

*С. Экерт, Г. Гербет, Ж.-П. Тибо, Ж. Михалаш*

**НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ДВУХФАЗНЫХ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ  
МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ: КОНФИГУРАЦИЯ  
МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА\***

*S. Eckert, G. Gerbeth*

*Research Center Rossendorf (FZR), Germany*

*J.-P. Thibault and G. Mihalache*

*Laboratoire des Ecoulements Geophysiques et Industriels,  
Institut de Mechanique de Grenoble (LEGI-IMG), France*

**SOME ASPECTS OF LMMHD TWO-PHASE FLOW:  
MHD GENERATOR CONFIGURATION**

The effect of an applied magnetic field on LMMHD two-phase flows in vertical rectangular ducts has been examined. The paper is aimed at the construction of models for the prediction of the average behaviour of the flow being, simultaneously, relatively easy to survey and to handle. Results concerning the slip ratio obtained using a bubble flow model have been compared with experimental data of measurements carried out with a mercury-air facility. If a magnetic field has been applied there are discrepancies between the model and experiment indicating the imperfection of the present state of the model. The crucial point is the validation of the semi-empirical closure laws involved in the LMMHD two-phase flow models. During the recent experiments, the effect of the void fraction on the apparent electrical conductivity of the two-phase flow has been investigated. The results obtained on the mercury-air facility at LEGI-IMG are intermediate between those found using the relationships of Maxwell and Petrick & Lee, respectively.

**Введение.** Достаточно глубокое понимание свойства двухфазных жидкометаллических магнитогидродинамических течений важно для многих практических приложений, в частности, при конструировании жидкометаллических МГД генераторов. Однако существенно эмпирическая природа анализа двухфазных течений не позволяет надеяться на предсказание свойств МГД двухфазных течений без богатого экспериментального материала. В связи с этим программа исследований в этой области содержит как экспериментальную, так и теоретико-модельную части.

На ртутно-воздушной установке Лаборатории геофизических и промышленных течений Гренобльского института механики (ГИМ) получены первые результаты. Экспериментальные исследования планируются также и на натриево-аргоновой установке Россендорфского исследовательского центра (РИЦ). Результаты, полученные на этих двух установках, позволяют судить о свойствах двухфазных жидкометаллических МГД течений в очень широком диапазоне параметров (табл. 1).

Измерения должны сопровождаться разработкой теоретических моделей. На самом деле, модели как пузырькового, так и двухжидкостного

\* Пер. с англ. Ю. Бирзвалка под ред. В. Бояревича.

Таблица 1

## Параметры жидкометаллических МГД течений

Параметр или безразмерный критерий	Ртутно-воздушная установка ГИМ	Натриево-аргоновая установка РИЦ
Температура, °С	17	200
Плотность $\rho_l$ , кг/м <sup>3</sup>	$13,6 \cdot 10^3$	$0,903 \cdot 10^3$
Динамическая вязкость $\mu_l$ , Н/(с · м <sup>2</sup> )	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$4,57 \cdot 10^{-4}$
Электрическая проводимость $\sigma_l$ , (Ом · м) <sup>-1</sup>	$1 \cdot 10^6$	$7,46 \cdot 10^6$
Давление на входе в канал $p$ , МПа	0,54	0,22
Плотность газовой фазы $\rho_g$ , кг/м <sup>3</sup>	6,24	2,42
Отношение объемов $\beta = Q_g/(Q_l + Q_g)$	0,24	0,015
Гидравлический диаметр $d_H$ , м	$1,75 \cdot 10^{-2}$	$4,74 \cdot 10^{-2}$
Число Рейнольдса $Re = \rho_l u d_H / \mu_l$	$2,4 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$
Число Рейнольдса по отношению к пузырьку $Re_b = 2\rho_l u r / \mu_l$	$65 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^3$
Число Гартмана $Na = B_0 d_H (\sigma_l / \mu_l)^{1/2}$	350 ( $B_0 = 0,77$ Т)	2700 ( $B_0 = 0,45$ Т)
Число Гартмана по отношению к пузырьку $Na_b = 2B_0 r (\sigma_l / \mu_l)^{1/2}$	120	350
Параметр МГД взаимодействия $N$	0,5	80
То же, по отношению к пузырьку $N_b = Na_b^2 / Re_b$	0,22	25
Число Марагони $Mo$	$1,38 \cdot 10^{-7}$	$1,02 \cdot 10^{-8}$
Число Ео	9,6	1,71
Число Вебера $We$	$2,72 \cdot 10^7$	$6,94 \cdot 10^3$

течений разрабатывались с целью удовлетворения требованиям обеих установок. Условия пузырькового течения прекрасно выполняются в натриево-аргоновой установке, в то время как двухжидкостная модель предполагается отвечающей условиям описания двухфазных течений с повышенным газосодержанием, таким как в ртутно-воздушной установке ГИМ (табл. 1).

Однако представляет большой интерес также и использование (в будущем) расчетных моделей для описания процессов в обеих установках и непосредственное сравнение результатов с тем, чтобы найти пределы применимости каждой из моделей. В настоящей работе главным образом использованы экспериментальные данные, полученные на ртутно-воздушной установке ГИМ, и расчетная модель одномерного пузырькового течения РИЦ.

