

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

RUSSIAN ACADEMY OF
SCIENCES

ИНСТИТУТ

ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО
РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

NUCLEAR
SAFETY INSTITUTE

Препринт № IBRAE-95-06

Preprint IBRAE-95-06

А.Е. Аксенова, П.Н. Вабищевич, В.В. Чуданов

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ
С УЧЕТОМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ
ОХЛАЖДЕНИЯ НА ГРАНИЦАХ**

Москва
1995

Moscow
1995

Аксенова А.Е., Вабишевич П.Н., Чуданов В.В. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ГРАНИЦАХ. Препринт № IBRAE-95-06. Москва: Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 1995. 21 с.

Аннотация

В работе численно исследуется задача квазистационарной естественной конвекции тепло выделяющей жидкости с учетом затвердевания при различных режимах охлаждения на границах. Основной целью работы является исследование влияния различных режимов охлаждения на распределение тепловых потоков на границы полости.

В численных исследованиях применена новая эффективная методика для решения нестационарных задач гидродинамики с теплопроводностью, которая проверена на широком классе тестовых задач. Полученные численные результаты проверялись на достоверность с помощью серии численных расчетов на последовательности сгущающихся сеток.

Эти результаты могут быть использованы для построения упрощенных моделей поведения расплава топливосодержащих масс в различных системах удержания.

©ИБРАЭ РАН, 1995

Aksenova A.E., Vabishchevich P.N., Chudanov V.V. NUMERICAL INVESTIGATION OF A HEAT-GENERATING FLUID WITH REGARD SOLIDIFICATION FOR DIFFERENT COOLING REGIMES ON THE BOUNDARIES (in Russian). Preprint IBRAE-95-06. Moscow: Nuclear Safety Institute, 1995. 21 p.

Abstract

The quasisteady natural convection of a heat-generating fluid with regard to solidification for the different cooling regimes on the boundaries is investigated numerically in present work. The main goal of this paper is investigation of different cooling regimes influence on the distribution of heat flux on the cavity boundaries.

To solve unsteady problems of hydrodynamics with heat conductivity, new efficient numerical method, inspected at the wide set of test problem, was employed. The obtained numerical results were verified on reability via conducting of calculations on the sequence of the fine grids.

These results may be used for construction of simplified models describing the behaviour of a molten heat-generating masses (corium) in different retention system (core catcher).

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ГРАНИЦАХ

Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В.

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

113191 Москва, ул. Б.Тульская, 52

тел.: (095) 952-24-21, факс: (095) 230-20-29, эл. почта: pbl@ibrae.msk.su

1 Введение

Представленная работа является продолжением параметрических численных исследований естественной конвекции тепловыделяющей жидкости с фазовыми превращениями начатых в работах [1, 2, 3]. В указанных работах задача естественной конвекции была решена для случая квадратной полости с изотермическими граничными условиями [1], затем последовательно исследовалось влияние аспектного отношения и возможной стратификации находящегося в полости вещества на распределение тепловых нагрузок на границы полости [2], а также проводилась оценка локализации максимальных тепловых нагрузок на боковой поверхности [3].

В этой работе численно исследуется естественная конвекция тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания в полости квадратного сечения при различных режимах охлаждения, характеризующихся наибольшим разнообразием и неопределенностью при тяжелых авариях.

Актуальность подобного исследования обусловлена необходимостью предсказания поведения расплава топливосодержащих масс (кориума) для различных сценариев гипотетических тяжелых аварий на атомных станциях [4] - [9]. В результате такой аварии с разрушением и плавлением активной зоны реактора возможно образование достаточно больших объемов расплава кориума или, другими словами, 'molten pool', приводящего к разрушению корпуса реактора. Замедление процесса разрушения и/или его полное приостановление и удержание расплава внутри корпуса может быть достигнуто с помощью соответствующего режима охлаждения расплавленной области. При этом выбор режима охлаждения, характеризующийся большим разнообразием, во многом зависит от того на ранней или на поздней стадии разрушения активной зоны сформировалась 'molten pool' и от ее места положения в реакторе. Так, формирование расплава кориума может происходить на различных стадиях тяжелой аварии, например:

1. на ранней стадии развития аварии, непосредственно внутри активной зоны при условии водяного охлаждения и отводе тепла с верхней границы 'molten pool', как в случае аварии на ТМІ-2 [10];
2. или на поздней стадии разрушения активной зоны, в нижней части корпуса реактора после стекания туда расплава при условии достаточно эффективного внешнего охлаждения на корпусе реактора и утоньшении стенок корпуса за счет плавления или/и их химического растворения.

В обоих случаях условия на верхней границе расплавленной области могут варьироваться в широком диапазоне начиная с условия практически полного теплового равновесия с окружающими конструкциями и заканчивая условием идеального теплосъема в случае залива

водой сверху. Что касается условий теплосъема на боковых поверхностях и дне 'molten pool', то они характеризуются большими числами Био, что практически соответствует условиям изотермического охлаждения указанных поверхностей.

Подтверждением вышесказанного может служить авария на ТМІ-2 [10], когда для предотвращения разогрева активной зоны был осуществлен повторный залив водой, в результате чего происходило достаточно эффективное охлаждение боковых поверхностей расплавленной области и образование топливных корок. Что касается верхней границе расплавленного кориума, то предположительно на указанной границе вода отсутствовала или же верхняя граница расплавленной области находилась при менее эффективном режиме охлаждения, чем боковые поверхности 'molten pool'. И вероятно, указанное различие в режимах охлаждения верхней и боковой поверхностей 'molten pool' могло оказывать определенное влияние на поведение расплава тепловыделяющего кориума и образование топливных корок и приводить к изменению привычной картины распределения тепловых потоков. Поэтому, можно было ожидать значительного влияния таких параметров как число Био на верхней границе Bi_{up} и числа Остроградского Os , определяющего долю твердой фазы кориума (корок) на основные теплофизические характеристики расплава тепловыделяющего кориума. В связи с вышесказанным необходимо более подробно исследовать влияния различных режимов охлаждения на механизм теплопередачи в тепловыделяющем кориуме с учетом возможного затвердевания последнего.

Среди множества экспериментальных работ посвященных конвекции тепловыделяющей жидкости практически отсутствуют работы, учитывающие затвердевание последней. Тем не менее можно отметить серию из 14 тестов проведенную IPSN в 1983-1990 гг. в Cadarache, в которой исследовались процессы кипения тепловыделяющей жидкости. Среди этих тестов наибольшего внимания с точки зрения конвекции расплавленного UO_2 при высоких температурах с образованием корок заслуживает первый эксперимент, названный SCARABEE BF1 [11].

Приведем основные параметры этого эксперимента. Используемая в эксперименте капсула, куда загружалось топливо, представляла собой цилиндрический тонкостенный тигель диаметром 6 см. Охлаждение стенок цилиндра осуществлялось с помощью жидкого Na при температуре 250°C. Масса загружаемого в экспериментальную установку UO_2 составляла 5 кг. Рассматривались два режима постоянной тепловой нагрузки продолжительностью около 10 минут: I) 48 Вт/см³ и II) 140 Вт/см³, соответственно. Высота расплава для указанных режимов составляла соответственно 18 и 20 сантиметров. Ниже в таблице 1 представлена оценка результатов проведенного эксперимента с точки зрения основных безразмерных параметров задачи естественной конвекции тепловыделяющей жидкости с учетом фазовых превращений:

	I	II
Диапазон изменения числа Релея	$3 \cdot 10^{11}$	$\approx 10^{12}$
Характерный размер $\approx (\pi d^2 l)^{1/3}$	0.080 м	0.083 м
Диапазон изменения числа Остроградского	40 ÷ 50	120 ÷ 150
Отношение твердой фазы к полному объему	0.50 ÷ 0.60	0.13 ÷ 0.15
Отношение максимального теплового потока к его среднему значению	1.72	1.38
Доля теплового потока приходящаяся на различные поверхности:		
бок	0.75	0.73
дно	0.00	0.02
верх	0.25	0.25

В силу недостаточности данных об эксперименте трудно было получить точную оценку чисел Био на верхней и боковых поверхностях экспериментальной капсулы, однако можно с уверенностью утверждать, что значения параметров Bi_{up} и Bi_{sd} достаточно велики. Так, значение числа Био на верхней границе велико в силу эффективного теплового излучения при достаточно высокой температуре $UO_2 \approx 3000$ К, при том, что температура плавления металлической стенки ≈ 1800 К. Высокое же значение параметра Био на боковой поверхности объясняется незначительной толщиной стенок тигля.

Сравнение экспериментальных данных с численными расчетами [1] и представленными ниже численными результатами по таким величинам как:

- отношение твердой фазы к полному объему V_{crust}/V_{full} ;
- отношение максимального теплового потока к его среднему значению HF_{max}/HF_{av}

позволяет говорить о не плохом совпадении результатов. Так, в численных расчетах отношение твердой фазы к полному объему при числах Остроградского из диапазонов $40 \leq Os \leq 50$ и $120 \leq Os \leq 150$ имеет сильное отличие друг от друга вне зависимости от числа Релея и достаточно хорошо согласуется с экспериментом [11]. Как показывают результаты численных расчетов [1, 3], картина изменения величины HF_{max}/HF_{av} также совпадает с результатами эксперимента SCARABEE BF1 [11]. И в то и в другом случае отношение максимального теплового потока к его среднему значению изменяется в диапазоне от 1 до 2 (что гораздо меньше значения указанной величины при чисто конвективном режиме).

К сожалению недостаточность информации о максимальном и среднем значениях температуры в эксперименте не позволяет провести оценку чисел Нуссельта на верхней и боковой поверхностях. Невозможно также провести адекватного сравнения долей теплового потока, приходящихся на различные поверхности, в силу неопределенности граничных условий на верхней поверхности экспериментальной установки и различия в геометрических факторах. В численных расчетах рассматривается полость квадратного сечения, тогда как в эксперименте капсула в сечении представляет собой сильно вытянутый по высоте прямоугольник. Тем не менее совпадение по двум вышеуказанным пунктам может служить основанием для использования полученных результатов при анализе проблемы удержания расплава кориума в корпусе реактора.

