

«Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)»

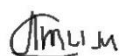
На правах рукописи

Тимченко Светлана Леонидовна

Управление физическими свойствами металлов и сплавов с помощью
электрического и магнитного полей

Специальность 1.3.8 - Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
доктора технических наук



Москва - 2021

Оглавление	
Введение.....	5
Глава 1. Анализ литературных данных по исследованию влияния электрического тока на физические свойства металлов и сплавов	18
1.1. Электропластический эффект.....	20
1.2. Рекристаллизация металлов и сплавов	23
1.3. Физические модели электропластического эффекта	26
1.4. Электроупругие напряжения в металлах.....	29
1.5. Способ текстурирования металлов и способ обработки ферромагнитных металлов и сплавов.....	31
1.6. Способ измерения электросопротивления тонких магнитных пленок	35
1.7. Кристаллизация сплавов под действием электрического тока	36
Выводы по главе 1.....	46
Глава 2. Развитие физической модели электропластического деформирования металлов и сплавов.....	48
2.1. Электропластическое деформирование металлов при высоких плотностях электрического тока.....	48
2.2. Закон электропроводности для металлов при высокой плотности постоянного электрического тока	57
2.3. Особенности электропроводности неоднородных проводящих сред при высокой плотности тока	66
Выводы по главе 2.....	72
Глава 3. Экспериментальное исследование электрических и магнитных свойств ферромагнитных металлов при высоких плотностях тока	75
3.1. Особенности ферромагнитного резонанса в ТМП	75
3.2. Особенности магниторезистивного эффекта в ферромагнитном металле ...	84
3.3. Способ измерения электросопротивления анизотропных ТМП.....	99
3.3.1. Измерение магнитной анизотропии электросопротивления ТМП.	105

3.3.2. Измерение электрической анизотропии электросопротивления ТМП. ..	105
Выводы по главе 3.....	107
Глава 4. Кристаллизация алюминиевых сплавов при действии постоянного электрического тока.....	110
4.1. Описание экспериментальной установки.....	113
4.2. Исследование параметров процесса кристаллизации сплава при литье в песчаную форму	116
4.3. Движение фронта кристаллизации при воздействии электрического тока	121
4.4. Особенности формирования электрического поля в неоднородной проводящей среде.....	126
Выводы по главе 4.....	134
Глава 5. Исследование влияния электрического тока на параметры структуры, физические и эксплуатационные свойства силуминов	136
5.1. Анизотропия электросопротивления сплава АК 12 при кристаллизации под действием электрического тока	136
5.2. Влияние электрического тока на твердость и пористость алюминиевых сплавов.....	142
5.2.1. Влияние постоянного электрического тока на твердость сплава	143
АК 12	143
5.2.2. Влияние импульсного электрического тока на твердость сплава АК12М2МгН.....	148
5.3. Особенности дендритного строения сплава АК12 при кристаллизации под действием тока.....	163
5.4. Влияние электрического тока на пористость алюминиевых сплавов	179
5.5. Особенности рентгеноструктурного анализа сплава АК12.....	195
Выводы по главе 5.....	203
Глава 6. Управление электромагнитным воздействием свойствами проводящих сред	205
6.1. Управление процессом формирования фасонных отливок.....	205

6.2. Применение электромагнитных сил при изготовлении микроизделий	210
6.3. Движение жидкого металла в форме под действием электромагнитной силы. Физическая модель.....	218
6.4. Механические напряжения отливки цилиндрической формы в области скин-слоя	229
6.5. Новый критерий для оценки вероятности образования микропористости в отливках	239
6.6.Обработка электрическим током алюмоматричных композиционных материалов	252
Выводы по главе 6.....	259
Основные выводы по диссертации.....	263
Заключение	264
Список сокращений и условных обозначений.....	267
Список литературы	269
Приложения. Публикации автора по теме диссертации	286

Введение

Экспериментальное и теоретическое исследование явления воздействия электрического тока и магнитных полей на физические свойства кристаллических тел, как в твердом, так и в жидком состоянии имеет достаточно широкое практическое использование. Воздействие электромагнитным полем вызывает разупрочнение электропроводных материалов, которое имеет выраженный нетепловой характер. Под влиянием электрического тока высокой плотности ($j \sim 10^9$ А/м²), который пропусклся в импульсном режиме (длительность импульсов $\sim 10^{-4}$ с) в процессе пластического деформирования образцов, происходит разупрочнение материала образцов, что выражается в уменьшении деформирующего усилия за счет резкого падения сопротивления металлических кристаллов деформированию. Наблюдаемое явление было названо впоследствии *электропластическим эффектом* [1-18]. Начиная с 80-х годов 20 века электропластический эффект нашел применение в процессах, связанных с пластической обработкой электропроводных материалов, в особенности труднодеформируемых. Такого вида процессы относятся к наукоемким производственным процессам. Отличительной особенностью электропластического эффекта является то, что он проявляется только при пластической деформации материала.

Экспериментальное и практическое исследование физической природы влияния электромагнитных воздействий, в частности электрического тока высокой плотности на свойства электропроводных материалов показано в работах G. Wertheim, В.Л. Гинзбург, В.Б. Фикс, Я.И. Френкель, В.М. Конторович, О.А. Троицкий, В.И. Спицын, К.М. Климов, И.И. Новиков, В.В. Толмачев, В.В. Сидоренков и др. [1-18,22-28].

Создание новых современных технологий и модернизация существующих технологических процессов требуют применения дополнительных воздействий физических полей. Вместе с тем, процессы получения изделий с заданными физическими, эксплуатационными свойствами, характеристиками структуры

материала предполагают выработку критериев их достижения на основе детального анализа физической природы и свойств конденсированных сред. На практике, это позволит решить задачи современного производства по развитию технологий для адаптивных, креативных технологических процессов, то есть по развитию технологий, технологических процессов, приспособленных к реализации в условиях производства и открытых к развитию и совершенствованию.

Как показывает анализ литературных источников, влияние электрического тока на формирование свойств литых изделий из алюминиевых сплавов, черных металлов в России ранее изучали А.И. Батышев, В.Б. Деев и многие другие [29-42]. Одним из путей решения данной задачи является согласованное совмещение технологических операций по получению формы изделия с использованием дополнительного внешнего воздействия в виде электрического и магнитного полей. Это позволит создать требуемый уровень свойств изделия за счет формирования изменений в структуре материала в процессе изготовления.

Степень разработанности темы

Исследованиям использования электрического воздействия на физические свойства металлов и сплавов в твердом и жидком состоянии, достаточное внимание уделяли российские и зарубежные ученые. Первые экспериментальные исследования нетеплового влияния электрического тока на физические свойства металлов были проведены еще в 1844 г. G. Wertheim [1]. По удлинению проволочных образцов различных металлов при постоянной внешней механической нагрузке в условиях пропускания электрического тока ($j \sim 10^7 - 10^8 \text{ A/m}^2$) либо только при термическом воздействии для фиксированной температуры образца определялись модули упругости исследуемого материала. Наличие разности значений модуля упругости материала послужило доказательством нетеплового действия электрического тока на величину модуля упругости металла. Спустя 125 лет в работах О.А. Троицкого, Н. Conrad и др. [4-8,13,14,16,18] наблюдали снижение деформирующего усилия в виде

резкого снижения сопротивления металлических кристаллов деформированию под влиянием электрического тока высокой плотности в импульсном режиме, которое было названо *электропластическим эффектом* и содержит импульсное электрическое воздействие на проводящие материалы, обеспечивая их нетепловое разупрочнение. *Электропластический эффект* нашел свое применение в процессах, связанных с пластической обработкой материала. Электропластический эффект проявляется только при пластической деформации в виде характерных сбросов деформирующего усилия на диаграммах растяжения - сжатия монокристаллов или скачков деформации, что связано со скоплением достаточного количества дислокаций, движение которых может быть зарегистрировано посредством скачка деформирующего усилия и указывает на нетепловое, анизотропное действие электрического тока. Наличие примесей и увеличение их концентрации приводило к возрастанию скачка дополнительного механического напряжения под действием тока. Это объясняется потерей устойчивости большего числа дислокаций под действием тока, то есть при легировании кристаллов повышается однородность сдвигового образования и уменьшение эффективной величины областей локализации незавершенных сдвигов.

Электрический ток вызывает преобразование структуры при пластической деформации. Установлено влияние постоянного электрического тока на характерный параметр процесса рекристаллизации – температуру рекристаллизации, а также на размер зерен и твердость после завершения процесса рекристаллизации [19-22].

Другая группа ученых изучала физическую природу воздействия электрического тока высокой плотности на физические свойства металлов и при построении физических моделей учитывали вклад воздействия тока в механически напряженное состояние проводников, среди них В.Л. Гинзбург, В.Б. Фикс, Я.И. Френкель, В.М. Конторович, В.В. Сидоренков и др. [9-11,15,23-25,28].

Наряду с влиянием электрического тока на процессы пластического деформирования материала, рекристаллизации, исследуется также его влияние на процесс, связанный с фазовым превращением – кристаллизацию сплавов. Начиная с 70-х годов 20 века усилиями ученых, А.И. Батышева, В.Б. Деева, А.В. Дорофеева, А.Б. Килина, И.Ю. Кольчугиной, И.Ф. Селянина, и др. велись экспериментальные исследования по применению воздействия электрическим током на свойства сплавов в процессе кристаллизации отливок [29,31-34,36-42].

В настоящее время решение задач, направленных на создание способов управления структурой и свойствами сплавов, выбора составляющих технологического процесса изготовления литых изделий также являются актуальными. Установлено, что электрический ток и магнитное поле оказывают влияние на физические свойства различных сплавов. Модифицирование сплавов в режиме пропускания через расплав электрического тока, наложением электромагнитных полей, ультразвуковым воздействием, обуславливают изменение кристаллической структуры отливок, уменьшают пористость. Применение такого дополнительного воздействия приводит к улучшению физических и эксплуатационных свойств материала, а именно, увеличивается прочность, твердость, уменьшается содержание газов. Существует связь между изменениями параметров структуры под действием электрического тока и физическими свойствами материала. В эвтектических сплавах наблюдается измельчение, диспергирование эвтектики. Экспериментально доказано, что преимущественное влияние оказывает ток постоянный, по сравнению с переменным током промышленной частоты. Анализ свойств материала отливок из серого чугуна различных марок и алюминиевого сплава, полученных при пропускании тока показал, что прочность материала возрастает.

Несмотря на то, что существует достаточное количество исследований, подтверждающих тепловое и механическое действие электрического тока и магнитного поля на процесс их пластического деформирования, физические и эксплуатационные свойства сплавов, полученных в процессе кристаллизации, отсутствуют исследования закономерностей для физических величин,

параметров структуры, связанных с применением воздействия электрических и магнитных полей в кристаллических структурах металлов и сплавов. Следовательно, экспериментальное изучение физических свойств металлов и их сплавов при внешних воздействиях весьма значимы в контексте создания проводящей среды с управляемыми физическими характеристиками, а исследование процессов, происходящих в металлах и сплавах в твердом и жидком состоянии, представляется **актуальным** в силу отсутствия единой физической модели, учитывающей результаты электромагнитного воздействия.

Диссертационная работа содержит результаты экспериментального исследования состояния конденсированных веществ (металлы и сплавы) в условиях электромагнитного воздействия. Для исследования результатов нетеплового действия электрического тока и магнитного поля на физические свойства металлов были использованы метод ферромагнитного резонанса (ФМР) и магниторезистивного эффекта (МРЭ). Исследования диссертационной работы направлены на создание методов управления физическими свойствами электропроводных материалов, а также на модернизацию технологических процессов, в которых внешнее электромагнитное воздействие является определяющим фактором, дающим возможность управления параметрами этих процессов. В работе изучалось применение внешнего воздействия – электрического тока (постоянного, импульсного) и магнитного поля, на процесс кристаллизации алюминиевого сплава, в результате которого был достигнут положительный результат: выявлены изменения в структуре сплава, уменьшился размер дендритной ячейки, увеличилась твердость сплава, возникла дополнительная структурная анизотропия и связанная с ней анизотропия электросопротивления. Исследования физических свойств металлов и их сплавов при высоких плотностях тока актуальны и практически значимы в контексте создания проводящей среды с управляемыми физическими характеристиками. Использование электромагнитного воздействия при формировании структуры и свойств конденсированных

проводящих сред в условиях фазового перехода, как установлено в процессе экспериментальных исследований является достаточно актуальным.

