

ТОКОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ, ВЫЗЫВАЕМАЯ ЭМИССИЕЙ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Д.М. Фарфидов, Н.А. Лукина, К.Ф. Сергеев

Экспериментально, показано, что эмиссия потоков быстрых электронов из критического слоя плазмы под воздействием сильного электромагнитного поля происходит на фоне токовой турбулентности плазмы, которая наряду с модуляционной неустойчивостью может быть ответственной за диссипацию электромагнитной энергии в быстрые электроны.

Воздействие интенсивного электромагнитного излучения на плазму, когда давление поля $E^2/8\pi$ сравнимо с ее газокинетическим давлением nT (n – концентрация частиц, а $T = T_e + T_i$ – температура), имеющее место, в частности, в установках лазерного термоядерного синтеза ЛТС [1], сопровождается эмиссией из плазмы значительных токов быстрых электронов [2]. В [3] было показано, что эмиссия характеризуется анизотропной "температурой" T_h , на один-два порядка превышающей колебательную энергию электрона в приложенном поле $W_e = e^2 E^2 / 2m\omega^2$ (e, m – заряд и масса электрона, ω – круговая частота излучения) и имеет направление преимущественно по электрическому полю, а не под оптимальным углом трансформации излучения в продольные волны $\theta_{\text{Опт}} \approx \arcsin [0,7 (kL)^{-1/2}]$ [4], как принято считать, например, в [5]. Здесь: $k = \omega/c$ – волновое число, L – характерный размер плазмы.

Исследования токов быстрых электронов и флуктуаций плотности в самой плазме, проведенные в данной работе, позволили обнаружить токовую турбулентность и связанное с ней аномальное сопротивление плазмы [6], препятствующее росту эмиссии электронов. Высказано предположение, что на развитой стадии генерации потоков быстрых электронов токовая турбулентность принимает на себя роль основного механизма диссипации энергии электромагнитного излучения в плазме благодаря высоким значениям эффективной частоты столкновений электронов. Эти исследования представляют интерес как для проблемы ЛТС, так и для задачи преобразования энергии электромагнитного излучения в постоянный ток [7].

Исследования проводились с импульсным излучением СВЧ диапазона (длина волны $\lambda = 5$ см, мощность $P = 0,1$ МВт и длительность импульса $\tau = 10$ мксек). Плазма создавалась самим СВЧ излучением в результате пробоя струи аргона, эжектируемого в камеру при давлении $8 \cdot 10^{-4}$ тор из узкого $\phi 0,2$ см сопла на конце керамической трубки $\phi 0,8$ см, в которой поддерживалось давление $\sim 10^{-1}$ тор. Область повышенного давления в струе не выходила за пределы радиуса 4 см от сопла. Пробой начинался в трубке и затем переходил на свободную струю газа. На рис. 1 показан рельеф плотности плазмы в плоскости поляризации волны (E, k) в момент окончания СВЧ импульса $t = \tau$ и соответ-

ствующие ему распределения амплитуды электрической напряженности СВЧ поля по X при $z = 10$ см в вакууме и в плазме (кривые 1 и 2 соответственно). Максимальная напряженность поля в центре СВЧ пучка $E_0 = 2$ кВ/см. Плотность плазмы нормирована к критическому значению: $n_c = m\omega^2/4\pi e^2 = 4,5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. Температура основной массы электронов: $T_{e0} \approx 8 + 10$ эВ, а ионов — $T_i \approx 1 + 2$ эВ. Частота столкновений электронов: $\nu \approx 10^7$ сек $^{-1}$.

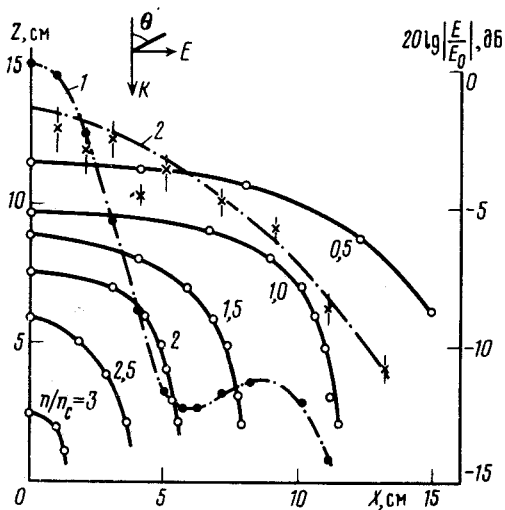


Рис. 1

Измерениями угловых распределений сигнала дипольной СВЧ антенны в плазме в плоскости (X, Z) установлено, что уширение распределения 2 по сравнению с 1 обязано рефракции СВЧ излучения на плазме, сопровождаемой поворотом вектора электрического поля на угол $\leq 15^\circ$ ($\theta_{\text{мин}} \approx 75^\circ$). Под этим же углом наблюдалась наибольшая эмиссия быстрых электронов с максимальной "температурой" $T_h \approx 200$ эВ. Увеличение давления аргона в камере и обусловленное им возрастание характерных размеров плазмы приводило к одновременному повороту вектора электрического поля и направления максимальной эмиссии электронов на больший угол, что дополнительно свидетельствует в пользу рефракции, а не оптимального угла трансформации волн вопреки [5].