Замыкание любой модели двухфазного течения в обязательном порядке основывается на полуэмпирических закономерностях замыкания. Одним из ключевых вопросов при рассмотрении жидкометаллических МГД течений является подтверждение справедливости этих закономерностей. И на самом деле, они хорошо выполняются для обычных двухфазных течений, но в отношении жидкометаллических МГД течений вопрос все еще остается открытым. Например, важны изменения в закономерностях переноса импульса на границе фаз (т. е. трения на этой границе). Дополнительное уравнение (т. е. закон Ома), необходимое для вычисления плотности тока и электромагнитной силы, обязательно основывается на

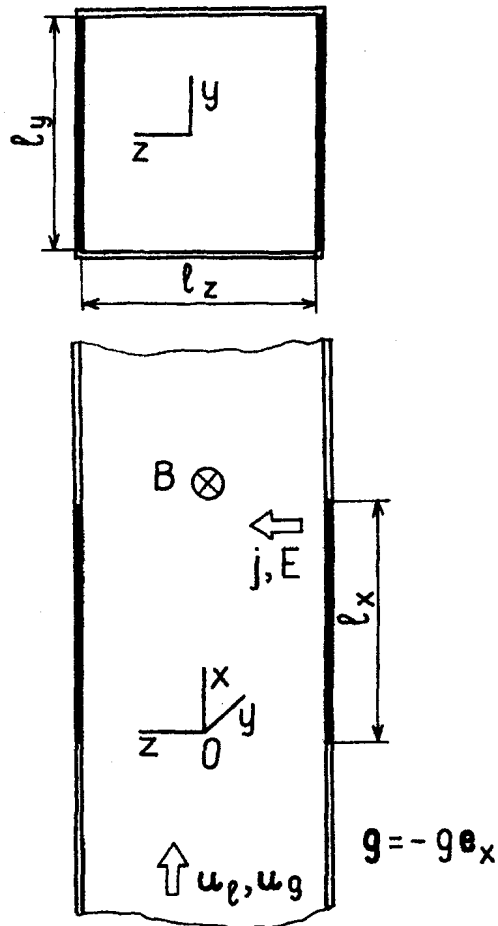


Рис. 1. К постановке задачи. Затемненные участки — электроды.

Fig. 1. The problem definition. Electrodes are shown shaded.

закономерности замыкания для эффективной электрической проводимости двухфазного течения.

В настоящее время разработка численных моделей направлена на выяснение влияния различных начальных значений параметров на свойства пузырькового течения. Анализ сосредоточен на влиянии магнитного поля на скольжение, так как среднее скольжение существенно определяет результирующий КПД генератора в целом. Поскольку перепад давления в жидкометаллическом МГД генераторе по значению на два или три порядка больше, чем в обычных двухфазных течениях, потери мощности, обусловленные скольжением, существенны.

**Модель пузырькового течения.** Рассмотрим одномерную и ограниченную режимом пузырькового течения модель. Для описания движения множества пузырьков в жидком металле частично используем и расширим результаты работ [1, 2], основывающихся на хорошо известной модели пузырькового течения Ван Вийгардена.

Рассмотрим течение жидкого металла, направленное вертикально вверх в канале прямоугольного сечения во внешнем магнитном поле. Поперечное сечение канала предполагаем неизменным. Для случая поперечного поля геометрия задачи изображена на рис. 1.

Предполагаем, что течения как жидкости, так и газа совершаются только в направлении оси  $x$ . Все переменные считаем функциями координаты  $x$  и вводим их в расчетную программу как величины, усредненные по поперечному сечению. Надлежащее выполнение процедуры усреднения по поперечному сечению возможно при использовании так называе-

мых корреляционных коэффициентов [3, 4]. Однако это не было сделано на этапе представленных здесь предварительных расчетов, поэтому эти коэффициенты используем позже, как только станут доступными необходимые экспериментальные данные.

В случае поперечного приложенного поля индуцированное магнитное поле предполагаем пренебрежимо малым, а вследствие этого — поле  $\mathbf{B}$  имеющим лишь одну  $y$ -составляющую,  $\mathbf{B} = (0, B_0, 0)$ . Индукцию магнитного поля принимаем постоянной в области между электродами и убывающей экспоненциально вне этой области, электроды на обеих сторонах — идеальными проводниками. Следовательно, как плотность тока, так и индуцированное электрическое поле имеют только одну  $z$ -составляющую. Из уравнений  $\text{div } \mathbf{E} = 0$  и  $\text{rot } \mathbf{E} = 0$  следует, что электрическое поле не зависит от пространственных координат.

Примем дальнейшие допущения: 1) течение изотермично из-за большой теплоемкости жидкого металла; 2) течение стационарно; 3) разностью давлений между газом и окружающей жидкостью пренебрегается; 4) газовая фаза рассматривается как идеальный газ; 5) газовая фаза состоит из сферических пузырьков радиусом  $r(x)$ ; 6) отсутствует массоперенос между фазами (т. е. не происходит ни испарение, ни конденсация); 7) эффектами агрегации или разрушения пузырьков пренебрегается.

С учетом этих допущений система уравнений приобретает окончательный вид и состоит из уравнений:

непрерывности

$$d[(1 - \alpha) u_l]/dx = 0, \quad d(\alpha \rho_g u_g)/dx = 0; \quad (1)$$

движения (комбинированное уравнение)

$$\begin{aligned} & \alpha \rho_g u_g du_g/dx + (1 - \alpha) \rho_l u_l du_l/dx = \\ & = -dp/dx - [\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l] g - f_R + \mathbf{j} \times \mathbf{B}|_x; \end{aligned} \quad (2)$$

движения отдельного пузырька

$$d(\rho_g V_b u_g)/dt = -V_b dp/dx - \rho_g V_b g - F_D - F_{VM}, \quad (3)$$

где сила сопротивления

$$F_D = 1/2 \rho_l \pi r^2 C_D (u_g - u_l) |u_g - u_l|;$$

виртуальная массовая сила

$$F_{VM} = 1/2 \rho_l u_g d[V_b (u_g - u_l)]/dx;$$

далее, сюда входят уравнения сохранения массы пузырька и состояния

$$\rho_g r^3 = \text{const}, \quad p/\rho_g = \text{const}. \quad (4)$$

Эта система уравнений замкнута, если определены закономерности замыкания для плотности силы трения  $f_R$ , эффективной электрической проводимости двухфазного (индекс  $t$ ) течения  $\sigma_t$ , коэффициента нагрузки  $K(x)$  и коэффициента сопротивления пузырька  $C_D$ .

