

ЛИТЕРАТУРА

1. Taub H. H. Investigation of nonlinear waves on liquid jets.— *Phys. Fluids*, 1976, vol. 19, p. 1124.
2. Вебер К. Распад струи жидкости.— В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. 1. ОНТИ, 1936.
3. Генлейн А. Распад струи жидкости.— В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. 1. ОНТИ, 1936.
4. Goldin M., Jerushalmi J., Pfeffer R., Shinnar R. Breakup of a laminar capillary jet of viscoelastic fluid.— *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 38, p. 689.
5. Астарита Дж., Маруччи Дж. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей. М., Мир, 1978.
6. Hinch E. J. Mechanical models of dilute polymer solutions in strong flow.— *Phys. Fluids*, 1977, vol. 20, N 10, pt 2.
7. Metzner A. B. Polymer solutions and fiber suspension rheology and their relationship to drag reduction.— *Phys. Fluids*, 1977, vol. 20, N 10, pt 2.

УДК 532.595 : 538.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СЛОЯ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНЫХ СИЛ

В. И. Архипенко, Ю. Д. Барков

(Минск)

Вопросы устойчивости струйных течений жидкости в связи с многообразием их технических приложений привлекают внимание исследователей, работающих в области гидродинамики сплошных сред [1—9]. Намагничивающиеся жидкости дают возможность эффективно воздействовать с помощью магнитного поля на поверхность раздела [6—9]. В теоретических работах [10—12] было установлено, что тангенциальное к поверхности однородное магнитное поле стабилизирует струйные и пленочные течения, в то время как поле, направленное по нормали, оказывает дестабилизирующее влияние. Например, поле проводника с током всегда тангенциально к поверхности цилиндрического слоя и, следовательно, оказывает стабилизирующее влияние на поверхность намагничивающейся жидкости. В этом случае появляется возможность моделирования струи и изучения ее характеристик в статическом положении [13]. Данное исследование является продолжением работы [9].

В линейном приближении процесс распада цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости может быть описан дисперсионным уравнением для бесконечно малых возмущений в предположении, что радиус проводника мал [12]:

$$\omega^2 = I_1 \alpha k (Bo_m - 1 + k^2) / I_0 \rho a^3,$$

где ρ — плотность намагничивающейся жидкости; I_0, I_1 — функции Бесселя мнимого аргумента; k — волновое число, обезразмеренное по радиусу столба жидкости; α — коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела намагничивающаяся жидкость — окружающая среда; a — радиус цилиндра намагничивающейся жидкости.

Безразмерный параметр $Bo_m = \mu_0 M G a^3 / \alpha$, в котором μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, M — намагничиваемость жидкости, G — градиент напряженности магнитного поля, аналогичен известному числу Бонда $Bo = \rho g a^2 / \alpha$ и был назван в [13] магнитным числом Бонда. Это число представляет собой отношение давления, вызванного объемной магнитной силой $\mu_0 M G$, к давлению, создаваемому на поверхности раздела силами поверхностного натяжения. При $Bo_m > 1$ слой жидкости устойчив

для любых возмущений, если же выполняется условие $Bo_m < 1$, цилиндрический слой распадается на отдельные капли. Для проводника с током $G = \mathcal{I}/2\pi a^2$ ($\mathcal{I}$ — ток через проводник). Полагая $M = \chi H$, что справедливо при малых значениях напряженности магнитного поля H , и записывая H в виде $H = \mathcal{I}/2\pi a$, получим

$$Bo_m = \mu_0 \chi \mathcal{I}^2 / 4\pi^2 a,$$

где χ — магнитная восприимчивость намагничивающейся жидкости.

