

# ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ КОНДЕНСАТОРЕ

*С. А. Жданов, С. Р. Косвинцев\*, И. Ю. Макарихин\*\**

*Пермский государственный университет  
614600, Пермь, Россия*

Поступила в редакцию 18 августа 1999 г.

Экспериментально и теоретически исследуется влияние поперечного электрического поля на термогравитационное течение в вертикальном конденсаторе, заполненном слабопроводящей жидкостью. Границы конденсатора поддерживаются при разных температурах. В расчетах предполагается, что основной вклад в ионизацию жидкости, которая в отсутствие поля электронейтральна, вносит накопление нескомпенсированного заряда при прохождении электрического тока через жидкость с неравномерным распределением проводимости. Последнее индуцируется температурным градиентом. В эксперименте такая ситуация моделируется применением соответствующей системы рабочая жидкость–материал электрода.

PACS: 47.65.+a

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние электрического поля на устойчивость равновесия слабопроводящей жидкости в последнее время является предметом большого количества экспериментальных и теоретических работ, обзор которых можно найти в [1, 2]. Интерес к проблеме вызван многообразием технических приложений, в которых используются сильные электрические поля. В качестве примера можно упомянуть электрогидродинамические преобразователи энергии, в которых осуществляется прямое преобразование энергии электрического поля в кинетическую энергию потока жидкости. Другим важным техническим применением является возможность интенсифицировать, а в некоторых случаях динамически управлять [3, 4] тепло- и массопереносом в высоковольтных устройствах. Проблема электроконвективной неустойчивости интересна также и с общетеоретической точки зрения, поскольку открывает возможности для исследования и использования нового типа возбуждения течений, с одной стороны, и вводит в рассмотрение новый тип взаимодействия электрического и гидродинамического полей, с другой. Основная трудность, которая возникает при описании электроконвективной неустойчивости, заклю-

чается в том, что в отсутствие электрического поля слабопроводящие жидкости электронейтральны, а зарядообразование в таких жидкостях представляет собой сложный физико-химический процесс, в описании которого в настоящее время нет полной ясности. Принято разделять механизмы зарядообразования на несколько типов [2, 5]. К одному из них относится возникновение нескомпенсированного связанного заряда вследствие неоднородной поляризации жидкости, которая индуцируется, например, неравномерным нагреванием слабопроводящей жидкости. Многие экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что такой механизм вследствие малости незначительно влияет на электроконвективную неустойчивость в обычных слабопроводящих жидкостях. Наиболее опасной для неустойчивости является электризация вследствие локального нарушения равновесия реакции диссоциации–рекомбинации молекул жидкости в примыкающих к электродам областях (физическая инжекция). В таком случае около электрода образуется одноименный электрический заряд, который или успевает релаксировать за счет омического тока и взаимодействия с противоположными ионами жидкости, которые образуются в ее объеме, либо провоцирует электроконвективное движение жидкости. При неоднородном нагревании жидкости нескомпенсированный объемный заряд может возникать также

\*E-mail: kosvintsev@psu.ru

\*\*E-mail: igor@psu.ru

вследствие зависимости подвижностей ионов от температуры (электрокондуктивный механизм). К настоящему времени влияние перечисленных типов зарядообразования на электроконвективную неустойчивость достаточно подробно изучено в применении к задачам неустойчивости механического равновесия неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости [2, 5]. С другой стороны, наиболее сложной и интересной проблемой как с теоретической точки зрения, так и с точки зрения технических приложений, является изучение устойчивости течений в электрическом поле. В отличие от проблем электроконвективной неустойчивости равновесия течение, которое имеет место даже в отсутствие электрического поля, влияет на равновесное распределение электрического заряда. Теоретических работ, посвященных этой проблеме, немного. В работе [6] исследовалось равновесие термогравитационного течения в вертикальном конденсаторе с неодинаково нагретыми границами с учетом неоднородной поляризации жидкого диэлектрика. Работа имеет только теоретическое значение, поскольку, как уже отмечалось, влияние пондеромоторной силы на электроконвективную неустойчивость сомнительно. Наиболее последовательно проблема устойчивости равновесия термогравитационного течения в вертикальном конденсаторе решена одним из соавторов данной работы [7] для случая электрокондуктивного механизма зарядообразования. В [7] рассмотрена электроконвективная неустойчивость основного стационарного плоскопараллельного течения в вертикальной щели с идеально тепло- и электропроводящими границами. Известно [8], что основное течение появляется в отсутствие электрического поля при любой сколь угодно малой разности температуры на границах щели. Течение может быть неустойчиво при некотором значении безразмерного числа Грасхофа. Причем, в зависимости от параметров жидкости может возникнуть либо монотонная мода неустойчивости типа «кошачий глаз», либо осцилляционная мода — тепловые волны. В [7] построены карты устойчивости в безразмерных координатах: число Грасхофа — электрическое число Рэлея для предельных случаев малых чисел Прандтля и бесконечно малого времени электрической релаксации заряда. Экспериментальных исследований неустойчивости течений в настоящее время нет, если не считать некоторых качественных экспериментов [9], в которых показана возможность электроконвективной неустойчивости.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию электроконвекции в вертикальном конденсаторе с неоднородно нагретыми границами при преимущественном влиянии электрокондуктив-

