

01;03;04

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ТОКОНЕСУЩЕГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНЫМ ПОЛЕМ СКОРОСТЕЙ

© В.А.Битюрин, В.Г.Потебня, А.Л.Цескис

В [1,2] изложена новая концепция МГД генерирования электрической энергии, сводящаяся к использованию газоплазменных потоков с токонесущими неоднородностями (сгустками). Принципиально это позволяет повысить коэффициент преобразования энтальпии до 35–40% (для обычных “стационарных” МГД установок эта величина не превышает 25%). Взаимодействие потока с магнитным полем в этом случае обеспечивается именно сгустками, занимающими 0.1–0.15 объема рабочего тела, так что интенсивность взаимодействия не определяется более средней температурой потока. Последнее позволяет расширить обычный для МГД преобразования энергии температурный интервал в область низких температур до 1700–2000 К.

Для реализации указанной схемы должна быть, по крайней мере, решена задача сохранения сплошности сгустка при его движении вдоль канала. К процессам, ведущим к деградации сгустка, относятся прежде всего турбулентная диффузия [3], радиационные потери [4], взаимодействие со стенками [5] и неустойчивость Рэля–Тейлора [3,6,7]. Распад и деградация сгустка за счет “потери массы”, отмеченные в крупном вычислительном эксперименте [8], имеют, по видимому, численную, а не физическую природу, поскольку численное моделирование ведет к существенной неопределенности на подсеточных масштабах. Что же касается скептических выводов относительно влияния на сгусток турбулентной диффузии [3], то они связаны, вообще говоря, с некорректным использованием соотношений теории турбулентности для описания объектов с малым временем жизни, порядка обратной основной частоты турбулентного движения.

В этом последнем случае диффузией (тем более молекулярной) следует вообще пренебречь; и тогда для описания эволюции сгустка под действием случайного поля скоростей можно пользоваться соображениями, касающимися растяжения материальных линий (и поверхностей) в турбулентном потоке [9,10] (см. также подробное изложение в [11]). Распределение плотности тока в сгустке при этом рассма-

тривается как некоторая совокупность “трубок” (ср. с [11]) тока; тогда адекватность указанного описания подчеркивается законом сохранения электрического заряда, $\text{div } j = 0$. В силу этого условия трубки не сжимаемы, так что растяжение их сопровождается соответствующим уменьшением площади поперечного сечения. Электрическое сопротивление трубки есть

$$R = \frac{l}{\sigma(T) \cdot S}, \quad (1)$$

где $\sigma(T)$ — проводимость, зависящая от температуры; остальные обозначения очевидны.

Таким образом, плотность джоулева тепловыделения (\mathcal{E} — внешняя ЭДС)

$$q = \frac{\mathcal{E}^2}{RIS},$$

или с учетом (1)

$$q = \frac{\mathcal{E}^2 \sigma(T)}{l^2}, \quad (2)$$

так что баланс энергии в сгустке определяется зависимостью $l(t)$, порождаемой деформацией “оси” трубки в случайном поле скоростей. Согласно [9–11], для векторных полей, дивергенция которых обращается в нуль, имеет место соотношение

$$l(t) = l(t_0) \cdot \exp \{a\Omega(t - t_0)\}, \quad (3)$$

где Ω — характерная частота турбулентного движения, a — безразмерная константа порядка 1 (можно показать, что выражения вида (3) описывают эволюцию объекта также и в ситуациях, когда время жизни велико по сравнению с $1/\Omega$, при этом оказывается возможным установить соответствие между необходимыми значениями коэффициентов турбулентного обмена и целостностью сгустка; в случае колмогоровского спектра оказывается $a \sim (\text{Re}/\text{Re}_c)^{1/4}$).

Итак, для q имеем

$$q = \frac{\sigma(T) \cdot \mathcal{E}^2 \exp \{-2a\Omega t\}}{l_0^2}. \quad (4)$$

Рассматривая теперь уравнение энергии

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = 0,$$

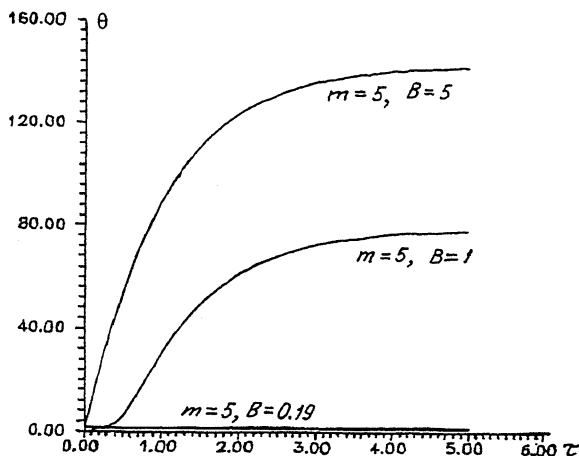


Рис. 1. Зависимость температуры от времени при разных значениях параметров m и B .

