

01; 04

О ПРИАНОДНОМ СЛОЕ В ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ
ПРИ НАЛИЧИИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Л.М. А л е к с е е в а

Эффект Холла порождает в плазменном потоке неустойчивость, благодаря которой вблизи анода может нарастать продольная компонента электрического тока, направленная против потока вещества. Соответственно возникает неоднородность в распределении физических величин по сечению канала: магнитное поле у анода возрастает, а плотность плазмы убывает [1-3].

В некоторой области значений параметров существуют стационарные режимы течений с весьма резким изменением величин поперек потока (вплоть до образования их прианодных скачков [1]). Свойства скачков были исследованы в работе [1] на материале численного моделирования течений путем сравнения потоков при различных значениях параметра обмена ξ (он характеризует эффект Холла), магнитной вязкости ν и отношения β газового давления к магнитному.

Покажем, что если существование стационарного скачка в прианодной области принять как исходный постулат, то некоторые его свойства можно извлечь из самого вида уравнений магнитной гидродинамики с учетом эффекта Холла. Результаты сравним с выводами работы [1].

Для простоты рассмотрим двумерные потоки вида

$$\vec{v} = (v_x, v_y, 0); \quad \vec{H} = (0, 0, H); \quad \vec{E} = (E_x, E_y, 0); \quad \partial/\partial z = 0$$

(ось x декартовой системы координат x, y, z направлена вдоль канала; здесь и далее общепринятые обозначения величин не огово-

риваются). Как и в [1], будем считать плазму изотермической. Пренебрегая газодинамической вязкостью, имеем:

$$\partial \rho / \partial t = -\operatorname{div} \rho \vec{v}; \quad \mathcal{P} = \beta \rho / 2, \quad (1a, б)$$

$$\rho \left\{ \partial \vec{v} / \partial t + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right\} = -\nabla (\mathcal{P} + H^2 / 2), \quad (2)$$

$$\vec{E} = \nu \vec{j} - [\vec{v} \vec{H}] - \xi \nabla (\mathcal{P} + H^2) / 2\rho, \quad (3)$$

$$\vec{j} = \operatorname{rot} \vec{H}, \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad \partial \vec{H} / \partial t = -\operatorname{rot} \vec{E}. \quad (4)$$

Все величины записаны в безразмерном виде согласно нормировке, принятой в [1]. Уравнения (1б), (3), (4) дают

$$\partial \vec{H} / \partial t = \nu \Delta \vec{H} + \operatorname{rot} [\vec{v} \vec{H}] + \xi [\nabla (1/\rho) \nabla (H^2 / 2)].$$

Мы рассматриваем неоднородности магнитного поля, связанные с эффектом Холла, роль которого характеризуется константой ξ . Поэтому можно ожидать, что вклад члена с ξ в $\partial \vec{H} / \partial t$ будет существеннее, чем вклад конвективного члена $\operatorname{rot} [\vec{v} \vec{H}]$, отражающего снос неоднородностей магнитного поля. Тогда в стационарном состоянии

$$\begin{aligned} 0 &= \nu \Delta \vec{H} + \xi \left[\nabla \frac{1}{\rho} \nabla \frac{H^2}{2} \right] = \\ &= \nu \Delta \vec{H} - \frac{2\xi}{\beta \rho^2} \left[\nabla \left(\mathcal{P} + \frac{H^2}{2} \right) \nabla \frac{H^2}{2} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Пусть τ — координата вдоль линии потока плазмы, η — в поперечном направлении. В прианодном слое линии потока вещества идут параллельно аноду, и η — компонента уравнения Эйлера дает

$$\partial (\mathcal{P} + H^2 / 2) / \partial \eta = 0. \quad (6)$$

Существование скачка означает, что вблизи анода наибольшую величину имеет

$$\partial H / \partial \eta \gg \partial H / \partial \tau. \quad (7)$$

Пренебрежем в ΔH остальными производными и из (5) с учетом (6) получим для $j_\tau \equiv \partial H / \partial \eta$:

$$\frac{\partial j_\tau}{\partial \eta} + \gamma j_\tau = 0; \quad \gamma = -\frac{2\xi}{\nu \beta} \frac{H}{\rho^2} \frac{d}{d\tau} \left(\mathcal{P} + \frac{H^2}{2} \right). \quad (8)$$

Очевидно, значение фактора γ на аноде, которое мы будем обозначать через γ_a , определяет характерную толщину прианодного скачка.

Необходимое условие существования скачка на аноде. Поскольку длина канала принята за единицу, $d/d\tau \approx 1$. Следовательно, согласно (7), резкий скачок существует при $\gamma_\alpha \gg 1$. Как видно из (8), величина γ_α определяется совокупностью параметров ξ , ν и β , в частности может быть велика даже при малых ξ .

