

КРИТЕРИИ РАЗРЫВА ПЛОСКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

С. В. Буланов, П. В. Сасоров, С. И. Сыроватский

УДК 533

Исследуется влияние внешней плазмы на нелинейной стадии разрывной неустойчивости токового слоя. Если проводимость внешней плазмы достаточно велика, то происходит нелинейная стабилизация разрывной моды. В пределе низкой проводимости в слое образуются области перемкнувшегося магнитного потока, которые распространяются вдоль слоя со сверхальфеновской скоростью.

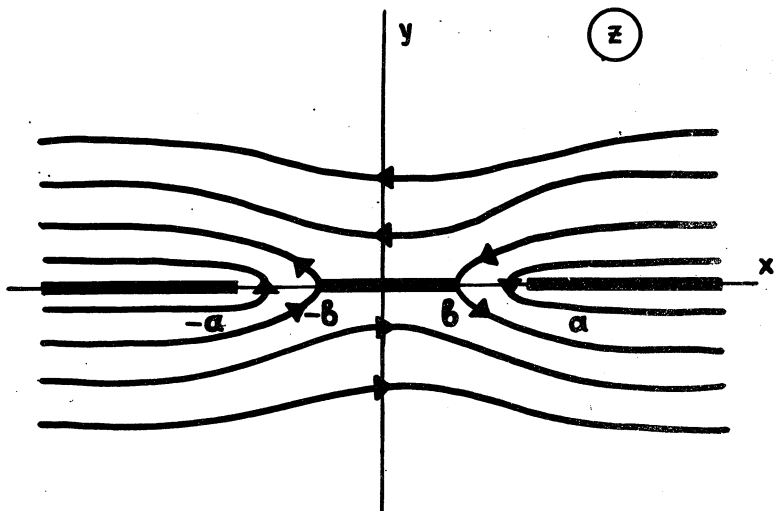
В экспериментальных работах /1-3/ было обнаружено, что разрыв слоя и перестройка магнитного поля носит пороговый характер по току, градиентам плазмы и поля и т.д.. Токковый слой существует некоторое время в стационарном состоянии, и только потом происходит быстрое пересоединение магнитных силовых линий. Эти особенности можно объяснить стабилизирующим влиянием внешней плазмы /3,4/. Ниже мы рассмотрим ее влияние на динамику распадающегося токового слоя.

Пусть характерные масштабы превышают толщину слоя $L \approx \nu_{Ti} c / \omega_{pi} u_1 / 5$ и размер экранирования электромагнитного поля (u_1 - токовая скорость ионов). Тогда можно считать, что поле не проникает в слой. Присутствие внешней плазмы должно приводить к появлению экранирующего тока в разрыве (см. рис. I). Изображенная на рис. I конфигурация соответствует появлению в разрыве шириной $2a$ вторичного токового слоя размером $2b$. Соответствующее магнитное поле, как функция комплексной переменной $z = x + iy$, имеет вид

$$\vec{H} = H_x + iH_y = H_0 \left(\frac{z^2 - b^2}{a^2 - z^2} \right)^{1/2}. \quad (I)$$

H_0 - величина поля при $\text{Im } z \rightarrow \infty$.

Интегрируя тензор максвелловских натяжений $T_{ij} = (H^2 \delta_{ij} / 2 - H_i H_j) / 4\pi$ по поверхности токового слоя, найдем силу, действующую на единицу длины вдоль оси z . Вблизи точек $z = \pm b$, где



Р и с. I

магнитное поле имеет вид $\vec{H} = C_1(z - b)^{1/2} + \dots$ (U точка), сила натяжений равна нулю. Вблизи $z = \pm a$, где $\vec{H} = C_2(z - a)^{-1/2} + \dots$ (U - точка), сила равна $F = C_2^2$ (см. также /6/). В нашем случае $C_2 = H_0((a^2 - b^2)/2a)^{1/2}$, т.е.

$$F = H_0^2(a^2 - b^2)/2a. \quad (2)$$

Ниже будет показано, что скорость разрыва больше альфеновской, поэтому можно считать, что магнитный поток через интервал $a > z > b$ сохраняется:

$$\delta\Phi = \operatorname{Re} \left(iH_0 \int_b^a \left(\frac{z^2 - b^2}{a^2 - z^2} \right)^{1/2} dz \right) = \operatorname{const} =$$

$$= H_0 \left(aE(q) - \frac{b^2}{a} K(q) \right) = \pi H_0 d/2; \quad (3)$$

$$q = (a^2 - b^2)^{1/2}/a.$$

$E(q)$, $K(q)$ - полные эллиптические интегралы. $\pi H_0 d/2$ - значение магнитного потока в начальный момент времени, когда $b = 0$, $a = d$. При $|a - b| \ll a$ получим, что $(a^2 - b^2)/a = \operatorname{const} = d$. Следовательно, на слой со стороны магнитного поля действует постоянная сила $F = H_0^2 d/2$.

