

M74

препринт 46

С.С.Моисеев

**Роль вязкости ионов в дестабилизации
звуковых колебаний замагниченной плазмы**



НОВОСИБИРСК 1966

Handwritten marks: a checkmark and a red cross.

Хорошо известно, что весьма опасным классом неустойчивостей плазмы являются диссипативные неустойчивости (см., например, /1/). При этом в плазме с неоднородной плотностью $n_0(x)$ вязкость ионов, согласно имеющимся результатам, может приводить к неустойчивости либо при наличии какого-либо дополнительного фактора (неоднородность температуры плазмы T_0 /2/, кривизна силовых линий магнитного поля H_0 /3,4/), либо при весьма специфических условиях ($\kappa_z \approx 0$, где κ_z - проекция волнового вектора вдоль H_0 /2/). В области частот $\omega \sim \kappa_z v_{Ti}$ не было обнаружено неустойчивостей, обязанных учету вязкости ионов (ω - частота возмущения, v_{Ti} - тепловая скорость ионов). С другой стороны, в последнее время интерес к исследованию этой области частот существенно возрос в связи с её значением для установок с перекрещенными силовыми линиями или же с периодической кривизной H_0 (см., например, /4/, /5/). Выясним поэтому какую роль играет вязкость ионов в области частот $\omega \sim \kappa_z v_{Ti}$, считая температуру плазмы однородной.

Рассмотрим в гидродинамическом приближении потенциальные возмущения вида $\sim \exp(i\omega t + ik_y y + ik_z z)$. Пренебрегая вкладом поперечных токов в уравнение сохранения заряда /6/, запишем его в виде:

$$V_{2e} - V_{2i} = 0 \quad (1)$$

где V_{2e} , V_{2i} - соответственно возмущенные скорости электронов и ионов. В интересующем нас приближении для скорости ионов вдоль неоднородности имеем:

$$V_x = c \frac{E_y}{H_0} - i\kappa_y \frac{c}{eH_0} (T_i + T_0 \frac{n}{n_0}) \quad (2)$$

Здесь e - заряд электрона, c - скорость света, E_y , T_i , n - соответственно компонента электрического поля возмущения, возмущения ионной температуры и плотности.

Используя (2) и предполагая $\frac{\kappa_z^2 v_{Ti}^2}{\nu_i} \sqrt{\frac{M}{m}} \gg \omega \gg \frac{\kappa_z^2 v_{Ti}^2}{\nu_i}$

(ν_i - частота ион-ионных столкновений, M, m - соответственно массы ионов и электронов) можем пренебречь возмущением электронов:

температуры, а уравнение теплового баланса для ионов записать в виде:

$$\frac{3}{2} \omega T_i + T_i \kappa_2 v_{2i} = 0 \quad (3)$$

тогда для разности уравнений движения ионов и электронов вдоль \vec{H}_0 имеем:

$$i \omega m v_{2i} = -i \kappa_2 T_i + \frac{2}{3} \kappa_2 T_i \frac{\omega_i}{v_i} + 2 e \varepsilon_2 \quad (4)$$

$$\left(\omega_i = \kappa_2 \frac{c T_i}{e n_0} \frac{d n_0}{d x} \frac{1}{n_0} \right)$$

В (4) удержан наиболее существенный в рассматриваемом приближении вязкий член, пропорциональный отношению $\frac{\omega_i}{v_i}$. Используя уравнения непрерывности и движения электронов вдоль \vec{H}_0 , легко показать, что членом с электрическим полем в (4) можно пренебречь, если $\omega_i \gg \omega$ и окончательно из (3) и (4) имеем:

$$\omega_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{2}{3}} \kappa_2 v_i \sqrt{1 + \frac{2}{3} i \frac{\omega_i}{v_i}} \quad (5)$$

Из (5), в частности, видно, что в случае $\omega_i \ll v_i$, неустойчивость нарастает с $\Im \omega \sim \kappa_2 v_i \frac{\omega_i}{v_i}$. Обратим внимание на то, что дестабилизирующая роль вязкости в области звуковых частот проявляется уже, как видим, в предположении, что единственным неравновесным фактором является неоднородность по плотности. Опасность данной неустойчивости для магнитного удержания плазмы видна из того, что речь идет, вообще говоря, о длинноволновых вдоль направления неоднородности возмущениях с большими инкрементами.

Простое рассмотрение показывает, что если $\omega_i < \kappa_2 v_i$, то учет теплопроводности ионов вдоль \vec{H}_0 и вязкости ионов, связанной только с продольным движением, приводит к стабилизации неустойчивости. Используя этот факт, легко показать (см. также /5/, /6/), что в установках с перекрещенными силовыми линиями \vec{H}_0 данная неустойчивость приводит к коэффициенту аномальной диффузии $\mathcal{D} \sim \left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2 v_i \tau_i^2$, где λ_i - длина свободного пробега ионов, τ_i - характерный поперечный размер, r_i - ларморовский радиус ионов. Как видим \mathcal{D} может быть существенно больше коэффициента классической диффузии; необходимо только иметь в виду, что проведенное здесь гидродинамическое рассмотрение годится, если $\frac{\lambda_i}{r_i} \theta < 1$, (θ - угол поворота силовых линий \vec{H}_0 на расстоянии порядка поперечных размеров системы).

Л и т е р а т у р а

- /1/ А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Атомная энергия, 15, 451, 1963.
- /2/ А.А.Рухадзе, В.П.Силин. Препринт ФИАН СССР, 1966, Москва.
- /3/ Е.Я.Коган, С.С.Моисеев, В.Н.Ораевский. ПМТФ, 6, 41, 1965.
- /4/ В.С.Фр., М.М. Rosenbluth Материалы конференции по физике плазмы и исследованиям в области термоядерного синтеза, 1965, Калэм.
- /5/ Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуце. Материалы конференции по физике плазмы и исследованиям в области термоядерного синтеза, 1965, Калэм.
- /6/ С.С.Моисеев. Письма ЖЭТФ, 1966, т. IY, выпуск 3.