

УДК 533.551

ФИЗИКА

В. Ю. БАРАНОВ, А. А. ВЕДЕНОВ, Д. Д. МАЛЮТА, В. С. МЕЖЕВОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 20 V 1974)

При достаточно высоких температурах торможения ($T_e > 5 \cdot 10^3$ °К, $\gamma = 5/3$) оптимальные условия, с точки зрения эффективности преобразования тепловой энергии в электрическую, соответствуют числам Маха на входе в канал МГД-генератора $M > 1$ (1). В настоящей работе исследуются особенности торможения сверхзвуковой струи плазмы в МГД-канале при наличии эффекта Холла. Эксперименты проводились на канале со следующими размерами: $L_{\text{к}} = 17$ см, входное сечение $2 \times 5,5$ см², выходное сечение $2 \times 6,5$ см²; электроды секционированные ($n = 5$, длина изолирующей вставки между электродами — 0,4 см). Поток инертного газа (Ar) со щелочной добавкой (Cs) нагревался электрической дугой до температуры торможения $T_e = (3-7) \cdot 10^3$ °К. Конструкция импульсного плазматрона обеспечивала высокую степень однородности и квазистационарность потока изотермической плазмы в течение $t = (1-2) \cdot 10^{-2}$ сек. Число Маха на входе в канал было $M_0 \approx 1,7$, магнитное поле $B = 0,5-5$ тл. Электрическое питание плазматрона и магнита осуществлялось батареей конденсаторов с энергией 0,5 Мдж.

Экспериментально измерялись холловские и фарадеевские электрические поля и плотности токов, температура и концентрация электронов, проводимость плазмы, скорость потока, число Маха, статические давления. Свечение плазмы фотографировалось через прозрачные боковые стенки канала из оптического кварца кинокамерами СКС-1М, СФР-1М, лупой времени ЛВ-03. Эксперименты проводились при давлениях торможения $P_0 = 1-10$ ата и концентрации присадки $n_{\text{Cs}} = 10^{13}-10^{16}$ см⁻³.

Неравновесная ионизация и неоднородности потока плазмы. При параметре Холла на входе в МГД-канал $\omega_e \tau_e \sim 8-9$ (ω_e — циклотронная электронная частота, τ_e — время между столкновениями) и коэффициентах нагрузки $E_y/uB \sim 0,8-0,9$ возможен заметный отрыв электропной температуры.

Из-за шунтирования холловского поля E_x отношение $E_x/(uB - E_y)$ в экспериментах не превышало единицы. Поэтому для определения среднего по каналу параметра Холла β измерялось также отношение j_x/j_y . Оказалось, что, в то время как $E_x/(uB - E_y) \sim (0,3-1,0)$, средний макроскопический параметр Холла β , вычисленный по измеренным $E_x/(uB - E_y)$ и j_x/j_y , составляет $\sim (3-4)$.

Электропная температура рассчитывалась по формуле

$$\frac{T_e - T_a}{T_a} = \frac{\gamma}{3} M^2 \frac{(i-k)^2}{\delta} \beta^2 \frac{1 + (E_x/E_y^*)^2}{1 + \beta^2} \leq 0,5. \quad (1)$$

Результаты измерений температуры электронов по 6-Р континууму цезия оказались близки к рассчитанным по формуле (1).

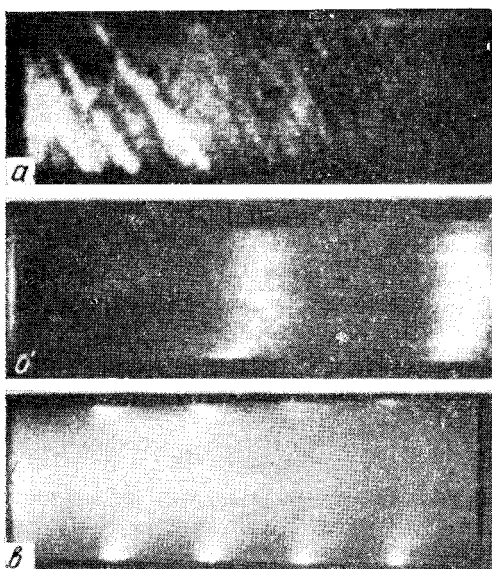


Рис. 1. Фотография неоднородностей в МГД-канале. Магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка. Поток газа направлен слева направо (ось x)



Рис. 2. Фотография скачков уплотнения

Скоростная киносъемка свечения плазмы в канале показала, что при концентрации цезия $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$ и температуре газа $T \leq 2000^\circ$ К нарастание концентрации электронов при увеличении тока происходит существенно неоднородно (рис. 1а) (2), причем неоднородности располагаются либо перпендикулярно оси канала (при средней степени ионизации цезия $\bar{\alpha} \leq 0,1$), либо под углом $\sim 65^\circ$ к ней ($\bar{\alpha} \approx 0,5$) (рис. 1б). При больших концентрациях цезия структура неоднородностей аналогична структуре, предсказанной расчетным путем с учетом пограничных слоев и конфигурации электродов в работе (3).

При температуре газа $T \geq 2500^\circ$ К заметные флуктуации концентрации электронов отсутствуют (рис. 1в), однако на краях электродов наблюдается значительная концентрация тока из-за эффекта Холла.



