

1554321

На правах рукописи

Корольков Анатолий Владимирович

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ
СИСТЕМЫ ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ВОЗМУЩАЮЩИХ ФАКТОРОВ**

**05.13.16 - применение вычислительной техники,
математического моделирования
и математических методов
в научных исследованиях.**

**Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

Москва 1997 г.

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте прикладной математики и механики Московского государственного технического университета им. Н.Э.Баумана.

Официальные оппоненты:

д.ф.-м.н. Вабищевич П.Н.

д.ф.-м.н., проф. Мартинсон Л.К.

д.т.н. Саложников В.Б.

Ведущая организация: Институт прикладной математики
им. М.В.Келдыша

Защита состоит
седании Ученого Се
ном техническом у
Москва, 2-я Бауман

С диссертации
Н.Э.Баумана.

Автореферат

Ученый секрет
диссертационн
д.ф.-м.н., про

1554321



1554321

Корольков А.В. Математичес

- 3 -

ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Одним из важнейших направлений развития современной гидродинамики является исследование движения и теплообмена системы двух несмешивающихся несжимаемых жидкостей, в частности, поведение жидкости в частично заполненном сосуде (поведение системы жидкость-газ). Движение жидкости может быть вызвано различными факторами (силами плавучести, капиллярными, термокапиллярными силами), обладать различной интенсивностью, сопровождаться искривлением поверхности раздела сред, всплесками, образованием капель и пузырей, ударами о стенки емкости.

Ведущую роль в решении этой проблемы занимает вычислительный эксперимент. Хорошо разработан математический аппарат, включающий аналитические методы анализа гидродинамической устойчивости, численно-аналитические методы расчета формы поверхности раздела и параметров малых линейных колебаний поверхности около своего равновесного положения, численные методы расчета значительных искажений формы поверхности, нелинейных колебаний поверхности, разделения и слияния объемов жидкости и т.п. Однако, каждый метод ориентирован на определенный класс задач, и ни один из существующих методов не обладает достаточной универсальностью, чтобы проводить расчеты, не имея заранее сведений о характере и особенностях течения.

Целью настоящей работы является разработка математической модели и алгоритма расчета поведения системы двух несмешивающихся несжимаемых жидкостей под воздействием различных возмущающих факторов (сил плавучести, капиллярных и термокапиллярных сил) для численного решения широкого круга задач, в которых заранее неизвестны особенности и характер движения (процессы формообразования, линейные и нелинейные колебания поверхности, произвольные перемещения жидкостей, отделения и слияния объемов жидкости и т.п.)

Необходимость решения подобных задач, связанных с реализацией и использованием космических полетов на околоземной орбите, делает настоящую работу актуальной. На борту космического аппарата (КА) имеются емкости, частично или полностью заполненные жидкостью. Это баки с жидким топливом, резервуары с водой в системе жизнеобеспечения, кюветы с растворами или смесями для

1554321

реализации технологических процессов, отсеки внутреннего пространства КА, заполненные воздухом. Состояние, близкое к невесомости, существующее на борту КА во время космического полета, характеризуется эволюционным изменением вектора остаточных ускорений по величине и направлению. Особенности поведения жидкости в таких условиях важно учитывать при определении влияния значительных объемов движущейся жидкости на характер полета КА, при разработке и эксплуатации заборных устройств, при планировании и реализации технологических процессов на борту КА, при разработке технологий утилизации остатков топлива.

Для решения этих задач целесообразно использовать сквозной метод счета, поскольку не всегда можно заранее предугадать характер движения жидкости (плескания, образование больших капель, больших пузырей, удары о стенки емкости). Существующие методы сквозного счета имеют два основных недостатка:

- расширение области контакта в процессе счета,
- возникновение паразитных течений в области контакта.

Последний проявляет себя при замедлении основного движения (например, в задаче о колебании поверхности жидкости при постоянном векторе ускорения).

Разработанный в настоящей работе метод основан на механическом представлении о поверхности контакта, как о тонкой пленке, движущаяся вместе с жидкостью. Система двух несмешивающихся нежимаемых жидкостей заменяется единой гипотетической жидкостью с переменными (зависящими от координаты) свойствами. Алгоритм сквозного счета обеспечивает подавление паразитных возмущений в области контакта и постоянство толщины области контакта. При уменьшении параметра осреднения обеспечивается сходимость решения к решению сопряженной задачи.

Прототипами разработанного метода могут служить методики решения сопряженных задач (Лыков А.В., Купцова В.С. и др.), методика использования сквозного счета в системе жидкость-твердое тело при расчете процессов кристаллизации (Вабищевич П.Н. и др.), метод "крупных частиц" для решения задач о движении двухслойных систем (Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. и др.), метод сквозного счета для задач определения квазиравновесной формы поверхности раздела сред в высокочастотном вибрационном поле (Любимова Т.П. и др.), VOF-метод описания положения по-

верхности жидкости (Los Alamos Scientific laboratory Report LA-8355, 1980).

Практическая ценность. Получена теоретическая основа для конструирования алгоритмов сквозного счета для решения задач, сформулированных в сопряженной постановке. Разработанные математическая модель и алгоритм расчета применимы к решению широкого круга задач о движении и теплообмене двухжидкостных систем (систем жидкость-газ) под воздействием нескольких факторов одновременно (массовых сил плавучести, капиллярных сил, термокапиллярных сил). Основные ограничения применимости метода связаны с возможностями используемой вычислительной техники. Ограничения на возможные перемещения жидкости не накладываются. Это важно при решении задач, в которых характер поведения поверхности контакта не известен заранее. Применение разработанного вычислительного алгоритма позволило получить ряд обобщений, касающихся количественных характеристик процессов тепло-массопереноса в жидкости и системе жидкость-газ в условиях, близких к невесомости. Разработанный вычислительный алгоритм позволяет решать ряд других важных задач, таких как задачу о поведении тел с полостями, заполненными жидкостью, задачу о поведении жидкого топлива в топливном баке. Разработанный вычислительный алгоритм и результаты, полученные с его использованием, представляют научную новизну.

Достоверность основных результатов работы основывается на теоретическом обосновании принятой математической модели и алгоритма расчета, достоверность результатов расчета - на тестировании программ, сравнении результатов расчетов с результатами экспериментальных исследований и с расчетными результатами, полученными с использованием других алгоритмов, основанных на других математических моделях.

Основные результаты были опубликованы в 51 печатной работе, доложены и обсуждены на следующих конференциях и семинарах: ежегодных НТК МТИ (МГУЛ) 1982-1996 г.; 6 Всесоюзной школе по численным методам в механике жидкости, Томск, 1980; 2 Всесоюзном семинаре по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости, Пермь, 1981; 9 школе по численным методам механики вязкой жидкости, Ленинград, 1982; конференции молодых ученых ИТПМ, Новосибирск, 1983; 3 Всесоюзном семинаре по гидромеханике и тепло-

массообмену в невесомости, Черноголовка, 1984; межвузовском семинаре "Теплофизика", Москва, 1984; научных семинарах ИПМ, рук. Л.И.Чудов, В.И.Полежаев, Москва, 1985, 1995 и 1996; научном семинаре ИВТАН, рук. Б.М.Верковский, Москва, 1985; 15 Гагаринских чтениях, Москва, 1985; Всесоюзной школе-семинаре "Математическое моделирование в науке и технике", Пермь, 9-15 июня, 1986; Четвертом Всесоюзном семинаре по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости, Новосибирск, 1987; Минском Международном Форуме (Теплообмен - ММФ), Минск, 1988; 1-м Симпозиуме по исследованиям в условиях микрогравитации, ИКИ/АИАА, май 13-17, 1991, Москва; The Second Russian-China symposium on astronautical science and technique, Samara, Russian, June, 30 - July, 4, 1992; International workshop on short-term experiments under strongly reduced gravity conditions, Bremen, Germany, 1994, 4-7 July; International Aerospace Congress (IAC'94), August 15-19, 1994 г., Moscow; Non-gravitational mechanism of convection and heat/mass transfer, International Workshop, September 15-17, 1994, Zvenigorod, Russia; Первой Российской национальной конференции по теплообмену, Красногорск, 21-25 ноября 1994; международной конференции "Гидромеханика, гидромашины, гидропривод и гидропневмоавтоматика", секция "Механика жидкости", 28 ноября - 3 декабря 1994 г. Москва, МГТУ, 1994; совместном научном семинаре кафедр прикладной математики и теплотехники МГУЛ, 7 апреля 1994 г.; Ninth European Symposium Gravity dependent phenomena in physical sciences, Berlin, Germany, 2-5 May 1995; семинаре в ИПМ им. М.В.Келдыша, рук. Ю.П.Полов, 26 июня 1995 г.; Second European Symposium Fluids in Space, Naples, Italy, 22-26 April 1996; Drop Tower Days 1996 in Bremen, July 8-11, 1996.

1. ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Работа состоит из введения, семи глав, заключения и списка литературы.

Первая глава посвящена обзору публикаций, посвященных изучению поведения жидкости, или системы жидкостей под воздействием различных возмущающих факторов. К настоящему времени сформировался ряд направлений в этой области, к которым можно отнести исследования конвективных течений в жидкости, механизмов воз-

никновения конвективных течений и их устойчивости, поведения жидкостей со свободными поверхностями, двухжидкостных систем, двухфазных течений. В связи с развитием космонавтики интерес представляют исследования поведения тел с полостями, заполненными жидкостями, а также изучение состояния, близкого к невесомости, на борту КА. В конце главы рассмотрены существующие сквозные методы расчета поведения двухжидкостных систем.

Во **второй главе** приведена постановка задачи, дана ее математическая формулировка как сопряженной задачи с подвижной (перемещающейся вместе с жидкостями) границей между контактирующими средами. Рассматривается замкнутая область, заполненная двумя несмешивающимися несжимаемыми жидкостями (первая жидкость более плотная). Со стороны стенок емкости к системе жидкостей может подводиться тепло, движение жидкостей обусловлено силами плавучести и поверхностными силами. Изучается движение и теплообмен этой системы жидкостей.

Полная сопряженная постановка задачи при заданных начальных условиях и известных условиях на стенке емкости включает в себя систему уравнений (для каждой из контактирующих областей, $i=1,2$)

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_i} \nabla p + \nu_i \cdot \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (1) \quad \text{div}(\mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \text{grad}(T) = \alpha_i \cdot \nabla^2 T, \quad (3) \quad \frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \text{grad}(F) = 0. \quad (4)$$

Условия сопряжения на границе раздела сред ($[f]$ означает скачок величины f при переходе через границу контакта от первой жидкости ко второй)

$$[T]=0, \quad \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right] = 0, \quad (5) \quad [\mathbf{V}] = 0, \quad [P_n] = -\sigma \cdot (\zeta_a + \zeta_b) \cdot \mathbf{n} - \text{grad}(\sigma). \quad (6)$$

Здесь использованы общепринятые обозначения $\mathbf{V}(t, \mathbf{r})$ - вектор скорости, $T(t, \mathbf{r})$ - температура, $\mathbf{g}$ - ускорение, ρ - плотность, ν - коэффициент кинематической вязкости, α - коэффициент теплопроводности, λ - коэффициент теплопроводности, $\mathbf{n}$ - нормаль к поверхности контакта (внешняя по отношению к первой жидкости), σ - коэффициент поверхностного натяжения (определен лишь на поверхности контакта), ζ_a и ζ_b - главные кривизны поверхнос-

ти контакта, вектор $P_n = P \cdot n$, где P - тензор напряжений. Функция заполнения $F(t, r)$ задает положение жидкостей ($F > 0$ - первая жидкость, $F < 0$ - вторая жидкость, $F = 0$ соответствует поверхности раздела сред).

Делается допущение, что сопряженная задача имеет единственное решение, устойчивое относительно входных данных. Решение задачи (1)-(6) с фиксированными начальными и граничными условиями названо эталонным решением.

Для применения метода сквозного счета необходимо принять меры для обеспечения корректности операций дифференцирования. С этой целью введен определяемый параметр C (функция заполнения), зависящий от некоторой заданной константы ϵ . Величина $C(\epsilon, r)$ в заданной точке соответствует объемной доли одной из жидкостей (условно - первой) в шаровой окрестности этой точки радиуса ϵ .

Задача с осредненными параметрами формулируется следующим образом: в области находятся две несмешивающиеся несжимаемые жидкости, положение жидкостей задается распределением параметра C (с фиксированным значением ϵ); значение $C=1$ указывает на то, что в данной точке - первая жидкость, значение $C=0$ - вторая (или газ), другие значения $1 > C > 0$ указывают на то, что точка принадлежит области плавного перехода от одной жидкости к другой (области контакта). Область, занятую только i -ой жидкостью, обозначим i' ($i=1,2$), область контакта - O' . Плотность жидкости в области контакта зависит от C

$$\rho(C) = \rho_1 \cdot C + \rho_2 \cdot (1 - C). \quad (7)$$

Полагаем, что остальные физические свойства жидкости в области контакта являются монотонными дифференцируемыми на $[0,1]$ функциями от C : $\mu(C)$, $\nu(C)=\mu(C)/\rho(C)$, $\xi(C)$, $\lambda(C)$, $\beta(C)$, $\kappa(C)=\lambda(C)/\xi(C)$ (μ - коэффициент динамической вязкости, ξ - объемная теплоемкость, β - коэффициент температурного расширения), причем $f(1)=f_1$, $f(0)=f_2$, где f это $\rho, \nu, \mu, \xi, \lambda, \beta, \kappa$ (здесь и далее аргумент C не пишем для краткости).

В области контакта сохраняется свойство несжимаемости, поэтому в силу (7) имеем

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad}(C) = 0 \quad (8)$$

Уравнение (8) выполняется тождественно в областях 1' и 2', поскольку в них $C = \text{const}$. Уравнение (8) накладывает существенные ограничения на возможные движения жидкости в области контакта. В самом деле, оно означает, что величина функции C не меняется вдоль траектории, следовательно, при сохранении в процессе счета смысла функции C как объемной доли первой жидкости, движение в области контакта возможно лишь вдоль поверхности постоянства C (согласованное движение).

Параметр ϵ в задаче с осредненными параметрами характеризует толщину области контакта при формировании начального положения жидкостей. Однако, в силу уравнения (8) толщина области контакта не меняется во времени, следовательно параметр ϵ характеризует толщину области контакта для решения в целом.

Можно записать единое уравнение переноса импульса и единое уравнение переноса энергии для всей области с учетом переменности физических и теплофизических свойств в виде

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \mathbf{a} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \cdot \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{2}{\rho} \nabla \mu \mathbf{S}' + \Phi(\mathbf{V}) \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T + \frac{1}{\epsilon} \nabla \lambda \nabla T \quad (10)$$

где $\mathbf{S}'$ - тензор скоростей деформации, $\Phi(\mathbf{V})$ - некоторый ограниченный по ϵ распределенный в O' источник импульса, который введен с целью обеспечения согласованного движения в области контакта. В силу ограниченности $\Phi(\mathbf{V})$ суммарный источник, добавленный в модель, может быть сделан сколь угодно малым уменьшением ширины области контакта (уменьшением параметра ϵ), $\mathbf{a}$ - непрерывная вектор-функция ускорений, вызванных объемными силами различной природы - силами плавучести, объемными силами, имитирующими действие поверхностных капиллярных ($\mathbf{B}$) и термокапиллярных ($\mathbf{M}$) сил, $\mathbf{a} = \mathbf{g} + \mathbf{M} + \mathbf{B}$,

$$\mathbf{B} = -\delta \cdot (\zeta_a + \zeta_b) \cdot \text{grad}(C) / \rho,$$

$$\mathbf{M} = -\delta \cdot \beta_S \cdot (\text{grad}(T) - \mathbf{n} \cdot (\text{grad}(T) \cdot \mathbf{n})) \cdot |\text{grad}(C)| / \rho. \quad (11)$$

Вектор $\mathbf{B}$ нормален к изоповерхности C , вектор $\mathbf{M}$ лежит в касательной плоскости к изоповерхности C .

Далее в работе показано, что при условии устойчивости сопряженной задачи при любом $\psi(\mathbf{V})$, ограниченном по ϵ , для сходимости решения задачи с осредненными параметрами к эталонному решению достаточно, чтобы все частные производные компонент скорости были ограничены по ϵ . При согласованном движении (8) ограниченность по ϵ частных производных компонент скорости эквивалентна ограниченности по ϵ компонент тензора скоростей деформации.

