

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АРХИТЕКТУРНО-СТРОИТЕЛЬНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи



Колесникова Елена Александровна

**Температурное условие адгезии и определение температурных полей в  
системе «капля-подложка»**

01.04.14 - Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
Доктор технических наук,  
старший научный сотрудник  
Немова Татьяна Николаевна

Томск – 2014

## Содержание

Введение .....	4
1. Современное состояние проблемы взаимодействия расплавленных частиц порошковых материалов с поверхностью .....	12
1.1. Обзор проведенных исследований процесса возникновения адгезии .....	15
1.2. Морфология сплэта и ее влияние на качество адгезии.....	25
1.3. Оценки качества адгезии в системе «расплавленная частица – подложка». .....	29
1.4. Расчетные методы определения температурного поля при нанесении расплавленных частиц на подложку.....	32
2. Адгезия при кристаллизации капли на подложке .....	41
2.1. Определение контактной температуры между каплей и подложкой.....	41
2.2. Температурные условия адгезии капли на подложке .....	43
2.3. Экспериментальное определение температурных условий адгезии .....	52
3. Методика расчета нестационарного температурного поля методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов .....	55
3.1. Обоснование методики расчета нестационарного температурного поля методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов .....	55
3.2. Методика и алгоритм расчета температурных полей на примере тестовых задач.....	59
3.2.1. Температурное поле бесконечной пластины при неизменных величинах теплопроводности и теплоемкости .....	60
3.2.2. Температурное поле шара при неизменных величинах теплопроводности и теплоемкости.....	65
3.2.3. Температурное поле бесконечной пластины при переменных величинах теплопроводности и теплоемкости .....	67
3.3. Экспериментальное определение температур поверхности модели бесконечной пластины .....	78

3.4. Температурное поле пластины, определенное методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов, сравнение с результатами эксперимента.....	83
4. Динамика изменения границы фазового перехода в системе расплавленная капля – подложка .....	89
4.1. Трехмерное температурное поле в системе «капля-подложка» с учетом фазового перехода .....	90
4.2. Влияние формы сплэта на границу плавления в системе «капля-подложка» .....	95
Заключение.....	100
Литература.....	102

## Введение

Технология высокотемпературного нанесения порошковых покрытий находит широкое применение в промышленном производстве [1]. Для совершенствования применяемых технологий и разработки новых технологических приемов нанесения порошковых покрытий требуется точное выполнение и поддержание условий этого процесса. Одной из наиболее важных задач является определение и выполнение условий получения качественной адгезии покрытия. По технологии нанесения порошковых покрытий в последние годы опубликованы многочисленные работы, углубляющие и расширяющие представление о термическом процессе образования покрытия из порошковых материалов. Так как покрытие формируется путем постепенного наложения расплавленных частиц друг на друга в нарастающем по толщине слое на подложку, то при воздействии частицы на подложку важным фактором, определяющим физико-химические процессы в зоне контакта, являются значения их начальных температур [1–24].

Анализ современного состояния теоретических исследований показал, что большинство работ [25–29] по адгезии металлических капли и подложки опираются на теоретическую модель зависимости отношения прореагировавших атомов к числу атомов, находящихся в контакте, от энергии активации и абсолютной температуры контакта [1]. Однако, результаты теоретических исследований лишь частично согласуются с результатами, полученными в экспериментальных работах [2,20,24,30–32]. Например, в работе [32] экспериментально показано, что адгезия капли к подложке возникает после превышения контактной температурой некоторой величины, что не соответствует теоретической модели, приведенной в [1], где степень адгезии возрастает по экспоненциальной зависимости, начиная с нулевой температуры.

Во многих экспериментальных работах условия возникновения адгезии связывают с формой затвердевшей на поверхности подложки капли (сплэта) [1,7,13,16,22–24,30,31,33–37]. Экспериментально установлено, что дисковая

форма сплэта обычно сопутствует качественной адгезии [1,2,24]. К настоящему времени выявлено влияние двух факторов на увеличение доли сплэтов дисковой формы: повышение температуры подложки и понижение давления окружающей инертной среды [2,22,24,30,31,34,36]. Следует отметить, что форма образующегося сплэта также влияет на нестационарное температурное поле в зоне контакта, которое, в свою очередь, может соответствовать или не соответствовать возникновению адгезии [32].

Таким образом, форма сплэта является необходимым, но недостаточным условием достижения качественной адгезии. В случае, когда скорость капли приводит к образованию сплэта в форме диска, соответствующей лучшей адгезии капли, но начальные температуры капли и подложки меньше температуры плавления подложки, адгезия отсутствует [32].

Также важным параметром для качественного нанесения покрытий является глубина проплавления подложки под покрытием. Чрезмерный перегрев капли и подложки может быть причиной технологически недопустимой глубины проплавления поверхностного слоя подложки, вызывающей нежелательное изменение структуры.

Несмотря на широкое отражение в отечественной и зарубежной литературе вопросов, связанных с адгезией частиц на поверхности подложки [1–26,30,31,33–72], из-за невозможности учета и аналитического описания многих факторов, влияющих на процесс адгезии, в настоящее время отсутствует единая теория, в полной мере описывающая этот процесс. Каждая из существующих теорий (адсорбционная, механическая, электрическая, электронная, диффузионная, химическая), описывающая адгезию с различных теоретических позиций, находит частичное подтверждение в результатах численных и экспериментальных исследований.

Таким образом, учитывая важность вопроса адгезии, определение температурных условий адгезии в системе «металлическая капля - подложка» является весьма актуальным.

Актуальность задачи заключается в установлении достоверных и достаточных расчетных параметров технологического процесса и допустимых диапазонов их изменений для получения качественной адгезии покрытий, в частности температурного условия адгезии в системе «капля - подложка», позволяющего при заданных температурах капли и подложки, а также значениях теплоемкости, теплопроводности и плотности материалов капли и подложки, определить минимальные температуры капли и подложки, соответствующие условиям возникновения процесса адгезии, перемещение фазовой границы, что позволит сделать оценку оптимальных температурных условий процесса нанесения покрытий.

Объектом представленного в настоящей диссертационной работе исследования являлась система «капля - подложка», где в качестве материалов капли и подложки использовались пары металлов с одинаковыми и различающимися теплофизическими характеристиками.

**Цель работы** – установление температурных условий адгезии и определение температурных полей в системе «капля – подложка» методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов для оптимизации параметров технологического процесса нанесения покрытий.

Для реализации поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Определить начальную контактную температуру капли с подложкой.
2. Определить минимально допустимые температуры капли и подложки для достижения качественной адгезии в системе «капля - подложка» при нанесении порошковых покрытий.
3. Определить температурные поля предложенным автором методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов при неизменных и переменных величинах теплопроводности и теплоемкости материалов частицы (капли) любой формы и подложки.
4. Определить продвижение границы фазового перехода в системе «капля-подложка» и определить максимальную глубину проплавления подложки.

5. Исследовать влияние формы сплэта на глубину проплавления подложки.

**Научная новизна** и отличительные особенности результатов, полученных в данной диссертационной работе, заключаются в следующем:

- Получено выражение для расчета контактной температуры между каплей расплава и подложкой.

- Получено температурное условие адгезии в системе «капля-подложка», позволяющее оценить адгезию сплэта на поверхности подложки в зависимости от начальных температур и теплофизических характеристик материалов капли (частицы) и подложки.

- Предложена методика расчета температурного поля в системе «капля (частица) – подложка», основанная на методе выравнивания температур малых соседних кубических объемов, учитывающая фазовые переходы и зависимость теплофизических характеристик материалов капли и подложки от температуры. Адекватность и достоверность методики подтверждена тестовыми расчетами и экспериментальными результатами.

**Теоретическая значимость** работы заключается в получении новых знаний, необходимых для создания физической и математической моделей процесса адгезии в системе «капля - подложка»

**Практическая ценность** работы заключается в установлении температурного условия адгезии в системе «капля-подложка», позволяющего оценить адгезию капли (частицы) на поверхности подложки в зависимости от начальных температур и теплофизических характеристик материалов капли (частицы) и подложки, что может быть использовано для выбора оптимальных режимов процесса термического нанесения порошковых материалов.

**На защиту выносятся следующие положения:**

- температурное условие адгезии в системе «капля – подложка»;
- методика расчет температурных полей сплэта и подложки на основе метода выравнивания температур малых соседних кубических объемов с учетом фазовых переходов и изменения теплофизических характеристик материалов капли и подложки в процессе осаждения капли на подложку;

- результаты исследования температурных полей и движения границы фазового перехода в системе «капля – подложка».

**Достоверность полученных результатов и выводов** по работе обеспечена проведением численных исследований с использованием протестированных программных ресурсов, экспериментальных исследований с достаточной воспроизводимостью и в необходимом количестве на поверенном оборудовании, согласованием результатов численных и экспериментальных исследований, сравнением с результатами других авторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-08-00488-а).

Основные положения работы докладывались и обсуждались VII Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (Томск, 2011 г.), II Всероссийской научно-практической конференции с международным участием «Теплофизические основы энергетических технологий». (Томск, 2011 г., выступление отмечено дипломом II степени), X Всероссийском съезде по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Нижний Новгород, 2011 г.), Всероссийской научной конференции с международным участием «Математическое и физическое моделирование опасных природных явлений и техногенных катастроф» (Томск, 2012 г.), XVII международной научно-практической конференции студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии» (Томск, 2012 г., выступление отмечено дипломом II степени), XIX международной научно-практической конференции студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии» (Томск, 2013 г.), XX международной научно-практической конференции студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии» (Томск, 2014 г.).

По материалам диссертации опубликовано 6 работ, в том числе 3 статьи в журналах из перечня ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, определенных ВАК РФ.

Диссертация состоит из четырех глав. Объем диссертации составляет 116 страниц, включая 28 иллюстраций и 6 таблиц.

В первой главе проведен обзор работ, посвященных анализу современного состояния проблемы взаимодействия расплавленных частиц порошковых материалов с поверхностью, и рассмотрены известные оценки адгезии в системе «частица - подложка». Несмотря на большое число работ по исследованиям взаимодействия расплавленной капли с основой [2–31,33–38,40–65,73–81], до настоящего времени в них отсутствует выражение, позволяющее определить минимальные температуры капли и подложки для достижения адгезии в данном процессе. В главе представлен обзор экспериментальных и расчетных методов определения температурных полей в системе «частица - подложка» и описана морфология закристаллизовавшейся капли (сплэта). В работах [2,3,19–24,30,31,42] выявлен ряд факторов, влияющих на адгезию в системе «капля-подложка». К ним относятся температура подложки [2,10,15,16,20,24,30], давление окружающей среды [31,34,36], способ обработки поверхности [2,11,18,21,37,48–50,52,55,67,82], морфология сплэта [2,19,22,33,44,56,61,83–85]. Однако, из-за трудности анализа многочисленных условий процесса взаимодействия капли с подложкой в настоящее время отсутствует математическое выражение зависимости адгезии от перечисленных факторов. В работах, описывающих морфологию сплэта [2,3,7,22–24,30,31,33–37,53,62], выявлен ряд факторов и условий, приводящих к формированию дисковой формы сплэта, которую в рассмотренных работах считают оптимальной для достижения качественной адгезии покрытия. Однако, для некоторых рассмотренных условий, в частности температуры подложки и давления окружающей среды [31,34,36] не найдены теоретические объяснения их влияния на адгезию [2].

Также важным параметром для качественного нанесения покрытий является глубина плавления подложки под покрытием. Чрезмерный перегрев капли и подложки может быть причиной технологически недопустимой глубины плавления поверхностного слоя подложки, вызывающей нежелательное изменение структуры, образование жидкого поверхностного слоя металла и увеличение взаимодействия с окружающим газом (окисление, азотирование). По

этой причине в первой главе приведен обзор расчетных методов определения температурного поля при нанесении расплавленных частиц на подложку.

Во второй главе автором предложено выражение для определения контактной температуры между каплей расплава и подложкой. Выражение получено из уравнений теплового баланса между приграничными слоями в системе «капля – подложка» и стационарного уравнения теплопередачи. Эта температура является критериальной, так как превышение контактной температуры над температурой плавления подложки характеризует появление адгезии. В той области контактной поверхности, где критериальная температура не превышает температуру плавления подложки, адгезия отсутствует. Критериальная температура является основой выражения температурного условия для достижения адгезии в области контакта с подложкой. В этой главе приводится описание эксперимента, подтверждающего предложенное температурное условие для достижения адгезии [32].

Третья глава посвящена обоснованию и описанию авторской методики расчета нестационарных температурных полей в капле и подложке на основе предложенного метода выравнивания температур малых смежных кубических объемов [86–89]. Описание и проверка адекватности методики проводились на примере сравнения результатов решения тестовых задач по определению температурного поля бесконечной пластины, как при неизменных, так и при переменных значениях теплопроводности и теплоемкости. Кроме этого, проведен расчет температурного поля шара с постоянными коэффициентами теплопроводности и теплоемкости.

В расчетах не использовались уравнения в дифференциальной форме, так как метод основан на применении алгебраических уравнений для стационарного процесса теплопередачи. Предложенная методика позволяет рассчитывать температурные поля как с неизменными, так и с зависящими от температуры коэффициентами теплопроводности и теплоемкости материалов с учетом фазовых переходов. Также в этой главе представлены экспериментальная установка, методика проведения экспериментов, результаты экспериментов,

поставленных для дополнительной экспериментальной проверки предложенной методики, и проведено сравнение экспериментальных и расчетных результатов, показывающих их удовлетворительное согласование.

В четвертой главе представлены результаты расчета трехмерного температурного поля в системе «капля-подложка». Определено изменение температуры в зоне контакта сплэта с подложкой с учетом фазового перехода. Исследовано влияние формы сплэта на границу плавления в системе «капля-подложка». Экспериментальные исследования осаждения капель олова на свинцовую подложку и капель свинца на оловянную подложку показали, что образования слоя эвтектики на границе между металлами не происходит. Из этого следует, что времени контакта капли и подложки в жидкой фазе недостаточно для заметного протекания диффузионного процесса, следовательно, это позволяет пренебречь в расчетах практическим влиянием образующегося в зоне контакта тонкого эвтектического слоя.

## **1. Современное состояние проблемы взаимодействия расплавленных частиц порошковых материалов с поверхностью**

Процесс термического нанесения защитных покрытий широко применяется во многих технологиях (например, в аэрокосмической, химической, топливной военной, горнодобывающей), а также в различных отраслях: медицине, электронике и машиностроении [2].

Качество нанесенного покрытия, в основном, определяется условиями взаимодействия частиц с основой, такими как скорость частиц, их размер, температура и предварительная обработка поверхности контакта [2,7,20,22,30,31,34,35,40,60,75]. Все это вызывает необходимость в глубоком понимании фундаментальных физических процессов, протекающих при взаимодействии расплавленной капли с подложкой. Каждая закрепившаяся на поверхности капля является структурной единицей всего покрытия. Если каждая капля обладает требуемыми характеристиками, то можно ожидать таких же характеристик и от всего покрытия. По этой причине в последние десятилетия многие теоретические и экспериментальные исследования посвящаются данной проблеме [2–9,13–45,47–50,59–67,71–73,78–80,90–102].

В последних исследованиях взаимодействие расплавленной капли с основой представляется как сложный процесс, в котором выделяют три части: гидродинамическую, теплофизическую и диффузионную [1,2]. Однако, несмотря на большое количество работ, посвященных проблеме нанесения покрытий, наши представления о взаимодействии расплавленной капли с основой до сих пор остаются недостаточными для требований развивающихся технологий и нуждаются в дальнейшем совершенствовании используемых математических моделей, максимально приближенных к реальным процессам. Нерешенной до сих пор остается предварительная оценка качества адгезии и когезии наносимого покрытия. Недостаточное качество адгезии часто приводит к несоответствию характеристик полученного покрытия заданным техническим требованиям.

Таким образом, основными направлениями при исследовании закономерностей формирования защитных покрытий являются [1]:

- совершенствование физических и математических моделей взаимодействия капли расплава с подложкой на границе частица-подложка;
- определение соответствия получаемых свойств покрытий технологическим параметрам процесса нанесения. В настоящее время, когда рутинными становятся все более совершенные расчетные технологии, возникает возможность математического исследования физических моделей, детально описывающих процессы нанесения покрытий и позволяющих рассчитывать для них условия достижения качественной адгезии или ее отсутствия.

Представленная выше проблема является объектом интенсивных исследований как в России, так и за рубежом: в США (Sandia National Laboratories, New Mexico), Франции (University of Limoges), Канаде (National Research Council, Industrial Materials Institute), Германии (University of Dortmund, Institute of Materials Technology), Японии (Joining and Welding Research Institute, Osaka University; Tokyo Institute Of Technology).

Использование математического моделирования обычно эффективно дополняет экспериментальные исследования, особенно в тех случаях, когда проведение экспериментального моделирования затруднительно или требует значительных материальных затрат.

В технологических процессах, в которых происходит взаимодействие расплавленных частиц материала с подложкой, выделяют задачи противоположного характера: прямую и обратную задачи [40]. В случае прямой задачи, при взаимодействии частиц с поверхностью, в частности при нанесении различных покрытий, требуется получение максимальной адгезии частиц на поверхности, максимальной когезии и минимальной пористости покрытия [40].

Во втором случае требуется создание обратных условий, необходимых для достижения минимальной адгезии частиц и/или максимальной пористости

покрытия, образованного частицами. Такая задача возникает, например, при электродуговой сварке металлических конструкций в среде углекислого газа. В этом процессе происходит значительное разбрызгивание металла, что увеличивает трудоемкость очистки свариваемых поверхностей от брызг расплава.

Решение прямой задачи, т.е. достижение качественной адгезии, встречается в значительно большем количестве технологических процессов.

Одним из традиционных и распространенных в настоящее время технологических методов, обеспечивающих возможность модификации поверхностей современных конструкционных материалов, является плазменное и высокоскоростное газопламенное нанесение порошковых покрытий, для которых качество адгезии является одним из основных требований технологии. Использование технологий порошкового напыления постоянно расширяется. Метод применяется как при изготовлении новой продукции, так и для восстановления поврежденных поверхностей изделий [103]. При термическом напылении диапазон толщины покрытия обычно составляет от 20 мкм до нескольких миллиметров. При использовании термических технологий в качестве покрытия могут быть использованы различные материалы: металлы, керамика, пластмассы, металлокерамика, композитные материалы.

Несмотря на многолетнее совершенствование технологий нанесения порошковых покрытий, вопросы дальнейшего улучшения технологий, повышения их управляемости и надежности процесса остаются достаточно актуальными.

В представленном обзоре основное внимание направлено на существующие критерии достижения качественной адгезии, а также на физические и математические модели процесса взаимодействия расплавленной капли с подложкой.

Основными аспектами, требующими исследования при нанесении покрытий, являются:

- условия достижения минимальной пористости покрытия;

- получение максимальной адгезии покрытия к поверхности;
- минимизация наличия включений и соединений, которые могут образовываться при взаимодействии поверхности и напыляемых частиц со средой в процессе нанесения покрытия.

В случае обратной задачи, когда добиваются отсутствия или минимизации адгезии расплавленных частиц при попадании их на поверхность, также необходим простой и удобный критерий адгезии.

### **1.1. Обзор проведенных исследований процесса возникновения адгезии**

Адгезия - слипание поверхностей двух разнородных твердых или жидких тел. Количественно адгезия характеризуется удельной работой, затрачиваемой на разделение объектов, которая рассчитывается на единицу площади соприкасающихся поверхностей и зависит от того, как производится их разделение: сдвигом вдоль поверхности раздела или отрывом в направлении, перпендикулярном поверхности [104]. Проблема адгезии включает химические, физические и механические аспекты [1,73,103,104].

Закономерности образования и разрушения адгезионно связанных объектов описываются на основе двух независимых подходов - термодинамического и молекулярно-кинетического [40,103,105]. При термодинамическом подходе [40,103,105] адгезию характеризуют работой, которую надо совершить для разделения в равновесных условиях двух приведенных в контакт разнородных тел. Силы сцепления двух тел обусловлены действием молекулярных сил.

Молекулярно-кинетический подход [40,103,105] позволяет учесть особенности влияния реальной природы контактирующих материалов и расположенной между ними межфазной зоны на основные закономерности образования и поведения адгезионных соединений. В этом плане он является необходимым дополнением к термодинамическому анализу явления адгезии. Его самостоятельное значение определяется также возможностью обоснования роли

технологических факторов в процессах адгезионного взаимодействия материалов [106].

В рамках данных подходов известно несколько теорий адгезии:

- *адсорбционная теория* [103,105] предполагает, что адгезия осуществляется в результате адсорбции адгезива на порах и трещинах поверхности субстрата.
- *механическая теория* [103,105] рассматривает адгезию как результат проявления сил межмолекулярного взаимодействия между контактирующими молекулами адгезива и субстрата.
- *электрическая теория* [103,105] заключается в том, что система адгезив-субстрат отождествляется с конденсатором, а двойной электрический слой, возникающий при контакте двух разнородных поверхностей, - с обкладкой конденсатора.
- *электронная теория* [103,105,107] рассматривает адгезию как результат молекулярного взаимодействия поверхностей, различных по своей природе.
- *диффузионная теория* [103,105] сводится к взаимной или односторонней диффузии молекул адгезива и субстрата.
- *химическая теория* [103,105] предполагает, что во многих случаях адгезия может быть объяснена не физическим, а химическим взаимодействием. Химическая адгезия имеет место, когда материалы могут вступать в химическое соединение и атомы контактирующих поверхностей образуют ионные, ковалентные или водородные связи. Действие химических сил происходит на расстояниях порядка  $10^{-10}$  м [39].

В задаче достижения качественной адгезии капли на поверхностном слое материала подложки, поставленной в настоящей работе, могут иметь место диффузионная и химическая механизмы адгезии.

Многие авторы в своих работах, посвященных описанию взаимодействия капли с подложкой, ограничиваются химической теорией возникновения адгезии [25,26,73].

В работе [1] процессы, происходящие в области контакта покрытия и основы, рассматриваются как топохимические реакции. Топохимическая реакция протекает в две стадии, результатом которых является прочное соединение атомов соединяемых веществ. На первой стадии физического контакта (сближение соединяемых веществ на расстояние, необходимое для межатомного взаимодействия) происходит подготовка поверхности к взаимодействию. Второй стадией является само химическое взаимодействие, в течение которого заканчивается процесс образования прочного соединения. После завершения этих стадий могут развиваться процессы объемного взаимодействия материалов, которые обычно связывают с взаимной диффузией элементов системы покрытие-основа. Таким образом, процесс взаимодействия материалов при напылении разделяется на три стадии: сближение соединяемых веществ и физический контакт; активация контактных поверхностей и химическое взаимодействие на границе раздела фаз; объемное взаимодействие.

В работе [1] возможность образования прочного соединения напыляемого материала с подложкой в основном определяется полнотой химического взаимодействия. Для этой стадии внешним признаком, характеризующим степень ее развития, является заполнение поверхности контакта частицы с подложкой очагами схватывания. Образование очагов схватывания происходит потому, что химическое взаимодействие материалов происходит не по всей поверхности, а только на активных центрах. В роли таких центров могут выступать примесные атомы, вакансии, ступеньки дислокаций [27,74].

На стадии химического взаимодействия решающую роль играют квантовые процессы электронного взаимодействия [40,75]. Для протекания в контакте соединяемых материалов процессов электронного взаимодействия необходима энергия для активации состояния поверхностей. Эта энергия может сообщаться в виде теплоты (термическая активация), энергии упруго-

пластической деформации (механическая активация), электронного, ионного и других видов облучения (радиационная активация).

В работах [1,40,75] Кудинов изучал взаимодействие одиночных сферических частиц, деформирующихся и затвердевающих в диск цилиндрической формы с гладкой основой, и получил выражение для теоретического определения изменения относительной прочности сцепления частиц в результате протекания химической реакции в контакте с основой. Согласно этой модели, расплавленные сферические частицы при ударе о поверхность основы сильно деформируются и затвердевают в форме тонкого диска. Физический контакт на границе взаимодействия возникает при деформации и растекании частицы. При этом большая доля возбужденных атомов частицы входит в соприкосновение с атомами основы. При сообщении атомам основы некоторой энергии, равной энергии активации, они вступают в химическое взаимодействие с атомами частицы. Выражение для теоретического определения изменения относительной прочности сцепления частиц в результате протекания химической реакции при контакте с основой имеет вид [1,40,75]:

$$\frac{N(t)}{N_0} = 1 - \exp \left( - \frac{\nu \cdot t}{\exp \left( \frac{E_\alpha}{k \cdot T_c} \right)} \right), \quad (1.1)$$

где  $N_0$  - число атомов на поверхности основы или частицы, находящихся во взаимном физическом контакте;  $N(t)$  - количество атомов из числа  $N_0$ , прореагировавших за время  $t$ ;  $\nu$  - частота собственных колебаний атомов;  $E_\alpha$  - энергия активации;  $T_c$  - абсолютная температура контакта;  $k$  - постоянная Больцмана.

Из уравнения (1.1) следует, что количество прореагировавших атомов в зоне контакта прямо пропорционально времени  $t$ , а увеличение температуры и времени контакта контактирующих частиц приводит к повышению прочности сцепления.

Таким образом (выражение (1.1)) видно, что одним из главных параметров, по которому можно оценить протекание химической реакции между напыляемым материалом и основой, является температура  $T_c$ , устанавливающаяся в зоне контакта жидкая частица – твердая основа. В работах [1,40,75] контактная температура определяется приближенно расчетным путем на основе решения задачи об изменении температуры в контакте твердое тело – жидкая, быстро растекающаяся капля. Это выражение имеет вид:

$$T_c = \frac{T_m \cdot K_\varepsilon}{K_\varepsilon + \Phi(\alpha)}, \quad (1.2)$$

где  $K_\varepsilon = (\lambda_1/\lambda_2) \cdot \sqrt{\alpha_2/\alpha_1}$ ;  $K_\varepsilon$  - критерий тепловой активности частицы по отношению к подложке;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  - коэффициенты теплопроводности,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  - коэффициенты температуропроводности частицы и подложки соответственно;  $T_m$  - теплоемкость и температура плавления материала частицы соответственно;  $\Phi(\alpha)$  - функция интеграла вероятности;  $\alpha = f(K_\varepsilon, K_L)$  - корень уравнения, где  $K_L$  - критерий, оценивающий скрытую теплоту плавления материала частицы.

Время  $t_0$ , в течение которого частица затвердевает и в контакте поддерживается температура  $T_c$ , согласно этой модели, равно:

$$t_0 = \left( \frac{h}{2 \cdot \alpha} \right)^2 \cdot \frac{1}{\alpha_1}, \quad (1.3)$$

где  $h$  - высота застывшей частицы.

В рассматриваемой модели термический цикл  $T_c(t)$  сферической частицы, деформированной вследствие удара и затвердевающей на основе, состоит из двух этапов:

1. Затвердевание частицы, в процессе которого контактная температура  $T_c$  остается постоянной. Над подвижным фронтом кристаллизации находится жидкость.
2. Охлаждение затвердевшей частицы до температуры подложки.

Формула (1.1) для практического использования в плане определения качества адгезии вызывает значительные, часто непреодолимые затруднения.

Во-первых, проблематично определить абсолютную температуру контакта  $T_c$ , которая, как правило, отличается как от температуры капли, так и от температуры подложки. Во-вторых, значительную сложность представляет определение величины энергии активации  $E_\alpha$ . В-третьих, согласно (1.1) степень адгезии возрастает по экспоненциальной зависимости, начиная с нулевой температуры, что не соответствует результатам эксперимента, приведенных в работе [29], где адгезия капли к подложке возникает после превышения контактной температурой некоторой величины.

Авторы работы [25], анализируя уравнение протекания топохимической реакции в контакте соединяемых материалов (1.1), отмечают, что для протекания этой реакции необходимо выполнение условия  $E > E_\alpha$ , где  $E$  - полная энергия системы реагирующих атомов, а  $E_\alpha$  - энергия активации процесса образования прочного соединения в контакте.

