

ОБ ОДНОМ НОВОМ МЕТОДЕ МАГНИТНОЙ НАКАЧКИ ЭНЕРГИИ В ТУРБУЛЕНТНУЮ ПЛАЗМУ

✦ *А.И.Ахизер, В.Ф.Алексин, В.Д.Ходусов*

1. Если интенсивность плазменных волн (плазмонов) достаточно велика, то процессы взаимодействия плазмонов друг с другом могут стать более вероятными, чем процессы взаимодействия плазмонов с частицами плазмы. В этих условиях плазму можно считать состоящей из двух слабозадействующих подсистем — частиц и плазмонов, между которыми происходит медленный обмен энергией. Релаксация в плазме будет носить при этом двухступенчатый характер — сперва будут устанавливаться квазистатические равновесия в подсистемах частиц и плазмонов с различными температурами, а затем будет происходить более медленный процесс выравнивания температур.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на то обстоятельство, что если начальная энергия плазмонов достаточно велика, то можно простым методом увеличивать энергию плазмонов, модулируя внешние параметры, от которых зависят их частоты. В случае бесстолкновительной магнитоактивной плазмы с горячими электронами и холодными ионами возможно существование трех типов низкочастотных слабозатухающих коллективных колебаний — альфвеновских, быстрых и медленных магнитозвуковых волн. Частоты этих волн зависят от внешнего магнитного поля, модулируя которое можно нагревать газ альфвеновских и магнитозвуковых волн.

Энергия, сообщаемая плазмонам при таком методе нагрева (его можно назвать методом магнитной накачки), может значительно превосходить джоулево тепло, непосредственно получаемое частицами при магнитной накачке. Постепенно энергия, приобретаемая плазмонами, будет переходить к частицам, в самой же подсистеме плазмонов будет устанавливаться некоторый стационарный уровень энергии (уровень турбулентных шумов). В неизотермической плазме при этом будут, в основном, нагреваться электроны плазмы (благодаря эффекту затухания Ландау).

Чтобы имело смысл понятие плазмонов их частоты должны быть значительно больше обратного времени их жизни. При выполнении этого условия можно ввести числа плазмонов N различных сортов i с соответствующими частотами ω_i и волновыми векторами k_i и исследовать их изменения в результате модуляции частоты и столкновений между плазмонами. Если модуляция происходит достаточно медленно (период модуляции значительно больше времени релаксации плазмонов), то функции распределения плазмонов будут стационарными, то есть, изменения чисел плазмонов, обусловленные столкновениями $(\dot{N}_i)_c$ и модуляцией частоты $(\dot{N}_i)_b$, будут взаимно компенсироваться

$$(\dot{N}_i)_c + (\dot{N}_i)_b = 0. \quad (1)$$

В результате распределение плазмонов будет отличаться от равновесного; различие же в распределениях, постоянно поддерживаемое модулирующей магнитного поля, будет приводить к росту энтропии газа плазмонов, то есть к его нагреву¹⁾.

2. Мы ограничиваемся рассмотрением процессов с участием только трех плазмонов [2]. Так как плазмоны подчиняются статистике Гюзе – Эйнштейна, то изменение числа плазмонов в единицу времени, обусловленное процессами их распада и слияния, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} (\dot{N}_1)_c = & \sum_{2,3} \{ w_{i_1 \rightleftharpoons i_2+i_3} [(N_1+1)N_2N_3 - N_1(N_2+1)(N_3+1)] + \\ & + 2w_{i_1+i_3 \rightleftharpoons i_2} [(N_1+1)N_2(N_3+1) - N_1(N_2+1)N_3] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

где $w_{i_1 \rightleftharpoons i_2+i_3}$ – вероятность процесса распада (слияния) типа $i_1 \rightleftharpoons i_2+i_3$, при котором выполняются законы сохранения энергии – импульса $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, $k_1 = k_2 + k_3$ (ω_α – частота плазмона сорта i_α с волновым числом k_α ; суммирование проводится по k_2 и k_3 и по сортам плазмонов). Интеграл столкновений (2) обращается в нуль для планковской φ функции распределения, которая в случае низкочастотных колебаний переходит в формулу Релея – Джинса $N_{\alpha 0} = T^* / \omega_\alpha$ (T^* – температура плазмонов). Используя известное выражение для энтропии газа бозонов, можно найти изменение энтропии плазмонов со временем

$$\dot{S}^* = \sum_{1,2,3} w_{i_1 \rightleftharpoons i_2+i_3} \ln \frac{(N_1+1)N_2N_3}{N_1(N_2+1)(N_3+1)} \geq 0. \quad (3)$$

3. Величины w могут быть найдены в магнитогидродинамическом приближении [3–4]. Наиболее простым является случай малого газодинамического давления, когда достаточно учитывать только процессы с участием медленных магнитозвуковых волн. Если внешнее магнитное поле B подвергается медленной и неглубокой модуляции $B = B_0 (1 + b \cos \Omega t)$, $b \ll 1$, то средняя энергия, поглощаемая плазмонами в единицу времени (отнесенная к единице объема) равна

$$q^* = \overline{T^* \dot{S}^*} \cong \frac{\rho V_A^2}{\omega_1} b^2 \Omega^2, \quad (4)$$

1) Аналогичный механизм, как было впервые показано одним из авторов [1], обуславливает поглощение звука в диэлектриках и металлах, а именно, поглощение звука в этих телах происходит благодаря модуляции частоты фононов и энергии электронов звуковым полем и вызываемым такой модуляцией изменением в распределениях частиц.

где ρ — плотность плазмы, ω_i — ионная циклотронная частота, V_A — альфвеновская скорость. Если электропроводность плазмы достаточно велика ($\sigma \gg \omega_i (c/V_A)^2$), то джоулево тепло, приобретаемое плазмой при модуляции магнитного поля, будет значительно меньше σ^* .

Благодаря взаимодействию волн с частицами плазмы (главным образом с электронами) энергия плазмонов будет стремиться к некоторому стационарному значению; при этом энергия передаваемая частицам в единицу времени будет равна σ^* .

4. Предлагаемый метод магнитной накачки может быть осуществлен при выполнении условий

$$\omega_j \gg 1/\tau_j \gg \Omega, \quad \min(1/\tau_j) \gg m_e \gamma_j, \quad (5)$$

где γ_j — средние значения коэффициентов затухания рассматриваемых волн (в результате взаимодействия с частицами) и τ_j — средние значения времени жизни этих волн (в результате взаимодействия их друг с другом). Используя эти неравенства, можно показать, что начальная плотность энергии плазмонов W_0 должна удовлетворять неравенству

$$(W_0/nT_e)^2 \gg (m_e/m_i)^{3/2} (\nu/\omega_i), \quad (6)$$

где nT_e — плотность энергии электронов плазмы и ν — частота кулоновских столкновений. Плотность энергии плазмонов в стационарном режиме равна

$$\bar{W} \sim nT_e (m_i/m_e)^{1/2} (V_A/V_s)^2 (\Omega/\omega_i)^2 b^2. \quad (7)$$

(V_s — скорость звука).

Автору благодарны К.И. Степанову за полезные советы и дискуссии.

Харьковский
Государственный Университет

Поступила в редакцию
7 декабря 1970 г.

Литература

- [1] А.И. Ахиезер. ЖЭТФ, 8, 1318, 1938.
- [2] А.А. Галеев, Е.Н. Ораевский. ДАН СССР, 147, 71, 1962.
- [3] Е.Н. Ораевский. Ядерный синтез, 4, 293, 1963.
- [4] Е.С. Алексин, Б.Д. Лодусов. УДЖ, 15, 1021, 1970.