Для описания поведения жидкостей в области контакта используется представление об области контакта, как об эластичной пленке толщины $2 \cdot \epsilon$. Единое уравнение переноса импульса для всей расчетной области записано в следующем виде:

$$\frac{\rho^*}{\rho} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right) = \mathbf{a} - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla p + \nu \cdot \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{2}{\rho} \cdot \nabla \mu \cdot \mathbf{S}' \quad (12)$$

Здесь $\rho^* = \begin{cases} \rho_1 & \text{в области } 1', \\ \rho_2 & \text{в области } 2', \\ \rho_m & \text{в области } 0', \end{cases}$

ρ_m - осредненная по толщине области контакта плотность

$$\rho_m = \left(\frac{1}{2 \cdot h} \cdot \int_{-h}^h \frac{1}{\rho} \cdot dz \right)^{-1} = \left(\frac{1}{\rho_1 - \rho_2} \cdot \ln(\rho_1 / \rho_2) \right)^{-1} \quad (13)$$

Использование осредненной плотности вместо локальной при инерционном члене позволяет подавить разность относительных ускорений слоев области контакта, вызванных силами плавучести. Значение ρ_m подобрано таким образом, чтобы интеграл по толщине области контакта члена, отвечающего за силы плавучести, после замены ρ на ρ_m не изменился. Легко убедиться в том, что уравнение (12) для $0'$ получается из (9) при подстановке ограниченного по ϵ источникового члена

$$\psi(\mathbf{V}) = \frac{(\rho - \rho_m)}{\rho} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right) \quad (14)$$

При численной реализации системы (8)-(10) уравнение переноса импульса (9) при условии (14) может быть решено традиционными методами конечных разностей. Основную сложность представляет решение уравнения (8) для функции заполнения S . Необходимо удовлетворить требование сохранения (не увеличения) толщины об-

ласти контакта за счет схемной диффузии. С этой целью используется специальная схема решения уравнения (8), основанная на методе "жидкость в ячейке". Для каждой ячейки расчетной области в текущий момент времени записывается баланс объема первой жидкости на основе текущего состояния поля скоростей. При этом используется допущение о том, что жидкость в ячейке не распределена равномерно, а занимает определенное положение по отношению к текущему состоянию системы. Можно считать что первая жидкость в ячейке смещается в сторону градиента функции C . При расчете перетока смеси из одной ячейки в другую учитывается, что в первую очередь перетекает примыкающая к границе жидкость. Для двумерного случая описание алгоритма приведено в третьей главе.

Формально перенос тепла в двухжидкостной системе может быть рассчитан из уравнения (10). Одной из важнейших характеристик взаимодействия контактирующих сред является теплообмен между контактирующими жидкостями. Теплообмен между жидкостями определяет структуру полей температур около границы контакта, тем самым определяя характер и интенсивность как термокапиллярного движения, так и конвективного движения в каждой из жидкостей под действием сил плавучести. Однако при численном решении уравнения (10) методом конечных разностей в области контакта проявляется большая схемная диффузия, которая может существенно повлиять на теплообмен между жидкостями. Эта схемная диффузия не может быть "подавлена" выбором конечно-разностной схемы, поскольку причина ее появления связана с "осреднением" температуры по объему ячейки области контакта, содержащей как первую, так и вторую жидкость. Поэтому было решено для расчета переноса тепла отказаться от использования единого уравнения (10) и вернуться к сопряженной формулировке задачи, но теперь уже для дискретного аналога расчетной области, рассматривая отдельно теплоперенос в каждой из жидкостей и рассчитывая тепловое взаимодействие жидкостей как задачу о тепловом контакте разнородных жидкостей в ячейке. Для того, чтобы в ячейках расчетной сетки, относящихся к области контакта, иметь информацию о температуре каждой жидкости в отдельности для характеристики системы в целом используются два поля температур - для первой и второй жидкости. Конвективный перенос тепла определяется при решении уравнения (8) в алгоритме "жидкость в ячейке" за счет учета ко-

личества теплоты, перетекшего вместе с жидкостью из соседних ячеек. Диффузионный перенос тепла в каждой из жидкостей в отдельности определяется методом "жидкость в ячейке" при условии отсутствия перетоков жидкостей из ячейки в ячейку, причем, при решении задачи распада температурного разрыва для неподвижных сред учитывается текущий объем жидкости данного вида в ячейке-источнике и ячейке-приемнике. Если в ячейке-приемнике отсутствует жидкость данного вида, то и диффузионный переток тепла отсутствует. Таким образом осуществляется решение уравнения переноса энергии в каждой из контактирующих областей при условии теплоизоляции границы контакта. Эта процедура соответствует первому шагу алгоритма сопряжения по температуре. На втором шаге осуществляется расчет теплового взаимодействия контактирующих сред непосредственно, используя решение задачи распада температурного разрыва между жидкостями различного вида в ячейках, относящихся к области контакта. При этом учитывается как суммарная площадь контакта, так и время контакта.

Третья глава посвящена описанию математической модели и алгоритма сквозного расчета двумерного движения двух несмешивающихся несжимаемых жидкостей в области прямоугольной формы. Для определенности считаем, что $\rho_1 > \rho_2$, более легкую жидкость будем называть газом. В начальный момент времени $t=0$ известно распределение C (т.е. задано положение жидкостей) в расчетной области, жидкости неподвижны, и задано распределение температур. На стенках емкости используются условие непротекания, условие проскальзывания (или прилипания) и условие изотермичности стенок.

При переходе к безразмерным параметрам в качестве масштабов длины, времени и давления использованы соотношения R , R^2/α_1 и $\alpha_1^2 \cdot \rho_1 / R^2$, соответственно, безразмерная температура определяется по формуле $\underline{T} = (T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$, где T - размерная температура, безразмерными определяющими параметрами задачи являются числа Галилея ($Ga = g \cdot R^3 / \nu_1^2$), Грасгофа ($Gr = \beta_1 \cdot \Delta T \cdot g \cdot R^3 / \nu_1^2$) и Прандтля ($Pr = \nu_1 / \alpha_1$). Функции параметра C $\rho(C)$, $\mu(C)$, $\nu(C)$, $\xi(C)$, $\lambda(C)$, $\beta(C)$, $\alpha(C)$ отнесены к соответствующим значениям первой жидкости

$$\underline{f} = f(C) / f_1. \quad (15)$$

Компоненты векторов $\underline{B}$ и $\underline{M}$ - безразмерные образы B и M .

$$\underline{B} = \Sigma \cdot \zeta \cdot \text{grad}(C) / \rho, \quad (16)$$

где

$$\Sigma = \frac{6 \cdot R}{\rho_1 \cdot \kappa_1^2}, \quad (17)$$

а ζ - кривизна изолинии C , проходящей через данную точку области контакта. Положительное значение ζ соответствует обходу пер-
вой жидкости против часовой стрелки.

В соответствии с (11) в безразмерном виде

$$\underline{M} = - \frac{Ma \cdot Pr}{\rho \cdot h} \cdot \left((\text{grad } T) \cdot \underline{m} \right) \cdot \underline{m}. \quad (18)$$

Здесь $\underline{m}$ - единичный касательный к изолинии C вектор (вектора $\underline{m}$ и $\underline{n} = - \text{grad}(C) / |\text{grad}(C)|$ образуют правую систему координат: против часовой стрелки поворот от $\underline{m}$ к $\underline{n}$). Скалярное произведение $\text{grad}(T) \cdot \underline{m}$ является производной температуры вдоль границы контакта, а внешний множитель вектор $\underline{m}$ задает направление действия "термокапиллярной" силы, h - толщина области контакта $h = 1 / |\text{grad}(C)|$. Далее для краткости подчеркивание, означающее безразмерность параметра, опускаем.

При численном решении уравнения переноса импульса (12) для двумерного случая естественно использовать параметры Ψ, W (функция тока и функция интенсивности вихря). После выполнения операции перекрестного дифференцирования и подстановки $\underline{B}$ и $\underline{M}$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + \left\{ u \frac{\partial W}{\partial x} + v \frac{\partial W}{\partial y} \right\} &= \left\{ \frac{\beta}{\rho} \cdot Pr^2 \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y} \cdot Gr_x - \frac{\partial T}{\partial x} \cdot Gr_y \right) \right\} + \\ &\frac{Pr^2}{\rho_m} \cdot \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial y} \cdot Ga_x - \frac{\partial C}{\partial x} \cdot Ga_y \right) + \\ &+ \frac{Pr}{\rho_m} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \cdot v \cdot \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \cdot v \cdot \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right) + \frac{1}{\rho_m} \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial C}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \cdot \Sigma \\ &- \frac{Ma \cdot Pr}{\rho_m \cdot |\text{grad } C|} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial C}{\partial x} \right) \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Число Грасгофа $Gr = Ga \cdot \beta \cdot \Delta T$ появилось в результате использования приближения Буссинеска при описании температурной зависимости плотности жидкостей. Были использованы допущения о том, что толщина области контакта остается неизменной, и что каждый элемент области контакта ведет себя как элемент твердого тела. Последний член упрощен с использованием предположения, что производная температуры вдоль поверхности меняется слабо по сравнению со значением самой производной. Фигурными скобками показаны члены, отбрасываемые в области контакта. W - функция интенсивности вихря связана с функцией тока уравнением Пуассона, составляющие скорости выражаются через функцию тока

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = W; \quad (20) \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (21)$$

Для численной реализации разработанной математической модели применяется двухпроходная расчетная схема. При первом проходе осуществляется шаг по времени $\alpha \cdot dt$, где α - параметр схемы (в расчетах $\alpha=0.5$), решается уравнение (19), определяется новое положение области контакта. При втором проходе осуществляется шаг по времени dt , источниковые члены вычисляются по положению области контакта из первого прохода. Применение двухпроходной схемы расчета позволяет уменьшить интенсивность автоколебаний, возникающих в области контакта при уменьшении интенсивности основного движения.