При невысокой скорости осаждения частицы на подложку [28,41]  $E = k \cdot T_k$ , ( $T_k$  - температура в контакте взаимодействующих материалов), что позволяет прийти к выводу, что уравнение (1.1) не учитывает скорость частицы  $V_p$  как фактор повышения прочности контакта. С другой стороны, авторы считают, что в процессах газотермического напыления с ростом скорости частицы прочность контакта существенно возрастает. В рамках кинетической теории прочности твердых тел это объясняется снижением величины активационного барьера  $E_\alpha$  под воздействием давления в контакте [40]. Но сложность измерения параметра, который мог бы определить снижение величины  $E_\alpha$ , сдерживает развитие подобного подхода. Авторы также подвергают критике концепцию, согласно которой кинетическая энергия частицы  $E_k$  входит в уравнение (1.1) как  $E = k \cdot T_k + E_k$  [28,41]. Энергетический подход к учету влияния скорости частицы на кинетику процесса образования прочного сцепления в контакте, по мнению авторов [25] не поясняет пути и механизм преобразования  $E_k$  во внутреннюю энергию системы частица - основа и не учитывает явлений, связанных с

гидродинамикой стадией растекания частицы по поверхности основы. По этим причинам в работе [25] влияние скорости частицы на процесс образования прочного сцепления рассматривается с позиций гидродинамики и теории твердого деформируемого тела. В результате удара частицы о поверхность происходит глубокая деформация и дополнительный нагрев зоны удара подложки, определяемые скоростью частицы. Уравнение для нахождения дополнительной температуры имеет вид:

$$T_1^\beta + aT_1 + b = 0, \quad (1.4)$$

где  $\beta = -1/\gamma$ ,  $\gamma$  - постоянная Грюнайзена;  $a = -(v_0/v)^2 \alpha T_0^\beta$ ,  $\alpha$  - коэффициент термического расширения материала основы,  $v_0, v$  - скорости капли до удара и после соответственно,  $T_0$  - начальная температура капли;  $b = (v_0/v)^2 \cdot (\alpha T_0 - 1) \cdot T_0^\beta$ . Если под исходной температурой принимать температуру  $T_k$ , установившуюся в контакте за время  $t \ll 10^{-13}$  с, то дополнительный нагрев материала основы, обусловленный ударным сжатием, может достигать 50 К в случае напыления на подложку из железа при  $v_0 > 200$  м/с (расчет температуры проведен путем решения уравнения теплопроводности гиперболического типа для плоской задачи). Также в работе [25] авторы приходят к выводу, что прочность сцепления покрытий с основой зависит не только от теплофизических, но термоупругих и физико-механических характеристик взаимодействующих материалов. При высокой скорости осаждения частиц адгезия определяется как механизмом термической активации, так и пластической деформацией материала основы.

В работе [78] показано, что температура в контакте поверхности с жидкой, быстро растекающейся, каплей находится между температурой подложки и температурой капли и принимается постоянной в течение всего времени кристаллизации капли. Исследование процесса адгезии показало, что прочность сцепления зависит от температуры подложки и температуры контакта. Адгезия капли линейно возрастает при увеличении температуры подложки. Также показано, что окисная пленка ухудшает сцепление с подложкой. К сожалению,

авторы не указывают методики определения температуры контакта, так как температура контакта есть величина переменная и ее экспериментальные измерения связаны со значительными затруднениями.

В работе [29] на основании элементарного баланса энергии для поверхностных атомов контактирующих тел предложен расчет контактной температуры в области малых времен при взаимодействии расплавленного вещества с холодным телом. В статье рассматривается теплообмен двух тел: I – горячее тело с начальной температурой  $T_1$  и размером элементарной ячейки  $A \approx 10^{-8}$  м (микроскопически малой, но содержащей достаточное количество атомов для применения к ней понятия температура) и II – холодное тело с начальной температурой  $T_2$  и размером элементарной ячейки  $B$ . Характерные времена для каждого из тел принимались равными  $\tau_A = A/w_1$  и  $\tau_B = B/w_2$ , где  $w_1, w_2$  - скорости распространения тепла в телах I и II соответственно. Для данного порядка характерных времен глубина проникновения температурных волн сравнима с размерами элементарных ячеек  $A$  и  $B$ . Изменение внутренней энергии ячейки  $A$  за счет отдачи тепла в контактирующую с ней ячейку  $B$  определяется выражением:

$$\Delta u_1 = Z(T_1 - T_x) = A^3 \rho_1 c_1 (T_1 - T_x), \quad (1.5)$$

где  $Z = 3k = V \rho c$  - теплоемкость, приходящаяся на один атом,  $V$  - объем элементарной ячейки ( $V_1 = A^3$ ),  $\rho_1$  и  $c_1$  - плотность и удельная теплоемкость вещества тела I. Эта внутренняя энергия идет на повышение температуры некоторого элементарного объема  $V_B = A^3 w_2/w_1$  контактирующего с ней тела II. Изменение внутренней энергии объема  $V_B$  соответствует величине:

$$\Delta u_2 = V_B \rho_2 c_2 (T_x - T_2) = A^3 \rho_2 c_2 (T_x - T_2) \quad (1.6)$$

Из равенств выражение (1.5) и (1.6) в соответствии с законом сохранения энергии определялась температура, установившаяся на поверхности контакте двух тел  $T_x$ :

$$T_x = \frac{T_1 \nu + T_2}{\nu + 1} = T_k(0), \quad (1.7)$$

где  $T_k(0)$  - мгновенное значение контактной температуры,  $\nu = (\rho_1 c_1 w_1) / (\rho_2 c_2 w_2) = \beta_1 / \beta_2$ .

При  $\tau_1 < \tau_2$  контактная температура  $T_k(0)$  возрастает до стационарного значения  $T_k(\infty)$  при  $t \rightarrow \infty$  и определяется выражением:

$$T_k(\infty) = \frac{T_1 b + T_2}{b + 1}, \quad (1.8)$$

где  $b = \sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1 / \lambda_2 \rho_2 c_2}$ .

Также в работе [29] для холодного тела II при его плавлении получены выражения для контактной температуры  $T_x$

$$T_x = \frac{T_1 \nu - \frac{\lambda_2}{Z} + T_2}{\nu + 1}, \quad (1.9)$$

и для времени начала плавления  $\tau_m$

$$\tau_m = \tau_B \frac{T_m - T_2 + \frac{\lambda_2}{Z}}{\nu(T_1 - T_m)}. \quad (1.10)$$

Однако, авторы не приводят расчета глубины проплавления холодного тела. Также остается неясным алгоритм определения скорости распространения тепла для определения величины коэффициента  $\nu$  (1.7).

В [1] отмечается, что прочное закрепление частицы наступает при подогреве основы до определенной температуры, которая соответствует заполнению контактной поверхности под частицей очагами схватывания на 40 – 70%. Авторы определили, что перегрев напыляемых частиц выше температуры плавления повышает адгезию с основой и увеличивает площадь пятна химического взаимодействия. Рост прочности сцепления объясняется тем, что при перегреве частиц повышается контактная температура, и процесс химического взаимодействия резко ускоряется. Перегретая частица сообщает достаточное количество энергии для активации поверхности материала

подложки. При этом для многих металлов достигается максимальный уровень адгезии без дополнительного нагрева подложки [1]. Поэтому при плазменном напылении следует добиваться ситуации, когда покрытие формируется в основном из расплавленных частиц и по возможности несколько перегретых выше температуры их плавления.

Для достижения требуемой адгезии необходимо выполнение ряда технологических приемов, при этом несоблюдение хотя бы одного из них может привести к неудовлетворительному результату.

В частности, одним из факторов улучшения адгезии частиц с подложкой является механическая обработка поверхности перед напылением. Это связано с тем, что убирается окисная пленка, препятствующая адгезии, и увеличивающаяся шероховатость поверхности приводит к повышению температуры на выступах поверхности под наносимыми частицами [1].

Кроме нанесения порошковых покрытий газопламенным методом активно развивается и совершенствуется альтернативный способ формирования высокотемпературных порошковых покрытий, «High-Velocity-Oxygen-Fuel» - высокоскоростное газопламенное напыление [91,108,109]. Этот метод обладает некоторыми преимуществами: получаемые покрытия имеют высокую плотность, хорошую адгезионную и когезионную прочность, а также обладают мелкой дисперсностью, гомогенной структурой и низкими остаточными напряжениями [80]. Нанесение покрытий сопровождается меньшим окислением материала покрытия [91]. Плотность и адгезионная прочность этих покрытий соизмерима с покрытиями, полученными детонационным способом, и существенно превосходят эти характеристики при плазменном напылении [80,91,109]. Авторы работы [80] показали, что ультразвуковая финишная обработка детали создает на поверхности основы волнистый субмикрорельеф, обеспечивающий формирование надежной адгезионной связи между покрытием и основой.

Анализируя современное состояние физического и математического моделирования процессов адгезии нужно отметить, что моделированию столкновения единичной капли с подложкой посвящено очень большое

количество работ и современные численные модели включают в себя одновременное описание тепловых и гидродинамических процессов, протекающих в системе «капля-подложка». Однако процесс реализации качественной адгезии при большом внимании к этому фактору при нанесении покрытия остается в этих моделях практически не поддающимся расчету.

## 1.2. Морфология сплэта и ее влияние на качество адгезии

Микроструктура покрытия и соответствующие ей характеристики, такие как пористость и качество адгезии, зависят от формы сплэта [24]. Под сплэтом понимается затвердевшая форма капли. Сплэт на подложке может иметь различную морфологию: от брызг до диска правильной формы. Дискосая форма сплэта является одним из основных факторов, влияющих на получение качественного покрытия с низкой пористостью для большинства материалов [1,2,79]. В работе [81] исследована зависимость формы образующейся металлической капли от скорости ее нанесения  $v$  на подложку. С увеличением скорости нанесения капли из олова диаметром  $D = 4,5 \cdot 10^{-3}$  м на стальную подложку (адгезия отсутствует) сплэт образует следующие формы:

$v < 0,9$  м/с - сплюснутая капля;

$0,9 < v < 1,5$  м/с - сплэт в виде пузырька, центральная часть которого заполнена тонким слоем металла;

$v \approx 1,5$  м/с - диск со слабовыраженными пузырькообразными краями;

$1,5 < v < 2$  м/с - сплэт в форме диска с небольшими «пальцами»;

$2 < v < 3$  м/с - диск с «пальцами»;

$3 < v < 3,7$  м/с - рваный сплэт с пустыми областями внутри, «пальцами» снаружи и брызгами;

$v > 3,7$  м/с - сплэт разбивается на мелкие брызги.

При уменьшении диаметра капли вся картина изменения формы сплэта смещается в сторону больших скоростей [81]. Это вызвано тем, что при уменьшении диаметра капли увеличивается полная сила поверхностного

натяжения по отношению к ее объему. Увеличение температуры подложки до величины, достаточной для ее проплавления каплей, также приводит к возрастанию значений диапазонов скоростей, соответствующих приведенным выше формам сплэта.

В работе [79] проведены исследования процессов деформации и затвердевания капель металла расплавов при их соударении с подложками в широком диапазоне режимных параметров. Показано, что затвердевание начинается при неоконченном процессе деформации капли.

Экспериментальные исследования показали, что форма сплэта зависит как от температуры подложки [3,13,14,20–22,22,24,30,62,100] так и от давления окружающего газа [31,34–36].

В [3] показано, что существует критическая температура подложки, превышение которой приводит к образованию сплэтов в форме диска в 50% случаев от их общего числа. Дальнейшее повышение температуры подложки увеличивает долю дисковых сплэтов [13]. Х. Фукумото [31,34] показал, что существует также величина критического давления окружающей среды, при которой количество сплэтов, образующихся в форме диска, достигает половины от их общего числа. Дальнейшее снижение давления увеличивает долю дискообразных сплэтов. Зависимость от давления окружающего газа в работах [31,34] объясняется уменьшением количества адсорбированного на поверхности газа. Однако механизм увеличения доли дискообразных сплэтов при дальнейшем снижении давления требует дополнительного изучения.

Влияние теплопроводности материалов подложки на морфологию сплэта подробно рассматривается в работах [44–46]. Было установлено, что чем меньше теплопроводность материала подложки, тем легче подобрать режим нанесения капли с образованием сплэта в форме диска. Кроме того, в работах [6,7,18,47] исследовано влияние шероховатости, а также метода обработки поверхности (полировка, пескоструйная и лазерная обработки) на морфологию сплэта. При этом недостаточное внимание уделено влиянию адсорбции газа и паров воды на процесс образования сплэта. В работах [37,48–50] выяснено, что

гидратированная влага на поверхности оказывает более сильное влияние на процесс образования сплэтов, чем просто присутствие оксидного слоя. В работах [4,7,6,13,42,51–55] показано, что смачиваемость поверхности каплей также влияет на процесс сплэтообразования. При этом четко установить повторяемость формы сплэтообразования от смачиваемости поверхности в перечисленных выше работах не удалось по причине отсутствия ее стабильности. Нестабильность смачиваемости каплей поверхности обусловлена различной степенью окисления разных участков поверхности, адсорбцией газа и паров воды на ней.

В работе [56] исследовалась форма сплэта капли Ni на поверхности из нержавеющей стали в зависимости от мощности плазменной струи плазмотрона. Экспериментально установлено, что получить сплэты правильной дисковой формы, изменяя мощность плазменной струи, затруднительно. При небольшой мощности (24 кВт) у сплэта происходит образование «пальцев», отходящих от центральной области сплэта. Увеличение мощности до 42 кВт приводит к образованию дисковых сплэтов без «пальцев» диаметром 0,5 от диаметра капли. Остальной материал капли разбрызгивается по поверхности подложки.

В настоящее время существует несколько физических моделей, учитывающих разбрызгивание капель на подложке.

Одной из наиболее часто рассматриваемых моделей является модель, в которой разбрызгивание сплэта вызывает адсорбированный поверхностью газ [33]. Поверхность подложки содержит некоторое количество адсорбированного газа, большую часть которой составляет вода из окружающей среды. Расплавленная капля, растекаясь по подложке, десорбирует адсорбированную на поверхность основы воду [11]. Во время растекания расплавленной капли по подложке из-за большой скорости передачи тепла образующимся сплэтом десорбция адсорбированной воды под ним приводит к образованию и расширению большого газового объема, в который превращается жидкость при переходе в газовую фазу [10,90]. При этом образовавшийся газ продолжает расширяться. В процессе растекания капли давление, вызванное

адсорбированными водой и газом, быстро возрастает, в то время как ударное давление капли уменьшается. После того, как давление десорбированного газа превысит ударное давление, образующийся сплэт разбрызгивается. Однако, такая модель не объясняет увеличения доли сплэтов в виде дисков при дальнейшем нагревании подложки выше температуры, при которой адсорбция водяных паров и газа пренебрежительно мала [12,44,53,57–59]. Таким образом, требуется выявить новые критерии, влияющие на морфологию сплэта.

Другой моделью, объясняющей разбрызгивание капли, является модель, основанная на эффекте проплавления подложки под каплей, формирующей сплэт. Она была описана в [60] на основе экспериментального наблюдения. Известно, что на характеристики термически наносимого покрытия состояние поверхности подложки всегда оказывает определенное влияние [37,49,61–69,84,110].

Если температура расплавленной капли значительно выше температуры плавления капли и подложки, то попадая на подложку, формирующийся сплэт расплавит ее под своей поверхностью. При этом ударное давление капли выдавливает расплавившийся материал подложки, образуя в ней кратер вокруг зоны взаимодействия. Существенное изменение горизонтального направления потока расплавленного материала капли и подложки с добавлением к нему вертикальной составляющей скорости ведет к его отрыву от поверхности подложки. Это в свою очередь вызывает как разбрызгивание сплэта, так и образование у него «пальцев».

Модель, предсказывающая разрыв формы сплэта на подложке, была предложена в работах [19,70], где рассматривается отношение высоты наплавленного слоя, образованного каплей на поверхности, к толщине образованного каплей сплэта

$$\Theta = \frac{s}{h} = \frac{s/D_0}{h/D_0} = \frac{s^*}{h^*}, \quad (1.11)$$

где  $s$  - высота наплавленного слоя, образованного каплей на поверхности;  $h$  - толщина образованного каплей сплэта;  $D_0$  - диаметр капли до взаимодействия;

$s^*$  - безразмерная высота наплавленного слоя;  $h^*$  - безразмерная толщина образованного каплей сплэта.

По этому критерию выделяют три случая для определения конечной формы сплэта:

1. Если наплавленный слой очень тонкий ( $s \ll h$ , или  $\Theta \ll 1$ ), то сплэт уходит в глубину расплавляемой поверхности подложки, не образуя разрывов и брызг.

2. В случае, когда толщина наплавленного слоя составляет от  $0,1 h$  ..  $0,3 h$ , условия для образования сплэта в форме диска являются оптимальными. Углубление сплэта в расплавленную поверхность предотвращает образование «пальцев» и брызг.

3. Если затвердевание сплэта происходит очень быстро и он не успевает проплавить и углубиться в поверхность подложки ( $s \ll h$  или  $\Theta \ll 1$ ), то сплэт образует «пальцы» и брызги.

### **1.3. Оценки качества адгезии в системе «расплавленная частица – подложка».**

Одной из важных задач при оценке качества адгезии напыляемого покрытия, толщина которого составляет несколько миллиметров, является контроль над остаточными напряжениями по всей толщине покрытия и определение взаимосвязи между этими напряжениями и адгезией покрытия. Адгезионная прочность покрытия зависит как от сцепления покрытия и подложки, так и от микроструктуры покрытия. В свою очередь на сцепление и микроструктуру покрытия сильно влияет распределение остаточных напряжений [71]. Известно [57], что уровень остаточных напряжений может вызвать расслоение на границе подложки и наносимого покрытия, что в худшем случае приведет к его растрескиванию. Снижение остаточных напряжений на границе подложки и покрытия препятствует образованию глубоких трещин, улучшает адгезию и усталостную прочность [72].

Прочность сцепления напыляемых частиц и подложки определяет качество покрытия. Растрескивание и нарушение сцепления – два главных признака бракованного покрытия. Оценка структурной целостности покрытия очень важна, так как может гарантировать безопасность и надежность материалов покрытия. По этой причине задаче определения прочности адгезии посвящалось большое количество исследований и в настоящее время разработано несколько методов определения прочности сцепления [62,63,95,111,112].

Методы контроля прочности сцепления, применяемые в промышленности, основаны на следующих методиках: кварцевание, изгиб, растяжение, нанесение сетки царапин и т.д. [113]. Основными и наиболее часто используемыми методами определения адгезии является метод отрыва покрытия от подложки и метод царапания. Метод отрыва применяют, в основном, для толстых пленок, а царапания - для тонких [114].

Метод царапания является наиболее простым и быстрым способом оценки адгезионных характеристик и имеет широкое применение. В этом методе алмазное острие (индентор) царапает поверхность покрытия под постоянной или увеличивающейся нагрузкой. Обычно скорость перемещения индентора составляет несколько миллиметров в минуту. Момент сцарапывания покрытия определялся микроскопически. Для хрупких материалов момент сцарапывания можно определить с помощью регистрации акустоэмиссионного сигнала [115].

Обычно прочность сцепления характеризуют величиной вертикальной (критической) нагрузки на острие, при которой происходит сцарапывание покрытия. В зависимости от твердости материала покрытия и подложки, толщины пленки и величины вертикальной нагрузки на индентор царапина на покрытии может быть результатом:

- пластического деформирования материала покрытия без разрушения (пластически смятая, выдавленная царапина);
- пластического деформирования с последующим срезанием тончайшей стружки;

- хрупкого разрушения, практически без пластического деформирования со скалыванием тончайших участков (сколотая царапина).

Недостатком метода сцарапывания являются трудности в количественной оценке прочности сцепления [92].

Для количественного определения прочности сцепления используют метод прямого отрыва или сдвига покрытия от подложки [116]. К поверхности покрытия приклеивают или припаивают металлические стержни, к которым затем прикладывается растягивающее усиление. Недостатком данного метода является вероятность проникновения материала припоя или клея на границу раздела покрытие-подложка, что может привести к изменению характеристик сцепления. В случае прямого отрыва разрыв обычно начинается в точке, где локальное напряжение превышает локальную прочность.

Для определения адгезионной прочности покрытий методом отрыва без применения клеевых соединений и пайки используют метод штифтов [117]. В этом методе в конусообразное отверстие матрицы свободно помещают штифт конусообразной формы. На торец штифта и поверхность матрицы одновременно наносят покрытие. Для определения адгезионной прочности к штифту прикладывают силу. Под действием этой силы происходит отрыв одной части покрытия от торцевой поверхности штифта, другая ее часть в это время выступает в качестве опоры. Прочность сцепления оценивают по формуле:

$$\sigma = \frac{F}{\pi \cdot r^2} \quad (1.12)$$

где  $F$  – сила отрыва, а  $r$  – радиус торца штифта. Этот метод имеет ряд недостатков. Он применим, в основном, для толстых пленок (100 мкм). Для тонких пленок происходит неравномерный отрыв штифта от пленки и ее прорыв. Также этот метод трудно применим для хрупких покрытий. В методе отрыва прочность сцепления определяется в МПа, при царапании величину адгезии характеризуют критической нагрузкой, при которой происходит отслоение пленки.

Существует также метод, основанный на возбуждении продольных колебаний ультразвуковой частоты в металлическом цилиндре, на торец которого нанесено покрытие [118]. Отрыв покрытия от поверхности металла происходит в момент времени, когда сила, возникающая в покрытии и вызываемая колебаниями частоты, превышает силы сцепления. Этот метод из-за сравнительной сложности не нашел широкого применения.

Качество адгезии определяется по величине силы, затрачиваемой на механический отрыв покрытия от подложки. Разрушение адгезионного соединения редко носит чисто адгезионный тип отрыва. В зависимости от того, как происходит разрушение контактной поверхности, различают следующие типы отрыва:

- адгезионный, при котором происходит полное отслаивание адгезива от субстрата;
- когезионный, при котором разрушение идет либо по адгезиву, либо по субстрату;
- смешанный, когда частичное разрушение проходит одновременно по адгезиву и по субстрату.

Фактически только адгезионный отрыв, который наблюдается крайне редко, характеризует адгезию [103].

Анализ литературы, посвященный адгезии в системе «капля - подложка», показывает, что в зависимости от материала покрытия используются различные критерии, позволяющие количественно и качественно оценить адгезию.

#### **1.4. Расчетные методы определения температурного поля при нанесении расплавленных частиц на подложку**

В процессе термического нанесения покрытий наиболее часто используются частицы, диаметр которых не превышает несколько десятков микрон. При таком малом размере частиц время образования и затвердевания сплэта находится в интервале от десятых до единиц микросекунд. По этой

причине экспериментальное исследование факторов, влияющих на характеристики получаемого покрытия, затруднительно. Вследствие трудностей, возникающих при экспериментальных исследованиях, в последние два десятилетия активно разрабатываются численные модели взаимодействия капли с основой [49,82–84,90,96–98,100,102,110,119–124]. Известно несколько подходов расчета нестационарных температурных полей.

Аналитическое решение задач теплопроводности заключается в нахождении функции времени и пространственных координат, удовлетворяющих заданным начальным и краевым условиям [125]. Аналитическое решение теплофизических задач может быть получено далеко не для всех случаев. Уравнение теплопроводности не всегда возможно решить аналитически для тел сложной геометрической формы или при сложных краевых условиях, а также при изменяющихся теплофизических параметрах [126]. В тех случаях, когда аналитическое решение задачи теплопроводности получить затруднительно, применяют метод подобия [127]. Теория подобия наиболее плодотворно может быть использована в том случае, когда невозможно проинтегрировать дифференциальное уравнение и найти зависимость между переменными в явном виде. Теория подобия дает общий метод непосредственного преобразования выражений, содержащих дифференциальные операторы к простейшим алгебраическим выражениям. Суть этого метода состоит в том, что реальный процесс заменяется простейшей условной схемой, в которой все дифференциальные операторы сохраняют постоянное значение в пространстве и во времени [128].

В то же время современная вычислительная техника позволяет численными методами рассчитать распределение температуры в теле практически любой формы, даже с учетом изменения граничных условий или теплофизических свойств в зависимости от температуры или времени [129]. Однако до сих пор остается много нерешенных проблем: учет и систематизация разнородных факторов, влияющих на адгезию, возможность оценки степени адгезии, значительные ресурсные и временные затраты.

Основными численными методами, которыми пользуются при решении теплофизических задач, являются различные варианты метода конечных разностей (МКР) и метода конечных элементов (МКЭ). При применении численных методов решение можно представить в виде множества значений искомых функций, определенных в узлах сетки, наложенной на расчётную область. Использование МКР и МКЭ в теплофизических задачах, в общем, состоит из нескольких этапов [130–133]:

2. Формулировка математической модели физического процесса в виде системы дифференциальных уравнений в частных производных;

3. Преобразование системы дифференциальных уравнений в частных производных в систему линейных алгебраических уравнений;

4. Решение полученной системы линейных алгебраических уравнений;

5. Анализ решения системы с возможным возвратом к первому этапу для уточнения математической модели, если полученные результаты неадекватны реальному процессу.

Решение системы линейных алгебраических уравнений – самостоятельная проблема, практически не связанная с физическим содержанием теплофизической задачи. Метод конечных элементов сложнее метода конечных разностей в реализации, но он имеет ряд преимуществ, проявляющихся при решении реальных задач:

- произвольная форма обрабатываемой области;
- сетка может быть сделана более редкой в тех областях, где не требуется высокая точность решения.

В течении долгого времени широкому использованию МКЭ мешало отсутствие удовлетворительных алгоритмов разбиения области на «почти равносторонние» треугольники (погрешность зависит от вариации метода и обратно пропорциональна синусу либо самого острого, либо самого тупого угла в разбиении). Эту задачу удалось решить, используя алгоритмы, основанные на триангуляции Делоне.

Первая расчетная модель падающей на подложку капли, использовавшая уравнения Навье-Стокса в цилиндрической системе координат, была предложена Харлоу и Шенноном в работе [97]. Данная модель применима только на начальной стадии формирования сплэта, когда кинетическая энергия вносит основной вклад в процесс образования сплэта. Другая упрощенная двухмерная модель сферической капли, радиально растекающейся по поверхности основы, была разработана Мадейски и учитывала больше физических характеристик [100]. Степень растекания капли в этой модели зависела от чисел Вебера, Рейнольдса и Пекле.

До 90-х гг. прошлого века основным недостатком расчетных моделей являлось использование весьма простых математических моделей, в которых был затруднен учет различных осложняющих факторов. Это - изменение формы частицы в процессе взаимодействия с поверхностью, перемещение границы раздела фаз, зависимости теплофизических свойств используемых материалов от температуры, нелинейность граничного условия на поверхности расплава, учет теплового сопротивления на границе капля - подложка. Под перечисленные величины должны подстраиваться условия технологического процесса для получения требуемых характеристик покрытия. В большинстве работ этого времени изучался одиночный упрощенный термический цикл в контакте частица - основа. При необходимости явного выделения движущейся границы раздела фаз использовался неявный разностный метод с ловлей фронта в узел сетки. Шаг сетки вдоль оси времени принимался переменной величиной. Этот метод пригоден для решения одномерных задач.

В [110] разработана модель формирования сплэта, основанная на классической теории гетерогенной нуклеации и позволяющая предсказать температуру нуклеации и размер образующегося зерна. В этой модели также учитывались влияние материала подложки, контактное сопротивление и смачиваемость. Другая модель, описывающая взаимодействие потока капель при неравновесном затвердевании в тепловой струе, предложена в работе [122]. С помощью этой модели исследовалось влияние на скорость затвердевания сплэта

профилей скорости гетерогенного потока, размеров частиц, начальных температур капли и подложки, а также скоростей капли при падении. С целью выяснения механизма формирования микропор Х. Фукунума предложил теоретическую модель [99] и установил, что ударная скорость, давление окружающего газа, диаметр частиц и вязкость расплавленного материала влияют на пористость полученного покрытия.