Цель работы: экспериментальное исследование физической природы процессов, происходящих в электропроводных средах в твердом, жидком состояниях и в состоянии фазового перехода, изучение возможности изменения структуры материала, эксплуатационных и физических свойств при воздействии энергии электрического и магнитных полей. В целом, исследования диссертационной работы направлены на создание методов управления физическими свойствами электропроводных материалов, а также на модернизацию технологических процессов, в которых внешнее электромагнитное воздействие является определяющим фактором, дающим возможность управления параметрами технологических процессов.

При использовании комплексного решения задачи о влиянии электрического тока и магнитного поля на физические характеристики электропроводных металлов найдено техническое решение по возможности управления состоянием структуры и физическими свойствами электропроводных металлов (проволок, фольг) и алюминиевых сплавов, изучены особенности процесса электропроводности под действием электрического тока высокой плотности и магнитного поля на этапах процесса кристаллизации.

Задачи исследования:

1. Исследовать влияние электрического тока высокой плотности и магнитного поля на магнетосопротивление ферромагнетика с помощью магниторезистивного эффекта.
2. Исследовать влияние электрического тока высокой плотности и магнитного поля на высокочастотные свойства ферромагнетиков с помощью ферромагнитного резонанса.
3. Сформировать физические модели проводящих сред, находящихся под действием электрического тока и магнитного поля в условиях МРЭ и ФМР.
4. Исследовать особенности вольтамперных характеристик проводников при

высокой плотности тока, вплоть до $j_{max} \sim 2 \cdot 10^9$ А/м², механической деформации проводников для выработки физической модели проводника в данных условиях и практического применения результатов исследования.

5. Создать установку для изучения влияния электрического тока на процесс формирования кристаллической структуры фасонной отливки при ее кристаллизации под действием электрического тока.

6. Провести комплексное исследование возможности управления формированием кристаллического строения отливок из алюминиевых сплавов с помощью электрического тока.

7. Выявить основные закономерности влияния электрического тока, пропускаемого при кристаллизации сплавов на структуру, физические и эксплуатационные свойства алюминиевых сплавов.

Научная новизна

1. Экспериментально установлен обобщенный закон электропроводности металлов при высоких плотностях тока.
2. Экспериментально установлена функциональная связь между напряженностью электрического поля и относительной деформацией проводника.
3. Построена модель, описывающая движение фронта кристаллизации при использовании электрического тока, которая позволяет объяснить временную зависимость падения напряжения на образце, а также контролировать процесс кристаллизации сплава.
4. Разработаны физические модели, объясняющие влияние электрического тока и магнитного поля на физические свойства электропроводного материала в состоянии фазового перехода.

Практическая ценность

1. Сформулированы технические рекомендации по использованию воздействия электрического тока при создании проводящих сред с управляемыми физическими характеристиками.

2. В рамках теории пластического деформирования под действием электрического тока проведена оценка количества дислокаций, участвующих в структурных превращениях и разработан метод расчета энергии, выделяемой при перестройке дислокационной структуры, основанный на анализе вольтамперных характеристик проводников.
3. Разработан метод изготовления фасонной отливки, в котором использовано действие электрического тока ($10^5 - 10^9$ А/м²), на материал в процессе его кристаллизации, что дает возможность обратимо изменять соотношение твердой и жидкой фаз при кристаллизации.
4. Экспериментально доказано, что максимальное влияние на формирование структуры и физические свойства электропроводного сплава электрический ток оказывает на этапе фазового перехода сплава.
5. Разработана физическая модель эффекта влияния электрического тока на структуру и свойства алюминиевых сплавов, осуществляемого на этапе фазового перехода сплава.
6. Предложен путь совмещения технологического процесса и электромагнитного воздействия, позволяющий создавать высокоэффективные инновационные технологические процессы по изготовлению микро- изделий, в частности разработан способ электромагнитоимпульсного заполнения микроформ расплавом.
7. Получен новый критерий образования микропористости, пригодный в цеховой практике, и практике компьютерного моделирования формирования отливки.

Результаты диссертационной работы, а именно:

- применение критерия для оценки газовой пористости в фасонных отливках из алюминиевых сплавов
- использование метода изготовления фасонных отливок из алюминиевых сплавов (*AK 12, AK12M2MzH*) кристаллизация которых осуществляется в песчаных формах под действием постоянного и импульсного электрического тока

- механизм уменьшения пористости в отливках при кристаллизации сплавов под действием электрического тока

были использованы в деятельности ООО «Пульсатор» г. Курган, что подтверждается актом об использовании. Применение указанных результатов позволило оптимизировать время техпроцесса изготовления литых изделий, обеспечивает заданный уровень эксплуатационных свойств отливок из алюминиевых сплавов и позволяет совершенствовать литейные технологии.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Обратимый характер влияния электрического тока на параметры ферромагнитного резонанса в пленках пермаллоя ($86Ni14Fe$ толщиной 1 мкм на стеклянной подложке) с большим значением поля *наведенной магнитной анизотропии* ($H_k \sim 1600$ А/м), где электрический ток пропусклся *ортогонально оси легкого намагничивания* и с *малым полем наведенной магнитной анизотропии* ($H_k \sim 160$ А/м), где электрический ток пропусклся *вдоль оси легкого намагничивания* при различной ориентации поля подмагничивания H_o относительно оси легкого намагничивания. Установлено, что при $\theta \approx 30^\circ$ пропускание тока в пленке ($j = (0,2 \dots 2) \cdot 10^9$ А/м²) не влияло на величину резонансного поля H_r .
2. Методика расчета характеристик ферромагнитного резонанса в тонких магнитных пленках с угловой дисперсией (α_0) поля магнитной анизотропии (H_k) на основе статистической модели магнитоневзаимодействующих блоков.
3. Аномальное увеличение величины магниторезистивного эффекта в фольгах поликристаллического Ni при пропускании электрического тока плотностью $j \approx (0,5 - 5) \cdot 10^8$ А/м² при внешнем магнитном поле $H_o = 0,5 \cdot 10^5$ А/м и при воздействии внешним магнитным полем ($H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м) при фиксированном токе в образце.
4. Количественный метод расчета энергии, выделяемой при перестройке дислокационной структуры, основанный на анализе вольт-амперных характеристик проводников при высоких плотностях тока ($j > 10^8$ А/м²).

5. Способ управления процессом формирования фасонных отливок, позволяющий за счет воздействия постоянного и импульсного электрического тока на электропроводный материал в процессе его кристаллизации, обратимо изменять соотношение твердой и жидкой фаз, что делает возможным регулирование времени фазового перехода, поддерживать во времени существование данного агрегатного состояния материала.
6. Способ контроля процесса кристаллизации и определение интегральной скорости процесса кристаллизации, а также времени фазового перехода по измерению временной зависимости падения напряжения на образце.
7. Механизм уменьшения пористости в отливках при кристаллизации сплавов под действием электрического тока.
8. Новый критерий для оценки вероятности образования микропористости в отливках.

Достоверность и обоснованность результатов, полученных в данной работе, обеспечивается:

- применением современных методов исследования магнитных и электрических свойств ферромагнетиков;
- разработкой установки для реализации способа изготовления литого изделия при пропускании электрического тока;
- применением современных методов исследования химического состава, структуры, свойств литейных сплавов;
- применением традиционной методики измерения эксплуатационных свойств литейных сплавов.

При этом методика эксперимента была усовершенствована использованием ряда устройств, автоматически исключающих систематические ошибки, которые ранее исключались вручную или не учитывались вовсе. Достоверность полученных экспериментальных результатов обеспечивается корректностью постановки решаемых задач, их физической обоснованностью, большим объемом экспериментальных данных, полученных с помощью сертифицированного оборудования и апробированных, современных методов

исследования физических и эксплуатационных свойств, структуры материала образцов. Результаты работы подтверждаются их воспроизводимостью и согласованностью между собой.

Методология и методы исследования

Экспериментальные методы: оптическая микроскопия (Leika DM ILM); измерение удельного электросопротивления; ферромагнитный резонанс; магниторезистивный эффект; параметры структуры сплава (дендритный параметр, площадь α – твердого раствора, микропористость) были определены с помощью компьютерной программы анализа изображений (Qwin); метод определения твердости по Бринеллю - Wilson Wolpert Universal Testor 930; метод определения твердости по Виккерсу – универсальный твердомер DuraScan 20 G5; химический анализ сплавов - атомно-эмиссионный спектрометр с лазерным возбуждением «LAES MATRIX»; рентгеноструктурный анализ (ДРОН 4-07); методы измерения плотности сплава; метод гидростатического взвешивания (весы ВЛР-200).

Расчетные методы: регрессионный анализ; методы математической статистики. Для выполнения расчетов использованы программы: Mathcad, Maple, Excel.

Личный вклад автора. Автором сформулировано содержание научной проблемы, выполнена постановка и решение ее задач, создана установка по исследованию магнитных свойств ферромагнетиков методом магниторезистивного эффекта, проведены исследования электрических свойств анизотропных тонких магнитных пленок, создана установка по кристаллизации алюминиевых сплавов в присутствии электрического тока, проведено исследование свойств и параметров структуры алюминиевых сплавов, кристаллизация которых происходила при воздействии электрическим током. Проведена обработка, апробация и анализ полученных результатов.

Приоритет автора зафиксирован в четырех авторских свидетельствах и одном патенте.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на: XVI, XVII Всесоюзных школах-семинарах «Новые магнитные

материалы микроэлектроники» (МГУ, Москва –1998, 2000). V – ой, VII – ой Международной конференции “Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов” (Воронеж, Россия, 2003, 2007), XXII – ой Международный семинар «Физико-математическое моделирование систем» (ФММС-22, Воронеж, 2020), IV-ой, VI–ой, VII-ой, X-ой, XI-ой Всероссийской конференции «Необратимые процессы в природе и технике» (2007, 2011, 2013, 2019, 2021 НППТ, Москва, Россия), 1-ой международной конференция по композиционным материалам «Advance in Composite Science and Technologies» 5-8 декабря 2018 года, Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Публикации автора. Основное содержание работы изложено в 43 печатных работах, которые представлены в разделе «Публикации автора по теме диссертации», из которых [1-19] – научные статьи, опубликованные в изданиях, рекомендованных ВАК РФ для публикации основных результатов научных работ соискателей ученой степени доктора наук, [6,7,11,15,16] - статьи в Scopus, [22-38] – статьи в трудах конференций, [20-21] – статьи в прочих печатных изданиях, [39-43] – авторские свидетельства и патенты.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, выводов, списка использованных источников и приложений, включающих документы об использовании результатов работы. Полный объем диссертации - 290 страниц, включая 84 рисунка, 16 таблиц и библиографию из 167 наименований.

Фундаментальная и практическая значимость работы. Работа направлена на экспериментальное исследование общих закономерностей, определяющих взаимосвязь физических и эксплуатационных свойств металлов и их сплавов с воздействием электрического тока и магнитного поля, которое осуществляется в твердом состоянии, а также в состоянии фазового перехода. Результаты исследований влияния электрического и магнитного полей на физические свойства электропроводного материала в состоянии фазового перехода при воздействии постоянного и импульсного электрического тока позволили сформировать физические модели, объясняющие результаты такого

воздействия. Данные исследования актуальны для физики конденсированного состояния, материаловедения, современных наукоемких технологий.

Глава 1. Анализ литературных данных по исследованию влияния электрического тока на физические свойства металлов и сплавов

Глава 1 содержит обзор литературы, в котором представлены результаты исследований по электропластическому эффекту, рекристаллизации металлов и сплавов. Здесь показаны результаты изучения физической природы воздействия электрического тока высокой плотности на физические свойства металлов, вклад воздействия тока в механически напряженное состояние проводников. Показаны преимущества использования электрического тока на процесс кристаллизации литейных сплавов.

Исследованиям возможности использования электрического воздействия на физические свойства металлов и сплавов в твердом и жидком состояниях, достаточное внимание уделяли как российские, так и зарубежные ученые [1-42].

Первые экспериментальные исследования нетеплового влияния электрического тока на физические свойства металлов были проведены G. Wertheim уже в 1844 г. [1]. По удлинению проволочных образцов различных металлов при постоянной внешней механической нагрузке в условиях пропускания электрического тока ($j \sim 10^7 - 10^8$ А/м²) либо только при термическом воздействии для фиксированной температуры образца определялись модули упругости исследуемого материала. Наличие разности значений модуля упругости материала служило доказательством нетеплового действия электрического тока на величину модуля упругости металла.

