

О ПОГЛОЩЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ  
В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

В. П. Силин

УДК 533.9

Определена высокочастотная диссипативная проводимость плазмы, обусловленная рассеянием электронов ионно-звуковой турбулентности.

В настоящей заметке мы остановимся на одном из следствий теории ионно-звуковой турбулентности (ИЗТ), сформулированной в работах /1,2/, а именно, на вопросе поглощения электромагнитного излучения турбулентной плазмой. Отметим, что этот вопрос обсуждался в работе /1/, где поглощение излучения определялось процессом трансформации электромагнитных волн в электронные продольные возмущения, которые эффективно передают энергию электронам благодаря обратному эффекту Черенкова. Поскольку такой процесс возможен лишь при значении плотности, не сильно отличающемся от критического, то представляет интерес рассмотреть следствия другого механизма поглощения, который в определенной мере аналогичен обратному тормозному поглощению. Именно, мы будем интересоваться поглощением, обусловленным рассеянием электронов на ионно-звуковых флуктуациях.

Рассматривая поглощение высокочастотного электрического поля  $\vec{E} e^{-i\omega t}$  будем считать частоту  $\omega$  много большей определяемых ниже эффективных частот столкновений. В то же время ограничимся случаем частот меньших электронной ленгмювской, когда в обычной теории кулоновских столкновений применим интеграл столкновений Ландау. Для таких не слишком больших частот можно воспользоваться обычным низкочастотным квазипланарным интегралом столкновений /1/, поскольку характерное значение произведения волнового вектора  $\vec{k}$  ионно-звуковых пульсаций на

скорость электрона  $\bar{v}$ , определяющее квазилинейное взаимодействие, в соответствии с /1/ оказывается порядка электронной ленгмювской частоты. Отметим, что при  $\omega > \omega_{Le}$  полученные ниже эффективные частоты столкновений будут уменьшаться  $\sim \exp(-\omega^2/2\omega_{Le}^2)$ .

При вычислении эффективной частоты столкновений, определяющей поглощение, следует иметь в виду анизотропию ИЗТ. Ориентируя ось  $z$  вдоль вектора плотности эффективной силы  $\bar{E} = e n \bar{E} - \nabla P$ , вызывающей турбулентность ( $n$  - плотность электронов,  $P$  - их тепловое давление,  $\bar{E}$  - постоянное электрическое поле), можно утверждать, что тензор высокочастотной проводимости  $\sigma_{ij} = (e^2 n / m \omega^2) \nu_{ij}$  и соответственно тензор эффективной частоты столкновений имеют два главных значения  $\nu_{zz}$  и  $\nu_{xx} = \nu_{yy}$ . При этом

$$\nu_{zz} = \frac{1}{4} \omega_{Li} (v_s^2 / v_{Ti}^2) M_1; \quad \nu_{xx} = \nu_{yy} = \frac{1}{8} \omega_{Li} (v_s^2 / v_{Ti}^2) (M_0 - M_1).$$

Здесь  $\omega_{Li}$  - ионная ленгмювская частота,  $v_s$  - скорость звука,  $v_{Ti}$  - тепловая скорость ионов,  $M_0$  - определенная формулой (4.9) работы /1/ моменты угловой функции распределения ИЗТ.

В соответствии с /1,2/ обсудим два противоположных предела, различающихся значениями турбулентного числа Кнудсена

$$K_N = (3\pi R / m \omega_{Li} v_s) (r_{Di}^2 / r_{De}^2).$$

В пределе  $K_N \gg 1$  согласно  $1/2 M_0 = m_D \sqrt{K_N}$ ,  $m_0 = 2,04$ ,  $m_1 = 1,10$ . Таким образом, в этом пределе высокочастотная проводимость токковой плазмы, находящейся в сильном постоянном электрическом поле  $E$ , оказывается пропорциональной  $E^{1/2}$ . Можно думать, что область таких больших значений турбулентного числа Кнудсена шире для плазмы с более тяжелыми ионами, поскольку при большем  $K_N$  становится немалой асимметричная часть функции распределения электронов в квазистационарном состоянии ИЗТ.

В сравнительно широкой области  $K_N \ll 1$  и не слишком близко к порогу ИЗТ, с помощью углового распределения ИЗТ работы /1/ можем записать

$$M_n = \frac{4K_N}{3\pi} \int_0^1 d\xi \xi^{2n-1} \frac{d}{d\xi} \frac{\xi^4}{1 + \Delta - \xi}.$$

Здесь  $\Delta$  представляет собой наибольшую из двух величин  $\varepsilon = \omega(8K_N/3\pi)\ln K_N^{-1}$  и  $\delta$  - отношения ионного и электронного черенковских декрементов затухания ионно-звуковых волн. В пределе весьма небольшой неизотермичности  $\delta \gg 1$  имеем  $\nu_{xx} = (1/3)\nu_{zz}$ ,  $M_n = [16K_N/(2n+3)3\pi\delta]$ . В противоположном пределе сильной неизотермичности, когда  $\delta \ll 1$ , анизотропия эффективных частот столкновений оказывается еще более сильной ( $\nu_{zz} \gg \nu_{xx}$ ). Действительно, при  $\Delta \ll 1$  имеем

$$M_1 = (4K_N/3\pi\Delta), \quad M_0 - M_1 = (8K_N/3\pi)\ln\Delta^{-1}.$$

Отсюда следует, что если  $\delta \gg \varepsilon$ , то высокочастотная проводимость пропорциональна напряженности постоянного электрического поля, или, более общё, эффективной плотности силы  $R$ . Если же  $1 \gg \varepsilon > \delta$ , то малая эффективная частота столкновений  $\nu_{xx}$  растет с ростом  $R$ , а  $\nu_{zz}$  меняется медленно, поскольку в таком пределе

$$\nu_{zz} = \omega_{Li} (v_S^2/8v_{T1}^2) (\ln K_N^{-1})^{-1}.$$

Полученные нами выражения эффективных частот столкновений сравнимы с характеризующими трансформацию в продольные возмущения. Поэтому их вклад в поглощение может быть существенным. Помимо этого следует подчеркнуть анизотропию частот столкновений, которая делает более интенсивным поглощение р-поляризованного излучения.

Поступила в редакцию  
30 декабря 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, ЖЭТФ, 42, в. 6, 1886 (1982).
2. В. Ю. Быченков, О. М. Градов, В. П. Силин, Препринт ФИАН № 14, М., 1983 г.