В программе датора это осуществляется следующим образом.

1. Выражение для  $f_R$  выбирается с использованием модели Локхарта--Мартинелли [5].

2. Локальная проводимость двухфазной среды предполагается функцией только относительного газосодержания  $\alpha$  и может быть выражена либо формулой Максвелла

$$\sigma_t = 2(1 - \alpha) \sigma_l / (2 + \alpha), \quad (5a)$$

либо формулой Петрика и Ли

$$\sigma_t = \sigma_l \exp(-3,8\alpha). \quad (5b)$$

3. Коэффициент нагрузки необходим для определения слагаемого, содержащего плотность электромагнитной силы, в уравнении движения. Плотность тока определяется законом Ома:

$$j_z = \sigma_l (E_z + u_l B_0) \quad (6)$$

( $E_z < 0$  для генераторного режима и  $E_z > 0$  для насосного). Следовательно, уравнение (6) может быть переписано в виде

$$j_z = \sigma_l u_l B_0 [1 - K(x)], \quad (7)$$

где коэффициент нагрузки, по определению,  $K(x) = -E_z / (u_l B_0)$ . Напряжение между электродами

$$U_e = - \int_{l_1/2}^{l_2/2} E_z dz = -E_z l_z. \quad (8)$$

Рассчитав полный ток по уравнению

$$I_l = \int_0^{l_x} \int_{l_1/2}^{l_2/2} j_z(x) dx dy, \quad (9)$$

мы можем выразить напряжение на нагрузке также и в виде  $U_e = I_l R_{ext}$ , где  $R_{ext}$  — суммарная нагрузка МГД канала. При введении неизменного коэффициента нагрузки согласно соотношению

$$K_0 = K(x) \frac{u_l}{u_l|_{x=0}} = \frac{U_e}{u_l|_{x=0} B_0 l_z} = \frac{I_l R_{ext}}{u_l|_{x=0} B_0 l_z}, \quad (10)$$

слагаемое с электромагнитной силой, в свою очередь, может быть записано в виде

$$(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_x = -\sigma_l B_0^2 (u_l - K_0 u_l|_{x=0}). \quad (11)$$

4. Для связи между коэффициентом сопротивления  $C_D$  и тем же коэффициентом для отдельного пузырька  $C_{Ds}$  используется полуэмпирический закон замыкания [2]:

$$C_D = C_{Ds} (1 - \alpha)^4. \quad (12)$$

Для случая поперечного поля  $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_y$  коэффициент сопротивления отдельного пузырька дается выражением

$$C_{Ds} = C (1 + N_b^{1/2}), \quad (13a)$$

для продольного поля  $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_x$  — приведенным в [6] выражением

$$C_{Ds} = 0,33 N_b^{1/2}. \quad (13b)$$

Здесь  $C$  — коэффициент сопротивления для отдельного пузырька при отсутствии магнитного поля, он определяется по стандартной кривой сопротивления для соответствующего значения локального числа Рейнольдса отдельного пузырька  $Re_b$ .

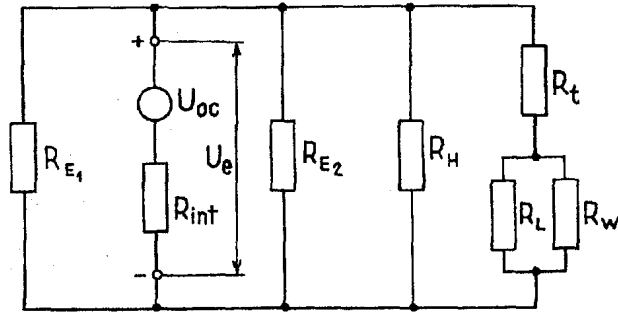


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема.

Fig. 2. Equivalent electrical circuit.

На рис. 2 представлена эквивалентная схема МГД генератора как электрического устройства. МГД канал действует как простой источник постоянного тока с внутренним сопротивлением  $R_{int}$ , соединенным с внешним сопротивлением  $R_{ext}$ . В предварительных расчетах  $R_{ext}$  принимаем равным сопротивлению нагрузки и соединительных проводов ( $R_L$ ). Далее, если учесть конечное значение проводимости электродов, электрическая цепь замыкается также и через сопротивление гартмановских слоев ( $R_H$ ) и стенок канала ( $R_w$ ). Контактное сопротивление между жидким металлом и стенкой канала обозначим через  $R_t$ .