используя для проводимости известное соотношение [12]

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left\{ \frac{I_i}{2} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right\},$$

где I_i — потенциал ионизации, и вводя безразмерные переменные $\theta = T/T_0$ (T_0 — начальная температура сгустка), $\tau = 2a\Omega t$ и параметры $m = I_i/2T_0$, $B = \frac{\sigma_0 \cdot \varepsilon^2}{2a\rho c_p \Omega T_0 l_0^2}$, получим для уравнения энергии окончательно

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = B \exp \{ m(1 - 1/\theta) - \tau \}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что всегда $\frac{\partial \theta}{\partial \tau} > 0$; с другой стороны, ввиду ограниченности $m(1 - \frac{1}{\theta})$, при больших τ все кривые $\theta(\tau)$ стремятся (снизу) к определенному конечному пределу, зависящему от параметров m и B .

Результат численного интегрирования уравнения (5) представлен на рис. 1, из которого видно, что температура сгустка в области насыщения определяется фактически интенсивностью флуктуаций скорости (ясно, что именно ростом этой величины определяется характерная частота турбулентного движения) и, конечно, величиной вкладываемой электрической энергии. При этом, как и должно быть, значение $\theta(\infty)$ тем выше, чем меньше интенсивность турбулентного движения. Следует, конечно, иметь в виду, что использование уравнения (5) при больших τ противоречит требованию $\Omega t < 1$ (по-видимому, процесс диффузии начинает

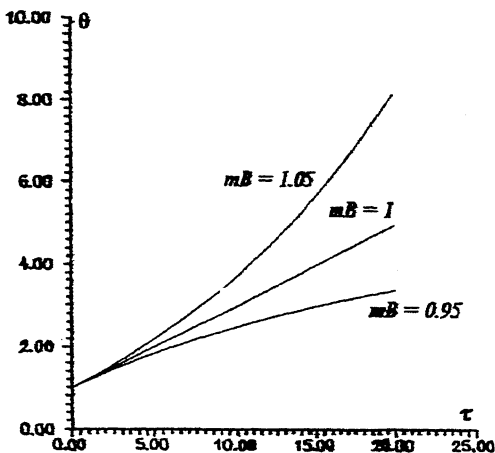


Рис. 2. Зависимость температуры от времени при $\tau \rightarrow 0$.

играть существенную роль уже при Ωt порядка нескольких единиц). Оказывается, однако, что при $\tau \ll 1$ возникает параметрическая зависимость θ от произведения mB (что видно из рис. 2 при малых τ) и фактически значение этого комплекса определяет пороговый характер перехода между режимами нарастания температуры экспоненциально, линейно и с быстрым насыщением (соответствующие аналитические результаты будут приведены в другой работе).

Отметим в заключение, что различные режимы нарастания $\theta(\tau)$ наблюдались и в экспериментах [13,14], однако оценка интенсивности пульсаций скорости в экспериментах была слишком грубой для того, чтобы можно было реализовать сопоставление с приведенными здесь результатами.

Эта работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 94-02-0627а.

Список литературы

- [1] Bityurin V.A., Likhachev A.P., Merck W.G.H. // Proc. of 11th Internat. Conf. on MHD Electr. Power Generation. Beijing, China, 1992. P. 666.
- [2] Bityurin V.A. // Proc. of 30th SEAM. Maryland, 1992. P. 161.
- [3] Devine R., Karr C., Marle C. // Proc. of Symp. Electricity from MHD. Salzburg, 1966. V. 3. P. 505.
- [4] Slavin V.S. // Magnetohydrodynamics. 1989. V. 2. N 2-3. P. 127-140.
- [5] Vasiljev A.N., Slavin V.S., Tkachenko P.P. // PMTF. 1988. N 4. P. 10-16.
- [6] Gasilov V.A., Golovisnin V.M., Slavin V.S., Tkachenko S.I. // Preprint IPM AN USSR. 1987. N 40. 25 p.
- [7] Likhachev A.P., Medin S.A. // Intern. Conf. on Energy Transfer in Magnetohydrodynamic Flows. Aussois, France. 1994. V. 1. P. 279-289.

- [8] *Bityurin V.A., Likhachev A.P.* // Energy Transfer in Magnetohydrodynamic Flows Conference. France, 1991. P. 285.
- [9] *Batchelor G.K.* // Proc. Roy. Soc. 1952. A213. N 1114. P. 349-366.
- [10] *Reid W.H.* // Proc. Cambr. Phil. Soc. 1955. V. 51. N 2. P. 350-362.
- [11] *Монин Д.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Мехника турбулентности. Ч. 2. М.: Наука. 1967. 720 с.
- [12] *Роза Р.* Магнитогидродинамическое преобразование энергии. М.: Мир, 1970. 288 с.
- [13] *Veefkind A., Merck W.F.H., Bajovic V.C., Ivanov V.A., Bityurin V.A.* // Proc. of 31st SEAM. Montana, 1993. P. 3.4.1.
- [14] *Veefkind A., Merck W.F.H., Bajovic V.S.* // Proceeding of 32nd SEAM. Pittsburgh, June 27-30, 1994. Section 4.

Поступило в Редакцию
27 февраля 1995 г.
