

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

**ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА
КОЭФФИЦИЕНТ СКОЛЬЖЕНИЯ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО
ДВУХФАЗНОГО МГД ТЕЧЕНИЯ***

S. Eckert¹, G. Gerbeth¹, G. Mihalache², J.-P. Thibault²

¹Research Center Rossendorf (FZR), Germany

²Laboratoire des Ecoulements Geophysiques et Industriels, Institut de Mécanique de Grenoble (LEGI-IMG), France

**EFFECT OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD ON SLIP RATIO OF A LMMHD TWO-
PHASE FLOW**

The behaviour of LMMHD two-phase flow in a transverse magnetic field has been investigated. In frame of a close cooperation between LEGI-IMG and FZR, two facilities with different fluids (mercury – air and sodium – argon, respectively) are involved in activities for establishing an experimental data base. In this paper the main interest is focused on the results regarding bubble slip ratio influenced by the magnetic field. Results on the momentum transfer in LMMHD two-phase flow are basically for a number of technological applications, in particular, the design of LMMHD-generators. Technological applications require simple, experimentally based models being able to describe the average behaviour of the flow. Theoretical predictions are gained by exploitation of a one-dimensional bubbly flow model. The model will be introduced briefly and the results obtained from the calculations will be discussed in comparison to the experimental data.

Введение (модель двухфазного течения). Моделирование жидкометаллических МГД двухфазных течений сильно зависит от предположений, используемых при выводе приближенной системы уравнений, и закономерностей, необходимых для ее замыкания. В отличие от обычных двухфазных течений, для которых достаточно надежно установлены полуэмпирические соотношения, замыкающие систему уравнений, в случае жидкометаллических МГД двухфазных течений еще возникает множество вопросов из-за специфических МГД явлений, таких как мнимая электропроводимость, межфазное сопротивление, пристеночное трение и др. Исследование основных закономерностей влияния магнитного поля на межфазный перенос импульса целесообразно начать с простой одномерной модели. Такая одномерная математическая модель газожидкостного течения для каналов прямоугольного сечения, помещенных в поперечное или продольное магнитное поле, подробно описана в [1].

Предложенная модель описывает стационарные и изотермические течения. Предполагается, что газовая фаза представляет собой сферические пузырьки идеального газа. Массоперенос между фазами, так же как и эффекты агрегации и разрушения пузырьков, не учитывается. Магнитные числа Рейнольдса предполагаются достаточно малыми, чтобы индуцированным магнитным полем можно было пренебречь.

Из указанных предположений следует система шести уравнений: двух уравнений непрерывности для каждой из фаз, закона сохранения импульса для двухфазной среды, уравнения движения одиночного пузырька, закона сохранения массы для пузырьков и уравнения состояния идеального газа. Система уравнений замыкается с помощью соответствующих соотношений для плотности силы трения – согласно модели Локарта–Мартинелли; локальной электропроводности двухфазной среды – мо-

* Пер. с англ. В. Мирошникова.

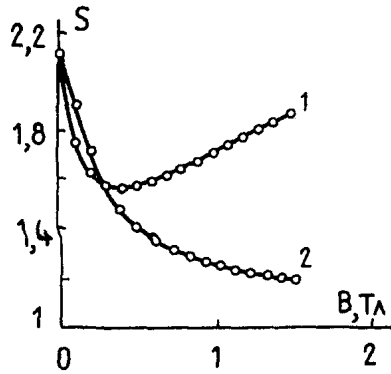


Рис. 1. Коэффициент скольжения в зависимости от индукции перпендикулярного (1) и продольного (2) магнитного полей.

дели Максвелла, Петрика и Ли; электромагнитной силы – параметра нагрузки K ; коэффициента сопротивления пузырька [2, 3].

Характерные результаты расчетов представлены на рис. 1. На жидкометаллическое МГД двухфазное течение в поперечном магнитном поле влияют два противодействующих эффекта, о наличии которых свидетельствует форма кривой 1: во-первых, магнитное поле тормозит течение жидкого металла; во-вторых, коэффициент сопротивления пузырька увеличивается с ростом магнитного поля. Тогда как при малых значениях индукции магнитного поля уменьшение скольжения вызвано ростом коэффициента сопротивления пузырьков ($C_D \sim 1 + N^{1/2}$), тормозящий эффект на жидкий металл становится преобладающим с ростом магнитного поля ($\mathbf{j} \times \mathbf{B} \sim B^2$). В результате кривая имеет характерный минимум, расположение которого определяется начальной скоростью течения, расходом газа, диаметром пузырьков и т. д.

