны. В пренебрежении затуханием ленгмювской волны (как показано, ниже, оно оказывается весьма малым) инкремент параметрической неустойчивости имеет вид (см., напр., /5/):

$$\gamma = -\frac{1}{2} \gamma_s(\vec{k}_s) + \sqrt{\gamma_d^2 - \gamma_s^2(\vec{k}_s)}/4, \quad (1)$$

$$\gamma_d = \frac{(\omega_0 k_s v_s)^{1/2}}{4v_{Te}} \left[v_{E\parallel}^2 + \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_{Le}^2} \right) v_{E\parallel}^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь v_s - скорость звука, v_{Te} - тепловая скорость электронов, $\vec{v}_E = e \vec{k}_0 / m \omega_0$ - скорость осцилляций электронов в поле волны накачки, \vec{E}_{\parallel} - проекция вектора \vec{E}_0 на направление магнитного поля. Инкремент (1) зависит от знака проекции вектора $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_2$ на направление магнитного поля (тока) в силу анизотропии декремента затухания ионно-звуковых волн в токовой плазме:

$$\gamma_s(\vec{k}_s) = \gamma_{s1}(k_s) + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{L1}}{\omega_{Le}} k_s v_s \frac{k_s v_s - \vec{k}_s \vec{u}}{|\vec{k}_{s\parallel}| v_s} \equiv$$

$$\equiv \gamma_{s0}(k_s) - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{u}{v_{Te}} k_s v_s \text{sign}(\vec{k}_s \vec{u}). \quad (2)$$

Здесь γ_{s0} - декремент затухания звука на ионах (γ_{s1}) и электронах в плазме без тока, ω_{L1} - ионная ленгмювская частота.

Из (1), (2) следует, что в токовой плазме ленгмювские волны с $\vec{k}_1 \vec{u} > 0$ возбуждаются с меньшим инкрементом, чем волны с $\vec{k}_1 \vec{u} < 0$. Анизотропия возбуждения неустойчивости сохраняется и в спектре турбулентности ленгмювских волн, если нелинейные процессы не приводят к его изотропизации. Такая ситуация имеет место в области не слишком малых частот ($\omega_1 \gtrsim (3 \div 5) \omega_{L1}$), когда насыщение неустойчивости обусловлено вторичными распадами косых ленгмювских волн на волны того же типа /5,6/. Знак $k_{1\parallel}$ при

этом сохраняется, что и приводит к асимметрии спектра турбулентности при асимметричной накачке.

Работы /5,6/ определяют частотные и угловые характеристики спектра турбулентности, не давая окончательного ответа на вопрос о ширине спектра по длинам волн. Из качественных соображений следует, что спектр должен быть сконцентрирован преимущественно в области коротких волн $k \approx k_*$, где $2(k_* r_D)^2 \approx \ln^{-1}(\omega_0/\gamma)$, $r_D = v_{Te}/\omega_{Le}$. Поэтому мы прежде всего рассмотрим узкий (δ -функциональный) спектр ленгмювских волн, когда продольные фазовые скорости всех волн $v_{||} = \omega_1/k_{1||} \approx \omega_{Le}/k_*$ оказываются одинаковыми.

В этом случае для нахождения тока увлечения следует решить задачу о функции распределения электронов по продольным скоростям в поле нелинейной волны, бегущей с постоянной фазовой скоростью. Для волны с синусоидальным потенциалом такая задача решалась в работах /7,8/. Согласно /7/ для тока увлечения имеем

$$j_u = \frac{6}{\sqrt{\pi}} c_0 e n_e \frac{\omega_{Le}}{k_*} \left(\frac{e\psi}{T_e} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (k_* r_D)^{-2} \right], \quad (3)$$

где ψ — амплитуда потенциала, $c_0 \approx 0,69$. Проведенный нами расчет j_u для случая волны с произвольной формой потенциала $\Phi = \psi h(\omega_m(z/v_{||} - t))$ привел к выражению (3) с константой c_0 , зависящей от формы потенциала:

$$c_0 = 1 - \frac{1}{2} \int_1^{\infty} dx \left[\int_0^{2\pi} dy (\sqrt{x} - \sqrt{x - h(y)})/\sqrt{x} \int_0^{2\pi} dy \sqrt{x - h(y)} \right].$$

Ввиду слабой зависимости $c_0 \sim 1$ от формы потенциала при оценке величины тока увлечения воспользуемся формулой (3). Следуя /5,6/, амплитуду потенциала можно связать с инкрементом параметрической неустойчивости γ и нижней границей спектра по частотам $\omega_m \sim \omega_{Li}$

$$e\psi/T_e \approx (8/3) (k_* r_D)^{-2} \gamma \omega_0 / \omega_m^2.$$

В силу зависимости γ от знака k_{\parallel} тока увлечения, направленные вдоль основного тока и навстречу ему, различны. Предполагая токовую поправку в γ_0 малой ($|\gamma_0 - \gamma_{00}| \ll \gamma_{00}$), из (1) - (3) получаем следующее выражение для результирующего тока увлечения:

$$J_{RF} \approx -30 \left(\frac{\omega_0}{\omega_{L1}} \right)^2 k_e r_D \left(\frac{\gamma_0}{\omega_0} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{2\gamma_0}{\gamma_{00}} \right)^{-1} \bar{J}_0 \approx -R \bar{J}_0, \quad (4)$$

где γ_0 - инкремент параметрической неустойчивости в отсутствие тока.