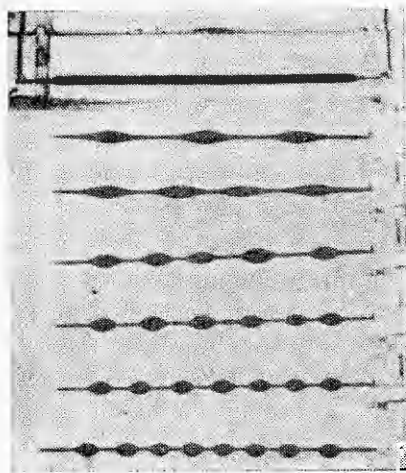
Для описания влияния внешнего однородного магнитного поля на устойчивость цилиндрического слоя введем безразмерный комплекс $S = \mu_0 M^2 a / \alpha$, использованный при обработке результатов исследования взвешенной капли в однородном магнитном поле [14]. Этот комплекс представляет собой отношение перепада давления на поверхности раздела намагничивающаяся жидкость — немагнитная среда, обусловленного внешней магнитной силой, к давлению, создаваемому силами поверхностного натяжения.

Эксперименты по исследованию устойчивости цилиндрического слоя и изучению влияния на него внешнего однородного магнитного поля, перпендикулярного оси цилиндра, проводились в стеклянной кювете с горизонтальными размерами 240×40 мм и высотой 40 мм. Воздействие тангенциального к поверхности цилиндра внешнего магнитного поля исследовалось в кювете с горизонтальными размерами 40×40 мм и высотой 130 мм. По длинной оси кювет в них устанавливался горизонтальный полый проводник внешним радиусом 1 мм из немагнитного материала, охлаждаемый проточной водой с постоянной температурой. Длина цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости составляла в горизонтальной кювете 160 мм, а в вертикальной — 80 мм.

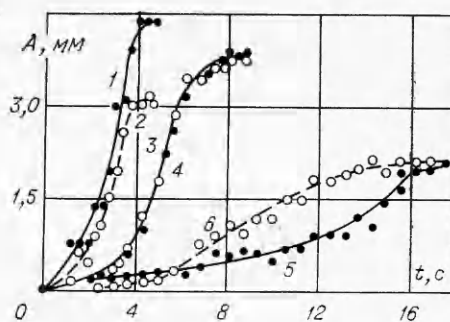
В качестве рабочей жидкости использовалась феррожидкость, намагниченность насыщения которой составляла 27 кА/м, плотность $\rho = 1,25 \cdot 10^3$ кг/м³, магнитная восприимчивость $\chi = 1,242$. Компенсация гравитационных сил на поверхности цилиндрического слоя достигалась путем заполнения кювет водным раствором глицерина с плотностью, равной плотности феррожидкости. Прозрачность водного раствора глицерина позволяла осуществлять визуальные наблюдения и фотокиносъемку. Коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела этих двух сред, измеренный по методу отрывающейся капли, составлял $\alpha = 13 \times 10^{-3}$ Н/м.

При изучении влияния внешнего однородного магнитного поля на форму цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости кюветы помещались между полюсами электромагнита, диаметр которых составлял 450 мм, позволяющего получать вертикально направленное однородное магнитное поле, напряженность которого могла изменяться в диапазоне 0 — 287 кА/м. Неоднородность магнитного поля не превышала 2,4% в области 200×200 мм.

При исследовании устойчивости цилиндрического слоя через проводник пропускался постоянный ток, создающий аксиально-симметричное магнитное поле с радиальным градиентом напряженности. Устанавливалось значение тока, соответствующее критическим значениям магнитного числа Бонда $Bo_m > 1$. При этом феррожидкость принимает устойчивую форму цилиндра вокруг проводника. Затем путем подключения шунтов ток в проводнике резко уменьшался до значений, при которых число Бонда было меньше критического ($Bo_m < 1$), и слой переходил в неустойчивое состояние. Измерение радиуса слоя осуществлялось с помощью катетометра КМ-8. Процесс развития неустойчивости регистрировался на



Ф и г. 1



Ф и г. 2

киноплёнку, которая затем обрабатывалась на измерительном микроскопе МИР-12.

Обработка экспериментальных данных дала возможность получить количественную информацию о про-

цессе распада цилиндрического слоя феррожидкости, а именно: длину волны наиболее опасных возмущений, время их развития, а также выявить особенности этого процесса, например слияние капель при различных значениях определяющих параметров, образование сателлитов и т. д.

Радиус цилиндрического слоя изменялся от 1,2 до 5 мм, диапазон изменения магнитного числа Бонда находился в пределах 0—3.