ного механизма электризации. Одной из целей работы являлось выявление области параметров эксперимента, когда основной вклад в зарядообразование вносит электрокондуктивный механизм. Проведены численные исследования электроконвекции в вертикальном конденсаторе при конечных временах электрической релаксации и при прочих физико-химических параметрах близких к реальной физической ситуации, которая реализовывалась в эксперименте.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Как было указано во Введении, обычно в слабопроводящей жидкости имеют место сразу несколько механизмов электризации, самым опасным из которых, как правило, является инжекционный. Поэтому для выделения электрокондуктивного механизма необходимо было выбрать систему электродов — жидкость, в которой пороговое значение потенциала для физической инжекции, так же как и скорость релаксации заряда в приэлектродных областях, были бы как можно больше [5]. То есть, материал электродов должен быть выбран с достаточно большой величиной работы выхода электрона из металла, который не должен окисляться в электрическом поле. Слабопроводящая жидкость, в свою очередь, должна иметь достаточно высокое значение собственной проводимости, чтобы время релаксации заряда было как можно меньше, но не настолько большое, чтобы не сказывались эффекты джоулева нагревания жидкости. После большого количества предварительных экспериментов, нами была выбрана система стальные электроды — кукурузное масло Mazola производства США.

### 2.1. Физико-химические параметры

Поскольку физико-химические параметры выбранной жидкости не описаны в литературе, были проведены предварительные эксперименты по их измерению, результаты которых представлены в таблице. При этом плотность  $\rho$  и коэффициент  $\beta$  зависимости плотности от температуры определялись при помощи денситометров, которые опускались в измерительный цилиндр с термостатируемой рабочей жидкостью. Температура поддерживалась с точностью до  $0.05^\circ\text{C}$ . Динамическая вязкость  $\eta$  в зависимости от температуры определялась по методу

$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\beta \cdot 10^4$ , 1/°C	$\eta$ , П	$\kappa \cdot 10^3$ , см <sup>2</sup> /с
0.9182	$6.2 \pm 0.4$	$11.5 \cdot T^{-0.82}$	$1.7 \pm 0.1$

Стокса. Для этого измерялось время падения малых шариков из сплава Вуда в термостатируемом измерительном цилиндре.

Температуропроводность кукурузного масла  $k$  определялась по стандартной конвективной задаче устойчивости равновесия подогреваемого снизу горизонтального слоя жидкости. Как известно [8], критический параметр Рэлея, при достижении которого теряется устойчивость, равен  $Ra^* = 1708$ . Число Рэлея при этом определяется традиционным образом:  $Ra^* = \rho g \beta \theta^* h^3 / \eta k$ , где  $\theta^*$  — критическая разность температур между границами слоя жидкости,  $g$  — ускорение свободного падения. Измерив значение  $\theta^*$  и зная остальные параметры жидкости, можно найти температуропроводность. Для измерения критической разности температур была собрана экспериментальная модель, представляющая собой плоский горизонтальный слой жидкости с границами, поддерживаемыми при разных температурах. Установка позволяла сравнивать эффективную теплопроводность слоя жидкости (молекулярную и конвективную) с теплопроводностью тонкой плексигласовой пластины, через которую пропускался тот же поток тепла, что и через исследуемый слой жидкости. При возникновении конвективного движения отношение указанных теплопроводностей изменялось, что позволяло фиксировать соответствующую критическую разность температур на слое жидкости.

## 2.2. Электроконвективная ячейка

Экспериментальная ячейка представляла собой вертикальную щель размерами  $41 \times 8.0 \times 0.80$  см<sup>3</sup> (рис. 1). Ячейка образована прозрачной плексигласовой рамкой и ограничена с боков стальными электродами  $43 \times 10 \times 0.3$  см<sup>3</sup>. Градиент температуры в слое задавался теплообменниками 3, представляющими собой массивные алюминиевые блоки  $45 \times 14 \times 5.5$  см<sup>3</sup> с 15 цилиндрическими каналами 4 в каждом. По каналам прокачивалась вода от двух термостатов. Такая массивная конструкция позволяла поддерживать температуру каждого теплообменника с точностью до  $0.1^\circ\text{C}$  при неравномерности температуры вдоль его поверхности не более  $0.02^\circ\text{C}$ . Между теплообменниками и электродами устанавливались тонкие электроизолирующие пластины 5 и 6 соответственно из гетинакса толщиной 0.10 см и из плексигласа толщиной 0.38 см. Экспериментальная установка была оборудована стабилизированным источником постоянного напряжения УПУ-10, который позволял получать напряжение в пределах 200–10000 В. Величина напряжения контролировалась электростатическим вольтметром С-56 с точ-