В области проникновения СВЧ волны в плотную плазму $n/n_c \gg 1$ (см. на рис. 2 профили плазмы $n/n_c(z)$ и поля $|E|(z)$ ¹⁾, измеренные на главной оптической оси OZ при $t = \tau$) наблюдаются интенсивные, до 20% низкочастотные флуктуации плотности плазмы и модуляция амплитуды поля. Штриховой линией дано расчетное распределение затухающего поля плоской волны при ее нормальном падении на плоскостистую плазму с указанным профилем. Характерной особенностью возмущенной области плазмы является локальное повышение ее потенциала $V_{\text{пл}}$ и температуры электронов T_e по данным ленгмюровского зонда

¹⁾ Точнее, сигнала антенны без поправки, связанной с диэлектрической проницаемостью плазмы.

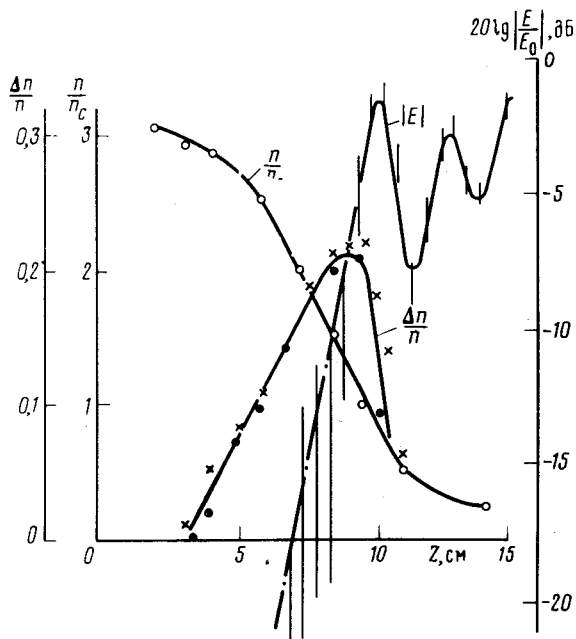


Рис. 2

(см. рис. 3). Рост потенциала связан с одной стороны с уходом быстрых электронов, ускоренных СВЧ полем, а с другой — с дефицитом медленных электронов, поступающих из окружающей плазмы. Образовавшееся в плазме постоянное электрическое поле с максимальной при $z \approx 8$ см напряженностью $\langle E \rangle_z \approx 15$ В/см стремится вызвать ток с плотностью $j_z = \sigma \langle E \rangle_z = (ne^2/m\nu) \langle E \rangle_z \approx 200$ А/см², направленный внутрь области ускорения электронов, который по измерениям коллимированным многосеточным зондом действительно существует, имеет преимущественное направление по z , но его максимальная плотность j_z не достигает и 2 А/см² (рис. 3), что объясняется наличием аномального сопротивления [6]. Нетрудно показать, что в данном случае заведомо выполняется условие возбуждения токовой неустойчивости, ответственной за аномальное сопротивление: либо бунемановской, для которой: $v_{др} = e \langle E \rangle_z / m\nu \gg v_{Te} = (T_e/m)^{1/2}$, если оценивать $v_{др}$ по частоте электронных столкновений ν и измеренному $\langle E \rangle_z$, либо звуковой неустойчивости, для которой: $v_{др} = (j_z/en) \gg v_s = (T_e/M)^{1/2}$, если $v_{др}$ оценить из измерений плотности тока; v_{Te} — тепловая и v_s — звуковая скорости. Эффективная частота соударений электронов в режиме насыщения неустойчивости может достигать предельно высокого уровня: $\nu_{эфф} \approx 10^{-2} \omega_{pe} (v_{др}/v_{Te}) (T_e/T_i)$. Исходя из реального значения проводимости, получаем, что $\nu_{эфф} \approx 2 \cdot 10^9$ сек⁻¹. Существование высокого $\nu_{эфф}$ косвенно подтверждается наличием градиентов температуры электронов (рис. 3) с масштабами существенно меньшими длины свободного пробега v_{Te}/ν . Прямой нагрев электронов токовой турбулентностью приводит к появлению у части электронов температуры $T_e' \approx \Delta V_{пл} \approx 30 + 40$ эВ, в результате чего функция распределения электронов по энергиям носит двухтемпературный характер с $T_e \approx 10$ эВ, $T_e' \approx 30 + 40$ эВ ($\sim 10\%$) плюс направленные быстрые электроны с $T_h \approx$

