

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА КОЛЛАПС ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

*А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро,
В.И.Шевченко*

Показано, что звуковые пульсации, излучаемые из схлопывающихся каверн с плазмонами, создают дополнительный механизм коротковолновой перекачки ленгмюровских волн, обусловленной конверсией, и могут стабилизировать коллапс.

Анализ численных экспериментов [1, 2] позволил обратить внимание на следующую особенность коллапса ленгмюровских волн. При достижении каверной с запертыми в ней плазмонами достаточно малых размеров, когда существенно поглощение плазменных волн частицами, происходит нарушение равновесия между высокочастотным и газокинетическим давлением. При этом избыточная плотность обрасывается в ви-

де излучаемых из каверн звуковых волн. Плазма с развитой ленгмювской турбулентностью — неизотермична. В такой плазме возникает проблема накопления энергии в коротковолновых звуковых пульсациях — накачка в звуковые волны происходит с характерным инкрементом модуляционной неустойчивости, а их поглощение резонансными электронами, существенно более медленно.

Уравнение для энергии звуковых пульсаций $W_s = n_0 T \sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2}$ записывается тогда в виде:

$$\frac{dW_s}{dt} = 2\chi_M W_L' k^2 \lambda_D^2 - 2\gamma_e W_s, \quad (1)$$

В этом уравнении $\chi_M = \omega_p \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{|E_L|^2}{8\pi n_0 T}$ — инкремент модуляционной не-

устойчивости, $W_L' = \frac{|E_L|^2}{8\pi} \left(\frac{k_0}{k}\right)^{3/2}$ — энергия в коротковолновой части спектра ленгмювских волн (в трехмерном случае) [3], k — характер-

ное волновое число в этой части спектра, $k_0 = \frac{1}{\lambda_D} \sqrt{\frac{|E_L|^2}{8\pi n_0 T}}$ — волно-

вое число, при котором происходит накачка энергии в ленгмювские волны, $\gamma_e = \omega_p \frac{m}{M} k \lambda_D$ — декремент поглощения звуковых волн электронами.

В стационарном состоянии амплитуда звуковых пульсаций, определяемая из уравнения (1), весьма велика:

$$\sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2} \approx 8\pi \sqrt{\frac{M}{mk\lambda_D}} \left(\frac{|E_L|^2}{8\pi n_0 T}\right)^{3/4}. \quad (2)$$

Наличие интенсивного коротковолнового звука приводит к стабилизации коллапса. Этот эффект связан с возникновением дополнительного механизма перекачки плазмонов в коротковолновую область (область поглощения) за счет прямой конверсии на звуковых пульсациях.

Предполагая, что звуковая турбулентность является изотропной и слабой $\left(\sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2} \ll k^4 \lambda_D^4\right)$, получим следующую систему уравнений

для описания коллапса в присутствии звуковых пульсаций:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}\left(i \frac{\partial E_L}{\partial t} + \frac{3}{2} \omega_p \lambda_D^2 \nabla \operatorname{div} E_L - \frac{\omega_p}{2n_0} \delta n E_L\right) = \\ = -\frac{\omega_p}{12} \operatorname{div}\left(\sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2 k^2 \lambda_D^2} \left(1 + \frac{2}{3} i \frac{\Gamma_k}{\omega_p k^2 \lambda_D^2}\right) E_L\right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - \frac{T_e}{M} \Delta \delta n = \frac{1}{16\pi M} \Delta |E_L|^2. \quad (4)$$

$E_L(t, r)$ — комплексная амплитуда поля ленгмюровских волн, $E = \frac{1}{2} E_L(t, r) e^{-i\omega_p t} + \text{к.с.с.}$; $\delta n(t, r)$ — длинноволновая вариация плотности, Γ_k — декремент затухания Ландау плазменных волн. В правой части уравнения (3) первое слагаемое описывает сдвиг частоты плазмонов за счет рассеяния их на коротковолновых флуктуациях плотности.

Этот сдвиг $\delta\omega = -\frac{\omega_p}{12} \sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2 k^2 \lambda_D^2}$ одинаков для всей длинноволно-

вой части спектра, включая накачку, и поэтому не оказывает влияния на динамику модуляционной неустойчивости. Второе слагаемое соответствует затуханию длинноволновых плазмонов за счет конверсии их на звуке с декрементом

$$\gamma_{\text{конв}} = \frac{1}{18} \sum_k \Gamma_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2 k^4 \lambda_D^4}.$$

В стационарном состоянии поток энергии в коротковолновую часть спектра должен компенсироваться поглощением на частицах

$$\gamma_M \frac{|E_L|^2}{8\pi} = \Gamma_k W_L'.$$

Отсюда определяется характерное значение k для области поглощения

$$\Gamma_k = \omega_p \sqrt{\frac{m}{M}} k^2 \lambda_D^3 \left(\frac{8\pi n_0 T}{|E_L|^2} \right)^{1/4}. \quad (5)$$

Из анализа приведенной выше системы уравнений (3), (4) следует, что достаточно высокий уровень звука, при котором декремент затухания плазменных волн, обусловленного конверсией, превышает инкремент модуляционной неустойчивости, стабилизирует коллапс (яма, создаваемая длинноволновыми флуктуациями плотности недостаточно глубока для захвата плазмонов $\frac{\delta n}{n_0} \sim \frac{\gamma_M^2}{\gamma_{\text{конв}}^2} k_0^2 \lambda_D^2$).