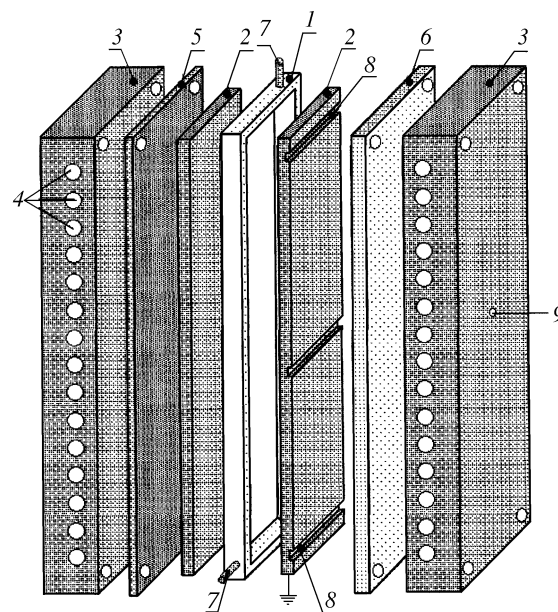


Рис. 1. Схема конвективной модели: 1 — плексигласовая рамка, 2 — стальные электроды, 3 — теплообменники, 4 — каналы для прокачки воды от термостатов, 5 — изолирующая пластина из гетинакса, 6 — изолирующая пластина из плексигласа, служившая датчиком теплоточка, 7 — трубки для заливки рабочей жидкости, 8, 9 — каналы для термомоара

ностью до 50 В. Плексигласовая прокладка 6 служила образцовой пластинкой постоянной теплопроводности в методе Шмидта—Мильвертона исследования устойчивости равновесия жидкости [10]. Метод заключается в сравнении теплового сопротивления жидкого слоя и изолирующей прокладки 6 путем измерения перепадов температуры на слое жидкости  $T_s$  и на изолирующей прокладке  $T_p$ . Если электрическое поле не влияет на основное термогравитационное течение и теплоперенос определяется только молекулярной теплопроводностью (как показано в [8], основное течение не создает дополнительного теплоточка поперек слоя), то отношение падения температуры на слое жидкости  $T_s$  к падению температуры на образце  $T_p$  есть постоянная величина при различных перепадах температу-

ры между теплообменниками. При возникновении электроконвективной неустойчивости эффективная теплопроводность жидкости увеличивается, а отношение падений температур уменьшается. По построенной зависимости  $T_p$  от  $T_s$  определялось критическое значение разности температур на слое жидкости  $T^*$ , при котором возникает электроконвективная неустойчивость. Для измерения температур в модели было установлено несколько медно-константановых термопар (две для контроля однородности температуры вдоль теплообменников, две для измерения перепада температуры на прослойке и на слое жидкости, одна для измерения перепада температуры между теплообменниками).

### 2.3. Исследование электрофизических параметров

Как известно [11], электрофизические свойства в системе жидкость — электрод существенно зависят от количества и качественного состава примесей в жидкости, времени взаимодействия жидкости и заряженного металлического электрода, а также от величины межэлектродного промежутка. Вследствие этого проводимость и зависимость проводимости от температуры измерялись непосредственно на описанной выше модели перед конвективным экспериментом. Кроме того, измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) имели целью показать, что в экспериментах реализуется преимущественно электрокондуктивный механизм зарядообразования и инжекционная ионизация не влияет на электроконвективную неустойчивость. Для измерения ВАХ в низковольтную цепь питания конденсатора включалось последовательно образцовое сопротивление номиналом 12.4 кОм, на котором в процессе опытов измерялось падение напряжения в зависимости от напряжения на обкладках конденсатора. Измерения ВАХ проводилось при заданном значении температуры, одинаковом для обоих теплообменников.

Первая серия опытов была посвящена исследованию характера проводимости масла. На рисунке 2 (зависимость 1) представлена ВАХ масла, не прошедшего никакой дополнительной обработки. Видно, что зависимость существенно нелинейная. Мало того, хорошо заметен излом ВАХ. Нелинейность легко объясняется наличием инжекционного режима проводимости, который характеризуется квадратичной зависимостью тока от напряжения, в отличие от электрокондуктивного, для которого выполняется закон Ома [11]. На рисунке 2, очевидно, имеет место суперпозиция упомянутых зависимостей. Относительно четкий излом ВАХ свидетельствует о возникновении изотермической электроконвектив-