≈ 200 эВ ($\sim 1\%$). Согласно [6] спектр ионно-звуковой турбулентности должен сползать в область малых волновых чисел и частот. $\frac{E}{\omega} + (1/\omega_s^2)$ вследствие индуцированного рассеяния на ионах, что подтверждается измерениями спектра флуктуаций плотности тока (рис. 3). Ввиду того, что эпицентр плазменной турбулентности $\Delta n/n(z)$ практически совпадает с эпицентром эмиссии быстрых электронов $j_x(z)$ (ср. рис. 2

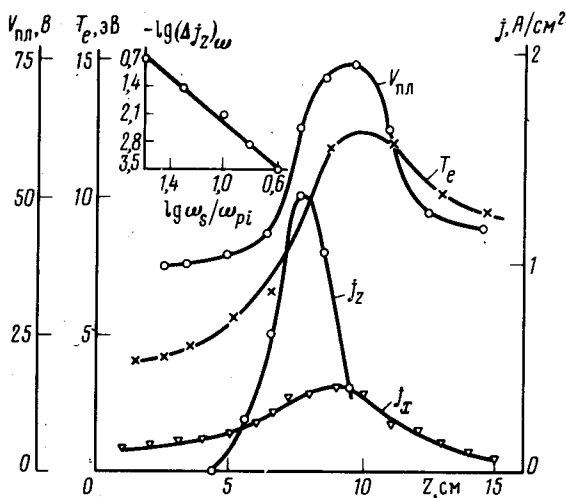


Рис. 3

и рис. 3; ток быстрых электронов измерялся тем же многосеточным зондом на расстоянии $x = 14$ см от оси Z) можно предположить, что образование "хвостов" быстрых электронов в установившемся режиме связано с диссипацией энергии СВЧ поля из-за сильной токовой турбулентности, самосогласованно поддерживаемой токами эмиссии электронов. Оценка "температуры" быстрых электронов, "нагреваемых" за счет рассеяния энергии СВЧ поля на турбулентности с частотой $\nu_{эфф} \approx 2 \cdot 10^9$ сек $^{-1}$ за время пролета области взаимодействия с $L \approx 10$ см с начальной тепловой скоростью $v_{Te} \approx 2 \cdot 10^8$ см/сек при средней колебательной энергии $W_{e\text{ ср}} \approx 2$ эВ дает значение $T_h \approx W_{e\text{ ср}} L \nu_{эфф} v_{Te}^{-1} \approx 200$ эВ, близкое к измеренному. Сказанное однако не исключает других механизмов нелинейной диссипации СВЧ энергии в плазме, связанных с модуляционной неустойчивостью или резонансным поглощением [8], без которых начало эмиссии электронов было бы невозможным.

Авторы благодарят Г.М.Батанова и А.А.Рухадзе за обсуждение работы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 августа 1981 г.

Литература

- [1] Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н., Пустовалов В.В., Силин В.П., Склизков Г.В., Тихончук В.Т., Шиканов А.С. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, т. 17, М.: ВИНТИ, 1978.

- [2] *Арифов Т.У., Аскаръян Г.А., Раевский И.М., Тарасова Н.М.* Импульс тока при воздействии излучения лазера на мишень в газе. ЖЭТФ, 1968, 55, 386; Взаимодействие электромагнитных волн с плазмой. Труды ФИАН, 1974, 73, 37.
- [3] *Karfidov D.M., Lukina N.A., Sergeichev K.F.* Emission of Hot Electrons from Inhomogeneous Plasma caused by Strong Microwave Field, Proc. 15. Intern. Conf. on Phenomena in Ion. Gases, 1981. Minsk, v.I, P-1308.
- [4] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.; 1960, стр. 271.
- [5] *Kolodner P., Yablonovitch E.* Proof of Resonant Acceleration Mechanism for Fast Electrons in Gaseous Laser Targets. Phys. Rev. Lett., 1976, 1754.
- [6] *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.; Атомиздат, 1979, стр. 76 и 273.
- [7] *Аскаръян Г.А., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А., Раевский И.М.* Генерация мощных токов и потенциалов при воздействии радиоволн на стержень. Прямое преобразование электромагнитной энергии в энергию тока. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 706.
- [8] Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. АН СССР, Горький, 1980, стр. 6, 50, 117, 156.
-