



Бердников Владимир Степанович — д-р физ.-мат. наук. Родился в 1946 г. После окончания физфака НГУ в 1970 г. по настоящее время работает в Институте теплофизики СО РАН. Был стажером-исследователем, аспирантом, младшим научным сотрудником, старшим научным сотрудником, заведующим лабораторией. Профессор кафедры прикладной математики НГТУ.

E-mail: berdnikov@itp.nsc.ru



Марков Владимир Александрович — канд. физ.-мат. наук. Родился в 1949 г. Окончил физический факультет НГУ в 1972 г. До 1998 г. работал в Институте теплофизики СО РАН в лаборатории свободноконвективного теплообмена. В настоящее время является доцентом кафедры «Физика» СГУПСа и продолжает научную работу в Институте теплофизики СО РАН. Автор 30 научных статей.

E-mail: vmarkov@ngs.ru

УДК 536.25+539.2

В.С. БЕРДНИКОВ, В.А. МАРКОВ

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ВАРИАНТЕ МЕТОДА ЧОХРАЛЬСКОГО С ДИАМЕТРОМ ТИГЛЯ 660 мм

Выполнено физическое моделирование гидродинамики и теплообмена в плоскостном варианте метода с тиглем диаметром 660 мм. Эксперименты проведены в режимах термогравитационной и смешанной конвекции при вращении моделей тигля и кристалла. Обнаружен сложный характер интегральной теплопередачи через подогреваемый снизу слой жидкости от скоростей вращения тигля и кристалла. Представлено качественное объяснение полученных зависимостей теплопередачи от скоростей вращения тигля и кристалла.

Ключевые слова: *метод Чохральского, свободная и смешанная конвекция, конвективный теплообмен, поля температуры, физическое моделирование.*

Высококачественные щелочно-галогидные кристаллы широко используются в современном приборостроении. Для регистрации элементарных частиц, атомных ядер, гамма- и рентгеновского излучения используют сцинтилляционные детекторы. Наиболее ценными сцинтилляционными кристаллами являются NaI, CsI и LiI, активированные разными элементами — Tl, Eu, Sn. Некоторые сцинтилляционные счетчики имеют размер нескольких кубических метров, этим и определяется объем производства кристаллов. Технологические процессы выращивания из расплавов щелочно-галогидных кристаллов до диаметра 300 мм хорошо отработаны, выращиваются кристаллы диаметром 440 и 520 мм [1], но существует практическая необходимость в существенном повышении качества монокристаллов при одновременном увеличении их размеров (до диаметра 600 мм), а также необходимость автоматизации технологического процесса. Решение этих задач, общих для получения качественных монокристаллов различных материалов и различными методами, невозможно без проведения глубоких фундаментальных исследований комплекса физико-химических процессов, сопутствующих про-

цессу получения монокристаллов [2–4]. Среди факторов, непосредственно предшествующих переходу расплав — твердое тело и существенно влияющих на качество получаемых кристаллов, важную роль играют процессы конвективного теплообмена [2–7].

Информации, накопленной в гидродинамике и теории теплообмена, о задачах, которые потенциально могут быть базовыми моделями при описании даже наиболее широко распространенных методов получения кристаллов, явно недостаточно для адекватного анализа технологического процесса. Сами реальные технологические процессы с теплофизической точки зрения остаются плохо исследованными в силу их сложности и часто экспериментальных условий по уровню температуры или агрессивности расплавов жидких и газовых сред. Поэтому стало быстро развиваться математическое [6–8] и лабораторное, физическое [3, 4, 8–10], моделирование этих процессов.

Крупногабаритные щелочно-галогидные кристаллы получают методом вытягивания из расплава на затравку [4], общая схема ростовой печи установки «РОСТ» приведена на рис. 1 [1, с. 308]. Для плавления исходного сырья, поступающего из дозатора по транспортной трубке 5, в тигле 1 предусмотрена кольцевая периферическая емкость 3. Через отверстия 7 расплавленное сырье самотеком поступает в пространство между стенками тигля и его экраном 8, а затем в рабочий объем тигля 9. Положение уровня расплава в тигле измеряется щупом датчика уровня расплава 10. Печь состоит из двух полукорпусов, герметично стыкующихся фланцами 11. Тепловой узел (тепловая камера) печи полностью расположена в нижнем полукорпусе ростовой печи. На рис. 2 приведена фотография кристалла NaI(Tl), выращенного на установке «РОСТ» [1, с. 344]. Диаметр кристалла 440 мм, фронт кристаллизации почти плоский. При выращивании кристаллов диаметром 600 мм область расплава представляет собой горизонтальный слой жидкости, сверху ограниченной почти плоским кристаллом, снизу и сбоку — плоскостонным тиглем. Снизу равномерный подогрев, сверху равномерное охлаждение. Тигель и кристалл в процессе роста независимо вращаются с разными угловыми скоростями (по величине и направлению). Цель работы — моделирование процессов конвективного теплообмена в расплаве в условиях, геометрически и динамически подобных реализуемым в

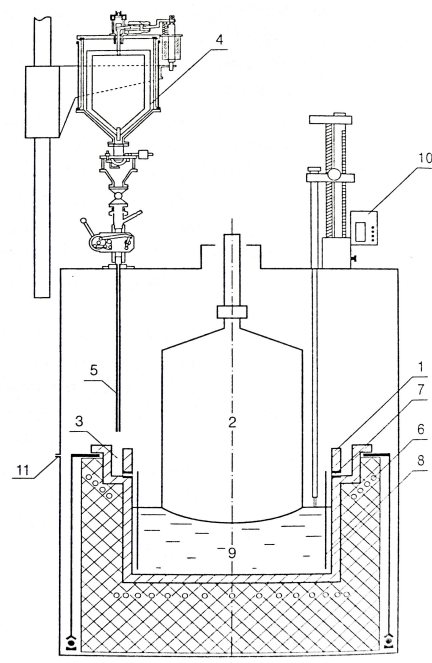


Рис. 1. Схема ростовой печи установки «РОСТ»:

1 — платиновый тигель с периферической кольцевой емкостью 3; 2 — кристалл, 4 — питатель; 5 — транспортная трубка; 6 — боковой нагреватель; 7 — отверстия; 8 — экран тигля; 9 — расплав; 10 — датчик уровня расплава; 11 — разъем между полукорпусами



Рис. 2. Монокристалл NaI(Tl) диаметром 440 мм, выращенный на установке «РОСТ»