Концевые эффекты учитываем следующим образом. Проводящая жидкость вверх и вниз по течению относительно области магнитного поля действует как шунтирующее сопротивление  $R_E$  относительно жидкости внутри этой области. Для учета  $R_E$  используем данные работы [7], согласно которым

$$R_E = \pi / [\sigma l_b (\ln 2 - \zeta)], \quad (14)$$

где

$$\zeta = \gamma^{-1} [1 - \pi^{-1/2} \Gamma(1/2\gamma + 1/2) / \Gamma(1/2\gamma + 1)], \quad \gamma = l_b / (\pi x_e).$$

При этом принимаем, что поле вне электродов убывает по закону  $B = B_0 \exp\{-[|x| - x_0/x_e]\}$ . Далее,  $R_E$  состоит из двух частей, относящихся к входной и выходной областям соответственно (рис. 2). Учитывая все сказанное, находим  $R_{ext}$  по формуле

$$R_{ext}^{-1} = R_E^{-1} + R_H^{-1} + [R_t + R_L R_w / (R_L + R_w)]^{-1}. \quad (15)$$

**Результаты расчета.** Систему уравнений решаем численно методом Рунге—Кутты. Для нас представляет интерес, прежде всего, среднее скольжение, определяемое соотношением

$$\bar{S} = L_x^{-1} \int_0^{l_x} [u_g(x)/u(x)] dx. \quad (16)$$

Кроме того, рассчитываем скольжение в определенной точке  $x$  (где в эксперименте располагался зонд) и перепад давления.

Для каждой серии измерений определяем значения расходов жидкой и газообразной фаз, давление, радиус пузырьков и скорость жидкости на входе в канал ( $x = 0$ ). Относительное газосодержание и скорость газовой фазы при  $x = 0$  рассчитываем по формулам

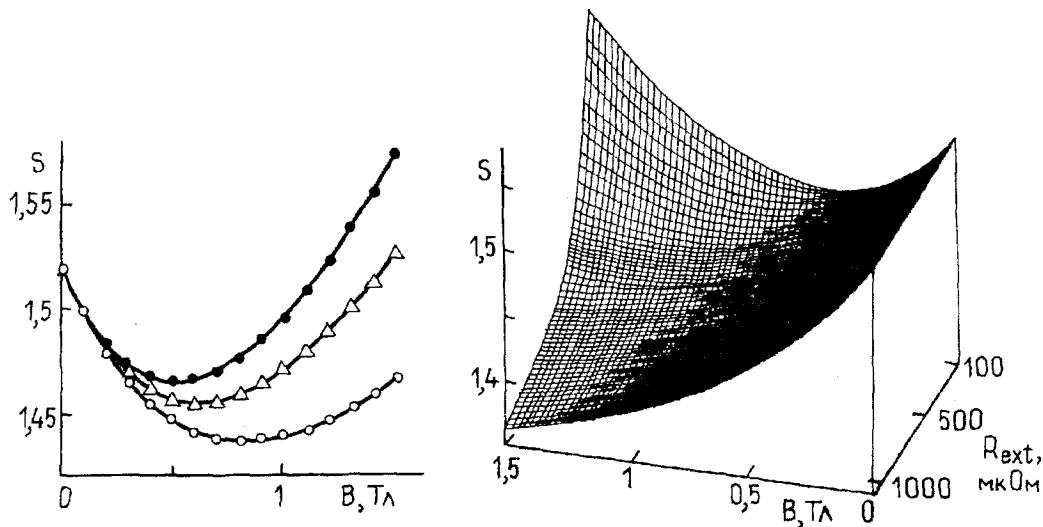


Рис. 3. Расчетные зависимости среднего скольжения  $S$  от магнитного поля для ртутно-воздушной установки при внешнем сопротивлении  $R_{ext} = 100$  (●), 130 (△) и 200 мкОм (○).

Fig. 3. Mean slip  $S$  (calculated) vs. the transversal magnetic field for the mercury-air facility at the external resistance  $R_{ext} = 100$  (●); 130 (△), and 200  $\mu\Omega$  (○).

Рис. 4. Расчетная зависимость среднего скольжения  $S$  от магнитного поля и внешнего сопротивления для той же установки, что и на рис. 3.

Fig. 4. Mean slip  $S$  (calculated) vs. the transversal magnetic field and the external resistance  $R_{ext}$  for the same mercury-air facility as in Fig. 3.

$$\alpha|_{x=0} = 1 - Q_l / (u|_{x=0} A); \quad u_g|_{x=0} = Q_g|_{x=0} / (\alpha|_{x=0} A). \quad (17)$$

Если внешнее сопротивление  $R_{ext}$  задано, значение  $K_0$  должно быть определено исходя из требования, что значения суммарного тока  $I_t$ , рассчитанное по уравнению (10) и найденное интегрированием в (9), должны быть равны друг другу. В программе для удовлетворения этому требованию используем метод пристрелки.

Влияние внешнего поперечного магнитного поля на среднее скольжение определяем двумя противоположными эффектами: магнитное поле оказывает тормозящее воздействие на жидкий металл; магнитное поле увеличивает коэффициент сопротивления отдельного пузырька (см. уравнение (13а)). Оба эффекта, представленные в виде кривых на рис. 3, типичны для результатов, рассчитанных для случая поперечного магнитного поля. На рисунке изображены зависимости среднего скольжения от индукции магнитного поля с внешним сопротивлением в качестве параметра. Начальный участок кривых определяется вторым эффектом, в то время как в дальнейшем превалирует тормозящее воздействие. Внешнее сопротивление представляет собой важный параметр. При возрастании этого сопротивления уменьшается электромагнитная сила, и при относительно больших сопротивлениях тормозной эффект исчезает (рис. 4).

