

УДК 533.6.011:537.84:621.362

**БИТЮРИН В. А., ЛИХАЧЕВ А. П., ЛЮБИМОВ Г. А.,
МЕДИН С. А.**

К ДИНАМИКЕ НЕОДНОРОДНО ПРОВОДЯЩЕГО ПОТОКА ГАЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Неоднородно проводящие МГД-течения газообразного рабочего тела, образованные в общем случае чередованием областей низкопроводящего газа (основной поток) и сравнительно небольших зон высокой проводимости – плазменных сгустков, обладают рядом интересных особенностей (см., например, монографию [1] и цитируемую в ней литературу).

В частности, в плазменных сгустках протекают токи значительно большей плотности, чем в окружающем их низкопроводящем газе. Как следствие, развитие течения происходит в неоднородно-нестационарном поле объемных источников (стоков) импульса и энергии, локализованных главным образом в зонах высокой проводимости и перемещающихся вместе с ними.

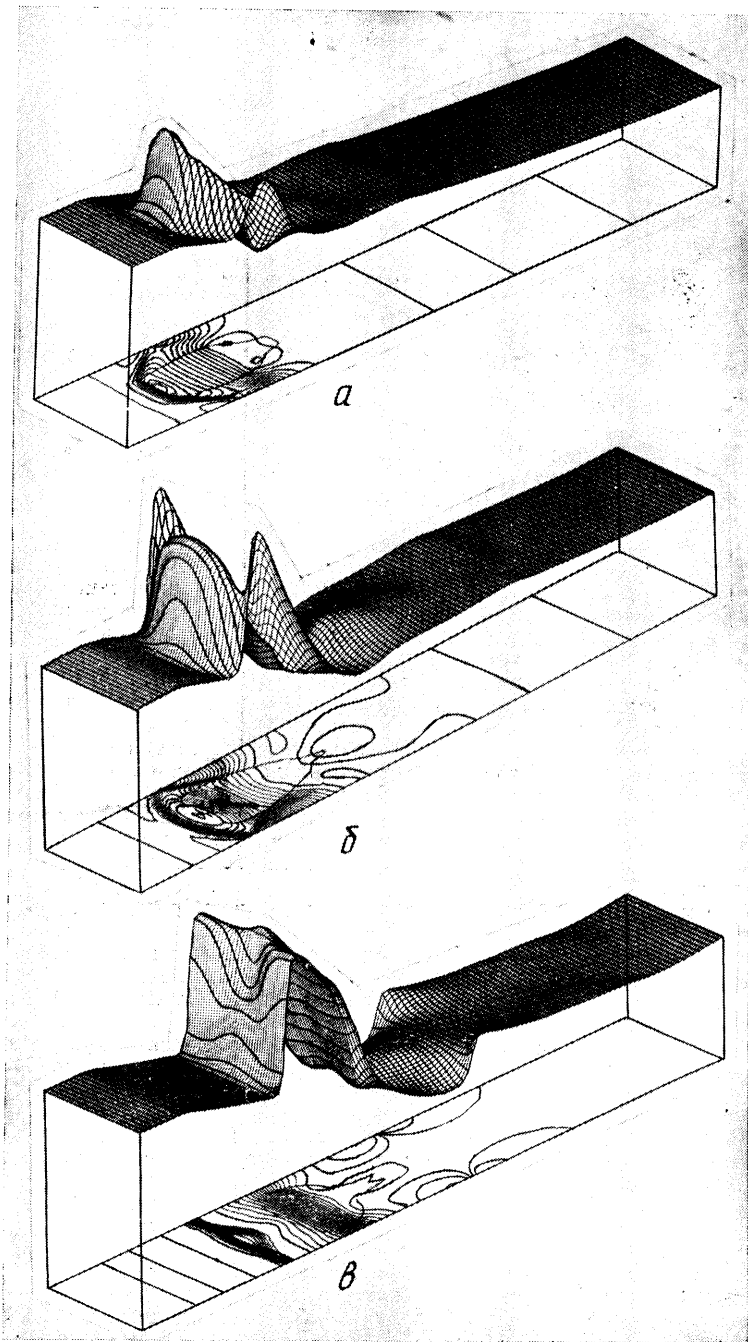
Важной особенностью неоднородно проводящих МГД-течений является наличие динамического взаимодействия – обмена импульсом и энергией – между плазменными сгустками и основным потоком. Направление обмена определяется режимом работы МГД-устройства: в МГД-генераторах основной поток совершает работу по перемещению плазменных сгустков в магнитном поле, в ускорителях плазменные сгустки, потребляя электрическую энергию, частично расходуют ее на ускорение основного потока. Таким образом, основной поток участвует в процессе МГД-преобразования энергии не только непосредственно, в соответствии с реализуемым в нем уровнем МГД-взаимодействия, но и осуществляя энергетический обмен с плазменными сгустками.

Следует отметить существенное влияние несбалансированности процессов подвода и отвода тепла в высокопроводящем газе на неоднородно проводящую структуру потока. Превышение радиационно-конвективных тепловых потерь и работы газодинамического расширения над джоулевым тепловыделением может привести к тепловому распаду плазменных сгустков – уменьшению их температуры и проводимости до уровня основного потока. При обратном соотношении между этими процессами в высокопроводящем газе развиваются перегревные явления. Если в компенсации джоулевого тепловыделения основную роль играет радиационный теплообмен, то стабилизация перегревных явлений в плазменных сгустках происходит при весьма высоких значениях температуры и проводимости.