Далее в работе представлена конечно-разностная аппроксимация уравнений, начальных и граничных условий, описаны расчетные алгоритмы. Ключевым является алгоритм расчета методом "жидкость в ячейках" изменения распределения функции заполнения C во времени. Каждому узлу (i,j) сопоставляется прямоугольная ячейка размером $\Delta x \cdot \Delta y$ с центром в точке (i,j) . Обмен жидкостями между ячейками происходит с учетом взаимного их расположения: более тяжелая жидкость смещается в направлении градиента C . Это учтено в соотношении

$$m = w \cdot C_{ij} \cdot \cos^2 \theta + 0.125 \cdot \{ [w - (1 - C_{ij})] + [w - (1 - C_{ij})] \} \cdot (|\sin \theta| + \sin \theta)^2 + 0.250 \cdot [C_{ij} - 0.5 \cdot \{ [C_{ij} - w] + [C_{ij} - w] \}] \cdot (|\sin \theta| - \sin \theta)^2,$$

где $w = u \cdot dt / \Delta x$, θ - угол между направлением градиента функции C и направлением против оси координат, параллельной границе между ячейками. Это соотношение определяет количество перетекшей первой жидкости m за время dt через участок границы длиной Δx из ячейки источника в ячейку приемник при скорости перетока u и относительном объеме первой жидкости в ячейке-источнике C_i . Причем скорости перетока на границе контакта ячеек определяются как полусумма соответствующих компонент в узлах контактирующих ячеек.

В конце главы 3 сделаны замечания об ограничениях и области применимости описанного алгоритма. Здесь следует отметить, что объем области контакта должен быть много меньше объемов контактирующих сред или их частей. Алгоритм работает неверно, если существенны процессы с масштабом по пространству, меньшим размера ячейки конечно-разностного разбиения. Так равновесная форма поверхности жидкости, имеющей кривизну, претерпевает искажение, если радиус кривизны порядка размера ячейки. Термокапиллярные эффекты на искривленных поверхностях очень чувствительны к грубости пространственной сетки, поскольку при любом конечном значении пространственного шага "поверхность" (область контакта) имеет толщину, примерно равную этому шагу, и в уравнении движения для области контакта остается существенным вклад инерционного члена. Если в расчете включены одновременно несколько факторов, то время развития процесса, а значит и шаг по времени, будет определяться наиболее быстрым из них. Приближение Буссинеска, используемое при решении задач тепловой гравитационной конвекции в жидкости и газе, имеет смысл лишь при $Ga \cdot Pr > 1$ и $Ga \gg Gr$. Важнейшим критерием корректности работы алгоритма является постоянство толщины области контакта. Необходим визуальный контроль за состоянием области контакта. Изменение толщины области контакта, как правило, сопровождается резким увеличением интенсивности автоколебаний и "авостом". Всякий раз удавалось выбором параметров счета (чаще всего уменьшением размеров расчетной сетки, реже уменьшением шага по времени) добиться нормального развития процесса. При проведении вычислительного эксперимента определяющие параметры задачи в условиях, описанных в последующих главах, варьировались в сле-

дующих диапазонах: $0 < Ga < 10^7$; $0 < Gr < 10^6$; $0.01 < Pr < 300$; $0 < Ma < 10^5$; $0 < \Sigma < 10^7$; $1 < \rho_2/\rho_1 < 0.001$; $0 < v_2/v_1 < 10$; $\alpha_2/\alpha_1 = 1$; $\beta_2/\beta_1 = 1$ или 0.

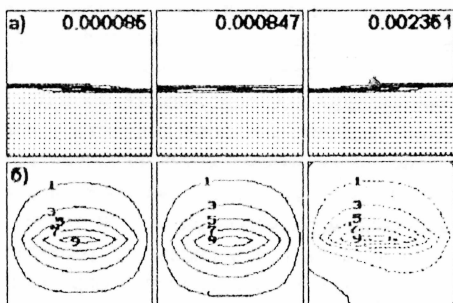
При использовании сетки 51×51 на ПК 486/DX2-66 один шаг по описанному алгоритму осуществляется за время от 5 до 30 сек. Оптимизация по времени счета специально не проводилась.

В четвертой главе представлены результаты тестовых и контрольных расчетов. Работа выполнялась в четыре этапа: проверка на отсутствие ошибок в программе, корректность работы всей программы и отдельных ее блоков, получение качественно правдоподобных результатов на сложных течениях с подвижной границей раздела сред, сравнение с результатами, полученными другими методами (вычислительный и лабораторный эксперимент).

Проверка корректности работы алгоритмов расчета процессов переноса в области контакта основывалась на сравнении результатов, полученных в однородной среде (контрольный вариант), с результатами, полученными на двухжидкостной системе с совпадающими параметрами жидкости (контролируемый вариант). Отличия полей и интегральных характеристик в контрольном и контролируемом вариантах являются следствием возмущающего действия алгоритмов расчета, реализованных в области контакта.

Далее приводятся несколько примеров расчетов сложных течений с подвижной границей раздела сред и сравнений с результатами, полученными другими методами (на картинках указано безразмерное время).

Рис.1. Колебание поверхности жидкости при постоянном векторе ускорения (а), поля функции тока (б). Начальное положение задано функцией "косинус", сетка 31×31 .



Колебания поверхности жидкости при постоянном векторе ускорения ($Ga=10^6$, $Pr=1$; $\Sigma=0$) вызваны начальным отклонением по-

верхности от равновесного положения (Рис.1). Колебания малой амплитуды близки к линейным. После завершения полного периода колебаний поверхность раздела сред занимает практически начальное положение. Полный период колебания жидкости, полученный в расчете (размер емкости 1 м, заполнена наполовину водой) в земных условиях составляет 0.98 сек, отличается от периода, полученного из решения задачи о малых линейных колебаниях поверхности идеальной жидкости около своего равновесного положения на 8% [41].

Падение капли воды (ртути) на поверхность воды (ртути) в емкости размера 0.1 м (0.05 м) при постоянном векторе ускорения $g/g_0=0.001$ ($g/g_0=0.0001$) показано на рис.2 (рис.3). На заключительном кадре показано положение поверхности жидкости через 0.5 сек (1.1 сек) после начала падения.

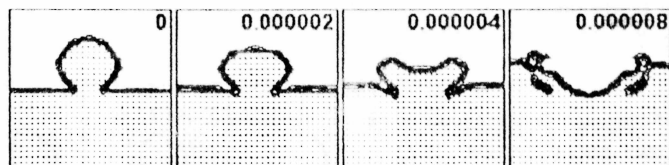


Рис.2. Падение капли воды на поверхность при постоянном векторе ускорения ($Ga=10^4$, $Pr=7$, $\Sigma=10^6$, $\rho_r/\rho_{ж}=0.001$, сетка 41×41).

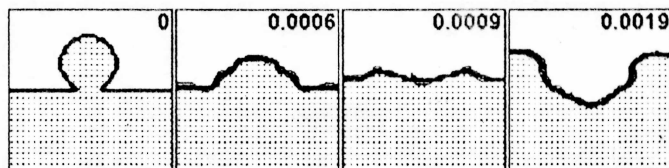
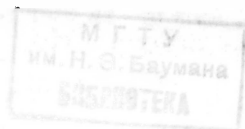


Рис.3. Падение капли ртути на поверхность при постоянном векторе ускорения ($Ga=10^6$, $Pr=0.03$, $\Sigma=10^6$, $\rho_r/\rho_{ж}=0.001$, сетка 41×41).

На рис.4. показан процесс обрушения столба жидкости в поле постоянного вектора ускорения ($Ga=10^6$, $Pr=1$, отношение плотностей газа и жидкости равно 0,001). Трение на стенках отсутствует, силы поверхностного натяжения не учитываются.



1554321

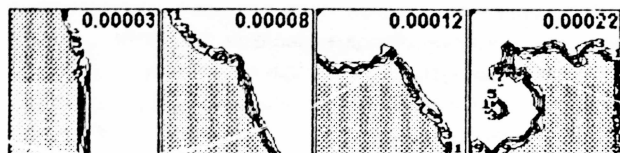


Рис.4. Обрушение столба жидкости при постоянном векторе ускорения ($Ga=10^6$, $Pt=1$, $\rho_f/\rho_j=0.001$)

На рис.5. представлены результаты расчета термокапиллярного дрейфа пузыря воздуха в воде в емкости размером 1 см, при перепаде температур 1 градус. По сравнению с результатами, полученными численно-аналитическими и экспериментальными методами Ю.К.Вратухиным и др., скорость дрейфа несколько занижена - составляет 66% (МЖГ.- 1984.- N3).