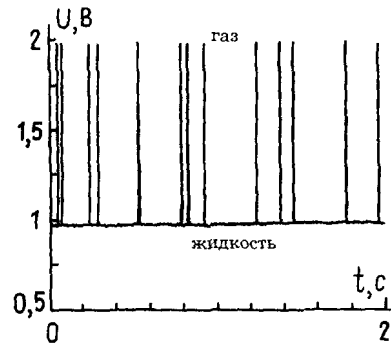
Однородное продольное магнитное поле не оказывает тормозящего воздействия на течение, поэтому для кривой 2 с ростом магнитного поля наблюдается монотонное уменьшение скольжения. Нашей задачей является экспериментальная проверка теоретических результатов.

Измерения газосодержания. Экспериментальные распределения объемной доли газовой фазы измерялись для вертикальных течений различных двухфазных МГД сред: аргон-натриевой в Исследовательском центре Розендорф (FZR) и воздушно-ртутной в Лаборатории геофизической и технической гидродинамики Института механики в Гренобле (LEGI-IMG). Большое различие в физических свойствах используемых в обеих установках жидкометаллических носителей позволяло проводить исследования в широком диапазоне безразмерных параметров (табл. 1). Из-за малых значений параметра МГД взаимодействия N воздушно-ртутная среда в отношении профиля скорости вела себя как обычная двухфазная среда, в то время как течение аргон-натриевой среды с большими значениями N существенно зависело от электромагнитных сил. Более того, существенное различие в расходах этих двухфазных

Физические характеристики и безразмерные					
Установка	$T, ^\circ\text{C}$	$\rho_l, \text{кг/м}^3$	$\sigma_l, (\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$	$\beta = Q_g/Q_l$	$d_H, \text{м}$
BP LEGI-IMG*	17	$1,36 \cdot 10^4$	$1,00 \cdot 10^6$	0,24	0,0175
Ar-Na FZR	200	$9,03 \cdot 10^2$	$7,46 \cdot 10^6$	0,015	0,474

*BP – воздушно-ртутная установка

Рис. 2. Пример характерного сигнала однопроводного датчика сопротивления, помещенного в двухфазное аргон-натриевое течение.



сред должно было приводить к разным режимам течения. Для экспериментов в FZR характерны очень малые объемные доли газа ($\beta \ll 0,1$), которые приводили к идеальному газожидкостному течению. В установке LEGI-IMG обычно использовался значительно больший объемный расход газа. Между экспериментальными установками существовало также значительное различие в условиях замыкания электрического тока. Канал FZR, простой по конструкции, изготавливался из листовой нержавеющей стали толщиной 5 мм, а конструкция канала LEGI-IMG, включающая в себя медные электроды и сопротивления внешней нагрузки, была значительно ближе к конструкции МГД генератора. Для измерения объемной доли газовой фазы использовался однопроводной датчик. Большое различие между электропроводностями жидкого металла и газа существенно упрощало анализ импульсных сигналов датчика (рис. 2). В аргон-натриевом течении датчик давал воспроизводимые результаты по крайней мере в течение 50 ч непрерывной работы.

Локальные измерения однопроводного датчика позволяли определить отношение времени его контакта с газовой фазой к полному времени измерений. Механический привод датчика позволял измерять распределение объемной доли газовой фазы по поперечному сечению канала. Предполагая, что течение стационарно, получаем двухмерное, пространственно усредненное распределение объемной доли газа

$$\alpha(x) = \frac{1}{A_C} \int_{A_C} \alpha_i(x, y', z') dy' dz', \quad (1)$$

где A_C – площадь поперечного сечения, x – направление течения, $\alpha_i(x, y, z)$ – отношение времени контакта с газом к полному времени измерения в точке (x, y, z) . Коэффициент скольжения $S(x)$ определяется, в итоге, соотношением [4]

Таблица 1

параметры установок LEGI-IMG и FZR

Re	Ha (B_{\max} , Тл)	N	Mo	Ео	We
24 000	350 (0,77)	0,5	$1,38 \cdot 10^{-7}$	9,6	$2,72 \cdot 10^7$
$10^4 - 10^5$	270 (0,45)	80–800	$1,02 \cdot 10^{-8}$	1,71	$6,49 \cdot 10^3$