Наконец, структура течения имеет нестационарный и, как правило, ударно-волновой характер, обусловленный динамическим взаимодействием между плазменными сгустками и основным потоком.

Практический интерес к рассматриваемым течениям имеет по крайней мере две причины. Во-первых, представляется весьма перспективным их использование в МГД-устройствах, позволяющее сплечь требования к уровню проводимости в основном потоке при возможном увеличении эффективности МГД-преобразования энергии. Впервые эта идея была высказана, по-видимому, в [2, 3] и развита впоследствии в большом количестве работ (в частности, в [1, 4, 5]), посвященных главным образом проблеме создания МГД-генератора с T -слоем. Во-вторых, в МГД-течениях низкопроводящего газа возможно спонтанное возникновение зон высокой проводимости, как правило, вследствие локальных возмущений температуры или концентрации присадки с дальнейшим развитием перегревных явлений [1]. Происходящие при этом изменения структуры потока и характеристик МГД-устройства могут быть существенными и требуют изучения.

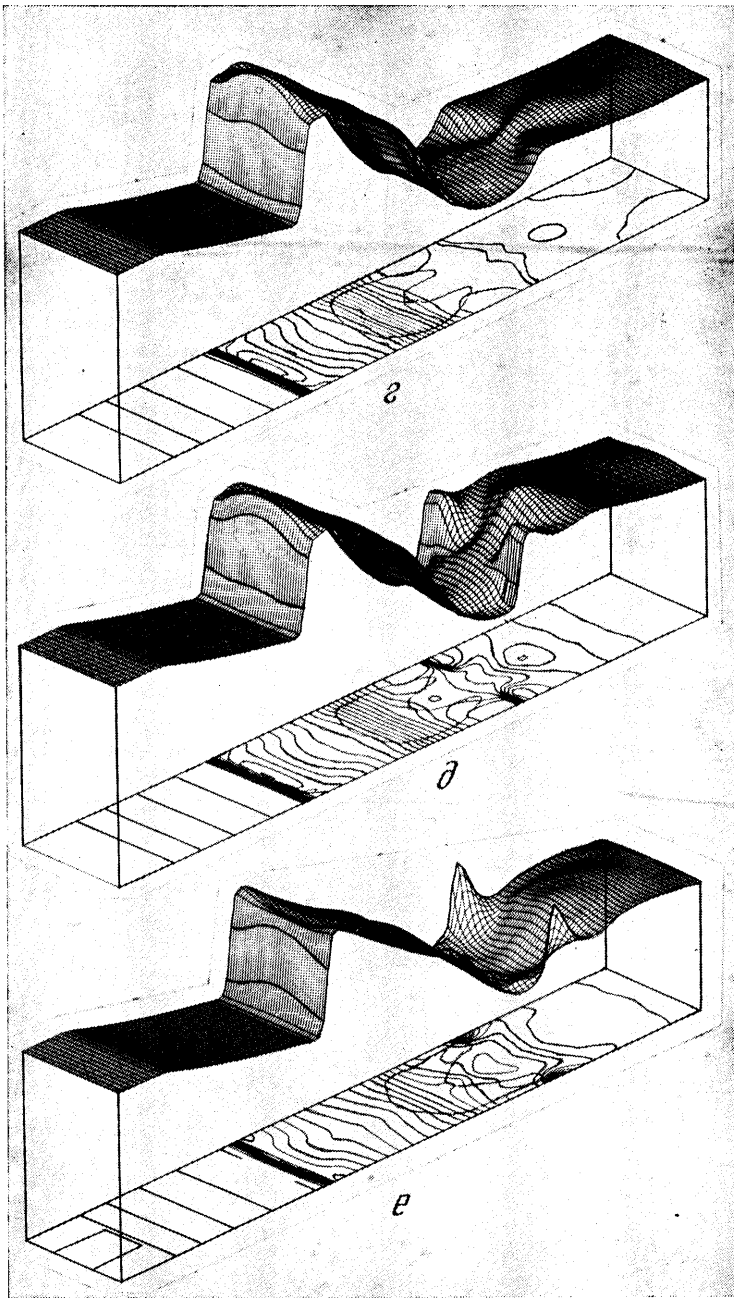
В большинстве цитированных выше работ при построении физической модели неоднородно проводящих МГД-течений предполагалось, что плазменные сгустки представляют собой тонкие, непроницаемые для низкопроводящего газа слои, полностью перекрывающие поперечное сечение МГД-канала. Механизм динамического взаимодействия единичного слоя с основным потоком имеет ясный физический смысл, отвечающий частному случаю «задачи о поршне». На практике течение редко сохраняет слоистую структуру, как правило, сгусток занимает лишь часть поперечного сечения МГД-канала с образованием зазоров между его поверхностью и бо-



Фиг. 1 (а-в)

ковыми (изоляционными) стенками (см., например, [6, 7]). В соответствии с характером распределения ponderomotorной силы в неоднородно проводящем потоке наличие таких зазоров должно приводить к обтеканию сгустков низкопроводящим газом. Это обстоятельство может оказать сильное влияние на интенсивность динамического взаимодействия между плазменными сгустками и основным потоком, а также на развитие в последнем ударно-волновых процессов, т. е. на те факторы, которыми по существу определяются энергетические характеристики рассматриваемых течений.