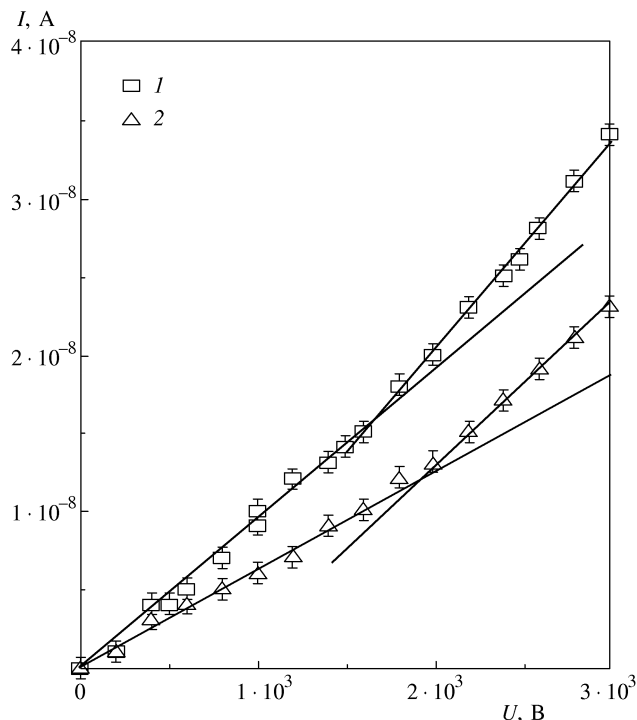


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики технического кукурузного масла (1) и масла после термообработки (2)

ной неустойчивости. Увеличение токопереноса вызвано, видимо, конвективным переносом тока. Для того чтобы подавить уровень инжекции, проводилась термообработка масла. Для этого масло выдерживалось под давлением 1–10 мм.рт.ст. и при температуре 70–80°C в течение двух суток. ВАХ, полученная после термообработки, также представлена на рис. 2 (зависимость 2). Видно, что несмотря на качественную схожесть ВАХ обработанного и необработанного масел, количественное различие существенно. Во-первых, критическое значение напряжения, при котором возникает электроконвективная неустойчивость, поднялось до 2 кВ. Во-вторых, низковольтная проводимость существенно понижалась. В-третьих, относительный вклад изотермической электроконвективной неустойчивости в токоперенос уменьшился. В дальнейшем в целях выделения электрокондуктивного механизма конвекции использовались только напряжения на электродах меньше 3 кВ.

Следующим шагом в опытах являлось измерение коэффициента зависимости проводимости от температуры. Для этого ВАХ измерялись при различных значениях температуры в слое жидкости. На рисунке 3 представлены ВАХ, построенные при различных значениях температуры изотермического слоя

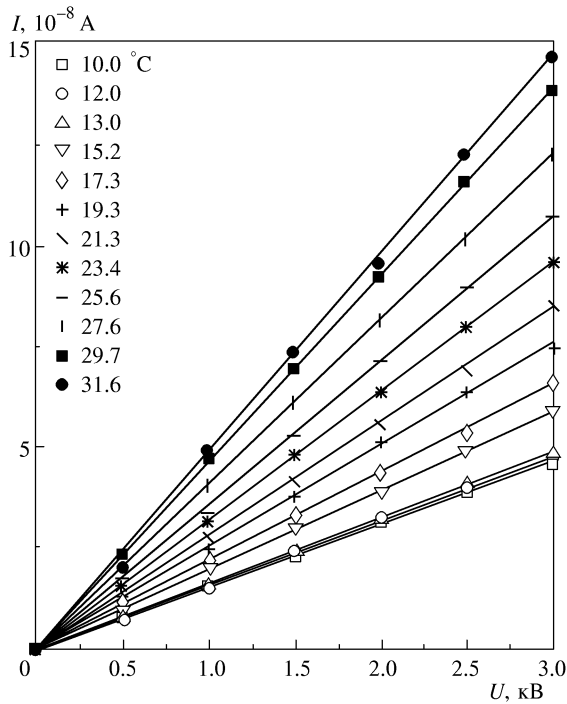


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики очищенного кукурузного масла при различных значениях температуры