В численных расчетах применен достаточно эффективный математический алгоритм для решения нестационарных задач гидродинамики и теплопроводности. Он позволяет провести большое количество параметрических численных расчетов для создания адекватной базы данных основных тепловых характеристик в зависимости от безразмерных параметров (Ra, Os, Bi). Поскольку для рассматриваемой проблемы зависимость основных тепловых характеристик от числа Прандтля и аспектного отношения является менее значимой в сравнении с остальными параметрами, значения Pr и Asp принимаются равными единице.

Полученные результаты представлены в виде графиков.

2 Математическая формулировка задачи

Рассматривается двумерная задача естественной конвекции тепловыделяющей жидкости с фазовыми превращениями в полости квадратного сечения с граничными условиями третьего рода.

Пусть $\Omega = \{x|x = (x_1, x_2), 0 < x_\alpha < 1, \alpha = 1, 2\}$ — область, в которой будем искать решение поставленной задачи. Введем следующее обозначение для границы фазового перехода $S(t)$:

$$S(t) = \{x|x \in \Omega, u(x, t) = u_\ell\},$$

где u_ℓ — температура фазового перехода. Последняя разбивает область Ω на две подобласти. Определим область, содержащую жидкую фазу вещества как $D(t) = \{x|x \in \Omega, u(x, t) > u_\ell\}$, а область, содержащую твердую фазу вещества — $D_0 = \Omega \setminus D$. Задачу будем рассматривать в нестационарной постановке.

Для описания процессов тепло- и массопереноса в тепловыделяющей жидкости с однородным объемным источником тепла, с учетом фазовых превращений, используются нестационарные уравнения Навье-Стокса в приближении Буссинеска совместно с уравнением для температуры:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v} + \operatorname{grad} p - \nu \operatorname{div} \operatorname{grad} \mathbf{v} - \beta g e u = 0, \quad x \in D, \quad 0 < t \leq T, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad x \in D, \quad 0 < t \leq T, \quad (2)$$

$$\left(c(u) + \lambda \delta(u - u_\ell) \right) \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \operatorname{grad} u \right) - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(k(u) \frac{\partial u}{\partial x_\alpha} \right) = q, \quad (3)$$

$$x \in \Omega, \quad 0 < t \leq T.$$

Без ограничения общности будем рассматривать случай постоянных коэффициентов теплоемкости и теплопроводности в твердой и жидкой фазах, неменяющихся при фазовом превращении.

Рассматриваемая область течения представляет собой замкнутую полость с неподвижными твердыми стенками, поэтому на границах полости ∂D задаются условия прилипания и непротекания вида:

$$\mathbf{v}(x, t) = 0, \quad x \in \partial D, \quad 0 < t \leq T. \quad (4)$$

В качестве тепловых условий выбраны граничные условия третьего рода, что позволяет моделировать различные режимы охлаждения границ полости:

$$k(u) \frac{\partial u}{\partial n} + h(u - u_w) = 0, \quad x = (x_1, x_2), \quad 0 < x_\alpha < 1, \quad \alpha = 1, 2, \quad (5)$$

где n — внешняя нормаль.

В силу того, что в начальный момент времени жидкость покоится и имеет равновесную температуру начальное условие для скорости имеет вид

$$\mathbf{v}(x, 0) = 0, \quad x \in D, \quad (6)$$

а начальное условие для температуры определяется соотношением

$$u(x, 0) = 0, \quad x \in \Omega. \quad (7)$$

Поскольку первоначально вся область представляет собой жидкую фазу вещества, то $D(0) = \Omega$.

Таким образом, соотношения (1)–(7) полностью описывают свободную конвекцию тепло выделяющей жидкости с учетом фазовых превращений в области Ω на любой момент времени $t > 0$. Численное исследование вышеназванной задачи проводится в безразмерной постановке с помощью вычислительного алгоритма, использующего переменные “функция тока, вихрь скорости, температура”. Компоненты скорости определяются через функцию тока $\psi(x, t)$ как:

$$v_1 = \frac{\partial \psi}{\partial x_2}, \quad v_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_1}, \quad (8)$$

поэтому условие несжимаемости (2) всегда выполнено. Для вихря скорости имеем соотношение

$$w = \frac{\partial v_2}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial x_2}. \quad (9)$$

Учитывая соотношения (8),(9) из уравнения движения (1) для вихря скорости получим следующее выражение в безразмерных переменных

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) w - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x_\alpha^2} - \frac{\text{Ra}_q}{\text{Pr}} \frac{\partial u}{\partial x_1} = 0, \quad (10)$$

$$x \in D, \quad 0 < t \leq T$$

с модифицированным числом Релея, получаемым по мощности теплового источника q . Уравнение (10) может быть переписано через безразмерное число Остроградского в виде

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) w - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x_\alpha^2} - \frac{\text{Ra}_u \text{Os}}{\text{Pr}} \frac{\partial u}{\partial x_1} = 0, \quad (11)$$

где использовано число Релея, определяемое по характерному перепаду температур

$$\text{Ra}_u = \frac{\beta g (u_\ell - u_w) l^3}{a \nu}$$

и число Остроградского определяется с помощью соотношения

$$\text{Os} = \frac{q l^2}{k(u_\ell - u_w)}.$$

Здесь и далее будем использовать для безразмерных переменных те же обозначения что и для точных величин. Заметим, что везде далее по тексту под числом Релея Ra мы будем понимать модифицированное число Релея, получаемое по мощности теплового источника q , $Ra_q = \frac{\beta g q l^3}{\nu k}$.

Из уравнения несжимаемости (2) будем иметь уравнение Пуассона для функции тока

$$-\sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_\alpha^2} = w, \quad x \in D, \quad 0 < t \leq T. \quad (12)$$

Уравнение энергии (3) в безразмерных переменных переписывается в виде

$$\left(1 + Ste \chi_{s\ell}\right) \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)u\right) - \frac{1}{Pr} \left(\sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x_\alpha^2} + 1\right) = 0, \quad (13)$$

$$x \in \Omega, \quad 0 < t \leq T,$$

где число Стефана определяется из соотношения $Ste = \lambda / (c \cdot (u_s - u_\ell))$, где

$$\chi_{s\ell} = \begin{cases} 1, & u \in (u_s, u_\ell), \\ 0, & u \notin (u_s, u_\ell), \end{cases}$$

а u_s — температура солидус.

Обезразмеривание здесь проведено по высоте полости l , коэффициенту кинематической вязкости ν и величине ql^2/k , пропорциональной перепаду температуры.

Система уравнений (11)–(13) дополняется граничными и начальными условиями, вытекающими из (4)–(7). Условия прилипания и непротекания (4) на границе единичного квадрата Ω дают соотношения

$$\psi(x, t) = 0, \quad x \in \partial D, \quad 0 < t \leq T, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial n}(x, t) = 0, \quad x \in \partial D, \quad 0 < t \leq T. \quad (15)$$

Из условия (6) имеем

$$\psi(x, 0) = 0, \quad x \in D. \quad (16)$$

Граничные условия конвективного теплообмена (третьего рода) в безразмерных переменных имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial n} + Bi u = 0, \quad 0 < x_\alpha < 1, \quad \alpha = 1, 2. \quad (17)$$

Начальное условие для температуры остается без изменений.

3 Метод решения

Для нахождения приближенного решения задачи приближенного решения задачи (11)–(17) с расчетом поля течения в изменяющейся области $D(t)$ используется вариант метода фиктивных областей с продолжением по младшим коэффициентам [12]. Реализация разностной схемы расщепления [13] основана на решении сеточных эллиптических задач на каждом шаге по времени. Подобный подход хорошо зарекомендовал себя при решении задач свободной конвекции тепловыделяющей жидкости, что подтверждает совпадение полученных результатов с экспериментальным [5, 14] и численно-экспериментальным [15, 16] исследованиями для различных граничных условий и геометрий расчетной области. Результаты тестирования вычислительного алгоритма для задачи свободной конвекции тепловыделяющей жидкости опубликованы в работах [17, 18]. Кроме того, некоторые из результатов, касающиеся исследования периодической естественной конвекции в замкнутой полости прямоугольного сечения, представлены в статье [19].

4 Результаты численного моделирования

Численное исследование тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания при различных режимах охлаждения на границах было проведено на Sun 4/80 (Sparc Station 10) в следующем диапазоне основных безразмерных параметров задачи: $10^{10} \leq Ra \leq 10^{12}$, $40 \leq Os \leq 1000$, $30 \leq Bi_{up} \leq 600$, $Bi_{sd} = \infty$, $Bi_{dn} = \infty$, $Ste = 0$, $Pr = 1$.

Расчеты проводились методом установления, до достижения квазистационарного решения. Вычисления прерывались при одновременном выполнении следующих условия: производная по времени от средней в объеме температуры в норме L_2 осциллирует вблизи нуля; суммарное тепловыделение на боковые, верхнюю и нижнюю грани осциллирует вблизи единицы (в квадратной камере суммарное тепловыделение равно единице).

При обработке результатов основное внимание уделялось таким безразмерным параметрам как: интенсивность теплопередачи (локальное число Нуссельта) на боковые, верхнюю и нижнюю грани, суммарная теплопередача на все грани рассматриваемой области, средняя температуры в жидкой фазе, объем жидкой фазы, а также максимальным значениям локальных чисел Нуссельта на боковых гранях по отношению к их среднему значению, Nu_{max}/Nu_{av} .

Поскольку в процессе достижения квазистационарного решения указанные параметры осциллировали вблизи своих средних значений, проводилось осреднение вычисляемых величин по достаточно большой выборке временных результатов.

