

НЕУСТОЙЧИВОСТИ И РАССЕЯНИЕ СВЕТА В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Л. И. Рудаков

1. При создании плазмы лазерным импульсом наносекундной длительности возникает горячая, разлетающаяся корона, где и поглощается лазерная энергия. Известно, что в плазме короны лазерный луч может возбуждать неустойчивости, приводящие к появлению сильно надтепловых флуктуаций плотности плазмы и рассеянию падающего луча [4]. В настоящей статье обращается внимание еще на одну возможную причину "помутнения" плазменной короны.

Если плазма состоит из ионов двух или более сортов с различными z_e/M , как, например, термоядерное горючее — дейтериево-тритиевая смесь, то амбиполярное электрическое поле короны, $E = -\frac{T_e}{e} \nabla \ln n_e$ будет неодинаково ускорять ионы. В области разреженной короны, где сила трения между ионами с разными z_e/M уже не способна уравнивать скорости, более легкие ионы начнут убежать вперед и возникает двухпотокное движение. Такое состояние, как известно, неустойчиво. В нем могут нарастать флуктуации электрического поля и плотности с характерным масштабом порядка или больше ионного дебаевского радиуса. Рассеяние ионов на турбулентных электрических полях приве-

дет к появлению эффективного трения между компонентами, и часть работы амбиполярного электрического поля будет идти на их нагрев. Можно ожидать, что происходящие при этом процессы будут подобны достаточно изученному теоретически и экспериментально турбулентному нагреву плазмы в электрическом поле [1].

2. Воспроизведем здесь, в применении к рассматриваемому явлению, качественные рассуждения теории турбулентного нагрева (см., например, [1]).

В плазме с двумя сортами ионов, $M_2 \gg M_1$, $T_e \gg T_1 \gg T_2$. (Теория турбулентного нагрева основывается на существовании малого параметра m/M . Случай сравнимых масс можно получить как предельную аппроксимацию. Для упрощения формул мы будем полагать $n_1 = n_2 = n/2$, $z_1 = z_2 = 1$) помимо обычного ионного звука $\omega_1 = k(T_e/2M_1)^{1/2}$ может существовать коротковолновый, медленный звук $\omega_2 = k(T_1/M_2)^{1/2}$. Он может раскачиваться, если средняя скорость u движения легких ионов относительно тяжелых больше ω_2/k . Неустойчивы возмущения с волновыми векторами

$$k \lesssim \left(\frac{4\pi n e^2}{T_1} \right)^{1/2}, \quad \gamma_{max} \approx \left(\frac{4\pi n e^2}{T_1} \frac{M_1}{M_2} \right)^{1/2} u. \quad (1)$$

Легкие ионы рассеиваются на электрических полях такой турбулентности с эффективной частотой

$$\nu(v) = \pi \frac{e^2}{M_1^2} \int \frac{|E_k|^2}{v^2} \delta(k \cdot v) dk. \quad (2)$$

Поэтому, под действием амбиполярного электрического поля они будут дрейфовать относительно тяжелой компоненты со скоростью

$$u = - \frac{T_e}{M_1 \nu_{ef}} \nabla \ln n_e \quad (3)$$

и нагреваться

$$\frac{d}{dt} \frac{3}{2} n_1 T_1 = e E u. \quad (4)$$

В работе [2] показано, что в установившемся состоянии с турбулентным трением импульс, полученный легкими частицами от электрического поля через резонансное, черенковское, взаимодействие накапливается в колебаниях, волновые вектора которых лежат в узком конусе углов вдоль электрического поля с раствором $\theta_0 \sim E^{1/2}$. Эти колебания даже при относительно большой интенсивности не влияют на подвижность легкой компоненты, что можно увидеть из (3). От колебаний импульс может передаваться тяжелым ионам посредством более слабых нелинейных процессов, так как черенковский резонанс основной массы тяжелых частиц с неустойчивыми колебаниями невозможен. При "слабой" турбулентности главным процессом является нелинейное индуцированное рассеяние (в него дает вклад, в частности, вынужденное комптоновское рассеяние)

$$e E n_2 = - \int 2\gamma_k(w) \frac{w_k}{\omega_k} k dk \approx 2\gamma_H \frac{w}{u^2} u. \quad (5)$$

Здесь w — плотность энергии колебаний, $\gamma_H(w)$ — характерная частота спектральной перекачки.