В работе [134] разработана двухмерная модель взаимодействия капли расплава с подложкой с учетом фазовых превращений. Исследована возможность замены капли эквивалентным цилиндром и предложена методика применения аналитических решений в качестве начальных асимптотик. В предложенной модели требуется выделение и отдельный расчет каждого соотношения между контактной температурой и температурами плавления материалов частицы и основы из четырех возможных. Полученные с помощью этой модели результаты соответствуют реальным условиям газотермического напыления. Однако вопрос адгезии ни для одного из четырех соотношений в этой работе не рассматривался.

В последние годы были рассмотрены 3D модели, включающие ускорение, нагрев, деформацию частиц при их переносе в нагретом гетерогенном потоке к поверхности. В [93] разработана трехмерная модель с использованием метода конечных элементов и алгоритма объемного обхода для локализации свободной поверхности капли. В этих работах представлен метод, позволяющий учитывать образование «пальцев» и разбрызгивание капель на подложке. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, однако перенос тепла и кристаллизация в этом месте не учитывались. В дальнейшем эта модель в [85,101] была расширена путем добавления в нее переноса тепла, кристаллизации и фазового перехода. Уравнения энергий для жидкой и твердой фазы капли решались методом энтальпии. Разрешение решетки составляло 20 клеток на радиус, время расчета на ЭВМ Sun Ultra Enterprise, состоящей из 450 рабочих станций, находилось в диапазоне от 70 до 120 часов. Однако при этом температуру сплэта во время кристаллизации принимали постоянной.

В [94] были проведены исследования динамики взаимодействия капли с твердой поверхностью. Для расчета авторы использовали критерии Фруда, Рейнольдса и Вебера. Подробно описывая эволюцию формы капли, ими проведен расчет для преобразования формы капли из исходной шаровидной в дисковую. При этом образуется промежуточная форма в виде бублика. Недостатком данного расчета является отсутствие учета фазового перехода. Кроме этого расчет не охватывает больших скоростей, при которых происходит образование «пальцев» у диска или разбрызгивание капли.

В [135] использовали трехмерное численное моделирование изменения формы частицы на поверхности при плазменном напылении. Предложенная авторами модель описывает изменение формы частицы и ее кристаллизацию, включая динамику нагрева частицы. Расчет проводился для капель никеля, падающих на полированную стальную поверхность. На основе этого авторами представлены модели образования сплэта при различных условиях морфологии подложки, теплопроводности материалов капли и подложки, начальных температур подложки и скорости капли при учете сопротивления теплового контакта между каплей и подложкой. В этой работе качество адгезии остается неопределенным.

А.П. Ваничев предложил приближенный метод решения задач теплопроводности при переменных константах [136]. Сущность метода заключается в том, что рассматриваемое тело разбивается на параллелепипеды, в пределах которых закон изменения температуры принимается линейным. Расчетными точками являются места пересечения плоскостей разбивки, т.е. углы параллелепипедов. Температуры в расчетных точках определяются по тепловым балансам групп параллелепипедов, составленным по законам Фурье и Ньютона. Процесс распространения тепла определяется численными значениями трех констант: коэффициента теплопроводности, теплоемкости и удельного веса. Удельный вес считается постоянной величиной. Коэффициент теплопроводности  $C_p$  и теплоемкости  $\lambda$  принимаются линейными функциями от температуры, что является приближением:

$$C_p = C + D \cdot t, \quad \lambda = A + B \cdot t. \quad (1.13)$$

Увеличение теплосодержания параллелепипеда принимается пропорциональным приросту температуры в средней точке этого объема. Расчетная формула получается составлением теплового баланса параллелепипеда со сторонами  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ , расположенного в центре группы из восьми таких же параллелепипедов. Количество тепла  $\Delta Q_1$ , вошедшее в параллелепипед за время  $\Delta \tau$  через левую грань, параллельную  $yoz$  (поверхность  $x = -\frac{\Delta x}{2}$ ) на основании гипотезы Фурье равно:

$$\Delta Q_1 = -\lambda(t) \cdot \left( \frac{t - t_{x-\Delta x}}{\Delta x} \right) \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z = -(A + B \cdot \frac{t + t_{x-\Delta x}}{2}) \cdot \left( \frac{t - t_{x-\Delta x}}{\Delta x} \right) \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \quad (1.14)$$

Выражения для количества теплоты, вошедшего в параллелепипед через другие грани, аналогичны. Увеличение теплосодержания параллелепипеда за время  $\Delta \tau$  равно алгебраической сумме количеств тепла, вошедшего через все грани

$$t_{\tau+\Delta\tau} = A_1 \cdot t + A_2 \cdot t_{x-\Delta x} + A_3 \cdot t_{x+\Delta x} + A_4 \cdot t_{y-\Delta y} + A_5 \cdot t_{y+\Delta y} + A_6 \cdot t_{z-\Delta z} + A_7 \cdot t_{z+\Delta z}, \quad (1.15)$$

где  $A_1 = 1 - \frac{\Delta \tau \cdot (2A + Bt)}{\gamma \cdot (C + Dt)} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)$ ,  $A_2 = \frac{\Delta \tau \cdot \left( A + \frac{B}{2} t_{x-\Delta x} \right)}{\gamma \cdot \Delta x^2 \cdot (C + Dt)}$  и т.д.

Для более сложных случаев структура расчетных формул аналогична. Все они представляют полиномы первой степени с коэффициентами  $A_x$ , зависящими от физических констант, координатных отрезков и  $\Delta \tau$ . Величина шага изменения времени  $\Delta \tau$  может быть выбрана произвольно, минимальное  $\Delta \tau_{\min}$  и максимальное  $\Delta \tau_{\max}$  определяются по наибольшей и наименьшей температурах соответственно. Если система состоит из нескольких веществ или окружена жидкой средой, величина  $\Delta \tau_{\max}$  должна быть найдена для всех расчетных случаев, встречающихся в системе.

Приближенный метод, предложенный А.П. Ваничевым, используется в численном моделировании температурных полей сложной формы, основанном

на принципе диакоптики, когда решение одной задачи заменяется решением более простых задач [137]. При таком моделировании тело разбивается на простые фигуры-примитивы (параллелепипед, сфера, цилиндр, призма и др.). Для каждого примитива рассчитывается нестационарное температурное поле с использованием метода конечных разностей или метода конечных элементов. Расчет теплового поля в областях сопряжения примитивов должен быть достаточно универсальным и учитывать различные формы переноса энергии как на границе, так и внутри фигур, а также отвечать характеру сопряжения фигур. При использовании методов конечных разностей или конечных элементов сопряжение фигур возможно осуществить только через общие граничные расчетные точки сеток разбиения стыкующихся фигур, что вызывает необходимость привязки сеток и существенно ограничивает возможности методов. Перечисленным требованиям в большей степени соответствует метод Ваничева, предлагающий общий подход к анализу сложных тепловых явлений, основанный на принципах закона сохранения и превращения энергии. Использование принципа диакоптики для типовых элементов тепловыделяющих конструкций может сократить временные и ресурсные затраты за счет предварительного расчета нестационарных тепловых полей фигур примитивов и повторного использования результатов этих расчетов.

На основе проведенного обзора работ, исследующих теплофизические процессы в зоне контакта расплавленной капли и подложки, а также процессы образования сплэта, сделаны следующие выводы:

1. Наличие или отсутствие адгезии в системе «капля-подложка» несмотря на большое количество работ, посвященных этому вопросу, до сих пор остается не поддающимся расчету.

2. Отсутствует общая связь между факторами, влияющими на адгезию в системе «капля-подложка», так одним из главных факторов, влияющим на адгезию, считается образование сплэта в форме диска. При этом дисковая форма сплэта не является критерием его адгезии на подложке. С другой стороны, только образование сплэта в форме диска обеспечивает качественную адгезию.

3. В рассмотренных работах, посвященных морфологии сплэта, выявлено множество факторов, влияющих на образование желаемой формы сплэта в виде диска, и предложено несколько теорий. Однако, эти теории рассматривают частные условия процесса и в некоторых случаях не соответствуют друг другу. Так известны факторы, влияющие на форму сплэта, например, уменьшение давления окружающей среды, до сих пор не имеющие удовлетворительного объяснения.

4. Анализ работ, посвященных получению качественных термических покрытий, показывает, что присутствие адсорбированных паров воды и газа окружающей среды должно быть минимальным. С этой целью проводится предварительный нагрев подложки до температур выше 500 К. Уменьшение количества адсорбированных паров воды и газа также может быть достигнуто снижением давления окружающей среды. Хотя первый способ является более радикальным, снижение давления окружающей среды до минимально возможного значения при проведении процесса термического нанесения покрытия также является желательным, так как, кроме улучшения адгезии, это приводит к снижению пористости получаемого покрытия.

5. За два последних десятилетия численное моделирование процесса нанесения капли на подложку достигло больших успехов. Несмотря на это, расчеты таких моделей требуют значительных временных и ресурсных затрат. Ввиду этого существует потребность в разработке более простых математических моделей, позволяющих контролировать и управлять режимными параметрами процесса нанесения покрытий в реальном режиме времени.

## 2. Адгезия при кристаллизации капли на подложке

В настоящей главе рассмотрен процесс адгезии кристаллизующейся капли расплавленного металла на металлической поверхности. В этом случае при их контакте происходит химическое взаимодействие материалов с образованием металлической связи. Время взаимодействия капли расплава с твердой поверхностью мало. Так, например, в работе [99] для капли расплава молибдена радиусом 50 мкм и начальной температурой 3773 К время ее затвердевания на стальной подложке, имеющей температуру 373 К, составляет от 0,1..0,2 мкс. По этой причине диффузионный процесс вносит в адгезию незначительный вклад, которым далее можно пренебречь. В случае проплавления поверхности под каплей образуется металлическая связь, обеспечивающая адгезию между двумя жидкими металлами вне зависимости от диффузионного процесса.

### 2.1. Определение контактной температуры между каплей и подложкой

Основной характеристикой процесса, приводящей к плавлению поверхности подложки и образованию прочной металлической связи в системе «капля-подложка», является начальная контактная температура  $T_k$  [1,2].

Выражение для начальной контактной температуры  $T_k$  для случая, когда она не превышает температуру плавления подложки, было получено из выражений теплового баланса между приграничными слоями капли и подложки без учета плавления материала подложки:

$$T_1 \cdot m_1 \cdot c_1 + T_2 \cdot m_2 \cdot c_2 = T_k \cdot (m_1 \cdot c_1 + m_2 \cdot c_2) \quad (2.1)$$

и стационарных уравнений теплопередачи:

$$Q_1 = \frac{\lambda_1 \cdot (T_1 - T_k) \cdot S \cdot \Delta t}{l_1}, \quad Q_2 = \frac{\lambda_2 \cdot (T_k - T_2) \cdot S \cdot \Delta t}{l_2}, \quad (2.2)$$

$$Q_1 = Q_2$$

где  $S$  – площадь контакта,  $l_1, l_2$  – толщины, прилегающих к зоне контакта тонких слоев материала капли и подложки, соответствующие передаче тепла  $Q$  за время  $\Delta t$ . В этой формуле и далее индекс 1 относится к капле, а индекс 2 соответствует подложке.

Использование уравнений стационарного процесса теплопередачи в начальный временной промежуток контакта капли и подложки допустимо по той причине, что в области малых времен процесс передачи тепла в контактной зоне приближается к стационарному процессу.

Из (2.2) получено соотношение:

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (2.3)$$

В выражение (2.1) подставили значения массы ( $m = \rho \cdot S \cdot l$ ) и толщины  $l_2$ , выраженное через толщину  $l_1$ , из (2.3):

$$T_1 \cdot \rho_1 \cdot S \cdot l_1 \cdot c_1 + T_2 \cdot \rho_2 \cdot S \cdot l_1 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot c_2 = T_k \cdot (\rho_1 \cdot S \cdot l_1 \cdot c_1 + \rho_2 \cdot S \cdot l_1 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot c_2), \quad (2.4)$$

где  $\rho_1, \rho_2, c_1, c_2, \lambda_1, \lambda_2$  – плотности, теплоемкости и теплопроводности капли и подложки соответственно.

Из (2.4) получено выражение для начальной контактной температуры  $T_k$ , если эта температура не превышает температуру плавления материала подложки  $T_s$ :

$$T_k = \frac{n \cdot T_1 + T_2}{n + 1}, \quad (2.5)$$

где  $n = \frac{\rho_1 \cdot c_1 \cdot \lambda_1}{\rho_2 \cdot c_2 \cdot \lambda_2}$  – параметр адгезионного процесса.

Начальная контактная температура  $T_k$ , рассчитанная по выражению (2.5) при ее значениях, меньших, чем температура плавления материала подложки  $T_s$ , соответствует действительной начальной контактной температуре. Величина  $T_k$ , превышающая температуры плавления подложки  $T_s$ , не соответствует действительной начальной контактной температуре  $T_k$ , так как в этом случае

происходит плавление контактного слоя подложки, и рост действительной контактной температуры во время плавления рассматриваемого слоя приостанавливается. Следовательно, превышение значения контактной температуры  $T_k$ , рассчитанной по формуле (2.5), над температурой плавления подложки  $T_s$  затрачивается на плавление контактного слоя подложки. После этого происходит дальнейшее увеличение температуры расплавленного контактного слоя. Чем значительнее величина  $T_k$  превышает температуру плавления подложки  $T_s$ , тем больше глубина ее проплавления. Таким образом, превышение рассчитываемой контактной температуры  $T_k$  над температурой плавления подложки  $T_s$  соответствует плавлению подложки под каплей.

## 2.2. Температурные условия адгезии капли на подложке

Из определения начальной контактной температуры было получено расчетное температурное условие, определяющее наличие или отсутствие адгезии капли при заданных температурах, а также при известных для этих температур величин теплопроводности, теплоемкости и плотности металлов капли и подложки.

В основу условия наличия адгезии положена необходимость плавления материала подложки под каплей. Частичное проплавление поверхности под каплей соответствует неполной адгезии, а полное проплавление всей поверхности подложки под ней соответствует максимальной адгезии.

Разделив обе части уравнения (2.5) на температуру плавления материала подложки  $T_s$ , получаем выражение для определения безразмерного температурного условия адгезии:

$$\frac{T_k}{T_s} = \frac{1}{n+1} \cdot \left( n \cdot \frac{T_1}{T_s} + \frac{T_2}{T_s} \right), \quad (2.6)$$

где  $T_s$  – температура плавления материала подложки.  $\frac{T_k}{T_s}$ ,  $\frac{T_1}{T_s}$ ,  $\frac{T_2}{T_s}$  - безразмерные температуры:  $T_k$  - контактная температура,  $T_1, T_2$  - начальная температура расплавленной капли и начальная температура подложки соответственно.

Для получения качественной адгезии величина  $\frac{T_k}{T_s}$  должна быть больше единицы. В этом случае расчетная контактная температура  $T_k$  превышает температуру плавления подложки, что соответствует началу ее плавления в области контакта. Таким образом, если значение  $\frac{T_k}{T_s}$  превышает 1, то наблюдается адгезия капли. Большее превышение единичного значения критерия соответствует большей глубине проплавления подложки. Значение  $\frac{T_k}{T_s} \leq 1$  соответствует отсутствию плавления подложки под каплей, а следовательно и отсутствию адгезии.

Используя полученные температурные условия адгезии, были построены графики расчетных зависимостей температуры капли  $T_1$  от температуры подложки  $T_2$ , определяющие границу адгезии. Определено температурное условие адгезии в размерном и безразмерном видах для пар капля-подложка из одинаковых материалов олово-олово и свинец-свинец. Вследствие равной теплопроводности выравнивание температуры в зоне контакта происходит на одинаковую глубину, как в сторону капли, так и в сторону подложки. Схематично слои капли и подложки из одного материала с выровненной температурой в зоне контакта представлены на Рис. 2.1. В начальный интервал времени взаимодействия температура в зоне контакта капли и подложки выравнивается на одинаковые расстояния от границы, т.е.  $l_1 = l_2$ .

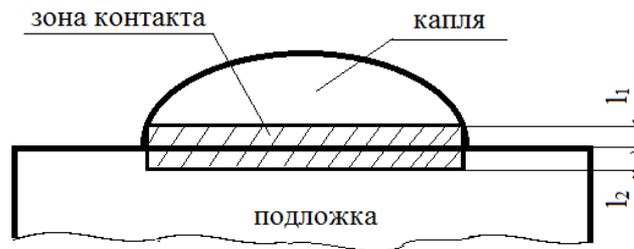
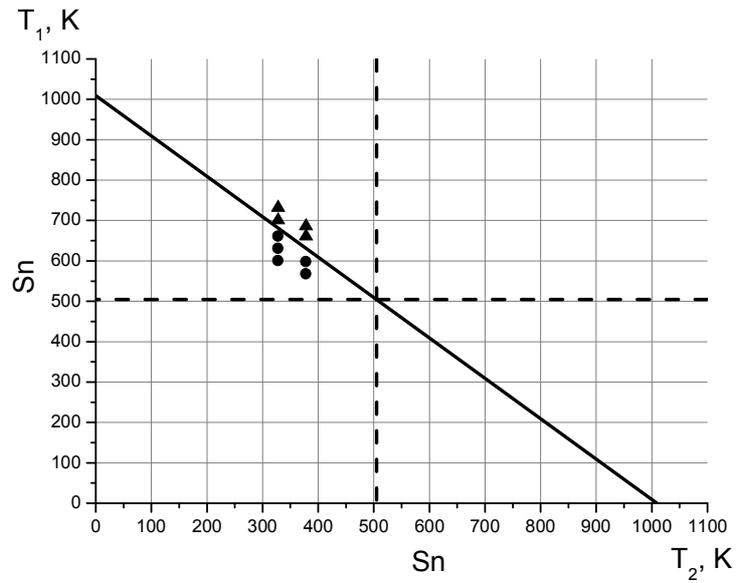
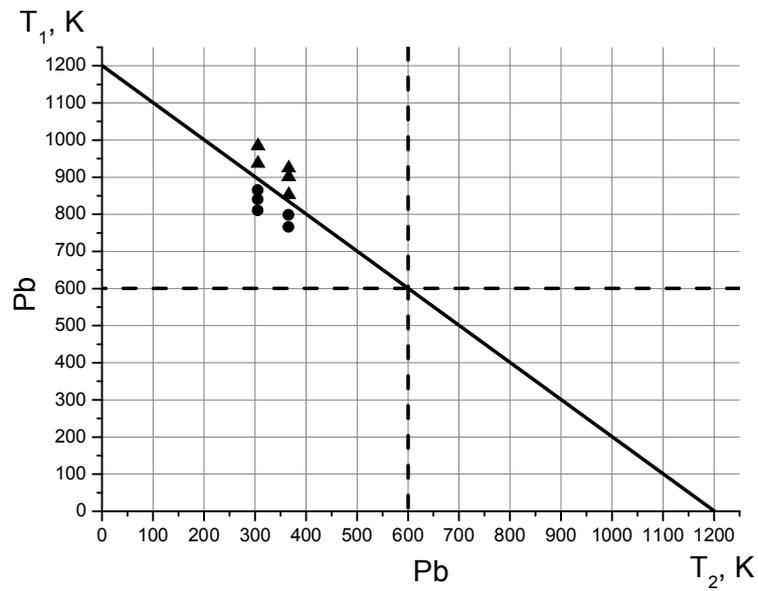


Рис. 2.1. Схема области выравнивания температур капли и подложки из одного материала в начальный интервал времени. Зона контакта капли и подложки соответствует заштрихованной части.

При расчете температурных условий адгезии теплопроводности, теплоемкости и плотности олова для его жидкой и твердой фазы принимались равными  $\lambda_{Sn(l)}=34,3$  Вт/(м К),  $c_{Sn(l)}=226$  Дж/(кг К),  $\rho_{Sn(l)}=6990$  кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda_{Sn(s)}=60$  Вт/(м К),  $c_{Sn(s)}=226$  Дж/(кг К),  $\rho_{Sn(s)}=7290$  кг/м<sup>3</sup>. Для жидкой и твердой фаз свинца эти параметры принимались равными  $\lambda_{Pb(l)}=15,8$  Вт/(м К),  $c_{Pb(l)}=141,5$  Дж/(кг К),  $\rho_{Pb(l)}=10645$  кг/м<sup>3</sup> и  $\lambda_{Pb(s)}=28,14$  Вт/(м К),  $c_{Pb(s)}=130$  Дж/(кг К),  $\rho_{Pb(s)}=11005$  кг/м<sup>3</sup> соответственно. Температура плавления свинца  $T_{Pb}$  и олова  $T_{Sn}$  равны  $T_{Pb}=600,5$  К и  $T_{Sn}=504,9$  К соответственно [138,139]. На рис. 2.2 приведены зависимости температуры капли  $T_1$  от температуры подложки  $T_2$ , определяющие границу адгезии и экспериментальные значения температур капли и подложки (см раздел 2.3) для пар олово-олово (рис. 2.2. а) и свинец-свинец (рис. 2.2. б). Экспериментальные значения температур, находящиеся выше расчетной зависимости, соответствуют наличию адгезии, точки, находящиеся ниже зависимости, соответствуют отсутствию адгезии. Экспериментальные значения температур, находящиеся на прямой, могут соответствовать, как наличию, так и отсутствию или частичной адгезии. Вертикальной пунктирной линии соответствует безразмерная температура плавления подложки, горизонтальной пунктирной линии – безразмерная температура плавления капли.



а)

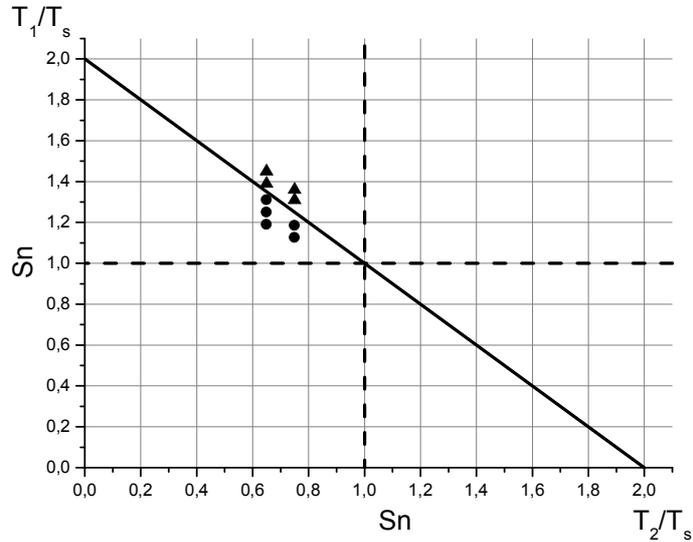


б)

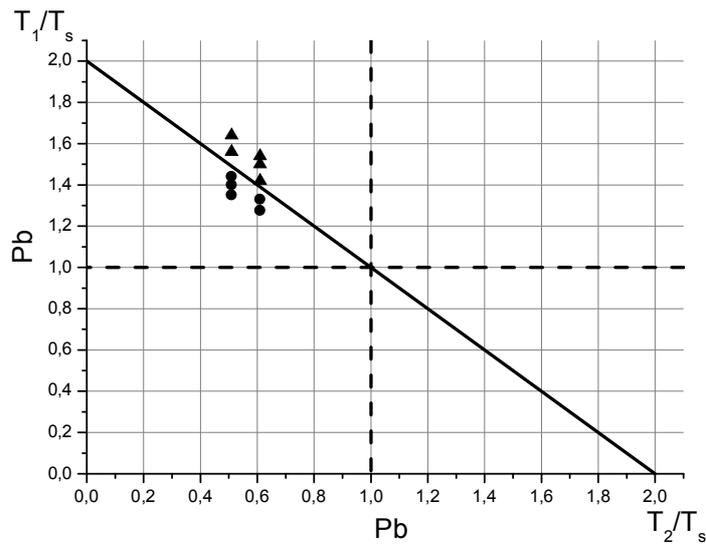
Рис. 2.2. Зависимости температуры капли  $T_1$  от температуры подложки  $T_2$ , определяющие границу адгезии и экспериментальные значения температур капли и подложки для пар олово-олово (а) и свинец-свинец (б).

На Рис. 2.3 для этих же пар материалов (Sn-Sn (а), Pb-Pb (б)) представлены зависимости безразмерных температур капли  $\frac{T_1}{T_s}$  от безразмерной температуры

подложки  $\frac{T_2}{T_s}$ , определяющие границу адгезии. и экспериментальные значения температур для пар олово-олово (рис.2.3. а) и свинец-свинец (рис. 2.3. б)



а)



б)

Рис. 2.3 Зависимости безразмерных температур капли  $\frac{T_1}{T_s}$  от безразмерной температуры подложки  $\frac{T_2}{T_s}$ , определяющие границу адгезии и экспериментальные значения температур для пар олово-олово (а) и свинец-свинец (б).

Рассчитаны температурные условия адгезии для пар расплавленная капля-подложка из разнородных материалов: свинцовая капля – оловянная подложка (Pb-Sn) и оловянная капля - свинцовая подложка (Sn-Pb). Для материалов с различными коэффициентами теплопроводности  $\lambda$  выравнивание температуры в зоне контакта у капли и подложки происходит на различных расстояниях, пропорциональных их величинам теплопроводности:  $\frac{l_1}{l_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ . Схематично слои с выровненной температурой в зоне контакта для оловянной капли и свинцовой подложки показаны на Рис. 2.4, а для свинцовой капли и оловянной подложки представлены на Рис. 2.5. Зона контакта капли и подложки соответствует заштрихованной части.

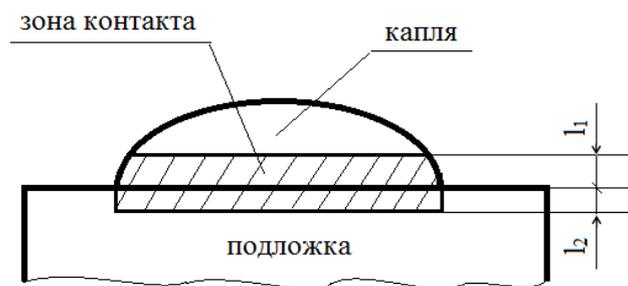


Рис. 2.4 Схема области выравнивания температур оловянной капли и свинцовой подложки в начальный интервал времени. Зона контакта капли и подложки соответствует заштрихованной части.

Из Рис. 2.4 видно, что толщина граничного слоя оловянной капли, в котором происходит выравнивание температуры, больше толщины соответствующего слоя свинцовой подложки, тогда как в случае свинцовой капли и оловянной подложки (Рис. 2.5) толщина граничного слоя подложки с выровненной температурой больше толщины соответствующего слоя капли.

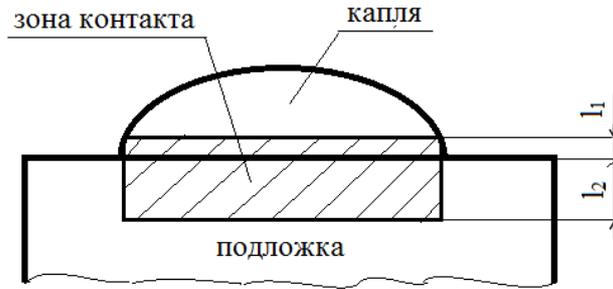


Рис. 2.5 Схема область выравнивания температур свинцовой капли и оловянной подложки в начальный интервал времени. Зона контакта капли и подложки соответствует заштрихованной части.