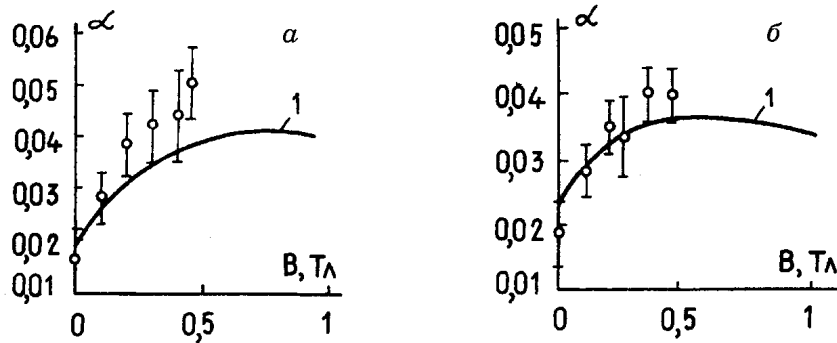


Рис. 3. Объемная доля газовой фазы в зависимости от индукции поперечного магнитного поля. а - $Re = 9300$, $V_{s0} = 0,1$ м/с; б - $Re = 18600$, $V_{s0} = 0,2$ м/с. 1 - расчет, о - эксперимент.

$$S(x) = \frac{\beta[1 - \alpha(x)]}{(1 - \beta)\alpha(x)}, \quad (2)$$

где $\beta = Q_g / (Q_g + Q_l)$ - относительный объемный расход, $Q_{g,l}$ - объемные расходы.

Экспериментальные результаты. Аргон-натриевая установка. В состав установки FZR входит вертикальный канал прямоугольного поперечного сечения 45×50 мм². Канал помещался в поперечное магнитное поле с максимальной индукцией 0,45 Тл и длиной зоны однородного поля 320 мм. Газ барботировался через одиночное сопло, расположенное в центре поперечного сечения канала напротив нижней кромки полюсных наконечников. Датчик устанавливался на выходе из зоны однородного поля, механический привод позволял перемещать датчик почти по всему поперечному сечению канала.

Измерения проводились в диапазоне скорости жидкого натрия 0,1–0,3 м/с ($Re = 9300$ – 27900), а индукция магнитного поля изменялась от нуля до 0,45 Тл ($Ha_{max} = 2710$), что для двухфазных течений представляет собой довольно малое значение. При продолжительности измерений для каждой точки более 200 с относительная погрешность не превышала ± 3 – 10% в зависимости от интенсивности соударения пузырьков. В результате достигалось довольно хорошее соотношение между продолжительностью измерений и их точностью.

Проведенный в рамках данной работы анализ экспериментальных данных был сконцентрирован на усредненном по сечению канала распределении объемной доли газовой фазы и на $S(x)$. Зависимость этих величин от индукции внешнего магнитного поля представлена на рис. 3, 4.

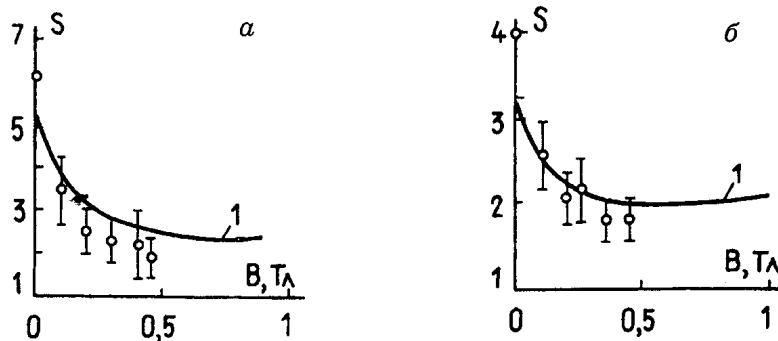


Рис. 4. Коэффициент скольжения в зависимости от индукции поперечного магнитного поля. а - $Re = 9300$, $V_{s0} = 0,1$ м/с; б - $Re = 18600$, $V_{s0} = 0,2$ м/с. 1 - расчет, о - эксперимент.