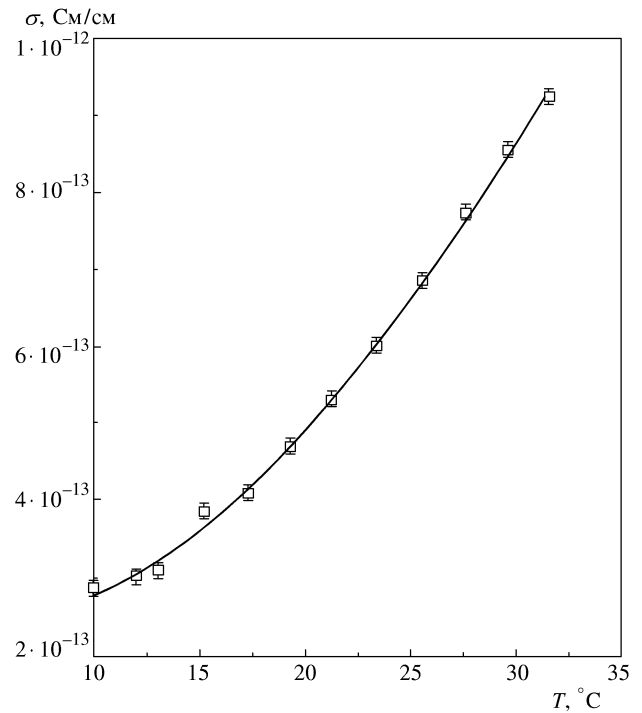


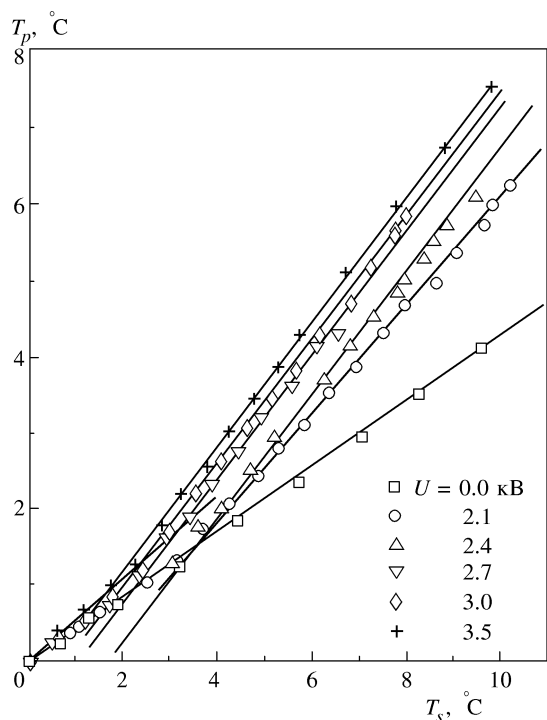
Рис. 4. Зависимость проводимости кукурузного масла от температуры

кукурузного масла. Видно, что ВАХ линейны. Это свидетельствует о том, что неустойчивость, вызванная изотермическим инжекционным механизмом зарядообразования, не наблюдается в выбранной системе электрод—жидкость для представленных значений температуры и до напряжения 3 кВ.

По углам наклона ВАХ вычислялись удельные проводимости жидкости для разных значений температуры по формуле  $\sigma = h(k_f - k_e)/S$ , где  $h$  и  $S$  — соответственно толщина слоя и площадь обкладки конденсатора,  $k_f$  и  $k_e$  — наклоны ВАХ соответственно в случаях заполненной кукурузным маслом и пустой модели. В результате получена зависимость проводимости от температуры (рис. 4). Видно, что проводимость нелинейно увеличивается с температурой. С другой стороны, в теоретических исследованиях [7] предполагается линейная зависимость. Однако в экспериментах по электроконвективной неустойчивости с относительно малыми перепадами температуры, например от 15 до 25 °C, отличие полученной зависимости от линейной не превышает 1%, что позволяет надеяться на адекватность предположений теории. Коэффициент линейной температурной зависимости проводимости находился как угол наклона касательной, проведенной к экспериментальной кривой в точке  $T = 23$  °C, и оказался равным  $\beta_\sigma = 0.058$  1/°C.

#### 2.4. Результаты экспериментов

Методика проведения экспериментов заключалась в следующем. С помощью термостатов устанавливался определенный перепад температуры между теплообменниками в ячейке без напряжения. Далее задавалось напряжение на электродах, и после достижения стационарного режима теплопередачи, о чем можно было судить по неизменности показаний термопар, измерялись значения термоэдс на датчике теплового потока  $T_p$  и на слое жидкости  $T_s$ . Затем значение перепада температуры между теплообменниками изменялось и измерения повторялись. По результатам измерений строились зависимости перепада температуры на слое от перепада температуры на прослойке. Аналогичные измерения проводились при других фиксированных разностях потенциалов между электродами в диапазоне от нуля до 4.0 кВ. Характерные зависимости для нескольких значений напряжения на электродах представлены на рис. 5. Видно, что для нулевого напряжения зависимость представляет собой прямую, проходящую через начало координат. Такая зависимость характеризует молекулярный режим теплопередачи, потому что основное термогравитационное течение не переносит тепла поперек слоя. Зависимость  $T_p(T_s)$  в присутствии поля при малых значениях перепадов температуры на слое жидкости совпадает с со-



**Рис. 5.** Зависимость перепада температуры  $T_p$  на датчике теплового потока от  $T_s$  для различных значений напряжения на электродах