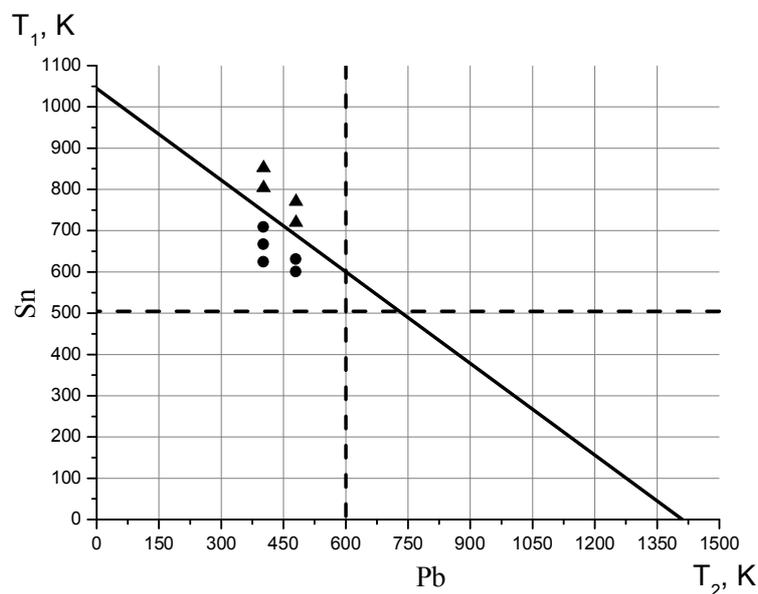
Минимальные температуры капли и подложки для пар Sn-Pb и Pb-Sn, соответствующие появлению адгезии, определялись из выражений теплового баланса между граничными слоями капли и подложки. Выровненная температура граничных слоев капли олова и свинцовой подложки  $T_{Sn-Pb}^*$ , а также свинцовой капли и оловянной подложки  $T_{Pb-Sn}^*$  определялись выражениями:

$$T_{Sn-Pb}^* = \frac{c_{Sn(l)} \cdot \rho_{Sn(l)} \cdot T_{Sn(l)} + c_{Pb(s)} \cdot \rho_{Pb(s)} \cdot \frac{\lambda_{Pb(s)}}{\lambda_{Sn(l)}} \cdot T_{Pb(s)}}{c_{Sn(l)} \cdot \rho_{Sn(l)} + \rho_{Pb(s)} \cdot c_{Pb(s)} \cdot \frac{\lambda_{Pb(s)}}{\lambda_{Sn(l)}}}, \quad (2.7)$$

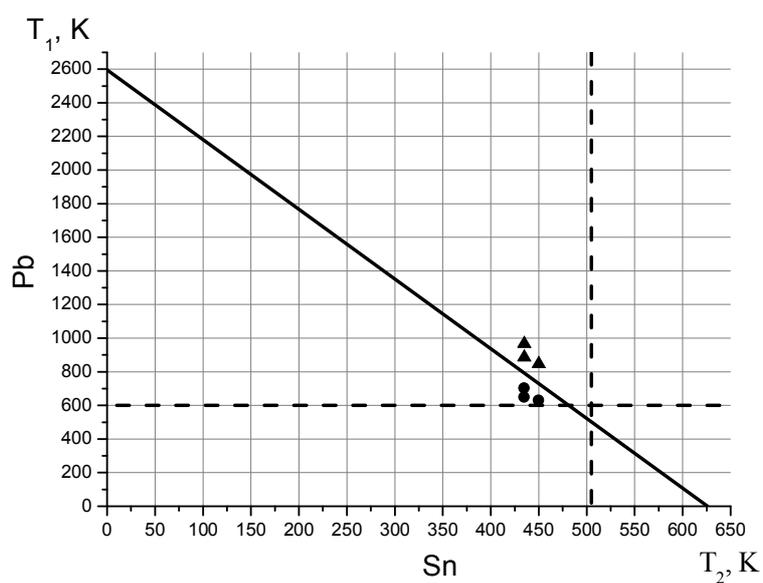
$$T_{Pb-Sn}^* = \frac{c_{Pb(l)} \cdot \rho_{Pb(l)} \cdot T_{Pb(l)} + c_{Sn(s)} \cdot \rho_{Sn(s)} \cdot \frac{\lambda_{Sn(s)}}{\lambda_{Pb(l)}} \cdot T_{Sn(s)}}{c_{Pb(l)} \cdot \rho_{Pb(l)} + \rho_{Sn(s)} \cdot c_{Sn(s)} \cdot \frac{\lambda_{Sn(s)}}{\lambda_{Pb(l)}}}$$

На Рис. 2.6 представлены зависимости температуры капли  $T_1$  от температуры подложки  $T_2$ , определяющие границу адгезии и экспериментальные значения температур для пар олово - свинец (а) и свинец - олово (б). Экспериментальные значения температур (см. раздел 2.3.), находящиеся выше расчетной зависимости, соответствуют наличию адгезии, точки, находящиеся ниже зависимости, соответствуют отсутствию адгезии. Экспериментальные значения температур, находящиеся на прямой, могут соответствовать, как наличию, так и отсутствию или частичной адгезии. Вертикальной пунктирной

линии соответствует безразмерная температура плавления подложки, горизонтальной пунктирной линии – безразмерная температура плавления капли.



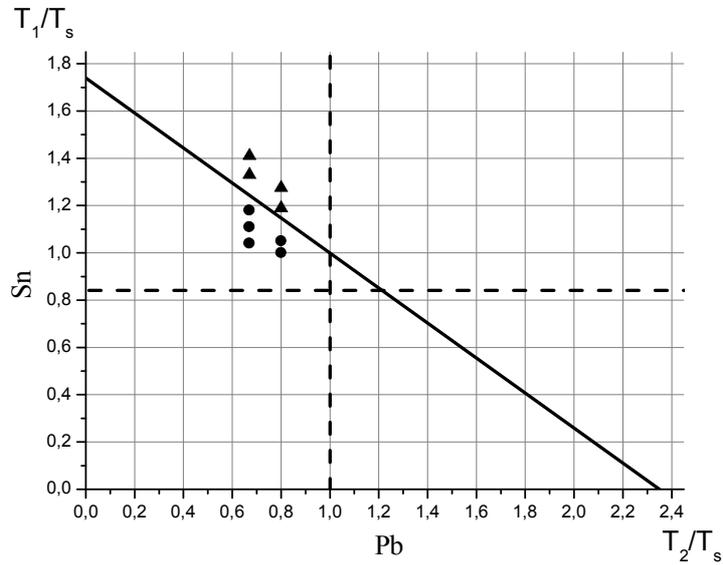
а)



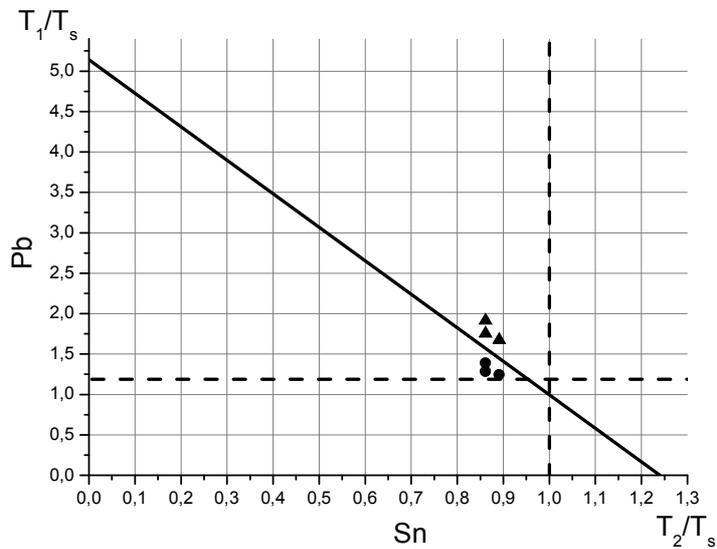
б)

Рис. 2.6 Зависимости температуры капли  $T_1$  от температуры подложки  $T_2$ , определяющие границу адгезии и экспериментальные значения температур пар олово - свинец (а) и свинец - олово (б).

На Рис. 2.7 представлены зависимости температуры капли  $T_1$  от температуры подложки  $T_2$ , определяющие границу адгезии и экспериментальные значения температур для пар олово - свинец (а) и свинец - олово (б) в безразмерном виде.



а)



б)

Рис. 2.7 Зависимости безразмерной температуры капли  $T_1/T_s$  от безразмерной температуры подложки  $T_2/T_s$ , определяющие границы адгезии и экспериментальные значения температур для пар олово - свинец (а) и свинец - олово (б), где  $T_1$ ,  $T_2$  - температуры капли и подложки соответственно,  $T_s$  - температура плавления подложки.

### 2.3. Экспериментальное определение температурных условий адгезии

Для проверки адекватности полученных температурных условий адгезии были проведены эксперименты с осаждением капель олова и свинца на оловянную и свинцовую подложки [32]. Данные металлы выбраны по причине их низкой температуры плавления. Это позволяет считать, что при падении жидкой капли с высоты, не превышающей  $(2..4) \cdot 10^{-2}$  м, ее начальная температура не изменяется. Также выбор олова и свинца обусловлен незначительной окисляемостью этих материалов при температурах, превышающих их температуры плавления. Благодаря сравнительно невысоким температурам для измерений использована одна из наиболее чувствительных термопар – хромель-копелевая термопара. Окисная пленка с капель олова и свинца перед их падением убиралась путем добавления к расплавленным каплям крупинок канифоли. Для уменьшения окисления поверхности подложки время ее нагрева сокращалось до минимума, и перед падением капли поверхность подложки зачищалась.

Схема экспериментальной установки показана на Рис. 2.8. Нагрев капли металла 1 осуществлялся в трубчатом кварцевом нагревателе 2. Подогрев трубки осуществлялся проволочным нагревателем из нихрома 3. Теплоизоляцией нагревателя служила каолиновая вата 4, закрепленная на трубчатом нагревателе лентой из стеклоткани. Температура капли контролировалась стандартной предварительно откалиброванной хромель-копелевой термопарой 5.

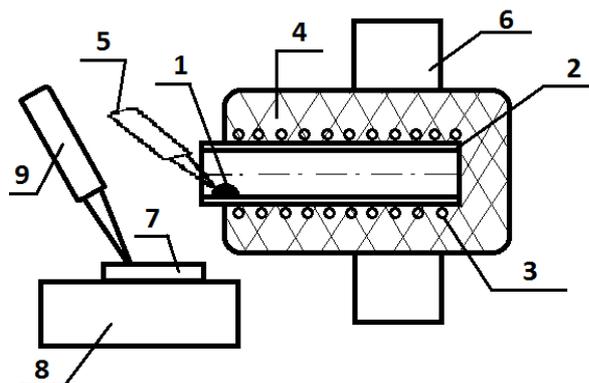


Рис. 2.8. Схема установка для определения температур капли и подложки при осаждении капель расплава на подложку

Для всех проведенных экспериментов нагретая частица металла представляла собой каплю расплава диаметром  $(2...4) \cdot 10^{-3}$  м. При достижении заданной температуры (превышающей температуру плавления металла) кварцевый нагреватель поворотным устройством 6 переводился в наклонное положение, и капля расплава 1 падала на поверхность подложки 7. Нагрев подложки 7, изготовленной в форме пластины, проводился с помощью плоского электронагревателя 8, расположенного под пластиной исследуемого материала. Температура поверхности в точке падения капли расплава измерялась хромель-копелевой термопарой 9.

Так как в эксперименте материалом капли и подложки служили мягкие металлы - олово и свинец, то качество адгезии проверяли методом среза капли с подложки. Адгезия оценивалась по виду среза. Если при давлении ножа на боковую стенку капли отрыв происходил по поверхности контакта, то считалось, что адгезия отсутствовала. Наличие адгезии определяли в том случае, когда место среза имело блестящую зеркальную поверхность. Качество адгезии оценивали по отношению площади блестящей поверхности среза к полной площади образовавшегося из капли сплэта. В случае, если это отношение близко к единице, адгезия капли на поверхность подложки считалась полной.

Полученные экспериментальные значения температур представлены на рис. 2.2-2.3 и Рис. 2.6-2.7. Экспериментальные значения температур,

находящиеся выше прямых соответствуют наличию адгезии капель на подложках. Для экспериментальных значений температур, находящихся ниже прямых, адгезия отсутствует. Экспериментальные значения температур, лежащие на самой расчетной зависимости, могут соответствовать отсутствию, наличию или частичной адгезии. Вертикальной пунктирной линии соответствует безразмерная температура плавления подложки, горизонтальной пунктирной линии – безразмерная температура плавления капли. Неопределенность наличия адгезии для температур, лежащих на расчетной зависимости или близких к ней, обусловлена тем, что к исходным температурам капли и подложки добавляется температура дополнительного нагрева от энергии удара капли о поверхность подложки. Вклад добавочной температуры энергии удара зависит от скорости частицы и может быть существенным при около и сверхзвуковых скоростях. При скоростях частиц менее 100 м/с вклад добавочной температуры энергии удара несущественен и им можно пренебречь [25].

Таким образом, полученные экспериментально значения температур капли и подложки, и оценки качества адгезии в системе «расплавленная капля - подложка» находятся в согласовании с полученным выражением температурных условий адгезии (2.6).

Полученные температурные условия адгезии благодаря небольшой сложности расчета могут быть использованы для предварительной оценки адгезии расплавленных порошковых материалов. Для предварительной оценки адгезии с помощью предложенных температурных условий адгезии достаточно знать начальные температуры капли и подложки, температуру плавления подложки и их теплофизические характеристики: плотность, теплоемкость и теплопроводность. Из литературных данных следует [25], что дополнительной температурой энергии удара частицы о поверхность подложки при скорости частицы меньше около или сверхзвуковой можно пренебречь. В случае дозвуковой скорости вклад дополнительной температуры не превышает 3% от начальной контактной температуры (не более 50 К).

### **3. Методика расчета нестационарного температурного поля методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов**

В настоящей главе рассмотрен предложенный автором метод выравнивания температур малых соседних кубических объемов, позволяющий провести расчет нестационарного температурного поля системы «капля расплава (частица) - подложка» без использования дифференциальных уравнений теплопроводности [86–89]. Метод основан на положении о том, что процесс передачи тепла приближается к стационарному процессу при уменьшении временных и размерных интервалов. Применение данного метода рассматривается на примере определения температурного поля бесконечной пластины при постоянных и переменных теплофизических характеристиках и шара при постоянных теплофизических характеристиках. Полученные результаты сравниваются с известными аналитическими решениями.

#### **3.1. Обоснование методики расчета нестационарного температурного поля методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов**

Метод выравнивания температур малых соседних кубических объемов основан на положении о том, что нестационарный процесс передачи тепла приближается к стационарному процессу при малых временных и размерных интервалах. Меньшим рассматриваемым интервалам времени и пространства, для которых рассчитывается тепловой процесс, соответствует меньшая разница между нестационарным и стационарным процессами теплопередачи. Математической аналогией может служить линеаризация малых участков кривой, длина которых стремится к нулю. Положение о приближении нестационарного процесса к стационарному использовано в приближенном методе решении задач теплопроводности при переменных константах, предложенном А.П. Ваничевым в работе [136]. В методе, предложенном

Ваничевым, рассматриваемое тело разбивается на параллелепипеды, в пределах которых закон изменения температуры может быть принят линейным. Расчетными точками являются углы параллелепипеда, а для получения расчетной формулы составляется тепловой баланс элемента со сторонами  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ , расположенного в центре группы из восьми таких же элементов. В методе выравнивания температур, предложенном в диссертации, для возможности использования стационарных уравнений теплопередачи тело также разбивается на малые кубические объемы. Температура каждого кубического объема определяется ее выравниванием с температурой смежного объема. Главным отличием этих двух методов является то, что в методе, предложенным Ваничевым, температура определяется в каждой точке пространства в определенный момент времени независимо от других точек пространства и временных интервалов. Таким образом, чтобы определить изменение температурного поля за некоторый интервал времени во всем теле, необходимо рассчитать температуру для каждого параллелепипеда в каждый момент времени.

В методе выравнивания температур малых соседних кубических объемов, предложенном автором диссертации, температура определяется в каждый момент времени для каждой точки пространства, временные и пространственные интервалы связаны друг с другом. Таким образом, если задача состоит в определении температурного поля через 10 с после начала процесса теплопередачи, то результат расчета будет содержать данные температур всех точек тела для каждого временного интервала. Другим отличием является то, что при использовании метода, предложенного А. П. Ваничевым, для каждой конкретной задачи используется своя расчетная формула вследствие ограничений и различных вариантов расположения расчетных точек. При использовании метода выравнивания температур, предложенного автором диссертации, отсутствует необходимость изменения основных расчетных формул метода.

Дж. К. Максвелл предложил гипотезу, что переносные скорости двух соседних малых объемов среды выравниваются [140]. Автор считает справедливым расширение этой гипотезы и на выравнивание тепловых скоростей молекул в двух соседних малых объемах среды. Выравнивание температур в двух малых смежных объемах тем точнее соответствует реальному процессу теплопроводности, чем меньше рассматриваемые кубические объемы. Данный метод позволяет уйти от дифференциальных уравнений, то есть, проводить расчет нестационарного температурного поля, используя уравнения передачи тепла на малых участках для стационарного режима (алгебраические уравнения).

Процесс передачи тепла при стационарном режиме между смежными кубическими объемами изотропной однородной среды схематически показан на Рис. 3.1. За время  $\Delta t = (c \cdot \rho \cdot \Delta l^2) / \lambda$  тепло, равное  $\Delta Q = c \cdot \rho \cdot \Delta l^3 \cdot (T_2 - T_1)$ , переходит из всего первого объема во второй.

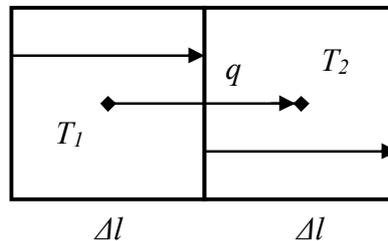


Рис. 3.1 Передача тепла между смежными кубическими объемами изотропной однородной среды в стационарном режиме.

Рассмотрим передачу тепла в столбике, составленном из малых кубических объемов. На Рис. 3.2. представлены графики изменения температур рассматриваемых малых смежных кубических объемов в разные интервалы времени.

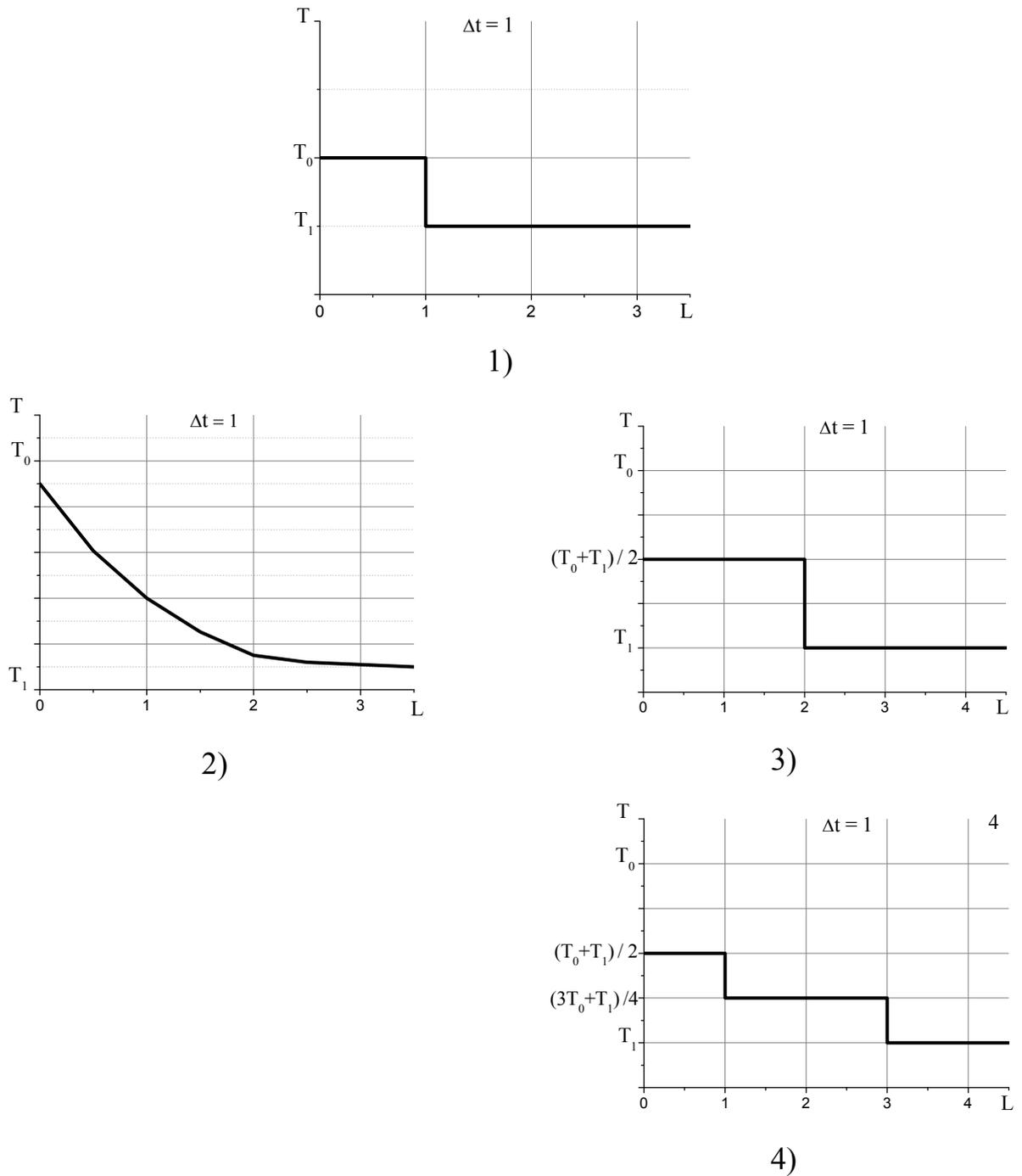


Рис. 3.2 Графики изменения температур  $T$  малых смежных объемов длиной  $l = 1$  в интервалы времени  $\Delta t = 0$  и  $\Delta t = 1$ .

- 1 – температуры смежных объемов в начальный момент времени;
- 2 – фактические температуры смежных объемов в момент времени  $\Delta t = 1$ ;
- 3 – промежуточная температура смежных объемов в момент времени  $\Delta t = 1$ , рассчитанная по предложенному методу выравнивания температур;
- 4 – конечная температура смежных объемов в момент времени  $\Delta t = 1$ , рассчитанная по предложенному методу выравнивания температур.

На рис. 3.2 (2) показано распределение температур, отражающее реальный процесс передачи тепла. На рис. 3.2 (3) и 3.2 (4) представлен процесс передачи тепла по модели, используемой в предложенном методе расчета температурного поля. Из рисунков видно, что в реальном процессе за время  $\Delta t$  тепло из первого объема поступает не только в смежный объем, но и в следующие за ним объемы. В предложенной модели тепло за время  $\Delta t$  поступает только в смежный объем, не выходя за его пределы. При этом разность температур между вторым и третьим объемами получается больше, чем в реальном процессе. Следовательно, согласно уравнению передачи тепла в стационарном режиме, скорость передачи тепла в модели из второго объема в третий больше этой скорости в реальном процессе теплопередачи. Таким образом, отставание передачи тепла по расстоянию в модели компенсируется увеличением скорости передачи тепла за счет превышения температурного перепада над реальной разницей температур.

### **3.2. Методика и алгоритм расчета температурных полей на примере тестовых задач**

Описание методики наиболее наглядно может быть представлено при рассмотрении конкретных примеров ее использования. Предлагаемая методика была рассмотрена и протестирована на примере расчета температурного поля бесконечной пластины при постоянных величинах теплопроводности и теплоемкости материала пластины. В качестве тестовой задачи для определения трехмерного температурного поля проводился расчет температурного поля шара.

Для оценки возможностей предлагаемой методики расчета в этой главе рассмотрено решение задачи по определению температурного поля бесконечной пластины при переменных величинах теплопроводности и теплоемкости материалов.

### 3.2.1. Температурное поле бесконечной пластины при неизменных величинах теплопроводности и теплоемкости

#### Постановка задачи.

Рассчитать температурное поле бесконечной пластины при ее нагревании. Пластина толщиной  $2L$  состоит из изотропного материала, теплоемкость и теплопроводность которого постоянны, граничные условия первого рода. Начальная температура пластины  $T_0$ . В начальный момент времени ограничивающие поверхности мгновенно нагреваются до некоторой температуры  $T_S$ , которая поддерживается постоянно на протяжении всего процесса нагревания [128].

#### Решение.

Пластина толщиной  $2L$  разбивалась на  $N$  равных слоев толщиной  $\Delta l$ . Так как для неограниченной пластины объем каждого слоя  $\Delta l$  является бесконечным, между поверхностями пластины выделялся столбик смежных кубов со сторонами, равными толщине одного слоя. Для расчета температуры выравнивания  $T_3$  смежных пар кубов столбика пластины с исходными температурами  $T_1$  и  $T_2$  использовались уравнения баланса передачи тепловой энергии:

$$\begin{aligned}\Delta Q_1 &= c \cdot \rho \cdot \Delta l^3 \cdot (T_1 - T_3) \\ \Delta Q_2 &= c \cdot \rho \cdot \Delta l^3 \cdot (T_3 - T_2),\end{aligned}\tag{3.1}$$

где  $\Delta Q_1$  - количество теплоты, отданное первым смежным кубом при изменении его температуры от  $T_1$  до  $T_3$ ;  $\Delta Q_2$  - количество теплоты, принятое вторым смежным кубом при изменении его температуры от  $T_2$  до  $T_3$ ;  $\Delta l$  - ребро куба;  $\rho, c$  - плотность и удельная теплоемкость материала пластины соответственно.

Так как  $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$ , то из выражений (3.1) величина температуры  $T_3$  составляет:

$$T_3 = \frac{T_1 + T_2}{2}.\tag{3.2}$$

Время  $\Delta t$ , за которое происходит выравнивание температур смежных кубов со стороной  $\Delta l$  с начальными температурами  $T_1$  и  $T_2$  до температуры  $T_3$ , определялось из выражения (3.1) и уравнения Фурье для стационарного процесса:

$$\begin{aligned}\Delta Q_1 &= \lambda \cdot \Delta l \cdot (T_1 - T_3) \cdot \Delta t \\ \Delta Q_1 &= c \cdot \rho \cdot \Delta l^3 \cdot (T_1 - T_3),\end{aligned}\quad (3.3)$$

откуда

$$\Delta t = \frac{c \cdot \rho \cdot \Delta l^2}{\lambda}, \quad (3.4)$$

где  $\lambda, c, \rho$  - теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала пластины соответственно.

Алгоритм определения температурного поля.

Так как относительно центра процесс нагрева пластины симметричен, то рассматривалась половина пластины.

1. Половину пластины  $L$  разделить на  $N/2$  слоев толщиной  $\Delta l$ , где  $N/2$  – четное число.

2. Из уравнения (3.4) определить время  $\Delta t$ , соответствующее выравниванию температуры в двух смежных кубов в слоях пластины.

3. Для реализации граничных условий первого рода кубам с каждой стороны поверхности пластины  $\Delta l_0$  и  $\Delta l_N$  присвоить температуру  $T_s$ .

4. Для каждой пары смежных кубов в слоях пластины, начиная со слоя  $\Delta l_0$ , определить выровненную за время  $\Delta t_0$  температуру  $T_3$ .

5. За тот же промежуток времени  $\Delta t_0$  выровнять температуру каждой пары кубов смежных слоев, начиная со слоя  $\Delta l_1$ .

6. Определить время  $\Delta t_i$ , прошедшее с начала процесса нагревания  $\Delta t_i = \Delta t_0 \cdot i$ .

7. Повторить пункты 3 – 5 до тех пор, пока не выполнится заданное условие завершения алгоритма выравнивания температур. Одним условием завершения процесса нагревания пластины может являться достижение

установленного времени нагрева пластины  $\Delta t_j$  ( $\Delta t_j = \Delta t_i$ ). Другим условием окончания расчета может быть достижение заданной температуры  $T_j$  в заданном интервале толщины пластины  $\Delta l_j$ .

Чтобы увеличить точность определения температурного поля необходимо увеличить число разбиений пластины по толщине  $N$ , т.е. уменьшить толщину слоя  $\Delta l$ .