Как было показано в [13], поверхность цилиндрического слоя при скачкообразном изменении тока питания становится волнообразной с образованием горбов и впадин (капель, соединяющихся перетяжками). Длина волны λ , представляющая собой расстояние между соседними каплями, отнесенное к периметру слоя, возрастает с ростом числа Bo_m . На фиг. 1 приведены различные ситуации, реализующиеся при распаде цилиндрического слоя. Число Bo_m уменьшается сверху вниз от значения, превышающего единицу, до нуля. Длина волны при этом уменьшается от 4,1 до 1,5. Необходимо отметить, что реализация данного значения λ возможна в определенном диапазоне чисел Bo_m , что связано с конечной длиной слоя намагничивающейся жидкости. На границах соседних диапазонов λ при изменении Bo_m меняется скачкообразно. При числах Bo_m , близких к нулю, капли, на которые распадается слой, имеют форму, близкую к сферической с небольшими отклонениями от сферичности по их горизонтальной оси. Вытянутость капель по горизонтали увеличивается по мере возрастания числа Bo_m , и при числах Bo_m , близких к единице, они приобретают форму эллипсоида.

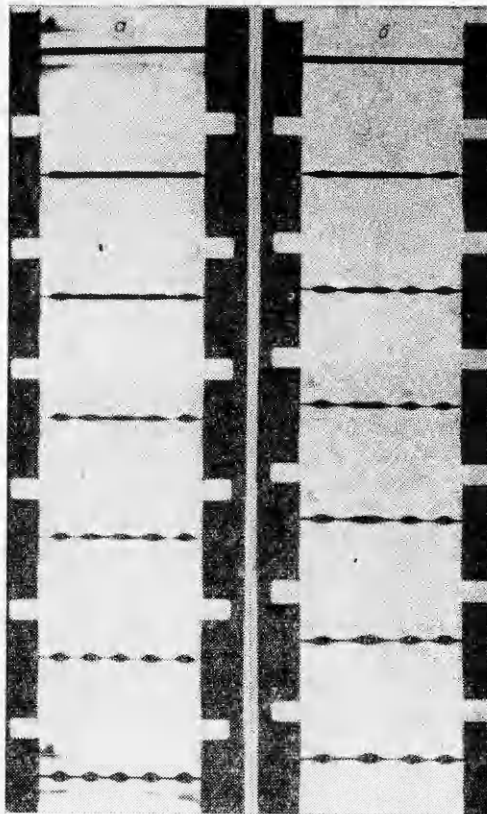
На фиг. 2 представлены типичные кривые развития капли и перетяжки во времени. По оси ординат отложена величина отклонения A от первоначального положения цилиндрической поверхности намагничивающейся жидкости. Сплошными линиями соединены точки, соответствующие капле, а прерывистыми — светлые точки, характеризующие развитие перетяжки. Кривые 1, 2 соответствуют числу $Bo_m = 0,127$; кривые 5, 6 — числу $Bo_m = 0,586$. Кривые же 3, 4 совпадают, при этом число $Bo_m = 0,25$. Измерения проводились для центральной капли по слою и перетяжки между ней и соседней каплей. При малых числах Bo_m развитие неустойчивости происходит значительно быстрее, чем при Bo_m , близких к единице, что связано с меньшей величиной, препятствующей развитию магнитной силы. Диаметр капель при увеличении Bo_m уменьшается, а диа-

метр перетяжек увеличивается. На начальном участке развития неустойчивости регистрируется экспоненциальный рост возмущений, что согласуется с линейной теорией [1, 2]. Время полного развития неустойчивости, которое определялось по прекращению роста капель и перетяжек, составляло от 3,5 с при $Bo_m = 0$ до 20 с при $Bo_m = 0,653$.

