

## НАГРЕВ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

В.П.Силин, В.Т.Тихончук

В условиях сильной параметрической связи возбуждаемых волн найдено выражение для скорости нагрева турбулентной плазмы.

Явление параметрической неустойчивости плазмы в поле мощного электромагнитного излучения широко используется для аномального нагрева плазмы. Характеристикой скорости поглощения энергии излучения в плазме является эффективная частота столкновений  $\nu_{\text{эфф}}$  [1]. Произведение  $\nu_{\text{эфф}}$  на плотность энергии поля накачки  $E_0^2/4\pi$  дает мощность  $Q = \nu_{\text{эфф}} E_0^2/4\pi$ , поглощаемую плазмой в единице объема. В пределе слабых полей (или, что эквивалентно, в пределе больших расстройек резонанса)  $\nu_{\text{эфф}}$  определена в теории слабой турбулентности [2]. В пределе очень сильных полей (или очень малых расстроек резонанса)  $\nu_{\text{эфф}}$  найдена в теории сильной турбулентности [3]. Однако оба таких предельных случая непригодны для описания явлений, относящихся к широкой и практически весьма интересной промежуточной области, в которой, в частности, проводятся современные исследования лазерной плазмы.

Для определения  $\nu_{\text{эфф}}$  (или  $Q$ ) рассмотрим задачу о параметрическом возбуждении электронных ленгмюровских колебаний с волновым числом  $k_d$  и инкрементом  $\gamma \equiv \gamma(E_0, k_d)$ . Будем считать, что  $k_d$  достаточно велико, так что дисперсионная поправка к частоте ленгмюровской волны  $\omega_{Le}(k_d r_D)^2$  превышает ионно-звуковую частоту  $\omega_{Li} k_d r_D$  т.е.  $k_d r_D > \omega_{Li}/\omega_{Le}$ . Это неравенство для практически интересных параметрических неустойчивостей, как правило, выполняется.

В указанных условиях главным нелинейным процессом, ограничивающим экспоненциальный рост амплитуды параметрически возбуждаемых ленгмюровских колебаний, является их вторичная параметрическая неустойчивость относительно возбуждения других ленгмюровских и низкочастотных волн. Квазистационарное состояние в области раскачки возникает при условии равенства инкрементов первичной  $\gamma$  и вторичной  $\gamma_k$  параметрических неустойчивостей  $\gamma_k = k_d = \gamma$ . Одного этого равенства достаточно для определения напряженности поля плазменных волн в области раскачки  $E_{ly}$  и тем самым вкачиваемой в плазму плотности мощности  $Q = \gamma E_{ly}^2/4\pi$ .

В неизотермической плазме в условиях слабой связи параметрически возбуждаемых волн

$$\gamma < \omega_{Li} k_d r_D \quad (1)$$

инкремент вторичной параметрической неустойчивости  $\gamma_k \approx (1/2\sqrt{2}) \times \times (\omega_{Le} \omega_{Li} k_d r_D)^{1/2} E_{ly} / \sqrt{4\pi n_e T_e}$  растет линейно с амплитудой плазменной волны в области раскачки. В этом случае величина  $Q$  пропорциональна кубу инкремента первичной неустойчивости [2]

$$Q \approx 8n_e T_e \gamma^3 / (\omega_{Le} \omega_{Li} k_d r_D). \quad (2)$$

В изотермической плазме, когда декремент затухания ионнозвуковых волн  $\gamma_s$  порядка частоты звука  $\omega_{Li} k_d r_D \sim \gamma_s$ , в условиях слабой связи (1) имеем  $\gamma_k \approx (\omega_{Le}/8) (E_{ly}^2 / 4\pi n_e T_e)$ . При этом вкачиваемая мощность растет пропорционально квадрату инкремента [4]

$$Q \approx 8n_e T_e \gamma^2 / \omega_{Le}.$$

Эти известные выражения для  $Q$  качественно меняются в условиях сильной параметрической связи волн, когда неравенство (1) нарушено. При этом существенно искажается спектр низкочастотных колебаний [1]

$$\omega_k \approx \gamma_k \approx \omega_{Le}^{1/3} \omega_{Li}^{2/3} (k_d r_D)^{2/3} (E_{ly}^2 / 4\pi n_e T_e)^{1/3} \Leftrightarrow E_{ly}^{2/3}.$$

Вкачиваемая в плазму мощность оказывается в этом случае пропорциональной четвертой степени инкремента

$$Q \approx n_e T_e \gamma^4 / (\omega_{Le} \omega_{Li}^2 k_d^2 r_D^2). \quad (3)$$

Направление перекачки энергии в условиях сильной связи остается тем же, что и в случае (1) (от больших частот к меньшим) при условии малости  $\gamma$  по сравнению с дисперсионной поправкой к частоте ленгмюровской волны

$$\omega_{Li} k_d r_D < \gamma < \omega_{Le} (k_d r_D)^2. \quad (4)$$

При этом аperiodическая неустойчивость в зоне раскачки волн отсутствует и спектральная перекачка сохраняет распадный характер (хотя частота  $\omega_k$  в условиях (4) не совпадает с ионно-звуковой). Аperiodическая неустойчивость в случае (4) может возникать при некотором  $k_a < k_d$ , для которого  $\gamma_{k_a} \approx \omega_{Le} (k_a r_D)^2$ .