Фактор γ_α определяет подобие потоков. Выберем теперь некоторый установившийся поток, в котором эффект Холла не заметен (мы обозначим относящиеся к нему величины индексом 0) и будем сравнивать с ним потоки со все большими значениями ξ при неизменных остальных внешних условиях, как это делалось в [1]. Остановимся на случае, когда эффект Холла уже проявит себя в прианодной неоднородности, хотя еще $\rho \approx \rho_0$, $H \approx H_0$. С учетом (16)

$$\gamma_\alpha(\tau) = -\frac{\xi}{\nu} \frac{H_{0\alpha}}{\rho_{0\alpha}^2} \frac{d}{d\tau} \left(\rho_{0\alpha} + \frac{H_{0\alpha}^2}{\beta} \right). \quad (9)$$

В каналах обычно плотность и магнитное поле спадают от входа к выходу, поэтому обе производные $d\rho_{0\alpha}/d\tau$ и $dH_{0\alpha}^2/d\tau$ отрицательны, и выражение (9) показывает, что большим значениям ξ и меньшим значениям ν и β должна соответствовать большая резкость в распределении величин по сечению канала. Заметим, что как раз такого типа связь между резкостью скачка и параметрами ξ , ν , β была найдена в [1].

Предельные режимы. В режиме газодинамического ускорения (при $\beta \gg 1$)

$$\gamma_\alpha(\tau) = -\frac{\xi}{\nu} \frac{H_{0\alpha}}{\rho_{0\alpha}^2} \frac{d}{d\tau} \rho_{0\alpha}. \quad (10)$$

Поскольку при выбранной нормировке $\rho_{0\alpha} \lesssim 1$, $H_{0\alpha} \lesssim 1$, скачок может ярко проявляться лишь при больших отношениях ξ/ν . В режиме магнитного ускорения ($\beta \ll 1$), когда

$$\gamma_\alpha(\tau) = \frac{2\xi}{\nu\beta} \frac{d}{d\tau} H_{0\alpha}, \quad (11)$$

скачок проявляет себя и при $\xi/\nu \lesssim 1$.¹

Локализация неоднородности. Из (8) следует, что неоднородность в распределении величин по сечению

¹ Как видно из рис. 20 работы [1], переход к режиму анодного взрыва происходит в случае $\beta \gg 1$ только при больших отношениях ξ/ν , а в случае $\beta \ll 1$ также и при малых. Так как по мере увеличения ξ при данном ν в [1] анодному взрыву предшествует режим скачка, результаты работы [1] и наш вывод согласуются.

будет наиболее сильной в окрестности точки максимума функции $\gamma_\alpha(\tau)$. Поскольку обычно в каналах по мере приближения к входу и выходу $\partial[\rho_{0\alpha} + H_{0\alpha}^2/2] / \partial \tau$, неоднородность располагается во внутренней части канала. Согласно (11), при $\beta \ll 1$ неоднородность „привязана“ к точке перегиба профиля $H_{0\alpha}(\tau)$.

Возможность анализа различных режимов потока на основе использования фактора γ_α рассматривается в [3].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Брушлинский К.В., Морозов А.И. // Вопросы теории плазмы. В. 8. М.: Атомиздат, 1974. С. 88-163.
- [2] Алексеева Л.М. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, В. 21. С. 1310-1312.
- [3] Алексеева Л.М. Течения плазмы при наличии эффекта Холла. Препринт НИИЯФ МГУ № 88-38/59, М., 1988. 42 с.

Поступило в Редакцию
25 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

05.4; 11

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛЕНОК $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ ОТ УСЛОВИЙ ТЕРМООБРАБОТКИ

Ю.А. Бойков, В.А. Данилов,
Ш.М. Дугужев, Т.Б. Жукова

Свежеосажденные пленки $Bi-Sr-Ca-Cu-O$, приготовленные методом лазерного распыления в вакууме, не обладают, как правило, свойствами сверхпроводимости ($T > 4.2$ К), что связано с частичной потерей кислорода сконденсированным материалом и аморфностью его структуры [1, 2]. Для рекристаллизации и насыщения конденсатов кислородом, их подвергают высокотемпературному отжигу в атмосфере кислорода или воздуха. От условий термообработки в значительной степени зависят основные параметры пленок $Bi-Sr-Ca-Cu-O$.

В работе исследована зависимость электропроводности σ пленок $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ от температуры T_0 и длительности t_0 термообработки.

Пленки $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ были получены путем распыления исходной мишени с составом (2212) с помощью лазера ГОР-100М в вакууме $1 \cdot 10^{-6}$ Тор [3]. Были исследованы пленки с толщинами $d = 2000-5000$ Å. В качестве подложек использовались сколы (100) MgO , температура подложек при конденсации поддерживалась в интервале 570-600 К.