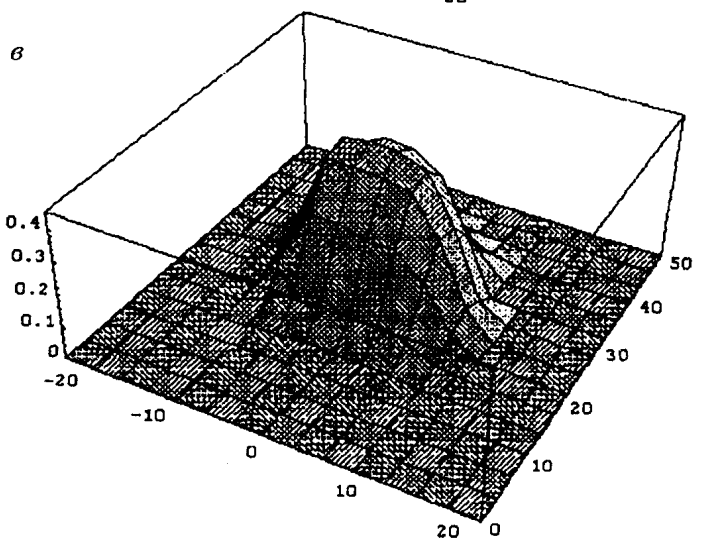
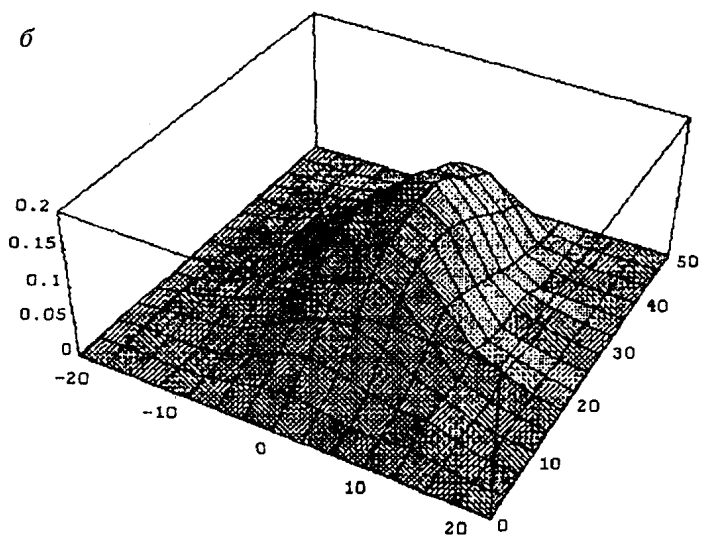
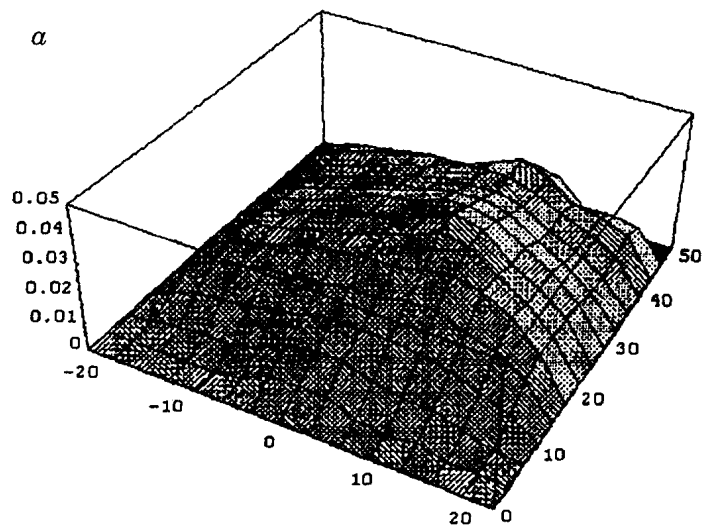


Рис. 5. Распределения объемной доли газовой фазы для различных значений магнитного поля при $Re = 9300$: *a* - $B = 0$ Т; *б* - $B = 0,2$ Т; *в* - $B = 0,45$ Т.

С ростом индукции при всех исследованных числах Re (9300 и 18600) наблюдается уменьшение $S(x)$ и увеличение средней объемной доли газовой фазы. Этот результат качественно подтверждает закономерности, полученные из предложенной модели двухфазного течения. Ограничения по максимальному значению индукции магнитного поля не позволили обнаружить минимум в зависимости $S(x)$ от поперечного магнитного поля, изображенный на рис. 1. Согласно теоретическим расчетам точка минимума перемещается в сторону меньших значений магнитного поля с ростом средней скорости течения. В условиях нашего эксперимента этот минимум должен был наблюдаться при скоростях жидкого натрия, превышающих 0,5 м/с.