технологическом процессе вытягивания на затравку крупногабаритных щелочно-галогидных кристаллов диаметром до 600 мм. Одним из этапов исследований стало изучение влияния дифференциального вращения границ слоя на структуру течения, исходным состоянием которого является термогравитационная конвекция в различных режимах от ламинарной ячеистой до турбулентной. Поиск оптимальных технологических условий роста монокристалла сводится к максимальному снижению пространственно-временной неоднородности и неустойчивости процессов тепломассообмена вблизи фронта кристаллизации. Одним из наиболее эффективных способов решения этой задачи является физическое моделирование технологических процессов. Требуется определить основные тенденции перестройки структуры течения и обусловленных ею полей температуры и процессов теплообмена при регулируемом конкурирующем воздействии эффектов дифференциального вращения границ, т.е. в условиях различного вклада центробежных сил, сил плавучести, Кориолиса и сдвига. Естественно, что ожидаемым результатом является определение диапазона параметров, удовлетворяющих противоречивым технологическим требованиям, во-первых, обеспечить эффективное перемешивание расплава (для того чтобы добиться, в частности, однородного распределения примеси-активатора), а во-вторых, обеспечить максимальную радиальную и азимутальную однородность поля средней температуры, локальных средних по времени тепловых потоков, а также минимальных по амплитуде уровней пульсаций температуры и локальных тепловых потоков. Исходным базовым режимом в большей части экспериментов был режим турбулентной рэлей-бенаровской конвекции [11–13].

Конвекция Рэля—Бенара в равномерно подогреваемом снизу слое жидкости (цилиндр высоты $H = 45$ мм, радиуса $R_2 = 330$ мм) описывается безразмерными параметрами: числом Рэля $Ra = \beta g \Delta T H^3 / (\alpha \nu)$, числом Прандтля $Pr = \nu / \alpha$, геометрическим параметром $\Gamma = R_2 / H$ и условиями на границе.

Если кристалл и тигель вращаются с одинаковой угловой скоростью $\Omega_1 = \Omega_2$, то слой жидкости вращается как целое вокруг вертикальной оси с угловой скоростью Ω_1 . В этом случае на структуру конвективного течения будут оказывать влияние дополнительные силы: Кориолиса и центробежная. Влияние силы Кориолиса определяется безразмерным критерием — числом Тейлора $Ta = 4\Omega_1^2 H^4 / \nu^2$. Если $R_2 \Omega^2 \ll g$, то влияние центробежных сил мало. При вращении границ слоя (кристалла и тигля) с различными угловыми скоростями Ω_1 и Ω_2 границы являются источниками вынужденной конвекции. Вынужденное течение определяется безразмерными критериями — числами Рейнольдса: $Re_1 = \Omega_1 R_1^2 / \nu$ и $Re_2 = \Omega_2 R_2^2 / \nu$. Здесь приняты стандартные обозначения. В изотермической жидкости при вращении границ возникает осесимметричное течение масштаба R_2 , которое с ростом Re_1 и Re_2 становится турбулентным.

Геометрические параметры задачи были фиксированы: высота слоя жидкости $H = 45$ мм; радиус плоскодонного тигля $R_2 = 330$ мм; радиус равномерно охлаждаемой верхней границы (прозрачной модели кристалла) $R_1 = 320$ мм. В физическом эксперименте исходное состояние — установившаяся турбулентная рэлей-бенаровская конвекция (при заданном значении числа Рэля $Ra = 2 \cdot 10^7$) в неподвижном или равномерно вращающемся слое. Экспериментально исследованы режимы с дифференциальным вращением границ в диапазоне угловых скоростей $\pm 4,6$ рад/с (начальным состоянием было одно из вышеперечисленных). Изучались относительная роль сил плавучести и центробежных сил в формировании структуры течения, связь локальных особенностей течения и локальных потоков тепла. Эксперименты выполнены на жидкости с числом Прандтля $Pr = 16$.

Экспериментальная установка

Фотография внешнего вида экспериментальной установки для исследования гидродинамики и теплообмена в горизонтальных слоях жидкости при подогреве снизу с вращающимися границами слоя представлена на рис. 3. Упрощенная схема экспериментальной установки изображена на рис. 4. Исследуемый слой жидкости 9 ограничен нижним теплообменником 1, верхним прозрачным теплообменником 5 и прозрачной тепловой стенкой 4. Верхний теплообменник имеет сложную структуру. Рабочей поверхностью теплообменника служит зеркальное стекло 5 толщиной 5 мм, являющееся дном тонкостенного металлического цилиндра диаметром 640 мм, который может вращаться на подшипниках вокруг вертикальной оси. Над зеркальным стеклом расположен неподвижный прозрачный теплообменник 6, через который прокачивается термостатированная вода. Зазор между ним и стеклом заполнен водой. Нижний теплообменник состоит из трех латунных пластин 1 диаметром 640 мм (на упрощенной схеме показаны две верхние), толщина каждой пластины 15 мм. Между двумя нижними пластинами помещен электрический нагреватель из нихромовой проволоки диаметром 0,4 мм. Расстояние между двумя верхними пластинами 1 калибровано стеклянными