Коэффициент R является мерой воздействия излучения на проводимость плазмы по постоянному току: $\sigma = \sigma_0(1 - R)$. Из-за того, что инкремент раскачки ленгмювских волн навстречу основному току оказался больше, чем по току, ВЧ нагрев приводит к уменьшению величины σ . Вместе с тем, даже для максимально возможного в теории слабой турбулентности инкремента $\gamma_0 \approx k_e v_{Te}$ коэффициент R согласно (6) оказывается малым: $R_{\max} \sim (\omega_{L1}/\omega_0)^{1/2} \ll 1$. Поэтому в случае узкого по фазовым скоростям спектра турбулентности воздействие ВЧ излучения на проводимость плазмы по постоянному току оказывается незначительным.

Обратимся теперь к случаю широкого спектра турбулентности, предполагаем, что энергия волн равномерно распределена в интервале фазовых скоростей $v_1 = \omega_{L0}/k_e \leq v_{\parallel} \leq v_2$. При этом функция распределения электронов находится из решения одномерного квазилинейного уравнения /9-II/. Если все ленгмювские волны имеют одинаковый знак k_{\parallel} , для тока увлечения имеем /10/:

$$J_{\parallel} = (2\pi)^{-1/2} e n_0 v_{Te} \exp(-v_1^2/2v_{Te}^2) D_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{v_2^2 - v_1^2}{2v_{Te}^2(1 + D_0)}\right) \right], \quad (5)$$

где $D_0 = (8/3\pi)(k_e r_D)^{-5} (1 - v_1^3/v_2^3)^{-1} (\omega_{L0}\gamma/\omega_{L1}) \nu_{e1}$ - отношение турбулентного коэффициента диффузии (рассчитанного по спектру турбулентности, определенному в /6/) к коэффициенту столкновительной диффузии (ν_{e1} - частота кулоновских столкновений тепловых электронов).

Результирующий ток увлечения находится как разность токов увлечения вдоль основного тока и навстречу ему. Ввиду большой величины $D_0 \gg 1$ практически всегда можно считать выполненным неравенство $(v_2^2 - v_1^2)/2v_{Te}^2 \ll D_0$. Определяя $v_1 = \omega_{Le}/k_*$ из условия равенства инкремента неустойчивости γ декременту затухания ленгмюровских волн на исходной (максвелловской) функции распределения $\gamma \approx \sqrt{\pi}/8\omega_0(k_*r_D)^{-3} \exp(-1/2k_*^2r_D^2)$, для результирующего тока увлечения аналогично (4) получаем

$$\bar{J}_{RF} = -\frac{1}{2\sqrt{2\pi}} (k_*r_D)^2 \frac{\omega_{si}}{\omega_0} \left(1 + \frac{\gamma_{so}}{2\gamma_0}\right)^{-1} \left(\frac{v_2^2}{v_1^2} - 1\right) \bar{J}_0 \equiv -R\bar{J}_0. \quad (6)$$

Если инкремент накачки $\gamma_0 \gg \gamma_{so}$, то ток увлечения \bar{J}_{RF} оказывается порядка основного тока \bar{J}_0 , когда спектр турбулентности достаточно широкий

$$\frac{v_2}{v_1} \approx (8\pi)^{1/4} (k_*r_D)^{-1} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{Li}}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{\omega_0}{\omega_{Li}}\right)^{1/2} \gg 1.$$

Последнее неравенство фактически является условием возникновения аномального сопротивления при ВЧ нагреве плазмы в нижнегибридном диапазоне частот.

Поступила в редакцию
25 апреля 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Аликаев, "Итоги науки и техники", изд. ВИНТИ, сер. "Физика плазмы"; 1, ч. 2, 80 (1981).
2. A. B. Kitzenko et al., Nucl. Fusion, 13, 557 (1973).
3. J. J. Schuss et al., Phys. Rev. Lett., 43, 274 (1979).
4. V. Stefan, V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett., 48, 1476 (1982).
5. Л. В. Крупинова, В. Т. Тихончук, ЖЭТФ, 77, 1933 (1979).
6. Л. В. Крупинова, В. Стефан, В. Т. Тихончук, Физика плазмы, 7, 1350 (1981).
7. В. Е. Захаров, В. И. Каршман, ЖЭТФ, 43, 490 (1962).

8. R. Sugihara, Y. Midzuno, M. Fukuda, J. Phys. Soc. Japan, 50, 2442 (1981).
9. В. Ю. Быченко, В. П. Силин, ЖЭТФ, 46, 1830 (1976).
10. N. J. Fisch, Phys. Rev. Lett., 41, 873 (1978).
11. Р. Клима, А. В. Лонгинов, Физика плазмы, 5, 496 (1979).