Очень интересная ситуация имеет место в случае, если жидкометаллическое магнитогидродинамическое двухфазное течение совершается в продольном магнитном поле. В этом случае величина  $u_t \times B$  становится

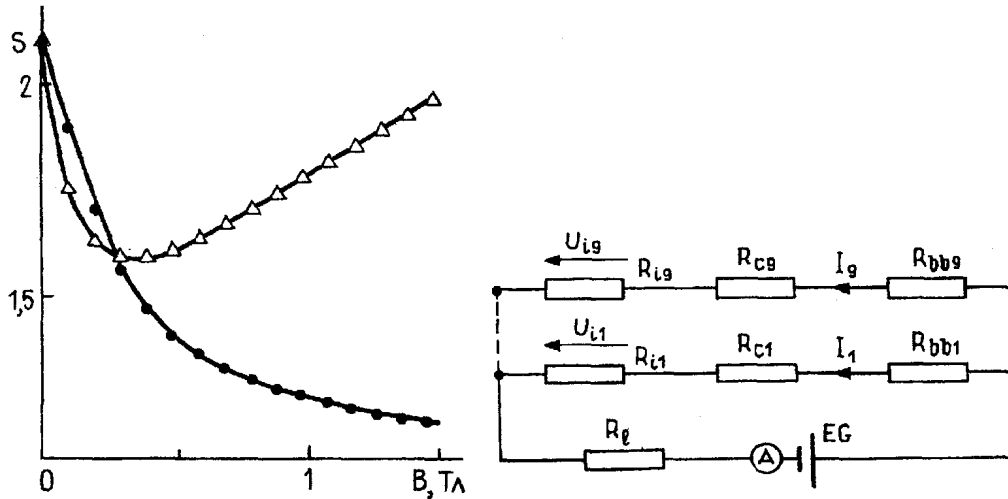


Рис. 5. Расчетные зависимости среднего скольжения  $S$  от значений поперечного ( $\Delta$ ) и продольного ( $\bullet$ ) магнитных полей для натриево-аргоновой установки.

Fig. 5. Mean slip  $S$  (calculated) vs. the transversal ( $\Delta$ ) and longitudinal ( $\bullet$ ) magnetic field for the sodium-argon facility.

Рис. 6. Электрическая схема экспериментальной ртутно-воздушной установки.  $U_{i1} - U_{i9}$  — измеренные падения напряжения на внутреннем течении для сечений 1 — 9 соответственно;  $R_{i1} - R_{i9}$  — внутренние сопротивления течения;  $R_{c1} - R_{c9}$  — контактные сопротивления между жидким металлом и электродами;  $R_{bb1} - R_{bb9}$  — сопротивления токоподводов для сечений 1 — 9;  $R_L$  — сопротивление нагрузки;  $EG$  — внешний генератор постоянного тока;  $A$  — амперметр. Цифры у стрелок — значения токов в сечениях 1 — 9.

Fig. 6. Electrical scheme of the experimental mercury-air facility.  $U_{i1} - U_{i9}$  are the voltage drops across the internal flow (measured) for the cross-sections 1—9 respectively;  $R_{i1} - R_{i9}$  are flow internal resistances for the same sections;  $R_{c1} - R_{c9}$ , correspondingly, are contact resistances between the fluid and the electrodes for these sections;  $R_{bb1} - R_{bb9}$  are the same bus bar resistances;  $R_L$  is the load resistance;  $EG$  is the external dc generator, and  $A$  is amperemeter. Numbers near the arrows denote the currents of the corresponding electrodes.

равной нулю и в принципе отсутствует какой-либо тормозной эффект относительно жидкого металла. Следовательно, результат, полученный на нашей модели, сводится к монотонному уменьшению среднего скольжения при возрастании магнитного поля для случая натриево-аргонового течения (рис. 5). Было бы очень интересно проверить этот результат экспериментально.

**Сравнение расчетных и экспериментальных результатов.** Сравним некоторые результаты экспериментальных серий, проведенных как при отсутствии магнитного поля, так и в поле 0,77 Тл [8], с соответствующими результатами, полученными с использованием модели пузырькового течения (табл. 2).

При отсутствии магнитного поля расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются, в то время как при наличии поля видны заметные расхождения между ними. Мы должны сделать вывод, что расчетная модель и эксперимент не соответствуют друг другу. В нашем эксперименте не были осуществлены условия пузырькового течения. Согласно картине течения, представленной в работе [9], можно было



Таблица 2

Сравнение экспериментальных данных, полученных на ртутно-воздушной установке, с результатами расчетов (эксперимент/расчет)

$V$ , Тл	Скольжение $S$	Скорость жидкого металла $u$ , м/с	Относительное газосодержание, $\alpha$
0	1,56/1,53	1,34/1,35	0,15/0,16
0,77	1,83/1,51	1,11/1,17	0,16/0,19

ожидать наличия условий, характерных для поршневого течения. Более того, отсутствие электродов тоже противоречит допущениям, принятым при разработке модели. Мы попытались более детально оценить влияние неопределенностей в формулировке закономерностей замыкания модели на численные результаты. По нашему мнению, использование пузырькового течения вместо более реалистичного поршневого приводит к преувеличенным значениям коэффициента сопротивления, потому что у поршня имеется больший объем газа по сравнению с соответствующим пузырьком с почти той же площадью поверхности раздела в месте контакта с жидким металлом в направлении течения. Кроме того, связывание коэффициента сопротивления двухфазного течения с тем же коэффициентом отдельного пузырька приводит к дополнительной погрешности. В этой связи не был учтен эффект ограниченности течения, обусловленный наличием у канала стенок. По этим причинам оценка неопределенности в расчетах коэффициента сопротивления вплоть до 50% кажется реалистичной. Эти неточности могут вызвать расхождения в расчетах скольжения приблизительно в 1,5—1,9 раза.