Для решения задачи в безразмерном виде, необходимо привести время, ширину пластины и температуру к безразмерному виду. Для этого вместо  $\Delta l$  использовалась величина  $\frac{\Delta l}{L}$ . Для определения безразмерного времени

выражение (3.4) умножали на коэффициент Фурье  $F_0 = \frac{\lambda}{\rho \cdot c \cdot L^2}$ . Безразмерная

температура принимает вид  $\frac{T_i - T_s}{T_0 - T_s}$ , где  $T_i$  – температура в интервал времени  $\Delta t_i$ ,

$T_0$  – начальная температура пластины,  $T_s$  – температура нагретых поверхностей.

В Таблица 3.1 представлены результаты расчета относительной температуры  $\frac{T_i - T_s}{T_0 - T_s}$  в средней плоскости неограниченной пластины для граничных условий первого рода методом выравнивания температур, а также аналитическое решение для бесконечной пластины [128].

Таблица 3.1

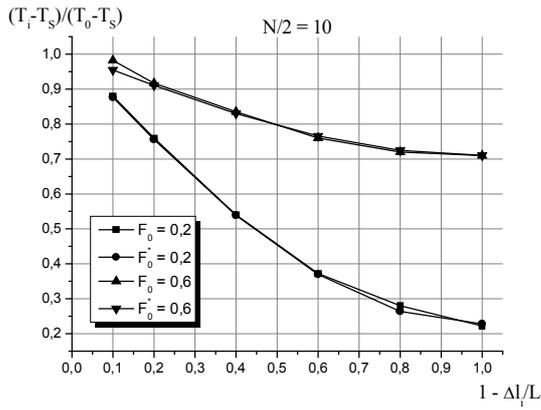
Относительная температура в середине неограниченной пластины

Критерий Фурье $F_0$	$(T_i - T_s)/(T_0 - T_s)$ Аналитическое решение [128]	$(T_i - T_s)/(T_0 - T_s)$ Метод выравнивания температур	Относительная погрешность $\delta$ , %
Число разбиений $N = 20$			
0,1	0,0507	0,0535	5,5226
0,2	0,2277	0,2345	2,9863
0,8	0,8231	0,8260	0,3523
2,0	0,9908	0,9911	0,0302
4,0	0,9999	0,9990	0,0850
Число разбиений $N = 50$			

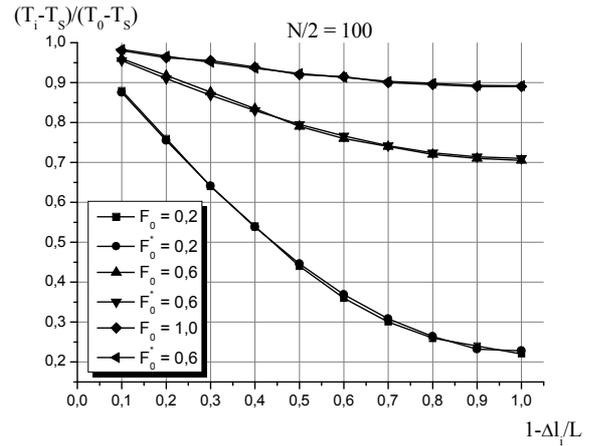
0,1	0,0507	0,0532	4,6992
0,2	0,2277	0,2332	2,3584
0,8	0,8231	0,8233	0,0242
2,0	0,9908	0,9909	0,0100
4,0	0,9999	0,9990	0,0880
Число разбиений $N = 100$			
0,1	0,0507	0,0508	0,1972
0,2	0,2277	0,2280	0,1317
0,8	0,8231	0,8232	0,0121
2,0	0,9908	0,9909	0,0100
4,0	0,9999	0,9990	0,0880

Из Таблица 3.1 следует, что при увеличении числа разбиений пластины точность решения возрастает. Максимальная относительная погрешность при разбиении пластины на 20 слоев уже не превышает 5,5 %. Наиболее часто требуемая относительная погрешность, не превышающая 3%, достигается при разбиении всей пластины на 60-70 слоев. Однако, разбиение пластины на очень большое количество слоев после определенного значения (20000) не будет давать увеличения точности расчета. Это обусловлено зависимостью теплопроводности и теплоемкости от температуры, изменение которых в данном расчете не учитывается.

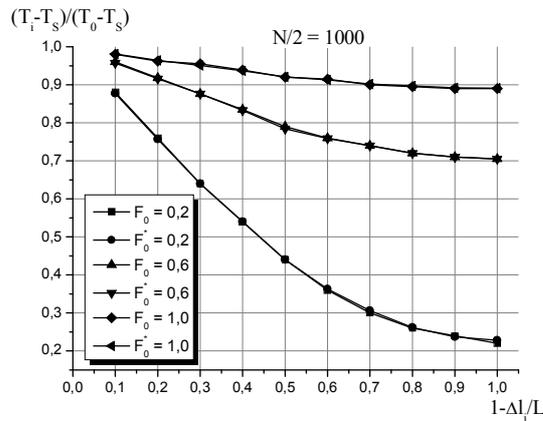
На Рис. 3.3 приведены тестовые и расчетные кривые распределения избыточной температуры  $\frac{T_i - T_s}{T_0 - T_s}$  на половине толщины неограниченной пластины  $1 - \frac{\Delta l_i}{L}$  при ее разбиении на 20 (а), 200 (б) и 2000 (в) слоев.



а)



б)



в)

Рис. 3.3 Тестовая и расчетная кривые распределения избыточной температуры  $\frac{T_i - T_s}{T_0 - T_s}$  на половине толщины неограниченной пластины

$1 - \frac{\Delta l_i}{L}$  при разбиении пластины  $\frac{N}{2}$  на 10 (а), 100 (б), 1000 (в) слоев.

Анализ Рис. 3.3 показывает, что результаты, полученные авторами, согласуются с результатами тестовой задачи [128]. Для получения точных трех точных знаков достаточно разбиения всей толщины пластины на 200 слоев. Для получения четырех точных знаков достаточно разбиения всей толщины на 2000 слоев. Дальнейшее увеличение числа слоев теряет смысл из-за того, что в расчете не принимается во внимание изменение величин теплопроводности и теплоемкости от температуры.

### 3.2.2. Температурное поле шара при неизменных величинах теплопроводности и теплоемкости

#### Постановка задачи.

Рассчитать температурное поле шара радиусом  $R$  с начальной температурой  $T_0$  при его нагревании до температуры  $T_s$  и граничных условиях первого рода [128].

#### Алгоритм решения.

1. Шар разбить на равные кубы с ребром  $\Delta l$  в декартовой системе координат. Количество вписанных кубов найти, используя неравенство  $x^2 + y^2 + z^2 \leq R^2$ . Разбить сферу на четыре четверти. В каждой четверти кубы вписываются одинаково.

- вписать первый куб с координатами вершин  $O(0;0;0)$ ,  $A(\Delta l;0;0)$ ,  $B(\Delta l;\Delta l;0)$ ,  $C(0;\Delta l;0)$ ,  $D(0;0;\Delta l)$ ,  $E(0;\Delta l;\Delta l)$ ,  $F(\Delta l;0;\Delta l)$ ,  $G(\Delta l;\Delta l;\Delta l)$ .

- увеличивать одну из координат на величину ребра куба  $\Delta l$  и поочередно оставшиеся две координаты также на величину  $\Delta l$ , до тех пор пока верно неравенство  $x^2 + y^2 + z^2 \leq R^2$ .

Схематично разбивка шара на равные кубы показана на рис. 3.4.

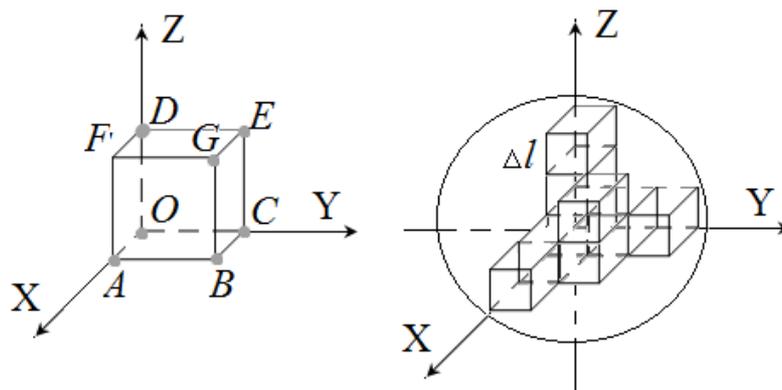


Рис. 3.4 Схема разбивки шара на равные кубы

2. Из уравнения (3.4) определить время  $\Delta t$ , соответствующее выравниванию температуры в двух смежных кубах сферы.

3. Для реализации граничных условий первого рода поверхностным кубам шара с ребром  $\Delta l_0$  присваиваем температуру  $T_s$ .

4. Определить последовательность направлений по осям X-Y-Z, в которых будет производиться выравнивание температур пар соседних кубов, по отношению к осям декартовой системы координат. На первой итерации порядок выравнивания по координатным направлениям такой: X-Y-Z, на второй итерации – Y-Z-X, на третьей – Z-X-Y, затем снова X-Y-Z и так далее.

5. Для каждой пары соседних кубов, начиная с поверхностных, поочередно на каждом координатном направлении найти выровненную температуру  $T_3$  по формуле (3.2). Порядок поочередной смены координатных направлений определяется пунктом 4.

6. Выполнить пункт 5, начиная с кубов, смежных с поверхностными кубами.

7. Увеличить время на величину  $\Delta t$ .

8. Выполнить пункты 3-7 до тех пор, пока не выполнится условие завершения процесса выравнивания температур. В качестве условия завершения может быть выбрано время или температура, которые нужно достигнуть.

В Таблица 3.2 представлены результаты расчета относительной температуры  $\frac{T_i - T_s}{T_0 - T_s}$  в центре шара для граничных условий первого рода методом выравнивания температур, а также аналитического решения для шара [128].

Относительная температура в центре шара для различных значений числа Фурье.

Критерий Фурье $F_0$	$(T_i - T_s)/(T_0 - T_s)$ Аналитическое решение [128]	$(T_i - T_s)/(T_0 - T_s)$ Метод выравнивания температур	Относительная погрешность $\delta$ , %
Число разбиений $N = 26$			
0,1	0	0	-
0,2	0	0,0001	-
0,8	0,1814	0,1648	9,15105
2,0	0,7300	0,6895	5,54795
4,0	0,9634	0,9489	1,50509
Число разбиений $N = 52$			
0,1	0	0,0001	-
0,2	0	0,0001	-
0,8	0,1814	0,1648	9,15105
2,0	0,7300	0,6999	4,12329
4,0	0,9634	0,9536	1,01723

Из Таблица 3.2 следует, что относительная погрешность для пластины меньше, чем относительная погрешность для шара при одинаковом количестве разбиений по одной координате. Увеличение числа разбиений  $N$  так же, как и в задаче с пластиной приводит к уменьшению погрешности расчета. Как и для пластины результаты по определению температурного поля шара находятся в соответствии с результатами тестовой задачи [128].

### 3.2.3. Температурное поле бесконечной пластины при переменных величинах теплопроводности и теплоемкости

Представленный метод позволяет также проводить расчет нестационарного температурного поля материала, учитывая изменение величины его теплопроводности и теплоемкости от температуры. При больших температурных диапазонах, если теплопроводность и теплоемкость принимаются постоянными величинами, возможно существенное расхождение реальных температур с результатами расчетов температурного поля. Для оценки влияния изменения

теплопроводности от температуры были проведены расчеты температурных полей бесконечной пластины при максимальном, минимальном, среднем и изменяющемся в зависимости от температуры значениях теплопроводности материала. Вклад изменения теплоемкости не учитывался, так как ее влияние на порядок меньше вклада изменяющейся теплопроводности.

Постановка задачи.

Рассчитать температурное поле бесконечной стальной пластины толщиной  $2L = 0,01$  м, равномерно нагретой до температуры  $T_0 = 1000$  К, при ее охлаждении до  $T_s = 300$  К и граничных условиях первого рода (температура на границах пластины в первоначальный момент  $t_0$  приобретает температуру  $T_s = 300$  К и в процессе охлаждения остается неизменной).

В Таблица 3.3 для стали приведены температурные диапазоны  $\Delta T_i$  и соответствующие им величины средней теплопроводности  $\lambda_i$  и теплоемкости  $c_i$  [138,139].

Таблица 3.3

Теплопроводность и теплоемкость стали для температурных диапазонов

$i$ , диапазон	$\Delta T_i$ , К температурный диапазон	$\lambda_i$ , $\frac{Вт}{м \cdot К}$	$c_i$ , $\frac{кДж}{кг \cdot К}$	$n_i$ , количество кубов в столбце
1	300..350	59	0.46	59
2	350..420	57	0,49	57
3	420..470	55	0,52	55
4	470..520	53	0,54	53
5	520..570	51	0,57	51
6	570..620	49	0,59	49
7	620..650	47	0,61	47
8	650..700	45	0,63	45
9	700..750	43	0,65	43
10	750..800	41	0,67	41
11	800..850	37	0,70	37
12	850..900	35	0,72	35
13	900..950	33	0,74	33
14	950..1000	31	0,77	31

При расчете температурного поля бесконечной пластины с постоянными значениями теплопроводности  $\lambda$  и теплоемкости  $c$  после разбиения всей длины пластины на равные слои кубов с длиной ребра  $\Delta l$  проводилось выравнивание температур смежных кубов для одинаковых интервалов времени  $\Delta t$ . В случае переменных значений величин  $\lambda$  и  $c$  расстояние  $\Delta l$ , на которое распространяется тепло за равные интервалы времени  $\Delta t$ , различно. Следовательно, для применения метода выравнивания малых смежных объемов при переменных теплоемкости и теплопроводности, необходимо из равных малых кубов  $\Delta l$  сформировать группы столбиков длиной  $\Delta l \cdot n_i$  (Таблица 3.3), которые будут соответствовать распространению тепла за один и тот же рассчитанный интервал времени  $\Delta t \cdot n_i$ .

Схематическое изображение объединения кубиков в столбики с одинаковой теплопроводностью показано на Рис. 3.5.

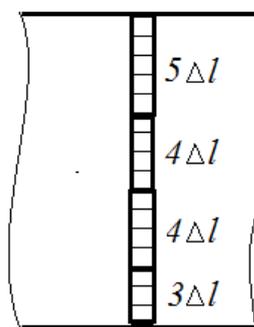


Рис. 3.5 Схематическое изображение объединения кубиков в столбики с одинаковой теплопроводностью.

Точность расчета тем выше, чем больше начальная разбивка пластины по длине (т.е. меньше исходный отрезок  $\Delta l \cdot n_{\min}$ ).

Величина теплопроводности определяет количество кубов в столбике. Из этого следует, что в начале расчета необходимо выбрать оптимальное число кубов в столбике  $n_{\min}$ , соответствующее минимальной величине теплопроводности  $\lambda_{\min}$ . При разбивке температурного диапазона на столбики с

постоянной теплопроводностью максимальное отклонение теплопроводности от средней теплопроводности на этом участке определялось по выражению:

$$\left| \frac{\frac{\lambda_i - \lambda_{i+1}}{2}}{\lambda_i} \right| \cdot 100\%. \quad (3.5)$$

Относительно выбранного числа  $n_{\min}$  в соответствии с  $\lambda_i$  рассчитывались значения  $n_i$  в каждом температурном диапазоне. Для всех значений теплопроводности в температурном диапазоне  $\Delta T_i$  (Таблица 3.3) величина отклонения от средней теплопроводности  $\lambda_i$  не превышала 2...4% (3.5). Минимальной величине теплопроводности в рассматриваемом случае соответствует температурный интервал с  $i=14$  для температурного диапазона 950...1000К, для которого  $n_{14} = 31$  (количество кубов в столбике) (Таблица 3.3). Количество кубов в столбике в этом случае соответствует отклонению теплопроводности от средней теплопроводности  $\approx 3\%$  (3.5), что попадает в диапазон отклонений 2...4%. Число кубов  $n_i$  в столбике определялось по формуле:

$$n_i = \frac{\lambda_i}{\lambda_{\min}} \cdot n_{\min}, \quad (3.6)$$

где  $n_i, \lambda_i$  – количество кубов  $\Delta l$  и теплопроводность в  $i$ -том столбике,  $n_{\min}, \lambda_{\min}$  – минимальное количество кубов  $\Delta l$  в столбике и соответствующая этому столбику минимальная теплопроводность,  $i$  – номер температурного диапазона (столбика кубов).

Толщина пластины  $L$  разбивалась на кубы одной длины  $\Delta l$ . Из кубов с равными теплопроводностями формировались столбики. Количество кубов в этих столбиках определялось выражением (3.6). Выровненная температура в парах соседних столбиков с учетом изменяющейся теплопроводности  $T_{i,i+1}$  определялась по формуле:

$$T_{i,i+1} = \frac{\sum_1^{k=n_i} c_k^i \cdot T_k^i + \sum_1^{k=n_{i+1}} c_k^{i+1} \cdot T_k^{i+1}}{\sum_1^{k=n_i} c_k^i + \sum_1^{k=n_{i+1}} c_k^{i+1}}, \quad (3.7)$$

где  $c_k^i, c_k^{i+1}$  - теплоемкость каждого куба в  $i$  и  $i+1$ -м столбиках,  $T_k^i, T_k^{i+1}$  - температура каждого куба в  $i$  и  $i+1$ -м столбиках.

Интервал времени  $\Delta t$ , за которое происходит выравнивание температур пары соседних столбиков, определялся законом Фурье для стационарного режима:

$$\Delta t = \frac{c_i \cdot \rho \cdot (\Delta l \cdot n_i)^2}{\lambda_i}, \quad (3.8)$$

где  $c_i, \lambda_i, n_i$  - теплоемкость, теплопроводность и количество кубов в  $i$ -м столбике,  $\Delta l$  - длина ребра куба,  $\rho$  - плотность материала.

#### Алгоритм решения.

Для расчета необходимо подготовить исходные данные: выделить температурные диапазоны охлаждаемой пластины и соответствующие этим диапазонам величины средней теплоемкости и теплопроводности (Таблица 3.3). Для этого по формуле (3.5) находилось количество кубов для температурного диапазона, которому соответствует минимальная теплопроводность. Затем для каждого температурного диапазона и соответствующей ему величине теплопроводности определялось число кубов в столбиках по формуле (3.6).

Так как относительно центра процесс нагрева пластины симметричен, то рассматривалась половина пластины.

1. Половину пластины  $L$  разделить на  $N/2$  кубов с ребром  $\Delta l$ , где  $N/2$  - четное число.

2. Каждому кубу пластины присвоить начальную температуру  $T_0$ . По таблице температурных диапазонов (Таблица 3.3) разделить толщину пластины на столбики из кубов, число которых в  $i$ -м столбике  $n_i$  соответствует

температурному диапазону, т.е. длина  $i$ -го столбика равна  $l_{n_i} = \Delta l \cdot n_i$ . Число столбиков  $n_i$  должно быть четным числом.

3. Определить временной интервал, за который происходит выравнивание температур двух смежных столбиков пластины  $\Delta t = \frac{c \cdot \rho \cdot (n_{\min} \cdot \Delta l)^2}{\lambda_{\min}}$ .

4. Для определения выровненной температуры  $T_3$  необходимо выделять столбики с одинаковой теплопроводностью. Обязательным условием выравнивания столбиков является их четное число в пластине. Часто могут возникать ситуации, когда последние неразбитые на столбики кубы в итоге составляют нечетное число столбиков в пластине или количество неразбитых по столбикам кубов с одинаковой теплопроводностью не совпадает с требуемым числом кубов  $n_i$  в этом столбике. В таких случаях необходимо переформировать столбики таким образом, чтобы их количество составляло четное число, а количество кубов в некоторых столбиках может и не соответствовать требуемому  $n_i$ . Поэтому разбивка кубов по столбикам производится поочередно в противоположных направлениях для того, чтобы избежать накопления ошибки. Для определения, в каком направлении – от границы или от центра пластины - следует группировать кубы для разбиения их по столбикам, добавить переменную *Direction*.

5. В пластине выделить граничный столбик с числом кубов, соответствующим температурному диапазону  $T_S$  и всем кубам в этом столбике присваиваем температуру  $T_S$ . Схематично этот пункт изображен на (3.6). в интервале времени  $t_0$ .

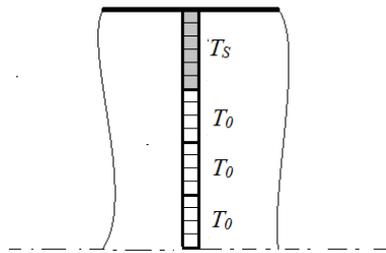


Рис. 3.6 Схематическое изображение пункта 5 в интервале времени  $t_0$  – выделение граничного столбика и присвоение его кубам температуры  $T_s$ , до которой нужно охладить пластину.

6. Выделить столбики кубов с одинаковой теплопроводностью, где кубам не была присвоена граничная температура  $T_s$ . Количество столбиков всегда должно являться четным числом. По переменной *Direction* определить, с какой стороны начинается разбиение по столбикам. При выделении столбиков возможны следующие варианты:

*Случай 1: количество кубов с одинаковой теплопроводностью соответствует числу кубов в столбике  $n_i$ , требуемому для данного температурного диапазона, и рассматриваемые кубы не являются последним столбиком на половине пластины.*

В этом случае, если столбик не является последним в половине пластины, то объединяем эти кубы в отдельный столбик.

*Случай 2: количество кубов с одинаковой теплопроводностью не соответствует числу кубов в столбике  $n_i$ , требуемому для данного температурного диапазона, и рассматриваемые кубы не являются последним столбиком на половине пластины.*

В этом случае, если выделяемый столбик не является последним в пластине, то возможны следующие варианты:

*Случай 2.1: число кубов с одинаковой теплопроводностью  $k$  больше требуемого числа  $n_i$ .*

Если  $k \geq \frac{n_i}{2}$ , то разбиваем эти кубы по двум столбикам – в первом столбике число кубов равно  $n_i$ , а во втором -  $k - n_i$ . Иначе все эти кубы объединяем в один столбик.

*Случай 2.2: число кубов с одинаковой теплопроводностью  $k$  меньше требуемого числа  $n_i$ .*

Если  $k < \frac{n_i}{2}$  и в предыдущем столбике кубы имеют ту же теплопроводность, что и в рассматриваемых кубах, то присоединяем их к кубам предыдущего столбика. Если  $k < \frac{n_i}{2}$  и в предыдущем столбике у кубов иная величина теплопроводности, чем у рассматриваемых кубов, то выделяем рассматриваемые кубы в отдельный столбик.

*Случай 3: выделяемый столбик является последним в половине пластины.*

В этом случае необходимо проверить число уже выделенных столбиков на четность. Если число выделенных столбиков нечетное, то оставшиеся кубы объединяем в отдельный столбик. В случае, если выделенное число столбиков составляет четное число, то проверяем количество оставшихся кубов  $k$ . Если  $k \geq \frac{n_i}{2}$ , то объединяем кубы из предыдущего столбика с оставшимися кубами и полученное количество кубов разделяем на три столбика, содержащие одинаковое число кубов. Если  $k < \frac{n_i}{2}$ , то оставшиеся кубы объединяем с кубами предыдущего столбика.

7. Выравнить температуру в смежных столбиках по формуле (3.7), начиная с граничного столбика.

8. Выполнить пункт 6 и выравнить температуру в смежных столбиках по формуле (3.7), начиная со столбиков, смежных с граничным столбиком.

9. Выполнить пункты 3 - 8 до тех пор, пока не выполнится условие завершения процесса выравнивания температур. В качестве условия завершения может быть выбрано время или температура, которые нужно достигнуть.

На Рис. 3.7 и Рис. 3.8 представлены полученные на основании предложенного подхода результаты расчета температуры по толщине стальной пластины через 1 с после начала охлаждения.

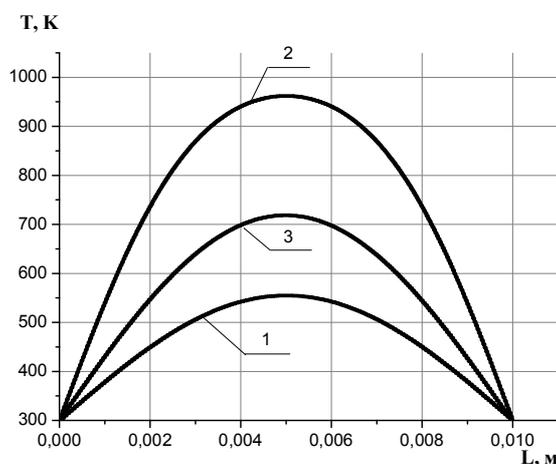


Рис. 3.7 Температурное поле стальной пластины через 1 с после начала охлаждения: 1 – при постоянном максимальном значении величины теплопроводности и соответствующем значении величины теплоемкости ( $\lambda_1 = 59 \frac{Вт}{м \cdot К}$ ,  $c_1 = 460 \frac{Дж}{кг \cdot К}$ ); 2 – при постоянном минимальном значении величины теплопроводности и соответствующем значении величины теплоемкости ( $\lambda_2 = 31 \frac{Вт}{м \cdot К}$ ,  $c_2 = 770 \frac{Дж}{кг \cdot К}$ ); 3 – при постоянном усредненном значении величины теплопроводности и соответствующем значении величины теплоемкости ( $\lambda_3 = 47 \frac{Вт}{м \cdot К}$ ,  $c_3 = 610 \frac{Дж}{кг \cdot К}$ ) (таблица 3.3).

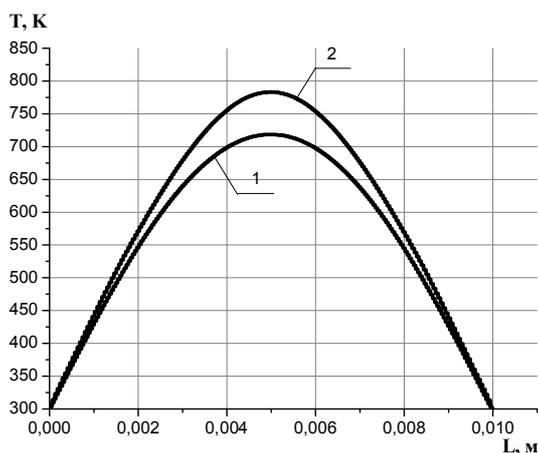


Рис. 3.8 Температурное поле стальной пластины через 1 с после начала охлаждения. 1 – при постоянной усредненном значении величины теплопроводности и соответствующем значении величины теплоемкости ( $\lambda_1 = 47 \frac{Вт}{м \cdot К}$ ,  $c_1 = 610 \frac{Дж}{кг \cdot К}$ ); 2 – при изменяющихся значениях величины теплопроводности и соответствующем значении величины теплоемкости в зависимости от температурного диапазона представлены в таблице 3.3.

Из анализа Рис. 3.7 и Рис. 3.8 следует, что при использовании для расчетов минимальных, максимальных и усредненных значений величин теплопроводности материала для выбранного температурного диапазона кривые изменения температур по толщине пластины существенно различаются (рис. 3.7, кривые 1, 2 и 3 соответственно) Кривая 3 в большей степени соответствует реальным температурам пластины. На рис. 3.8 представлены кривые изменения температур по толщине пластины в один и тот же момент времени после начала охлаждения при использовании средних значений величин теплопроводности и теплоемкости материалов для выбранного температурного диапазона (рис. 3.8, кривая 1) и изменяющихся теплофизических параметров в соответствии с изменением температуры (рис. 3.8, кривая 2). Однако разница в результатах расчета при изменяющихся и усредненных величинах теплопроводности и теплоемкости все же остается значительной. Для вышеприведенной задачи с пластиной разница между температурами достигает 7% (Рис. 3.8).

