

В.26-

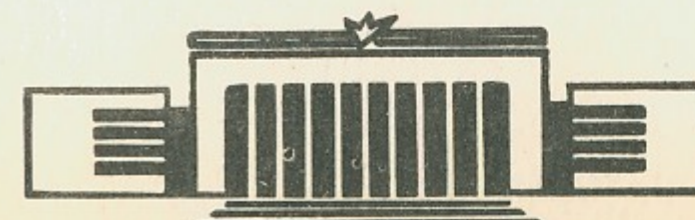
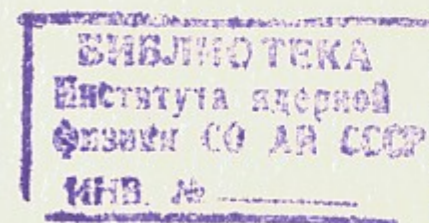
47

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Г.Е.Векштейн

БЫСТРАЯ АННИГИЛЯЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ

ПРЕПРИНТ 82-146



Новосибирск

Г.Е. Векштейн

В работе показано, что учет теплопроводности 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 ^{И ФИЗИКЕ} лабораторной плазмы. Здесь может происходить быстрая диссипация энергии магнитного поля, проявляющаяся, например, в виде вспышек на Солнце [1]. Диффузия магнитного поля через токовый слой определяет время существования плазменных образований с обращенным магнитным полем, представляющих интерес для управляемого термоядерного синтеза [2].

Обычная оценка скорости диффузии магнитного поля выглядит так. Пусть в плазме с плотностью n 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 Δx увеличивается по закону $\Delta x \sim (\mathcal{D}_0 t)^{1/2}$, где $\mathcal{D}_0 = c^2 / 4\pi \sigma_0$ — коэффициент магнитной вязкости, определенный проводимостью плазмы $\sigma_0 = \sigma(T_0)$. Из-за высокой проводимости горячей плазмы численная 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 [1]. В системах же с обращенным полем считается, что быстрая диффузия магнитного поля связана с аномальным сопротивлением плазмы [2].

В данной заметке обращается внимание на то, что скорость аннигиляции встречных полей может существенно возрасти при учете вноса тепла из нейтрального слоя. Такой внос может быть связан, в частности, с теплопроводностью, так как в изотермической ($T_i \approx T_e = T$) замагниченной плазме коэффициент попереч-

ной температуропроводности $\chi_{\perp} \sim \nu_i^2 \nu_i [3]$ при $nT \sim H^2/8\pi$ в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз больше магнитной вязкости.

Запишем уравнение переноса плазмы [3], опустив все несущественные для этой задачи слагаемые:

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

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

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

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

Эти уравнения имеют автомодельное решение, так что все величины зависят только от переменной $\xi = x/(\mathcal{D}_0 t)^{1/2}$. После введения безразмерных величин:

$$H(x,t) = H_0 \cdot H(\xi), \quad n(x,t) = n_0 \cdot n(\xi), \quad T(x,t) = T_0 \cdot T(\xi), \quad \nu(x,t) = (\mathcal{D}_0/t)^{1/2} \nu(\xi)$$

основные уравнения можно переписать в таком виде:

$$nT + H^2 = 1 \quad (1)$$

$$-\frac{\xi}{2} \frac{dH}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left(T^{-3/2} \frac{dT}{d\xi} - \nu H \right) \quad (2)$$

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

$$\frac{\xi}{2} \frac{dn}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} (n\nu) \quad (4)$$

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

Большая теплопроводность плазмы качественно меняет характер решения (см. рис.). Оно становится двухмасштабным: характерный масштаб изменения магнитного поля ξ_H много меньше температурного масштаба ξ_T . При этом температура плазмы в нейтральном слое T_* значительно уменьшается: $T_* \ll 1$. Тогда из условия баланса давлений (1) сразу следует, что в нейтраль-