Изменения других закономерностей замыкания (например, для оценки эффективной электрической проводимости мы пользовались как соотношением Максвелла, так и Петрика и Ли) не приводят к столь значительным изменениям результатов расчетов скольжения, поэтому существенной является математическая модель сопротивления, связанного с процессами на поверхности раздела. В этой связи важные результаты могут быть получены на натриево-аргоновой установке РИЦ, потому что условия в контуре этой установки таковы, что можно ожидать чисто пузырькового течения. Следовательно, сравнение расчетных данных, полученных с использованием пузырьковой модели, с экспериментальными будет более обосновано. В свою очередь, описание жидкометаллических двухфазных МГД течений с более высоким относительным газосодержанием, как при использовании ртутно-воздушного потока в установке Лаборатории геофизических и промышленных течений в Гренобле, будет более адекватным при применении двухжидкостной модели и при замене закономерностью, справедливой для поршневого течения, соответствующей закономерности замыкания для сопротивления, обусловленного явлениями на границе раздела, использующей пузырьковую модель (как в настоящее время).

Кроме того, еще один аспект этого вопроса — ограничения, которые, возможно, вносятся одномерностью модели. В этой модели, естественно, распределение относительного газосодержания по поперечному сечению канала предполагается однородным, или, другими словами, параметр распределения, введенный авторами работы [10], рассматривающими дрейфовую модель потока, предполагается равным единице. Вообще говоря, в эксперименте это условие не выполняется. Однако до того как начать

обсуждать в деталях влияние распределения относительного газосодержания по сечению канала на среднее скольжение, необходимо собрать больше экспериментальных данных относительно профилей этого газосодержания и скорости жидкости.

**Экспериментальные данные.** Как уже упоминалось, замыкание любой модели двухфазного течения обязательно основывается на использовании полуэмпирических закономерностей замыкания. Следовательно, в рамках нашего сотрудничества было решено подключить наше экспериментальное оборудование к работе с целью углубить наши познания в области двухфазных МГД течений.

В установке Лаборатории геофизических и промышленных течений используется ртутно-воздушное двухфазное течение в зазоре (длиной 0,9 м) электромагнита (поле — поперечное) с  $B_{\max} = 1,1$  Тл в канале прямоугольного сечения  $7 \times 1$  см<sup>2</sup>. В установке же РИЦ изучается натриево-аргоновое двухфазное течение в зазоре (длиной 0,32 м) электромагнита (поле также поперечное) с  $B_{\max} = 0,45$  Тл в канале прямоугольного сечения ( $5 \times 4,5$  см<sup>2</sup>). Результаты этих двух экспериментов (см. табл. 1) дополняют друг друга. Это обусловлено выбором безразмерных параметров, относящихся либо к течению в целом с гидравлическим диаметром поперечного сечения испытательного канала в качестве характерного размера, либо же к поведению двухфазного течения в локальном масштабе с типичным радиусом пузырька в качестве такого размера. Данные табл. 1 свидетельствуют о том, что эти два набора данных действительно дополняют друг друга, потому что у них либо высокая плотность и умеренная проводимость (ртутно-воздушный поток), либо низкая плотность и высокая проводимость (натрий-аргон). Следовательно, в ртутно-воздушном потоке проявляется тенденция поведения, подобного обычному двухфазному течению, в котором необходим учет профиля скорости, так как значение параметра взаимодействия — умеренное; и, наоборот, натриево-аргоновый поток стремится к режиму с сильным управляющим влиянием электромагнитных сил (значение параметра взаимодействия — большое).

С учетом аспектов двухфазного течения можно сделать вывод, что относительное газосодержание в ртутно-воздушной установке может быть больше 30%, в то время как в настоящее время для натриево-аргонового потока оно ограничено несколькими процентами. Наконец, условия, с точки зрения электродинамики, таковы: ртутно-воздушная установка включает в себя фарадеевский генератор с электродами длиной в 0,9 м (такой же, как и у магнита), с неизменными электродным расстоянием (7 см) и магнитным зазором (1 см). Натриево-аргоновая установка в настоящее время содержит обычный (без электродов) канал прямоугольного сечения с практически непроводящими стенками.

В настоящее время объем и ассортимент возможных измерений на натриево-аргоновой установке ограничены, поэтому здесь обсудим лишь методы измерений на ртутно-воздушной установке. Цель измерений — одновременное выяснение как электрических, так и термогидродинамических характеристик двухфазного течения, совершающегося как в магнитном поле, так и в отсутствие этого поля. На этом этапе экспериментальной программы наша основная цель — измерение эффективной электрической проводимости двухфазной смеси.

В настоящее время установка Лаборатории геофизических и промышленных течений содержит контур с ртутью и воздухом в качестве рабочих