Спустя почти 125 лет ученые продолжили изучать влияние электрического тока на процессы пластического деформирования металлов и сплавов, появились работы О.А. Троицкого и других российских и иностранных ученых [2-28], которые наблюдали снижение деформирующего усилия в виде резкого снижения сопротивления металлических кристаллов деформированию под влиянием электрического тока высокой плотности ($j \sim 10^9$ А/м²) в импульсном

режиме (длительность импульсов $\sim 10^{-4}$ с), которое было названо *электропластическим эффектом (ЭПЭ)*.

Электропластический эффект проявлялся в виде характерных сбросов деформирующего усилия на диаграммах растяжения или сжатия монокристаллов цинка или скачков деформации, что связано со скоплением достаточного количества дислокаций. Движение дислокаций может быть зарегистрировано посредством скачка деформирующего усилия и указывает на нетепловое, анизотропное действие электрического тока. Наличие примесей и увеличение их концентрации приводило к возрастанию скачка дополнительного механического напряжения под действием тока. Это объясняется потерей устойчивости большего числа дислокаций под действием тока, то есть при легировании кристаллов повышается однородность сдвигового образования и уменьшение эффективной величины областей локализации незавершенных сдвигов.

Электрический ток вызывает преобразование структуры при пластической деформации. В частности, в процессе пластического деформирования была осуществлена рекристаллизация металла и доказано влияние электрического тока на параметры процесса рекристаллизации за счет преобразования структуры сплава [19-22]. Так в работах американского ученого Н. Conrad было установлено влияние электрического тока на один из параметров процесса рекристаллизации – температуру рекристаллизации, а также на результат процесса рекристаллизации – размер зерен и твердость [19].

Использование электрического тока в проводящих средах позволило предложить способ динамического текстурирования металлов и сплавов [23,25]. Согласно физической модели данного способа [23], в металле, по которому пропускают электрический ток высокой плотности ($j > 10^8$ А/м²), возникают электроупругие напряжения, способные вызвать изменение физических параметров металла. Поэтому в поликристаллическом проводнике возникает ориентированная рекристаллизация металла. Способ текстурирования металлов под действием включает ориентированную

рекристаллизацию и приводит к созданию двух принципиально различных текстур: при температуре образца меньшей чем температура рекристаллизации материала образца, возникает динамическая текстура – текстура обратимых деформаций, а при температуре образца большей чем температура рекристаллизации, возникает статическая текстура – текстура рекристаллизации. Такое разграничение на стадии строго справедливо для отдельного кристаллита. Для поликристаллического образца такое деление является условным, так как вид и величина деформаций за счет анизотропии упругих свойств варьируется в кристаллитах, следовательно, варьируется начало и продолжительность процесса текстурирования в них.

Начиная с 70-х годов 20 века усилиями ученых, А.И. Батышева, В.Б. Деева, А.В. Дорофеева, А.Б. Килина, И.Ю. Кольчугиной, И.Ф. Селянина, и др. велись экспериментальные исследования по применению воздействия электрическим током на свойства сплавов в процессе кристаллизации отливок [29-41].

Преимущество воздействия электрического тока на процесс кристаллизации литейных сплавов - чугунов и алюминиевых сплавов, было показано в работах А.И. Батышева [29]. Например, обработка электрическим током расплава подавляет имеющиеся в чугуне примеси и увеличивает скорость перемешивания углерода, создает условия роста центров кристаллизации до необходимых критических размеров, способствуя тем самым значительному переохлаждению расплава, что сопровождается измельчением графита и первичных кристаллов металлической матрицы и в итоге на порядок увеличивается механическая прочность материала.

1.1. Электропластический эффект

Электропластическим эффектом принято называть эффект снижения величины деформирующего усилия, что выражается в резком снижении сопротивления металлических кристаллов деформированию под влиянием электрического тока высокой плотности в импульсном режиме [2-6,16-18].

Электропластический эффект впервые был обнаружен в 1969 году при действии одиночными импульсами тока плотностью $\sim 10^9$ А/м² длительностью

$\sim 10^{-4}$ с на деформацию кристаллов цинка растяжением и сжатием [2-6, 16]. Эффект проявляется в скачкообразном удлинении образцов при прохождении по ним каждого импульса тока без какого-либо существенного теплового эффекта и без тепловой дилатации образцов. Эффект не связан с пондеромоторным пинч-действием импульсного тока. Электропластический эффект менее универсален, чем джоулев эффект, так как в отличие от последнего существует лишь во время пластической деформации образцов. Вместе с тем он обладает меньшей энергетической емкостью, так как ток подводится в зону деформации металлов – непосредственно в зону волочения, в промежуток между валками при прокатке, по периметру вырубке материала при вырубке и штамповке материала, при вытяжке [16,18].

Наиболее вероятными областями технологического применения электропластического эффекта являются сверхтонкое, тонкое и средне-тонкое волочение проволоки (до диаметра ~ 1 мм), прокатка тонкого листа и лент, ультразвуковая ковка ленты, тонколистовая вытяжка, штамповка и вырубка тонколистового материала. По сути, использование электропластического эффекта практически во всех видах обработки металлов давлением является практически актуальным.

В работах [16,18] показаны возможности практического применения электрического воздействия в процессе пластического деформирования электропроводных материалов. Так был разработан и применен на практике способ, в котором использовали электрический ток в технологическом процессе по обработке, электропластическому деформированию током трудно деформируемых материалов с целью улучшения их свойств, таких как прочность, твердость, пластичность. Результаты таких исследований были представлены в работах О.А. Троицкого, Н. Конрада и др. [16-22]. В процессе деформирования материалов при дополнительном, к механическому воздействию, воздействии электрическим током, наблюдали снижение деформирующего усилия в виде резкого снижения сопротивления металлических кристаллов деформированию. В частности, снижение

деформирующего усилия наблюдалось при воздействии электрического тока высокой плотности в импульсном режиме. Впоследствии эффект снижения деформирующего усилия при пропускании в зоне деформирования электрического тока был назван электропластическим эффектом. Эффект непосредственно проявлялся в виде характерных спадов (сбросов) деформирующего усилия. Такие спады или скачки деформации наблюдались на диаграммах растяжения или сжатия, например, монокристаллов цинка. Скачки деформации были связаны со скоплением достаточного количества дислокаций, движение которых может быть зарегистрировано посредством скачка деформирующего усилия и указывает на нетепловое, анизотропное действие электрического тока. Наличие примесей и увеличение их концентрации приводило к возрастанию скачка дополнительного механического напряжения под действием тока. Это объясняется потерей устойчивости большего числа дислокаций под действием тока, то есть при легировании кристаллов повышается однородность сдвигового образования и уменьшение эффективной величины областей локализации незавершенных сдвигов. Таким образом, электрический ток вызывает преобразование структуры при электропластической деформации.

Впервые эффект наблюдался на кристаллах цинка при действии на кристалл одиночными импульсами электрического тока плотностью $j \sim 10^9$ А/м² длительностью $\sim 10^{-4}$ с и проявлялся в скачкообразных удлинениях образцов при прохождении по ним каждого импульса тока без какого-либо существенного теплового эффекта и без тепловой дилатации образцов. В Таблицах 1.1.1, 1.1.2 представлены значения скачков деформирующего напряжения в импульсах тока $\sim 10^{-4}$ с для легированных кадмием кристаллов цинка $\chi_0 = 20^\circ$. Здесь χ_0 – угол между плоскостью базиса и осью деформации [18].

В Таблице 1.1.3 представлена скоростная зависимость скачков деформирующего напряжения $\Delta\sigma$, для кристалла цинка с ориентацией $\chi_0 = 19^\circ$, 34° при температуре 78° К и плотности тока $j = 0,8 \cdot 10^9$ А/м².

Таблица 1.1.1. Содержание Cd в цинке $2 \cdot 10^{-3}$ % [18].

j , А/мм ²	$0,8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\sigma$, г/мм ²	25-28	28-30	31-33
$\Delta\sigma/\sigma$, %	8,5	11	12

Таблица 1.1.2. Содержание Cd в цинке $2 \cdot 10^{-2}$ % [18].

j , А/мм ²	$0,8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\sigma$, г/мм ²	32-34	53-55	63-65
$\Delta\sigma/\sigma$, %	8,5	14,5	18

Таблица 1.1.3. Зависимость скачков деформирующего напряжения от скорости деформации кристалла цинка [18].

Скорость деформации v , мм/мин	0,01	0,05	0,1	0,2	0,5
$\chi_o = 19^0$					
$\Delta\sigma \cdot 10^3$, Н/м ²	8-10	20-25	25-30	10-15	5-10
$\chi_o = 34^0$					
$\Delta\sigma \cdot 10^3$, Н/м ²	12-16	15-20	20-25	5-10	3-7

Результаты эксперимента по электропластическому деформированию (Таблицы 1.1.1-1.1.3) показали, что электрический ток оказывает дополнительное разупрочняющее воздействие: появляются скачки деформирующего напряжения в кристаллах цинка, легированных кадмием, величина которых возрастает при увеличении плотности тока, а также возрастает скорость деформации кристаллов с увеличением плотности тока через кристалл.

1.2. Рекристаллизация металлов и сплавов

В работах Н Conrad, Гордеева В.Ф., Пустогарова А.В., Смирновой Н.А., Сидоренкова В.В., Толмачева В.В. и др. [18,19,22-28] экспериментально

доказано, что применение постоянного электрического тока высокой плотности позволяет осуществить динамическое текстурирование и обработку металлов ферромагнитных [23-25], и, например, в течение процесса отжига холоднокатаной меди, приводит к значительным изменениям параметров процесса рекристаллизации. Данное воздействие проявляется в изменении размеров границ зерен, твердости, формировании двойников отжига. В работах [19-21] было установлено влияние тока на параметры процесса рекристаллизации, а именно на температуру рекристаллизации, а также на результаты процесса рекристаллизации – размер зерен и твердость.

В Таблице 1.2.1 представлены результаты влияния отжига цилиндрических медных образцов при $T = 673 \text{ K}$ в течение 60 мин без электрического тока и при воздействии постоянного электрического тока на размер зерна и твердость материала. Размеры образцов: длина – $26,0 \pm 0,2 \text{ мм}$; диаметр – $2,80 \pm 0,05 \text{ мм}$.

Содержание примесей в медном образце: Fe – 0,008 %; Ni – 0,002 %; Sb – 0,002 %; Zn – 0,003 %; Sn – 0,2 %; Bi – 0,001 %.

Вариация температуры в опыте составляла $\sim 2 \text{ K}$.

Таблица 1.2.1. Размер зерна и твердость материала образцов из меди при отжиге без тока и в присутствии постоянного тока [19].

Плотность тока, А/мм ²	0	6,5	11,5	15,5
Размер зерна, мкм	29 ± 2	25 ± 2	24 ± 1	22 ± 2
Твердость Hv (Vickers)	55 ± 4	73 ± 5	77 ± 5	77 ± 4

В Таблице 1.2.2. представлены результаты исследований по влиянию электрического тока и степени холодной деформации на температуру рекристаллизации. Образцы в виде медной проволоки 0,8 мм диаметром и длиной 25 мм были подвергнуты деформации при комнатной температуре, площадь деформации составляла от 24 до 76 %. Образцы были отожжены на

воздухе в течении 15 мин при температуре от 298 до 773 К. Затем образцы в течении отжига были подвергнуты действию постоянного тока плотностью $8 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ с длительностью в импульсе 90 μs воздействия.

Таблица 1.2.2. Результаты исследований по влиянию электрического тока и степени холодной деформации на температуру рекристаллизации и параметры структуры [19].

Сокращение площади, %	24%	53%	76%
Температура рекристаллизации T_p , К а) Отжиг образцов	548	516	493
Температура рекристаллизации T_p , К б) Отжиг с пропуском тока	523	497	480
$\Delta T_p = T_{pa} - T_{pb}$	25	19	13
Размер зерна, мкм а) Отжиг образцов	16	8	6
Размер зерна, мкм	11	7	5

б) Отжиг с пропусканием тока			
Δ изменение размера зерна, %	31	12,5	12,5
Двойникование границ кристалла а) Отжиг образцов	1,5	1,3	1,3
Двойникование границ кристалла б) Отжиг с пропусканием тока	0,5	0,6	0,6

Электрический ток вызывает не только преобразование структуры при электропластической деформации, но и оказывает влияние на параметры процесса рекристаллизации, а именно на температуру рекристаллизации, а также на результаты процесса рекристаллизации – размер зерен и твердость. Таким образом, преобразование структуры происходит как при электропластической деформации, так и при рекристаллизации под действием электрического тока.