По сравнению с экспериментальными результатами модель двухфазного течения для усредненного по сечению канала распределения объемной доли газовой фазы дает завышенные значения при отсутствии магнитного поля и заниженные – при наличии магнитного поля. Причиной расхождения может являться одномерность теоретической модели. В одномерной модели возможно рассматривать только однородное по сечению канала распределение объемной доли газовой фазы, другими словами параметр распределения, введенный в работе [5] (модель дрейфа), равен единице. В общем случае данное условие в эксперименте не выполняется. Распределения газосодержания и скорости жидкого натрия по сечению канала сильно зависят от внешнего магнитного поля. В отсутствие магнитного поля профиль скорости совпадает, по-видимому, с профилем Пуазейля, а с ростом магнитного поля происходит его уплощение. При достаточно большой индукции магнитного поля профиль скорости принимает М-образную форму [6], т. е. ядро течения имеет меньшую скорость, чем струи у боковых стенок. При этом распределение объемной доли газовой фазы по сечению канала изменяется от однородного до сильно неоднородного (рис. 5). Таким образом, в отсутствие магнитного поля предположения о параболическом профиле скорости и однородном профиле объемной доли газовой фазы приводят к завышенным теоретическим оценкам усредненного по сечению газосодержания, а при наличии поля следует ожидать заниженных оценок.

С целью количественного исследования этого эффекта и согласования модели с экспериментом путем введения коэффициентов корреляции планируется проведение подробных измерений профиля скорости жидкого натрия в зависимости от магнитного поля.

Воздушно-ртутная установка. В установке LEGI-IMG по вертикальному каналу (поперечное сечение 70×10 мм² и длина 1 м) течет двухфазная, воздушно-ртутная среда. Подобно генератору Фарадея этот канал прямоугольного сечения имеет две непроводящие стенки, перпендикулярные магнитному полю, и девять пар электродов по 0,1 м, соединенных с внешней электрической цепью. Канал помещался в зазор стандартного электромагнита, который создавал поперечное магнитное поле индукцией до 0,8 Тл. Безнапорное течение обуславливалось естественной конвекцией. Эффективная плотность двухфазной среды в восходящем течении уменьшалась из-за барботаж газовой фазы, а после сепарации газовой фазы в нисходящем течении оставалась практически только жидкая фаза. Расход жидкого металла варьировался в пределах 8–10 кг/с, а объемная доля – 0,2–0,45, причем для данной конструкции петли независимая регулировка этих параметров была невозможна. В этой связи режим течения (стержневой или пенообразный) не определялся столь однозначно, как в установке FZR, но зато он был ближе к режиму реального двухфазного течения в МГД генераторе, который чрезвычайно сложен для проведения экспериментальных исследований. На рис. 6 представлена зависимость $S(x)$ от индукции магнитного поля. Непосредственные измерения $S(x)$ не проводились, он определялся

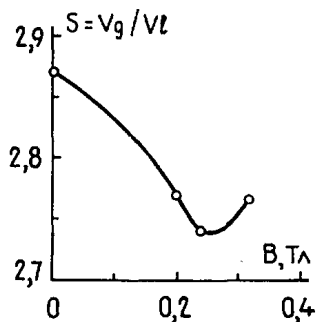


Рис. 6. Поведение коэффициента скольжения с увеличением индукции магнитного поля (воздух-ртуть).

расчетным путем из измерений объемной доли газовой фазы и расхода, поэтому погрешность измерений могла достигать 50%. Приведенная кривая представляет интерес в любом случае, так как исследованный диапазон индукции позволил установить предсказанный теоретическими моделями минимум зависимости $S(x)$ от магнитного поля. На рис. 7 сопоставляются распределения объемной доли газовой фазы для индукции 0–0,8 Тл. Конфигурация потока (газосодержание) для слабопроводящей двухфазной воздушно-ртутной среды качественно не изменяется с ростом поля. Этот эффект объясняется очень малым отношением числа Рейнольдса к числу Гартмана.