Достоверность получаемых результатов проверялась путем проведения расчетов на последовательности сгущающихся сеток со сгущением адекватным сеткам 81×81 , 161×161 , 321×321 , 641×641 и сопоставлении получаемых решений на неизменяемость в рассматриваемом диапазоне параметров. Результаты проверки на последовательности сгущающихся сеток и тестирование используемой методики представлены в [1].

4.1 Полученные результаты

Проблема удержания расплава внутри корпуса реактора и увеличение продолжительности жизни последнего зависит от уровня нагрузок, которые испытывают стенки реактора после того как произошла авария. Снижение нагрузок и следовательно увеличение продолжительности жизни корпуса реактора достигается с помощью соответствующих режимов охлаждения стенок корпуса и снижения интенсивности выноса тепла к его границам. Последнее обстоятельство тесно связано с количеством твердой фазы кориума находящимся в реакторе, чем больше количество твердого кориума, тем меньше интенсивность отвода тепла к границам корпуса. Поэтому в первую очередь была проведена оценка соотношения твердого и жидкого в рассматриваемой области. На рис.1 представлено семейство кривых описывающее изменение объема твердой фазы при различных режимах охлаждения (числах Био) на верхней границе. Как показывают результаты расчетов, при достаточно широком диапазоне изменения числа Био на верхней границе от 30 до 600 разброс кривых незначителен. Так, в диапазоне чисел Остроградского больше 100 различие в объемах твердой фазы при варьировании режимов охлаждения на верхней границе практически отсутствует. В указанном диапазоне изменения Os , характеризующимся незначительными объемами твердой фазы (менее 20%), определяющий характер в режиме теплопередачи начинают играть конвективные процессы. Поэтому в указанной области варьирование режимов охлаждения не оказывает влияние на соотношения твердого и жидкого в области. Для чисел Остроградского из интервала $40 \leq Os \leq 100$ различие в объемах твердой фазы при изменении Bi_{up} становится более заметным, поскольку указанный диапазон изменения числа Остроградского характеризуется значительными объемами твердого кориума. Так, различие в долях твердой фазы для режимов охлаждения $Bi_{up} = 30$ и 600 составляет около 10%, причем с ростом Bi_{up} доля твердой фазы увеличивается.

Поскольку интенсивность теплопередачи в области определяется, главным образом, средними тепловыми потоками, приходящимися на границу области далее будут представлены кривые изменения указанной величины на верхней, боковой и нижней границах области, соответственно, для случая $Ra = 10^{11}$. На рис.2 представлены графики изменения доли теплового потока на верхней поверхности в отношении к интегральному тепловому потоку при различных режимах охлаждения верхней границы. Представленное семейство кривых может быть охарактеризовано следующими двумя тенденциями:

1. при высоких числах Остроградского, выше 100, разброс представленных кривых достаточно велик. Это означает, что в указанном диапазоне доминирует чисто конвективный теплообмен на верхней границе без наличия корок в области;
2. при малых числах Остроградского, меньше 100, наблюдается стремление кривых к сближению. Это обстоятельство указывает на переход от чисто конвективного теплообмена к режиму при котором формируются корки на верхней границе.

Рис.3 демонстрирует изменение среднего теплового потока приходящегося на боковую границу рассматриваемой области при различных значениях Bi_{up} . С уменьшением значения числа Био на верхней границе доля среднего теплового потока на боковой поверхности увеличивается и достигает величины 0.42. При числах Остроградского из диапазона выше 200 наблюдается выполаживание кривых при всех режимах охлаждения на верхней границе. В области же малых чисел Остроградского, менее 200, доли среднего теплового потока независимо от режимов охлаждения на верхней границе стремятся к значению 0.25, что соответствует кондуктивному режиму теплопередачи. Сближение кривых к сгущению объясняется наличием больших объемов твердой фазы в области.

Влияние параметра Bi_{up} на изменение средних значений теплового потока на нижней границе области практически отсутствует (см. рис.4). Так, разница в значениях долей среднего теплового потока для двух предельных случаев режима охлаждения на верхней границе $Bi_{up} = 30$ и $Bi_{up} = 600$ составляет не более 2.2%. Как и в случае с распределением среднего теплового потока на боковой границе при $Os > 200$ наблюдается выполаживание кривых. При числах Остроградского меньше 200 доля теплового потока резко уходит вверх. Последнее обстоятельство объясняется доминированием кондуктивного режима теплопередачи в области. Таким образом, варьирование различных режимов теплопередачи на верхней границе оказывает влияние, главным образом, на распределение средних тепловых потоков приходящихся на верхнюю и боковую границы рассматриваемой области и практически незначительно для нижней границы области.

Чего нельзя сказать об изменении величины u_{liq}/Os^{-1} , характеризующей изменение средней безразмерной температуры рассматриваемой области по отношению к средней температуре фазового перехода. Семейство кривых, описывающих изменение указанной величины при фиксированных значениях числа Релея для двух предельных случаев охлаждения верхней границы представлено на рисунке 5. С продвижением по диапазону изменения числа Остроградского в сторону уменьшения Os ($40 \leq Os < 100$) наблюдается тенденция кривых к сгущению независимо от режима охлаждения на верхней границе. Как уже отмечалось ранее, доля твердой фазы возрастает с уменьшением значения числа Остроградского, что и является объяснением указанного поведения кривых. С увеличением числа Остроградского доля жидкости в рассматриваемой области увеличивается и средняя температура области начинает значительно превосходить температуру фазового перехода. Причем, указанная тенденция усиливается с уменьшением числа Релея. Кроме того, при изменении числа Био на верхней границе в диапазоне от 30 до 600 наблюдается изменение средней температуры в жидкой фазе от 10 до 15%. Указанная тенденция сохраняется в диапазоне чисел Остроградского больше 1000 для всех рассматриваемых значений числа Релея.

Исследовано влияние числа Био на верхней границе на изменение среднего числа Нуссельта на границах рассматриваемой области. На рисунках 6-8 представлено распределение средних чисел Нуссельта для фиксированных значений числа Релея 10^{10} , 10^{11} , 10^{12} на верхней боковой и нижней стенках, соответственно. На каждом рисунке проводится сопоставление указанных величин для двух предельных случаев охлаждения верхней границы, а именно при $Bi_{up} = 30$ и $Bi_{up} = 600$ (см. рис.6). При режиме охлаждения на верхней границе $Bi_{up} = 30$ интенсивность теплопередачи на границу области практически не зависит ни от числа Релея ни от числа Остроградского. В другом предельном случае при $Bi_{up} = 600$ кривые $Nu_{up}(Os)$ ведут себя практически как в случае изотермического охлаждения всех границ области. Начиная со значения $Os > 200$ наблюдается расхождение кривых, а в диапазоне числа Остроградского выше 500 кривые выполаживаются и далее различие в значениях Nu_{up} между соседними значениями числа Релея сохраняется на уровне $\approx 23\%$.

Изменение среднего значения числа Нуссельта на боковой поверхности демонстрирует рисунок 7. В диапазоне чисел Остроградского выше 100 кривые интенсивности начинают

расходиться, причем различие в значениях Nu_{sd} при изменении числа Био на верхней границе от 30 до 600 составляет около $10 \div 15\%$. Чем выше значение числа Релея, тем больше указанное различие между средними числами Нуссельта на боковой поверхности. При малых числах Остроградского, меньше 100, кривые сближаются не зависимо от того какой режим охлаждения на верхней границе в силу доминирования кондуктивного режима теплопередачи в области.

Распределение среднего числа Нуссельта на нижней поверхности рассматриваемой области демонстрирует рисунок 8. Как показывают результаты вычислительного эксперимента варьирование режимом теплосъема на верхней границе области практически не оказывает влияния на значение параметра Nu_{dn} , так разница для различных режимов охлаждения составляет не более 1%. С увеличением числа Релея различие несколько увеличивается, но все равно не превышает 2%.

Далее на рисунках 9-11 показано влияние параметра Bi_{up} на изменение среднего числа Нуссельта на границах рассматриваемой области на примере фиксированного значения числа Релея $Ra = 10^{11}$. На рис.9 представлено семейство кривых $Nu_{up}(Os)$ для различных режимов охлаждения верхней границы рассматриваемой полости. Представленно семейство ограничено сверху графиком $Nu_{up}(Os)$ для предельного случая $Bi_{up} = \infty$, соответствующим изотермическим граничным условиям на верхней границе. Другими словами, кривые характеризующие различные режима охлаждения сходятся к графику для случая $Bi_{up} = \infty$. Наилучшим образом повторяет график для предельного случая ($Bi_{up} = \infty$) кривая для случая граничных условий на верхней границе $Bi_{up} = 600$. Однако указанное совпадение справедливо не во всем диапазоне чисел Остроградского, а лишь для значений Os не превосходящих 500. В диапазоне чисел Остроградского выше 500 кривые для случая $Bi_{up} = \infty$ и $Bi_{up} = 600$ начинают расходиться. График соответствующий предельному случаю $Bi_{up} = \infty$ уходит вверх, а кривая для случая граничных условий $Bi_{up} = 600$ начинает выполаживаться. Последнее обстоятельство указывает на необходимость более осторожного использования изотермических граничных условий для интерпретации условий теплообмена при моделировании последствий тяжелых аварий. Так в реакторном случае интенсивный теплосъем с внешних границ корпуса соответствует конвективному теплообмену с высокими числами Био, ($Bi_{up} = \infty$). Основываясь на этом факте исследователи интерпретируют условия теплообмена как изотермические граничные условия. Однако в реальных ситуациях верхняя граница диапазона изменения числа Био дает величину 600, т.е. не изотермические, а почти изотермические граничные условия. Обнаруженное нами расхождение требует более подробного исследования и более адекватного подхода к моделированию условий охлаждения. Отмеченное ранее выполаживание кривой для случая $Bi_{up} = 600$ наблюдается при всех режимах охлаждения, однако начало пологого участка с ростом значения числа Био на верхней границе смещается вправо в сторону увеличения числа Остроградского. Так, если в случае $Bi_{up} = 30$ началу пологого участка соответствует число Остроградского 60, то для $Bi_{up} = 60$ это значение равняется уже 100, а для условий на верхней границе $Bi_{up} = 100$ и $Bi_{up} = 300$ начало участка совпадает с числом Остроградского 150 и 400, соответственно. Если соединить точки, характеризующие начало выполаживания кривых $Nu_{up}(Os)$, то они образуют линию (сепаратриссу), представляющую собой границу образования корки. Ниже указанной линии корки в области отсутствуют, выше этой линии область характеризуется наличием корок и доминирующем влиянием кондуктивного режима теплопередачи.