1.3. Физические модели электропластического эффекта

Большое сообщество ученых активно изучали физическую природу воздействия электрического тока высокой плотности на физические свойства металлов и при построении физических моделей учитывали вклад воздействия тока в механически напряженное состояние проводников. Среди них: В.Л. Гинзбург [28], В.Б. Фикс [9-11], В. Я. Кравченко [2,3], В.М. Конторович [15], В.В. Сидоренков и др. [23-27].

Первые теоретические исследования увлечения дислокаций электрическим током были выполнены В. Я. Кравченко [2,3]. Рассмотрена задача о влиянии дрейфующих под действием электрического поля электронов проводимости на движущуюся в направлении дрейфа дислокацию. Электронная подсистема металла описывалась в приближении свободных электронов, а движение дислокаций – суперпозицией звуковых волн. Решение задачи содержит совместное рассмотрение кинетического уравнения для электронов проводимости, уравнений Максвелла и уравнений движения среды с дислокациями. В результате было получено выражение для силы, действующей со стороны электронов на единицу длины дислокации в направлении ее движения:

$$F_{\text{эл}} \approx \frac{b}{4} \left(\frac{v_0}{v} - 1 \right) \cdot \frac{v}{v_F} \frac{\partial n_0}{\partial \mu} \Delta^2, \quad (1.3.1)$$

где b – вектор Бюргерса; v_0 – скорость дрейфа электронов; v – скорость движения дислокации; μ – химический потенциал; n_0 – концентрация свободных носителей заряда; v_F – скорость электрона на ферми-поверхности; Δ – константа деформационного потенциала.

В случае, если $v_0 > v$ ускоряющая сила может изменить наблюдаемое без электрического поля движение дислокаций, так, что дислокации получают дополнительное силовое воздействие со стороны электронов и как следствие ускорение. Для оценки значения дополнительной силы, действующей со стороны электронов на единицу длины дислокации, ограничимся случаем диссипации энергии много меньшим, чем сотни Вт/см³, тогда $nv_0^2 \ll 10^{21}$. Взяв $\Delta \sim \mu \sim 1$ эВ, $v_F \sim 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, $\frac{\partial n_0}{\partial \mu} \sim \frac{n}{\mu}$, $n \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $v_0 < 10^2 \frac{\text{см}}{\text{с}}$, получаем $\frac{F_{\text{эл}}}{b} \ll \sigma_S$, где σ_S – стартовое напряжение, то есть напряжение, необходимое для начала движения дислокаций, значение которого лежит в диапазоне: $\sigma_S \sim (10^5 - 10^6) \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$. Данный результат можно объяснить тем, что на ускорение дрейфа электронов тратится лишь малая часть энергии электрического поля, а почти вся она идет на Джоулево тепло. Даже в условиях интенсивного

охлаждения проводников трудно создать большие скорости дрейфа электронов v_0 , так как в силу высокой электропроводности металлов препятствует созданию больших значений электрического поля в металлах. Однако в металлах можно обнаружить эффект ускорения дислокаций с помощью электронов, если электрическое поле будет изменять свое направление, то тогда возникнут силы торможения (1.3.1). При этом ограничения из-за разогрева образца не является принципиальным, так как этот эффект квадратичен по полю, поэтому его величина будет одинакова в режимах ускорения и торможения дислокаций под действием поля.

Аналогичные теоретические исследования электронов проводимости с одиночными дислокациями были выполнены В. Фиксом [9-11] в рамках модели «электронного ветра». Согласно данной модели на дислокацию действуют силы увлечения и силы торможения и в приближении свободных электронов в металле, полная сила действия на дислокацию со стороны электронов проводимости равна:

$$F = \frac{j}{e} \left(1 - \frac{v_d}{v_0} \right) m_e v_F \sigma_d, \quad (1.3.2)$$

где j – плотность тока проводимости; e – элементарный заряд; m_e – масса электрона; v_d – скорость перемещения дефекта (дислокации); σ_d – сечение рассеяния электронов на дислокации.

В случае неподвижного дефекта, $v_d = 0$, выражение (1.3.2) имеет вид:

$$F = \frac{j}{e} m_e v_F \sigma_d \quad (1.3.3)$$

Механические напряжения, обусловленные действием электрического тока, определяются из равенства силы электронного ветра, действующей на дислокацию и силы эквивалентного механического напряжения:

$$\sigma(j) = \frac{j}{eb} m_e v_F \sigma_d \quad (1.3.4)$$

Согласно оценкам по формуле (1.3.4) при равенстве механического напряжения значению скалывающего напряжения - $\sigma(j) = \sigma_S$ (σ_S – скалывающее напряжение – напряжение отрыва дислокации) величина плотности электрического тока, необходимая для движения дислокации составляет:

$10^9 - 10^{11}$ А/м². Расчет по формуле (1.3.4) дает, что механические напряжения, обусловленные действием электрического тока на дислокацию равны $10^5 - 10^6$ Н/м² (в оценке принято, что $v_F \sim 10^6 \frac{m}{c}$, $\sigma_d \sim b$, $m_e \sim 10^{-30}$ кг). Следует отметить, что эффект влияния электрического тока на величину пластической деформации металлов, наблюдаемый в эксперименте [16], на порядок выше теоретических оценок В.Б. Фикса.

В чистых металлах, когда длины свободного пробега электронов проводимости велики и превышают не только межатомные расстояния, но и характерные масштабы изменения упругих полей, электронный вклад в силы упругости становится не локальным. Подробный анализ сил, действующих на кристаллическую решетку в деформированном металле был проведен В. Конторовичем [15].

Сила увлечения, действующая на решетку в металлах [15]:

$$f_{\text{увл}} = enE - \frac{m_e}{e} \frac{\partial j}{\partial t} + \frac{1}{c} [\vec{j}, \vec{H}] + \frac{\partial}{\partial x_k} \langle \lambda_{ik} \chi \rangle \quad (1.3.5)$$

Здесь E – напряженность электрического поля в проводнике; \vec{H} – вектор напряженности магнитного поля; λ_{ik} – тензор деформационного потенциала; χ – неравновесная часть функции распределения электронов.

Оценки по соотношению (1.3.5) показывают, что при токе плотностью $j \geq 10^9$ А/м² в нормальных условиях в металле возникают механические напряжения, соизмеримые с его пределом прочности ($\sigma \sim 10^8$ Н/м²).

1.4. Электроупругие напряжения в металлах

Возникновение механически напряженного состояния металла под действием электрического тока обусловлено давлением электронного газа в кристаллической решетке проводника. Это давление проявляет себя как в виде статического давления, связанного с температурой электронного газа и обусловленного перегревным механизмом, так и в виде динамического давления, связанного с передачей импульса электронов, который они приобретают от электрического поля.

Давление электронного газа [28]:

$$P_e = P_{e0} + \frac{\pi^2}{6} n_0 \frac{(kT_e)^2}{\varepsilon_F}, \quad (1.4.1)$$

где n_0 – концентрация электронов проводимости; P_{e0} – давление электронного газа при температуре абсолютного нуля; T_e – температура электронного газа; ε_F – энергия Ферми.

Пропуская в металле электрический ток высокой плотности можно достичь существенного вклада термического давления электронов в напряженное состояние проводника за счет повышения температуры электронов T_e над температурой решетки T_p , то есть в неравновесном состоянии, когда $T_e > T_p$ [23,28,43]. При этом в металле возникает дополнительное давление электронов, обусловленное разностью температур электронов и решетки $\Delta T = T_e - T_p$. Результирующее давление электронов в решетке [23]:

$$P_{eT} = \frac{\pi^2}{6} n_0 \frac{(kT_p)^2}{\varepsilon_F} \left[1 + \frac{\Delta T}{T_p} \right]^2 \quad (1.4.2)$$

Неравновесная температура электронной подсистемы $T_e = T_p + \Delta T$, устанавливающаяся в процессе протекания электрического тока в металле, может быть определена из законов сохранения энергии и импульса.

С учетом неравенства $\frac{m_p}{m_e} \gg 1$ (m_p и m_e – эффективная масса иона и электрона), температура электронного газа:

$$T_e = T_p + \frac{m_p}{m_e} \frac{l e U}{L 3k} = T_p + \frac{m_p}{m_e} \frac{e \rho l j}{3k} \quad (1.4.3)$$

U – падение напряжения, L – длина проводника, l – длина свободного пробега электронов, ρ – удельное электросопротивление материала проводника.

Из (1.4.2) и (1.4.3), получаем величину механических напряжений в кристаллической решетке металла под действием электрического тока высокой плотности за счет термического давления газа электронов проводимости [23]:

$$\sigma_{eT} = \frac{\pi^2}{6} n_0 \frac{(kT_p)^2}{\varepsilon_F} \left[1 + \frac{m_p}{m_e} \frac{e \rho l j}{3kT_p} \right]^2 \quad (1.4.4)$$

Оценки, полученные на основе соотношения (1.4.4) показывают, что напряжения, близкие по значению к пределу прочности металлов $\sigma_{eT} \sim \sigma_B \sim 10^8 - 10^9 \text{ Н/м}^2$ достигаются при плотности тока $j \geq 10^{11} \text{ А/м}^2$.

Поэтому, наблюдаемое в работах [13,14,16] разупрочнение металла не может быть объяснено механизмом термического электронного давления. Создание столь высоких плотностей тока в металле возможно только в условиях интенсивного охлаждения образца, при котором его температура практически не зависит от силы тока в проводнике.

Механические напряжения, возникающие в кристаллической решетке металла и обусловленные дрейфовым движением электронов за счет приложенного к образцу электрического напряжения [23], с учетом перегрева электронов определяются выражением:

$$\sigma_{ej} = \frac{\pi^2}{2} n_0 \frac{kT_p}{\varepsilon_F} e \rho l j \left[1 + \frac{2}{3} \frac{m_p}{m_e} \frac{e \rho l j}{kT_p} \right] \quad (1.4.5)$$

Оценки, проведенные на основе (1.4.5), показывают, что для меди при $j_{max} \cong 1,5 \cdot 10^9 \frac{A}{m^2}$, $L = 10^{-2}$ м и $T_p = 300$ К величина механических напряжений составляет $\sigma_{ej} \cong 2 \cdot 10^8$ Н/м², что вполне соответствует табличному значению предела прочности металла.

1.5. Способ текстурирования металлов и способ обработки ферромагнитных металлов и сплавов

В разделе рассмотрены способы создания проводящих сред с управляемыми электрическим током свойствами [23-25].

Влияние электромагнитного воздействия на физические свойства металлов и сплавов следует учитывать при разработке элементов новых технологий обработки металлов и сплавов, для создания электрически управляемой металлической среды с целью применения в устройствах СВЧ, оптики и микроэлектроники.

Способ текстурирования металлов [23,24] относится к металлообработке и предназначен для изменения физической структуры металла. Данный способ включает рекристаллизацию металлов за счет пропуска электрического тока в образце, вызывающего его нагрев. Отличительной особенностью способа является то, что пропускается электрический ток сверх высокой плотности (более 10^8 А/м²) в обрабатываемом образце при одновременном подержании

температуры образца существенно ниже его температуры плавления, менее $0,4 T_{пл}$ и вплоть до криогенных температур. При этом через $0,5 - 5$ секунд наблюдается ориентированное текстурирование металла. Ось преимущественной ориентации текстуры совпадает с направлением вектора плотности тока в данной объеме. После выключения тока или даже после уменьшения его до 10^7 А/м^2 текстура возвращается к исходному до обработки состоянию.

При реализации данного способа в металлическом проводнике под действием электрического тока высокой плотности (более 10^8 А/м^2) в условиях интенсивного охлаждения возникают механические напряжения, приводящие к осесимметричным деформациям с преимущественной ориентацией вдоль вектора плотности тока. Следовательно, в образце с линейной геометрией будет возникать аксиальная текстура.