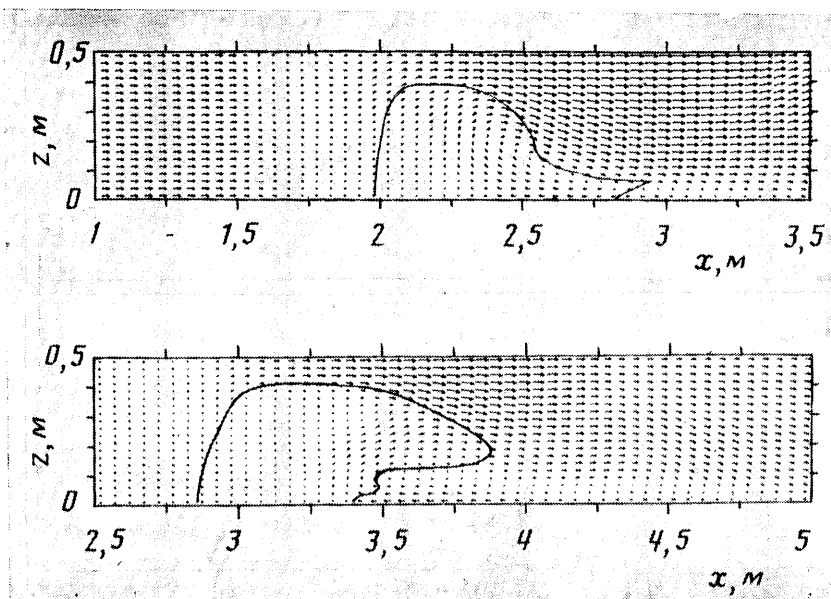
В данной работе на основе численного моделирования проводится исследование



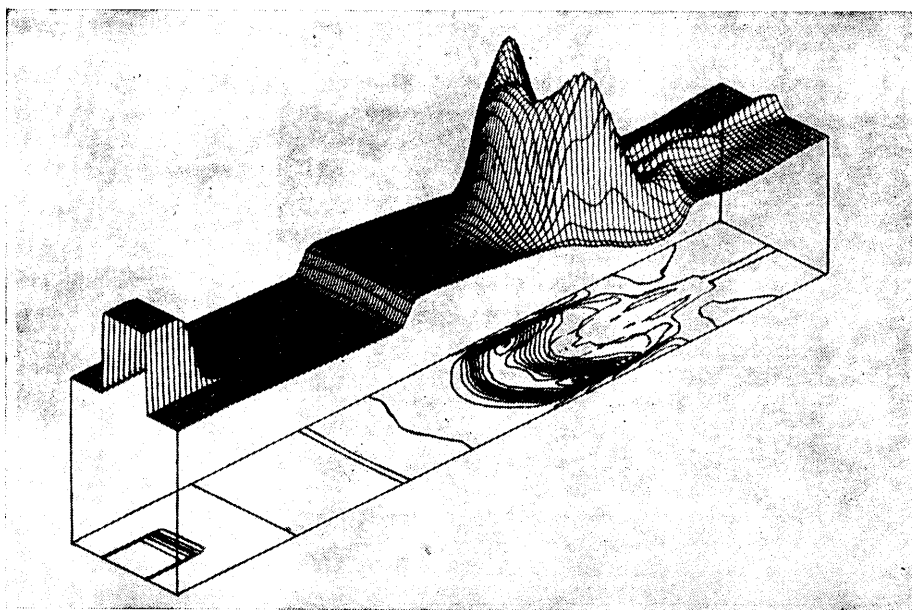
Фиг. 1 (a-e)

динамики неоднородно проводящего потока газа в канале МГД-генератора. Начальная форма плазменных сгустков, периодически поступающих в МГД-канал, качественно соответствует отмеченной в [6, 7]. Присадка щелочных металлов равномерно распределена по всему потоку. Изучаются механизм динамического взаимодействия плазменных сгустков с обтекающим их низкопроводящим газом, тенденция изменения формы сгустков, эволюция газодинамической структуры такого течения.

1. Постановка задачи. Рассматривается неоднородно проводящее течение сжимаемого газа в идеально секционированном канале фарадеевского МГД-генератора. Канал расширяется по электродным стенкам, занимаемая им область $\Omega = \{0 \leq x \leq L, -a(x) \leq y \leq a(x), -b \leq z \leq b\}$, ось X направле-



Фиг. 2



Фиг. 3

на по оси канала, $a(x)$ — половина расстояния между электродными стенками, $b = \text{const}$ — между изоляционными. Внешнее магнитное поле $\mathbf{V} = \{0, 0, B_z(x)\}$ задается равным $B_z = B_0 = \text{const}$ на участке $x_2 \leq x \leq x_3$ и линейно спадающим до нуля к концам рабочей зоны канала при $x_1 \leq x < x_2$ и $x_3 < x \leq x_4$ ($x_1 \geq 0$, $x_4 \leq L$). В качестве рабочего тела рассматриваются продукты сгорания органических топлив с присадкой щелочного металла.