На рис.10 представлены графики изменения $Nu_{sd}(Os)$ для различных режимов охлаждения верхней границы полости. Как и в предыдущем случае, для сравнения на рисунке представлен график для случая изотермических граничных условий на верхней границе. Этот график ограничивает представленное семейство $Nu_{sd}(Os)$ снизу. С увеличением значения параметра Bi_{up} наблюдается снижение среднего числа Нуссельта на боковой поверхности. Максимальная разница между средними значениями числа Нуссельта на боковой поверхности для двух предельных режимов охлаждения $Bi_{up} = 30$ и $Bi_{up} = 600$ достигается начиная со значения числа Остроградского 500 и далее сохраняется на протяжении всего диапазона изменения Os около 20%. Наиболее низкие значения Nu_{sd} наблюдаются при режимах охлаждения $Bi_{up} = 300$ и 600, которые практически совпадают со случаем изотермических граничных условий ($Bi_{up} = \infty$). Выделение пологих участков кривых, как в случае с Nu_{up} , затруднено, поскольку начало этих участков лежит за пределами исследуемого диапазона чисел Остроградского.

Что касается влияния различных режимов охлаждения на верхней границе на параметр Nu_{dn} , то как видно из рисунка 11, оно незначительно. Семейство кривых $Nu_{dn}(Os)$ ограничено сверху графиком для случая изотермических граничных условий и практически полностью совпадает с ним. Расхождения в значения Nu_{dn} наблюдаемы в диапазоне чисел Остроградского выше 300 составляют не более 10% для $Os = 300$, в случае $Os = 1000$ не превышают 20%.

Ниже на рисунках 12,13 представлены семейства кривых $Nu_{up}(Bi_{up})$ и $Nu_{sd}(Bi_{up})$ для различных значений числа Остроградского. Графики зависимости $Nu_{up}(Bi_{up})$ на рисунке 12, как и в случае обратной зависимости $Nu_{up}(Os)$ (см. рис.9), имеют две области: 1) резкого возрастания и 2) пологий участок. Причем, начало пологих участков для всех режимов охлаждения на верхней границе остается таким же как и в случае обратной зависимости $Nu_{up}(Os)$. Следовательно, можно построить сепаратриссу, соединяющую начала этих пологих участков, которая позволит определить границу формирования твердой фазы. Но в отличие от обратной зависимости $Nu_{up}(Os)$, для которой область формирования корки располагаться выше указанной кривой, в случае зависимости $Nu_{up}(Bi_{up})$ корка будет формироваться в области параметров находящихся ниже сепаратриссы. Слева от сепаратриссы простирается область параметров при которых на верхней границе области корка отсутствует и доминирует чисто конвективный режим теплопередачи.

Рисунок 13 демонстрирует графики зависимости $Nu_{sd}(Bi)$ для различных значений числа Остроградского.

Рисунки 14-16 представляют влияние различных режимов теплопередачи на изменение величины Nu_{max}/Nu_{av} , характеризующей изменение максимального теплового потока на боковую поверхность области Nu_{max} в сравнении с его средним значением Nu_{av} , для чисел Релея 10^{12} , 10^{11} и 10^{10} , соответственно. Как показывают результаты численного исследования, максимальные значения исследуемой величины для всех значений числа Релея достигаются при режиме охлаждения верхней границы $Bi_{up} = 30$. Что касается сравнения семейства кривых для различных значений числа Релея, то можно отметить тот факт, что с возрастанием числа Релея верхняя граница диапазона изменения величины Nu_{max}/Nu_{av} поднимается вверх. Так, если для $Ra = 10^{10}$ значения исследуемой величины попадают в интервал от 1 до 3, а в случае $Ra = 10^{11}$ верхняя граница диапазона поднимается до 4.5, то при $Ra = 10^{12}$ интервал изменения исследуемой величины имеет вид $1 \leq Nu_{max}/Nu_{av} \leq 7.5$.

Заключение

В результате численного исследования тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания при различных режимах охлаждения на границах можно заключить следующее:

1. Изменение объемов твердой фазы при различных режимах охлаждения на верхней границе незначительно;
2. Варьирование различных режимов теплопередачи на верхней границе рассматриваемой полости оказывает влияние, главным образом, на распределение средних тепловых потоков приходящихся на верхнюю и боковую границы полости и незначительно для нижней границы;
3. Наиболее существенные отличия в значениях средних чисел Нуссельта при варьировании режимов охлаждения на верхней границе проявляются на боковой поверхности полости, а также при высоких числах Bi_{up} на верхней границе. Распределение средних чисел Нуссельта на нижней границе практически не зависит от режимов охлаждения верхней поверхности полости;
4. Построена сепаратрисса, соединяющая участки выполаживания семейства кривых $Nu_{up}(Os)$ при различных режимах охлаждения верхней границы, позволяющая определять границу формирования твердой фазы в полости. Подобная кривая построена и для случая обратной зависимости $Nu_{up}(Bi)$ для различных значений числа Остроградского;
5. Продемонстрирована эволюция поведения распределения Nu_{max}/Nu_{av} на боковой поверхности в зависимости от чисел Остроградского и при различных режимах теплосъема на верхней границе и различных значений числа Релея.

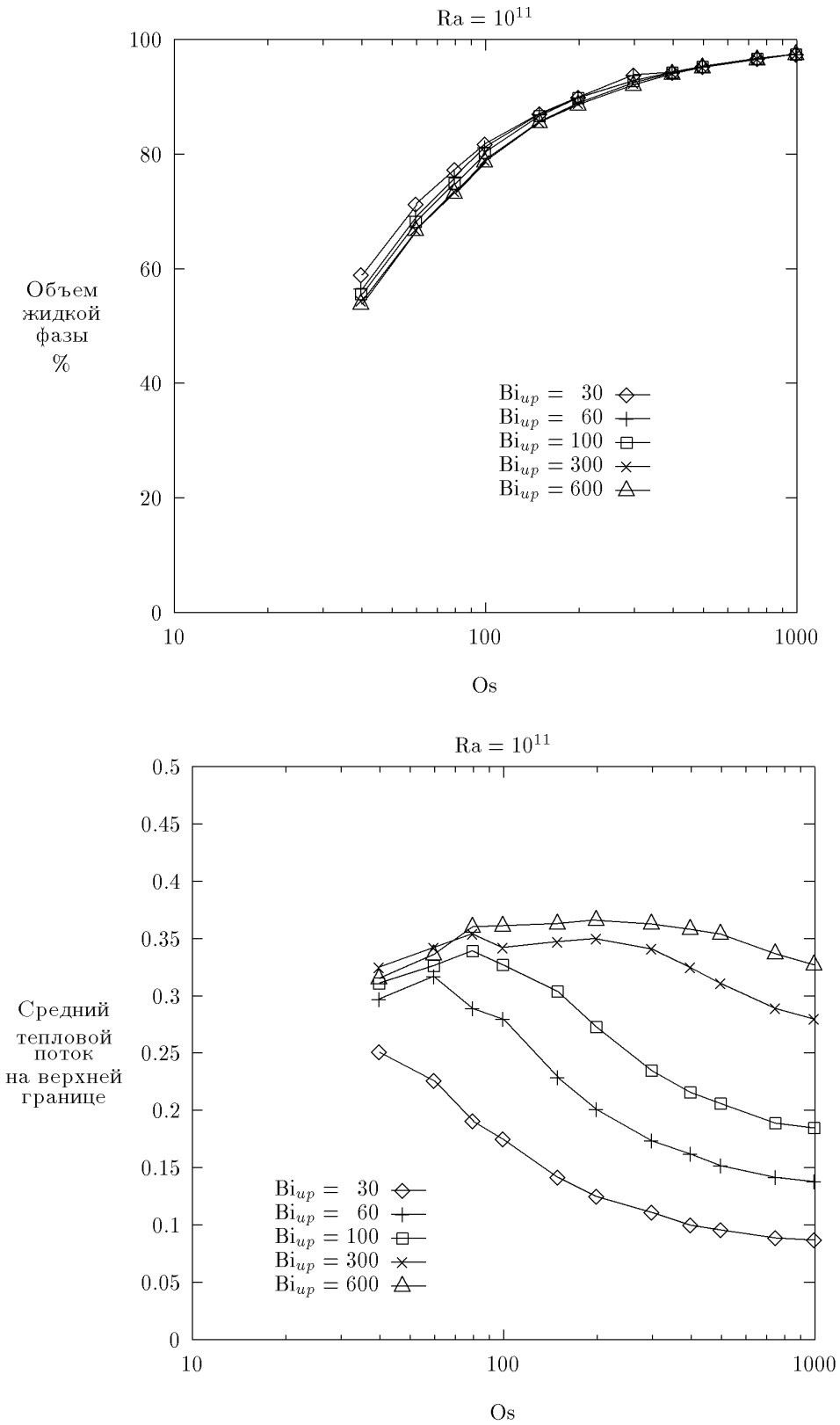


Рис.1,2: Объем жидкой фазы в процентах (верх) и средний тепловой поток на верхней границе.