Для исследования текстурированного состояния материала образца был использован метод дифракции лазерного излучения на металлических зеркальных поверхностях, а также метод измерения вольтамперных характеристик тонкопленочных образцов и фольг.

В методе дифракции лазерного излучения ($\lambda = 0,6 \text{ мкм}$) на металлических зеркальных поверхностях луч, отраженный от поверхности образца без тока или при токе менее 10^7 А/м^2 , создает на экране круглое пятно радиуса R , а при токе более 10^8 А/м^2 на экране наблюдается эллипс с главными полуосями, $a \approx R$ и $b > R$. Ориентация полуосей эллипса указывала на ориентацию текстуры вдоль вектора плотности тока. Значение главной полуоси b зависело от плотности тока практически линейно. В измерениях значение b составило $(5...10) \cdot R$. Таким образом, наблюдалась дифракция лазерного излучения на ориентированной электрическим током кристаллической текстуре.

При наличии в материале кристаллографической текстуры в нем возникает анизотропия различных физических свойств. При этом значение физических характеристик в текстурированном поликристаллическом образце оказывается промежуточным между минимальным и максимальным значениями,

свойственными для монокристалла, что определяется степенью совершенства созданной текстуры. В данном способе текстурирования металлов, в поликристаллических структурах с кубической решеткой (ГЦК – никель, кобальт, медь, серебро, ОЦК – железо) будут возникать кристаллографические текстуры с преимущественными направлениями [110], [100], с той особенностью, что несмотря на исходную кубическую решетку, при «динамическом текстурировании» возникает анизотропия электрических и магнитных свойств, значение которой увеличивается при увеличении тока при текстурировании. Сущность «динамического текстурирования» состоит в возникновении осесимметричных напряжений в обрабатываемом образце под действием электрического тока высокой плотности, совпадающих с направлением вектора плотности тока в данном объеме, приводящих к преимущественным осесимметричным деформациям кристаллографической решетки.

Дополнительно методом измерения вольтамперных характеристик тонкопленочных образцов и фольг было выявлено изменение удельного электросопротивления материала при токах более 10^8 А/м². Сопротивление образцов изменялось на 20% и более, при этом была установлена анизотропия электросопротивления.

Применение данного способа позволяет реализовать металлическую среду с управляемыми физическими свойствами, носящими обратимый характер.

Также известен способ [25] обработки ферромагнитных металлов и сплавов, преимущественно тонкослойных образцов (толщиной менее 10^{-4} м), включающий пропускание электрического тока, отличающийся тем, что с целью обратимости изменения удельного электросопротивления, создания анизотропии данной физической величины, а также возможности управления данными параметрами, электрический ток плотностью $10^7 - 10^{11}$ А/м², причем в процессе пропускания тока осуществляют принудительное охлаждение материала таким образом, чтобы его температура не превышала $0,4 T_{пл}$, где $T_{пл}$ – температура плавления материала, К. Способ обработки относится к области

металлофизики, в частности к обработке ферромагнитных металлов и сплавов, преимущественно тонкослойных (толщиной менее 10^{-4} м) материалов и может найти применение в микроэлектронике, оптике, технике СВЧ.

Цель данного способа – создание проводящей среды с управляемыми электрическим током физическими характеристиками. А именно, изменение удельного электросопротивления, создание его анизотропии, а также возможность управления этими параметрами.

Способ обработки ферромагнитных металлов и сплавов, преимущественно тонкослойных образцов (толщиной менее 10^{-4} м), включающий пропускание электрического тока, отличающийся тем, что, с целью обратимого изменения удельного электросопротивления, создания его анизотропии, а также возможности управления этими параметрами, электрический ток плотностью 10^7 - 10^{11} А/м², причем в процессе пропускания тока осуществляют принудительное охлаждение материала таким образом, чтобы его температура не превышала $0,4 \cdot T_{\text{пл}}$, где $T_{\text{пл}}$ – температура плавления материала, К.

Способ опробован на никелевых (99,98 % Ni) поликристаллических образцах (полоски фольги – 30x2x0,005 мм) при воздействии постоянным или импульсно-периодическим током (до 10^4 Гц). Охлаждение в процессе пропускания током осуществляли проточной дистиллированной водой или жидким азотом. Зависимость электрического сопротивления материала образца от величины плотности тока в нем определялась на основе вольтамперных характеристик (ВАХ). Изменение удельного сопротивления возникало при токах более 10^7 А/м². Сопротивление образцов изменялось практически линейно и при токе $(5-8) \cdot 10^8$ А/м², далее оно практически не изменялось. Анизотропию электросопротивления образцов, возникающую под действием электрического тока, оценивали методом ФМР по влиянию данного параметра на частоту ФМР. Наличие анизотропии приводит к сдвигу резонансной частоты, величина которой зависит как от значения электрической анизотропии, так и от угла поворота пленки в ее плоскости, образуемой вектором плотности тока в образце и направлением внешнего

подмагничивающего поля. Согласно измерениям, величина анизотропии электросопротивления практически линейно зависит от плотности тока в образце и ее максимальное значение составило 20-50 %.

После выключения тока или уменьшения его плотности менее 10^7 А/м² параметры образца возвращаются к исходным. Повторение процесса снова приводит к возникновению анизотропии электросопротивления.

Данный способ обеспечивает изменение электросопротивления непосредственно в процессе воздействия электрическим током на образец и позволяет создать анизотропную среду с анизотропией удельного электросопротивления (20-50) %, а также дает возможность управлять данными параметрами.

1.6. Способ измерения электросопротивления тонких магнитных пленок

Способ используется в измерительной технике и предназначен для измерения и контроля электрических и магнитных свойств металлических тонких магнитных пленок (ТМП). Целью способа является расширение диапазона измеряемых параметров, за счет одновременного измерения в электрически анизотропных магнитных пленках компонент структурной и магниторезистивной анизотропии электросопротивления. Поставленная цель достигается тем, что через ТМП, помещенную в однородное магнитное поле пропускается постоянный электрический ток фиксированной величины и измеряется падение напряжения вдоль тока при различных положениях пленки по отношению к внешнему магнитному полю.

Способ включает пропускание в образце, помещенном в однородное магнитное поле, электрического тока фиксированной величины. Применение предложенного способа позволяет определять величину магниторезистивного эффекта в ТМП, обладающих структурной анизотропией электросопротивления. При этом измеряется падение напряжения U в направлении тока в пленке и определяется величина электросопротивления $R = U/I$ при различной ориентации подмагничивающего поля в плоскости пленки относительно направления тока. Одновременное измерение в электрически

анизотропных ТМП параметров структурной анизотропии электросопротивления и анизотропии магнетосопротивления осуществляется следующим образом: при подмагничивании образца вдоль тока поворотом пленки в ее плоскости добиваются максимального значения падения напряжения - $U(\varphi_e, \varphi_m) = U(0,0)$. Здесь φ_e – угол между направлением оси электрической анизотропии, соответствующее максимальному значению электросопротивления и тока, φ_m – угол между направлением внешнего магнитного поля (подмагничивающее поле) и током. Затем, не меняя положения пленки относительно тока, изменяют направление подмагничивающего поля на ортогональное и после этого измеряют падение напряжения. Далее, не меняя ориентации подмагничивающего поля, изменяют направление тока на ортогональное и затем измеряют падение напряжения - $U(0, \pi/2)$. Затем не меняя направление подмагничивающего поля и положения пленки изменяют направление тока на ортогональное и измеряют падение напряжения - $U(\pi/2, 0)$. Величины структурной анизотропии электросопротивления ΔR_e и анизотропии магнетосопротивления ΔR_m определяются расчетным путем:

$$\Delta R_e = \frac{1}{I} \left(U(0,0) - U(\pi/2, 0) \right), \quad \Delta R_m = \frac{1}{I} \left(U(0,0) - U(0, \pi/2) \right) \quad (1.6.1)$$

Несмотря на достаточное количество исследований, подтверждающих тепловое и механическое действие электрического тока на процесс пластического деформирования, свойства материала отсутствует исследования, позволяющие получить закономерности для физических величин, связанных с применяемым воздействием.

1.7. Кристаллизация сплавов под действием электрического тока

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований [29-41] влияния постоянного и переменного электрических токов на физические свойства литейных сплавов. Электрический ток пропускали в процессе кристаллизации образцов.

В настоящее время широко изучается и используется на практике влияние электрического тока, магнитного и электромагнитного полей на процесс кристаллизации и физические свойства материала литых изделий. Электромагнитные поля используют при перемешивании расплава в тигле или форме, разогрева металла в прибылях, обработки расплава перед заливкой в форму [29-41]. Электрический ток влияет на интенсивность массопереноса, газосодержание металлов, растворимость примесных компонентов. Установлено, что отливки, кристаллизация которых происходила в условиях пропускания электрического тока, имеют лучшие механические свойства, по сравнению с отливками, кристаллизация которых осуществляется традиционными литейными технологиями. Локальный характер теплового и векторного действия электрического тока позволяет получить структуру материала, обладающую наименьшим числом дефектов, таких как, например, газовые поры, усадочные раковины. Результат влияния тока проявляется в изменении физических свойств материала. В работе [34] экспериментально установлено возникновение градиентной структуры с помощью электромагнитного поля в силумине.

В работе [29] исследовали влияние постоянного и переменного электрического тока на кристаллизацию и свойства чугунов (СЧ 21-40, СЧ28-48, КЧ40-5, ВЧ60-2) и алюминиевых сплавов (АЛ9, АЛ3В). Были использованы образцы следующих размеров: диаметр - 30мм, длина – 300 мм. Формирование отливок происходило в песчано-глинистых формах (песок- 1КО315-95%, глина – 6%, вода – 5%). Максимальная плотность постоянного электрического тока через образец составляла $j = 7.01 \cdot 10^3 \text{ А/м}^2$ (при силе тока через образец – 5 А).

Таблица.1.7.1. Постоянный электрический ток, СЧ21-40 [29].

$I, \text{ А}$	0	1.5	2.0	5.0
$\sigma_{\text{в}}, \text{ кгс/мм}^2$	21	29.7	30.6	27.3

НВ, кгс/мм ²	180	202	206	185
σ_B , в процентах (%) к исходному	100	141	145	130
НВ, в процентах (%) к исходному	100	112	115	103
[Н], содержание водорода, см ³ /100 г.	4.1	2.45	2.3	2.6
[Н], в процентах (%) к исходному	100	60	56	64

Таблица.1.7.2. Переменный электрический ток, СЧ21-40 [29].

I, А	0	1.5	2.0	5.0
σ_B , кгс/мм ²	21	26.5	27.1	25.8
НВ, кгс/мм ²	180	210	219	212
σ_B , в процентах (%) к исходному	100	126	128	123

НВ, в процентах (%) к исходному	100	118	122	120
[Н], содержание водорода, см ³ /100 г.	4.1	2.9	2.75	3.20
[Н], в процентах (%) к исходному	100	71	67	78

Таблица.1.7.3 Постоянный электрический ток, СЧ28-48 [29].

I, A	0	1.5	2.0	5.0
$\sigma_6, \text{кгс/мм}^2$	28.1	33	33.7	32.5
НВ, кгс/мм ²	270	233	256	248
$\sigma_6, \text{в}$ процентах (%) к исходному состоянию	100	117	120	115
НВ, в процентах (%) к исходному состоянию	100	87	95	92

[Н], содержание водорода, см ³ /100 г.	2.36	1.6	1.51	2.10
[Н], в процентах (%) к исходному состоянию	100	68	64	89

Таблица.1.7.4. Переменный электрический ток, СЧ28-48 [29].

I, А	0	1.5	2.0	5.0
σ_B , кгс/мм ²	28.1	30.5	31.0	30.0
НВ, кгс/мм ²	270	252	255	272
σ_B , в процентах (%) к исходному состоянию	100	108	110	106
НВ, в процентах (%) к исходному состоянию	100	93	94	101
[Н], содержание водорода, см ³ /100 г.	2.36	1.45	2.0	2.0

[Н], в процентах (%) к исходному состоянию	100	63	85	85
--	-----	----	----	----

Таблица.1.7.5. Постоянный электрический ток, ВЧ60-2 [29].