Вместе с основным потоком в МГД-канал периодически поступают высокопроводящие плазменные сгустки. В исходном состоянии плазменный сгусток имеет форму параллелепипеда, скользящего по электродным стенкам МГД-канала и отстоящего на равных расстояниях от изоляционных. Поперечное сечение невозмущенного геометрическим и МГД-воздействиями плазменного сгустка ограничено размерами $-a(x) \leq y \leq a(x)$, $-b_m \leq z \leq b_m$, где $b_m < b$. Параметры газа в плазменном сгустке на входе в МГД-канал: u_1, p_1, ρ_{1h} , число Маха $M_{1h} > 1$, поперечные компоненты скорости $v_1 = w_1 = 0$. Длина сгустка $l_m = u_1 \tau_m$ определяется временем его входа в канал τ_m , интервал между входом предыдущего и последующего сгустков $\tau_p = \text{const}$. Основной поток поступает в МГД-канал с параметрами $u_1, v_1 = w_1 = 0, p_1, \rho_{1c}$ (как и в плазменных сгустках, $M_{1c} > 1$).

Вязкостью, теплопроводностью и индуцированными магнитными полями пренебрегается. Исполняется приближение идеального неизлучающего газа. Полагается, что неоднородности потока в направлении оси Y оказывают слабое влияние на исследуемые характеристики течения.

В этих предположениях течение описывается квазидвумерной системой нестационарных газодинамических уравнений с учетом объемных источников импульса и энергии, полученной осреднением трехмерной системы этих уравнений по оси Y (процедура осреднения с необходимыми ссылками приведена в [8]):

$$\frac{\partial aF}{\partial t} + \frac{\partial aG}{\partial x} + \frac{\partial aH}{\partial z} = aR \quad (1.1)$$

$$F = \begin{vmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho w \\ \rho e \end{vmatrix}, \quad G = \begin{vmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u w \\ u(\rho e + p) \end{vmatrix}, \quad H = \begin{vmatrix} \rho w \\ \rho u w \\ \rho w^2 + p \\ w(\rho e + p) \end{vmatrix}, \quad R = \begin{vmatrix} 0 \\ pd \ln a/dx + j_y B_z \\ 0 \\ j_y E_y \end{vmatrix}$$

где полная энергия $e = c_v T + 1/2(u^2 + w^2)$. Система уравнений (1.1) замыкается уравнением состояния идеального газа $p = \rho RT$, выражениями для определения электрических параметров $E_y = k u B_z$, $j_y = \sigma u B_z (k - 1)$ и модельной зависимостью проводимости от термодинамических параметров

$$\sigma = \sigma_p = \sigma_0 T^{3/4} \exp(-I/T) p^{-1/2} (\sigma_p < \sigma_{\max}), \quad \sigma = \sigma_{\max} (\sigma_p \geq \sigma_{\max})$$

Константы $\sigma_0 = 1,83 \cdot 10^5$, $I = 2,6 \cdot 10^4$ соответствуют размерностям $[T] = K$, $[p] = \text{Па}$, $[\sigma] = \text{См/м}$ [8], σ_{\max} является заданной величиной. Коэффициент нагрузки k задается постоянным, что в данной постановке предполагает идеальное секционирование электродных стенок МГД-канала не только в направлении оси X , но и оси Z .

Для визуализации течения, позволяющей определить положение и форму плазменных сгустков в каждый расчетный момент времени, решается вспомогательное уравнение для маркера ξ

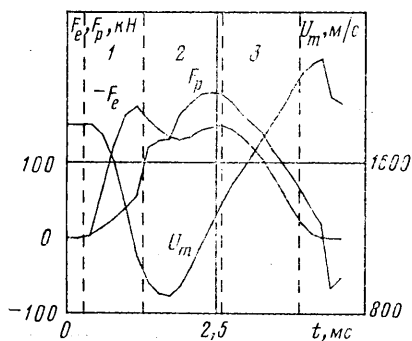
$$\frac{\partial \rho a \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho a u \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho a w \xi}{\partial z} = 0 \quad (1.2)$$

В силу симметрии задачи рассматривается полусечение канала плоскостью XZ , расчетная область $\Omega' = \{0 \leq x \leq L, 0 \leq z \leq b\}$. Граничные условия на левой границе Ω' ($x=0$) моделируют вход сверхзвукового неоднородно проводящего потока в МГД-канал

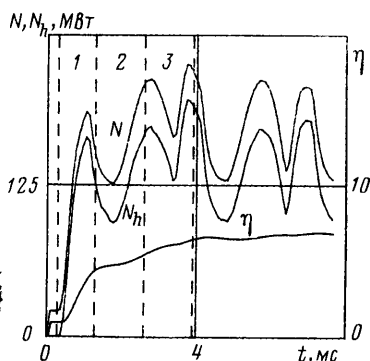
$$u = u_1, w = w_1 = 0, p = p_1, \rho = \rho_{1h}, \xi = \xi_{1h} \\ 0 \leq z \leq b_m, n\tau_p \leq t \leq n\tau_p + \tau_m, n = 0, 1, 2, \dots$$

при прочих значениях $z, t - \rho = \rho_{1c}, \xi = \xi_{1c}$.

На нижней и верхней границах Ω' (ось и стенка МГД-канала) ставится условие непротекания $w(x, 0) = w(x, b) = 0$. Потoki в выходном сечении



Фиг. 4



Фиг. 5

МГД-канала (точнее, на каждом из его сеточных интервалов) определяются в соответствии с условием постоянства давления $p_2=0,1$ МПа справа от расчетной области Ω .

Начальные условия соответствуют стационарному течению низкопродвоящего газа в отсутствие магнитного поля.