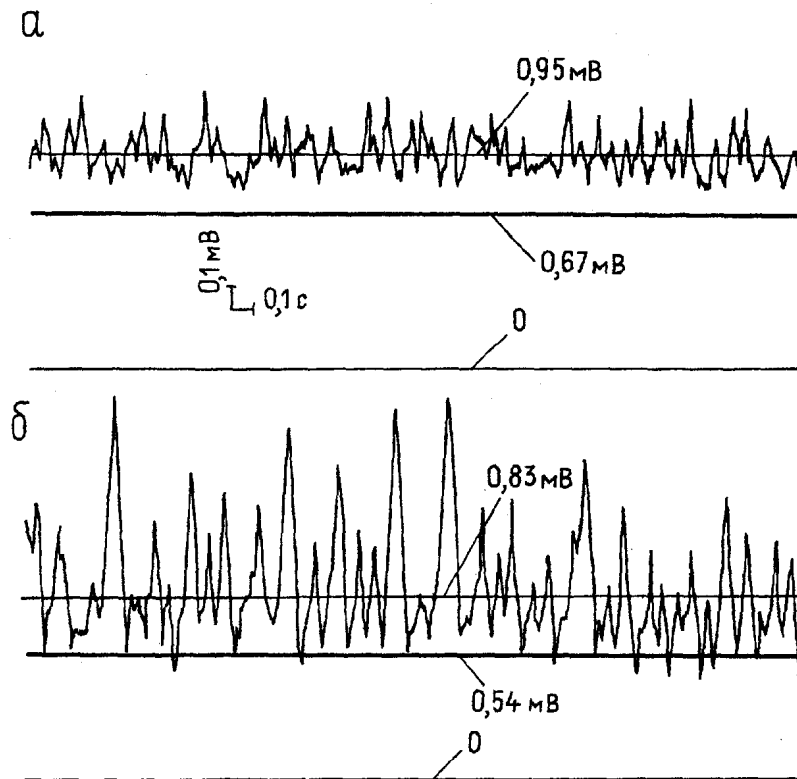


Рис. 7. Зарегистрированные самописцем электродные напряжения для ртутно-воздушной установки без газа (низший уровень) и с ним (высший, флуктуирующий уровень) для двух сечений испытательного канала, для которых расстояния от входа (м), средние давления (кПа), средние отношения объемов  $\beta$  и отношения проводимостей двухфазного и чисто жидкометаллического течений  $\sigma_i/\sigma_l$  равны соответственно 0,15; 500; 0,26 и 0,71 (а) и 0,85; 385; 0,32 и 0,65 (б).

Fig. 7. Recorded voltage drops on the electrodes for the mercury-air facility without gas (low level) and with it (high level, with fluctuations) at two positions of the test section, respectively, with the distances from the inlet, m, average pressure, kPa, average volumetric quality,  $\beta$ , and conductivity ratios of the two-phase and liquid metal flow,  $\sigma_i/\sigma_l$ , equal to 0.15; 500; 0.26, and 0.71 (a), and 0.85; 385; 0.32, and 0.65 (b).

сред. Испытательная секция канала содержит девять пар электродов, каждая длиной 0,1 м.

Благодаря инжекции газа эффективная плотность уменьшается в восходящей ветви контура (включая испытательную секцию или канал), в то время как в нисходящей, после сепаратора, течет только жидкость. Таким образом, течение в контуре поддерживается лишь естественной циркуляцией.

Этот механизм приведения жидкости в движение обеспечивает расход, приблизительно равный 8—10 кг/с. Отношение объемов  $\beta = 0,2—0,45$ . Температура смеси ртуть—воздух  $-12—14^\circ\text{C}$  (285—287 К), а абсолютное давление внутри канала генератора 166—511 кПа. Перепад давления на генераторе составляет 100 — 120 кПа. Теплогидравлические измерения охватывают температуру, давление и расход. Расход ртути измеряется стандартным электромагнитным расходомером, а расход воздуха — ротаметром.

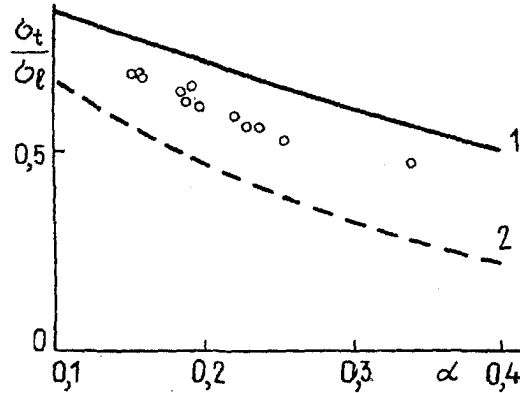


Рис. 8. Расчетные (по Максвеллу, 1, и Петрику и Ли, 2) и экспериментальные (O) зависимости  $\sigma_t/\sigma_l$  от относительного газосодержания  $\alpha$ .

Fig. 8. Dependences (calculated according to Maxwell, 1, and Petrick & Lee, 2, experimental — O) of the conductivity ratio  $\sigma_t/\sigma_l$  on the void fraction  $\alpha$ .

Электрическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 6. Измерены суммарный ток (с помощью шунта сопротивлением в 1 мОм), падение напряжения на каждой токоподводящей шине (соединяющей электроды с сопротивлением нагрузки) и напряжения на внутреннем потоке  $U_i$ . Для измерения последних использованы электроды, имевшие непосредственный контакт с двухфазным потоком. Значения сопротивлений: у токоподводов  $R_{об} \approx 175$  мкОм, у сопротивления нагрузки  $R_l = 500$  мкОм, у чисто жидкометаллического течения около 70 мкОм. Использование внешнего электрического источника постоянного тока позволяет питать генератор в целом суммарным током в 100 А, который распределяется между электродами, как показано на рис. 6. Расхождение между расчетными значениями токов в токоподводах и суммарным измеренным током не превышает 1%. В условиях нашей электрической схемы распределение тока между отдельными токоподводами не изменяется из-за наступления двухфазного потока, потому что увеличение внутреннего сопротивления из-за появления газовых пузырьков мало по сравнению с внешним сопротивлением. Это предположение проверяем экспериментально измерением падения напряжения на каждом токоподводе. Из-за этого экспериментальное значение проводимости двухфазного потока и проводимости чисто жидкометаллического течения определяем по формулам

$$U_i(t) = R_i(t) I = L/(\sigma(t) S) I; \quad U_i(l) = R_i(l) I = L/(\sigma(l) S) I;$$

$$\sigma(t)/\sigma(l) = U_i(l)/U_i(t), \quad (18)$$

где  $R_i(l, t)$  — внутреннее сопротивление чисто жидкометаллического и двухфазного течений соответственно;  $L$  и  $S$  — длина и поперечное сечение соответствующей секции канала 1—9.