ном 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 U_0 . По порядку величины параметры T_* , ξ_T , ξ_H и U_0 можно определить из следующих соображений. Температура плазмы T_* и масштаб ее изменения ξ_T устанавливаются такими, чтобы теплопроводный поток тепла был одного порядка с пойнтинговским потоком энергии:

$$\mu^{-1/2} T_*^{-1/2} \frac{dT}{d\xi} \sim \mu^{-1/2} T_*^{1/2} \xi_T^{-1} \sim U_0 H^2 \sim U_0 \quad (5)$$

Интегрируя ур. (4), получим еще одно соотношение:

$$-\frac{1}{4} \int_0^{\infty} \xi \frac{d(nT)}{d\xi} d\xi = U_0/4, \quad \text{или } T_* \xi_T \sim U_0 \quad (6)$$

Так как вне нейтрального слоя с толщиной ξ_H магнитное поле заморожено в плазму, то вместе с потоком плазмы к нейтральному слою приносится магнитный поток, равный U_0 . В самом нейтральном слое, где скорость плазмы падает, аннигиляция встречных магнитных потоков происходит из-за магнитной диффузии, поэтому там

$$T_*^{-3/2} \frac{dT}{d\xi} \sim T_*^{-3/2} \xi_H^{-1} \sim U_0 \quad (7)$$

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

$$\frac{1}{2} \int_0^{\infty} \xi \frac{dn}{d\xi} d\xi \sim n_* \xi_H \sim T_*^{-1} \xi_H \sim U_0 \quad (8)$$

Таким образом, из (5-8) получаем:

$$T_* \sim \mu^{1/8}, \quad \xi_H \sim \mu^{-1/32}, \quad \xi_T \sim \mu^{-3/32}, \quad U_0 \sim \mu^{-5/32} \quad (9)$$

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

$$\mathcal{D}_{eff} \sim U_0^2 \mathcal{D}_0 \sim \mu^{-5/16} \mathcal{D}_0 \gg \mathcal{D}_0 \quad (10)$$

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 $\mathcal{D}_{eff} \gg \mathcal{D}(T_*) \sim T_*^{-3/2}$), а также с сильным сжа-

тием нейтрального слоя потоком натекающей на него плазмы

$$(\xi_H \ll D_0^{1/2}).$$

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 омовской теплопроводности плазмы ($\chi_1 \sim neT/eH$) величина $D_{eff} \sim D_0 (\omega_{ne} \tau_e)^{5/4}$.

Еще одним источником выноса тепла из нейтрального слоя может быть тормозное излучение плазмы (его объемная мощность $Q \propto n^2 T^{1/2}$). Оно становится эффективным, когда нейтральный слой расширяется до размера $\Delta x \sim (D_0 \tau_0)^{1/2}$, где $\tau_0 \sim n_0 T_0 / Q(n, T_0)$ — характерное радиационное время. После этого джоулев нагрев плазмы компенсируется излучением, а толщина нейтрального слоя не меняется, так как $D \propto T^{-3/2}$, а $\tau_r \propto T^{3/2}$ при постоянном $nT \sim H_0^2 / 4\pi$. Приток же плазмы в нейтральный слой приводит к росту плотности (n , соответственно, уменьшению температуры плазмы)