Сложность численного решения поставленной задачи обусловлена необходимостью аккуратного описания процессов, происходящих в плазменных сгустках. Между тем размеры сгустков на порядок меньше размеров расчетной области, их внутренняя структура существенно неоднородна и немонотонна, а границы по существу представляют собой контактные разрывы. Кроме того, в потоке возникают ударные волны сложной формы, взаимодействующие друг с другом и с плазменными сгустками. Численный метод, используемый для расчета таких течений, должен обеспечивать (желательно в процессе «сквозного» счета) высокую точность описания областей больших градиентов, экстремумов и разрывов решения на достаточно грубой сетке. Этим требованиям в значительной степени отвечает схема Годунова – Колгана – предложенная в [9] модификация метода С. К. Годунова [10]. В основу численной модели исследуемых течений был положен уточненный вариант этой схемы, близкий (хотя и не совпадающий полностью) к описанному в [11].

2. Описание решения. В рамках данной постановки была проведена серия расчетов течений рассматриваемого типа. Анализ полученных результатов проведем на примере конкретного решения, отвечающего следующему набору определяющих параметров: геометрические характеристики $x_1=0,5$ м, $x_2=0,75$ м, $x_3=1,75$ м, $x_4=5,5$ м, $L=6$ м, $a_1=a(0)=0,4$ м, $a_2=a(L)=0,8$ м, $a=a_1$ ($x \leq x_1$), $a=a_1+(a_2-a_1)(x-x_1)/(x_4-x_1)$ ($x_1 < x < x_4$), $a=a_2$ ($x \geq x_4$), $b=0,5$ м, $b_m=0,2$ м; показатель адиабаты $\kappa=1,2$, газовая постоянная $R=300$ Дж/кг·К; параметры потока на входе в канал $u_1=1800$ м/с, $w_1=0$, $p_1=0,2$ МПа, $\rho_{1m}=0,2$ кг/м³ ($T_{1h}=3333$ К), $\rho_{1c}=0,3$ кг/м³ ($T_{1c}=2222$ К), $\xi_{1h}=1$, $\xi_{1c}=0$; временные характеристики $\tau_p=3$ мс, $\tau_m=0,8$ мс; магнитное поле $B_0=5$ Т, коэффициент нагрузки $k=0,8$; $\sigma_{\max}=100$ См/м. При получении решения использовалась равномерная ортогональная сетка размерностью 120×20 .

Характерные моменты в развитии течения иллюстрируются фиг. 1–3. На фиг. 1, $a - e$ для моментов времени $t=1,175$; $1,538$; $2,248$; $2,930$; $5,980$; $6,307$ мс изображены распределения давления $p(x, z)$ (верхняя часть каждого фрагмента) и соответствующие им линии уровня $p=\text{const}$, расположенные в сечении канала плоскостью xz . На входе в канал (левая граница основания фрагментов) давление фиксировано и равно p_1 , шаг вывода изобар $\Delta p=15$ кПа отсчитывается от нуля. Минимальное значение давления и масштаб по оси p индивидуальны для каждого фрагмента. На фиг. 2 приведены векторные диаграммы скорости, определенной в системе координат, связанной с центром масс сгустка. Фигура 2, a отвечает моменту времени $t=2,248$ мс, фиг. 2, $b - t=2,930$ мс. На фиг. 3 представлены распределение температуры $T(x, z)$ и линии уровня $T=\text{const}$, отвечающие моменту времени $t=3,275$ мс. Шаг вывода изотерм $\Delta T=180$ К. Границы плазменных сгустков (линия уровня маркера $\xi=0,5$) изображены штрихпунктирной линией на фиг. 1, 3 и сплошной на фиг. 2.

Динамика плазменного сгустка в МГД-канале определяется совместным силовым воздействием на него со стороны магнитного поля и основного потока. Интегральные характеристики этого воздействия — пондеромоторная сила F_e и сила давления F_p — определяются как

$$F_e = \iiint_{V_m} j_y B_z dV, \quad F_p = - \iint_{G_m} p e_x \cdot n dG$$

где V_m , G_m — объем и поверхность сгустка, n — единичный орт внешней нормали к поверхности G_m . На фиг. 4 представлены зависимости от времени сил F_e , F_p , а также среднемассовой скорости сгустка U_m . Все кривые фиг. 4 построены для первого по времени входа в МГД-канал сгустка.

Анализ данных, приведенных на фиг. 1—4, показывает, что процесс перемещения плазменного сгустка в магнитном поле можно разделить на три основные стадии, различающиеся структурой течения, характером изменения силы давления F_p и ее соотношением с пондеромоторной силой F_e . Границы стадий нанесены на фиг. 4 (и последующих фиг. 5, 6) штриховыми линиями, цифрами помечены номера стадий. Прежде чем приступить к описанию их особенностей, поясним причины возникновения стадийности в рассматриваемом процессе.

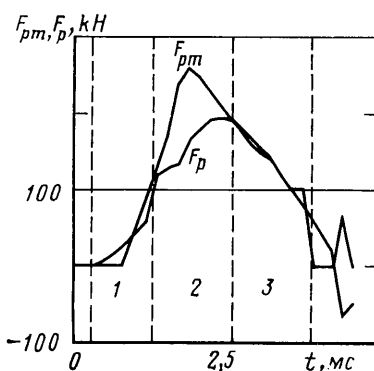
Нетрудно заметить (фиг. 1, 2), что поверхность плазменного сгустка и стенки МГД-канала образуют сопловую конфигурацию, в которой сгусток играет роль подвижного деформируемого центрального тела. Рассмотрим развитие течения в таком «динамическом» сопле, переходя в систему координат, связанную с центром масс плазменного сгустка, и пренебрегая влиянием расширения МГД-канала по электродным стенкам.