В задаче о турбулентном нагреве существует лишь одна ветвь колебаний — ионный звук. А нелинейное рассеяние почти одномерных колебаний в пределах одной ветви идет с малой частотой, $\gamma_H \approx \omega \frac{T_i}{T_e} \theta_0^2 \frac{w_1}{n T_e}$,

[3].

В рассматриваемой задаче возможно рассеяние с неустойчивой ветви 2 медленного звука на ветвь 1 слабо затухающего ионного звука (и обратно). Этот процесс идет с частотой

$$\gamma_H \approx \omega \frac{w_1}{n T_e} \frac{T_2}{T_1} \frac{M_1}{M_2} \quad (6)$$

и приводит к возбуждению ионнозвуковых колебаний со спектральной плотностью $w_k \approx w_1/k$ для волновых векторов $k \leq (4\pi n e^2 / T_e)^{1/2}$.

до уровня $w_1 = w_2 \frac{T_2 T_e}{T_1^2} \frac{M_1}{M_2}$. Поэтому передача импульса, равного

$e E n_2$, тяжелым ионам достигается при уровне ионнозвуковой турбулентности:

$$\frac{w_1}{n T_e} \approx \left[\frac{E}{(8\pi n T_e)^{1/2}} \frac{T_e}{T_1} \right]^{1/2} \approx \left(\frac{T_e}{T_1} \frac{v T_e}{\omega_p r} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

3. Отражение назад и рассеяние лазерного луча частоты $\omega_t = k_t c$ может идти на длинноволновых флуктуациях плотности электронов δn_e , $k \leq 2k_t$. Длина рассеяния луча L связана с $(\delta n_e)^2$ соотношением

$$\frac{d}{dr} \ln w_t \approx \frac{1}{L} \approx \frac{\pi}{4} \left(\frac{\omega_p}{k_t c} \right)^4 \int_0^{2k_t} k \left(\frac{\delta n_k^e}{n} \right)^2 dk, \quad \left(\frac{\delta n_k^e}{n} \right)^2 = \frac{w_{k1}}{n T_e}. \quad (8)$$

На неустойчивой ветке медленного звука $\delta n_e / n \approx T_1 / T_e$. Поэтому рассеивать свет будут ионнозвуковые флуктуации. Согласно (7)

$$\frac{1}{L} \approx \left(\frac{\omega_p}{k_t c} \right)^4 \int_0^{2k_t} \frac{w_1}{n T_e} dk \approx \left(\frac{T_e}{T_1} \frac{v T_e}{\omega_p r} \right)^{1/2} k_t \left(\frac{n}{n_c} \right)^2. \quad (9)$$

Оценка величины L зависит существенным образом от того, при какой плотности плазма неустойчива. В задаче о разлете высокотемпературной плазмы из смеси дейтерия и трития двухпотокное движение возникает при

$$n < 10^{12} \frac{T_i T_e}{r}. \quad (10)$$

(T_i , T_e в электронвольтах).

Таким образом в этой статье рассмотрен механизм возникновения флуктуации плотности в разлетающейся многокомпонентной плазме,

и оценена длина рассеяния лазерного луча на этих флуктуациях. Ее величина сильно зависит от частоты света, температур электронов и ионов плазмы. Этот эффект может существенно снизить КПД использования энергии от мощных лазеров при попытках нагреть плотную ДТ плазму до термоядерных температур. Так, согласно формулам (9) и (10), свет неодимового лазера, распространяясь через корону с $T_e = 10^4 \text{ эв}$, $r = 1 \text{ мм}$, дойдет до критической плотности, где $\omega_t = \omega_p$ и должно быть сильное поглощение, если температура ионов будет меньше 300 эв . А луч от CO_2 -лазера рассеется вдали от критической плотности.

Поступила в редакцию
26 февраля 1973 г.

Литература

- [1] Е.К.Завойский и др. Физика плазмы и управляемый синтез. Том II, стр. 3. ИАЕА, Вена, 1971.
 - [2] Л.И.Рудаков, Л.В.Кораблев. ЖЭТФ, 50, 220, 1966.
 - [3] Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории плазмы, Атомиздат, 1964, т. 4, стр. 188.
 - [4] А.А.Галеев, Г.Лаваль, Т.О'Нейл, Н.Н.Розенблют, Р.З.Сагдеев. Письма в ЖЭТФ, 17, 48, 1973.
-