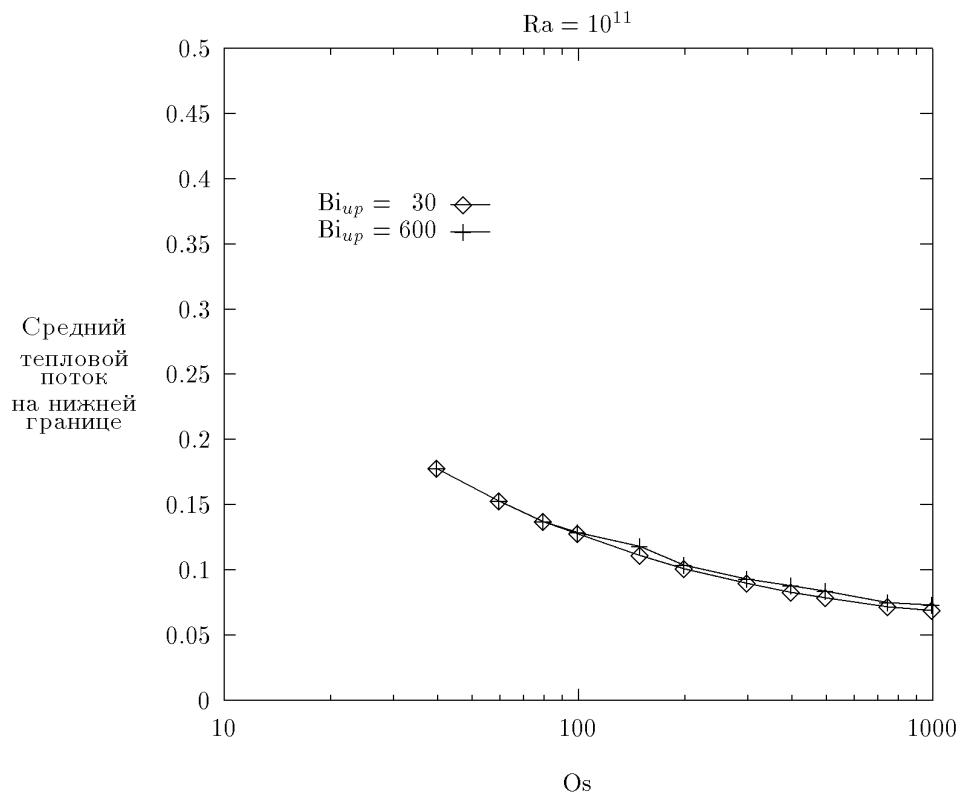
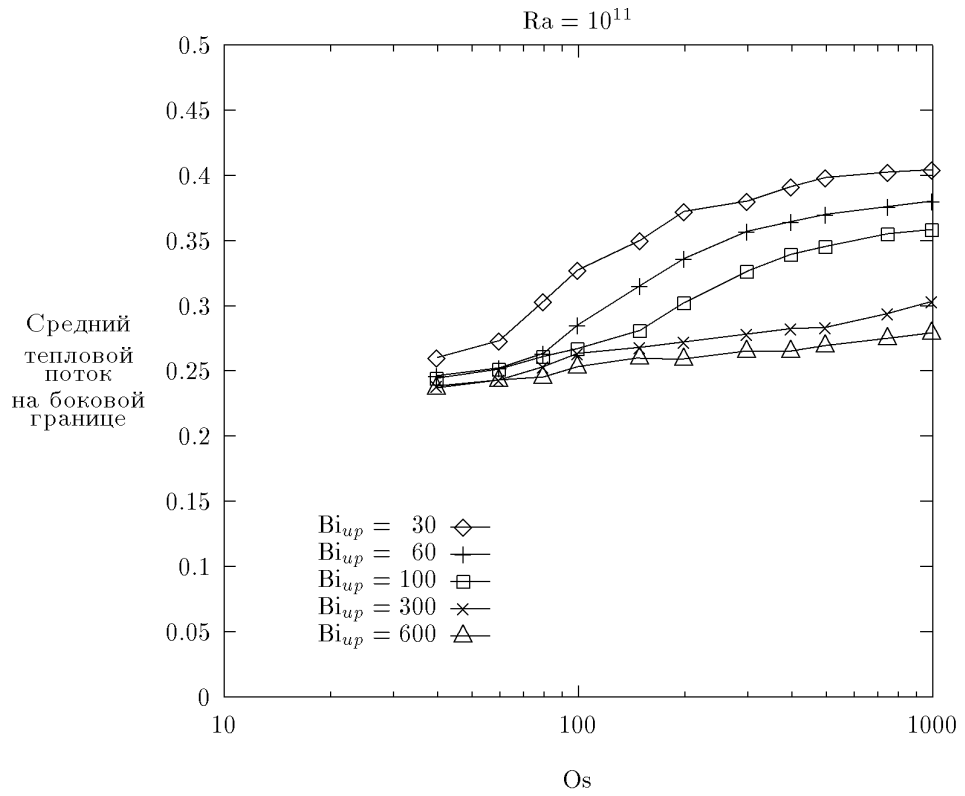


Рис.3,4: Средний тепловой поток на боковой границе (верх) и на нижней границе.

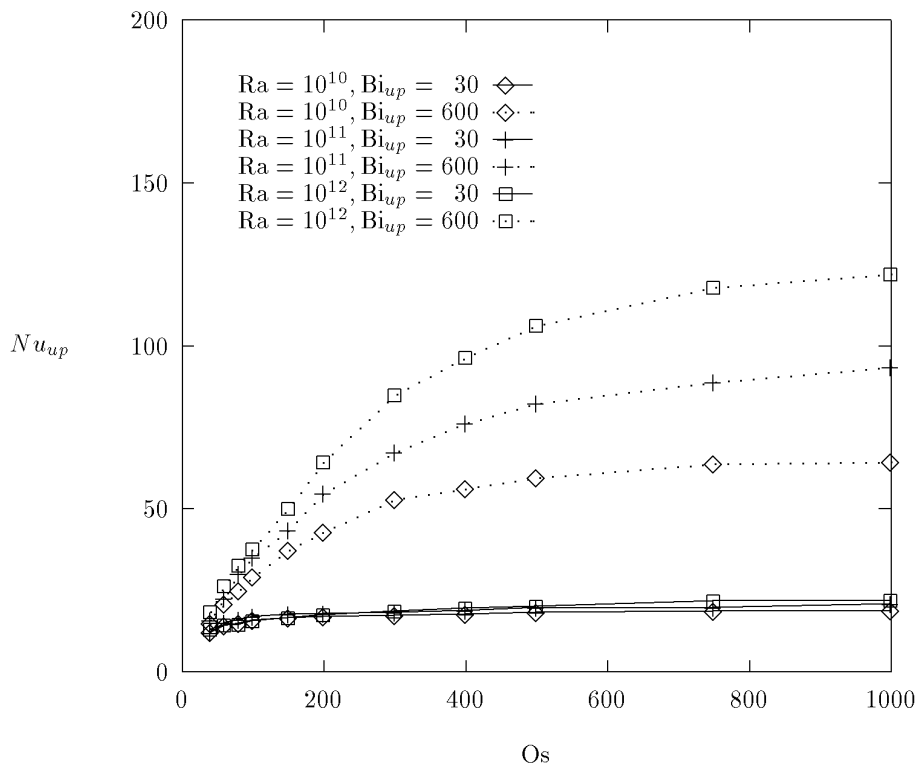
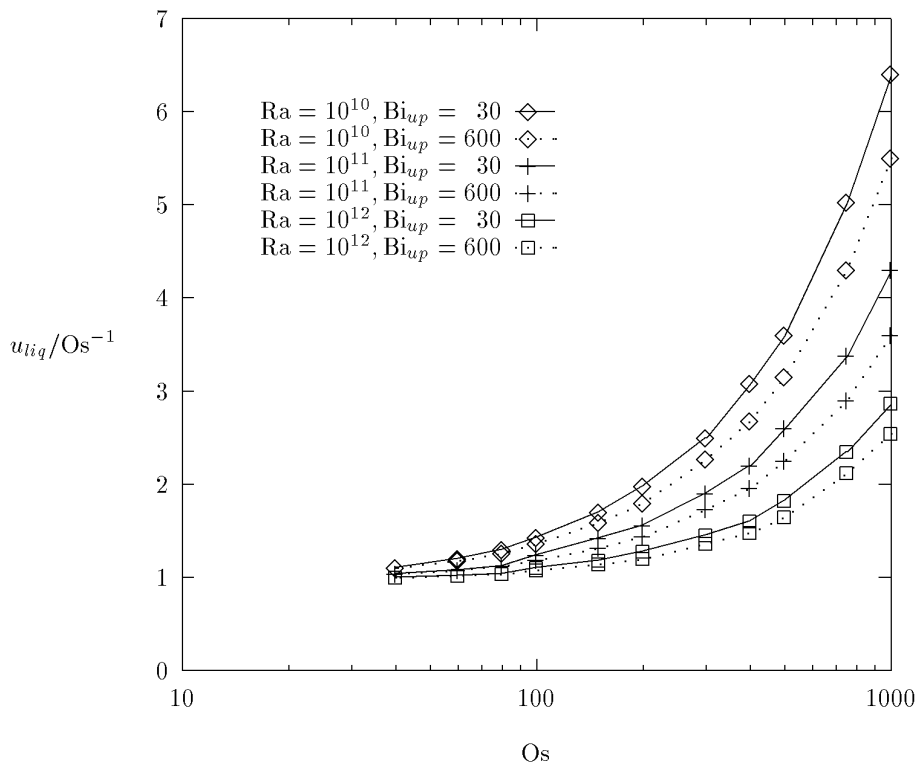


Рис.5,6: Изменение величины u_{av}/Os^{-1} в зависимости от числа Остроградского (верх) и распределение среднего числа Нуссельта на верхней поверхности.