I , А	0	1.0	3.0	9.0
σ_6 , кгс/мм ²	57.7	59.3	63.6	60.8
НВ, кгс/мм ²	210	212	213	216
σ_6 , в процентах (%) к исходному состоянию	100	103	110	105
НВ, в процентах (%) к исходному состоянию	100	101	101	103
[Н], содержание водорода, см ³ /100 г.	3.57	2.32	2.30	2.78
[Н], в процентах (%) к	100	65	64	78

исходному состоянию				
------------------------	--	--	--	--

Таблица.1.7.6. Переменный электрический ток, ВЧ60-2 [29].

I, A	0	1.0	3.0	9.0
$\sigma_6, \text{кгс/мм}^2$	57.7	62.9	64.5	62.0
НВ, кгс/мм^2	210	213	214	214
$\sigma_6, \text{в}$ процентах (%) к исходному состоянию	100	109	112	107
НВ, в процентах (%) к исходному состоянию	100	101	102	102
[H], содержание водорода, $\text{см}^3/100 \text{ г.}$	3.57	2.05	1.70	1.83
[H], в процентах (%) к исходному Состоянию	100	58	48	52

Алюминиевые сплавы.

В Таблицах 1.7.7-1.7.9 представлены результаты исследований эксплуатационных свойств алюминиевых сплавов, кристаллизация которых происходила без воздействия электрического тока и с воздействием. В Таблице 1.7.7. представлены зависимости прочности σ_b , пластичности δ , газонасыщенности для сплава АЛ9, кристаллизация которого происходила без тока, с током от величины силы постоянного тока [29].

Таблица.1.7.7. Постоянный электрический ток, АЛ9 [29].

I, A	0	0.25	0.75	1.5	3.00	5.00
σ_b , кгс/мм ² литое состояние	14.8	16.4	16.6	16.9	17.2	17.3
σ_b , кгс/мм ² после термообработки	19.3	20.5	22.7	23.1	25.0	25.1
δ , % литое состояние	3.1	4.0	4.0	4.7	5.5	5.5
δ , % после термообработки	5.2	6.5	7.5	7.6	7.8	7.7
Содержание газов, см ³ /100 г.	2.55	2.26	2.00	1.75	1.23	1.25

Результаты исследований показывают, что прочность σ_b , пластичность δ литого алюминиевого сплава при его кристаллизации в условиях пропускании постоянного тока, увеличиваются, а содержание газов в сплаве уменьшается.

Таблица.1.7.8. Переменный электрический ток, АЛ9 [29].

I, A	0	0.25	0.75	1.5	3.00	5.00
$\sigma_b, \text{кгс/мм}^2$ литое состояние	14.8	15.9	16.5	17.0	17.1	17.0
$\sigma_b, \text{кгс/мм}^2$ после термообработки	19.3	20.9	22.4	22.8	22.9	22.9
$\delta, \%$ литое состояние	3.1	3.9	5.7	5.5	4.9	4.9
$\delta, \%$ после термообработки	5.2	6.3	6.9	7.4	7.5	7.7
Содержание газов, $\text{см}^3/100 \text{ г.}$	2.55	2.21	2.06	1.96	1.60	1.62

В Таблице 1.7.8. представлены результаты исследования прочности, пластичности и газонасыщенности сплава АЛ9 при кристаллизации в условиях пропускания переменного электрического тока и для сравнения показаны значения этих же эксплуатационных характеристик сплава, кристаллизация которого осуществлена без воздействия электрического тока.

Из сравнения значений прочности, пластичности и газосодержания, которые были измерены для образцов, кристаллизация которых происходила в присутствии постоянного, переменного тока и в отсутствии воздействия током, следует, что применение постоянного тока для сплава АЛ 9 является более эффективным. Эффективность влияния постоянного тока в сравнении с переменным на прочность, пластичность и газосодержание сплава АЛ9 составляет примерно 10-15 %.

В Таблице 1.7.9. показана зависимость прочности σ_6 , пластичности δ , газонасыщенности алюминиевого сплава АЛЗВ от температуры заливки расплава.

Таблица. 1.7.9. Зависимость прочности σ_6 , пластичности δ , газонасыщенности алюминиевого сплава АЛЗВ от температуры заливки расплава.

Температура заливки, °С	700	720	740	760
σ_6 , кгс/мм ²	26.8	26.7	26.0	25.8
δ , %	1.57	1.07	0.85	1.29
НВ - твердость	113	108	107	105
Содержание газов, см ³ /100 г.	1.70	1.85	2.20	2.90

По сути описанные результаты исследований свойств чугунов и некоторых алюминиевых сплавов, были получены в результате реализации способа управления процессом формирования фасонных отливок, который включает заливку расплава в песчано-глинистую форму, пропускание электрического тока через отливку плотностью не более 10^4 А/м² за счет контактов, расположенных в форме и не контактирующих непосредственно с отливкой, в процессе нахождения ее в жидком, твердожидком и до окончания его кристаллизации [29]. К достоинствам данного способа следует отнести возможность влияния электрического тока на процесс кристаллизации, структуру и механические свойства материала отливок. Однако практическая реализация способа является технически трудоемкой, а эффективность влияния тока низкой. В частности, при получении отливок, кристаллизация которых осуществлялась под действием электрического тока, подводимого с помощью контактов, расположенных в форме, необходимо предусматривать прокладку из

теплоизоляционного материала между опокой и формовочной смесью, а электрический ток протекает через форму и отливку, включенные как электрические сопротивления в цепь последовательно. В случае если один контакт расположен на отливке, а другой на металлической опоке, протекание электрического тока также осуществляется не только по отливке, но и по форме. При этом металлическая опока будет находиться под электрическим напряжением, что требует ее изоляции от внешнего окружения. Использование в аналоге токов более высокой плотности ($j > 10^4 \text{ А/м}^2$) невозможно, так как это приведет к просушке формы в области электродов, и как следствие к снижению электропроводности формовочной смеси, нестабильности во времени электрических характеристик, а значит к уменьшению эффективности влияния тока на процесс кристаллизации. Применение сухих, непроводящих форм (гипсовые, керамические, и т. д.) для получения отливок по способу, представленному в аналоге, является невозможным.

Выводы по главе 1.

Несмотря на большое количество экспериментальных исследований влияния электрического тока на физические свойства металлов и сплавов, а также на процесс пластического деформирования, недостаточно исследованы электрические и магнитные свойства проводников при пропускании электрического тока высокой плотности, не создано строгой физической модели явления, а также отсутствуют качественные и количественные объяснения влияния электрического тока на процесс кристаллизации металлов и сплавов. Не полными являются исследования закономерностей для физических величин, параметров структуры, связанных с применяемым воздействием в кристаллических структурах металлов и сплавов. В диссертационной работе для исследования результатов нетеплового действия электрического тока и магнитного поля на физические свойства металлов были использованы метод ферромагнитного резонанса (ФМР) и магниторезистивный эффект (МРЭ).

В результате исследований, проведенных в данной диссертационной работе и направленных на использование внешнего воздействия - постоянного и импульсного электрического тока, пропускаемого в процессе кристаллизации алюминиевых сплавов, обнаружено, что в структуре сплава происходят изменения: уменьшается размер дендритной ячейки, увеличивается твердость сплава, возникает дополнительная структурная анизотропия и связанная с ней анизотропия электросопротивления.

Изучение процессов, происходящих в металлах и сплавах в твердом и жидком состояниях при пропускании электрического тока представляется актуальным для практического использования в технологических процессах обработки металлов и сплавов.

Глава 2. Развитие физической модели электропластического деформирования металлов и сплавов

В главе 2 представлены результаты экспериментального исследования электропластического деформирования металлов и сплавов при высоких плотностях электрического тока ($10^8 \dots 10^9$ А/м²) в условиях интенсивного охлаждения. Представлен анализ результатов экспериментального исследования физики процесса электропластического деформирования металлов и сплавов при высоких плотностях электрического тока $j > 10^8$ А/м² с целью уточнения реальной физической модели данного явления [39-43].

Показаны результаты исследования электрических свойств структурно неоднородных проводников (никелевая фольга, медная проволока) при высокой плотности тока ($j \leq 10^9$ А/м²) в условиях интенсивного охлаждения, достаточной для осуществления процесса необратимого, не термоактивируемого деформирования, установлена связь структурных изменений в проводящих средах с электросопротивлением материала образца. С этой целью, в указанных условиях, были измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов. В результате обработки экспериментальных ВАХ были получены токовые зависимости электросопротивления образцов $R(I)$ и проведена оценка энергии, запасенной в дефектах структуры, и выделяющейся при обработке электрическим током [39, 40].

Ниже рассматриваются особенности механически напряженного состояния проводников при высоких плотностях постоянного электрического тока. Интерес к данным исследованиям вызван возможностью на практике использовать воздействие электрического тока на формирование свойств электропроводных металлов и сплавов.

2.1. Электропластическое деформирование металлов при высоких плотностях электрического тока

В разделе 2.1 представлен анализ результатов экспериментального исследования электропластического деформирования металлов и сплавов при

высоких плотностях электрического тока $j > 10^8$ А/м² [39, 40] с целью создания физической модели поведения проводника при высокой плотности тока.

Было проведено экспериментальное исследование электропроводности структурно неоднородных проводников при высокой плотности тока ($j \leq 10^9$ А/м²), достаточной для осуществления процесса необратимого, не термоактивируемого деформирования. Для этого снимались ВАХ проводников (*Ni* – фольга, *Cu* – проволока), при различных температурах.

На Рис. 2.1.1 представлена токовая зависимость электросопротивления R для *Ni* – фольги (Образец: материал - 99.99% *Ni*, длина - 15 мм, площадь поперечного сечения – $8,5 \cdot 10^{-9}$ м²) от силы тока при $T = 276$ К. Установлено, что зависимости $R(I)$ являются нелинейными, а повторная обработка приводит к уменьшению площади под кривой $R(I)$. Направление электрического тока совпадает с направлением прокатки. При первичной обработке электрическим током зависимость $R(I)$ аппроксимируется следующим выражением – $R_1(I) = -5 \cdot 10^{-4} \cdot I^3 + 6,9 \cdot 10^{-3} \cdot I^2 - 9,7 \cdot 10^{-3} \cdot I + 0,182$ при коэффициенте приближения к данной кривой - $r^2 = 0,9682$. При вторичной обработке электрическим током зависимость $R(I)$ аппроксимируется выражением вида – $R_2(I) = 6 \cdot 10^{-5} \cdot I^3 - 7 \cdot 10^{-4} \cdot I^2 + 8,5 \cdot 10^{-3} \cdot I + 0,1746$ при $r^2 = 0,9807$.

Фольга, используемая в эксперименте, была получена с помощью прокатки, следовательно, ее структура содержала дефекты, структурные неоднородности, возникшие в результате технологического деформирования. Наличие структурных неоднородностей в данном образце предполагает наличие и дополнительной энергии, которая будет выделяться при движении дефектов. Факт движения дефектов, а точнее, изменение их количества, можно косвенно регистрировать по изменению удельного электросопротивления образцов. Уменьшение количества дефектов будет свидетельствовать о совершенствовании структуры материала, в частности это выражается уменьшением удельного электросопротивления материала образца, увеличением прочности материала. Пропускание электрического тока через фольгу эквивалентно по своему действию операции температурного,

термического отжига. Однако данный вид обработки позволяет исключить негативное влияние температуры, связанное, в частности, с окислением поверхности, а, следовательно, возникает необходимость в создании неагрессивной окружающей среды или вакуумирования.

Аналогичные эксперименты были проведены с медными проволоками. Зависимость сопротивления R – проволоки от тока представлена на Рис. 2.1.2. Параметры проволоки: диаметр – 0,1 мм, длина 50 мм. Номер кривых соответствует номеру этапа обработки. На Рис. 2 кривые 1-3 представляют три последовательных обработки электрическим током медной проволоки.

Зависимость электросопротивления медной проволоки от силы тока при всех обработках током имеет нелинейный характер. Зависимость электросопротивления от силы тока для медной проволоки при первичной обработке током (Рис. 2.1.2, кривая 1) аппроксимируется нелинейной функцией вида: $R_1(I) = 5 \cdot 10^{-6} \cdot I^5 - 2 \cdot 10^{-4} \cdot I^4 + 0,0013 \cdot I^3 - 0,0032 \cdot I^2 + 0,0015 \cdot I + 0,1312$ (при коэффициенте приближения $r^2 = 0,9854$); при вторичной обработке током (Рис. 2.1.2, кривая 2) – $R_2(I) = 5 \cdot 10^{-6} \cdot I^5 - 1 \cdot 10^{-4} \cdot I^4 + 9 \cdot 10^{-4} \cdot I^3 - 0,0026 \cdot I^2 + 0,0048 \cdot I + 0,1272$ (при коэффициенте приближения $r^2 = 0,9923$); при третьей обработке током (Рис. 2.1.2, кривая 3) – $R_3(I) = -2 \cdot 10^{-6} \cdot I^5 + 1 \cdot 10^{-4} \cdot I^4 + 0,0013 \cdot I^3 + 0,0073 \cdot I^2 - 0,0121 \cdot I + 0,1379$ (при коэффициенте приближения $r^2 = 0,9956$).