ответствующей для  $U = 0$ , что соответствует отсутствию электроконвективной неустойчивости. Однако при дальнейшем увеличении перепада температуры зависимость терпит излом и перепад температуры на прослойке увеличивается быстрее, чем перепад на слое жидкости. Это свидетельствует о том, что в модели возникает электроконвективная неустойчивость, которая увеличивает тепловой поток и, соответственно, уменьшает перепад температуры на слое жидкости. Видно, что с увеличением напряжения критическое значение разности температур уменьшается. При этом большинство зависимостей при разных напряжениях параллельны друг другу. Это значит, что в жидкости реализуется только один тип надкритических движений электроконвективной неустойчивости. Только при относительно малых напряжениях послекризисная прямая имеет существенно иной наклон. Таким образом, для каждого фиксированного значения напряжения на электродах были найдены критические значения перепадов на слое жидкости  $T^*$ , соответствующие точке излома зависимостей  $T_p(T_s)$ .

В процессе опытов проводились также визуальные наблюдения за структурой течений при помощи полутеневого метода решетки. Для этого через боковые прозрачные стенки конденсатора проводи-

**Рис. 6.** Фотографии решетки, полученные при одинаковой разности температуры на границе слоя  $T_s = 7.5^\circ\text{C}$  и при разных напряжениях на электродах ( $a - U = 0$ ,  $b - U = 1600$ ,  $c - U = 2000$  В)

лись наблюдения за яркой, равномерно освещенной решеткой из параллельных эквидистантных полос. При возникновении течения электроконвективной неустойчивости однородное распределение градиента температуры возмущалось и возникали «свилы», искривляющие ход лучей в конденсаторе и искажающие линии решетки. На рисунке 6 приведены фотографии решетки для перепада  $T_s = 7.5^\circ\text{C}$  при разных напряжениях. При нулевой разности потенциалов между электродами полосы остаются параллельными (рис. 6а). При напряжении несколько превышающем критическое (для данной температуры) полоски начинают искривляться (рис. 6б). При больших значениях напряжения электроконвекция настолько сильна, что искривление полосок становит-

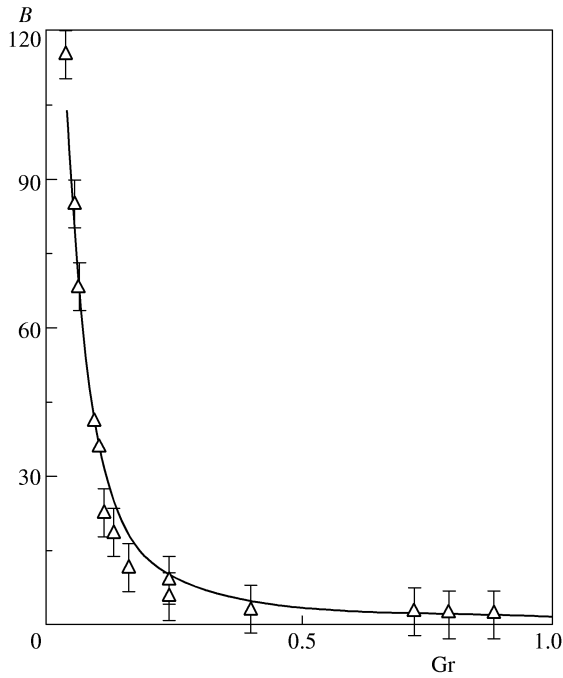


Рис. 7. Карта устойчивости термогравитационного течения. Сплошная кривая соответствует теоретическому расчету

ся достаточно большим (рис. 6в). Нужно отметить, что наблюдаемая картина для заданного значения напряжения и перепада температуры на слое в установившемся режиме стационарна, что говорит о стационарности конвективных структур.

По измеренным параметрам рабочей жидкости и полученным критическим перепадам температур была построена карта устойчивости термогравитационного течения (рис. 7) в безразмерных координатах: электрическое число  $B$ , имеющее смысл отношения кулоновских сил к силам Архимеда, и  $G$  — число Грасгофа. Безразмерные параметры вычислялись в соответствии с формулами  $G = \rho^2 g \beta \theta h^3 / \eta^2$  и  $B = \varepsilon U^2 \beta_\sigma / \rho g \beta h^3$ . На карте устойчивости представлены также данные теоретического анализа, о котором речь пойдет ниже.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

При постановке задачи об устойчивости термогравитационного течения предполагается, что слабопроводящая жидкость заполняет вертикальный конденсатор с границами, нагретыми до разных температур. Запишем систему уравнений электроконвекции, состоящую из уравнений Навье—Стокса и теплопередачи, закона сохранения электрического