В пренебрежении тепловыми эффектами, учет которых не меняет основных выводов, запишем уравнения движения конца слоя

$$\frac{d}{dt} M(a) \frac{da}{dt} = F. \quad (4)$$

$M(a)$ - масса вовлеченной в движение плазмы, которую можно оценить как

$$M(a) = n_s n_1 aL + n_p n_1 a^2. \quad (5)$$

n_s , n_p - концентрация плазмы в слое (s) и вне его (p). Отсюда получим, что разрыв распространяется вдоль слоя с постоянной скоростью, большей альфеновской *)

$$\dot{a}(t) = v_A / (L/2\pi d + n_p/n_s)^{1/2}; \quad v_A = H_0 / (4\pi n_s n_1)^{1/2}. \quad (6)$$

Оценим ширину разрыва d из условия сравнимости плотности экранирующего электрического тока $j = (c \operatorname{rot} H)/4\pi$ с величиной $c H_0/4\pi d$.

Если для описания внешней плазмы применимо МГД приближение, то $j = \sigma E$. σ - проводимость; электрическое поле в разрыве $E = H_0 (\dot{a}/c) = H_0 (v_A/c) (2\pi d/L)^{1/2}$. Отсюда

*) Полученные оценки справедливы, если $n_p \ll n_s$ и $d \gg L$.

$$d = L/Re_m^{2/3}; \quad Re_m = 4\pi\sigma v_A/c^2 \quad (7)$$

Re_m - магнитное число Рейнольдса. Если $Re_m \gg 1$, разрывная мода стабилизируется на нелинейном уровне; для распада токового слоя ($d \gg L$) необходимо $Re_m \ll 1$ вследствие резкого падения проводимости плазмы вне слоя, например, из-за уменьшения ее концентрации и развития ионно-звуковой турбулентности.

В последнем случае МГД приближение уже не применимо. В относительно слабых электрических полях /7/

$$(m_e/m_i)^2 > E^2/4\pi n_p T_{ep} \approx \frac{v_A^2 dn_s T_{es}}{c^2 T_p T_{ep}} \quad (8)$$

плотность тока равна $j = en_p (T_{ep}/m_i)^{1/2}$. Ширина разрыва порядка

$$d = c \left(\frac{m_i n_s T_{es}}{4\pi e^2 n_p T_{ep}} \right)^{1/2} = \left(\frac{n_s T_{es}}{n_p T_{ep}} \right)^{1/2} \frac{c}{\omega_{pi}} \quad (9)$$

Если выполняется условие обратное (8), то $j = en_p v_{Te} (E^2/4\pi n_p T_{ep})^{1/4}$ /7/, и

$$d = \left(L \left(\frac{c}{\omega_{pi}} \right)^4 \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{n_s T_{es}}{n_p T_{ep}} \right) \left(\frac{c}{v_{Te}} \right)^2 \right)^{1/5} \quad (10)$$

Видно, что во всех случаях для возникновения разрыва $d > L$ необходимо, чтобы плотность внешней плазмы была намного меньше плотности в слое.

Приведем оценки для данных эксперимента /3/, где $T_e \approx 30$ эВ, $L \approx 0,6$ см, $n_p \approx 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $n_s \approx 8 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Для выражений (9), (10) получаются сравнимые значения $d \approx 7$ см. Экспериментальное значение $d \approx 2 \div 3$ см. Так как $d > L$, движение разрыва происходит со скоростью большей альфеновской. В /3/ $v_A \approx 5 \cdot 10^6$ см/сек, $\dot{a} \approx 10^7$ см/с.

В заключение авторам приятно поблагодарить А. Г. Франк за многочисленные обсуждения результатов работы.

Поступила в редакцию
4 июля 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. Alidreeres, R. Aumar, P. Jourdan, F. Koeschlin, A. Samain, *Plasma Phys.*, 10, 841 (1968).
2. Г. В. Дрейден, Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. М. Мирзабеков, Г. В. Островская, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, Е. Н. Шедова, *Физика плазмы*, 3, 45 (1977).
3. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, *Физика плазмы*, 3, 538 (1977).
4. С. И. Сыроватский, *Изв. АН СССР, Сер. физич.*, 39, 359 (1975).
5. E. G. Naglis, *Nuovo Cimento*, 23, 115 (1962).
6. Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский, *Изв. АН СССР, Сер. физич.*, 39, 375 (1975).
7. Б. Б. Кадоццев. Коллективные явления в плазме. "Наука", М., 1976 г.