

ЭФФЕКТИВНАЯ ЧАСТОТА СТОЛКНОВЕНИЙ В ПЛАЗМЕ С СИЛЬНОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

В.Ю.Быченков, Д.М.Карфидов, К.Ф.Сергейчев, И.А.Сычев

*Институт общей физики АН СССР
117942, Москва*

Поступила в редакцию 16 января 1991 г.

Измерено поглощение пробной электромагнитной волны в плазме с сильной ленгмюровской турбулентностью, возбуждаемой электронным пучком. Найдены условия перехода турбулентности в состояние насыщения. Установлены анизотропные свойства турбулентности.

В ^{1,2} экспериментально было показано, что в соответствии с теорией сильной ленгмювской турбулентности (СЛТ) ³ турбулентное состояние плазмы, возбужденное электронным пучком или электромагнитным полем, представляет собой ансамбль коллапсирующих ленгмювских каверн.

Объемная концентрация (плотность) самих каверн определяет интенсивность процесса СЛТ и является важной характеристикой для аномальных явлений, обусловленных СЛТ, таких как аномальная проводимость, аномальное поглощение и т.д. Диссипативные свойства среды, как известно, могут быть выражены через эффективную частоту столкновений ν_{eff} , которую можно измерить и, тем самым, получить косвенную оценку интенсивности турбулентного процесса.

В данной работе впервые сделана попытка через измерения ν_{eff} исследовать зависимость интенсивности процесса СЛТ от уровня накачки при возбуждении электронным пучком, найдены условия перехода СЛТ в состояние насыщения, выявлены анизотропные свойства СЛТ.

Частота ν_{eff} измерялась по затуханию пробной электромагнитной волны в прозрачной для нее турбулентной плазме: $\omega > \omega_{pe}$, методом измерения добротности резонатора с плазмой ⁴ (рис.1).

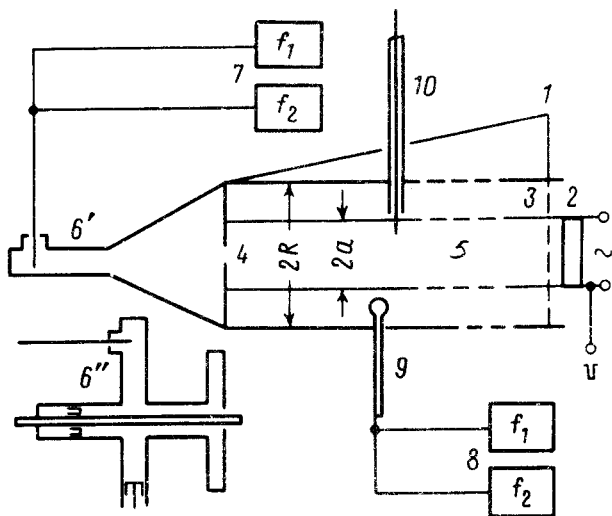


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 - цилиндрический резонатор; 2 - термоэмиссионный катод; 3 - сетка-анод; 4 - отверстие связи; 5 - область турбулентной плазмы в канале электронного пучка; 6' - преобразователь волны H_{11} ; 6'' - преобразователь волны E_{01} ; 7 - СВЧ генераторы пробных волн двух частот; 8 - СВЧ приемники пробных волн; 9 - петлевая антенна; 10 - ленгмювский зонд

Резонатором служила часть металлической вакуумной камеры установки радиусом 3,5 см, ограниченная с одной стороны сеткой-анодом, за которой располагался термоэмиссионный катод, используемый для создания плазмы и инжекции электронного пучка в плазму, а с другой - диафрагмой с отверстием связи, за которой располагались преобразователи типов волн для возбуждения одной из мод резонатора: H_{11q} или E_{11q} . Длина резонатора - 120 см.

Плазма в установке создавалась плазменно-пучковым разрядом в аргоне при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ торр. Распределение плотности плазмы на стадии распада вдоль оси резонатора было практически однородно. Радиальное распределение близко к функции Бесселя $J_0(r/R)$.

Сильная ленгмюровская турбулентность возбуждалась при прохождении по плазме электронного пучка в токовом канале радиусом $a_T = 1,5$ см. Энергия электронов пучка варьировалась в пределах $eU_0 = 200 \div 2000$ эВ. Как было показано ¹, СЛТ возникает в плазме при выполнении порогового условия $n_b/n_0 > 1,7 \cdot 10^2 (T_e/m_e v_0^2)^2$, где n_b , n_0 - плотности пучка и плазмы, v_0 - скорость частиц пучка на входе в плазму. Плотность плазмы на оси резонатора в ходе эксперимента составляла $n_0 = 1,8 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Температура электронов $T_e \approx 1,0$ эВ. Частота резонатора $f = 6$ ГГц ($\lambda = 5$ см) выбиралась так, чтобы плазма была прозрачной. Мощность диагностического сигнала выбиралась минимально возможной $\sim 10^{-3}$ Вт, существенно ниже порогов всех нелинейных процессов, связанных с воздействием СВЧ излучения на плазму.