Рис.5. Термокапиллярный дрейф пузыря воздуха в воде в условиях полной невесомости ($Ga=0$, $Pt=7$, $\rho_f/\rho_j=0.001$, $\Sigma=10$, $Ma=10^4$, сетка 51×51); а) положения пузыря и изотерм, б) функции тока

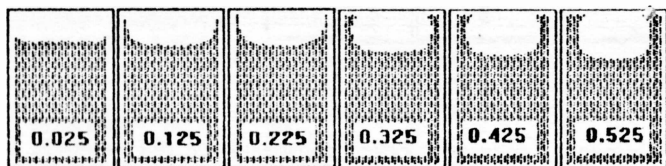
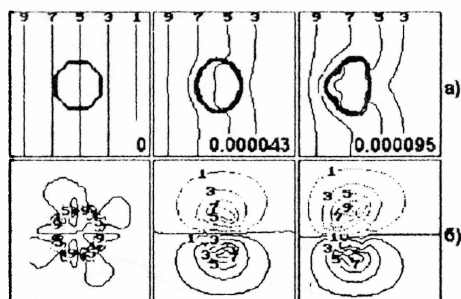


Рис.6. Последовательные положения поверхности раздела сред (алгоритм склового счета). Время в секундах

На рис.6 представлен результат расчета процесса образования газового пвнря в ювете, частично заполненной силиконовым маслом, за счет действия капиллярных сил при нулевом угле сма-

чивания в момент возникновения состояния невесомости. Получено хорошее совпадение с соответствующими результатами расчета O.Mitsuru и др. (Acta Astronautica.- 1990.- Vol.21, N 6-7.)

Важными для иллюстрации динамических возможностей модели и алгоритма являются результаты расчета релей-тейлоровской неустойчивости, возникающей при постоянном векторе ускорения, когда слой более тяжелой жидкости вытесняет находящуюся снизу более легкую жидкость. На рис.7 показана (изолиниями функции C) динамика изменения взаимного положения жидкостей при начальной форме поверхности раздела сред, задаваемой функцией "косинус" (по ширине расчетной области укладывались два периода функции "косинус", на боковых стенках задавались условия симметрии, сетка 21×21). Хороший результат дали количественные сравнения с результатами работы Давыдова Ю.М. (Исследование релей-тейлоровской неустойчивости.- Владивосток: ИМ-ГИГ, 1991.), в которой при апробировании алгоритма метода крупных частиц на задаче о релей-тейлоровской неустойчивости приводятся сравнения с имеющимися в литературе данными.

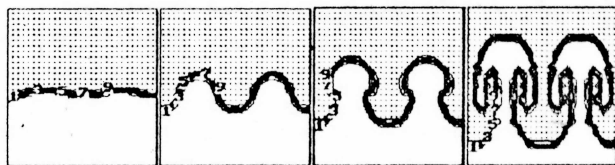


Рис.7. Последовательные положения области контакта при развитии релей-тейлоровской неустойчивости, сетка 21×21 , $Ga=10^6$, $Pr=1$, $\Sigma=0$, $\rho_l/\rho_g=0.001$ ($t=0, 0.001, 0.002, 0.003$)

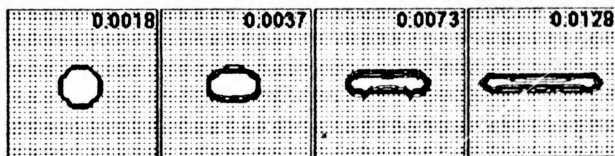


Рис.8. Растекание капли жидкости в устойчиво стратифицированной среде (устойчивая температурная стратификация, $Gr=10^8$, $Ga=10^6$, $Pr=1$, $R_T R_{\Sigma}=0.667$).

На рис.8. показан процесс растекания капли жидкости в устойчиво стратифицированной среде под действием сил плавучести. Жидкости не смешиваются, в начальный момент капля погруженной жидкости имеет круглую форму и расположена на горизонте с той же плотностью. Стратификация задавалась вертикальным градиентом температур, теплофизические свойства жидкостей одинаковы (что обеспечивает слабое возмущение температурного поля и сохранение устойчивой стратификации).

На рис.9 показан процесс слияния двух капель (левая капля нагрета по отношению к правой и окружающей среде, $Ma=10^5$, $\Sigma=10^5$, $\lambda_2/\lambda_1=0.1$; $\alpha_2/\alpha_1=0.1$), сопровождающегося деформацией поверхности, вызванной термокапиллярным течением. В отличие от работы O.Mitsuru и др. (Microgravity Q.- 1992.- Vol 2, No 1), в которой та же задача решалась без учета теплового и динамического взаимодействия с окружающей средой, решение в сопряженной постановке позволило исследовать термокапиллярное движение системы капель в окружающей среде и теплообмен с окружающей средой.

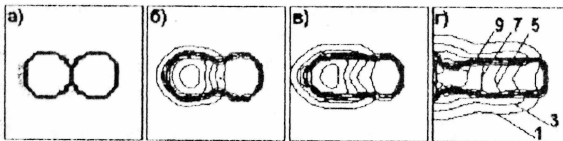


Рис.9. Слияние двух капель различной температуры, $Ma=10^5$; поля температур показаны изотермами 1 - 0.1, 3 - 0.3, 5 - 0.5, 7 - 0.7, 9 - 0.9; моменты а) 0, б) 0.0003, в) 0.0007, г) 0.0016

Во всех приведенных расчетах ширина области контакта остается практически неизменной, что является свидетельством согласованности движения жидкости в области контакта. Приведенные выше результаты расчетов показали, что описанный алгоритм позволяет рассчитывать сложные течения двухжидкостных систем с изменением положения поверхности раздела сред.

В пятой главе решается задача о поведении системы жидкость-газ при переменном векторе ускорения. Емкость квадратного сечения частично заполнена жидкостью. Рассматривается плоское течение жидкости под действием сил плавучести в условиях равномерно вращающегося вектора ускорения.

Используя упрощенную механическую модель системы жидкость-газ, в предположении, что плотность газа много меньше плотности жидкости и емкость заполнена примерно наполовину, были получены три пороговых значения угловой скорости вращения вектора ускорения

$$\omega_2 = Ga \cdot Pr, \quad \omega_1 = Pr \cdot \sqrt{Ga}, \quad \omega_0 = 2 \cdot Pr \cdot \sqrt{Gr}, \quad (22)$$

связанных между собой соотношением $0 < \omega_0 < \omega_1 < \omega_2$, определяющих четыре различных режима развития процесса тепломассопереноса в системе жидкость-газ при векторе ускорения, вращающемся с угловой скоростью ω . Угловые скорости вращения вектора ускорения, соответствующие этим режимам, можно считать "очень малой", "малой", "средней" и "большой". При "очень малой" скорости вращения, как при постоянном векторе ускорения, форма поверхности жидкости деформируется в основном конвективным потоком; при векторе ускорения, вращающемся с "малой" скоростью, поверхность жидкости успевает отследить изменение направления вектора ускорения, однако вклад конвективного потока жидкости в изменение формы поверхности незаметен; в случае, когда вектор ускорения вращается с "большой" скоростью следует ожидать подавления всякого движения. В случае "средней" скорости вращения вектора ускорения возможны сложные изменения формы поверхности, образование капель, пузырей, удары жидкости о стенки емкости.

Для подтверждения результатов теоретического исследования; основанного на механической модели поведения системы жидкость-газ, был проведен вычислительный эксперимент с использованием описанного выше алгоритма сквозного счета.

При "очень малой" угловой скорости вращения (изменения направления) вектора ускорения ($0 < \omega < \omega_0$) поверхность ориентирована в каждый момент времени на текущее направление вектора ускорения (рис.10 а, $\omega=10$, $Ga=10^6$, $Gr=10^5$, $Pr=1$). Вклад тепловой гравитационной конвекции в распределение температур существен (сравните поля температур $\{T\}$ на рис.10 а и б).

При "малой" скорости вращения вектора ускорения ($\omega_0 < \omega < \omega_1$), как и в предыдущем случае, поверхность жидкости ориентирована на текущее направление вектора ускорения (рис.11а, $\omega=300$, $Ga=10^6$, $Pr=1$), однако вклад тепловой гравитационной кон-

векции практически не заметен - поля температур (рис.116 и 11в), полученные при $Gr=10^5$ и $Gr=0$, практически не отличаются.

