

## БЫСТРАЯ АННИГИЛЯЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ

*Г.Е. Векштейн*

В работе показано, что учет теплоемкости и излучения плазмы приводит к сильному возрастанию скорости аннигиляции встречных магнитных полей.

Токовые слои в области нулевого магнитного поля в плазме играют важную роль в астрофизике лабораторной плазмы. Здесь может происходить быстрая диссипация энергии магнитного поля, проявляющаяся, например, в виде вспышек на Солнце <sup>1</sup>. Диффузия магнитного поля через токовый слой определяет время существования плазменных образований с обращенным магнитным полем, представляющих интерес для управляемого термоядерного синтеза <sup>2</sup>.

Обычная оценка скорости диффузии магнитного поля выглядит так. Пусть в плазме с плотностью  $n_0$  имеется магнитное поле  $H_z$ , равное  $H_0$  при  $x > 0$  и  $-H_0$  при  $x < 0$ . Давление плазмы пренебрежимо мало по сравнению с давлением магнитного поля. В переходном слое энергия магнитного поля идет на джоулев нагрев электронов, так что их температура становится равной  $T_0 \sim H_0^2 / 8\pi n_0$ . При этом толщина токового слоя  $\Delta x$  увеличивается по закону  $\Delta x \sim (D_0 t)^{1/2}$ , где  $D_0 = c^2 / 4\pi\sigma_0$  — коэффициент магнитной вязкости, определяемый проводимостью плазмы  $\sigma_0 = \sigma(T_0)$ . Из-за высокой проводимости горячей плазмы вычисленная таким образом скорость аннигиляции магнитных потоков разного знака оказывается гораздо меньше наблюдаемой. Поэтому для объяснения механизма солнечных вспышек привлекаются модели с более сложной геометрией магнитного поля, где возможно так называемое пересоединение магнитных силовых линий <sup>1</sup>. В системах же с обращенным полем считается, что быстрая диффузия магнитного поля связана с аномальным сопротивлением плазмы <sup>2</sup>.

В данной статье обращается внимание на то, что скорость аннигиляции встречных полей может существенно возрасти при учете выноса тепла из нейтрального слоя. Такой вынос может быть связан, в частности, с теплопроводностью, так как в изотермической ( $T_i \approx T_e = T$ ) замагниченной плазме коэффициент поперечной температуропроводности  $\chi_{\perp} \sim r_{Hi}^2 \eta^3$  при  $nT \sim H^2 / 8\pi$  в  $(m_i/m_e)^{1/2}$  раз больше магнитной вязкости.

Запишем уравнение переноса плазмы<sup>3</sup>, опустив все несущественные для этой задачи слагаемые:

$$nT + H^2 / 8\pi = H_0^2 / 8\pi,$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial x} - vH \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} nT + \frac{H^2}{8\pi} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \kappa_{\perp} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{H}{4\pi} \left( \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial x} - vH \right) \right\},$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (nv) = 0.$$

Эти уравнения имеют автомодельное решение, так что все величины зависят только от переменной  $\xi = x / (D_0 t)^{1/2}$ . После введения безразмерных величин:

$$H(x, t) = H_0 H(\xi), \quad n(x, t) = n_0 n(\xi), \quad T(x, t) = T_0 T(\xi), \quad v(x, t) = (D_0/t)^{1/2} v(\xi)$$

основные уравнения можно переписать в таком виде

$$nT + H^2 = 1, \tag{1}$$

$$-\frac{\xi}{2} \frac{dH}{d\xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( T^{-3/2} \frac{dH}{d\xi} - vH \right), \tag{2}$$

$$-\frac{\xi}{4} \frac{d(nT)}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left\{ \mu^{-1/2} \frac{n^2}{H^2 T^{1/2}} \frac{dT}{d\xi} + \frac{H}{4} \left( T^{-3/2} \frac{dH}{d\xi} - vH \right) \right\}, \tag{3}$$

$$\frac{\xi}{2} \frac{dn}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} (nv), \tag{4}$$

где величина  $\mu \equiv m_e/m_i \ll 1$ .

Большая теплопроводность плазмы качественно меняет характер решения (см. рисунок). Оно становится двухмасштабным: характерный масштаб изменения магнитного поля  $\xi_H$  много меньше температурного масштаба  $\xi_T$ . При этом температура плазмы в нейтральном слое  $T_*$  значительно уменьшается:  $T_* \ll 1$ . Тогда из условия баланса давлений (1) сразу следует, что в нейтральном слое происходит сильное сжатие плазмы до плотности  $n_* \sim T_*^{-1} \gg 1$ . Это сжатие обеспечивается за счет натекания плазмы с периферии к нейтральному слою со скоростью  $v_0$ . По порядку величины параметры  $T_*$ ,  $\xi_T$ ,  $\xi_H$  и  $v_0$  можно определить из следующих соображений. Температура плазмы  $T_*$  и масштаб ее изменения  $\xi_T$  устанавливаются такими, чтобы теплопроводный поток тепла был одного порядка с пойнтинговским потоком энергии:

$$\mu^{-1/2} T_*^{-1/2} \frac{dT}{d\xi} \sim \mu^{-1/2} T_*^{1/2} \xi_T^{-1} \sim v_0 H^2 \sim v_0. \tag{5}$$