заряда, закона Гаусса и условия потенциальности электрического поля:

$$\begin{aligned} \gamma \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + \gamma \nu \Delta \mathbf{v} - \gamma \beta T \mathbf{g} + \rho \mathbf{E}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T &= \chi \Delta T, \quad \nabla \mathbf{v} = 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\sigma \mathbf{E} + \rho \mathbf{v}) &= 0, \quad \sigma = \sigma_0 (1 + \beta_\sigma T), \\ \varepsilon (\nabla \mathbf{E}) &= \rho, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $\gamma$ ,  $\nu$ ,  $\varepsilon$  и  $\sigma$  — соответственно плотность, кинетическая вязкость, диэлектрическая константа и средняя проводимость жидкости,  $\beta$  и  $\beta_\sigma$  — температурные зависимости плотности и проводимости,  $\mathbf{E}$  и  $\varphi$  — напряженность и потенциал электрического поля. Считая, что границы конденсатора твердые и идеально проводят как тепло, так и электрический ток, получаем граничные условия:

$$x = \mp h, \quad \mathbf{v} = 0, \quad T = \pm \theta, \quad \varphi = \mp U, \tag{2}$$

где  $h$  — полуширина слоя жидкости,  $\theta$  и  $U$  — соответственно половины разности температуры и разности потенциалов на границах слоя жидкости и  $x$  — ось координат с началом в центре слоя и перпендикулярная к границам. Решение системы уравнений (1) для стационарного состояния, в котором все производные по времени равны нулю, дает поле скорости основного термогравитационного течения и соответствующие распределения для всех параметров задачи:

$$\begin{aligned} T_0 &= -\theta \xi, \quad \xi = \frac{x}{h}, \quad \mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_0(0, 0, v_0), \\ v_0 &= \frac{\beta g \theta h^2}{\sigma \nu} \xi (\xi^2 - 1), \\ \mathbf{E}_0 &= \mathbf{E}_0(E_0, 0, 0), \quad E_0 = \frac{2U \beta_\sigma \theta}{h \ln A} \frac{1}{(1 - \beta_\sigma \theta \xi)}, \\ \rho_0 &= \frac{2\beta_\sigma^2 \theta^2 \varepsilon U}{h^2 \ln A} \frac{1}{(1 - \beta_\sigma \theta \xi)^2}, \quad A = \ln \frac{1 - \beta_\sigma \theta}{1 + \beta_\sigma \theta}. \end{aligned} \tag{3}$$

Оказалось, что стационарное течение не зависит от координаты вдоль слоя жидкости и электрические и гидродинамические характеристики не зависят друг от друга. В частности, профиль скорости совпадает с профилем в отсутствие электрического поля. В дальнейшем предположим малость неоднородности плотности и проводимости и запишем линейризованную около стационарного состояния (3) систему уравнений (1) для возмущений всех параметров задачи. При этом учтем, что, согласно [8], наиболее опасными с точки зрения неустойчивости равновесия в отсутствие поля являются плоские возмущения. Поэтому будем рассматривать только возмущения, зависящие от  $x$ - и  $z$ -координат. Безразмер-

ная линеаризованная система уравнений для возмущений имеет следующую форму:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \Psi}{\partial t} + G \left( v_0 \frac{\partial \Delta \Psi}{\partial z} - \frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) &= \Delta \Delta \Psi + \frac{\partial \theta}{\partial x} - \\ &- G_e \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial^2 F_0}{\partial x^2} - E_0 \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + G \left( v_0 \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{\partial T_0}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) &= \frac{1}{P} \Delta \theta, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial t} + G \left( v_0 \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) &= \frac{1}{P_e} \times \\ \times \left( S \frac{\partial E_0}{\partial x} \theta + S E_0 \frac{\partial \theta}{\partial x} - \sigma (T_0) \Delta \Phi - \frac{\partial \sigma (T_0)}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right), \quad (4) \end{aligned}$$

$$G = \frac{g\beta\theta h^3}{\nu^2}, \quad G_e = \frac{\varepsilon U^2}{\gamma g\beta\theta h^3}, \quad S = \beta_\sigma \theta,$$

$$P = \frac{\nu}{\chi}, \quad P_e = \frac{\varepsilon \nu}{\sigma_0 h^2},$$

$$x = \pm 1 : \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \theta = \Phi = 0,$$

$$\sigma \ll \frac{1}{h} \left( \frac{\varepsilon}{\mu} \right)^{1/2}, \quad \frac{\omega}{2\pi} \ll \frac{c}{h}.$$

В качестве единиц измерений были выбраны: для длины —  $h$ , времени —  $h^2/\nu$ , скорости —  $\beta g \theta h^2/\nu$ , температуры —  $\theta$ , давления —  $\gamma \beta g \theta h$  и потенциала —  $U$ ;  $G$  и  $P$  — числа Грасгофа и Прандтля,  $G_e$  — электрическое число Грасгофа, которое показывает отношение силы Кулона и вязких диссипативных сил и может быть получено из электрического числа  $B$ , которое использовалось в эксперименте домножением последнего на число Рэлея,  $P_e$  — электрическое число Прандтля, показывающее отношение времен релаксации возмущений скорости и заряда. Поле скорости и электрическое поле записаны традиционно в терминах функции тока и электрического потенциала. Рассматривались плоские нормальные возмущения, периодические по  $z$  и с волновым числом  $k$ , которое выбиралось следующим образом. Сначала решалась стандартная задача устойчивости термогравитационного течения [8] в отсутствие электрического поля для параметров жидкости, описанных в экспериментальной части (см. таблицу). Находилось критическое волновое число  $k^*$ , соответствующее наиболее опасной моде возмущений. Затем проводилось решение задачи при наличии электрического поля (4) с  $k = k^*$  и находилась зависимость критического параметра  $G_e$ , при котором возникает электроконвективная неустойчивость для каждого выбранного значения числа  $G$ .

