

ПЛАЗМЕННЫЙ КОЛЛАПС В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Е.Захаров

Теория плазменного коллапса [1 – 7] до сих пор развивалась без учета влияния на это явление магнитного поля. Это допустимо, если плотность энергии колебаний W удовлетворяет условию $\frac{W}{nT} \gg \frac{\omega_{He}}{\omega_p}$, где ω_{He} и ω_p – электронные ларморовская и ленгмюровская частоты.

Не менее важен и противоположный предельный случай

$$\frac{W}{nT} \ll \frac{\omega_{He}}{\omega_p} \ll 1, \quad (1)$$

легко осуществимый как в лабораторных, так и в астрофизических условиях.

При $\omega_{He} \ll \omega_p$ в плазме существуют три высокочастотные ветви колебаний $\omega_i(k)$ ($i = 1, 2, 3$), причем $\omega_1(0) = \omega_p - \omega_{He}/2$; $\omega_2(0) = \omega_p$; $\omega_3(0) = \omega_p + \omega_{He}/2$. При соответствующем подборе начальных условий возможен коллапс на каждой из этих ветвей.

Если плазменная турбулентность возникает за счет развития слабых или умеренных неустойчивостей в области больших волновых чисел, коллапсу предшествует стадия слаботурбулентной релаксации, в процессе которой все три ветви интенсивно обмениваются энергией. При этом, независимо от того, какие конкретно слаботурбулентные механизмы являются определяющими, основная часть энергии колебаний окажется сосредоточенной в наиболее низкочастотной (медленной необыкновенной) ветви, имеющей при $\omega_1(k) - \omega_1(0) \approx \omega_p \frac{W}{nT} \ll \omega_{He}$

закон дисперсии

$$\omega_1(k) = \omega_p - \frac{\omega_{He}}{2} + \frac{1}{4\omega_p} (c^2 + 3v_{Te}^2)^2 k_{\perp}^2 + \frac{c^2}{4\omega_p} k_z^2. \quad (2)$$

Магнитное поле направлено вдоль оси z . Последовательно усредняя гидродинамические уравнения плазмы сначала по ω_p и потом по ω_{He} , полу-

чим уравнения для комплексной амплитуды $\psi = e^{-i(\omega_p - \omega_{He}/2)t} \frac{1}{\sqrt{2}} \times$

$\times (E_x + iE_y)$, соответствующее закону дисперсии (2) и учитывающее слабую неоднородность плазмы

$$i\psi_t + \frac{1}{4\omega_p} (c^2 + 3v_{Te}^2) \Delta_{\perp} \psi + \frac{c^2}{2\omega_p} \psi_{zz} = \frac{\omega_p}{2n_0} \delta n \psi. \quad (3)$$

Для замыкания уравнения (3) следует использовать волновое уравнение для ионов,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \Delta \right) \delta n = \frac{1}{16\pi M} \Delta |\psi|^2, \quad (4)$$

если $n_i/n \gg \omega_{Hi}$, или "замагниченное" волновое уравнение

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \delta n = \frac{1}{16\pi M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} |\psi|^2, \quad (5)$$

справедливое в обратном предельном случае. Обе системы уравнений (3), (4) и (3), (5) описывают коллапс. Качественно картины коллапса

в обоих случаях не отличаются. При очень малых амплитудах поля

$$\left(\frac{W}{nT} \ll \frac{T}{Mc^2} \right) \text{ (ср. 7) имеет место статический коллапс, когда } \delta n = -n_0 \frac{|\psi|^2}{8\pi}, \text{ и уравнение (3) сводится к трехмерному "параболическо-"} \\ \text{му" уравнению самофокусировки, проанализированному в [1,2,8]. В}$$

результате коллапса образуется эллипсоидальная (в частном случае $3v_{Te}^2 \approx c^2$ сферическая) каверна с максимумом поля в центре и характерным размером $L \approx \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{W}{nT} \right)^{1/2}$. При $\frac{W}{nT} \gg \frac{T}{Mc^2}$ имеет место автомодельный сверхзвуковой коллапс (ср. [1,2,5,6]), при котором можно пренебречь давлением плазмы (членами $c_s^2 \Delta n$ и $c_s^2 \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$) в уравнениях (4), (5)

$$\psi = \frac{1}{t_0 + t} \phi \left(\frac{r}{(t_0 - t)^{2/3}} \right); \quad \delta n = \frac{1}{(t_0 - t)^{4/3}} V \left(\frac{r}{(t_0 - t)^{4/3}} \right). \quad (6)$$