При $Bo_m \leq 0,25$ капли растут быстрее, чем перетяжки, а при превышении этого значения капли развиваются медленнее перетяжек. Для струи немагнитной жидкости было установлено теоретически и подтверждено экспериментами (см., например, [2, 3]), что перетяжки всегда развиваются быстрее, чем капли. Это противоречие связано с существованием твердой границы внутри цилиндрического слоя. При распаде струи в процессе развития перетяжек капиллярные силы увеличиваются и тем самым убыстряют процесс. Однако наличие твердой стенки внутри слоя препятствует этому, и время развития перетяжек возрастает. Кроме того, по мере уменьшения диаметра перетяжек резко возрастают объемные магнитные силы, также препятствующие их развитию, так как их величина обратно пропорциональна расстоянию от оси в третьей степени. При больших числах Бонда основную роль в процессе распада слоя начинают играть объемные силы, и, очевидно, в результате их неоднородного распределения по радиусу перетяжки развиваются быстрее.

Процесс распада цилиндрического слоя во времени наглядно демонстрируется на кинограммах, представленных на фиг. 3. На кинограмме фиг. 3, а время между соседними кадрами составляет 1,4 с. Развитие неустойчивости начинается вблизи ограничивающих длину слоя вертикальных стенок, что объясняется влиянием краевого угла смачивания. С течением времени возмущения распространяются на всю длину слоя. Полное время распада цилиндрического слоя достигает 8,5 с (фиг. 3, а).

При числах Bo_m , близких к границам диапазона существования неустойчивости с данной длиной волны, возможно слияние двух соседних капель. На первом этапе этого процесса (фиг. 3, б) наблюдается обычное развитие капель и перетяжек до их нормальных размеров для данного значения Bo_m . На втором этапе две соседние капли начинают сближаться, диаметр перетяжки между ними растет до тех пор, пока на месте перетяжки не образуется новая капля как результат слияния соседних. Диаметр новой капли и время ее развития почти в 1,5 раза превышают диаметр обычных капель и время их развития для данного значения Bo_m . Временной



Фиг. 3

интервал между соседними кадрами кинограммы фиг. 3, б составляет 4,1 с.

При малых числах Bo_m возможно появление вторичных капель, так называемых сателлитов, которые возникают между основными. Сателлиты появляются на конечной стадии развития неустойчивости и образуются следующим образом. Вначале диаметр перетяжки уменьшается аналогично тому, как показано на фиг. 2. Затем на половине расстояния между соседними каплями уменьшение перетяжки прекращается, а на краях развиваются две новые перетяжки, причем их диаметр начинает быстро уменьшаться. Вновь образовавшиеся перетяжки прекращают развиваться одновременно с прекращением роста основных капель. Диаметр сателлитов составляет, как правило, 0,1–0,4 диаметра основных капель.

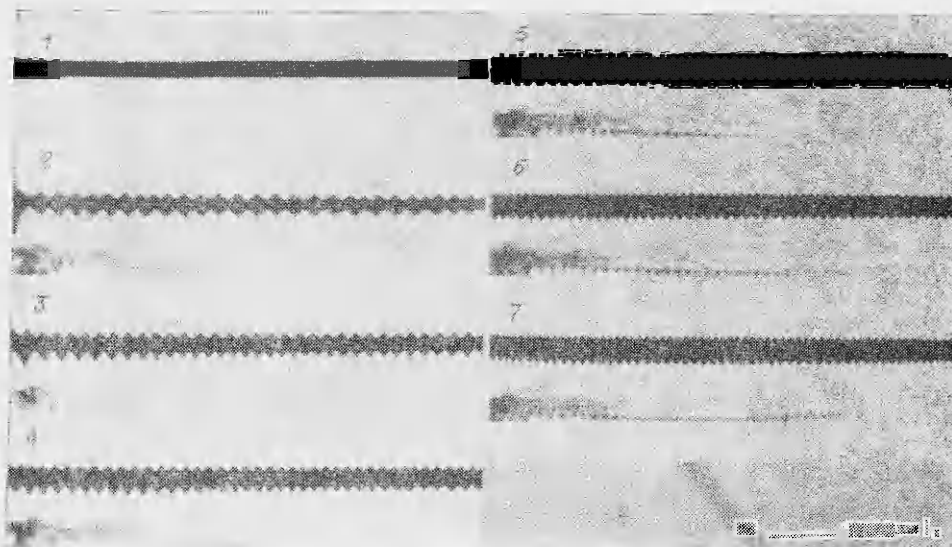
При помещении устойчивого цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости ($Bo_m > 1$) во внешнее однородное магнитное поле, перпендикулярное его оси, начиная с определенного значения напряженности этого поля H_* и соответственно S_* , развивается неустойчивость поверхности, обусловленная этим полем. При значениях $S < S_*$ цилиндрический слой при возрастании S вытягивается вдоль силовых линий поля как целое. При этом в сечении, перпендикулярном оси, слой приобретает форму эллипса. Эта стадия развития аналогична вытягиванию вдоль поля взвешенной капли [14]. Затем при достижении критического значения S_* поверхность эллиптического цилиндра становится неустойчивой, и на ней возникают конусообразные пики, подобные пикам, появившимся в результате неустойчивости плоской поверхности [6, 7, 15].