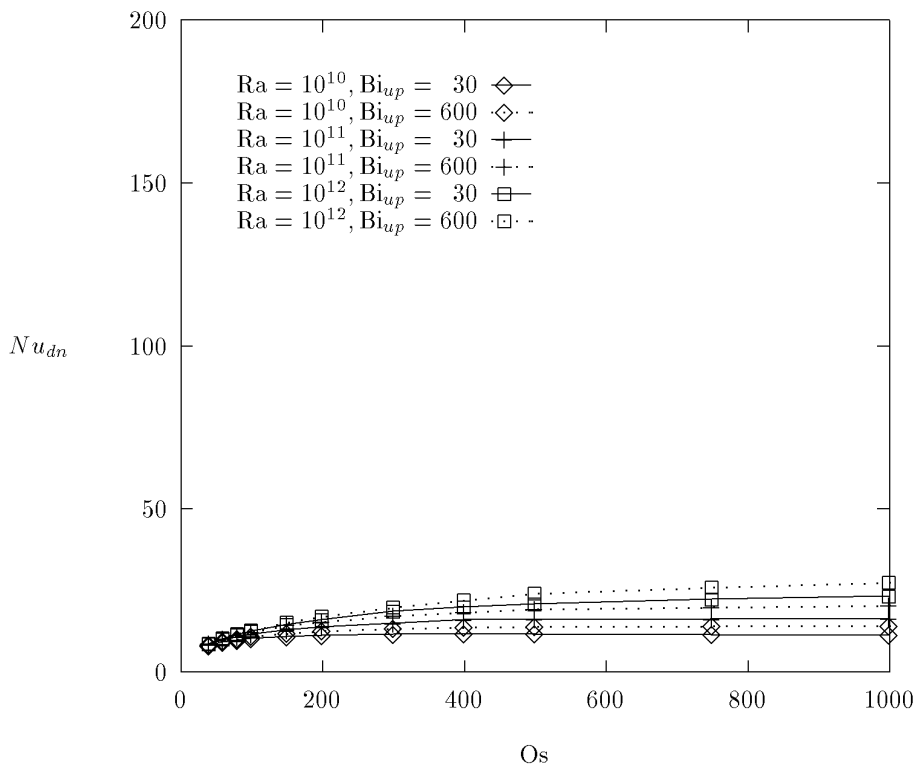
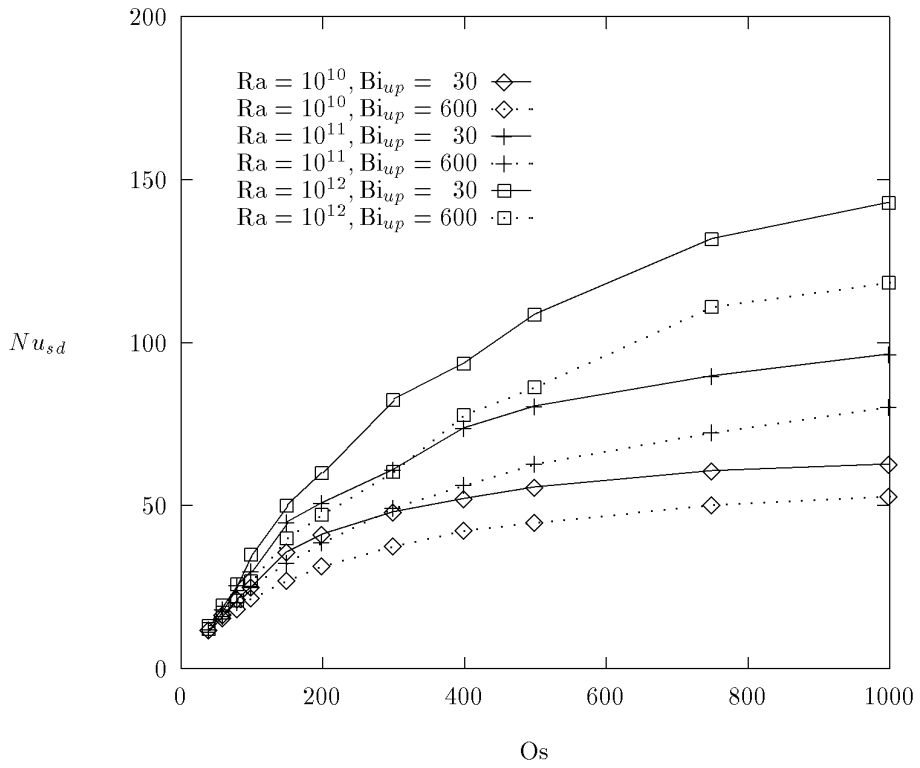


Рис.7,8: Распределение среднего числа Нуссельта на боковой (верх) и нижней поверхностях.

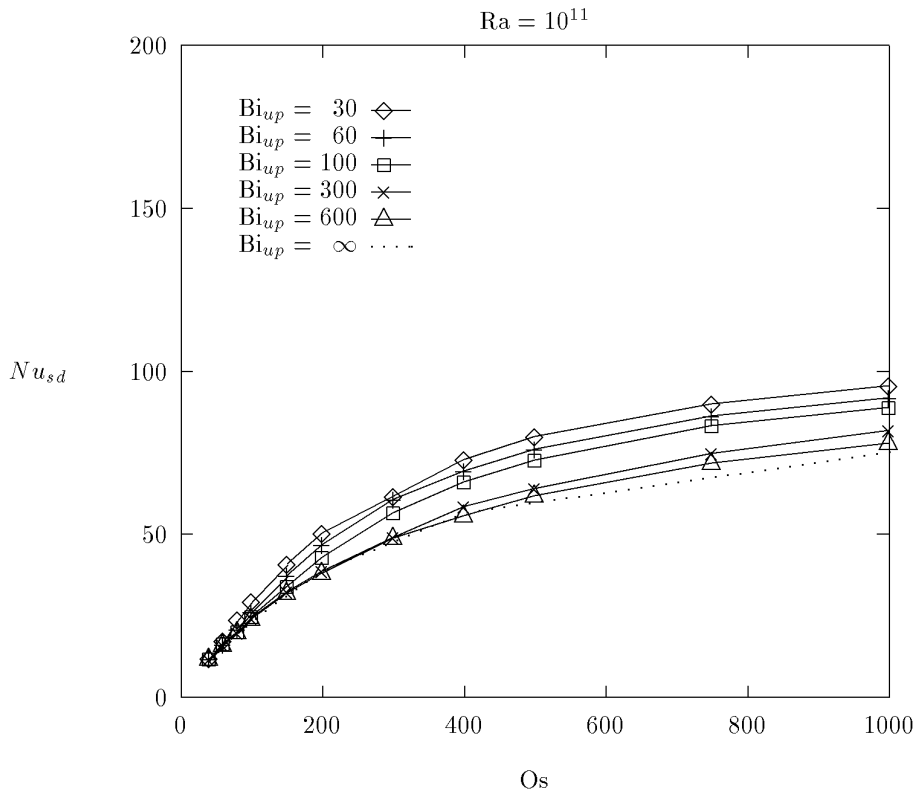
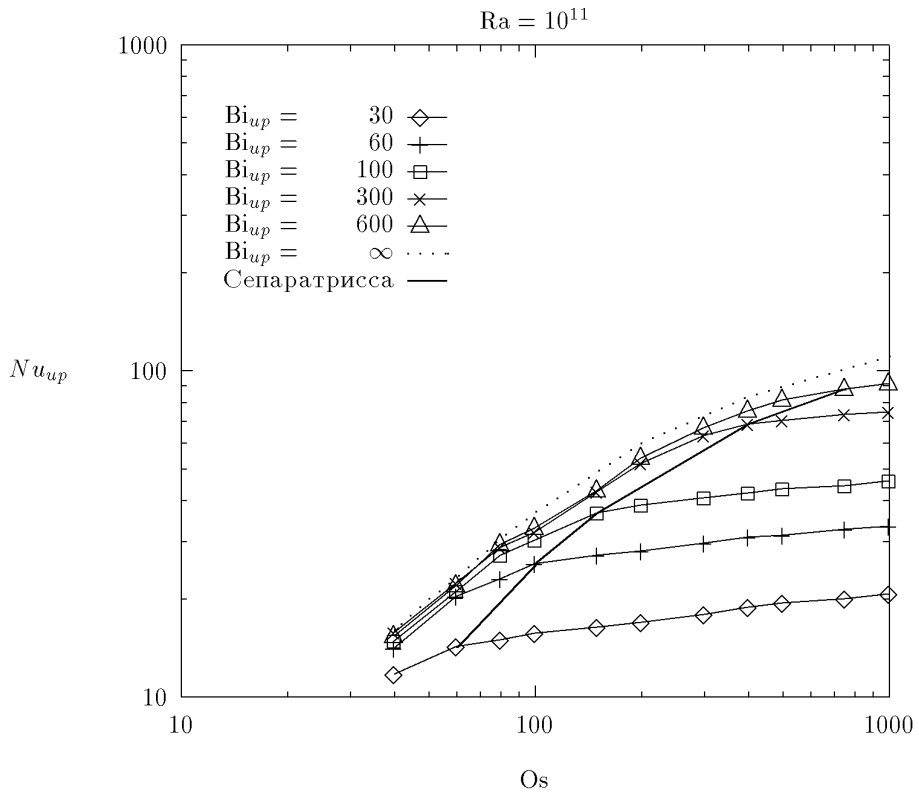


Рис.9,10: Распределение среднего числа Нуссельта на верхней поверхности (верх) и на боковой поверхности в зависимости от числа Остроградского при различных режимах охлаждения на верхней границе в случае $Ra = 10^{11}$.