Отношение объемов определяем с использованием данных по расходам жидкости и газа, а также измерений давления и температуры с учетом уравнения состояния идеального газа. Скорости жидкого металла и газа не равны друг другу, поэтому относительное газосодержание не равно отношению объемов газа и жидкости. Так как непосредственные измере-

ния этих скоростей невозможны, то единственным экспериментальным решением этого вопроса является непосредственное измерение относительного газосодержания. К сожалению, оптический датчик, обычно использовавшийся нами для этой цели, по техническим причинам в данном случае был не доступным [8]. В связи с этим в рассматриваемых здесь измерительных сериях относительное газосодержание определялось с использованием данных по отношению объемов совместно с данными по скольжению, основанными на прежних измерениях и вычисленных в настоящее время. Разность между значениями скольжения, раньше измеренными на установке Лаборатории геофизических и промышленных течений и рассчитанными с использованием численной модели РИЦ для случая отсутствия магнитного поля, мала, ~2%, и поэтому относительное газосодержание по сечению канала, найденное этими двумя путями, практически одинаково.

Результаты, изображенные на рис. 7, получены при питании канала от внешнего генератора постоянного тока и при отсутствии магнитного поля (см. рис. 6). На этом рисунке представлены замеренные электродные сигналы при разных условиях, а именно, для чисто жидкометаллического течения ( $U_i(t)$ ) и двухфазного течения ( $U_k(t)$ ) для двух различных сечений рабочей части канала, что означает наличие двух разных отношений объемов. Ясно видны некоторые флуктуации с частотами 3,6—13 Гц с некоторым доминантом ~10 Гц, обусловленные локальными неустойчивостями двухфазного течения. В будущем предполагаем проанализировать сигналы с целью выявить корреляции между низшими частотами и частотой следования пузырьков, с одной стороны, и между высшими частотами и колебаниями пузырьков, с другой.

Усредненное падение напряжения на участке течения возрастает при увеличении относительного газосодержания из-за уменьшения эффективной электрической проводимости течения. В качестве иллюстрации этих соотношений на рис. 8 представлена проводимость двухфазного и чисто жидкометаллического течений. Видно, что данные измерений располагаются между расчетными, найденными по формулам Максвелла, с одной стороны, и Петрика и Ли, с другой. Этот анализ следует считать предварительным; его следует продолжить с привлечением данных как непосредственных измерений относительного газосодержания, так и анализа влияния магнитного поля.

**Заключение.** Сделаем предварительный вывод, что одномерные модели пригодны для предсказания усредненных характеристик жидкометаллических двухфазных МГД течений. Однако область их применимости существенно ограничена закономерностями замыкания, использованными в модели. Основная проблема при этом заключается в подтверждении и улучшении этих закономерностей путем привлечения обширных экспериментальных данных. Это преимущественно должно происходить с использованием в экспериментах многих различных жидких металлов, различающихся своими физическими свойствами.

В частности, определение гидравлического сопротивления, обусловленного процессами на границе раздела, играет решающую роль в моделировании переноса количества движения на границе раздела. Обмен опытом и идеями касательно измерений относительного газосодержания с помощью как оптических, так и резистивных датчиков очень важен для развития этих исследований в будущем.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kamiyama S.* Analysis of Two-phase MHD Flow in Converging-diverging Ducts. Proceed. of the 4th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, Israel 1984 // AIAA. — 1985. — Vol. 100. — P. 304—316.
2. *Mond M., Sukoriansky S.* An Analytical Model for Bubbly Flow. Proceed. of the 4th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, Israel 1984 // AIAA. — 1985. — Vol. 100. — P. 329—339.
3. *Yakhot A., Branover H.* An Analytical Model of a Two-phase Liquid Metal Magnetohydrodynamic Generator // Phys. Fluids. — 1982. — Vol. 25, No. 3. — P. 446—451.
4. *Saito M., Inoue S., Fujii-e Y.* Gas-liquid Slip Ratio and MHD Pressure Drop in Two-phase Liquid Metal Flow in Strong Magnetic Field // J. Nuclear Sci. and Technol. — 1978. — Vol. 15, No. 7. — P. 476—489.
5. *Storck H., Brauer H.* Reibungsdruckverlust der adiabaten Gas/Flüssigkeitsströmung in horizontalen und vertikalen Rohren // VDI Forschungsheft. — 1980. — No. 599.
6. *Гельфгат Ю. М., Луелаусис О. А., Щербинин Е. М.* Жидкий металл под действием электромагнитных сил. — Рига, 1976. — 246 с.
7. *Sutton G. W., Hurwitz H., Poritsky H.* Electrical and Pressure Losses in a Magnetohydrodynamic Channel Due to End Current Loops // Trans. AIEE, Pt. 1. — 1962. — Vol. 80, No. 1. — P. 687—695.
8. *Thibault J.-P., Seck B., Cartellier A.* Liquid-metal Magnetohydrodynamic Two-phase Flow Experiment. Proceed. of the 6th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, Israel 1990 // AIAA. — 1993. — Vol. 148. — P. 667—677.
9. *Hewitt G. F., Roberts D. N.* Studies of Two-phase Flow Patterns by Simultaneous X-ray and Flash Photography // AERE-M2159. — 1969.
10. *Zuber N., Findley J. A.* Average Volumetric Concentration in Two-phase Flow Systems // J. Heat Transfer. — 1965. — Vol. 87. — P. 453ff.

Поступила в редакцию 13.01.95 (17.11.94)