Выводы. В данной работе рассматривается совместное исследование FZR и LEGI-IMG, состоящее из теоретической и экспериментальной частей. Разрабатываемые одномерные теоретические модели включают в себя модифицированные полуэмпирические уравнения жидкометаллических МГД двухфазных течений. Одно из наиболее специфических МГД явлений – немонотонная зависимость коэффициента скольжения между жидким металлом и газом в поперечном магнитном поле индукцией 0–0,5 Тл. Первоначально $S(x)$ уменьшается из-за роста межфазного

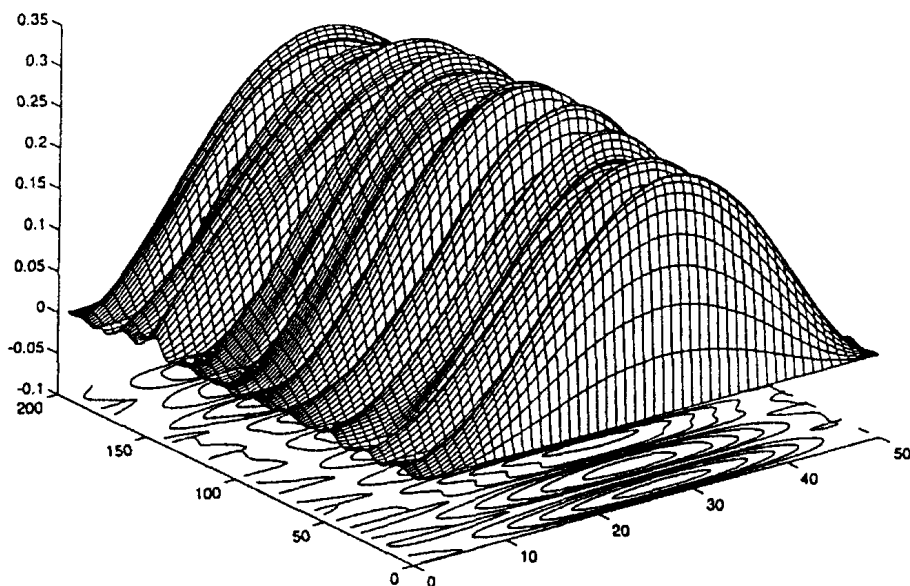


Рис. 7. Сопоставление распределений объемной доли газовой фазы (воздух-ртуть). Измеренные значения магнитного поля изменяются от 0 Тл (спереди) до 0,8 Тл (сзади).

сопротивления, затем он начинает увеличиваться, когда начинает преобладать тормозящее влияние электромагнитных сил на жидкий металл.

В этом направлении были проведены эксперименты, позволившие исследовать два весьма различных случая: сильно проводящее (агрон-жидкий натрий) двухфазное течение в FZR и слабо проводящее (воздух-ртуть) в LEGI-IMG. Описанная ранее зависимость $S(x)$ наблюдалась в обоих экспериментах. Кроме того, практически не наблюдалось никаких изменений в структуре слабо проводящего течения (воздушно-ртутного), а течение сильно проводящей среды (аргон-натриевой) претерпевало большие изменения. По-прежнему остаются актуальными многочисленные экспериментальные трудности при проведении систематических и уточненных измерений, однако, на наш взгляд, достигнуто очень хорошее качественное согласие между теоретической моделью и экспериментом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Экерт С., Гербет Г., Тибо Ж.-П., Михалаш Ж. Некоторые аспекты двух фазных жидкометаллических магнитогидродинамических течений: конфигурация магнитогидродинамического генератора // Магнит. гидродинамика. – 1994. – Т. 30, № 4. – С. 664–677.
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. Гельфгат Ю. М., Лиелаусис О. А., Щербинин Э. В. Жидкий металл под действием электромагнитных сил. – Рига, 1976. – 246 с.
4. Thibault J.-P., Seck B., Cartellier A. Liquid-metal magnetohydrodynamic two-phase flow experiment // Proc. of the 6th Beer Sheva Seminar, Jerusalem (Israel), 1990. AIAA. – 1993. – Vol. 148. – P. 667–677.
5. Zuber N., Findley J. A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems // J. Heat Transfer. – 1965. – Vol. 87. – P. 453ff.
6. Гербет Г., Экерт С., Лангенбруннер Х. Дисперсия газовых пузырьков в условиях двухмерной МГД турбулентности. // Магнит. гидродинамика. – 1994. – Т. 30, № 4. – С. 678–682.

Поступила в редакцию 16.11.94