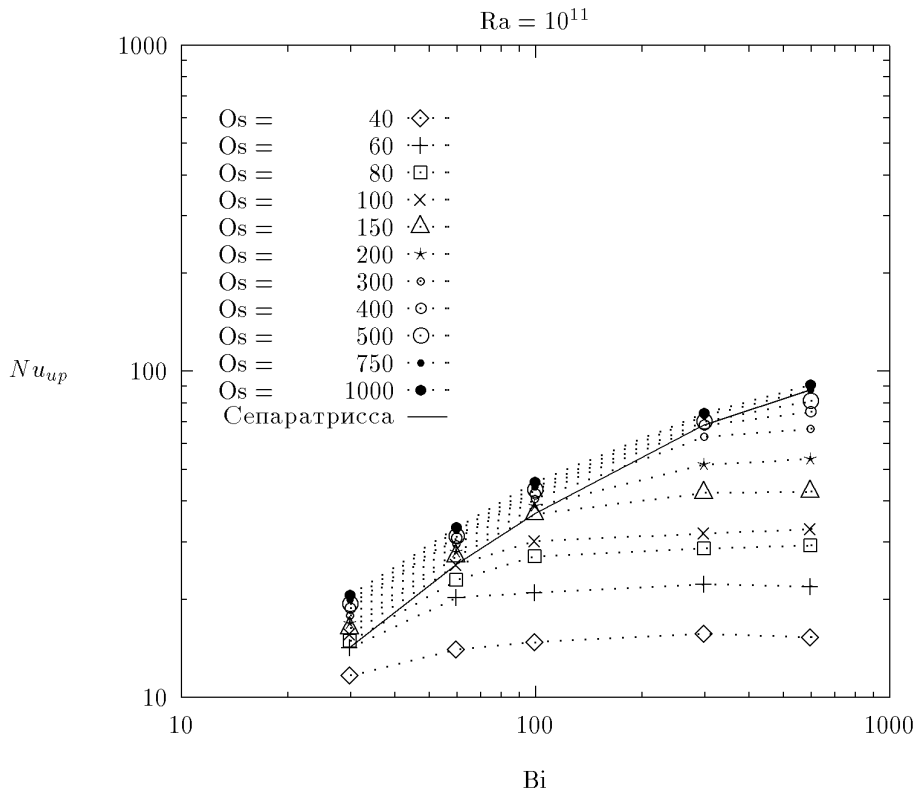
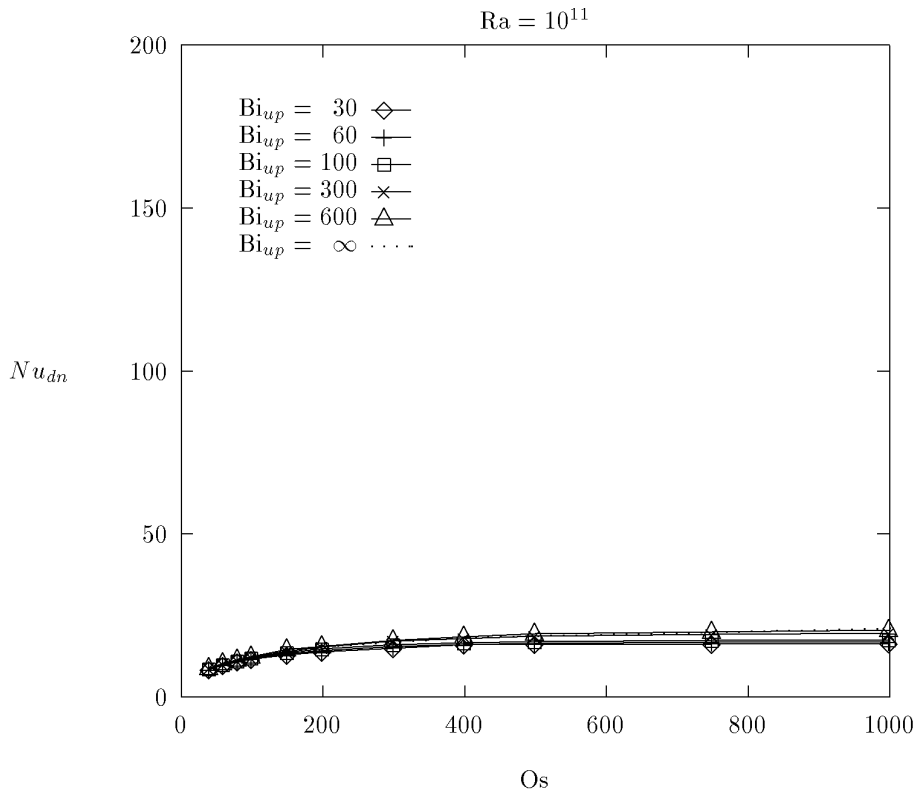


Рис.11,12: Распределение среднего числа Нуссельта на нижней поверхности в зависимости от Os (верх) при различных режимах охлаждения на верхней границе и распределение $Nu_{up}(Bi)$ для различных чисел Остроградского в случае $Ra = 10^{11}$.

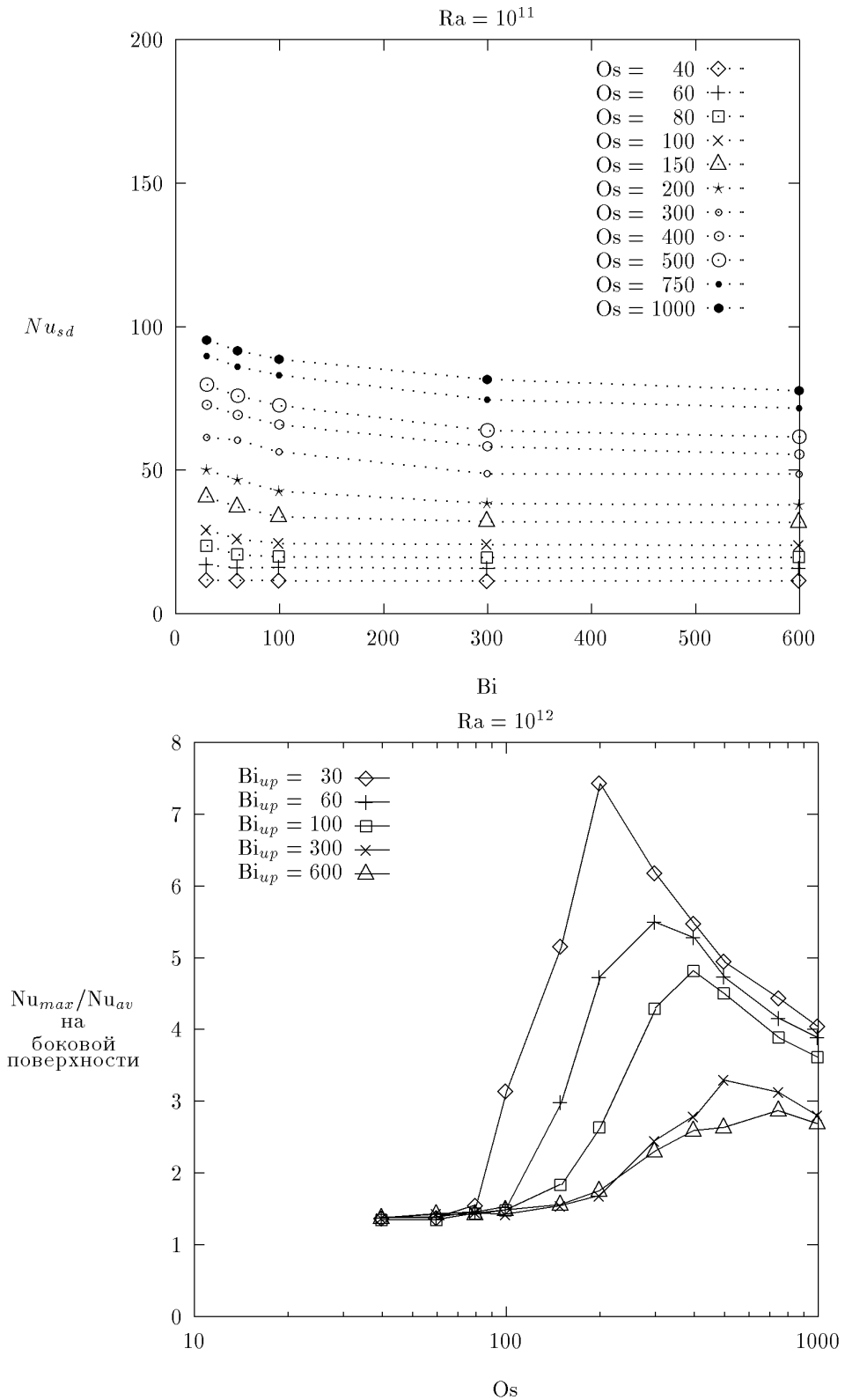


Рис.13,14: Распределение $Nu_{sd}(Bi)$ для различных чисел Остроградского в случае $Ra = 10^{11}$ и изменение величины Nu_{max}/Nu_{av} на боковой поверхности каверны в случае $Ra = 10^{12}$.