Из Рис. 2.1.1 и 2.1.2 видно, что характер зависимостей $R(I)$ для фольг и проволок аналогичен. Измерение повторных ВАХ образцов показало, что сопротивление проводников становится меньше. Площадь, ограниченная кривой $R(I)$ уменьшается при повторных обработках (Рис. 2.1.1 - кривые 1,2 и Рис. 2.1.2 - кривые 1-3).

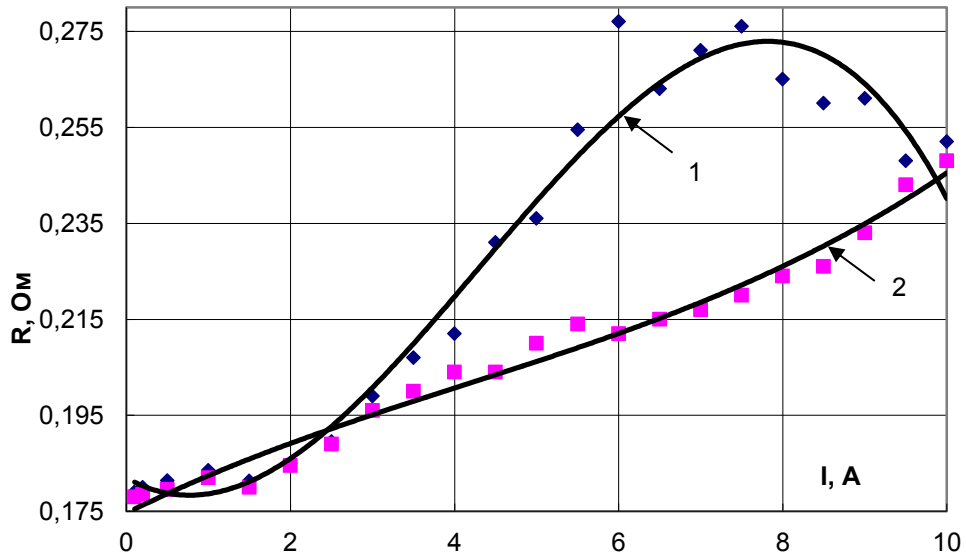


Рис. 2.1.1. Зависимость электросопротивления фольги никеля от силы тока: кривая 1 – первичная обработка электрическим током; кривая 2 – вторичная обработка током.

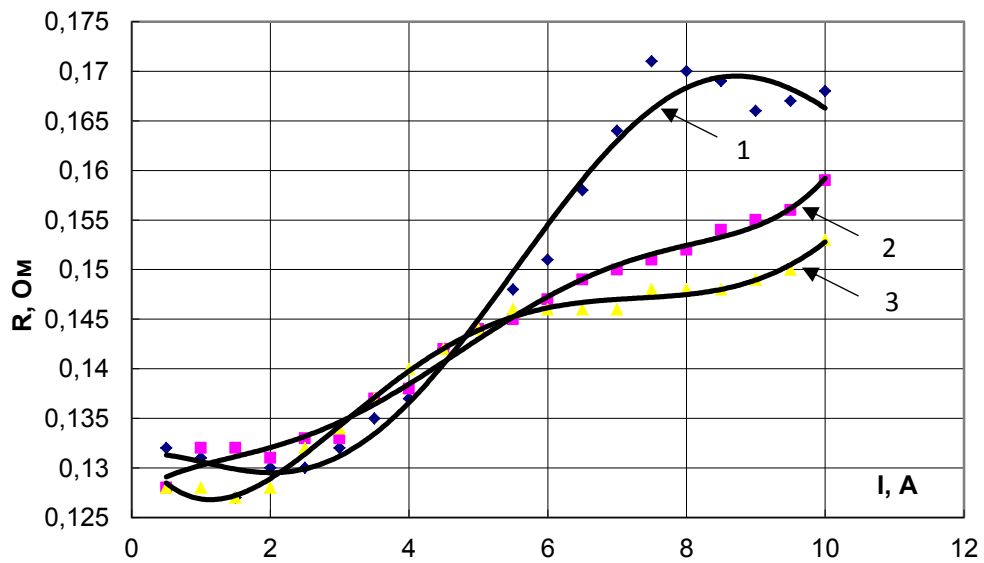


Рис. 2.1.2. Зависимость электросопротивления медной проволоки от силы тока для трех этапов обработки током проволоки: кривая 1 – первая обработка током; кривая 2 – вторая обработка током; кривая 3 – третья обработка электрическим током.

Используя зависимости $R(I)$, полученные на основе ВАХ, была вычислена энергия, запасенная в дефектах структуры, и выделяющуюся при обработке электрическим током. При использовании закона Джоуля-Ленца мощность энергии, выделяемой в образце при обработке током, может быть вычислена как:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{I_{\max} - I_{\min}} \cdot \int_{I_{\min}}^{I_{\max}} R(I) \cdot I^2 \cdot dI \quad (2.1.1)$$

Мощность, выделяемая в проводнике при структурной перестройке:

$$\Delta P = \langle P_1 \rangle - \langle P_2 \rangle \quad (2.1.2)$$

Здесь $\langle P_1 \rangle$ и $\langle P_2 \rangle$ - мощность, выделяемая в проводнике при первичной и при вторичной обработке током. Для никелевой фольги изменение мощности системы составило $\Delta P = 1,58$ Дж/с.

Данная энергия могла быть запасена в дефектах кристаллической решетки поликристаллической фольги никеля. При токе $j > j_{кр}$, в нашем случае $j_{кр} = 3 \cdot 10^8$ А/м², начинаются необратимые изменения в структуре образца, связанные с движением дефектов. После первичной обработки образцов электрическим током (рис. 2.1.1 и рис. 2.1.2, кривые 1) удельное сопротивление материала уменьшается.

Проведем оценку количества дефектов, которые были удалены из объема материала в результате обработки Ni фольги электрическим током высокой плотности. Для этого воспользуемся моделью взаимодействия электронов проводимости с одиночными дислокациями [9-11] в рамках модели «электронного ветра». Согласно данной модели, на дефект действуют силы со стороны электронов и ионов. В приближении свободных электронов, полная сила, включающая силу увлечения и торможения, действующая на дислокацию имеет вид [9]:

$$F = \frac{j}{e} \cdot \left(1 - \frac{v_d}{v_o}\right) \cdot m_e \cdot v_F \cdot \sigma_d \quad (2.1.3)$$

Здесь j – плотность тока, v_d , v_o , v_F – скорости движения дефекта, дрейфа электронов, скорость электрона на поверхности ферми; σ_d – сечение рассеяния электронов на дислокации, m_e – масса электрона.

Механические напряжения, возникающие за счет действия потока электронов на неподвижный дефект (дислокацию), получаются из равенства силы электронного ветра, действующей на дислокацию, механической силе:

$$\sigma(j) = \frac{j \cdot m_e \cdot v_F \cdot \sigma_d}{e \cdot b} \quad (2.1.4)$$

Здесь b – вектор Бюргерса.

В рамках теории пластического деформирования материала под действием электрического тока, сила электрон-дислокационного взаимодействия в расчете на единицу длины дислокации представляется в виде [9]:

$$F = b \cdot n \cdot p_F \cdot v \quad (2.1.5)$$

Здесь b – вектор Бюргерса, n – концентрация электронов, p_F – фермиевский импульс, v – скорость дислокации.

Задавая значения параметров, характерных для данного материала $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$ м, $n = 3,38 \cdot 10^{28}$ м⁻³, $p_F = 0,9 \cdot 10^{-24}$ дин·с, получаем силу, действующую на единицу длины дислокации равную $F = 0,76$ Н/м, эквивалентные механические напряжения составят - $\sigma_0 = 3 \cdot 10^9$ Н/м².

Энергия, выделяемая при удалении, перемещении дислокаций – $\Delta Q = \Delta N \cdot Q_0$, ΔN – количество дислокаций, Q_0 – энергия, требуемая на движение одной дислокации.

Тогда сила, действующая на дислокацию:

$$F = \frac{\Delta P}{\Delta N b} \Delta t = \frac{\Delta Q}{\Delta N b} \quad (2.1.6)$$

Эквивалентные механические напряжения:

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{\Delta Q}{\Delta N b^3} = \frac{\Delta P \Delta t}{\Delta N b^3} \quad (2.1.7)$$

Количество дислокаций, которые были подвергнуты действию электрического тока и переместившихся или вышедших на поверхность:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{\Delta P}{\sigma b^3} \quad (2.1.8)$$

Оценка значения $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ при $\Delta P = 1,58$ Дж/с, для объема $V = 1,28 \cdot 10^{-10}$ м³,

$b = 2,5 \cdot 10^{-10}$ м, $\sigma = \sigma_0 = 3 \cdot 10^9$ Н/м², дает $\frac{\Delta N}{\Delta t} \approx 2,5 \cdot 10^{17}$ с⁻¹.

Таким образом, обработка проводящих сред электрическим током высокой плотности оказывает влияние на структуру материала и позволяет улучшить его механические свойства. Электрическая мощность, выделяемая при удалении дислокаций: $\Delta P = \Delta N \cdot P_0$, где ΔN – количество дислокаций. Учитывая, что P_0 – мощность, выделяемая при удалении (перемещении) одной дислокации, получаем энергию, требуемую на перемещение одной дислокации - $P_0 \cdot \Delta t = E_0$. Изменение энергии всей системы: $\Delta E = \Delta N \cdot P_0 \cdot \Delta t$.

Следует отметить, что дислокации являются распространенным видом дефектов в любом поликристаллическом теле. При этом присутствие дислокаций приводит к повышению свободной энергии кристалла. Избыточная свободная энергия E_0 кристалла, содержащего дислокацию можно представить, как [46]:

$$E_0 = E_{упр} + E_{ядр} + E_{энтр} \quad (2.1.9)$$

Здесь $E_{упр}$ – энергия упругого поля, создаваемого дислокацией в кристалле, $E_{ядр}$ – энергия ядра дислокации, $E_{энтр} \cong 3kT$ – вклад энтропийного члена, который характеризует колебания атомов кристаллической решетки.

При температуре 300 К, $E_0 \cong 16,12 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Уточним приведенные выше расчеты. Сила, действующая на дислокацию, для механической системы есть отношение изменения потенциальной энергии системы к перемещению дислокации. Дислокация будет перемещаться в том направлении, в котором работа внешних сил будет положительной, то есть,

чтобы энергия системы уменьшалась [46]. Тогда сила, действующая на дислокацию:

$$F = \frac{\Delta E}{\Delta N \cdot \Delta x}, \quad (2.1.10)$$

Δx – перемещение дислокации.

Эквивалентные механические напряжения:

$$\sigma = \frac{\Delta E}{\Delta x \cdot \Delta N \cdot b^2} \quad (2.1.11)$$

Предполагая, что все структурные изменения связаны с движением дислокаций, количество дислокаций ΔN в единицу времени, которые были подвергнуты действию электрического тока и участвовали в перестройке дислокационной структуры, определим как:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{\Delta P}{E_0} \quad (2.1.12)$$

Согласно оценке количество дислокаций, пришедших в движение под действием электрического тока в единицу времени для никелевой фольги составило - $\frac{\Delta N}{\Delta t} \approx 9,8 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, в рамках теории пластического деформирования, которое происходит под действием электрического тока высокой плотности была представлена физическая модель по оценке количества дислокаций, участвующих в структурных превращениях в образцах из никеля и меди. Анализ ВАХ проводников (*Ni* – фольга, *Cu* – проволока) позволяет рассчитать энергию, выделяемую при перестройке дислокационной структуры. Исследование электрических свойств структурно неоднородных проводников при высокой плотности тока ($j \leq 10^9 \text{ А/м}^2$) в условиях интенсивного охлаждения, достаточной для осуществления процесса необратимого, не термоактивируемого деформирования, показало возможность косвенного наблюдения структурных изменений в проводящих средах и их влияния на электросопротивление.