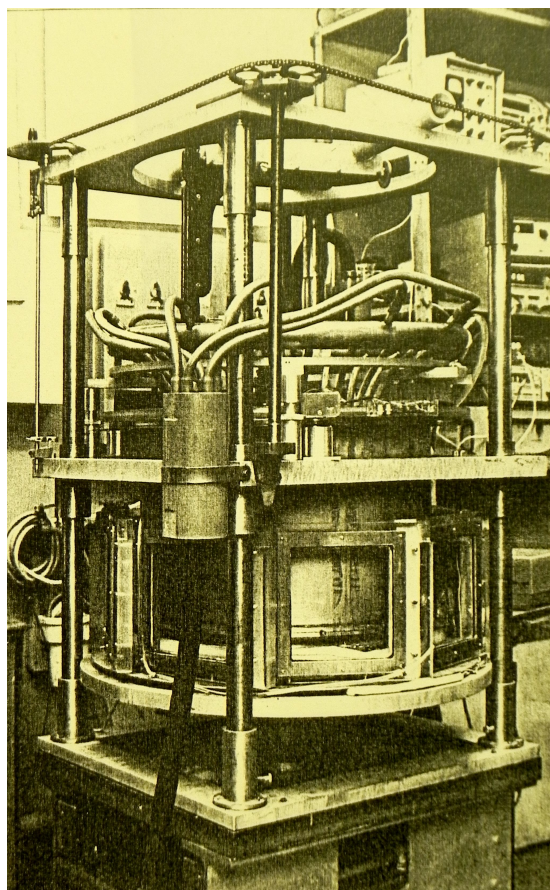


Рис. 3. Общий вид рабочего участка экспериментальной установки

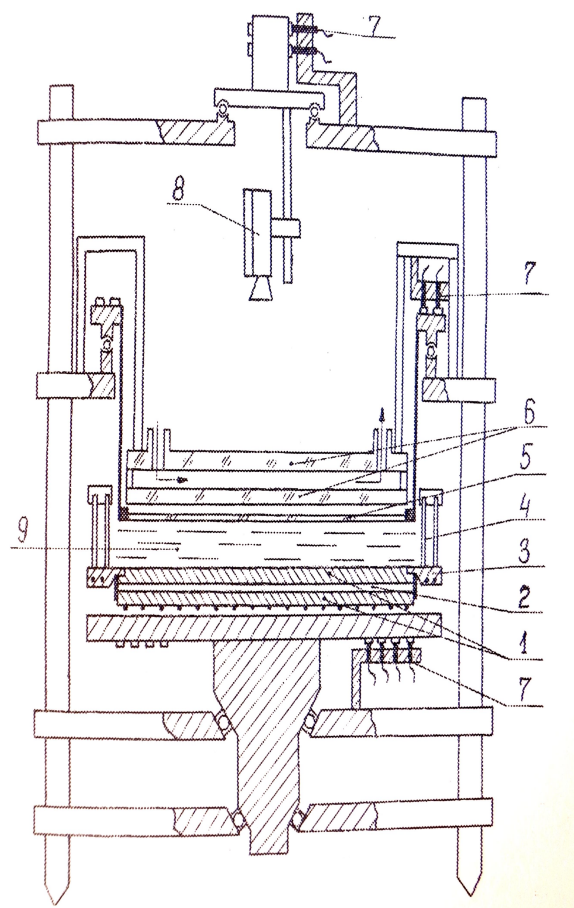


Рис. 4. Схема рабочего участка экспериментальной установки для физического моделирования:
1 — латунные пластины; 2 — прослойка масла ПЭС-5; 3 — охрannое кольцо; 4 — прозрачные боковые стенки; 5 — зеркальное стекло;
6 — прозрачный теплообменник;
7 — токосъемники; 8 — телекамера; 9 — рабочая жидкость

Для измерения локальной температуры в объеме жидкости использовались термопарные зонды. В данной работе использовался термопарный зонд из шести термопар (рис. 5). Зонд изготовлен из Г-образной стеклянной трубочки с прорезями. Внешний диаметр трубочки 2 мм. Шесть никром-константановых термопар продернуты в нее и выведены в прорези так, что спаи термопар находились на одной высоте и на одинаковом расстоянии друг от друга по радиусу, начиная от центра $\Delta r = 0$ мм, с шагом приблизительно 50 мм. Система перемещения термопарного зонда по нормали к горизонтальной поверхности смонтирована на боковой поверхности тонкостенного металлического цилиндра диаметром 640 мм (см. рис. 4). Система перемещения состоит из микровинта, шагового двигателя, блока управления шаговым двигателем и индикатора часового типа для контроля перемещения зонда. Блок управления шаговым двигателем позволял управлять смещением зонда из лабораторной системы и, при необходимости, с помощью ЭВМ. Сигналы с термопар подавались на коммутатор и через токосъемники передавались в лабораторную систему.

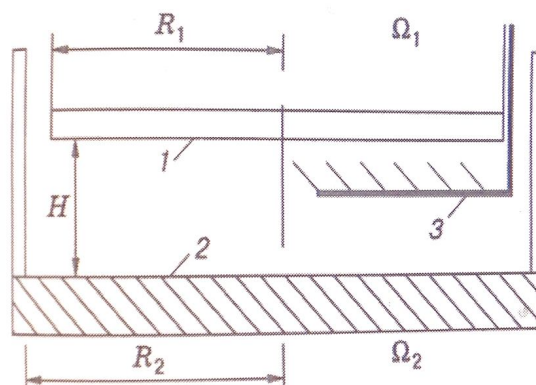


Рис. 5. Упрощенная схема рабочего участка и расположения датчиков температуры:
1 — модель кристалла; 2 — модель тигля;
3 — измерительный зонд из шести термопар

Методика проведения эксперимента

В работе представлены результаты двух серий экспериментов. Первая серия экспериментов была направлена на исследование структуры поля температуры вблизи верхнего теплообменника ($X = 0 \dots 7$ мм). Эксперименты проводились следующим образом. Установка выводилась в стационарное состояние, характеризующееся установившимися перепадом температуры между тиглем и кристаллом ΔT и угловыми скоростями кристалла Ω_1 и тигля Ω_2 . Безразмерными параметрами, характеризующими состояние слоя жидкости, будут соответственно числа Рэлея Ra и Рейнольдса Re_1 и Re_2 . Во время сбора информации о поле температуры установка находилась в стационарном состоянии. В начальном положении термодатчика спаи всех термопар касаются поверхности кристалла $X_i = 0$. В этом положении проводились записи реализаций сигналов со всех термопар зонда. После записи зонд смещался на заданный шаг ΔX от кристалла, и снова записывались реализации сигналов со всех термопар и т.д. Время записи каждой реализации было от 4 до 20 мин и зависело от режима (Ra , Re_1 , Re_2) и положения термопары. Обработка результатов измерений проводилась на ЭВМ с использованием апробированных процедур статистической обработки случайных сигналов.

Вторая серия экспериментов направлена на исследования интегрального теплового потока и структуры поля температуры вблизи кристалла ($X = 7$ мм) за пределами теплового пограничного слоя для разных граничных условий. Эксперименты проводились следующим образом. Установка выводилась в исходное стационарное состояние (Ra , Re_1 , Re_2). Проводились измерения, необходимые для расчета чисел Ra , Nu , Re_1 , Re_2 , и записывались реализации сигналов со всех термопар зонда. Затем изменялась скорость вращения кристалла или тигля (число Re_1 или число Re_2), и через 20–60 мин снова проводился весь цикл измерений и т.д. Время выдержки оценивалось экспериментально, по выходу на стационарные значения чисел Ra и Nu .

Поле температуры вблизи кристалла

В исходном для данной задачи состоянии (установившейся турбулентной конвекции Рэлея — Бенара) радиальное температурное расслоение отсутствует, что свидетельствует об изотропии в горизонтальной плоскости пространственной структуры течения и статистических характеристик полей температуры и скорости. Профили средней температуры для этого случая приведены на рис. 6.