Возникновение и эволюция анализируемого течения связаны с изменением скорости и формы сгустка в процессе испытываемых им силовых воздействий. В свою очередь режим течения в динамическом сопле определяет характер распределения давления по поверхности сгустка и соответственно оказывает существенное влияние на величину F_p .

Торможение плазменного сгустка на входе в рабочую зону МГД-канала сопровождается возникновением дозвукового течения в динамическом сопле (первая стадия процесса). При этом сила давления F_p определяется интенсивностью образующихся в низкопроводящем газе волн сжатия и разрежения, т. е. нестационарными эффектами, связанными с торможением сгустка. На этой стадии компенсация пондеромоторной силы F_e силой давления F_p невозможна, поскольку балансу сил $F_e + F_p = 0$ отвечает $dU_m/dt = 0$, при котором в условиях дозвукового обтекания происходило бы выравнивание давления на входе и выходе из динамического сопла с соответствующим падением F_p .

Продолжающееся торможение сгустка приводит к возникновению критической скорости в минимальном сечении динамического сопла и сверхзвуковому истечению из его расширяющейся части. Этому моменту соответствует начало второй стадии — неустановившегося критического обтекания сгустка низкопроводящим газом. Хотя нестационарные эффекты на этой стадии по-прежнему существенны, величина F_p определяется в основном критическим перепадом давления, т. е. геометрией динамического сопла и скоростью сгустка, а не интенсивностью ее изменения.

Сила давления F_p , соответствующая безударному критическому обтеканию сгустка, как правило, недостаточно велика для компенсации пондеромоторной силы F_e . Поэтому установление баланса между этими сила-



Фиг. 6

ми происходит чаще всего в условиях отходящей от сгустка ударно-волновой структуры, превращающейся к началу третьей стадии в практически плоскую ударную волну.

Третья стадия процесса отвечает квазистационарному сверхзвуковому течению в динамическом сопле. Под квазистационарностью здесь понимается то, что установление течения в динамическом сопле при изменениях его геометрии и скорости сгустка происходит быстрее, чем сами изменения.

Приведенная выше схема процесса имеет качественный характер и не учитывает особенностей конкретных течений. Тем не менее из нее следует важный вывод об изменении механизма силового взаимодействия между сгустком и основным потоком при переходе от дозвукового (в относительном движении) режима обтекания сгустка к критическому. Стадийность рассматриваемого процесса обусловлена прежде всего неизбежностью такого перехода, поскольку возникновение критического перепада давления на сгустке является необходимым условием установления динамического равновесия между действующими на сгусток силами.

Остановимся на более подробном описании каждой стадии. Первая стадия процесса (характерное для стадии распределение давления представлено на фиг. 1, а) начинается с момента входа нижнего по потоку фронта сгустка в рабочую зону МГД-канала. В связи с резким нарастанием магнитного поля, уровень МГД-взаимодействия в высокопроводящем газе и интенсивность его торможения существенно неоднородны по длине сгустка. Как следствие, в сгустке возникает сильная волна сжатия, которая быстро трансформируется в ударную волну. Интенсивность ударной волны возрастает с переходом через нее новых порций высокопроводящего газа, а ее положение в канале остается практически неизменным.

Распределение давления внутри сгустка имеет максимум за ударной волной и минимум у его нижнего фронта, от которого вниз по потоку распространяется волна разрежения. Возмущения, приходящие из сгустка на границу раздела между низко- и высокопроводящим газом, деформируют ее в соответствии с условиями сопряжения на контактном разрыве. В области, примыкающей к ударной волне, сгусток расширяется к стенкам канала, а в зоне минимума давления сжимается к его оси. В потоке высокопроводящего газа, набегающем на участок расширения сгустка со сверхзвуковой скоростью, формируется ударная волна, разворачивающая его параллельно поверхности сгустка. Падение этой ударной волны на стенку канала и ее регулярное отражение сопровождаются эффектом кумуляции давления.

Таким образом, уже на первой стадии процесса возникает сложная ударно-волновая структура, образованная прямой ударной волной в плазменном сгустке и (симметрично для каждой изоляционной стенки) падающей и отраженной ударными волнами в обтекающем сгусток потоке низкопроводящего газа.

Вход плазменного сгустка в нарастающее магнитное поле сопровождается резким ростом ponderomotorной силы F_e (фиг. 4). Так как вверх по потоку от ударно-волновой структуры течение остается практически невозмущенным, то вплоть до перехода ударной волны через верхний фронт сгустка (момент, предшествующий началу второй стадии) сила давления F_p определяется главным образом волной разрежения, распространяющейся вниз по основному потоку. В соответствии с уровнем этих сил на первой стадии основной вклад в полезную электрическую мощность МГД-генератора дает срабатывание кинетической энергии высокопроводящего газа. Следует отметить, что внутренняя энергия в сгустке растет за счет джоулева тепловыделения и диссипации кинетической энергии при переходе через ударную волну.