Рис.10. Положения поверхности раздела сред [C] и поля температур [T] при естественной конвекции в системе жидкость-газ при вращении вектора ускорения с "очень малой" угловой скоростью ($Ga=10^6$, $Pr=1$, $\omega=10$, $t=0.0048$); а) $Gr=10^5$, б) $Gr=0$

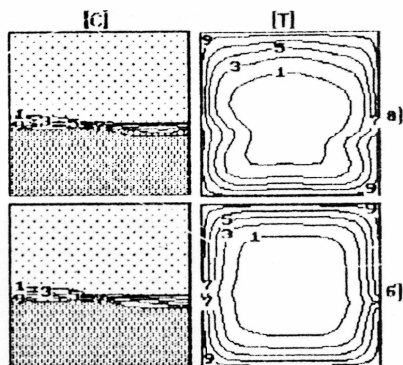


Рис.11. Положения поверхности раздела сред (а) и поля температур (б,в) при "малой" скорости вращения вектора ускорения ($Ga=10^6$, $Pr=1$, $\omega=300$, $t=0.003$); а) $Gr=10^5$, б) $Gr=0$

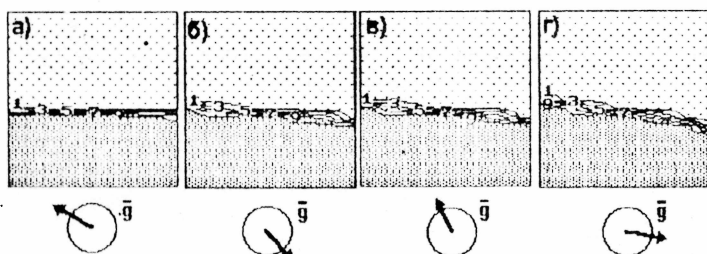
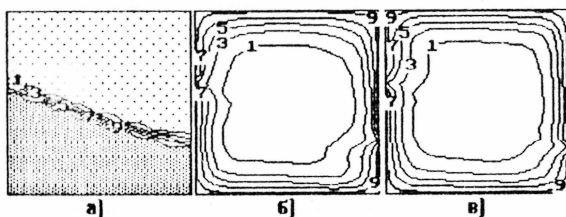
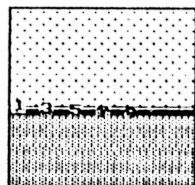


Рис.12. Положения поверхности раздела сред при "средней" скорости вращения вектора ускорения; $Ga=10^6$, $Pr=1$, $\omega=10000$, $Gr=0$, моменты а) 0.00022, б) 0.00058, в) 0.00088, г) 0.00118

При "средней" скорости вращения вектора ускорения ($\omega_1 < \omega < \omega_2$) поверхность жидкости меняет свое направление, однако не успевает отследить текущее направление вектора ускорения (рис.12, $\omega=10000$, $Ga=10^6$, $Pr=1$). Движение имеет периодический характер, интенсивность движения меняется в зависимости от направления вектора ускорения по отношению к положению поверхности жидкости.

Рис.13. Положения поверхности жидкости при "большой" скорости вращения вектора ускорения; $Ga=10^6$, $Pr=1$, $\omega=1000000$, $t=0.000012$



При "большой" скорости вращения ($\omega_2 < \omega$) поверхность жидкости остается практически неподвижной (рис.13, $\omega=1000000$, $Ga=10^6$, $Pr=1$). Интенсивность движения очень мала и характеризует лишь локальные периодические перемещения объемов жидкости.

Полученный в этой главе результат позволяет по определяющим параметрам гидродинамической системы предсказывать режим движения жидкости и выделить диапазон частот изменения вектора ускорения к которым данная гидродинамическая система наиболее чувствительна.

В шестой главе с использованием описанной выше методики решается задача о перемещении центра масс жидкости. Разработанный в настоящей работе алгоритм решения сопряженных задач методом сквозного счета является хорошим инструментом для решения задачи о перемещении центра масс жидкости, системы двух жидкостей или системы жидкость-газ. Представлены результаты численного исследования движения центра масс жидкости или системы двух несмешивающихся жидкостей в цилиндрической емкости квадратного сечения при переменном векторе ускорения. Рассматриваются два случая - емкость заполнена жидкостью полностью и емкость заполнена жидкостью наполовину (оставшийся объем заполнен газом, или другой более легкой жидкостью). Положение центра масс определяется интегрированием функции распределения плотности.

Перемещение жидкости в частично заполненном сосуде вызывает перемещение центра масс системы жидкость-газ. Пример расчета изменения положения центра масс при сложном движении жидкости представлен на рис.14. Колебания поверхности жидкости сопровождается сложным движением центра масс, представленным на рис.15.

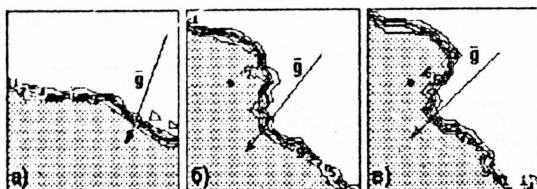


Рис.14. Положения поверхности жидкости во времени
а) 0.0002, б) 0.0004, в) 0.0005

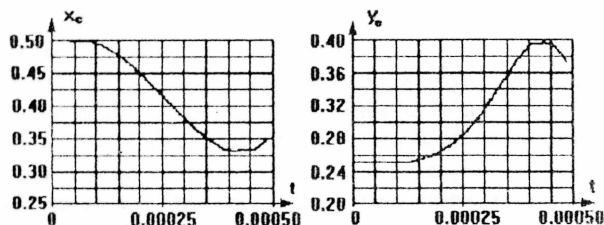


Рис.15. Движение центра масс (для варианта рис.14).

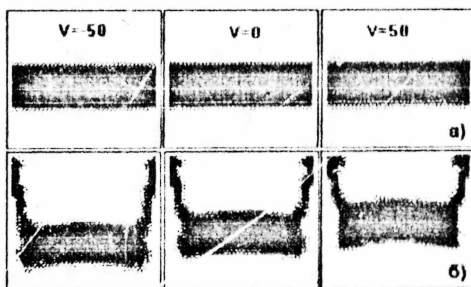
В седьмой, заключительной главе рассматриваются возможности использования описанного метода сквозного счета для решения различных прикладных задач гидродинамики, осложненных дополнительными факторами (присутствие в жидкости взвесей, взаимодействие системы жидкость-газ с фазоразделительными сетками).

Взвесь представляет собой совокупность мелких частичек, погруженных в жидкость. Эти частички могут обладать плотностью, отличной от плотности жидкости. Тогда под действием сил плавучести частички могут перемещаться относительно жидкости, т.е. обладать своей скоростью. Взвесью можно считать ансамбль мелких пузырей примерно одного диаметра, поэтому особенности поведения взвешенных частиц должны учитываться и при эксплуатации топливных баков с капиллярными заборными устройствами (КЗУ).

При моделировании поведения жидкости со взвесями использовались три модели: 1. Если плотности жидкости и частичек близки, то описывать распределения взвеси можно с использованием традиционного подхода, применяя концентрацию, как показатель "количества" частичек в единице объема (без учета концентрационной конвекции). 2. Если плотности жидкости и частичек различны, но вязкость жидкости велика, так что скорость частичек взвеси совпадает со скоростью жидкости, то разность плотностей жидкости и частичек может быть учтена с помощью концентрационных сил плавучести. 3. Если скорость V движения частиц относительно жидкости существенна, то она может быть определена из формулы Стокса и добавлена к скоростям частичек взвеси (вдоль текущего направления вектора ускорения).

При численной реализации моделей 1., 2., 3. имеет место как физическая, так и схемная диффузия. Для моделирования взвеси, не подвергающейся диффузионному переносу, следует воспользоваться методикой численного решения задачи о поведении системы двух несмешивающихся жидкостей, описанной в настоящей работе. Можно рассматривать взаимодействие двух объемов жидкости - содержащей взвесь (χ_1) и не содержащей взвесь (χ_2). На рис.16 представлены результаты применения алгоритма сквозного счета для несмешивающихся жидкостей к системе жидкость-взвесь при $Gr=10^6$, $Pr=1$ и различных (безразмерных) скоростях оседания (-50, 0 и 50, соответственно).

Рис.16. Результаты применения алгоритма сквозного счета к системе жидкость-взвесь при $Gr=10^6$, $Pr=1$ в моменты а) 0.0002 и б) 0.0016 при различных скоростях оседания ($V=-50, 0$ и 50 , соответственно).



Использование разработанного алгоритма для решения задач о поведении жидкостей со взвесями позволяет наряду со скоростью

относительного движения частичек взвеси учитывать и движение, обусловленное силами плавучести за счет разницы плотностей частичек взвеси и жидкости. Эти силы плавучести характеризуются числом Га и отношением плотностей жидкости и взвеси к весу.

Другим примером использования методики расчета движения двухжидкостных систем может служить задача о взаимодействии газожидкостной системы с фазоразделительными устройствами. Для надежного запуска и работы двигательной установки в условиях невесомости в баках с жидким топливом используют фазоразделительные запирающие сетки. Основными характеристиками запирающих сеток являются статическая и динамическая запирающие способности.

Динамическая запирающая способность сетки и критерий удержания жидкости сеткой служат основой для построения математической модели движения системы жидкость-газ в замкнутом объеме с запирающей сеткой. В расчетной области в узлах расположения фазоразделительного устройства на каждом шаге по времени проверяется условие удержания в зависимости от состава смеси жидкость-газ. В случае выполнения условия удержания поток смеси в этом узле тормозится (т.е. скорость жидкости обнуляется).