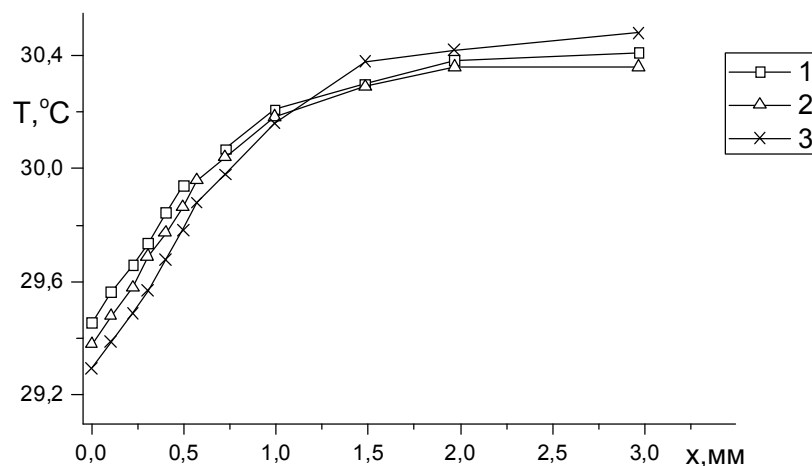


Рис. 6. Профили средней температуры у верхней границы слоя ($Ra = 2,28 \cdot 10^7$; $\Omega_1 = \Omega_2 = 0$):
1 — $r = 17$ мм; 2 — $r = 115$ мм; 3 — $r = 225$ мм

Структура поля температуры вблизи кристалла значительно изменяется при вращении кристалла или тигля. На рис. 7 приведены зависимости средней температуры от расстояния до верхней границы при $\Omega_1 = 0,6$ рад/с, что соответствует $Re_1 = 4,43 \cdot 10^4$ и $\Omega_2 = 0$. Профили средней температуры измерены для шести значений радиусов. Видно, что вблизи верхней границы слоя за пределами теплового пограничного слоя наблюдается температурное расслоение по радиусу: при $X > 1$ мм температура на оси больше, чем у края кристалла. В ядре слоя жидкости температура слабо изменяется в осевом направлении.

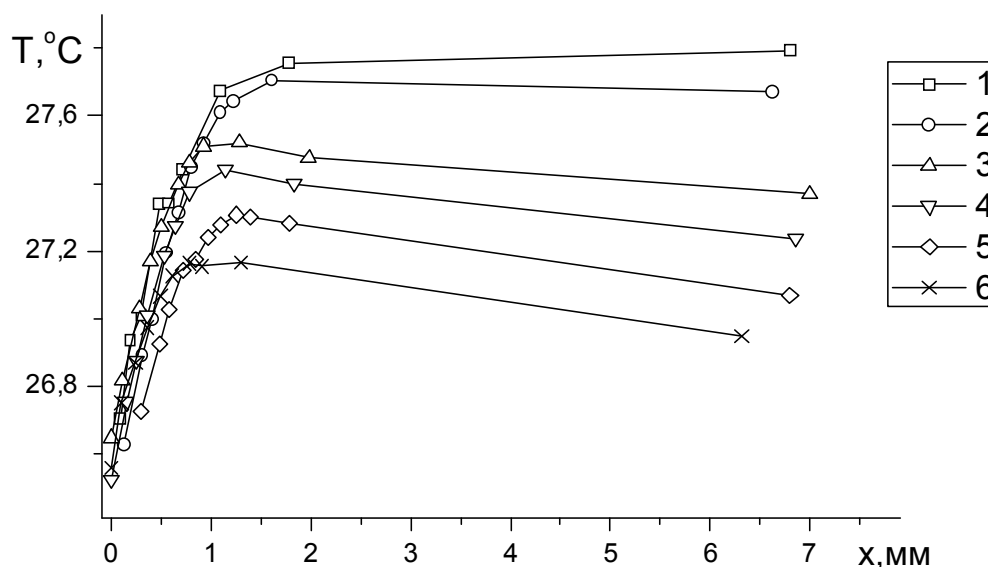


Рис. 7. Профили средней температуры у верхней границы слоя ($Ra = 2,28 \cdot 10^7$, $Re_1 = 4,43 \cdot 10^4$, $Re_2 = 0$):
1 — $r = 2$ мм; 2 — $r = 53$ мм; 3 — $r = 103$ мм; 4 — $r = 147$ мм; 5 — $r = 200$ мм; 6 — $r = 242$ мм

Вращение кристалла и тигля сильно влияет не только на средние характеристики полей температуры и скорости, но и на их статистические характеристики. Вращение только кристалла или только тигля значительно уменьшает дисперсию пульсаций температуры во всем объеме жидкости (рис. 8). При одновременном вращении кристалла и тигля дисперсия пульсаций температуры зависит от скоростей вращения границ, их взаимного направления и координат точки наблюдения. На рис. 9 приведена зависимость среднеквадратичных отклонений пульсаций температуры от расстояния до верхней границы слоя. При вращении кристалла с числом Рейнольдса $Re_1 = 1,04 \cdot 10^5$ наблюдается радиальная зависимость дисперсии температуры. Амплитуда пульсаций температуры максимальна вблизи оси вращения и уменьшается с увеличением радиуса. При больших расстояниях от оси вращения ($r > 150$ мм) дисперсия мала и практически не зависит от радиуса. При $r < 150$ мм на зависимостях $\sigma = f(X)$ наблюдаются максимумы (амплитуда пульсаций температуры максимальна на расстоянии 0,5–1,5 мм от верхней границы). С ростом скорости вращения тигля расслоение дисперсии по радиусу уменьшается, не спадает дисперсия только на оси вращения, что говорит о колебаниях в подъемной струе.

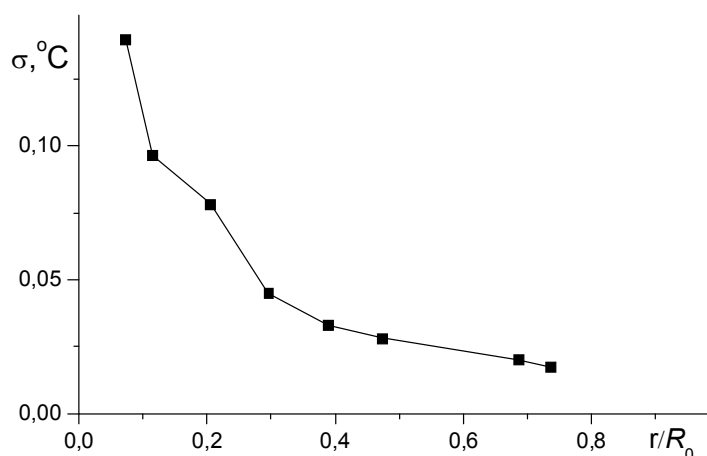


Рис. 8. Зависимость среднеквадратичных отклонений пульсаций температуры от относительного расстояния до центра слоя:

$$Ra = 4,26 \cdot 10^7; Re_1 = 1,6 \cdot 10^5; X = 20 \text{ мм}$$

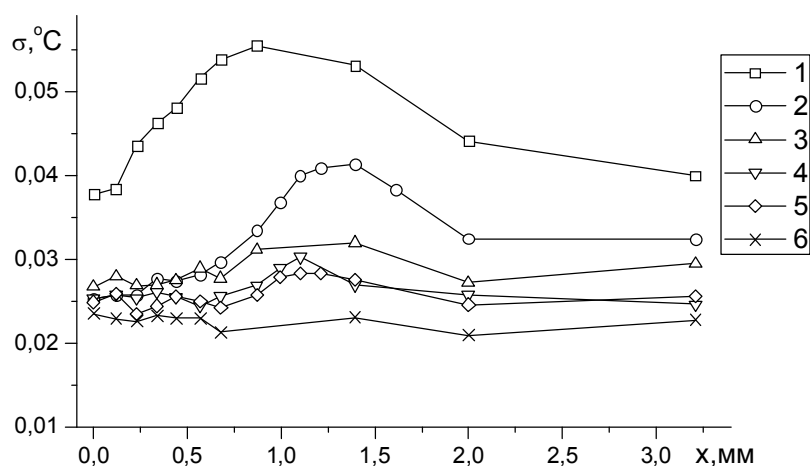


Рис. 9. Зависимость среднеквадратичных отклонений пульсаций температуры от расстояния до верхней границы слоя ($Ra = 4,2 \cdot 10^7; Re_1 = 1,04 \cdot 10^5$):

1 — $r = 2$ мм; 2 — $r = 53$ мм; 3 — $r = 103$ мм; 4 — $r = 147$ мм; 5 — $r = 200$ мм; 6 — $r = 242$ мм

Теплопередача и температурное расслоение

Результаты экспериментальных исследований структуры поля температуры вблизи кристалла и интегрального теплового потока представлены в виде зависимостей безразмерных температур T_i^* и модифицированного числа Нуссельта Nu^* от числа Рейнольдса, построенного по скорости вращения кристалла или тигля. Индекс i у средней температуры соответствует номеру термопары, которая находится на радиусе r_i , $i = 1, \dots, 6$. Здесь $T_i^* = (T_i - T_1)/(T_2 - T_1)$, $Nu^* = Nu/Ra^{1/3}$, $Nu = qH/(T_2 - T_1)$ (q — средняя по времени и площади рабочей поверхности плотность теплового потока). В установившихся режимах при различных Ω_1 и Ω_2 перепады температуры несколько отличались друг от друга, соответственно отличались и величины Ra . Чтобы представить результаты измерений интегрального теплового потока в универсальном виде, удобно ввести модифицированное число Нуссельта $Nu^* = Nu/Ra^{1/3}$. Для краткости это число, т.е., по сути, нормированный безразмерный коэффициент теплопередачи, будем называть просто коэффи-

циентом теплопередачи. Диапазон изменения значений числа Рэлея приведен в подписях к рисункам. На рис. 10, 11 представлены зависимости коэффициента теплопередачи через слой жидкости и безразмерной средней температуры для шести радиусов вблизи верхней границы ($X = 7$ мм) от скорости вращения кристалла. Аналогичные зависимости от скорости вращения тигля при неподвижном кристалле представлены на рис. 12, 13.

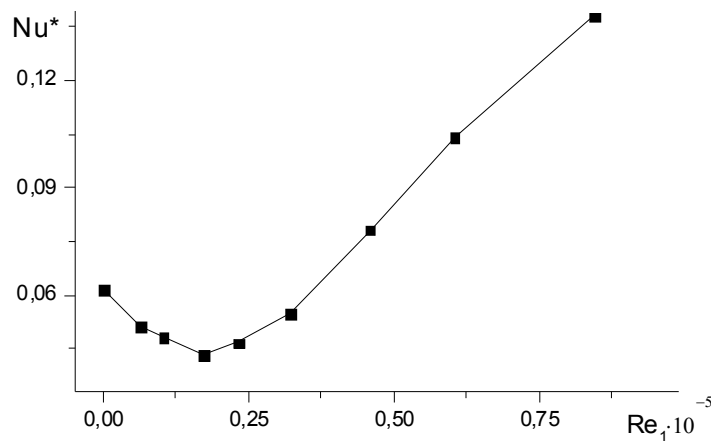


Рис. 10. Зависимость коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса при вращении кристалла

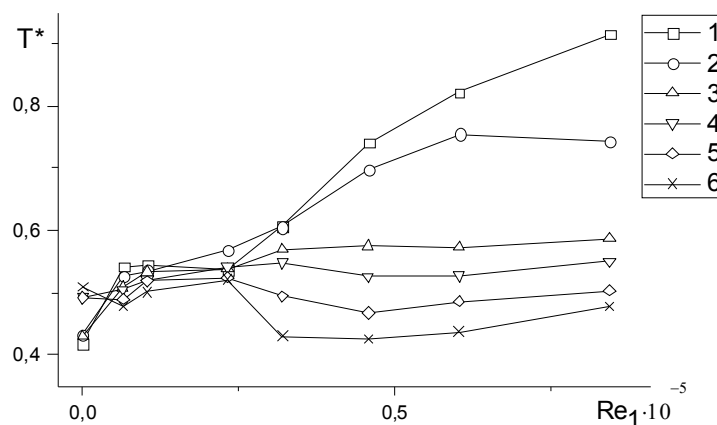


Рис. 11. Зависимость средней температуры от числа Рейнольдса при вращении кристалла:
 $Ra = (1,5 \dots 2,4) \cdot 10^7$; $Re_2 = 0$ (обозначения соответствуют рис. 7)

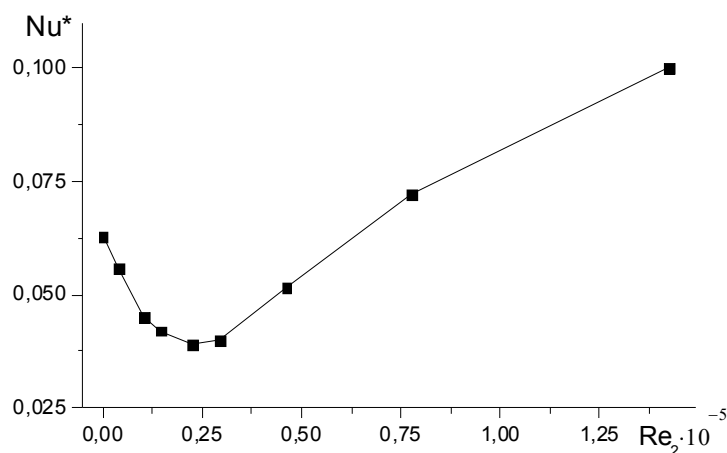


Рис. 12. Зависимость коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса при вращении тигля