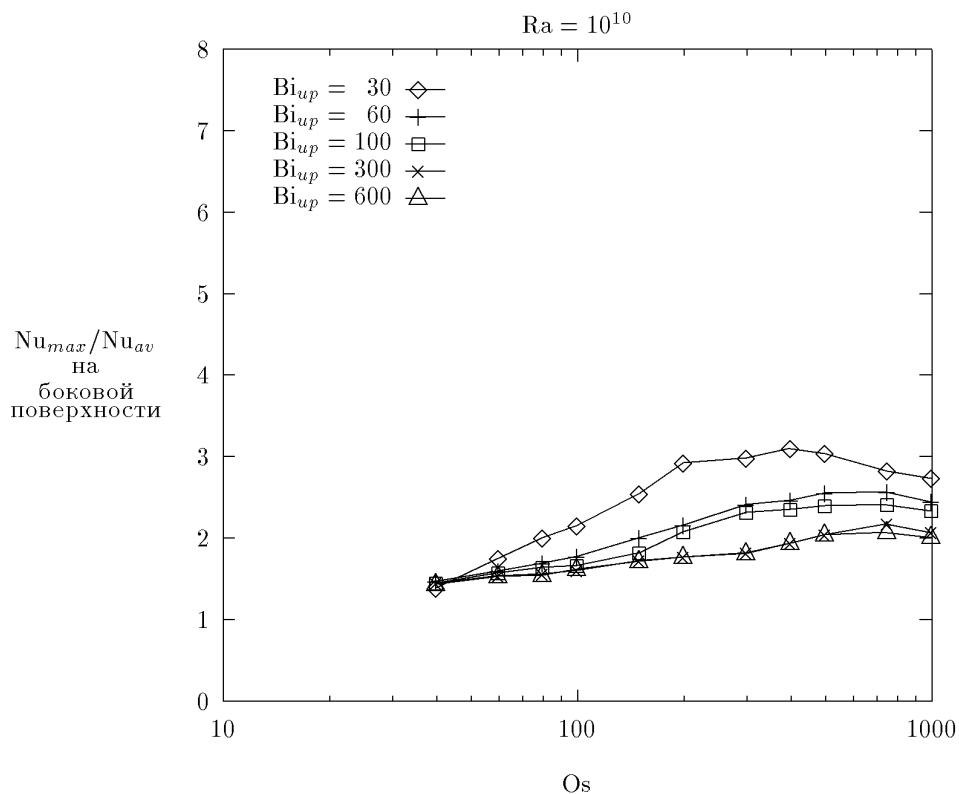
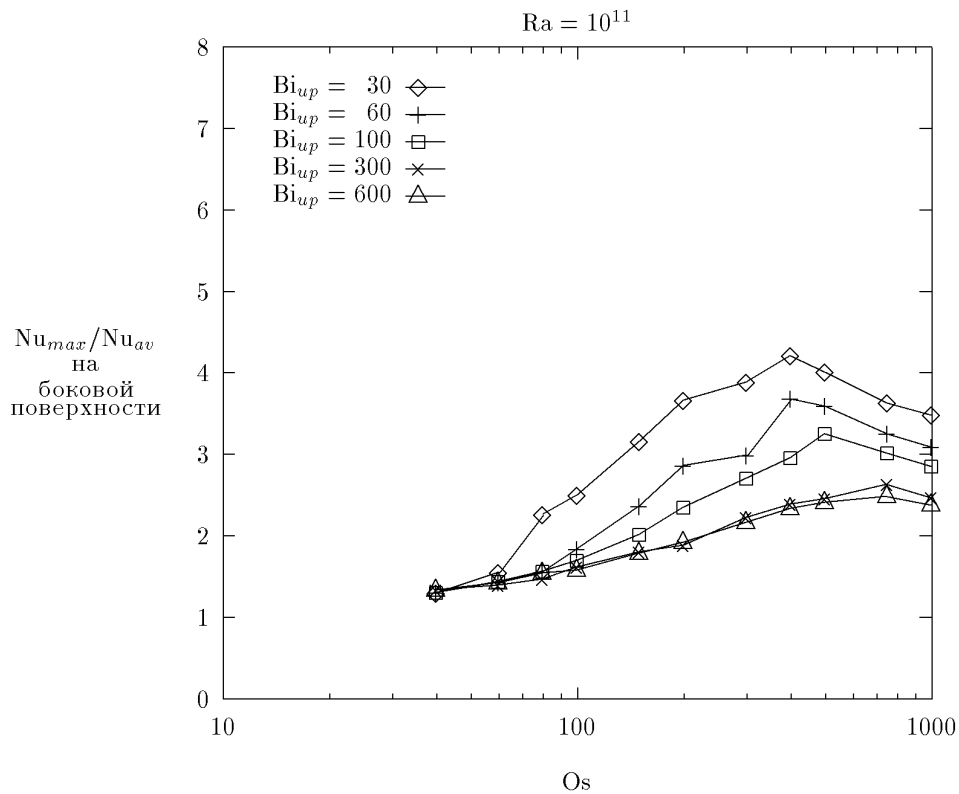


Рис.15,16: Изменение величины Nu_{max}/Nu_{av} на боковой поверхности каверны в случае $Ra = 10^{11}$ (верх) и $Ra = 10^{10}$.

Литература

- [1] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В., Параметрическое численное исследование теплообмена тепловыделяющей жидкости с учетом плавления и затвердевания в зависимости от чисел Остроградского и Релея. ИБРАЭ-95-01, Москва, 1995.
- [2] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Стрижов В.Ф., Чуданов В.В., Численное моделирование свободноконвективных движений стратифицированной тепловыделяющей жидкости. ИБРАЭ-95-03, Москва, 1995.
- [3] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В., Численное исследование некоторых особенностей поведения тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания. ИБРАЭ-95-04, Москва, 1995.
- [4] Kelkar K.M., Schmidt R.C. and Patankar S.V., Numerical analysis of laminar natural convection of an internally heated fluid in a hemispherical cavity, *Proceedings, International Heat Transfer Conference*, San Diego, 1991, pp.355–364.
- [5] Kulacki F.A. and Emara A.A., Steady and transient convection in a fluid layer with uniform volumetric energy sources, *J. Fluid Mech.*, 1977, Vol.83, pt.2, pp.375–395.
- [6] Mayinger F.X., Jahn M., Reineke H.H. and Steinbrenne V., Examination of Thermohydraulic Processes and Heat Transfer in a Core Melt, Federal Ministry for Research and Technology, Final Report BMFT RS 48/1, Institut fur Verfahrenstechnik der T.U., Hanover FRG, (in German), 1976.
- [7] Kulacki E.A., Review and Evaluation of ‘Examination of Thermohydraulic Processes and Heat Transfer in a Core Melt’, by Mayinger, Jahn, Reineke, and Steinbrenner. Letter Report prepared for U.S.N.R.C. under contract AT(49-24)-0149, Mar.31, 1976.
- [8] Steinbrenner U. and Reineke H.H., Turbulent Bouyancy Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources, *Proceedings, 6th Int. Heat Transfer Conf.*, Paper NC-21, Toronto(Canada), 1978, Vol.2, pp.305–310.
- [9] Mayinger F.X., Fritz P., Reineke H.H. and *et. all*, Theoretical and Experimental Research on the Behavior of a Core Melt on Reactor Containment and on the Basement Concrete, Bundesministerium fuer Forschung und Technologie. FT-FB (RS 166-79-05), Bonn FRG, (in German), 1980.
- [10] E.L.Tolman, P.Kuan and J.M.Broughton, TMI-2 accident scenario update, *J. Nuclear Engineering and Design* 108(1988), pp.45-54.
- [11] Kayser G., The SCARABEE BF1 Experiment with a Molten UO₂ Pool and its Interpretation, *Proceedings, Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer*, France, 1994, 207–227.
- [12] Вабищевич П.Н., Метод фиктивных областей в задачах математической физики, Москва, Из-во МГУ, 1991.
- [13] Вабищевич П.Н., Макаров М.М., Чуданов В.В. и Чурбанов А.Г., Численное моделирование конвективных течений в переменных “функция тока, вихрь скорости, температура”, ИММ РАН, Препринт No. 28, Москва, 1993.
- [14] Lee J.-H. and Golstein R.J., An experimental study on natural convection heat transfer in an inclined square enclosure containing internal energy sources, *ASME J. Heat Transfer*, 1988, Vol.110, pp.345–349.
- [15] Jahn M. and Reineke H.H., Free convection heat transfer with internal heat sources, calculations and measurements, *Proceedings, 5th Int. Heat Transfer Conf.*, Tokyo(Japan), 1974, pp.74–78.
- [16] May H.-O., A numerical study on natural convection in an inclined square enclosure containing internal heat sources, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1991, Vol.34, pp.919–928.
- [17] Chudanov V.V., Churbanov A.G., Strizhov V.F. and Vabishevich P.N., Current Status and Validation of RASPLAV Code, *Proceedings, 21st Water Reactor Safety Meeting*, Washington(USA), 1993.

- [18] Bolshov L.A., Arutyunyan R.V., Chudanov V.V., Aksenova A.E. and *et. all*, Numerical study of natural convection of a heat-generating fluid in nuclear reactor safety problems, *Proceedings, 4th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety*, Taipei(Taiwan), 1994.
- [19] A.G. Churbanov, P.N. Vabishchevich, V.V. Chudanov, and V.F. Strizhov, A numerical study of natural convection of a heat-generating fluid in rectangular enclosures, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 18, pp. 2969–2984, 1994.

Номенклатура

d - диаметр экспериментальной установки

l - высота полости

V - объем

HF - тепловой поток

$\mathbf{v} = (v_1, v_2)$ - вектор скорости

$Nu = -(grad u)$ - локальное число Нуссельта

p - нормализованное на плотность давление

$Pr = \frac{\nu}{a}$ - число Прандтля

g - ускорение свободного падения

$Ra_q = \frac{\beta g q l^5}{a \nu k}$ - модиф. число Релея

u - отклонение температуры от равновесной

$Ra_u = \frac{\beta g (u_\ell - u_w) l^3}{a \nu}$ - число Релея

ν - кинематическую вязкость

$Os = \frac{q l^2}{k (u_\ell - u_w)}$ - число Остроградского

β - коэффициент объемного расширения

$Ste = \frac{\lambda}{c (u_s - u_\ell)}$ - число Стефана

$\mathbf{e} = (0, 1)$ - вектор, определяющий направление выталкивающей силы

$Bi = \frac{h l}{k}$ - число Био

q - мощность однородного теплового источника

δ - дельта-функция

λ - энтальпию фазового перехода

c - коэффициент теплоемкости

k - коэффициент теплопроводности

$Asp = l/x$ -аспектное отношение

$Nu = \frac{1}{l} \int_l \frac{Nu}{u_{av}} dl$ - среднее число Нуссельта

$u_{av} = \frac{1}{V} \int_V u dV$ - средняя температура

x - ширина полости

h - коэффициент теплопередачи

u_ℓ - температура фазового перехода

u_w - температура стенки

ρ - плотность

$a = \frac{k}{\rho c}$ - коэффициент температуропроводности

$Q = \frac{1}{l} \int_l Nu dl$ - средний тепловой поток

Подиндексы

up - верхняя поверхность

sd - боковая поверхность

dn - нижняя граница

av - среднее значение

max - максимальное значение

$crust$ - корка

$full$ - полный

--