Эффективная частота столкновений ν_{eff} определялась в соответствии с выражением ⁴:

$$\nu_{eff} = \frac{2\pi}{C_{F_{a_T}}} \frac{n_c}{n_0} \frac{(R/a_T)^2}{1 - a_T^2/2R^2} (\Delta f - \Delta f_0), \quad (1)$$

где $C_{F_{a_T}}$ - коэффициент формы для заполнения плазмой сечения резонатора, $n_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ - критическая концентрация плазмы для частоты сигнала $f = \omega/2\pi$, Δf , Δf_0 - полуширины резонансных кривых при наличии СЛТ и в спокойной плазме при прочих равных условиях, соответственно. Отметим, что мода H_{11q} при любом q является поперечной к направлению распространения пучка и, следовательно, к направлению поля первичной ленгмюровской волны. Номер моды E_{01q} при $n_0 = 1,8 \cdot 10^{11}$ см⁻³ близок к $q \approx 30$ и тогда эту моду можно практически рассматривать как продольную, поскольку энергия, определяемая для продольной компоненты электрического поля, сосредоточенного в турбулентной зоне, оказывается в пять раз больше энергии для его поперечной компоненты.

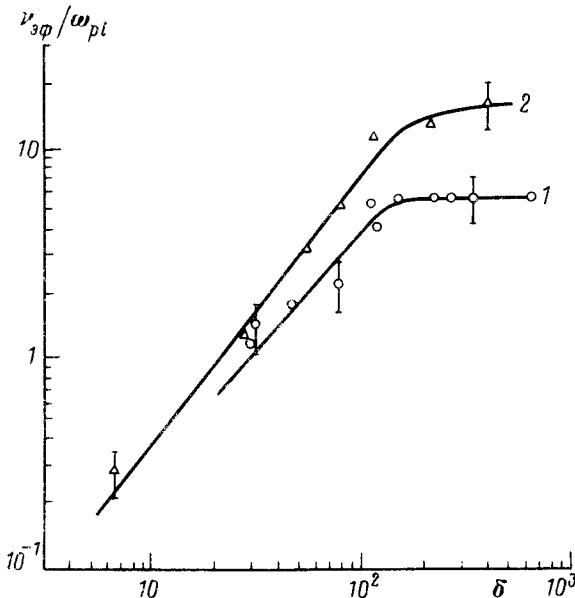


Рис. 2. Зависимость отношения эффективной частоты столкновений к плазменной ионной частоте ν_{eff}/ω_{pi} от параметра накачки электронным пучком δ : 1 - измерения на резонансной моде $H_{11,42}$, 2 - измерения на резонансной моде $E_{01,30}$

В ходе эксперимента было установлено, что эффективная частота столкновений растет с увеличением плотности и энергии электронов пучка. Еще в ¹ было показано, что ленгмюровская накачка характеризуется параметром $\delta = 6 \cdot 10^{-3} (n_b/n_0)/(T_e/m_e v_0^2)^2$, который при выполнении условия $\delta > 1$ определяет переход плазменно-пучковой системы к СЛТ. Было найдено, что средняя плотность энергии ленгмюровского поля практически пропорциональна δ .

Поэтому измеренная зависимость ν_{eff} от накачки представлена в виде зависимости безразмерных величин $\nu_{eff}/\omega_{pi} = F(\delta)$ (рис.2), где ω_{pi} - ленгмюровская ионная частота. Кривая 1 соответствует моде H_{11q} . ν_{eff}/ω_{pi} растет практически линейно с δ , т.е. с увеличением ленгмюровской накачки вплоть до значения $\delta_{нас} \approx 120$, после чего наступает насыщение.

Кривая 2 на рис.2 соответствует моде $E_{01,30}$. Как видно, в этом случае также наблюдается линейный рост ν_{eff}/ω_{pi} от накачки вплоть до насыщения, наступающего при том же $\delta_{нас}$, что и для кривой 1. Однако насыщенное значение ν_{eff}/ω_{pi} при этом оказывается примерно втрое большим.