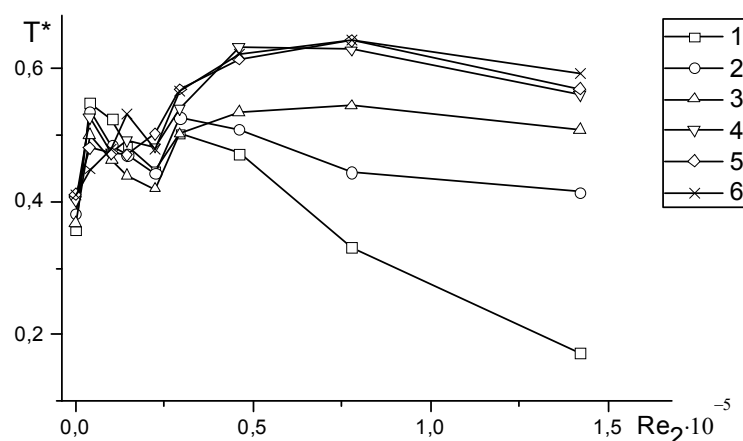


Рис. 13. Зависимость средней температуры от числа Рейнольдса при вращении тигля:
 $Ra = (1,5 \dots 2,4) \cdot 10^7$; $Re_1 = 0$ (обозначения соответствуют рис. 7)

Зависимости $Nu^*(Re_1)$ и $Nu^*(Re_2)$ ведут себя одинаково: вначале при $Re < 1,5 \cdot 10^4$ с ростом скорости вращения наблюдается спад теплопередачи. При больших скоростях, соответствующих значениям $Re > 4 \cdot 10^4$, теплопередача растет. Обозначим числа Рейнольдса, при которых указанные зависимости имеют минимум, как $Re_{1кр}$ и $Re_{2кр}$. Значения этих величин, определенные по рис. 10, 12, отличаются друг от друга: $Re_{1кр} = 2 \cdot 10^4$ и $Re_{2кр} = 3 \cdot 10^4$. Это связано с тем, что в первом случае вынужденное течение вызвано вращением только верхней границы (кристалла), а во втором — течение формируется при вращении нижней границы вместе с боковой стенкой (тигля). При $Re > 3 \cdot 10^4$ наблюдается почти линейный рост теплопередачи. Тангенс угла наклона для зависимости $Nu^*(Re_1)$ приблизительно в 2,5 раза больше, чем для зависимости $Nu^*(Re_2)$. Спад теплопередачи через слой жидкости при $Re < 1,5 \cdot 10^4$ вызван вначале, при малых Ω , ламинаризирующим действием на турбулентную конвекцию Рэлея — Бенара сдвигового течения, генерируемого вращающимся кристаллом или вращающимся тиглем, а затем ламинаризирующим действием вращения жидкости в ядре. При подавляющем влиянии термогравитационной конвекции в турбулентном режиме, что наблюдается при $Re < 1,5 \cdot 10^4$, основной вклад в теплопередачу вносит конвективная, или пульсационная, составляющая $Q = (T'v')_{ср}$. При вращении кристалла перемещение нагретого на дне горячего относительно окружающей среды малого объема жидкости в сдвиговом поле скорости приводит к его растягиванию и более быстрому выравниванию его температуры с температурой окружающей среды. Наблюдения за пространственной структурой течения у верхней границы слоя показали, что при включении вращения вначале на периферии ($r \approx R_0$), а затем все ближе к центру слоя происходит ламинаризация пограничного слоя, исчезает мелкомасштабное термогравитационное по природе вихревое течение [12]. Это приводит к уменьшению амплитуды пульсаций температуры и, как следствие, к уменьшению конвективной составляющей теплового потока в теплопередаче. Рост теплопередачи при $Re > 5 \cdot 10^4$ обусловлен образованием меридионального течения под кристаллом, центробежной природы с масштабом R_0 и переходом к турбулентности гидродинамической природы в пограничных слоях на поверхностях теплообмена [14]. Температурное расслоение вблизи верхней границы становится заметным для чисел Рейнольдса больше $3 \cdot 10^4$ (см. рис. 11, 13). При вращении только кристалла и только тигля наблюдаются температурные расслоения противоположного

знака. Температурное расслоение можно рассматривать как характеристику, дающую информацию о структуре течения. Так, при вращении кристалла со скоростями, при которых $Re_1 > 4 \cdot 10^4$, устанавливается циркуляционное течение масштаба R_0 , в центре формируется подъемная струя, вблизи кристалла течение имеет радиальную компоненту скорости, направленную от центра к кромке кристалла, вдоль боковой стенки формируется опускное течение, вблизи дна радиальная компонента скорости направлена к центру [15]. При такой организации течения подъемная струя в центре имеет температуру, близкую температуре дна. По мере движения к краю кристалла жидкость выхолаживается и температура ее монотонно спадает (см. рис. 13). Если тигель вращается со скоростью, при которой $Re_2 > 4 \cdot 10^4$, то устанавливается циркуляционное течение обратного направления. В этом случае в центре формируется опускное течение холодной жидкости, а на периферии слоя — подъемное течение горячей жидкости. Расслоение $\delta T_{1,6}^* = T_1^* - T_6^*$ увеличивается с ростом Re . При одинаковых значениях чисел Рейнольдса величина горизонтального температурного расслоения ядра жидкости больше для случая вращения кристалла: $\delta T_{1,6}^* = 0,38$ для $Re_1 = 6 \cdot 10^4$ и $\delta T_{1,6}^* = 0,2$ для $Re_2 = 6 \cdot 10^4$. Следует отметить различный характер расслоения температуры вблизи верхней границы при вращении только кристалла или тигля. При вращении тигля отличие температуры на радиусах, равных 147, 200, 242 мм, становится значительным только при $Re_2 > 1,4 \cdot 10^5$, при вращении кристалла расслоение на этих радиусах становится заметным уже при $Re_1 > 3 \cdot 10^4$, $\delta T_{4,5,6}^* = 0,1$ и слабо меняется с ростом числа Рейнольдса.

Теплопередача и структура поля температуры при одновременном вращении кристалла и тигля сложным образом зависят от значения параметров задачи: числа Рэлея Ra и чисел Рейнольдса Re_1 и Re_2 . На рис. 14, 15 представлены зависимости коэффициента теплопередачи через слой жидкости и безразмерной средней температуры для шести радиусов вблизи кристалла ($X = 7$ мм) от скорости вращения тигля. Скорость вращения кристалла была постоянной и равнялась $\Omega_1 = 0,41$ рад/с, что соответствовало $Re_1 = 3,03 \cdot 10^4$. Сложная зависимость модифицированного числа Нуссельта от числа Рейнольдса тигля является результатом взаимодействия силы плавучести, центробежной силы и силы Кориолиса, относительные вклады которых меняются с изменением скоростей вращения кристалла и тигля.