На рис.17. представлен результат расчета процесса обрушения столба жидкости с газовыми включениями в виде пузырей сквозь фазоразделительное устройство. За счет больших скоростей натекания жидкости на фазоразделительное устройство пузыри газа проталкиваются сквозь ячейки фазоразделительной сетки.

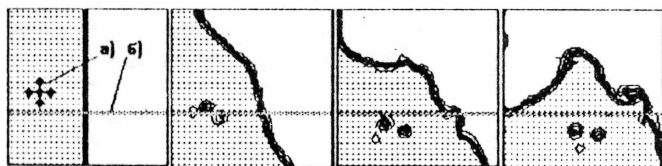


Рис.17. Результат расчета процесса обрушения столба жидкости с газовыми включениями в виде пузырей (а) сквозь фазоразделительное устройство (б) (показаны моменты 0, 0.00006, 0.00010, 0.00014).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В рамках настоящей работы задача о произвольных перемещениях системы двух несмешивающихся несжимаемых жидкостей в замкнутом объеме была сформулирована как сопряженная задача с подвижной границей раздела сред. Разработана математическая модель, основанная на описании поведения контактирующих сред как единой непрерывной среды с переменными (зависящими от координат) свойствами. Обоснована замена поверхностных сил некоторой эффективной распределенной массовой силой в области контакта.

2. Получены условия, обеспечивающие аппроксимацию сопряженной задачи задачей с осредненными параметрами. Эти условия описывают целый класс задач с непрерывными параметрами, аппроксимирующих сопряженную задачу, и служат теоретической основой для конструирования алгоритмов сквозного счета.

3. Разработан алгоритм теплового взаимодействия контактирующих сред в сопряженной задаче с неподвижной и перемещающейся вместе с течением жидкостей границей раздела сред, лишенный нефизических процессов переноса тепла через границу контакта за счет перемешивания и схемной диффузии.

4. Разработан алгоритм сквозного счета, обеспечивающий сохранение (неувеличение) толщины области контакта в процессе счета.

5. Дана полная математическая формулировка задачи с осредненными параметрами о двумерном движении и теплообмене двухжидкостной системы в прямоугольной области в переменных функция тока-функция интенсивности вихря. Разработан алгоритм численного решения задачи. Выявлена неустойчивость алгоритма, возбуждаемая источниковыми членами. Предложена процедура расчета, подавляющая неустойчивость.

6. Показана возможность и эффективность использования разработанной математической модели и алгоритма расчета для решения широкого круга задач, включая задачу о конвективном тепло-массопереносе в двухжидкостной системе в случае изменяющегося во времени по величине и направлению вектора ускорения, задачу определения равновесных форм поверхности раздела сред, задачу определения характеристик колебаний поверхности жидкости относительно своего равновесного состояния, задачу о движении жид-

кости за счет термокапиллярных эффектов на поверхности раздела сред, задачу о термокапиллярном дрейфе пузыря, задачу о произвольных перемещениях жидкости в частично заполненном сосуде под воздействием различных возмущающих факторов.

7. Используя сопряженную постановку, впервые получено решение задачи об особенностях движения жидкости в частично заполненном сосуде в условиях, близких к невесомости, когда вектор остаточных ускорений изменяет во времени свою величину и направление. В частности, решена задача об особенностях движения и теплообмена системы двух жидкостей или системы жидкость-газ в случае вращающегося вектора ускорения. Определены режимы течений, получены обобщающие зависимости.

8. Показана возможность и эффективность использования разработанного метода сквозного счета для решения задачи о взаимодействии движущейся сложным образом жидкости в замкнутом объеме на стенки емкости.

9. Для решения задачи о поведении системы жидкое топливо-газ в топливных баках разработаны математические модели и алгоритмы расчета, основанные на сопряженной постановке задачи, учитывающие присутствие в жидкой фазе твердых включений в виде взвесей, пузырей, наличие в топливном баке фазоразделительных сеток.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Батарин А.И., Корольков А.В., Купцова В.С., Малинин В.Г. Численное и экспериментальное исследование сопряженного теплообмена для горизонтального цилиндра в слабом поле массовых сил // Тез. докл. второго Всесоюзного семинара по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости. - Пермь, 1981. С. 85-86.

2. Корольков А.В., Купцова В.С., Малинин В.Г. Численное исследование сопряженного теплообмена в горизонтальном цилиндре, окруженном бесконечным твердым массивом // Вопросы теплопередачи: Сб. научн. тр. МТИ. - 1981. - Вып. 130. - С. 153-166.

3. Корольков А.В., Купцова В.С., Малинин В.Г. Исследование нестационарных процессов переноса в условиях сопряженного теплообмена горизонтального цилиндра, расположенного в жидкой сре-

де // Вопросы теплопередачи: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1981. - Вып. 130. - С. 167-180.

4. Корольков А.В., Купцова В.С., Малинин В.Г. Математическая модель и некоторые результаты численного исследования сопряженного теплообмена в сферических полостях // Вопросы теплопередачи: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1981. - Вып. 130. - С. 181-191.

5. Корольков А.В., Купцова В.С. Теплопередача в условиях внутренней задачи естественной конвекции для сферических и цилиндрических емкостей. // Вопросы теплопередачи: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1981. - Вып. 138. - С. 186-192.

6. Корольков А.В., Купцова В.С. Исследование сопряженного теплообмена в сферической полости массива // Технология производства древесных плит и пластиков: Сб. научн. тр. МЛТИ. 1982. - Вып. 143. - С. 38-42.

7. Корольков А.В. Математическая модель сопряженного теплообмена в условиях смешанной конвекции для горизонтального цилиндра // Технология древесных пластиков и плит: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1983. - Вып. 150. - С. 10-14.

8. Корольков А.В., Купцова В.С., Малинин В.Г. Свободная конвекция около горизонтальной трубы при заданном тепловом потоке на внутренней стенке // Тез. докл. 4 Всесоюзной конференции "Мировой океан". - Владивосток, 1983. - С. 142-143.

9. Корольков А.В. Трансформация полей функций тока и температур в сопряженной задаче несимметричной тепловой конвекции для горизонтального цилиндра // Технология древесных плит и пластиков: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1984. - Вып. 159. - С. 69-75.

10. Корольков А.В. К построению алгоритма уточненного расчета температур на границах контакта сред в сопряженных задачах // Вопросы теплопередачи в технологических процессах: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1984. - Вып. 163. - С. 63-72.

11. Корольков А.В., Купцова В.С., Малинин В.Г. Исследование распределений давлений при свободной конвекции около горизонтальных цилиндрических нагревателей опреснительных установок. // Вопросы теплопередачи в технологических процессах: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1984. - Вып. 163. - С. 122-132.

12. Корольков А.В., Купцова В.С. Особенности численного исследования несимметричной сопряженной конвекции около горизонтального цилиндра // Вопросы теплопередачи в технологических процессах: Сб. научн. тр. МЛТИ. - 1984. - Вып. 163. - С. 73-82.

горизонтального цилиндра // Численные методы механики сплошной среды.- Новосибирск, 1985.- Т.16, N 2.- С. 88-95.

13. Корольков А.В. О тепловой гравитационной конвекции внутри цилиндрической емкости в переменном поле вектора ускорения силы тяжести.- Деп. в ВИНТИ 4.09.85, N 6518.

14. Брдлик П.М., Ермаков А.К., Корольков А.В., Малинин В.Г. Теплообмен пронизаемого горизонтального цилиндра при свободной конвекции в различных газах и жидкостях // Вопросы теплопередачи в технологических процессах: Сб. научн. тр. МЛТИ.- 1985.- Вып. 173.- С. 106-114.

15. Корольков А.В. Численное исследование влияния конвекции Марангони на перенос тепла в горизонтальных цилиндрических емкостях // Тез. докл. Всесоюзная школа-семинар "Математическое моделирование в науке и технике", Пермь, 1986.- Пермь, 1986.- С. 179.

16. Корольков А.В., Купцова В.С. Математическое моделирование сопряженного теплообмена для горизонтального цилиндра в переменном поле вектора ускорения // Тез. докл. Всесоюзная школа-семинар "Математическое моделирование в науке и технике", Пермь, 1986.- Пермь, 1986.- С 178.

17. Корольков А.В. О тепловой гравитационной конвекции в поле вращающегося вектора местного ускорения // Сб. научн. трудов МЭИ.- М., 1986.- N 113.- С. 96-102.

18. Авдудевский В.С., Корольков А.В., Купцова В.С., Савичев В.В. Исследование тепловой гравитационной конвекции в переменном поле вектора малых ускорений // ПМТФ. - 1987. - N 1. - С 54-59.

19. Авдудевский В.С., Ветошкин А.М., Корольков А.В., Купцова В.С., Савичев В.В. Основные особенности развития естественной конвекции в переменном поле вектора ускорения // Тез. докл. 4 Всесоюзного семинара по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости.- Новосибирск, 1987.- С. 19-20.