Фиг. 4 демонстрирует изменение формы начально цилиндрического слоя по мере увеличения напряженности магнитного поля. На верхней фотографии напряженность $H_1 = 0$, а на последующих увеличивается с $H_2 = 10,2$ кА/м до $H_7 = 103$ кА/м. Длина волны возмущений поверхности уменьшается при увеличении H . Разность длин волн возмущений на верхней и нижней частях цилиндра (фиг. 4) обусловлена разницей в плотностях жидкостей. Если плотность намагничивающейся жидкости больше плотности водного раствора глицерина, то длина волны возмущений в верхней части поверхности цилиндра меньше, чем в нижней, и наоборот.

При достаточно большой величине H (~ 100 кА/м) на вершинах образующихся конусообразных пиков появляются вторичные пикеты в виде иголок, которые исчезают при уменьшении напряженности внешнего магнитного поля.

Критическое значение параметра S_* , при котором развивается поверхностная неустойчивость, зависит от величины магнитного числа Bo_m , как показано на фиг. 5. При возрастании Bo_m , т. е. увеличении удерживающей объемной магнитной силы, обусловленной аксиально-симметричным магнитным полем проводника с током, напряженность внешнего магнитного поля, необходимого для возникновения поверхностной неустойчивости, возрастает. В области, лежащей ниже кривой $S_* = S_*(Bo_m)$, цилиндрический слой жидкости устойчив, а в области, которая располагается выше кривой, развивается поверхностная неустойчивость.

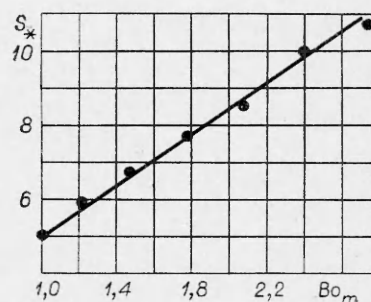
Типичная зависимость длины волны поверхностной неустойчивости цилиндрического слоя λ , обезразмеренной по его периметру, от параметра S представлена на фиг. 6, а. Следует отметить, что длина волны при возрастании S уменьшается от 1,6 до 0,2. Величина напряженности магнитного поля изменяется при этом в диапазоне 0–103 кА/м. Максимальное зарегистрированное в данном случае значение $\lambda = 1,6$ оказывается близким к длине волны возмущений, развивающихся в отсутствие внешнего магнитного поля. Следовательно, при значениях его напряженности, близких к критическому, внешнее поле вызывает поверхностную неустой-