Характерное обратное время развития сверхзвукового коллапса

$$\gamma \sim \omega_p \left(\frac{W}{nT} \frac{m}{M} \right)^{1/2} \frac{v_{Te}}{c}. \quad (7)$$

Если коллапс развивается из дозвукового состояния, то характерный начальный размер каверны

$$L_0 \approx \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{Mc^2}{T} \right)^{1/2},$$

а заключенная в ней энергия

$$\mathcal{E}_0 \approx \left(\frac{c}{\omega_p} \right)^3 \left(\frac{Mc^2}{T} \right)^{1/2} nT.$$

Если коллапс с самого начала сверхзвуковой $\left(\frac{W_0}{nT} \gg \frac{T}{Mc^2} \right)$, то начальные размеры каверн могут варьировать в пределах

$$\frac{c}{\omega_p} \left(\frac{nT}{W_0} \right)^{1/2} < L_0 < \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{c}{v_{Te}} \right) \left(\frac{W}{nT} \frac{m}{M} \right)^{-1/4}.$$

В каверне заключена энергия $\mathcal{E}_0 \approx W_0 L_0^3$. Коллапс вносит в плазменную волну затухание γ . Каверна развивается как целое до тех пор, пока интенсивность колебаний W в ней не достигнет величины $nT(\omega_{He}/\omega_p)$, после чего высокочастотное поле внутри каверны окажется неустойчивым относительно автомодуляционного возбуждения лэнгмюровских волн с $kt_D \sim (\omega_{He}/\omega_p)^{1/2}$. В результате развития этой неустойчивости

исходная каверна разобьется на множество "обычных" лэнгмюровских каверн дипольного типа [2-4], ориентированных случайным образом. На коллапс этих вторичных каверн магнитное поле существенного влияния не оказывает. Общее число вторичных каверн, образующихся при распаде первичной каверны, имеет в типичном случае порядок $(c/v_{Te})^3$.

При распаде первичной каверны сравнимые доли энергии попадают во вторичные каверны и возвращаются в режим слаботурбулентной кинетики в виде волн с волновыми членами $k \sim \frac{1}{r_D} \left(\frac{\omega_{He}}{\omega_p} \right)^{1/2}$. Если $\frac{\omega_{He}}{\omega_p} > \frac{m}{M}$, то вся энергия, попавшая во вторичные каверны, диссипирует, в противном случае доля диссипируемой энергии мала в фактор $\frac{\omega_{He}}{\omega_p} \frac{M}{m}$. Из-за

своих больших размеров первичная каверна не может терять энергию в виде затухания Ландау; все затухание происходит во вторичных кавернах. Поскольку размер вторичной каверны ограничен сверху ее начальным размером $r_D \sqrt{\omega_p/\omega_{He}}$, в затухании вторичных каверн могут участвовать лишь электроны, имеющие энергию, меньшую $T(\omega_p/\omega_{He})$. Отсюда следует важный вывод о том, что магнитное поле ограничивает рост "хвостов" электронной функции распределения величиной $T(\omega_p/\omega_{He})$, и при $\omega_{He} \sim \omega_p$ коллапс не будет приводить к образованию быстрых электронов.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 марта 1975 г.

Литература

- [1] В.Е.Захаров. ЖЭТФ, **62**, 1745, 1972.
- [2] Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров. Препринт ИПМ, №106, 1974.
- [3] Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров, Л.И.Рудаков. ЖЭТФ, **68**, 115, 1975.
- [4] Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров, Л.И.Рудаков. Phys. Rev. Lett., (в печати).
- [5] Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров. Письма в ЖЭТФ,
- [6] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.В.Шевченко. Физика плазмы, **1**, 1975.
- [7] Е.А.Кузнецов. ЖЭТФ, **66**, 2037, 1974.
- [8] В.Б.Буднева, В.Е.Захаров, В.С.Сынах. Физика плазмы. (в печати) 1975.