На Рис. 3.9 представлена зависимость температуры по толщине стальной пластины в ее центре от времени при разных значениях теплопроводности материала пластины. Из рисунка видно, что при использовании усредненной теплопроводности  $\lambda_{avg}$ , соответствующей средней температуре  $T_{avg}$ , рассчитанная скорость процесса теплопередачи при температурах выше  $T_{avg}$  будет соответствовать завышенным результатам по сравнению с реальной скоростью процесса. В случае если рассматривать температуры, ниже  $T_{avg}$ , результаты расчета с использованием усредненного значения теплопроводности  $\lambda_{avg}$  будут соответствовать заниженной скорости процесса по сравнению с реальной скоростью теплопередачи. Во многих случаях эта разница является существенной по той причине, что при реальных изменениях температуры капли металла от 3500К до 1000К ее теплопроводность может изменяться более, чем в 4 раза.

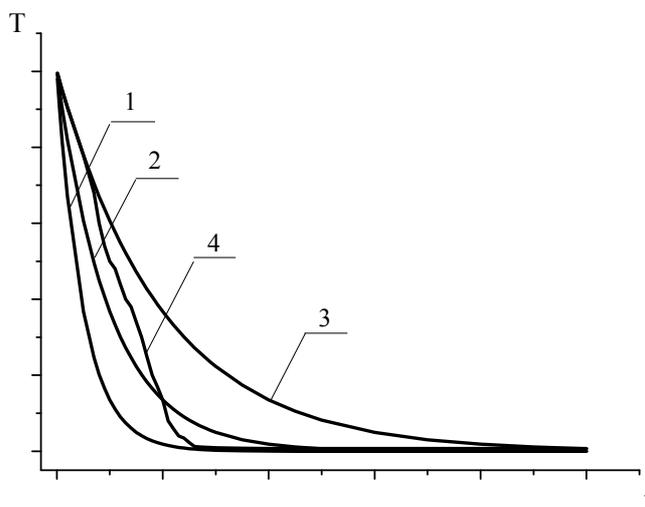


Рис. 3.9 Графики изменения температуры от времени в зависимости от теплопроводности материала в центре стальной пластины. Кривые соответствуют: 1 – максимальной теплопроводности; 2 – средней теплопроводности; 3 – минимальной теплопроводности; 4 – теплопроводности, изменяющейся от максимального до минимального значения.

Результаты расчета согласуются в выводом, полученным А.П. Ваничевым, что «... никаким осреднением температуропроводности невозможно добиться того, что решение в предположении постоянства констант отражало действительную картину протекания процесса при переменных константах» [136].

Таким образом, при значительном изменении теплопроводности и теплоемкости материала от температуры для достижения требуемой точности следует учитывать в расчете изменяющиеся теплофизические параметры.

### **3.3. Экспериментальное определение температур поверхности модели бесконечной пластины**

С целью проверки адекватности определения температурного поля методом выравнивания малых соседних кубических объемов было проведено экспериментальное определение температур поверхностей образца, моделирующего бесконечную пластину, во времени. В разделе 3.2 во всех рассмотренных тестовых задачах для проверки предложенной расчетной методики задавались адиабатические граничные условия (граничные условия первого рода). В экспериментальной модели бесконечной пластины к одной стороне пластины подводилась заданная тепловая мощность, а для другой стороны пластины выполнялись граничные условия третьего рода.

Для моделирования бесконечной пластины необходимо было исключить отвод тепла через боковые стенки пластины, что было реализовано теплоизоляцией боковых сторон пластины каолиновой ватой. Также было необходимо исключить потери с нагреваемой стороны пластины, поэтому конструкция была симметрично дополнена второй пластиной. При этом на каждую пластину приходилось половина мощности, выделяемой электрическим нагревателем.

Схема экспериментальной установки показана на Рис. 3.10.

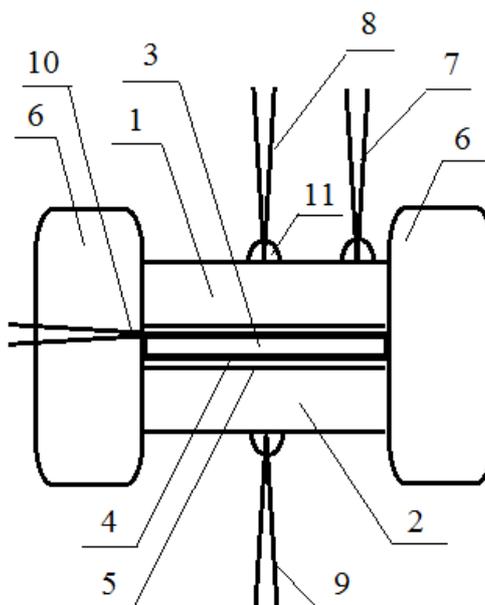


Рис. 3.10. Схема экспериментальной установки для определения температур поверхности образца модели бесконечной пластины

Квадратные стальные пластины 1 и 2 толщиной  $25 \cdot 10^{-3}$  м со стороной квадрата 0,1 м прижимались к нагревателю 3 толщиной  $8 \cdot 10^{-3}$  м. Нагреватель представлял собой керамическую пластину, на которую была намотана нихромовая проволока 4 диаметром  $5 \cdot 10^{-4}$  м ( $R = 12$  Ом), нагревавшаяся переменным током. Измерения температур проводились при постоянной мощностях нагрева 24,8 Вт, 68 Вт и 96,25 Вт. Изоляцией между нагревателем и стальными пластинами являлся слой стеклоткани 5, толщиной  $2 \cdot 10^{-4}$  м. Для теплоизоляции боковых сторон конструкции была использована базальтовая вата 6. Температура поверхности стальных пластин с внешней стороны и со стороны нагревателя измерялась через каждые 600 секунд хромель-копелевыми термопарами 7, 8, 9, 10 в течении всего времени нагрева. Для уменьшения отвода тепла по термопарам от поверхности пластин, спаи термопар с наружной стороны также теплоизолировались базальтовой ватой 11.

В таблицах 3.4.-3.6. приведены экспериментально полученные значения температур внутренней и внешней сторон пластины в различные временные интервалы после начала нагрева при мощностях нагрева 24.8 Вт (таблица 3.4), 68 Вт (таблица 3.5), 96,25 Вт (таблица 3.6). Для каждого из этих значений мощности

нагрева эксперимент повторялся трижды, в таблицах 3.4-3.6 приведены средние значения температур. Нагрев в каждом эксперименте проводился до установления на термопарах постоянной температуры. Погрешность определения температуры не превышала 4 %.

Таблица 3.4.

Температуры внутренней и внешней сторон стальной пластины в различные моменты времени после начала нагрева при мощности  $P = 24,8$  Вт.

t, время после начала нагрева, с	T <sub>1</sub> , температура на внутренней поверхности пластины, К	T <sub>2</sub> , температура на внешней поверхности пластины, К	T <sub>3</sub> , температура на внешней поверхности пластины в 20 мм от края, К
Нагревание пластины			
600	317,6	301,2	307,3
1200	324,8	307,1	312,5
1800	330,3	312,1	317,1
2400	334,9	316,2	321,6
3000	339,8	320,6	325,3
3600	343,6	324,2	328,8
4200	347,3	327,3	332,5
4800	351,2	330,9	337,9
6000	357,1	336,2	342,5
6300	358,3	336,9	335,1
7200	361,8	340,2	346,2
8400	365,8	343,8	349,3
9600	368,8	346,6	352,1
10800	372,2	349,3	353,3
12000	373,6	350,9	355,6
13200	376,1	352,9	357,1
14400	377,5	354,1	357,9
15300	377,9	354,8	356,58
15600	378,3	355,1	358,8
16200	379,3	356,1	358,8
16800	379,6	356,1	357,6
Остывание пластины			
300	365,2	354,8	355,5
600	361,2	352,9	352,9
900	357,9	350,5	350,5

1200	355,3	347,9	337,7
1500	351,3	344,2	346,5
1800	349,3	342,5	344,9
2400	345,9	339,9	341,9
3000	341,5	335,8	337,7
3600	338,2	332,8	334,5
4200	335,3	330,8	332,5

Таблица 3.5.

Температуры внутренней и внешней сторон стальной пластины в различные моменты времени после начала нагрева при мощности  $P = 68,0$  Вт.

t, время после начала нагрева, с	T <sub>1</sub> , температура на внутренней поверхности пластины, К	T <sub>2</sub> , температура на внешней поверхности пластины, К	T <sub>3</sub> , температура на внешней поверхности пластины в 20 мм от края, К
Нагревание пластины			
600	348,9	309,6	309,1
1200	365,1	324,1	323,6
1800	375,8	338,9	338,2
2400	387,6	352,2	350,8
3000	407,1	361,9	361,6
3600	417,3	371,9	371,9
4200	426,8	380,3	380,3
4800	435,5	389,1	388,6
6000	449,1	401,9	401,5
7200	459,3	411,1	411,1
8400	466,8	418,5	418,4
9600	471,9	422,9	423
10800	475,8	427,5	426,9
12000	479,5	429,8	429,8
13200	481,6	432,5	432,6
Остывание пластины			
300	445,2	428,2	427,8
600	433,9	420,9	420,9
900	427,2	415,1	414,3
1200	419,2	409,3	408,5
1800	407,9	403,1	397,2
2400	395,8	387,2	387,2
3000	386,8	378,1	378
3600	379,6	372,1	372

Таблица 3.6.

Температуры внутренней и внешней сторон стальной пластины в различные моменты времени после начала нагрева при мощности  $P = 96,25$  Вт.

t, время после начала нагрева, с	T <sub>1</sub> , температура на внутренней поверхности пластины, К	T <sub>2</sub> , температура на внешней поверхности пластины, К	T <sub>3</sub> , температура на внешней поверхности пластины в 20 мм от края, К
<b>Нагревание пластины</b>			
0	296,5	296,5	296,5
600	373,35	312,6	312,6
1200	397,35	335,1	335,1
1800	415,07	353,3	353,3
2400	432,78	371,8	371,8
3000	448,5	386,6	386,6
3600	462,1	400,5	400,8
4200	474,5	413,1	412,5
4800	482,9	421,2	421,1
6000	499,5	436,5	437,5
7200	511,1	448,3	448,3
<b>Остывание пластины</b>			
360	460,5	440,5	442,1
600	450,1	435,1	435,1
900	441,2	429,1	428,8
1200	434,5	431,5	421,5
1800	418,9	408,5	408,1
2400	406,8	395,8	395,9
3000	395,6	393,5	387,2
3600	392,5	379,1	378,2

Для теплового расчета при граничных условиях третьего рода требуется определение величины коэффициент теплоотдачи. Для определения коэффициента теплоотдачи использовались значения температур контрольных термопар 7, 8, 9, 10, измеренные при нагреве конструкции мощностью 68 Вт по достижению на термопарах постоянной температуры.

В разделе 3.4 с помощью предложенной автором методики и экспериментально определенного коэффициента теплоотдачи были рассчитаны

температурные поля в модели бесконечной пластины и проведено сравнение с экспериментальными данными для мощностей нагрева 24,8 Вт и 96,25 Вт.

### **3.4. Температурное поле пластины, определенное методом выравнивания температур малых соседних кубических объемов, сравнение с результатами эксперимента**

Расчет изменения температур от времени нагрева внешней и внутренней поверхностей стальных пластин выполнен для двух значений мощности нагрева бесконечной пластины (рис. 3.10), равных 24,8 Вт и 96,25 Вт. Коэффициент теплоотдачи определен после достижения конструкцией стационарного режима при мощности нагрева 68 Вт. Время достижения стационарного режима соответствовало 3,5 часам нагрева.

Определенный из эксперимента коэффициент теплоотдачи использовался в расчетах при величинах мощности нагрева 24,8 Вт и 96,25 Вт. Расчет температур на внешней и внутренней поверхностях пластин проводится с использованием следующего алгоритма:

1. Стальную и керамическую пластины разбить на  $N$  слоев толщиной  $\Delta l$ , где  $N$  - четное число.

2. По уравнению  $\Delta t = \frac{c \cdot \rho \cdot \Delta l^2}{\lambda}$  определить время  $\Delta t$ , соответствующее выравниванию температуры в двух смежных слоях пластин.

3. Для стационарного теплового режима при мощности нагрева 68 Вт определить коэффициент теплоотдачи  $\alpha$

$$\alpha = \frac{P^*}{2 \cdot S \cdot (T_1 - T_2)}, \quad (3.9)$$

где  $P^*$  - мощность нагрева 68 Вт,  $T_1$  - установившаяся на поверхности пластины температура при стационарном режиме,  $T_2$  - температура окружающей среды,  $S$  - площадь охлаждения и нагрева.

4. Определить температурный перепад  $\Delta T_p$  ( $\Delta T_p = \frac{\Delta T^*}{P^*} \cdot P$ ) для произвольной мощности нагревателя  $P$ , используя заданную мощности нагрева  $P^*$  по экспериментально измеренной разнице температур  $\Delta T^*$  между стальной и керамической пластинами в области нагревателя. Схематично температурный перепад, вызванный температурным сопротивлением слоя стеклоткани, проложенной между термопарой и стальной пластиной при постоянной, проходящей через тепловое сопротивление мощности, представлен на Рис. 3.11.

5. Рассчитать температуру  $\Delta T$ , на которую нагревается граничный слой керамической пластины за единичный интервал времени  $\Delta t$

$$\Delta T = \frac{P \cdot \Delta t}{2 \cdot m_k \cdot c_k}, \quad (3.10)$$

где  $P$  - мощность нагрева,  $m_k$  - масса граничного слоя керамической пластины,  $c_k$  - теплоемкость керамической пластины

6. Для каждой пары смежных слоев стальной или керамической пластин, начиная с граничного, определить выровненную температуру  $T_3$

$$T_3 = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (3.11)$$

где  $T_1, T_2$  - температуры смежных слоев стальной или керамической пластин.

7. Повторить пункт 6 для каждой пары смежных слоев пластин, начиная со слоя, смежного с граничным слоем. Выравнивание температур слоя керамики и слоя стали, между которыми возникает тепловое сопротивление, определить по выражению (3.12) и присваивать полученную температуру слою стальной пластины. Слою керамической пластины присваивать температуру  $\Delta T^* + T_p$ .

$$\Delta T^* = \frac{T_c \cdot c_c \cdot m_c + (T_k - T_p) \cdot c_k \cdot m_k}{c_c \cdot m_c + c_k \cdot m_k} \quad (3.12)$$

где  $\Delta T^*$  - выровненная температура между смежным слоем керамики и стали,  $T_p$  - температурный перепад на тепловом сопротивлении, обусловленный слоем стеклоткани,  $T_c, c_c, m_c$  - температура, теплоемкость и масса слоя стальной

пластины,  $T_k, c_k, m_k$  - температура, теплоемкость и масса слоя керамической пластины.

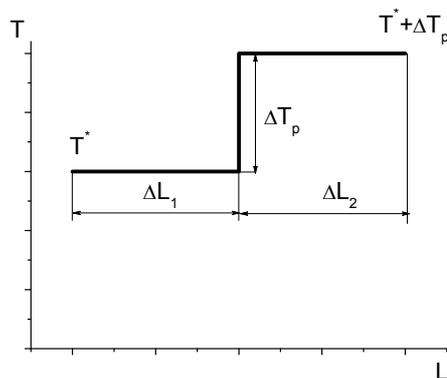
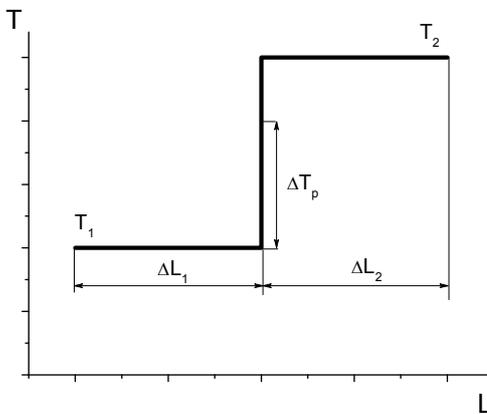
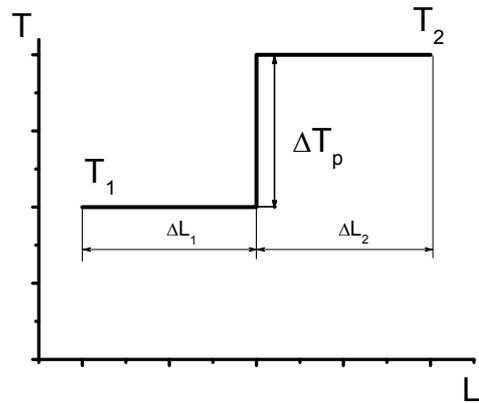


Рис. 3.11 Температурный перепад, вызванный температурным сопротивлением слоя стеклоткани, проложенной между термопарой и стальной пластиной при постоянной проходящей через тепловое сопротивление мощности.

8. По закону Ньютона (граничные условия третьего рода) определить температуру  $\Delta T^{**}$ , величину которой необходимо вычитать в каждый единичный интервал времени  $\Delta t$  из температуры граничащего со средой слоя стальной пластины:

$$\Delta T^{**} = \frac{\alpha \cdot (T_c - T_2) \cdot S \cdot \Delta t}{c_c \cdot m_c} \quad (3.13)$$

где  $T_k, c_k, m_k$  - температура, теплоемкость и масса слоя керамической пластины,  $T_2$  - температура среды,  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи,  $S$  - площадь слоя стальной пластины.

Эта температура соответствует количеству тепла, отводимого с поверхности согласно граничному условию третьего рода.

1. Определить время  $\Delta t_i$ , прошедшее с начала процесса охлаждения  $\Delta t_i = \Delta t_i + \Delta t$ .

2. Повторить пункты 5 – 10 до тех пор, пока  $\Delta t$  не достигнет заданной величины.

На рис. 3.12 и рис. 3.13 представлены расчетные и экспериментальные зависимости изменения температуры от времени внешней стороны стальной пластины (термопара 8, Рис. 3.10) и поверхности керамической пластины (термопара 10, Рис. 3.10.). Теплопроводности, теплоемкости и плотности стальной и керамической пластин принимались равными  $\lambda_c = 42$  Вт/(м К),  $c_c = 480$  Дж/(кг К),  $\rho_c = 7800$  кг/м<sup>3</sup> и  $\lambda_k = 0,65$  Вт/(м К),  $c_k = 800$  Дж/(кг К),  $\rho_k = 2400$  кг/м<sup>3</sup> соответственно [138,139].

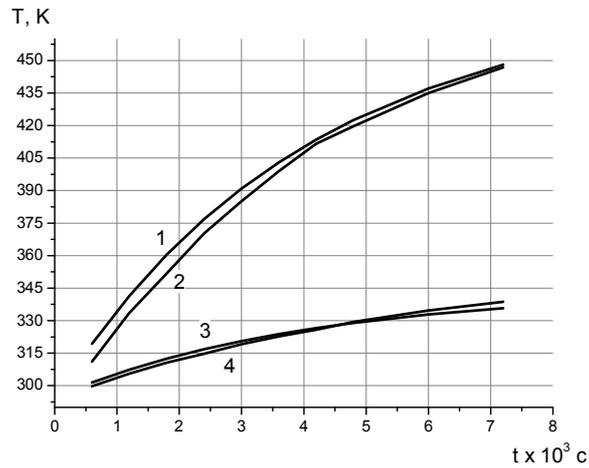


Рис. 3.12 Зависимости температуры от времени на внешней стороне стальной пластины (термопара 8 на Рис. 3.10). 1, 2 – расчетная и экспериментальная кривые соответственно при мощности нагрева  $P = 96,25$  Вт 3, 4 - расчетная и экспериментальная кривые соответственно при мощности нагрева  $P = 24,8$  Вт.

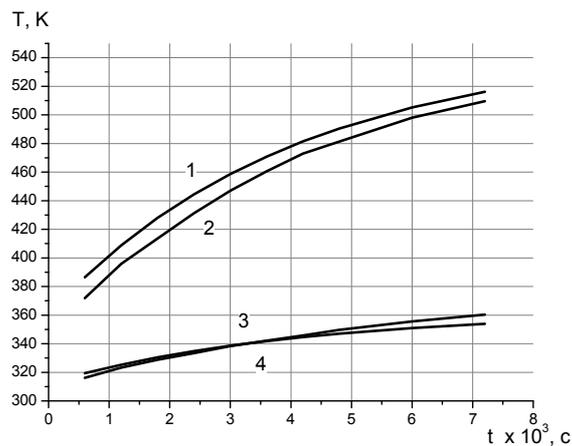


Рис. 3.13 Зависимости температуры керамической пластины (термопара 10 на Рис. 3.10) от времени. 1, 2 – расчетная и экспериментальная кривые соответственно при мощности нагрева  $P = 96,25$  Вт 3, 4 - расчетная и экспериментальная кривые соответственно при мощности нагрева  $P = 24,8$ Вт

Погрешности между расчетными и экспериментальными зависимостями частично обусловлены недостаточно точным определением величин теплопроводности и теплоемкости материалов пластин, использованных для

расчета. Различие между расчетными и измеренными температурами поверхностей пластины может быть обусловлено тем, что основная доля потока с боковых поверхностей нагревателя проходит по периферийной зоне пластин.

Таким образом, адекватность предложенного метода выравнивания температур в малых соседних кубических объемах доказана удовлетворительным согласованием результатов расчетов с экспериментально полученными данными.

Предложенная методика расчета температурных полей методом выравнивания температур малых смежных кубических объемов позволяет рассчитывать тепловые поля как с постоянными, так и с реальными, зависящими от температуры, коэффициентами теплопроводности и теплоемкости. Применение метода для расчета не требует использования дифференциальных уравнений, так как в его основе лежат уравнения стационарного процесса теплопередачи. Это облегчает использование декартовой системы координат и определение тепловых полей для тел произвольной формы. Оценка адекватности предложенной методики расчета проведена на тестовых задачах и эксперименте.

#### **4. Динамика изменения границы фазового перехода в системе расплавленная капля – подложка**

Обзор литературы, приведенный в первой главе, показал, что в большинстве работ, посвященных моделированию процессов, протекающих при нанесении капли на подложку, основное внимание уделяется капле [2,7,11,17,20,23,24,36,53,54,59,84,93,100,119–121,123,124]. Анализ этих работ показывает, что совместное температурное поле и фазовые переходы системы «капля - подложка» исследованы недостаточно. В частности, в этих работах не определяются условия возникновения или отсутствия адгезии.

Во второй главе экспериментально показано, что для возникновения адгезии в системе металлические «капля-подложка» необходимым условием является проплавление подложки под сплэтом. Для обеспечения качественной адгезии глубина плавления подложки должна быть оптимальной. Оптимальность глубины плавления зависит от материалов и технологических требований.

В данной главе проведен расчет температурных полей и динамики изменения границы между жидкой и твердой фазами как в объеме сплэта, так и в объеме подложки. Для расчета использована методика, описанная в третьей главе. При расчетах тепловых полей и фазовых границ гидродинамическая составляющая процесса не учитывалась. Момент образования конечной формы сплэта на подложке принимался за начало процесса теплообмена. При использовании такой упрощенной модели доля площади плавления подложки под сплэтом может быть больше, чем в моделях, учитывающих гидродинамическую составляющую. Причиной использования упрощенной модели является то, что оценить адгезию можно только у сплэта и учет гидродинамики может неоправданно усложнить расчет рассматриваемых задач.

#### 4.1. Трехмерное температурное поле в системе «капля-подложка» с учетом фазового перехода

Трехмерное температурное поле системы «капля-подложка» было рассчитано при постоянных теплофизических параметрах. Граничные условия поверхности сплэта и подложки принимались адиабатическими. Расчет трехмерного температурного поля системы «капля-подложка» аналогичен расчету температурного поля шара, описанному в главе 3.2.1. Для учета теплоты фазового перехода к системе уравнений (3.1) и (3.2) добавлено уравнение теплоты плавления, имеющее вид:

$$\Delta Q = q \cdot \Delta l \cdot S \cdot \rho, \quad (4.1)$$

где  $\Delta Q$  - количество теплоты, полученное веществом при плавлении (или выделившееся при кристаллизации);  $q$  - удельная теплота плавления  $\Delta l$  - длина ребра единичного кубического объема;  $S$  - площадь грани единичного кубического объема;  $\rho$  - плотность материала.

В единичный объем за единичный момент времени поступает некоторое количество теплоты. Приращение температуры в расчете соответствует поступившему в единичный объем количеству теплоты. Величина приращения температуры, эквивалентная теплоте плавления единичного объема, рассчитывалась по выражениям:

$$\begin{aligned} Q_i &= q \cdot m_i, \\ Q_i &= c_i \cdot m_i \cdot (T_i - T_m), \end{aligned} \quad (4.2)$$

откуда

$$T_i - T_m = \frac{q}{c_i}, \quad (4.3)$$

где  $Q_i$  - количество теплоты, требуемое для плавления единичного объема:  $q$  - удельная теплота плавления:  $m_i$  - масса единичного объема:  $c_i$  - теплоемкость единичного объема:  $T_i - T_m$  - приращение температуры, эквивалентное теплоте плавления единичного объема:  $T_m$  - температура плавления.

После достижения единичным кубическим объемом температуры плавления в каждый следующий рассчитываемый единичный интервал времени находится разница между величиной приращения температуры и температурой плавления  $T - T_m$  и сравнивается с величиной приращения температуры, эквивалентной теплоте плавления единичного объема  $T_i - T_m = \frac{q}{c_i}$  (рис. 4.1 а).

Если  $T - T_m \geq T_i - T_m$ , то единичный объем считается расплавленным, а величина  $(T_i - T_m) - (T - T_m)$  добавляется к температуре данного расплавленного единичного объема. Если  $(T - T_m) < (T_i - T_m)$ , то единичный объем считается нерасплавленным, величины  $(T - T_m) - (T_i - T_m)$  суммируются и сохраняются до тех пор, пока не будет достигнуто условие  $T - T_m \geq T_i - T_m$ . Процесс кристаллизации единичных объемов в единичный интервал времени рассчитывается аналогичным образом (рис. 4.1 б). Энергия, затрачиваемая при увеличении (уменьшении) температуры единичного объема на величину  $\Delta T$ , соответствует количеству теплоты плавления (кристаллизации), необходимого для плавления (кристаллизации) этого объема.

Пунктирной линией на графиках (рис. 4.1) показан рост температуры единичного кубического объема для случая, когда фазовый переход отсутствует.

Расчет проведен для стальной подложки и стального сплэта. За конечную форму сплэта принималась полусфера радиусом  $10^{-3}$  м. Для стали, в отличие от иных материалов, значения теплопроводности твердой и жидкой фазы отличаются незначительно, поэтому в расчете теплопроводности обеих фаз считались равными. В расчете принималось, что тепло с поверхности сплэта отводится только в материал подложки.

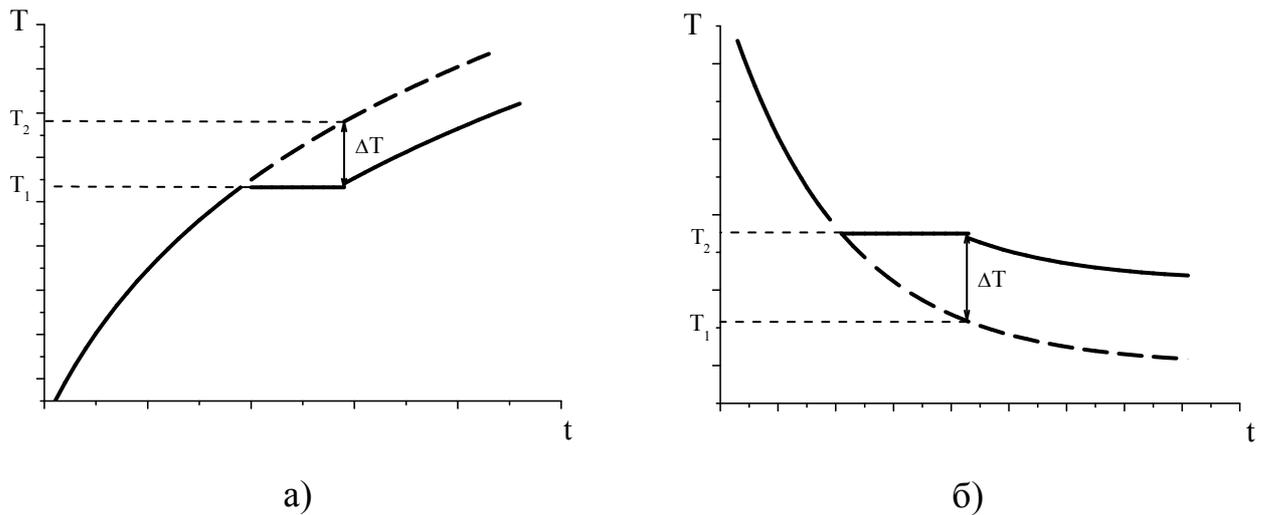


Рис. 4.1 Графики изменения температуры  $T$  единичного кубического объема от времени  $t$ :

- а) – при плавлении, где  $T_1$  - температура плавления,  $T_2$  - температура нагрева единичного объема в случае отсутствия плавления;
- б) – при кристаллизации, где  $T_2$  - температура кристаллизации,  $T_1$  - температура охлаждения единичного объема в случае отсутствия кристаллизации.