Рис. 3. Зависимость магнитного поля (а), температуры электронов (б) и статического давления в канале при $k=0,3$ (в) от времени. 1 - $k=1$; 2 - $k=0,8$, 3 - $k=0,3$

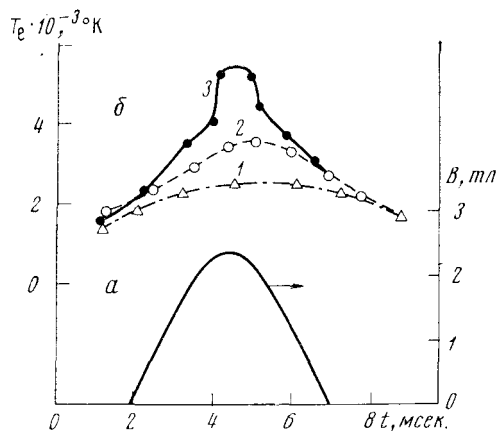


Рис. 3

Рис. 4. Потери числа Маха в косых скачках уплотнения в зависимости от длины канала

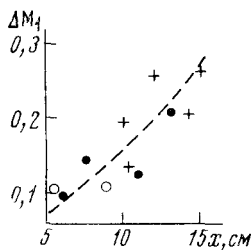


Рис. 4

Структура сверхзвукового потока при сильном МГД-торможении. Для исследования структуры потока в режиме сильного МГД-торможения выбирались параметры плазмы, при которых описанные выше неоднородности не наблюдаются.

Как уже упоминалось, при определенных коэффициентах нагрузки на концах электродов наблюдаются области с весьма высокой плотностью тока. При увеличении параметра торможения эти места концентрации тока становятся источником возмущений, являющихся причиной появления слабых косых ударных волн с интенсивностью, достаточной для прямого фотографирования. При дальнейшем увеличении параметра взаимодействия поток плазмы становится сильно возмущенным и может переходить частично или полностью в дозвуковой режим (рис. 2). Появление скачка сопровождается резким возрастанием давления и температуры (рис. 3в, б).

Отметим, что переход течения в дозвуковой режим наблюдался всегда при числе Маха $M_1 \approx 1,3$. Это обусловлено, по-видимому, тем, что имеющиеся возмущения при таком значении числа Маха возбуждают сильный косой скачок, который по параметрам всегда близок к прямому.

Для выяснения роли потерь скорости в слабых косых скачках уплотнения найдем изменение числа Маха по измеренным j_x, j_y, E_x, E_y, B, P . Урав-

нения энергии и движения можно записать в виде

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} PU + \frac{U^2}{2} \right) = - \frac{1}{\rho_0 u_0^3} (j_x E_x + j_y E_y), \quad (2)$$

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dP}{dx} = - \frac{1}{L_T}, \quad (3)$$

где

$$U = u/u_0, \quad P = p/(\rho_0 u_0^2), \quad L_T = \rho_0 u_0^2 / (j_y B).$$

Так как в наших экспериментах $M_0 \sim 1,70$, $M_1 \approx 1,3$ ($\Delta M \leq 0,40$), то, считая изменения параметров малыми, из уравнений (2) и (3) найдем

$$\Delta P = \frac{A - [P\gamma/(\gamma-1) + U]B}{(U-P)\gamma/(\gamma-1) - U} \Delta x, \quad (4)$$

$$\Delta U = \frac{A - (\gamma/\gamma-1)UB}{(P-U)\gamma/(\gamma-1) + U} \Delta x, \quad (5)$$

где

$$A = - \frac{1}{\rho_0 u_0^3} (j_x E_x + j_y E_y), \quad B = - \frac{1}{L_T}.$$

Учитывая, что

$$2\Delta M/M = \Delta U/U - \Delta P/P, \quad (6)$$

и подставляя (4) и (5) в (6), получим

$$\frac{2\Delta M}{M} = \left\{ \frac{A - BU\gamma/(\gamma-1)}{[1/(\gamma M^2) - 1]\gamma/(\gamma-1) + 1} \frac{1}{U^2} (1 + \gamma M^2) - \frac{B}{U} \gamma M^2 \right\} \Delta x. \quad (7)$$

На рис. 4 показано изменение числа Маха $\Delta M_1 = M_0 - M_1 - \Delta M$ в косых скачках в зависимости от длины канала. Как видно из рисунка, в начале канала ΔM_1 мало, т. е. торможение потока носит в основном электродинамический характер, в то время как по мере увеличения расстояния, на котором происходит срабатывание скорости потока, все большая доля кинетической энергии потока диссипируется в косых скачках уплотнения. Видно также, что ΔM_1 примерно пропорционально числу скачков, а их интенсивность такова, что изменение числа Маха в каждом скачке $\Delta M_1 \sim 0,025$.

Таким образом, в скачках, возникающих на местах концентрации тока, может диссипироваться существенная часть энергии потока. Однако следует заметить, что энергия может также диссипировать в дозвуковых областях потока вблизи стенок (механизм аналогичен механизму диссипации в псевдоскачке).

В заключение выражаем благодарность чл.-корр. АН СССР Е. П. Велихову и А. В. Губареву за обсуждение работы.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило
21 III 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Р. Роза, Магнитогидродинамическое преобразование энергии, М., 1970. ² Е. П. Велихов, А. М. Дышне, И. Я. Шунук, Phenomena in ionized gases, Белград, 1965. ³ S. T. Demetriades et al., 12th Symp. on the Eng. Aspects of MHD, Chicago, 1972.