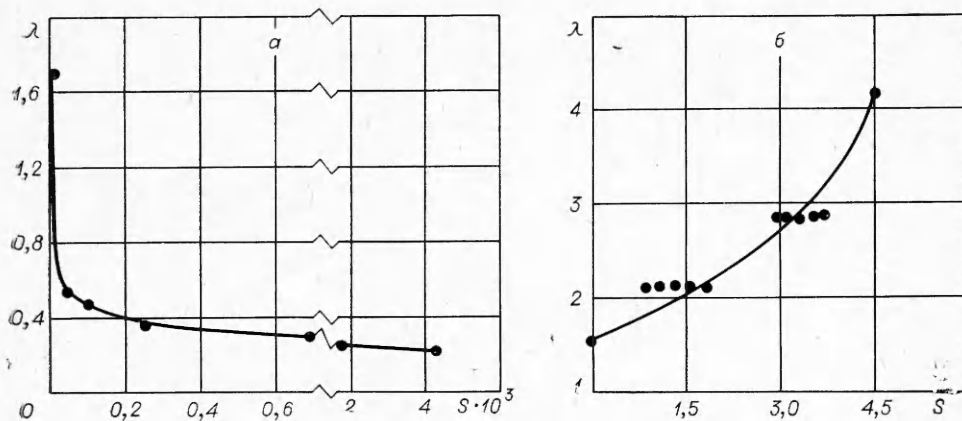
Ф и г. 4

чивость с длиной волны, близкой к длине волны, характерной для распада цилиндрического слоя на капли, вызываемой капиллярными силами. В области $S < S_*$ λ стремится к бесконечности, что указывает на устойчивость цилиндрического слоя. Интересно, что в области $S > 200$, что соответствует напряженности магнитного поля около 100 кА/м, длина волны меняется слабо. При указанном значении напряженности внешнего магнитного поля намагниченность жидкости практически достигает насыщения. В исследованном диапазоне магнитных чисел Bo_m длина волны поверхностной неустойчивости не зависит от величины Bo_m .

Экспериментальное исследование устойчивости цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости в тангенциальном к поверхности слоя однородном магнитном поле осуществлялось следующим образом. Цилиндрический слой намагничивающейся жидкости, расположенный вокруг проводника, помещался во внешнее магнитное поле с направлением, совпадающим с его осью. Через проводник пропусклся постоянный электрический ток, величина которого позволяла получить значение магнитного числа $Bo_m > 1$. При различных значениях напряженности внешнего магнитного поля ток, проходящий через проводник, отключался, что позволяло получить значение $Bo_m = 0$. Установлено, что при увеличении напряженности внешнего магнитного поля число капель, на которое распадается слой, уменьшается и при некотором значении H слой остается устойчивым даже при $Bo_m = 0$. Сдвиг реализующихся возмущений в сторону более длинных волн иллюстрируется фиг. 6, б, где изображена зависимость длины волны возмущений λ от параметра S в тангенциальном поле. Экспериментальные точки так же, как и в [13], укладываются сериями, т. е. λ постоянна в некотором диапазоне чисел S . Заметим, что при малых значениях напряженности внешнего магнитного поля область с пос-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

тоянной длиной волны шире, чем при более высоких значениях S . Следовательно, с увеличением напряженности внешнего магнитного поля переход от состояния с меньшей длиной волны к состоянию с большей длиной происходит при меньшем приращении величины H . При значениях H больше критического для данной длины слоя, в нашем случае $H_* = 4$ кА/м, длины волн неустойчивых возмущений превышают длину слоя, и слой устойчив относительно всех возмущений.

Результаты проведенных экспериментов свидетельствуют, что однородное магнитное поле, тангенциальное к поверхности намагничивающейся жидкости, оказывает стабилизирующее воздействие, а поле, направленное по нормали к поверхности, дестабилизирует ее, начиная с некоторых критических значений напряженности поля, зависящих от физических свойств жидкости и параметров слоя.

Данные исследования наглядно демонстрируют достаточную простоту управления свободной поверхностью намагничивающейся жидкости, т. е. возможность моделирования и детального изучения различных процессов, происходящих на поверхности раздела как при наличии, так и в отсутствие гравитационных сил.

Авторы выражают благодарность Р. И. Солоухину за ценные замечания, сделанные при обсуждении работы.

Поступила 10 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Рэлей. Теория звука. Т. 2. М., Гостехиздат, 1955.
2. Man-Chuen Yuen. Nonlinear capillary instability of a liquid jet.— J. Fluid. Mech., 1968, vol. 33, pt 1.
3. Rutland D. E., Jameson G. J. A nonlinear effect in the capillary instability of liquid jets.— J. Fluid. Mech., 1971, vol. 46, pt 2.
4. Холин Б. Г. О влиянии формы регулярных возмущений поверхности жидкой струи на ее распад на капли.— ДАН СССР, 1970, т. 194, № 2.
5. Маркова М. П., Шкадов В. Я. О нелинейном развитии капиллярных волн в струе жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 3.
6. Cowley M. D., Rosensweig R. E. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid.— J. Fluid. Mech., 1967, vol. 30, pt 4.
7. Zelaso R. E., Melcher J. R. Dynamics and stability of ferrofluids: surface interactions.— J. Fluid. Mech., 1969, vol. 39, pt 1.
8. Тарапов И. Е. Поверхностные волны и неустойчивость свободной поверхности намагничивающейся жидкости.— ПМТФ, 1974, № 4.
9. Баштовой В. Г., Краков М. С. О возбуждении волн на поверхности магнитной жидкости бегущим магнитным полем.— Магнитн. гидродинамика, 1977, № 1.