Расчетные характеристики: теплопроводность  $\lambda = 30 \frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ , теплоемкость

$c = 654 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ , плотность  $\rho = 7874 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ , температура плавления  $T_m = 1832 \text{ К}$ ,

теплота плавления  $q = 248,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ , начальная температура капли  $T_{0(d)} = 3273 \text{ К}$ ,

начальная температура подложки  $T_{0(s)} = 873 \text{ К}$ , радиус полусферического сплэта

$R = 10^{-3} \text{ м}$ . Теплота плавления каждого единичного куба, согласно (4.2) и (4.3), эквивалентна теплоте нагрева единичного куба на  $\Delta T = 380 \text{ К}$  от исходной температуры [138,139].

### Алгоритм решения

1. Разбить сплэт на кубы с ребром  $\Delta l = 10^{-4}$  м так, как это описано в разделе 3.2.2. Таким образом, ребро куба  $\Delta l$  составляет 1/10 часть радиуса полусферического сплэта.

2. По уравнению (3.4) найти интервал времени выравнивания температур соседних кубов  $\Delta t$ .

3. Определить последовательность направлений, в которых необходимо производить выравнивание температур пар соседних кубов, по отношению к осям декартовой системы координат. Порядок выравнивания по координатным направлениям меняется циклически в каждой итерации. Так, на первой итерации порядок выравнивания по координатным направлениям следующий: X-Y-Z, на второй итерации – Y-Z-X, на третьей – Z-X-Y, затем снова X-Y-Z.

4. Для каждой пары смежных кубов, начиная с поверхностных, поочередно на каждом координатном направлении найти выровненную температуру  $T_3$  по формуле (3.2). Порядок поочередной смены координатных направлений определить пунктом 3.

5. Выполнить пункт 4, начиная с кубов, смежных с поверхностными кубами.

6. Для каждого куба определить температуру, приходящуюся на плавление материала  $T^* = T_3 - T_m$ , где  $T_3$  - выровненная температура куба,  $T_m$  - температура плавления стали. Скрытая теплота плавления  $Q_i$ , накопив которую единичный стальной куб меняет свое фазовое состояние, эквивалента увеличению его температуры на величину  $\Delta T = 380$  К. Ниже приведены возможные варианты.

*Если  $T^* > 380$  К:*

считать этот куб расплавленным. Величину превышения температуры над суммой  $(T_m + 380)$  К добавить к температуре плавления стали  $T_m$  и присвоить полученную температуру кубу  $T_i = T_m + (T_3 - (T_m + 380)) = T_3 - 380$ .

*Если  $T^* < 380$  К или  $T^* > -380$  К:*

фазовое состояние куба не изменилось, температура куба остается равной  $T_3$ .

Если  $T^* < -380 \text{ K}$ :

считать этот куб кристаллизованным. Разницу между выровненной температурой  $T_3$  и  $T_m + 380$  добавить к температуре плавления стали  $T_m$  и присвоить полученную температуру кубу  $T_i = T_3 - 380$ .

7. Увеличить время процесса выравнивания  $t_c$  на величину  $\Delta t$ .

8. Выполнить пункты 3-7 до тех пор, пока не будет достигнуто заданное время процесса выравнивания температур  $t_c$ .

На рис. 4.2 представлены рассчитанные графики температур сплэта и подложки от времени по оси симметрии «капля-подложка».

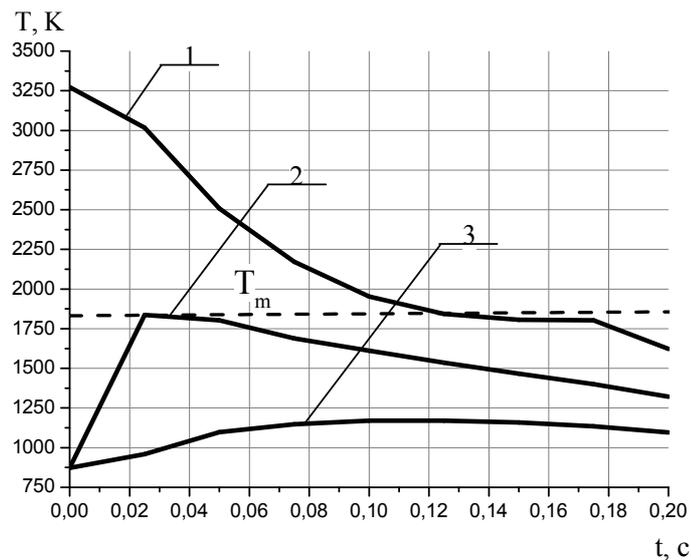


Рис. 4.2 Графики температуры частицы  $T_{(d)}$  и подложки  $T_{(s)}$  от времени после нанесения сплэта на подложку по оси симметрии «капля-подложка»:

1 – верхняя точка сплэта; 2 – первый слой подложки на глубине  $10^{-4}$  м; 3 – 10-й слой подложки на глубине  $10^{-3}$  м.  $T_m$  – температура плавления стали.

На рис. 4.3 показано положение границы между жидкой и твердой фазами по оси симметрии системы «капля-подложка» от времени.

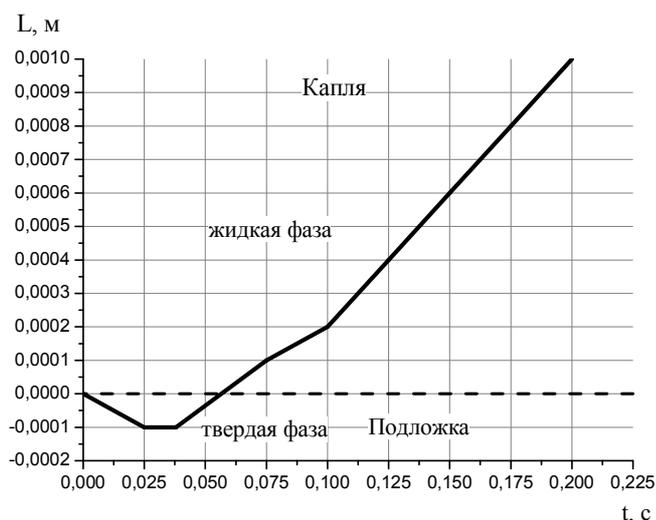


Рис. 4.3 Положение границы между жидкой и твердой фазами в системе стальные «капля-подложка» в зависимости от времени по оси симметрии.

Из графиков следует, что при заданных начальных температурах стального сплэта ( $T_{0(s)} = 3273 \text{ K}$ ) и подложки ( $T_{0(d)} = 873 \text{ K}$ ) через  $0,025 \text{ c}$  после начала процесса происходит плавление контактного слоя подложки на глубину  $10^{-4} \text{ м}$ . При данных условиях по оси симметрии системы «капля-подложка» должна иметь место качественная адгезия, что подтверждается экспериментальными данными. Кристаллизация контактного слоя сплэта по оси симметрии системы «капля-подложка» происходит через  $0,125 \text{ c}$  после начала процесса.

Таким образом, на примере системы стальные полусферический сплэт и подложка рассчитана глубина плавления подложки по оси симметрии системы «капля-подложка». Определено перемещение границы раздела твердой и жидкой фаз во времени. Расчет проводился при условии отсутствия ударного давления капли на поверхность подложки.

#### 4.2. Влияние формы сплэта на границу плавления в системе «капля-подложка»

Как было отмечено ранее, на практике при нанесении упрочняющих покрытий форма сплэта на поверхности подложки зависит от многих факторов и

изменяется от полусферы до неправильного диска с лучами по краям [1,81]. В данном разделе рассчитаны температурное поле, а также границы жидкой и твердой фаз для системы «капля-подложка», где сплэты имеют одинаковую массу, но разную форму (сфера, полусфера, цилиндр, диск). Проведена оценка влияния формы сплэта на температурное поле системы и динамику движения границы жидкой и твердой фаз.

На рис 4.4 – 4.7 показаны границы расплава для капель, имеющих формы полусферы, сферы, цилиндра и диска одного объема. Материалом капли является легированная сталь, материалом подложки – обычная сталь, имеющие

близкие характеристики: теплопроводность  $\lambda = 30 \frac{Вт}{м \cdot К}$ , теплоемкость

$c = 654 \frac{Дж}{кг \cdot К}$ , плотность  $\rho = 7874 \frac{кг}{м^3}$ , скрытая теплота плавления

$q = 273,2 \cdot 10^3 \frac{Дж}{кг}$  [138,139]. Начальная температура капли  $T_{0(d)} = 2870$  К,

подложки -  $T_{0(s)} = 970$  К.

Граничные условия поверхности сплэта и подложки задавались адиабатическими, теплофизические параметры материалов сплэта и подложки принимались не зависящими от температуры. Расчет положения границы твердой и жидкой фаз во времени проводился по методике, описанной в главе 3. Для стали, в отличие от других металлов изменение величины коэффициента теплопроводности при переходе из твердой в жидкую фазу является незначительным. По этой причине значение коэффициента теплопроводности для жидкой и твердой фазы принималась одинаковой и выбиралась по ее значению в области температуры плавления.

Результаты расчетов показали, что форма сплэта существенно влияет как на время плавления и затвердевания подложки, так и на форму и динамику движения границы плавления поверхности.

Наиболее равномерная граница «твердая - жидкая фазы» получена для сплэта в форме диска, минимальная – для сферы. Наибольшее время остывания соответствует сплэту сферической формы.

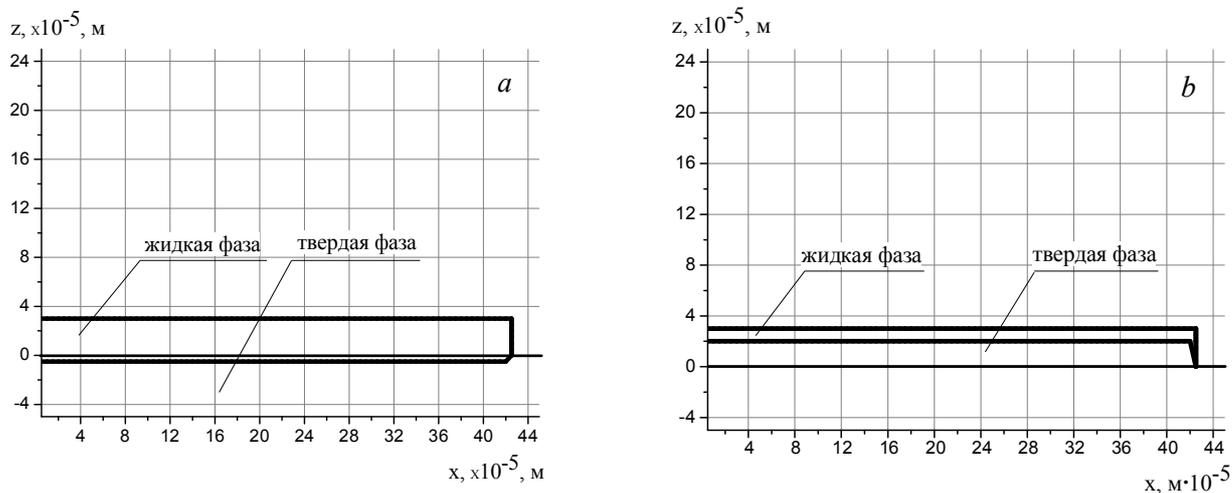


Рис. 4.4 Граница жидкой и твердой фазы в системе «капля-подложка» в моменты времени  $t_1 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  (а) и  $t_2 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  (б). Сплэт – диск радиусом  $R = 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}$  и высотой  $h = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ .

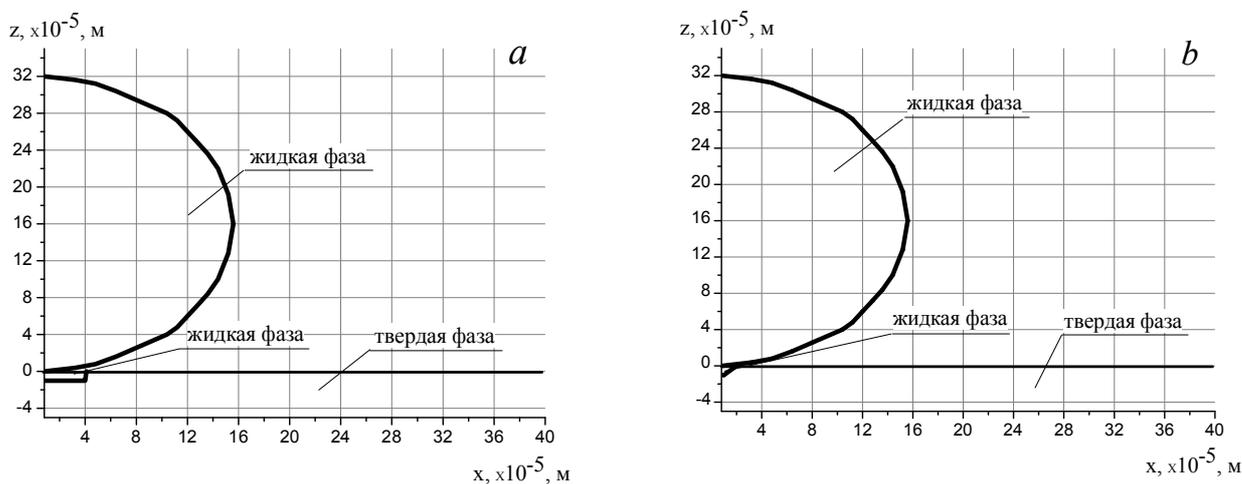


Рис. 4.5 Граница жидкой и твердой фазы в системе «капля-подложка» в моменты времени  $t_1 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ с}$  (а) и  $t_2 = 8 \cdot 10^{-4} \text{ с}$  (б). Сплэт – сфера радиусом  $R = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ .

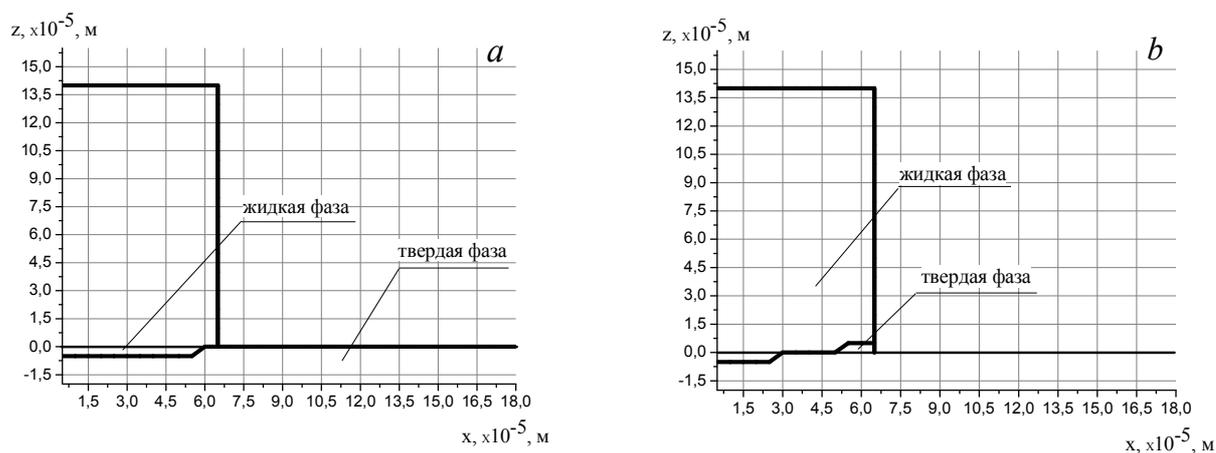


Рис. 4.6 Граница жидкой и твердой фазы в системе «капля-подложка» в моменты времени  $t_1 = 1 \cdot 10^{-4}$  с (а) и  $t_2 = 8 \cdot 10^{-4}$  с (б). Капля – цилиндр с радиусом  $R = 0,7 \cdot 10^{-4}$  м и высотой  $h = 1,4 \cdot 10^{-4}$  м.

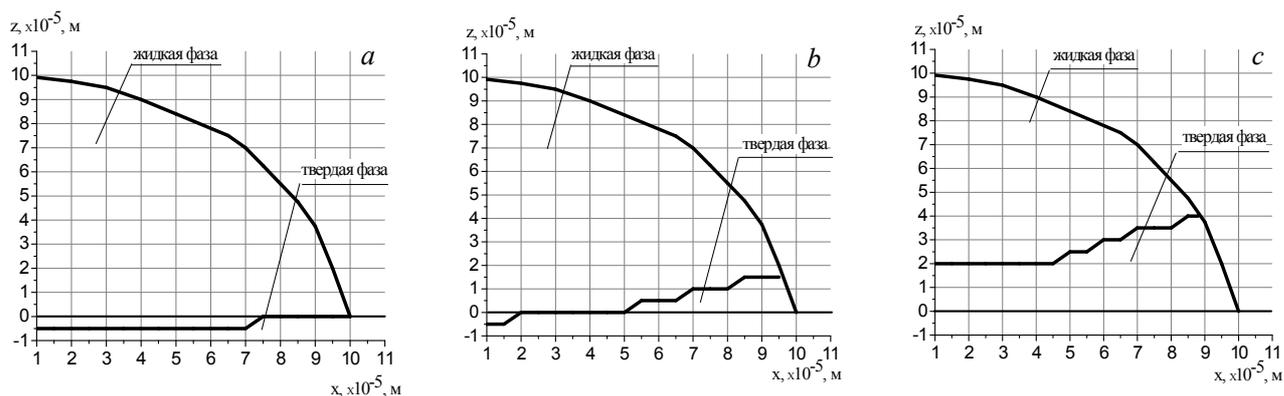


Рис. 4.7 Граница жидкой и твердой фазы в системе «капля-подложка» в моменты времени  $t_1 = 1 \cdot 10^{-4}$  с (а),  $t_2 = 4 \cdot 10^{-4}$  с (б),  $t_3 = 8 \cdot 10^{-4}$  с (с). Капля – полусфера с радиусом  $R = 10^{-4}$  м.

Адгезия сплэта к подложке зависит от площади плавления подложки под сплэтом. Из рисунков следует, что при заданных условиях поверхность под сплэтом ни для одной из рассмотренных форм полностью не плавится. Крайняя область поверхности контакта для сплэтов всех рассмотренных форм, кроме диска, может оставаться не расплавленной. В этом случае полная адгезия (адгезия по всей контактной поверхности) жидкой капли не достигается.

Максимальная степень адгезии получается при форме сплэта в виде диска. Этот результат совпадает с экспериментальными данными, полученными в работах [2,6,14,19,22,24,44].

Глубина плавления подложки при осаждении на ее поверхность расплавленных капель всех форм составляет  $(0,5..0,75) \cdot 10^{-5}$  м.

Кристаллизация частиц для сплэтов всех форм, кроме диска, начинается с крайней области поверхности контакта, при этом граница кристаллизации имеет форму, изменяющуюся во времени. Для сплэтов в форме диска граница кристаллизации во времени движется параллельно поверхности контакта.

Как показали расчеты одного и того же качества адгезии можно достичь, подобрав технологически приемлемые величины температур капли и поверхности подложки.

Таким образом, для получения качественной адгезии защитного покрытия для каждой пары «частица – подложка» необходимо подобрать значения температур частиц и поверхности, а также скорости частиц, обеспечивающих осаждение сплэтов в виде плоских дисков.

Анализ экспериментальных результатов (раздел 2.3) по осаждению капель олова и свинца на оловянную и свинцовую подложку показал, что слой эвтектики на границе между сплэтом и подложкой практически не успевает образоваться и поэтому не оказывает влияния на процесс адгезии сплэта. Это следует из того, что время затвердевания сплэта обычно не превышает  $10^{-6}$  с. Этого времени оказывается недостаточно для диффузии материала капли в твердую поверхность подложки. Эвтектический слой получается лишь в случае плавления сплэтом подложки. Временной интервал заметной диффузии жидкой капли в твердую поверхность должен быть значительно превышающий  $10^{-6}$  с. Таким образом, температурные условия адгезии, предложенные в главе 2, не зависят от эвтектики по причине ее отсутствия в контактном слое.

## Заключение

Основные результаты и выводы диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Получено выражение для определения начальной контактной температуры капли с подложкой  $T_k$ , в случае когда контактная температура не превышает температуру плавления подложки:

$$T_k = \frac{n \cdot T_d + T_s}{n + 1}$$

где  $T_d$ ,  $T_s$  - начальные температуры жидкой капли и подложки,  $n = \rho_d \cdot c_d \cdot \lambda_d / \rho_s \cdot c_s \cdot \lambda_s$  - параметр адгезионного процесса, где  $\rho_d, c_d, \lambda_d$ ,  $\rho_s \cdot c_s \cdot \lambda_s$  - плотность, теплоемкость и теплопроводность жидкой капли и твердой подложки соответственно. Величина начальной контактной температуры позволяет определить наличие проплавления контактного слоя подложки под каплей. Когда значение начальной контактной температуры меньше, чем температура плавления подложки, то контактная температура соответствует действительной начальной температуре контактного слоя и плавление подложки отсутствует. Превышение начальной контактной температуры величины температуры плавления подложки соответствует плавлению материала подложки под каплей.

2. На основе расчета величины начальной контактной температуры  $T_k$  предложено температурное условие адгезии в безразмерном виде металлического сплэта на металлической подложке, имеющее вид:

$$\frac{T_k}{T_m} = \frac{1}{n + 1} \cdot \left( n \cdot \frac{T_d}{T_m} + \frac{T_s}{T_m} \right),$$

где  $T_m$  - температура плавления материала подложки.  $\frac{T_k}{T_m}$ ,  $\frac{T_d}{T_m}$ ,  $\frac{T_s}{T_m}$  -

безразмерные температуры: контактная температура, начальная температура расплавленной капли и начальная температура подложки соответственно,

$n = \rho_d \cdot c_d \cdot \lambda_d / \rho_s \cdot c_s \cdot \lambda_s$  - параметр адгезионного процесса, где  $\rho_d, c_d, \lambda_d$ ,  $\rho_s \cdot c_s \cdot \lambda_s$

- плотность, теплоемкость и теплопроводность жидкой капли и твердой подложки соответственно. Полученное температурное условие может быть использовано для оценки адгезии расплавленных порошковых материалов. Введение в математические модели взаимодействия капли с подложкой предложенного температурного условия адгезии поможет конкретизировать параметры качественной адгезии.

3. Впервые предложена методика расчета температурного поля системы «капля-подложка», основанная на методе выравнивания температур малых соседних кубических объемов. Адекватность предложенной методики подтверждена решением тестовых задач и сравнением расчетных результатов с экспериментальными данными.

4. Определены температурные поля капли и подложки при неизменных и переменных от температуры величинах теплопроводности и теплоемкости материалов. Сравнение полученных результатов с данными проведенных автором экспериментальных исследований показало адекватность метода выравнивания температур малых соседних объемов. Показана возможность определения температурных полей сплэта любой формы.

5. Определено трехмерное температурное поле системы «капля-подложка» с учетом фазового перехода. Определено движение границы фазового перехода системы. Рассчитана глубина плавления подложки под сплэтом, позволяющая оценить качество адгезии.

6. Показано, что форма сплэта существенно влияет как на время плавления и затвердевание подложки, так и на форму и движение границы плавления подложки. Одного и того же качества адгезии можно достичь, подобрав величины температур капли и подложки.

7. Полученные в диссертационной работе результаты вносят существенный вклад в создание физической и математической моделей процесса нанесения защитного покрытия и оптимизацию параметров технологического процесса.

## Литература

1. Нанесение покрытий плазмой / В.В.Кудинов, П.Ю.Пекшев, В.Е. Белащенко – М.: Наука, 1990. – 408 с.
2. Kun Yang. Recent development in the research of splat formation process in thermal spraying / Kun Yang, Min Liu, Kesong Zhou, Changguang Deng // Hindawi Publishing Corporation Journal of Materials. – 2013. – P. 1-14.
3. Fukumoto, M. Splat behavior of plasma sprayed particles on flat substrate surface / M.Fukumoto, S.Kato, I.Okane // Proceedings of the 14th International Thermal Spray Conference, 1995. - P. 353–358.
4. Threedimensional transition map of flattening behavior in the thermal spray process / M.Fukumoto, M.Shiiba, H.Kaji, T.Yasui // Pure and Applied Chemistry. - 2005. - № 2 - Vol. 77. - P. 429–442.
5. Li, C.J. Evaporated-gas-induced splashing model for splat formation during plasma spraying / C.J.Li, J. L.Li //Surface and Coatings Technology. - 2004. - № 1.- Vol. 184. - P. 13–23.
6. Comparison of plasma-sprayed alumina coatings by RF and DC plasma spraying / L.Bianchi, A.Grimaud, F.Blein, P.Lucchese, P.Fauchais // Journal of Thermal Spray Technology - 1995. - № 1. - Vol. 4. - P. 59–66.
7. Influence of particle parameters at impact on splat formation and solidification in plasma spraying processes / M.Vardelle, A.Vardelle, A.C.Leger, P.Fauchais, D. Gobin // Journal of Thermal Spray Technology. - 1995. - № 4. - Vol. 4. - P. 50–58.
8. Houben, J.M. Future development in thermal spraying / J.M.Houben // Proceedings of the 2nd National Conference on Thermal Spray, 1984. - P. 1–19.
9. Brunauer, S. Adsorption of gases in multimolecular layers / S.Brunauer, P.H.Emmett, E.Teller // Journal of the American Chemical Society - 1938. - № 2. - Vol. 60. - P. 309–319.

10. Impact of plasma-sprayed metal particles on hot and cold glass surfaces / A.McDonald, M.Lamontagne, C.Moreau, S.Chandra // *Thin Solid Films*. – 2006. - № 1-2. - Vol. 514. - P. 212–222.
11. Role of condensates and adsorbates on substrate surface on fragmentation of impinging molten droplets during thermal spray / X.Jiang, Y.Wan, H.Herman, S.Sampath // *Thin Solid Films*. – 2001. – № 1-2. - Vol. 385. - P. 132–141.
12. Water influence on the surfactant adsorption on TiO<sub>2</sub> / I.A.Polunina, A.A.Isirikyan, K.E.Polounine, S.S.Mikhailova // *Colloids and Surfaces A*. – 1999. - № 2. - Vol. 160. - P. 141–146.
13. Fukumoto, M. Influence of surface character change of substrate due to heating on flattening behavior of thermal sprayed particles / M.Fukumoto, H.Nagai, T.Yasui // *Journal of Thermal Spray Technology* -2006. - № 4. - Vol. 15. - P. 759–764.
14. Cedelle, J. Influence of stainless steel substrate preheating on surface topography and on millimeter- and micrometer-sized splat formation / J.Cedelle, M.Vardelle, P.Fauchais // *Surface and Coatings Technology* - 2006. - № 3-4. - Vol. 201. - P. 1373–1382.
15. Effect of substrate surface change by heating on flattening behavior of thermal sprayed particles / M.Fukumoto, I.Ohgitani, H.Nagai, T.Yasui // *Proceedings of the International Thermal Spraying Conference, 2005*. - P. 1382-1386.
16. Effect of substrate surface change by heating on transition in flattening behavior of thermal sprayed particles / M.Fukumoto, I.Ohgitani, M.Shiiba, T.Yasui // *Proceedings of the International Thermal Spray Conference, May 2004*. - P. 246–251.
17. Heichal, Y. Predicting thermal contact resistance between molten metal droplets and a solid surface / Y.Heichal, S.Chandra // *Journal of Heat Transfer* -2005. - № 11. - Vol. 127. - P. 1269–1275.
18. McDonald, A. Effect of substrate oxidation on spreading of plasma-sprayed nickel on stainless steel / A.McDonald, C.Moreau, S.Chandra // *Surface and Coatings Technology* - 2007. - № 1. - Vol. 202. - P. 23–33.