Интегрируя уравнение (4), получим еще одно соотношение

$$-\frac{1}{4} \int_0^{\infty} \xi \frac{d(nT)}{d\xi} d\xi = v_0/4, \quad \text{или} \quad T_* \xi_T \sim v_0. \tag{6}$$

Так как вне нейтрального слоя с толщиной  $\xi_H$  магнитное поле заморожено в плазму, то вместе с потоком плазмы к нейтральному слою приносится магнитный поток, равный  $v_0$ . В самом нейтральном слое, где скорость плазмы падает, аннигиляция встречных магнитных потоков происходит из-за магнитной диффузии, поэтому там

$$T_*^{-3/2} \frac{dH}{d\xi} \sim T_*^{-3/2} \xi_H^{-1} \sim v_0. \quad (7)$$

Последнее условие следует из уравнения непрерывности (4) и означает, что натекающий поток плазмы накапливается в нейтральном слое:

$$\frac{1}{2} \int_0^\infty \xi \frac{dn}{d\xi} d\xi \sim n_* \xi_H \sim T_*^{-1} \xi_H \sim v_0. \quad (8)$$

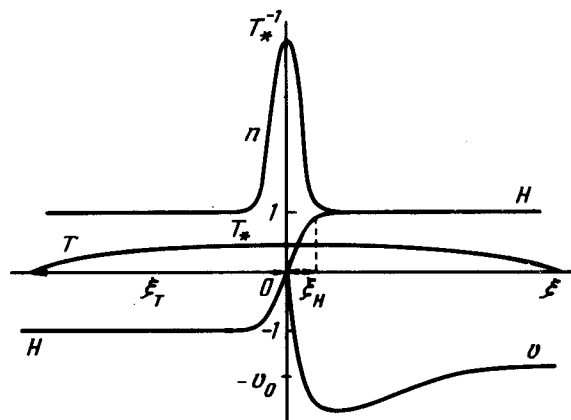
Таким образом, из (5) – (8) получаем

$$T_* \sim \mu^{1/8}, \quad \xi_H \sim \mu^{-1/32}, \quad \xi_T \sim \mu^{-9/32}, \quad v_0 \sim \mu^{-5/32}. \quad (9)$$

Отсюда следует, что аннигиляция магнитных потоков происходит с эффективным коэффициентом магнитной диффузии

$$D_{ef} \sim v_0^2 D_0 \sim \mu^{-5/16} D_0 \gg D_0. \quad (10)$$

Отметим, что усиление диссипации энергии магнитного поля связано не только с падением температуры плазмы (и соответствующим уменьшением проводимости) в нейтральном слое (это видно хотя бы из того, что  $D_{ef} \gg D(T_*) \sim T_*^{-3/2}$ ), а также с сильным сжатием нейтрального слоя потоком натекающей на него плазмы ( $\xi_H \ll D_*^{1/2}$ ).



Магнитное поле ( $H$ ), плотность ( $n$ ), температура ( $T$ ) и скорость течения плазмы ( $v$ ) в нейтральном слое

Как следует из (10), в водородной плазме кулоновская ионная теплопроводность увеличивает эффективную магнитную вязкость плазмы примерно на порядок. Эффект может быть значительно сильнее в случае аномально большой теплопроводности (например, из-за плазменной турбулентности). Так, при бомовской теплопроводности плазмы ( $\kappa_1 \sim ncT/eH$ ) величина  $D_{ef} \sim D_0 (\omega_{He} \tau_e)_0^{5/11}$ .

Еще одним источником выноса тепла из нейтрального слоя может быть тормозное излучение плазмы (его объемная мощность  $Q \sim n^2 T^{1/2}$ ). Оно становится эффективным, когда нейтральный слой расширяется до размера  $\Delta x \sim (D_0 \tau_0)^{1/2}$ , где  $\tau_0 \sim n_0 T_0 / Q(n_0, T_0)$  – характерное радиационное время. После этого джоулев нагрев плазмы компенсируется излучением, а толщина нейтрального слоя не меняется, так как  $D \sim T^{-3/2}$ , а  $\tau \sim T^{3/2}$  при постоянном  $nT \sim H_0^2 / 8\pi$ . Приток же плазмы в нейтральный слой приводит к росту плотности (и, со-

ответственно уменьшению температуры плазмы)

$$\Delta x \frac{dn}{dt} \sim n_0 v. \quad (11)$$

Из условия энергоданса  $v H_0^2 / 4 \pi \sim Q \Delta x$  следует, что скорость течения плазмы  $v \sim (D_0 / \tau_0)^{1/2} (n / n_0)^{3/2}$ . Вместе с (11) это дает

$$v \sim (D_0 / \tau_0)^{1/2} (1 - t / 2\tau_0)^{-3}. \quad (12)$$

Таким образом, аннигиляция магнитного поля в этом случае имеет взрывной характер, и ее скорость может стать порядка альфвеновской за несколько радиационных времен.

Быстрый распад плазменной конфигурации с обращенным магнитным полем, вызванный ростом излучения из плазмы при ее загрязнении примесями, наблюдался в экспериментах <sup>4</sup>.

#### Литература

1. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977.
2. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna, 1981.
3. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы, 1963, вып.1, 183, М.: Атомиздат.
4. Kirtmullaev R.Kh. et al. Proc. 9<sup>th</sup> IAEA Conf, on Plasma, Physics, Baltimore, 1982.

Институт ядерной физики  
Академии наук СССР  
Ябьирское отделение

Поступила в редакцию  
18 ноября 1982 г.