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

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

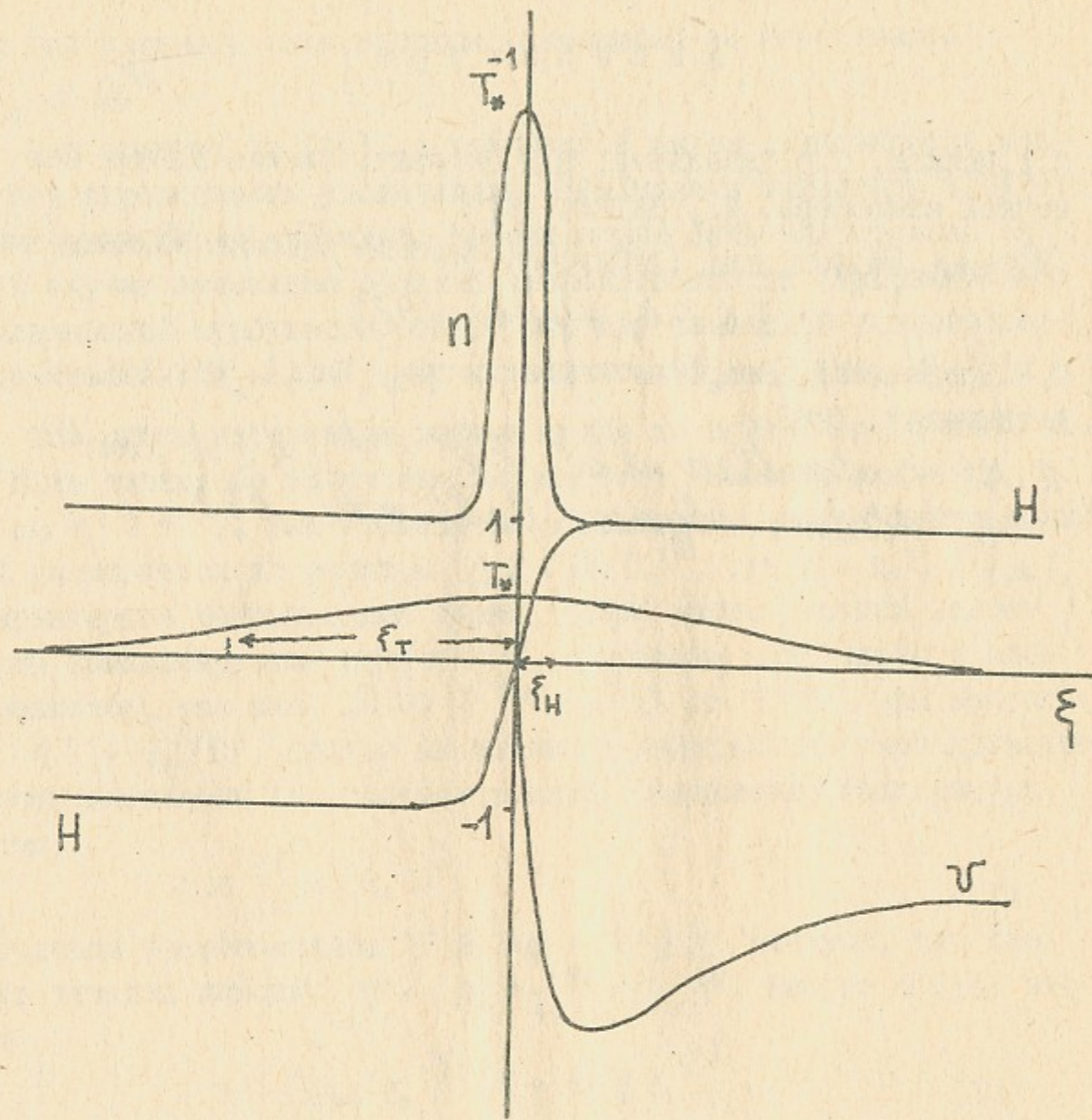
$$v \sim (D_0 / \tau_0)^{1/2} (1 - t/2\tau_0)^{-3} \quad (12)$$

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 [4].

Л и т е р а т у р а :

- [1] С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, В.Н.Цытович. Физика плазмы солнечной атмосферы. М., Наука, 1977.
- [2] *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA, Vienna, 1981.
- [3] С.И.Брагинский. Вопросы теории плазмы, вып. I, стр. 183, М., Атомиздат, 1963.
- [4] R. Kh. Kuztullaev et al. *Proc. 9th IAEA Conf. on Plasma Physics*, Baltimore, 1982.



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

Г.Е.Векштейн

БЫСТРАЯ АННИГИЛЯЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В ПЛАЗМЕ

Препринт
№ 82-146

Работа поступила - 22 октября 1982 г.

Ответст. за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 3.ХП-1982 г. МН 03645
Формат бумаги 60х90 1/16 Усл.0,4 печ.л., 0,3 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 146.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90