19. Dhiman, R. Predicting splat morphology in a thermal spray process / R.Dhiman, A.G.McDonald, S.Chandra // *Surface and Coatings Technology*. – 2007. - № 18. - Vol. 201. - P. 7789–7801.
20. Effect of substrate temperature and roughness on the solidification of copper plasma sprayed droplets / D.K.Christoulis, D.I.Pantelis, N. de Dave-Fabrègue, F.Borit, V.Guipont, M.Jeandin // *Materials Science and Engineering A* - 2008. - № 1-2. - Vol. 485. - P. 119–129.
21. Influence of surface laser cleaning combined with substrate preheating on the splat morphology / S.Costil, H.Liao, A.Gammoudi, C.Coddet // *Journal of Thermal Spray Technology* - 2005. - № 1. - Vol. 14. - P. 31–38.
22. Splat morphology and microstructure of plasma sprayed cast iron with different preheat substrate temperatures / M.F.Morks, Y.Tsunekawa, M.Okumiya, M.A.Shoeib // *Journal of Thermal Spray Technology* - 2002. - № 2. - Vol. 11. - P. 226–232.
23. Salimijazi, H.R. Effect of droplet characteristics and substrate surface topography on the final morphology of plasma-sprayed zirconia single splats / H.R.Salimijazi, L.Pershin, T.W.Coyle // *Journal of Thermal Spray Technology* - 2007. - № 2. - Vol. 16. - P. 291–299.
24. Fukumoto M. Relationship between particle's splat pattern and coating adhesive strength of HVOF sprayed Cu-alloy / M.Fukumoto H.Hayashi, T.Yokoyama // *Journal of Japan Thermal Spraying Society*. – 1995. - № 3. - Vol. 2. - P. 149–156.
25. Шмаков, А.М. Ударное взаимодействие частицы с основой при газотермическом напылении / А.М.Шмаков, С.С.Ермаков // *Физика и химия обработки материалов*.- 1986. - №3. - С. 66-71.
26. Рыкалин, Н.Н. Образование прочного сцепления при напылении порошком и металлизации. / Н.Н.Рыкалин, М.Х.Шорошоров, В.В.Кудинов. - Сб. «Получение покрытий высокотемпературным распылением». - М.: Атомиздат, 1973. - 140 с.
27. Каракозов, Э.С. О понятии энергии активации топохимической реакции между материалами в твердой фазе / Э.С.Каракозов, М.Х.Шорошоров // *Физика и химия обработки материалов*. - 1971.- № 1.- С.94-100.

28. Галкин, Ю.А. О кинетике химического взаимодействия между расплавленными частицами и поверхностью твердого тела./ Ю.А.Галкин, В.В.Кудинов, М.Х Шоршоров //Физика и химия обработки материалов. – 1969. - № 1. - С. 95-100.
29. Углов, А. А. Контактные температуры в области малых времен для задач с плавлением и кристаллизацией / А.А.Углов, Е.М.Иванов //Физика и химия обработки материалов. – 1988. - №4. - С. 50-55.
30. Effect of substrate temperature on adhesion strength of plasma-sprayed nickel coatings / V.Pershin, M.Lufitha, S.Chandra, J.Mostaghimi // Journal of Thermal Spray Technology - 2003. - № 3. - Vol. 12. - P. 370–376.
31. Effect of ambient pressure on flattening behavior of thermal sprayed particles / K.Yang, K.Tomita, M.Fukumoto, M.Yamada, T.Yasui // Journal of Thermal Spray Technology - 2009. - № 4. - Vol. 18. - P. 510–518.
32. Экспериментальное исследование влияния температуры частиц расплава и подложки на формирование защитных покрытий / Т.Н. Немова, Г.В. Кузнецов, Г.Я. Мамонтов, Е.А. Колесникова //Физика. Известия Высших учебных заведений. – 2010. - № 12/2. – С. 195-200.немова.
33. Splat formation mechanism in thermal spraying / M.Fukumoto, K.Yang, M.Yamada, T.Yasui // Journal of Solid Mechanics and Material Engineering. – 2011. - № 12. - Vol. 5. - P. 1001–1014.
34. Role of ambient pressure on splat formation and coating adhesion strength during thermal spraying process / K.Yang, K.Tanaka, T.Usami, M.Fukumoto // Quarterly Journal of the Japan Welding Society - 2001. - № 3. - Vol. 29. - P. 151s–155s.
35. Splat microstructure of plasma sprayed cast iron with different chamber pressures / M.F.Morks, Y.Tsunekawa, M.Okumiya, M.A.Shoeib // Journal of Thermal Spray Technology - 2003. - № 2. - Vol.12. - P. 282–289.
36. Verification of the flattening behavior of thermalsprayed particles and free-falling droplets through controlling ambient pressure / K.Yang, Y.Ebisuno, K.Tanaka, M.Fukumoto, T.Yasui, M.Yamada // Surface and Coatings Technology - 2001. - № 13-14. - Vol. 205. - P. 3816–3823.

37. Study of the effects of surface chemistry on splat formation for plasma sprayed NiCr onto stainless steel substrates / S.Brossard, P.R.Munroe, A.T.T.Tran, M.M.Hyland // *Surface and Coatings Technology*. – 2010 - № 9-10. - Vol. 204. - P. 1599–1607.
38. Солоненко, О.П. Растекание и затвердевание на подложке капли металла с высокой объемной концентрацией твердых тугоплавких включений / О.П.Солоненко // *Письма в ЖТФ*. – 2012. – Т. 38. – № 1. – С. 37-44.
39. K. Kendall. Adhesion: Molecules and Mechanics // *Proceedings of ICCM-10*. – Canada, 1995.
40. Кудинов, В.В. Плазменные покрытия / В.В.Кудинов - М.: Наука, 1977. - 184 с.
41. Дружинин, Л.К. Получение покрытий высокотемпературным распылением / Л.К.Дружинин, В.В.Кудинов - М.: Атомиздат, 1973. - 312 с.
42. Fukumoto, M. Flattening problem of thermal sprayed particles / M.Fukumoto, Y.Tanaka, E.Nishioka // *Materials Science Forum* - 2004. - № 2. - Vol. 449–452. - P. 1309–1312.
43. Sampath, S. Rapid solidification and microstructure development during plasma spray deposition / S.Sampath, H.Herman // *Journal of Thermal Spray Technology* - 1996. - № 4. - Vol. 5. - P. 445–456.
44. Effect of particle-substrate materials combinations on morphology of plasma sprayed splats / C.J.Li, J.L.Li, W.B.Wang, A.Ohmori, K.Tani // *Proceedings of the 15th International Thermal Spray Conference*. – May 1998. - P. 481–487.
45. Huang, Y. Effect of substrate material on flattening behavior of plasma sprayed Ni particles / Y.Huang, M.Ohwatari, M.Fukumoto // *Proceedings of the 6th International Symposium JWS*, 1996. - P. 731–736.
46. Huang, Y. Flattening behavior of plasma sprayed Ni particles on various substrate materials / Y.Huang, M.Ohwatari, M.Fukumoto // *Journal of the Japan Institute of Metals* - 1996. -№ 12. - Vol. 60. - P. 1215–1221.

47. Bahbou, M.F. On-line measurement of plasmasprayed Ni-particles during impact on a Ti-surface influence of surface oxidation / M.F.Bahbou, P.Nylén // *Journal of Thermal Spray Technology* - 2007. - № 4. - Vol. 16. - P. 506–511.
48. Tran, A.T.T. Effect of surface chemistry on splat formation during plasma spraying - Ph.D. thesis / A.T.T.Tran. - University of Auckland, 2010.
49. Effects of surface chemistry on splat formation during plasma spraying / A.T.T.Tran, M.M.Hyland, T.Qiu, B.Withy, B.J.James, // *Journal of Thermal Spray Technology*. - 2008. - № 5-6. - Vol. 17. - P. 637–645.
50. Tran, A.T.T. The role of substrate surface chemistry on splat formation during plasma spray deposition by experiments and simulations / A.T.T.Tran, M.M.Hyland // *Journal of Thermal Spray Technology*. – 2010. - № 1-2. - Vol. 19. - P. 11–23.
51. Wenzel, R.N. Resistance of solid surfaces to wetting by water / R.N.Wenzel // *Industrial and Engineering Chemistry*. – 1936.- № 8 - Vol. 28. - P. 988–994.
52. Uelzen, T. Wettability enhancement by rough surfaces generated by thin film technology / T.Uelzen, J.Müller // *Thin Solid Films*.- 2003. - № 1-2. - Vol. 434. - P. 311–315.
53. Tanaka, Y. Investigation of dominating factors on flattening behavior of plasma sprayed ceramic particles / Y.Tanaka, M.Fukumoto // *Surface and Coatings Technology*.-1999. - Vol. 120-121. - P. 124–130.
54. Tanaka, Y. Influence of solidification and wetting on flattening behavior of plasma sprayed ceramic particles / Y.Tanaka, M.Fukumoto // *International Journal of Materials and Product Technology*. - 2001. - Vol. 1. - P. 518–523.
55. Li, H. Role of the laser surface preparation on the adhesion of Ni-5%Al coatings deposited using the PROTAL process / H.Li, S.Costil, H.L.Liao, C.Coddet // *Journal of Thermal Spray Technology*. – 2006. - № 2. - Vol. 15. - P. 191–197.
56. Li, C.J. Experimental Investigation of the Morfology of Plasma-Sprayed Nickel Splats / C.J.Li, J.L.Li, W.B.Wang // *Proceedings of first C-MRS/MRS-K Joint Meetings, China Materials Research Society*. - 1997. - Vol. 1-3. - P. 768-771.

57. Kiselev, A.V. Infrared spectra and electron spin resonance of aluminium, silicon and titanium oxides and of adsorbed substances / A.V.Kiselev, A.V.Uvarov // *Surface Science*. – 1967. - № 4. - Vol. 6. - P. 399–421.
58. Splating and solidification behavior of plasma sprayed metallic powders impinging on flat SUS304 substrate / M.Fukumoto, S.Kato, M.Ohwatari, Y.Huang // *Journal of the Japan Institute of Metals*. – 1995 - Vol. 59. - P. 1178–1184.
59. Tanaka Y. Dominant factor in the behavior of a particular flat ceramic-coated particles / Y.Tanaka, M.Fukumoto // *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. – 1999. - № 2. - vol. 17. - P. 259–265.
60. Examination of substrate surface melting-induced splashing during splat formation in plasma spraying / C.J.Li, C.X.Li, G.J.Yang, Y.Y.Wang // *Journal of Thermal Spray Technology*. 2006. -№ 4. - Vol. 15. - P. 717–724.
61. Chandra, S. Formation of solid splats during thermal spray deposition / S.Chandra, P.Fauchais, // *Journal of Thermal Spray Technology*. – 2009. -№ 2. - Vol. 18. - P. 148-180.
62. Xing, Y.Z. Bonding characteristics of a plasmasprayed Yttria-stabilized zirconia splat on a high-temperature substrate / Y.Z.Xing, C.J.Li // *Proceedings of the 4th Asian Thermal Spray Conference/* - 2009. - P. 285–288.
63. Fauchais, P. Understanding plasma spraying / P.Fauchais // *Journal of Physics D*. – 2004. - № 9. - Vol. 37. - P. R86–R108.
64. Dorfman, M. Thermal spray basics / M.Dorfman // *Advanced Materials and Processes*. – 2002. - Vol. 160. - P. 47–50.
65. Kitahara, S. A study of the bonding mechanism of sprayed coatings / S.Kitahara, A.Hasui // *Journal of Vacuum Science & Technology*. – 1974. - № 4. - Vol. 11. - P. 747–753.
66. Steffens, H.D. Interface phenomena and bonding mechanism of thermally-sprayed metal and ceramic composites / H.D.Steffens, B.Wielage, J.Drozak // *Surface and Coatings Technology*. - 1991. - № 1-3. - Vol. 45. - P. 299–308.
67. Study of the splat-substrate interface for a NiCr coating plasma sprayed onto polished aluminum and stainless steel substrates / S.Brossard, P.R.Munroe, A.Tran,

M.M.Hyland // *Journal of Thermal Spray Technology*. – 2010. - № 1-2. - Vol. 19. - P. 24–30.

68. Study of the microstructure of NiCr splats plasma sprayed on to stainless steel substrates by TEM / S.Brossard, P.R.Munroe, A.T.T.Tran, M.M.Hyland // *Surface and Coatings Technology*. 2010. - № 9-10. - Vol. 204. - P. 1608–1615.

69. Evidence of substrate melting of NiCr particles on stainless steel substrate by experimental observation and simulations / A.T.T.Tran, S.Brossard, M.M. Hyland, B.J.James, P.Munroe // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. – 2009. - № 6. - Vol. 29. - P. 475–495.

70. Modeling fragmentation of plasma-sprayed particles impacting on a solid surface at room temperature / A.McDonald, M.Xue, S.Chandra, J.Mostaghimi, C.Moreau // *Comptes Rendus—Mecanique*. 2007. - № 5-6. - Vol. 335. - P. 351–356.

71. Adhesion strength evaluation methods in thermally sprayed coatings / M.J.Azizpour, H.Mohammadi, M.Jalali, H.Fasihi // *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2012. - № 61. – P. 1301 – 1303.

72. Clyne, T.W. Residual Stresses in Thermal Spray Coatings and Their Effect on Interfacial Adhesion: a Review of Recent Work / T.W.Clyne, S.C.Gill // *J. Therm. Spray Tech.* – 1996. - № 4. – P. 401-409.

73. Файнштейн, А. И. Возможный механизм адгезии вакуумных покрытий. / А.И.Файнштейн, И.Л.Ройх, А.Д.Соколов // *Физика и химия обработки материалов*. - 1975. - № 5. - С. 107-109.

74. Красулин, Ю.Л. О механизме образования соединения разнородных материалов в твердом состоянии / Ю.Л.Красулин, М.Х.Шоршоров // *Физика и химия обработки материалов*. - 1967. - № 1. - С.89-97.

75. Кудинов, В.В. Нанесение покрытий распылением / В.В.Кудинов // *Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических материалов*. - М.:Наука, 1973.- С. 158-187.

76. Харламов, Ю.А. О роли скорости и температуры частиц при газотермическом напылении / Ю.В. Харламов – *Физика и химия обработки материалов*. – 1983. - №3. - С. 69-73.

77. Харламов, Ю.В. Термическое взаимодействие частиц с подложкой с учетом скорости их соударения при газотермическом напылении / Ю.В. Харламов – Изв. Вуз. Машиностроение. – 1982. - №1. - С. 152–156.
78. Сапожков, С.Б. Приращение температуры в точке контакта капли расплавленного металла с поверхностью свариваемого металла при сварке в CO<sub>2</sub> / С.Б.Сапожков, В.Т.Федько // Известия ТПУ. – 2002. - Т. 305. - Вып. 2. - С. 232-235.
79. Роль границ раздела при формировании сплэтов и структуры покрытий / О.П, Солоненко. А.В. Смирнов.,А.В. Клименов // Физическая мезомеханика - 1999. -№ 2/1. - Т.2. - С. 123-140.
80. Исследование адгезии покрытий, полученных высокоскоростным газоплазменным напылением / В.А.Клименов, Ж.Г.Ковалевская, К.В.Зайцев, А.И.Толмачев // Известия ТПУ. - 2007. - №3. - С. 57-61.
81. Немова, Т.Н. Динамика изменения формы и размеров капель металла при их осаждении на поверхность подложки / Т.Н.Немова, А.А.Колесников // Физика. Известия высших учебных заведений – 2010. - № 12/2. – Т. 53. – С. 161-166.
82. Sobolev, V.V. Influence of wetting and surface effects on splat formation during thermal spraying / V.V.Sobolev, J.M.Guilemany // Materials Letters. - 1998. - № 3. - Vol. 37. - P. 132–137.
83. Sobolev, V.V. Formation of splat morphology during thermal spraying / V.V.Sobolev // Materials Letters. - 1998. - № 1–4. - Vol. 36. - P. 123–127.
84. Sobolev, V.V. Formation of splats during thermal spraying of composite powder particles / V.V.Sobolev, J.M.Guilemany // Materials Letters. - 2000. - № 1-2. - Vol. 42, - P. 46–51.
85. Splat shapes in a thermal spray coating process:simulations and experiments / M.Pasandideh-Fard, V.Pershin, S.Chandra, J.Mostaghimi // Journal of Thermal Spray Technology. - 2002. - № 2. - Vol. 11. - P. 206–217.
86. Немова, Т.Н. Определение температурного поля подложки под каплей расплава методом выравнивания температур соседних слоев / Т.Н.Немова,

Е.А.Колесникова // Физика. Известия высших учебных заведений. – 2010. - № 12/2. – С. 200-204.

87. Методика определения температуры в зоне контакта капли металла с подложкой / Т.Н. Немова, Г.В. Кузнецов, А.А. Колесников, Е.А. Колесникова // Физика. Известия высших учебных заведений. - 2009. - № 7/2 Т. 52. - С. 150-154.

88. Колесникова, Е.А. Расчет границы плавления в системе твердая частица-подложка / Е.А. Колесникова, Т.Н. Немова // Материалы Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики».- 12-14 апреля 2011. – С. 92-95.

89. Колесникова, Е.А. Определение температуры в зоне контакта капли расплава с подложкой / Е.А. Колесникова, Т.Н. Немова // Материалы Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики».- 12-14 апреля 2011. – С. 467-469.

90. An integrated model for interaction between melt flow and nonequilibrium solidification in thermal spraying / X.Y.Wang, H.Zhang, L.L.Zheng, S.Sampath // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2002. - № 11. - Vol. 45. - P. 2289–2301.

91. Arvidsson, P.E. Comparison of super alloy coatings sprayed with plasma and HVOF / P.E.Arvidsson // Powder Metallurgy International/ - 1991. - №3. – 3. 176-179.

92. Burnett, P.J. The relationship between hardness and scratch adhesion / P.J.Burnett, D.S.Rickerby // Thin Solid Films. – 1987. – Vol. 154. - Iss 1-2. – P. 403-416.

93. Bussmann, M. Modelling the Splash of a Droplet Impacting a Solid Surface / M.Bussmann, J.Mostaghimi, S.Chandra // Physics of Fluids - 2000. - № 12.- P. 3121-3132.

94. Drop Dynamics after impact on a solid wall: theory and simulations / J.Eggers, M.Fontelos, C.Josserand, S.Zaleski // Physics of Fluids. - 2010. - № 6. - Vol. 22. - P. 1-13.

95. Eaton, H.E. A study of the effects of variations in parameters on the strength and modulus of plasma sprayed zirconia / H.E.Eaton, R.C.Novak// Surface and Coatings Technology. – 1986. - № 27(3) – P. 257-267.
96. Fukanuma, H. Porosity formation and flattening model of an impinging molten particle in thermal spray coatings / H.Fukanuma // Journal of Thermal Spray Technology. - 1994. - № 1. - Vol. 3. - P. 33–44.
97. Harlow, F.H. The splash of a liquid drop / F.H.Harlow, J.P.Shannon // Journal of Applied Physics. - 1967. - № 10. - Vol. 38. - P. 3855–3866.
98. Kang, C.W. Plasma spray deposition on inclined substrates: simulations and experiments / C.W.Kang, H.W.Ng, S.C.M.Yu // Journal of Thermal Spray Technology. - 2007. - № 2. - Vol. 16. P. 261–274.
99. Mathematical modelling and numerical simulation of splat cooling in plasma spray coatings / H.Fukanuma, R.Huang, Y.Tanaka, Y.Uesugi // JTTEE5. – 2009. - № 5-6. - Vol. 18. - P. 965-974.
100. Madjeski J. Solidification of droplets on a cold surface / J.Madjeski // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1976. - № 9. - Vol. 19. - P. 1009–1013.
101. Mostaghimi, J. Splat formation in plasma-spray cating process / J.Mostaghimi, S.Chandra // Pure and Applied Chemistry. - 2002. - № 3 - Vol 74. - P. 441-445.
102. Numerical simulation of nucleation, solidification, and microstructure formation in thermal spraying / H.Zhang, X.Y.Wang, L.L.Zheng, S.Sampath // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2004. - № 10-11.- Vol. 47. - P. 2191–2203.
103. Дерягин, Б.В. Адгезия твердых тел / Б.В.Дерягин, Н.А.Кротова, В.П.Смилга - М.: Наука, 1973. – 279 с.
104. Химическая энциклопедия. Т. 1 – М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. С. 30-31.
105. Фрейдин, А.С. Свойства и расчет адгезионных соединений / А.С.Фрейдин, Р.А. Турусов - М.: Химия, 1990. – 255 с.
106. Вакула, В.Л. Физическая химия адгезии полимеров / В.Л.Вакула, Л.М.Притыкин – М.: Химия, 1984. – 234 с.

107. Электронная структура и адгезия на границах раздела металл-оксид алюминия / С.Е.Кулькова, С.В.Еремеев, S.Hocker, S.Schmauder // Физика твердого тела. – 2010. – № 52(12). – С. 2421–2427.
108. Особенности процессов высокоскоростного газоплазменного напыления / Л.Х.Балдаев, Н.Г.Шестеркин, В.А.Лапанов, А.П.Шатов // Сварочное производство. – 2003. - № 5. – С. 43-46.
109. Технологические особенности методов сверхзвукового газотермического напыления / В.А.Фролов, В.А.Поклад, Б.В.Рябенко, Д.В.Викторенков // Сварочное производство. – 2006. - №2. – С. 45-53.
110. Sobolev, V.V. Effect of substrate deformation on droplet flattening in thermal spraying / V.V.Sobolev, J.M.Guilemany // Materials Letters. - 1998. - № 5-6. - Vol. 35. - P. 324–328.
111. Weiss, H. Adhesion of advanced overly coatings: Mechanisms and quantitative assessment / H.Weiss // Surface and Coatings Technology. – 1995. - № 71(2). - P. 201-207.
112. Laugier, M.T. Adhesion and toughness of protective coatings / M T.Laugier // Journal of Vacuum Science and Technology A (Vacuum, Surfaces and Films). – 1987. - №5(1). – P. 67-69.
113. ГОСТ 9.302-88 Покрyтия металлические и неметаллические, неорганические. Методы контроля. - М.: ИПК Издательство стандартов, 2001. - 37 с.
114. Лунёв, В.М. Адгезионные характеристики покрытий и методы их измерения / В.М.Лунёв, О.В.Немашкало // Физическая инженерия поверхности. – 2010. - № 1. – т. 8. – С. 64-71.
115. Ichimura, H. Effects of indenter radius on the critical load in scratch testing / H.Ichimura., Y.Ishii //Surf. And Coat. Techn. – 2003. – Vol. 165. – P. 1-7.
116. Нанесение металлических пленок на подложки из различных материалов вакуумным плазменно-дуговым методом, неорганические материалы / В.Т.Гринченко, Н.А.Капралова, Н.И.Кудряшев, А.М.Левин // Рос. Ак.Наук. – 1992. –№ 8.- Т. 28. – С. 1630-1634.

117. Зимон, А.Д. Адгезия пленок и покрытий / А.Д.Зимон – М.:Химия, 1977. – 351 с.
118. Демиденко, Л.М. Высокоогнеупорные композиционные покрытия / Л.М.Демиденко. – М.: Металлургия, 1979. – 216 с.
119. McDonald, A. Thermal contact resistance between plasma-sprayed particles and flat surfaces / A. McDonald, C. Moreau, S. Chandra // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2007. - № 9-10. - Vol. 50. - P. 1737–1749.
120. Ivosevic, M. 3D predictions of thermally sprayed polymer splats: modeling particle acceleration, heating and deformation on impact with a flat substrate / M.Ivosevic, R.A. Cairncross, R.Knight // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2006. - № 19-20. - Vol. 49. - P. 3285–3297.
121. Sobolev, V.V. Effect of oxidation on droplet flattening and splat-substrate interaction in thermal spraying / V.V.Sobolev, J.M.Guilemany // Journal of Thermal Spray Technology. - 1999. - № 4. - Vol. 8, - P. 523–530.
122. Sobolev, V.V. Effect of wave processes on splat formation during thermal spraying / V.V.Sobolev, J.M.Guilemany // Materials Letters. - 2000. - № 5. - Vol. 42. - P. 321–325.
123. Sobolev, V.V. Flattening of droplets and formation of splats in thermal spraying: a review of recent work (part 1) / V.V.Sobolev, J.M.Guilemany // Journal of Thermal Spray Technology. - 1999. - № 1. - Vol. 8. - P. 87–101.
124. Molecular dynamics simulation of flattening process of a high-temperature, high-speed droplet - influence of impact parameters / J.Shimizu, E.Ohmura, Y.Kobayashi, S.Kiyoshima, H.Eda // Journal of Thermal Spray Technology. - 2007. - № 5. - Vol. 16. - P. 722–728.
125. Мак-Келви, Д.М. Переработка полимеров / Д.М.Мак-Келви – М.:Химия, 1965. – 442 с.
126. Чечеткин, А.В. Теплотехника / А.В.Чечеткин, Н.А.Занемонец – М.: Высшая школа, 1986. – 344 с.
127. Юдаев, Б.Н. Теплопередача / Б.Н.Юдаев – М.: Высшая школа, 1973. – 360 с.

128. Лыков, А.В. Теория теплопроводности / А.В.Лыков – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
129. Баскаков, А.П. Теплотехника /Под ред. А.П.Баскакова – 2-е изд. перераб – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 224 с.
130. Кузнецов, Г.В., Разностные методы решения задач теплопроводности / Г.В.Кузнецов, М.А.Шеремет - Изд-во ТПУ, 2007. – 172 с.
131. Румянцев, А.В. Метод конечных элементов в задачах теплопроводности / А.В.Румянцев // Изд-во Калининградского государственного университета, 1995. – 170.
132. Галлагер Р. Метод конечных элементов. Основы - Пер. с англ. - М.: Мир, 1984 – 428 с.
133. Zienkiewicz, O.C. The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals (Sixth ed.). / O.C.Zienkiewicz, R.L.Taylor, J.Z.Zhu - 2005. – Режим доступа: <http://math.nist.gov/mcsd/savg/tutorial/ansys/FEM/>.
134. Конечно-элементное моделирование соударения капли расплава с подложкой при плазменном напылении / О.П. Солоненко, Э.П. Шурина, А.А. Головин // Физическая мезомеханика. - 2001. - № 4. Т. 1. - С. 29-42.
135. Chang-wen, C. Three-dimensional numerical simulation of splat formation on substrates in plasma spraying / C.Chang-wen, L.Qiang // J.Shanghai Jiaotong Univ. (Sci). - 2011. - № 16(3). - P. 347-351.
136. Ваничев, А.П. Приближенный метод решения задач теплопроводности при переменных константах // ОТН Изв. АН СССР 1946. - №12. - С. 1767-1774.
137. Горбачев, В.И. Численное моделирование температурных полей тел сложной формы на принципе диакопитики / В.И. Горбачев // Вестник ЮУрГУ. - 2007. - № 20. - С. 15-18.
138. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И.К.Кикоина //М.: Атомиздат, 1976. – 1009 с.
139. Физические величины: справочник /под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. – М., Энерговатомиздат, 1991. – 1232 с.

140. Лыков, А.В. Тепломассообмен: справочник / А.В.Лыков - М.: Энергия, 1971.- 560 с.