Таким образом, формула (2), определяющая уровень звуковых пульсаций из условия баланса притока их из каверн и поглощения на электронах, справедлива только при не слишком больших амплитудах ленгмюровских волн:

$$\frac{|E_L|^2}{8\pi n_0 T} \leq \frac{|E_L^*|^2}{8\pi n_0 T} = (8\pi)^{-2/3} \left(\frac{81m}{M} \right)^{1/3} k^2 \lambda_D^2. \quad (6)$$

При больших полях звуковая турбулентность существенно влияет на динамику коллапса и устанавливается режим, в котором приток звуковых пульсаций, обусловленный коллапсом, ограничивается на уровне, для которого $\gamma_{\text{конв}} = \gamma_M$. С учетом (5) имеем тогда вместо (2) следую-

щую формулу для амплитуды звуковых пульсаций

$$\sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2} = 9 (k \lambda_D)^{5/2} \left(\frac{|E_L|^2}{8 \pi n_0 T} \right)^{3/4}. \quad (7)$$

Условие того, что звуковая турбулентность является слабой, соответствует полям $\frac{|E_L|^2}{8 \pi n_0 T} < k^2 \lambda_D^2$, и, как нетрудно видеть, совпадает с

условием существования инерционного интервала $k_0 < k$.

Отметим, что при уровне звуковой турбулентности, определяемом соотношением (7), энергия коротковолновых ленгмюровских колебаний, создаваемых конверсией

$$\sum_k |E_k|^2 \sim |E_L|^2 \sum_k \frac{|\delta n_k|^2}{n_0^2} \frac{1}{k^4 \lambda_D^4}$$

того же порядка, что и энергия в коротковолновой части спектра ленгмюровских волн в допороговом режиме $E_L < E_L^*$, когда коротковолновая перекачка обусловлена коллапсом $\sum_k |E_k|^2 \sim (k_0/k)^{3/2} |E_L|^2$.

Однако при превышении порогового значения электрического поля E_L^* скорость, с которой развивается коллапс, существенно уменьшается: $\gamma = \gamma_M (|E_L^*|^2 / |E_L|^2)^{3/2}$, как это следует из уравнения баланса для звука (1). Поэтому в надпороговом режиме конверсия является основным механизмом создания коротковолновых колебаний.

В заключение остановимся на вопросе о влиянии интенсивной звуковой турбулентности на скорость накачки энергии в ленгмюровские волны. Накачку, как обычно, введем с помощью условия $E = E_0$ (черта означает среднее по объему плазмы, E_0 — постоянная амплитуда волны накачки). Тогда скорость роста энергии ленгмюровских волн находится из уравнения:

$$\frac{d}{dt} |E_L|^2 = \nu_H E_0^2, \quad (8)$$

где

$$\nu_H = \frac{\nu_{\text{эфф}}}{(\Delta\omega)^2 + \nu_{\text{эфф}}^2} \omega_p^2 \left(\frac{\delta n}{n_0} \right)^2,$$

$$\nu_{\text{эфф}} = \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{9} \sum_k \frac{|\delta n_k^s|^2}{n_0^2 k^4 \lambda_D^4} \Gamma_k, \quad \Delta\omega = \frac{3}{2} \omega_p k_0^2 \lambda_D^2.$$

В этих формулах τ_c — время расщепления фазовых корреляций для

длинноволновых плазмонов $\tau_c^{-1} \sim \frac{|E_L|^2}{8 \pi n_0 T} \omega_p$. В рассматриваемом слу-

чае сверхзвукового коллапса $\frac{|E_L|^2}{8\pi n_0 T} \gg \frac{m}{M}$ слагаемое в $\nu_{\text{эфф}}$, обусловленное конверсией, мало, и для скорости диссипации энергии волны накачки имеем обычный результат $\nu_H \sim 1/\tau_c \sim \omega_p k_0^2 \lambda_D^2$ [3].

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 мая 1976 г.

Литература

- [1] А.Н.Полюдов, Р.З.Сагдеев, Ю.С.Сигов. Препринт ИПМ АН СССР, №128, 1974; Ю.С.Сигов, Ю.В.Ходырев. Препринт ИПМ АН СССР №11, 1976.
- [2] Б.А.Альтеркоп, А.С.Волокитин, В.М.Тараканов. Физика плазмы, 2, 1976.
- [3] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, Ю.С.Сигов, В.Д.Шапино, В.И.Шевченко. Физика плазмы, 1, 10, 1975.
-