Обсудим полученные результаты. Поглощение электромагнитной волны, характеризуемое эффективной частотой столкновений связано с возбуждением в плазме мелкомасштабных флуктуаций плотности, вследствие чего однородное по отношению к флуктуациям электрическое поле оказывается промодулированным с масштабом, соответствующим эффективному отбору энергии волны электронами. Такими мелкомасштабными флуктуациями могут быть обнаруженные нами ранее в режиме СЛТ ионно-звуковые волны ^{1,2} с характерными $k_r r_{De} \sim 1$. В соответствии с теорией аномального поглощения электромагнитного излучения на ионно-звуковых пульсациях ^{5,6} эффективная частота столкновений может быть представлена следующим приближенным выражением:

$$\nu_{eff} \approx \omega_{pe} \frac{W_s}{n_0 T_e} \overline{\cos^2 \theta} \exp(-\omega^2/2\omega_{pe}^2). \quad (2)$$

Здесь W_s - средняя плотность энергии ионного звука, $\overline{\cos^2 \theta}$ - усредненный по угловому распределению квадрат косинуса угла между вектором поляризации электромагнитной волны и волновым вектором ионно-звуковых пульсаций. Формула (2) предполагает, что, во-первых, $W_s/n_0 T_e \ll 1$, во-вторых, распределение электронов плазмы не сильно отличается от максвелловского, в-третьих, основной вклад в поглощение дают ионно-звуковые волны с характерным волновым числом $\sim r_{De}^{-1}$ и спектральной шириной $\Delta k \leq r_{De}^{-1}$.

Можно сравнить полученное выражение с экспериментом для не слишком больших $W_s/n_0 T_e$, соответствующим относительно небольшим значениям δ . При этом необходимо иметь в виду, что коротковолновый звук, о котором идет речь, обладает весьма малыми длинами затухания, масштаба длины самих волн на конечной стадии схлопывания, $l_s \approx 30 r_{De}$, и поэтому он сосредоточен в основном вблизи каверны на расстоянии порядка ее размера. Поэтому средняя по пространству плотность звуковой энергии определяется как $W_s/n_0 T_e \approx (W_s/n_0 T_e)_{max} \cdot N_k V_s$, где N_k - пространственная плотность каверн на конечной стадии схлопывания, $V_s \approx l_s^3 \approx 3 \cdot 10^4 r_{De}^3$ - объем, занятый звуковыми волнами, $(W_s/n_0 T_e)_{max}$ - максимальная энергия возмущения плотности плазмы вблизи каверны, которая оказывается порядка $k_r^4 r_{De}^4 \sim 1$. Таким образом, выражение (2) можно представить в виде

$$\nu_{eff}/\omega_{pe} \approx 3 \cdot 10^4 r_{De}^3 N_k \overline{\cos^2 \theta} \exp(-\omega^2/2\omega_{pe}^2). \quad (3)$$

Считая, что при не слишком больших δ распределение звука изотропно, т.е. $\overline{\cos^2 \theta} = 1/3$ и имея данные для $\delta = 7$ о том, что $N_k \simeq 20 \text{ см}^{-3}$, получаем, что $\nu_{eff}/\omega_{pi} \simeq 0,2$, что удовлетворительно согласуется с экспериментом. Кроме того, вследствие пропорциональности $N_k \propto \delta^{-1}$, формула (3) правильно описывает зависимость ν_{eff} от δ при $\delta < \delta_{нас}$.

Что касается анизотропии ν_{eff} при $\delta > \delta_{нас}$, то здесь роль звуковых возмущений играют мелкомасштабные вариации плотности, связанные с кавернами на конечной стадии, расположенными близко друг от друга на расстояниях порядка их размера (плотная упаковка каверн в режиме сверхсильной турбулентности). Следует ожидать, что в этом состоянии $W_L/n_0T_e \sim (W_L/n_0T_e)_{max} \sim 1$. Предполагая, что распределение волнового числа, связанного с этой мелкомасштабной структурой, эллипсоидально с эксцентриситетом $k_{||}/k_{\perp} \simeq 3$ и что все каверны ориентированы вдоль траектории пучка ⁷, получим, что анизотропия в поглощении продольной и поперечной моды, связанная с величиной $\overline{\cos^2 \theta}$, равна $\nu_{eff||}/\nu_{eff\perp} \simeq 2$, что также удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Литература

1. Карфидов Д.М. и др. ЖЭТФ, 1990, 98, 1592.
2. Сергейчев К.Ф., Сычев И.А. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 301.
3. Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Сб. "Основы физики плазмы", т.2, М.: Энергоатомиздат, 1984, с.119.
4. Голант В.Е. "Сверхвысокочастотные методы исследования плазм", М.: Наука, 1968.
5. Faehl J., Kruer W.L. Phys. Fluids, 1977, 20, 55.
6. Быченков В.Ю., Силин В.П. ЖЭТФ, 1982, 82, 1896.
7. Cheung P.Y., Wong A.Y. Phys. Fluids, 1985, 28, 1538.