10. Тактаров Н. Г. Распад струи магнитной жидкости.— *Магнитн. гидродинамика*, 1975, № 2.
11. Баштовой В. Г., Краков М. С. Устойчивость течения тонкого слоя вязкой магнитной жидкости.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1977, № 5.
12. Баштовой В. Г., Краков М. С. Устойчивость осесимметричной струи намагничивающейся жидкости.— *ПМТФ*, 1978, № 4.
13. Архипенко В. И., Барков Ю. Д., Баштовой В. Г., Краков М. С. Устойчивость цилиндрической свободной поверхности намагничивающейся жидкости.— *ДАН БССР*, 1979, т. 23, № 4.
14. Архипенко В. И., Барков Ю. Д., Баштовой В. Г. Исследование формы капли намагничивающейся жидкости в однородном магнитном поле.— *Магнитн. гидродинамика*, 1978, № 3.
15. Барков Ю. Д., Баштовой В. Г. Экспериментальное исследование неустойчивости плоских слоев намагничивающейся жидкости.— *Магнитн. гидродинамика*, 1977, № 4.

УДК 538.4

К ТЕОРИИ ИНДУКЦИОННОГО МГД-ДВИЖИТЕЛЯ СО СВОБОДНЫМ ПОЛЕМ

В. И. Яковлев

(Новосибирск)

Опубликовано значительное количество работ [1—6] по магнитогидродинамическим движителям. Однако успехи, достигнутые за последние годы в создании и техническом использовании сверхпроводящих магнитных систем [7], стимулируют дальнейшие исследования по МГД-двигателям.

Данная работа посвящена исследованию энергетических характеристик так называемой индукционной МГД-системы со свободным полем [2]. Необходимость работы обусловлена тем, что в [2] энергетические характеристики рассматриваемого МГД-двигателя были получены без учета продольного краевого эффекта и поэтому сильно завышены. Впоследствии результаты [2] без критического анализа воспроизводились в других публикациях [3, 6], посвященных МГД-двигателям.

Проведенное в данной работе исследование показало, что учет конечности размеров источника электромагнитного поля приводит не только к количественным изменениям. При этом эффективность установки для заданной напряженности магнитного поля существенно ниже предсказаний [2], требуемые магнитные поля для достижения заданного значения КПД значительно выше. В работе предложен способ повышения эффективности рассматриваемого индукционного МГД-двигателя за счет «амплитудной модуляции», при которой энергетические характеристики двигателя (конечных размеров) могут быть в некоторой степени приближены к «идеальным» [2].

1. Рассматривается твердое тело конечных размеров, находящееся в безграничной проводящей жидкости с проводимостью σ , плотностью ρ , приводимое в движение электромагнитными силами; источник полей находится внутри тела. В качестве твердого тела рассматривается простейшая модель — плоская пластина конечной ширины $2a$ по оси x , бесконечно протяженная по оси z , движущаяся в своей плоскости по направлению отрицательной полуоси x . Предположение о бесконечности по оси z не имеет принципиального значения. Полученные результаты будут верны, если рассматриваемую длинную пластину свернуть в «кольцо»-цилиндр с высотой $2a$ и радиусом, существенно превышающим длину волны $2\pi/k_1$.

Источником электромагнитного поля в окружающей жидкости являются заданные в плоскости пластины поверхностные токи, имеющие z -направление, распределенные по ширине пластины:

$$(1.1) \quad i_z(x_1, t) = \text{Real } J_0 \cdot i_0(x_1) e^{i(k_1 x_1 - \omega_0 t)} (|x_1| \leq a)$$