20. Ветошкин А.М., Корольков А.В. Численные исследования естественной конвекции в поле переменного вектора ускорения, имеющего преимущественное направление // Тез. докл. 4 Всесоюзного семинара по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости.- Новосибирск, 1987.- С. 22-23.

21. Ветошкин А.М., Корольков А.В., Купцова В.С., Савичев В.В. Развитие естественной конвекции в однородном поле переменного вектора ускорения // Тез. докл. Минского международного форума (24-27 мая, 1988 г.): Секция 1. Конвективный тепломассообмен. Часть 1.- Минск, 1988.- С. 29-31.

22. Корольков А.В., Купцова В.С., Савичев В.В. Тепловая гравитационная конвекция внутри цилиндрической емкости в поле переменного вектора ускорения силы тяжести // Тез. докл. 15 Гагаринских чтений, 1985.- Наука, 1986.- С. 218-219.

23. Корольков А.В., Крылова Т.А., Купцова В.С. Алгоритм расчета высокоинтенсивной естественной конвекции в замкнутом объеме // Математическое моделирование сложных химико-технологических систем: Тез. докл. 5 Всесоюзной научной конференции.- Казань, 1988.- С. 154-155.

24. Корольков А.В. О тепловой гравитационной конвекции внутри цилиндрической емкости в переменном поле вектора ускорения силы тяжести // Изв АН БССР. Сер ФЭН.- 1986.- Вып. 3.- С. 114-115.

25. Корольков А.В. Взаимодействие тепловой гравитационной и термокапиллярной конвекций в частично заполненном сосуде в переменном поле вектора ускорения // Изв АН БССР. Сер ФЭН. - 1991, N 1.- С. 82-87.

26. Ветошкин А.М., Корольков А.В., Купцова В.С., Савичев В.В. Об особенностях развития естественной конвекции в условиях, близких к невесомости // Космическая наука и техника.- Киев, 1989.- Вып.4.- С. 53-57.

27. Батарин А.И., Корольков А.В. Особенности развития течения при естественной конвекции у изотермического цилиндра во вращающемся поле вектора ускорения // Автоматизация и компьютеризация информационной техники и технологии: Сб. научн. тр. МЛТИ.- 1991.- Вып. 232.- С. 190-191.

28. Корольков А.В., Купцова В.С. Вычислительный эксперимент в решении технологических проблем хранения жидких углеводородов // Автоматизация и компьютеризация информационной техники и технологии: Сб. научн. тр. МЛТИ.- 1991.- Вып. 232.- С. 196-197.

29. Ветошкин А.М., Корольков А.В. Численное исследование поведения жидкости в условиях, близких к невесомости // Автома-

тизация и компьютеризация информационной техники и технологии: Сб. научн. тр. МЛТИ.- 1991.- Вып. 232.- С. 200-203.

30. Корольков А.В. Взаимодействие тепловой гравитационной и термокапиллярной конвекций в частично заполненном сосуде в переменном поле вектора ускорения // Изв. АН БССР. Серия физико-энергетических наук.- 1991.- N 1.- С. 82-87.

31. Ветошкин А.М., Корольков А.В., Купцова В.С., Савичев В.В. Об особенностях развития конвективных процессов в условиях, близких к невесомости // Инженерно-физический журнал.- 1992.- Т.62, N 2.- С. 235-242.

32. Корольков А.В., Раджабов Н.К. Решение задачи оптимизации геометрии солнечного аккумулятора на основе балансных соотношений теплообмена. // Гелиотехника.- 1991.- N 6.- С. 14-17.

33. Ветошкин А.М., Корольков А.В., Савичев В.В. Особенности поведения жидкости и системы жидкость-газ в условиях, близких к невесомости // Изв. РАН. МЖГ.- 1994.- N 5.- С. 122-128.

34. Корольков А.В. Численное моделирование методом сквонного счета поведения системы жидкость-газ в переменном поле вектора ускорения // Изв. РАН. МЖГ.- 1994.- N5.- С. 129-134.

35. Aliev I., Korolkov A., Savitchev V. About the two-layered liquid's boundary form in microacceleration // Drop tower days 1994 in Bremen. International workshop on short-term experiments under strongly reduced gravity conditions. - Bremen, Germany, 1994.- P. 222-226.

36. Savitchev V.V., Korolkov A.V., Vetoshkin A.M. Movements of center of mass in liquid and two liquid system // IAC'94, International Aerospace Congress. Theory, Applications, Technologies. Abstracts. August 15-19.- Russia, Moscow, 1994. - P. 242.

37. Korolkov A.V., Savitchev V.V. On Liquid-Gas System Behavior in the Variable Field of Acceleration Vector // Non-gravitational mechanism of convection and heat/mass transfer. International Workshop. Abstract. September 15-17, 1994.- Zvenigirod, Russia, 1994.- P. 9-10.

38. Савичев В.В., Корольков А.В., Ветошкин А.М. Теплообмен системы жидкость-газ со стенками емкости в переменном поле вектора ускорения // Труды Первой Российской национальной конфе-

ренции по теплообмену. Том 2. Свободная конвекция.- М., 1994. - С. 182-186.

39. Корольков А.В. Математическое моделирование процессов тепломассообмена в системе жидкость-газ в переменном поле вектора ускорения // Труды Первой Российской национальной конференции по теплообмену. Том 6. Двухфазные течения.- М., 1994.- С. 112-117.

40. Корольков А.В., Савичев В.В. Движение центра масс жидкости и системы двух жидкостей, обусловленное силами плавучести, в условиях, близких к невесомости // Международная конференция "Гидромеханика, гидромашин, гидропривод и гидропневмоавтоматика", 28 ноября - 3 декабря 1994 г: Тезисы докладов.- М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1994.- С. 23.

41. Ветоскин А.М., Корольков А.В. О численном моделировании поведения системы жидкость-газ // Вопросы гидродинамики и теплопередачи в технологических процессах: Межвуз. сб. - М.: МГУЛ, 1993.- Вып. 259.- С. 148-163.

42. Savitchev V.V., Korol'kov A.V. On Liquid-Gas System Behaviour in the Near Weightlessness State // Ninth European Symposium Gravity dependent phenomena in physical sciences, Berlin, Germany, 2-5 May 1995. Abstracts. - Berlin, 1995.- P. 301-302.

43. Korol'kov A.V. Numerical Investigation of Liquid-Gas System Behavior in a Variable Acceleration Vector Field by a Discontinuity Capturing Technique // Fluid dynamics. - 1994.- V. 29, N 5.- P. 699-703.

44. Vetoskin A.M., Korol'kov A.V.; Savichev V.V. Specific Features of the Behavior of a Liquid and a Liquid-Gas System Under Conditions of Near-Weightlessness // Fluid dynamics. - 1994.- V. 29, N 5.- P. 693-698.

45. Vetoskin A.M., Korol'kov A.V., Savichev V.V. Movements of Mass Center In Liquid and Two Liquid System // Proceedings of the Microgravity Science and Applications Session. International Aerospace Congress, Moscow, August 16-17, 1994.- Moscow, 1995.- P. 119-123.

46. Savichev V.V., Korol'kov A.V., Vetoskin A.M. Movements of Mass Center In Liquid and Two Liquid System // IAC'94, International Aerospace Congress. Theory, Applications, Technolo-

gies. Proceedings. August 15-19, 1994.- Russia, Moscow, 1995.- V.1.- P. 439-442.

47. Savitchev V.V., Korolkov A.V., Vetoshkin A.M. Through Circuit for Two-Liquid System Movement Simulation // Second European Symposium Fluid in Space. Naples, Italy, 22-26 April 1996, Abstracts.- Italy, Naples, 1996.- P. 190.

48. Savitchev V.V., Korolkov A.V. On Liquid-Gas System Behavior in Space // Second European Symposium Fluid in Space. Naples, Italy, 22-26 April 1996, Abstracts.- Italy, Naples, 1996.- P. 189.

49. Savitchev V.V., Korolkov A.V., Vetoshkin A.M. Computer Simulation of Beginning Phase of Immiscible Liquid System Thermocapillary Motion // Drop Tower Days 1996 in Bremen. July 8-11, 1996.- Bremen, 1996.- P. 8-27 - 8-29.

50. Savitchev V.V., Korolkov A.V. On Liquid-Gas System Behavior in Space // Second European Symposium Fluid in Space. Naples, Italy 22-26 April 1996, Proceedings.- Napoly, Italy, 1996.- P. 563-568.

51. Savitchev V.V., Korolkov A.V., Vetoshkin A.M. Through scheme for two-liquid system movement simulation // Second European Symposium Fluid in Space. Naples, Italy 22-26 April 1996, Proceedings.- Napoly, Italy, 1996.- P. 569-573.



Подписано к печати 18.02.97 г. Заказ 40
Объем 2,0 п.л. Тираж 100 экз.

Типография МГТУ им. Н.Э.Баумана