При еще больших значениях инкремента  $\gamma$ , когда нарушено неравенство (4) аperiodическая неустойчивость имеет место прямо в области раскачки. При этом  $\gamma_k \approx \omega_{Li} E_{ly} / \sqrt{4\pi n_e T_e}$  и величина  $Q$  снова оказывается пропорциональной кубу инкремента [3]

$$Q \approx n_e T_e \gamma^3 / \omega_{Li}^2. \quad (5)$$

Таким образом, полученная в настоящей работе формула (3), осуществляет непрерывный переход между случаями слабых полей (больших расстроек) (2) и сильных полей (малых расстроек) (5).

Приведенные выражения для  $Q$  определяют скорость передачи энергии накачки плазме при любых значениях инкремента  $\gamma$  расстройки  $k_d$  в квазистационарном состоянии, когда вся вкачиваемая в плазменные колебания мощность  $Q$  поглощается затем частицами плазмы. Такое поглощение обусловлено либо электрон-ионными столкновениями, либо перекачкой энергии ленгмюровских колебаний из длинных волн в короткие (вследствие аperiодической параметрической неустойчивости) с последующей диссипацией в области черенковского затухания. С точки зрения нагрева плазмы более предпочтителен первый режим столкновительного поглощения. Обсудим его более подробно.

В условиях слабой связи (1), согласно [2], столкновительный режим параметрической турбулентности реализуется при  $\nu_{ei} > \gamma \omega_{Li} (\omega_{Le} k_d r_D)^{-1}$ . Для плотной плазмы с  $T_e \sim 1$  кэв, нагреваемой лазерным излучением с длиной волны порядка одного микрона, это неравенство нарушается позже, чем (1). Следовательно, столкновительный режим возможен и в условиях сильной связи (4). При этом необходимо потребовать отсутствия вторичной аperiодической неустойчивости, т.е. отсутствия шума в области длинных волн  $k \lesssim k_a$ . Это означает, что полное изменение частоты ленгмюровской волны  $N_\gamma$  ( $N$  — число вторичных распадов,  $\gamma$  — изменение частоты ленгмюровской волны в результате одного распада в условиях (4)) должно быть меньше дисперсионной добавки к частоте возбуждаемой волны  $\omega_{Le} (k_d r_D)^2$ . Так как в результате каждого акта распада инкремент ленгмюровской волны убывает на величину  $\sim \nu_{ei}$  ясно, что  $N \sim \gamma / \nu_{ei}$ . Поэтому режим столкновительного поглощения реализуется при

$$\nu_{ei} > \gamma^2 / \omega_{Le} (k_d r_D)^2. \quad (6)$$

Это неравенство, хотя и является более жестким, чем (4), тем не менее перекрывает всю практически интересную область плотностей потоков греющего излучения в условиях лазерной плазмы. Для параметрической неустойчивости в области критической плотности из (6) следует

$$q < 10^{14} A \sqrt{z} \lambda^{-7/2} T_e^{-5/4} \text{ см} / \text{см}^2,$$

где  $T_e$  — в кэв,  $\lambda$  — длина волны греющего излучения в мкм,  $A$  и  $z$  — атомный вес и заряд вещества мишени.

При нарушении этого неравенства формула (3) для  $Q$  сохраняется, однако вкладываемая в плазменные волны мощность расходуется уже не на нагрев, а на ускорение электронов.

В заключение отметим, что приведенные формулы для поглощаемой в результате неустойчивости мощности применимы не только для параметрических, но также и для других, например потоковых, неустойчивостей, если только  $k_d r_D > \omega_{Li} / \omega_{Le}$ . Для параметрических неустойчивос-

тей в лазерной плазме это неравенство выполнено практически всегда в силу большой величины характерного волнового числа  $k_d \approx r_D^{-1} \times \ln^{-1/2} (\omega_{Le} / \nu_{ei}) \approx 0,3 r_D^{-1}$  возбуждаемых колебаний.

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

Поступила в редакцию  
26 марта 1978 г.

### Литература

- [1] В.П.Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М., изд. Наука, 1973.
  - [2] В.Ю.Быченков, В.П.Силин, В.Т.Тихончук. Письма в ЖЭТФ, 26, 309, 1977.
  - [3] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. ЖЭТФ, 73, 1352, 1977.
  - [4] W.L.Kruer, E.J.Valeo. Phys. Fluids, 16, 675, 1973.
-