На фиг. 5 изображены временные зависимости интегральной мощности N , мощности N_n , генерируемой в высокопроводящем газе, и коэффициента

срабатывания полной энтальпии

$$\eta = \int_0^t N dt / \left[2a_1 \int_0^t dt \int_{-b}^b q(0, z, t) dz \right], \quad q = \rho u H_0$$

Началу второй стадии процесса предшествует выход ударной волны в основной поток через верхний фронт сгустка (см. фиг. 1, а, б). Дальнейшее развитие течения — установление критического обтекания сгустка — во многом аналогично ударно-волновому запуску сопла Лаваля после отражения ударной волны от его сужающейся части (см., например, [12]). Отметим характерные моменты стадии — переход от регулярного отражения падающей на стенку ударной волны к маховскому, перемещение «висячих» скачков со стенок на верхний фронт сгустка с последующим их соединением и схлопыванием с падающей ударной волной, возникновение сильной волны разрежения на участке сопряжения верхнего фронта сгустка и его боковой поверхности (фиг. 1, б, в, 2, а).

Ускорение и разворот потока низкопроводящего газа в расширяющейся части динамического сопла приводит к взаимодействию встречающихся под углом сверхзвуковых струй, в результате чего волна разрежения, распространяющаяся вниз по потоку от сгустка, вырождается, а давление на оси канала становится больше, чем в зонах обтекания (формирование донной области). Возникающая при этом система двух косых ударных волн взаимодействует с ударными волнами противодействия, образующимися у стенок в связи с ускорением потока низкопроводящего газа в динамическом сопле. Развитие течения сопровождается дальнейшим расширением плазменного сгустка к стенкам канала. Изменение формы сгустка на этой стадии связано в основном с взаимодействием его боковой поверхности с отраженными от изоляционных стенок ударными волнами (фиг. 1, б) и разпой величиной противодействия в донной области и в зонах обтекания.

Величина F_e определяется на этой стадии главным образом скоростью перемещения сгустка (фиг. 4). На этой же фигуре видно, что сила F_p имеет два резких подъема. Первый из них связан с выходом ударной волны в основной поток и установлением критического обтекания сгустка. Второй объясняется увеличением давления перед верхним фронтом сгустка в результате соединения висячих скачков и их последующего схлопывания с падающей ударной волной (фиг. 1, в). Как видно из фиг. 4, минимальная скорость сгустка соответствует локальному балансу сил F_e и F_p , после чего сила давления F_p становится больше F_e и сгусток ускоряется. На второй стадии снимаемая с плазменного сгустка электрическая мощность N_h (фиг. 5) является результатом как срабатывания кинетической энергии высокопроводящего газа (вплоть до достижения скоростью сгустка своего минимального значения), так и работы основного потока по перемещению сгустка в магнитном поле.

К началу третьей стадии процесса — режима квазистационарного критического обтекания сгустка низкопроводящим газом — отходящая от сгустка ударно-волновая структура трансформируется в практически плоскую ударную волну. Коэффициент загроможденности β — отношение миделя сгустка к площади соответствующего поперечного сечения канала — меняется слабо и близок к единице (фиг. 1, з — для первого сгустка, 1, д — для второго). В этих условиях, как отмечалось в [13], характер взаимодействия потока с преградой слабо зависит от ее формы, а течение в зоне обтекания устанавливается сравнительно быстро, что дает основание предположить квазистационарность течения в динамическом сопле.

Для проверки этого предположения воспользуемся сравнением результатов численного расчета и модельного — одномерного квазистационарного — решения. Суть модели заключается в следующем. Из численного решения берутся среднemasсовая скорость сгустка U_m , площадь критического сечения динамического сопла s^* , а также соответствующие его положению площадь поперечного сечения канала s и пара-

метры низкопроводящего газа u_s , p_s , ρ_s в его стационарном течении, не возмущенном взаимодействием с плазменным сгустком. Ищется скорость D отходящей от сгустка плоской ударной волны, при которой имеет место равенство расходов за этой ударной волной и в критическом сечении динамического сопла. Числа Маха на входе в динамическое сопло $M_{ra} = (u_a - U_m)/c_a$ и на его выходе $M_{rb} = (u_b - U_m)/c_b$ определяются по отношению площадей s/s_* , скорость ударной волны D находится из выражения

$$\frac{M_{ra}}{M_{rs}} = \frac{1/2(\kappa+1)M_{ds} - (M_{ds}^2 - 1)/M_{rs}}{\sqrt{[\kappa M_{ds}^2 - 1/2(\kappa-1)][1 + 1/2(\kappa-1)M_{ds}^2]}}$$

$$M_{rs} = \frac{u_s - U_m}{c_s}, \quad M_{ds} = \frac{u_s - D}{c_s}$$

По известной скорости ударной волны можно определить все недостающие характеристики течения, в том числе силу давления F_{pm} , которая находится как тяга сопла с поправкой, связанной с расширением канала по электродным стенкам.

На фиг. 6 представлены временные зависимости сил давления F_p и F_{pm} , полученные в численном и модельном решениях. Сравнение $F_p(t)$ и $F_{pm}(t)$ подтверждает предположение о квазистационарном характере течения в динамическом сопле на третьей стадии процесса.

Деформация сгустка на этой стадии характеризуется появлением вытянутых вниз по потоку боковых зон — сгусток приобретает подковообразную форму (фиг. 1, *г*, *д*, 2, *б*). Важным моментом в развитии течения является взаимодействие зоны возмущений, распространяющихся вниз по потоку от последующего сгустка, с ударной волной от предыдущего (фиг. 1, *д*). Хотя образующаяся структура имеет сложный неоднородный характер, видно, что ускоренный в динамическом сопле поток препятствует прохождению ударной волны вверх по течению. Взаимодействие донной области с ударной волной приводит к распространению вниз по потоку волн разрежения, а вверх — волн сжатия.