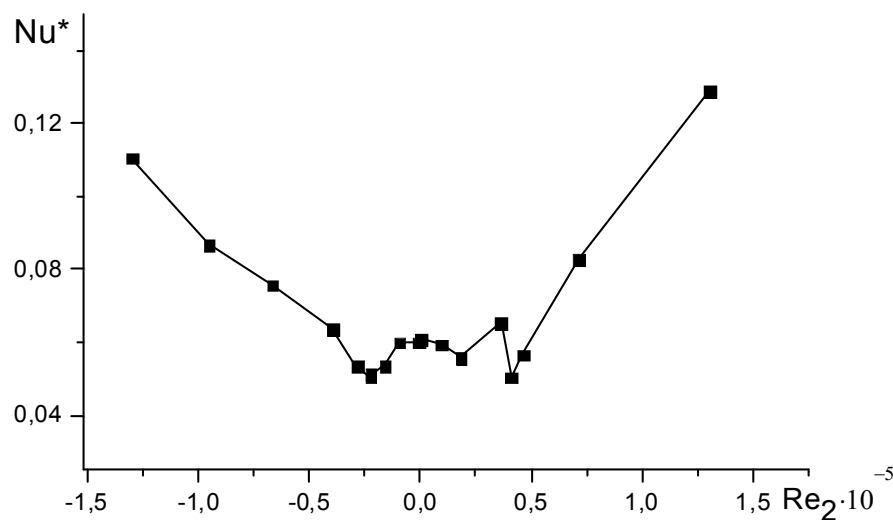


Рис. 14. Зависимость коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса при вращении тигля:
 $Ra = (1,5 \dots 2,4) \cdot 10^7$; $Re_1 = 3,03 \cdot 10^4$

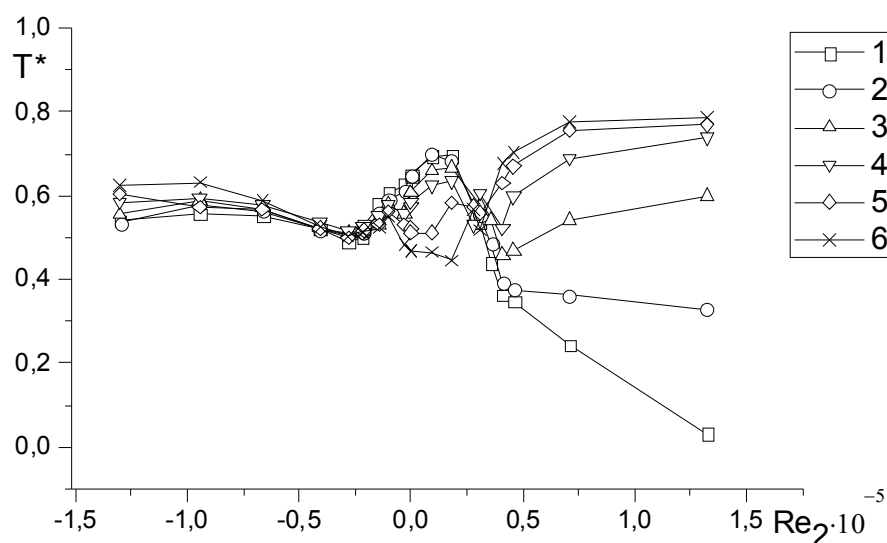


Рис. 15. Зависимость средней температуры от числа Рейнольдса при вращении тигля:
 $Ra = (1,5 \dots 2,4) \cdot 10^7$; $Re_1 = 3,03 \cdot 10^4$ (обозначения соответствуют рис. 7)

В области исследуемых параметров можно выделить особый случай, когда скорость вращения кристалла равна скорости вращения тигля ($\Omega_1 = \Omega_2$). Отметим, что в исследуемом диапазоне чисел Рэлея и Тейлора средний тепловой поток не зависит от числа Тейлора [16]. Рассмотрим случай, когда кристалл и тигель вращаются в одном направлении. Генерируемое глобальное циркуляционное течение в этом случае будет зависеть от разности угловых скоростей вращения кристалла и тигля [17]. Если угловая скорость вращения кристалла больше скорости тигля, то центробежная сила отбрасывает жидкость в слое Экмана у верхней границы от оси вращения к краю кристалла. Тогда в этом случае в центре будет подъемное течение, у боковой границы — опускное и у дна течение направлено от края к центру. Если больше скорость тигля, то возникает циркуляционное течение с обратным направлением скорости: в центре будет опускное течение, у дна течение направлено от центра к краю, у боковой стенки — подъемное и у крышки течение направлено от края к центру. Рассмотрим случай, когда кристалл и тигель вращаются в противоположные стороны. В этом случае структура течения становится двухконтурной с противоположным направлением вращения. Центробежная сила отбрасывает жидкость у вращающегося кристалла от центра к краю, как и у вращающегося тигля. На рис. 14 в зависимости $Nu^*(Re_2)$ наблюдаются два локальных максимума и три локальных минимума. Один максимум наблюдается при $\Omega_1 = \Omega_2$, другой при $\Omega_2 = 0$. Температурное расслоение в случае $\Omega_1 = \Omega_2$ равно нулю (термогравитационная конвекция во вращающемся слое изотропна в радиальном направлении). Температурное расслоение в случае $\Omega_2 = 0$ определяется величиной Ω_1 . При совращении кристалла и тигля и при $\Omega_2 > \Omega_1$ температурное расслоение происходит таким образом, как и при вращении только тигля Ω_2 . Если скорость вращения тигля больше или меньше скорости вращения кристалла и число Рейнольдса, определенное по разности этих скоростей, меньше $1 \cdot 10^4$, то у поверхностей возникает сдвиговое течение, происходит заглаживание мелкомасштабной структуры термогравитационного течения и теплопередача уменьшается. С увеличением модуля дифференциальной скорости вращения появляется глобальное циркуляционное течение, знак этого течения зависит от знака дифференциальной скорости.

Выводы

1. Режимы термогравитационной конвекции в неподвижном и равномерно вращающемся слоях жидкости характеризуются изотропией всех исследуемых характеристик в радиальном направлении.

2. Поле температуры имеет погранслоистый характер во всем исследованном диапазоне определяющих параметров. За пограничным слоем средняя температура слабо зависит от X .

3. Дисперсия пульсаций температуры уменьшается с увеличением дифференциальной угловой скорости и расстояния от оси вращения слоя.