Для физико-химических параметров, соответствующих экспериментальным ( $P = 600$  и  $P_e = 3.0$ ), система (4) характеризуется наличием малого параметра у одной из старших производных. Поэтому в качестве метода вычислений был выбран метод дифференциальной прогонки. Результаты вычислений для указанных выше параметров представлены совместно с экспериментальными данными на рис. 7. Видно, что совпадение результатов эксперимента и теоретического анализа более чем удовлетворительное.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хорошее согласие полученных экспериментально и теоретически карт электроконвективной неустойчивости термогравитационного течения в вертикальном конденсаторе показывает, с одной стороны, что в выбранной системе электрод—жидкость реализуется электроконвективная неустойчивость, которая вызвана электрокондуктивным типом зарядообразования вследствие зависимости проводимости от температуры, а с другой стороны, свидетельствует об адекватности построенной теоретической модели. Однако в конденсаторе в пределах погрешности полутеневого метода визуализации течений, наблюдаются стационарные конвективные структуры. Теоретический анализ же предсказывает наличие тепловых волн вдоль слоя. Однако более детальный анализ предсказывает наличие одновременно двух тепловых волн с одинаковым волновым числом, распространяющихся в противоположных направлениях. В области малых чисел  $B$ , когда влияние электрического поля еще недостаточно сильно, критические числа  $B^+$  и  $B^-$  для генерации тепловых волн, распространяющихся вверх и вниз, сильно отличаются друг от друга. При относительно больших  $B$  и малых  $G$  критические числа  $B^+$  и  $B^-$  становятся равными и в жидкости имеет место суперпозиция этих волн. По-видимому, результатом суперпозиции будет стоячая волна — стационарная конвективная структура. Здесь необходимо также подчеркнуть, что визуальные наблюдения конвективных структур проводились при напряжениях, несколько превышающих критические, т. е. в области параметров, где линейный анализ устойчивости может быть недостаточным для описания конвективных структур.

Как уже отмечалось во Введении, электрокондуктивный тип электризации является только одним из возможных механизмов возбуждения электроконвективной неустойчивости. Для наиболее распространенных систем электрод — жидкость большее значение для анализа устойчивости имеет инжекционная ионизация в приэлектродных обла-



стях. Проблемы влияния инжекции на устойчивость термогравитационных течений и вклад всех описанных механизмов электризации слабопроводящей жидкости на электроконвективную неустойчивость являются предметом отдельной публикации.

Авторы выражают благодарность Ю. К. Братухину, Б. Л. Смородину и М. Г. Веларде за плодотворные дискуссии, а также Интернет-центру Пермского государственного университета за информационное обеспечение.

Представленные результаты являются частью работы, выполняемой при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-01-00507).

### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Р. Косвинцев, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук, ПермГУ, Пермь (1993).
2. A. Castellanos, P. Atten, and M. G. Velarde, *Phys. Fluids* **27**, 1607 (1984).
3. В. В. Бережнов, С. Р. Косвинцев, *Вестник ПермГУ*, Пермь, Изд. ПГУ, № 4, 42 (1995).
4. S. R. Kosvintsev and M. G. Velarde, in *Proc. Int. Workshop on Electrical Conduction, Convection and Breakdown in Fluids* (Sevilla, 1998), Sevilla (1998), p. 109.
5. С. Р. Косвинцев, *Вестник ПермГУ*, Пермь, Изд. ПГУ, № 2, 128 (1994).
6. M. Takashima and H. Namabata, *J. Phys. Soc. of Jap.* **53**, 1728 (1984).
7. И. Ю. Макарихин, *Изв. РАН, МЖГ* № 5, 35 (1994).
8. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий, А. А. Непомнящий, *Устойчивость конвективных течений*, Наука, Москва (1989), с. 320.
9. С. Р. Косвинцев, А. И. Мизев, в сб. *Оптические методы исследования потоков*, Новосибирск, СО РАН, Институт теплофизики (1991), с. 208.
10. R. J. Schmidt and S. W. Milverton, *Proc. Roy. Soc. A* **152**, 586 (1935).
11. Ю. К. Стишков, А. А. Остапенко, Изд. ЛГУ, Ленинград (1989), с. 52.