Происходящее на третьей стадии снижение ponderomotorной силы F_e (фиг. 4) объясняется спаданием магнитного поля. Уменьшение силы давления F_p по сравнению с F_e имеет запаздывающий характер, в связи с чем сгусток заметно ускоряется. Электрическая энергия, снимаемая с плазменного сгустка, обусловлена работой основного потока по его перемещению.

Завершение третьей стадии связано с взаимодействием сгустка с встречной волной сжатия (фиг. 1, *е*). Уменьшение перепада давления на центральной части сгустка сопровождается существенными изменениями его формы и структуры течения в динамическом сопле.

Показанное на фиг. 3 распределение температуры типично для режима квазистационарного критического обтекания сгустка. Представляется интересным сравнение данных фиг. 3 с результатами экспериментального исследования внутренней структуры стримеров в канале неравновесного МГД-генератора, приведенными в [14]. Качественное совпадение формы сгустков и стримеров, а также распределений температуры в них позволяет предположить общность механизма их силового взаимодействия с основным потоком.

Некоторые особенности анализируемого решения не являются типичными для всего класса исследуемых течений, а определяются конкретным набором внешних условий. К таким особенностям, в частности, относится возникновение ударной волны в плазменном сгустке на первой стадии его перемещения в канале. Расчеты показывают, что уменьшение скорости нарастания магнитного поля на входе в рабочую зону МГД-канала позволяет добиться достаточно однородного торможения сгустка. При этом ударная волна возникает в основном потоке, как правило, после установления критического обтекания сгустка.

В обсуждавшемся решении джоулево тепловыделение в плазменном сгустке превосходит работу газодинамического расширения, в результате

чего сгусток разогревается. При надлежащем выборе нагружения и степени раскрытия МГД-канала температура и проводимость в плазменном сгустке могут быть стабилизированы на заданном уровне. Может варьироваться и достаточно низкий в анализируемом решении уровень МГД-взаимодействия непосредственно в основном потоке.

В заключение отметим, что данная работа является продолжением и обобщением опубликованных ранее [15, 16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гриднев Н. П., Кацнельсон С. С., Фомичев В. П. Неоднородные МГД-течения с T -слоем. Новосибирск: Наука, 1984. 177 с.
2. Фрайденрайх Н., Медин С. А., Тринг М. В. Возможности МГД-генератора со слоевым потоком рабочего тела // Магнитогидродинамическое преобразование энергии: Тр. междунар. симпоз., Париж, июль 1964/Под ред. Попова В. А. М.: ВИНТИ, 1966. Ч. 1. С. 425–438.
3. Рикато П., Зеттвоог П. МГД-генератор с неоднородным потоком рабочего газа // Прикладная магнитная гидродинамика/Под ред. Губарева А. В. М.: Мир, 1965. С. 93–109.
4. Васильев Е. Н., Деревянко В. А., Славин В. С. Стабилизированный токовый слой // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24. № 5. С. 844–851.
5. Божков А. Р., Деревянко В. А., Зелинский Н. И. и др. Моделирование периодического режима работы МГД-генератора с T -слоем // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25. № 1. С. 135–141.
6. Sens A. F. G., Bityurin V. A., Wetzer J. M. et al. Investigations of the gasdynamical effects of a non-equilibrium supersonic flow with streamers in a noble gas MHD generator // 20th Symp. Eng. Asp. MHD, Irvine, CA. 1982. P. 10.6.1–10.6.7.
7. Кухтецкий С. В., Любочко В. А., Михайленко Л. П., Перцев К. В. Интегральная модель разряда в рельсовом ускорителе с учетом обтекания // ПИМТФ. 1986. № 1. С. 40–46.
8. Лихачев А. П., Медин С. А. Численное исследование сверхзвуковых течений в расширяющемся МГД-канале диагонального типа // Теплофизика высоких температур. 1982. Т. 20. № 5. С. 968–978.
9. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 68–77.
10. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. Годунова С. К. М.: Наука, 1976. 400 с.
11. Тилляева Н. И. Обобщение модифицированной схемы С. К. Годунова на произвольные нерегулярные сетки // Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17. № 2. С. 18–26.
12. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Славянов Н. Н. Решение задачи о запуске сопла, смонтированного в торец ударной трубы // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 6. С. 117–123.
13. Дубровская Л. И., Комаровский Л. В. Осесимметричное нестационарное обтекание преград в цилиндрической трубе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 4. С. 81–86.
14. Wetzer J. M. Spatially resolved determination of plasma parameters of a noble gas linear MHD generator // Thesis Eindhoven Univ. Technol. 1984.
15. Bityurin V. A., Likhachov A. P., Lyubimov G. A., Medin S. A. On a dynamics of a non-uniform conducting flow in an MHD generator channel // Proc. of Int. Specialist meeting on Mathematical Modeling on MHD Power Stations. Eindhoven: Eindhoven Univ. Technol. The Netherlands. 1986. P. 24–39.
16. Битюрин В. А., Лихачев А. П., Медин С. А. К динамике неоднородно проводящего потока газа в магнитном поле // 6-й Всесоюз. съезд по теоретической и прикладной механике. Ташкент, 24–30 сентября 1986 г.: Аннот. докл. Ташкент, 1986. С. 109.

Москва

Поступила в редакцию
24.XI.1988