4. Наблюдается зависящая от угловой скорости границ радиальная неоднородность (расслоение) средней температуры в ядре жидкости вблизи верхней границы. Расслоение вызвано возникновением меридионального течения у границы. Знак расслоения зависит от направления глобального циркуляционного течения. Если жидкость под верхней границей движется от центра к краю, то температура в центре больше, чем у кромки; при движении жидкости в обратном направлении знак расслоения меняется. При больших разностях скоростей турбулентное перемешивание разрушает циркуляционное течение и величина расслоения уменьшается. Температурное расслоение практически исчезает при противовращении с числами Рейнольдса больше $1 \cdot 10^5$.

5. Зависимости безразмерного коэффициента теплопередачи от скорости вращения кристалла при неподвижном тигле и от скорости вращения тигля при неподвижном кристалле ведут себя одинаковым образом. При малых скоростях вращения $Re < 1,5 \cdot 10^4$ с ростом скорости вращения наблюдается спад теплопередачи, при больших скоростях $Re > 4 \cdot 10^4$ наблюдается рост теплопередачи. Зависимости $Nu^*(Re_1)$ и $Nu^*(Re_2)$ достигают минимума при критических скоростях вращения $Re_{1кр}$ и $Re_{2кр}$. Значения критических чисел Рейнольдса отличаются друг от друга: $Re_{1кр} = 2 \cdot 10^4$, $Re_{2кр} = 3 \cdot 10^4$. Таким образом, вначале вращение границы вызывает ламинаризацию турбулентной гравитационной конвекции, приводя к снижению интенсивности теплопередачи через слой жидкости, а затем после достижения критического значения $Re_{кр}$ растет вклад вынужденного течения и наблюдается монотонный рост интенсивности теплопередачи по мере увеличения скорости циркуляции жидкости в меридиональном сечении и турбулизации этого течения.

6. Зависимости безразмерного коэффициента теплопередачи от скорости вращения тигля при фиксированной скорости вращения кристалла представляют собой несимметричные относительно направления скорости вращения тигля кривые, имеющие локальные экстремумы. При $Re_1 = 3,03 \cdot 10^4$ зависимость $Nu^*(Re_2)$ имеет два локальных максимума и три локальных минимума. Максимум наблюдается при $\Omega_1 = \Omega_2$ в режиме термогравитационной конвекции во вращающемся слое.

7. Зависимости теплопередачи от скорости вращения тигля $Nu^*(Re_2)$ согласуются с зависимостями по температурному расслоению.

Библиографический список

1. Рост кристаллов / В.И. Горилецкий, Б.В. Гринев, Б.Г. Заславский, Н.Н. Смирнов, В.С. Суздаль. Харьков: Акта, 2002. 536 с.
2. Кристаллизация из расплавов: Справ. / Под ред. К. Хайна и Э. Бурига. М.: Металлургия, 1987. 320 с.
3. Тепло- и массообмен при получении монокристаллов / П.К. Конаков, Г.Е. Веревошкин, Л.А. Горяинов и др. М.: Металлургия, 1971. 240 с.
4. Шашков Ю.М. Выращивание монокристаллов методом вытягивания. М.: Металлургия, 1982. 312 с.
5. Авдудевский В.С., Ишлинский А.Ю., Полежаев В.И. Гидромеханика и тепломассообмен при получении материалов // Вестник Академии наук СССР. М.: Наука, 1987. № 6. С. 3–17.

6. Математическое моделирование. Получение монокристаллов и полупроводниковых структур / Отв. ред. А.А. Самарский, Ю.П. Попов, О.С. Мажирова. М.: Наука, 1986. 198 с.
7. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье–Стокса / В.И. Полежаев, А.В. Буне, Н.А. Вerezуб и др. М., 1987. 272 с.
8. Полежаев В.И. Гидродинамика, тепло- и массообмен при росте кристаллов // Механика жидкости и газа. М., 1984. Т. 18. С. 198–269. (Итоги науки и техники.)
9. Бердников В.С., Борисов В.Л., Панченко В.И., Простомолотов А.М. Моделирование гидродинамики расплава при выращивании кристаллов методом вытягивания // Теплофизические процессы при кристаллизации и затвердевании: Сб. науч. тр. Новосибирск, 1984. С. 66–83.
10. Бердников В.С., Панченко В.И. Некоторые характеристики смешанной конвекции в лабораторной модели метода Чохральского // Теплофизические процессы при кристаллизации и затвердевании: Сб. науч. тр. Новосибирск, 1984. С. 5–15.
11. Бердников В.С., Марков В.А. Теплопередача и статистические характеристики поля температуры в горизонтальном подогреваемом снизу слое жидкости // Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук. 1986. № 1. С. 96–102.
12. Бердников В.С., Марков В.А., Ким О.В. Термогравитационная конвекция в плоском горизонтальном и наклонном слоях жидкости, подогреваемых снизу // Структура вынужденных и термогравитационных течений: Сб. науч. тр. Новосибирск, 1983. С. 122–146.
13. Бердников В.С., Марков В.А., Малышев В.И. Экспериментальные исследования тепловой гравитационной конвекции в горизонтальных слоях жидкости при стационарных и нестационарных граничных условиях // Структура гидродинамических потоков (вынужденное течение, тепловая конвекция): Сб. науч. тр. Новосибирск, 1986. С. 39–67.
14. Бердников В.С., Марков В.А. Теплопередача в горизонтальном подогреваемом снизу слое жидкости при вращении одной из границ // Прикладная механика и техническая физика. 1998. Т. 39. № 3. С. 126–133.
15. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
16. Бубнов Б.М., Голицын Г.С. Режимы конвекции во вращающейся жидкости // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281. № 3. С. 552–555.
17. Теплопередача и структура течения в подогреваемом снизу слое с независимым вращением горизонтальных границ / В.С. Бердников, М.И. Греков, В.И. Малышев и др. Новосибирск, 1990. 44 с. (Препринт / СО АН СССР. Ин-т теплофизики; № 213) (Пер. Heat Transfer-Soviet Research. Vol. 23. № 8. 1991. P. 1092–1126.)

V.S. Berdnikov, B.A. Markov. Physical Simulation of Hydrodynamics and Heat Transfer in the Variant of the Chokhralskij Method with a 660 mm Crucible.

The physical simulation of hydrodynamics and heat transfer by a method variant with a 660 mm flat-bottomed crucible is fulfilled. Experiments are performed in conditions of thermogravitational and mixed convection at rotation of a crucible and a crystal model. The complicated process of an integral heat transfer through a fluid layer heated below from the rotational velocity of a crucible and a crystal is discovered. The effective explanation of the obtained relations of a heat transfer from rotational velocity of a crucible and a crystal is presented.

Key words: *Chokhralskij method, the free and mixed convection, convective heat transfer, temperature fields, physical simulation.*