Учитывая, что процесс электропластического деформирования сопровождается процессом диффузии, был проведен анализ влияния дополнительных внешних полей на перемещение атомов (вакансий). Принимая во внимание, что коэффициент диффузии вакансии прямо пропорционален частоте релаксации вакансий - $D_v = v_v \cdot l_v^2$ [47], где l_v – расстояние между источниками вакансий или величина элементарного скачка, получаем выражение для коэффициента диффузии:

$$D_a = D_v \cdot C_{vo} = D_{ao} \cdot \exp\left(-\left(\frac{U - PV}{kT}\right)\right) \quad (2.1.13)$$

При протекании тока в проводящей среде под давлением следует учитывать также и магнитное давление, создаваемое в системе силами Ампера. То есть необходимо учитывать влияние магнитного поля тока на перемещение вакансий в твердом теле. В итоге, в результате внешнего воздействия вероятность перемещения атомов под действием внешних сил возрастает.

Энергия, выделяемая при обработке проводников электрическим током высокой плотности, может быть зарегистрирована по увеличению интенсивности акустической эмиссии [14,16]. Также при протекании электрического тока наблюдается ориентированная рекристаллизация металлов [19-22]. Характер ориентации зависит от типа кристаллической решетки исходного материала. С вектором плотности тока совпадает кристаллографическое направление, обладающее минимальным электросопротивлением для кристаллитов. Качественные оценки показывают, что для металлов с ОЦК – решеткой электросопротивление минимально по кристаллографическому направлению (100), а для металлов с ГЦК – решеткой - по кристаллографическому направлению (110). Например, при пропускании тока $I = 40$ А через проволоку из поликристаллического никеля (ГЦК – решетка) диаметром $d = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $l = 80 \cdot 10^{-3}$ м, закрепленную в охлаждаемых токопроводах, образуется монокристалл с ориентацией грани (110) по оси [22].

В результате анализа ВАХ структурно неоднородных проводников (*Ni* – фольга, *Cu* – проволока) при $j \leq 10^9$ А/м² было установлено, что ВАХ являются существенно нелинейными. Данный интервал токов был достаточным для осуществления процесса необратимого, не термоактивируемого деформирования. Анализ ВАХ позволил рассчитать энергию, выделяемую при перестройке дислокационной структуры. В рамках теории пластического деформирования под действием электрического тока проведена оценка количества дислокаций, участвующих в структурных превращениях. При структурных изменениях необходимо учитывать влияние электрического тока и магнитного поля на механизм перемещения вакансий.

При этом обработка проводящих сред электрическим током высокой плотности оказывает влияние на структуру материала и, как следствие на его свойства.

2.2. Закон электропроводности для металлов при высокой плотности постоянного электрического тока

В разделе 2.2 рассматриваются особенности процесса электропроводности проводника при высоких плотностях постоянного электрического тока, в результате которых экспериментально установлена аналитическая форма закона электропроводности металлов при высоких плотностях тока [43-46].

Процесс электропроводности изучался на основе результатов экспериментов по измерению вольтамперных характеристик (ВАХ) металлических проводников (проволока меди: длина $L_0 = 50$ мм, диаметр $d = 0,1$ мм) на постоянном токе до его максимальных значений плотности тока (при $j_{max} \sim 2 \cdot 10^9$ А/м² образцы разрушаются) в условиях, близких к изотермическим (охлаждение проточной водой $T \cong 290$ К). Экспериментально установлено (Рис.2.2.1), что ВАХ проводников в указанных условиях аппроксимируются зависимостью:

$$E(j) = \rho(j)j = aj + bj^2, \quad (2.2.1)$$

где $a \equiv \rho_0$ - удельное электрическое сопротивление материала при $j \rightarrow 0$, b – некоторая положительная константа (из эксперимента для меди: $\rho_0 = (1,98 \pm 0,04) \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $b = (3,84 \pm 0,24) \cdot 10^{-18}$ В·м³/А²). Подобные измерения в аналогичных условиях проводились и для никелевых фольг ($\delta \sim 5$ мкм) [39,40], где их ВАХ имели такой же вид, как и ВАХ, представленные здесь.

Проявление нелинейности ВАХ ($j > 3 \cdot 10^8$ А/м²) сопровождается деформациями (удлинением) проводника $\Delta L(j)$, которые как и удельное электросопротивление материала образца $\rho(j) = E(j)/j$ являются температурно-зависимыми (Рис.2.2.2): $\Delta L(T) = L_0 \alpha_T \Delta T$ и $\rho(T) = \rho_0 (1 + \alpha_\rho \Delta T)$. Отсюда имеем связь между удельным электросопротивлением ρ и относительной деформацией ξ проводника:

$$\rho(\xi) = \rho_0 \left(1 + \frac{\alpha_\rho}{\alpha_T} \xi \right) \quad (2.2.2)$$

α_ρ и α_T - температурные коэффициенты удельного электросопротивления и линейного удлинения проводника, $\xi \equiv \xi(j) = \Delta L(j)/L_0$ - относительные деформации проводника, вызванные действием электрического тока.

Сопоставляя соотношения (2.2.1) и (2.2.2), получаем, что указанные деформации следует определять, как

$$\xi(j) = \gamma j, \quad (2.2.3)$$

где коэффициент $\gamma = \frac{b \alpha_T}{\rho_0 \alpha_\rho}$ был назван *гальваномеханическим коэффициентом*.

Соответственно, согласно (2.2.3), токовые зависимости изменений удельного электросопротивления и температуры также будут линейными:

$$\Delta \rho(j) = \rho_0 \frac{\alpha_\rho \gamma}{\alpha_T} j, \quad \Delta T(j) = \frac{\gamma}{\alpha_T} j \quad (2.2.4)$$

Видно, что в условиях интенсивного охлаждения проводника в характере токовых зависимостей $\xi(j)$, $\Delta \rho(j)$ и $\Delta T(j)$ не проявляется в явном виде квадратичный по току закон Джоуля-Ленца выделения теплоты при электропроводности. Следовательно, выражения (2.2.3) и (2.2.4) описывают как бы "нетепловое" действие электрического тока на параметры проводника.

Следуя формуле (2.2.4) для $\Delta\rho(j)$, в результате находим аналитическое выражение для ВАХ, определяемое физическими параметрами металлического проводника:

$$E(j) = \rho_0 j + \frac{\rho_0 \alpha_\rho \gamma}{\alpha_T} j^2, \quad (2.2.5)$$

качественно и количественно (для меди при $\gamma = (7,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-13} \text{ м}^2/\text{А}$) согласующееся с экспериментом (Рис.2.2.1).

Соответственно, запишется связь между напряженностью электрического поля в металле и его гальваномеханическими деформациями:

$$E(\xi_j) = \frac{\rho_0}{\gamma} \xi_j + \frac{\rho_0 \alpha_\rho}{\gamma \alpha_T} \xi_j^2 \quad (2.2.6)$$

Здесь заметна определенная аналогия с пьезоэлектрическим эффектом в диэлектриках, однако, в отличие от пьезоэффекта, который существует только в нецентросимметричных кристаллах, эффект, описываемый выражением (2.2.6), наблюдается в металлах произвольной сингонии. Данный феномен можно условно назвать "электроупругим эффектом".

Численные оценки коэффициентов при ξ_j показывают, что для упругих деформаций металла ($\xi \ll 10^{-4}$) первое слагаемое в (2.2.6) по крайней мере на два порядка больше второго, а потому при небольших значениях плотности тока ($j \leq 3 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$) имеем линейную зависимость $E(\xi_j) = d \xi_j$, где коэффициент $d = \rho_0 / \gamma$ был назван *электроупругим модулем* металла (для меди $d \cong 2,6 \cdot 10^4 \text{ В/м}$).

Наличие электрического поля в металле связано с механически напряженным состоянием проводника под действием электрического тока. Из равенства плотности электрической и упругой энергий $\frac{(\vec{E}, \vec{D})}{2} = \frac{E_{Ю} \xi_j^2}{2}$ ($E_{Ю}$ – модуль упругости материала - модуль Юнга) находим электрическую индукцию в проводнике, которая для линейной части выражения (2.2.6) запишется в виде:

$$D(j) = \frac{G\gamma^2}{\rho_0} j = \tau j, \quad (2.2.7)$$

где коэффициент τ имеет размерность времени и для меди численно равен $3,8 \cdot 10^{-6}$ с. Таким образом, электрическое поле в проводнике есть следствие электрической поляризации материала проводника при электропроводности.

Выражение, аналогичное формуле (2.2.7), получается также из материальных соотношений электродинамики применительно к электрически проводящей среде: $D = \varepsilon \varepsilon_0 E = \varepsilon \varepsilon_0 \rho j = \tau' j$, здесь, ε - относительная диэлектрическая проницаемость среды, а ε_0 - электрическая постоянная. Физический смысл коэффициента $\tau' = \varepsilon \varepsilon_0 \rho$ определяется из уравнения непрерывности $\text{div} j + \frac{\partial \rho_q}{\partial t} = 0$, (в нашем случае $j = \frac{D}{\tau'}$), и теоремы Гаусса $\text{div} D = \rho_q$ (ρ_q - объемная плотность электрического заряда в данной точке). Интегрируя это уравнение, получаем $\rho_q(t) = \rho_{0q} \exp(-t/\tau')$, где τ' есть время релаксации заряда в проводящей среде.

Отметим, что оценка τ , полученная из электроупругого эффекта, по порядку величины коррелирует со значением времени релаксации электрического заряда в металле $\tau' \sim 10^{-6}$ с, приведенным в [43, 44]. Считая $\tau \equiv \tau'$, оценим порядок величины относительной диэлектрической проницаемости нормального (несверхпроводящего) металла при электропроводности на постоянном токе, выраженной через его материальные параметры: $\varepsilon = \tau/\rho_0 \varepsilon_0 \sim 10^{13} - 10^{14}$. Такое значение ε физически разумно, так как при электропроводности электрическое поле в нормальном проводнике хотя и очень мало, но не равно нулю, в отличие от принципиально нулевого электростатического поля проводника.

Дополнительные эксперименты по проверке электроупругого эффекта в металлах были проведены на указанных проволочных образцах без их интенсивного охлаждения, то есть в условиях значительного нагрева ($T \approx 300 - 600$ К) электрическим током ($j < 1 \cdot 10^8$ А/м²) на воздухе. В этом эксперименте

ВАХ $E(j)$, токовые зависимости абсолютного удлинения $\Delta L(j)$ и электрического сопротивления $\rho(j)$ являются существенно нелинейными, однако деформационная зависимость $E(\xi_j)$ оставалась при этом строго линейной (Рис.2.2.3).

Подводя итог экспериментальной части, отметим, что напряженность электрического поля в металле при электропроводности $E(j)$ и его механические деформации ξ_j в области обычных значений тока ($j < 10^7$ А/м²) связаны между собой линейной зависимостью. Физически логично предположить, что указанное явление наблюдается при всех температурах конденсированного состояния вещества (выше температуры сверхпроводящего перехода).

Электроупругий эффект $E(\xi_j)$ позволяет альтернативно определить разность электрического потенциала (электрического напряжения) в металле $U = \int_L E(\xi_j) dL = d\Delta L(j)$ как работу сторонних сил в процессе электропроводности по деформации кристаллической решетки проводника на единицу заряда. В итоге электрическое поле в проводнике обусловлено рассеянием дрейфового импульса носителей тока на неоднородностях кристаллической решетки проводника, при котором "центры масс" положительных и отрицательных зарядов перестают совпадать, что приводит к электрической поляризации среды. При этом для создания электрического поля в металле под действием электрического тока энергия источника ЭДС должна постоянно расходоваться на нагрев проводника. Следовательно, процесс электропроводности без диссипации энергии при сверхпроводимости принципиально протекает в отсутствие падения электрического напряжения в проводнике [45, 46].

Характер зависимости (2.2.3) для $\xi(j)$, формально следующий из анализа экспериментальной ВАХ (Рис. 2.2.1), физически может быть объяснен избыточным давлением газа электронов проводимости в кристаллической решетке металла при электропроводности, обусловленным температурой

"перегрева" электронного газа относительно температуры решетки $\Delta T(j) = T_e - T_p$ [28,43,48-50].

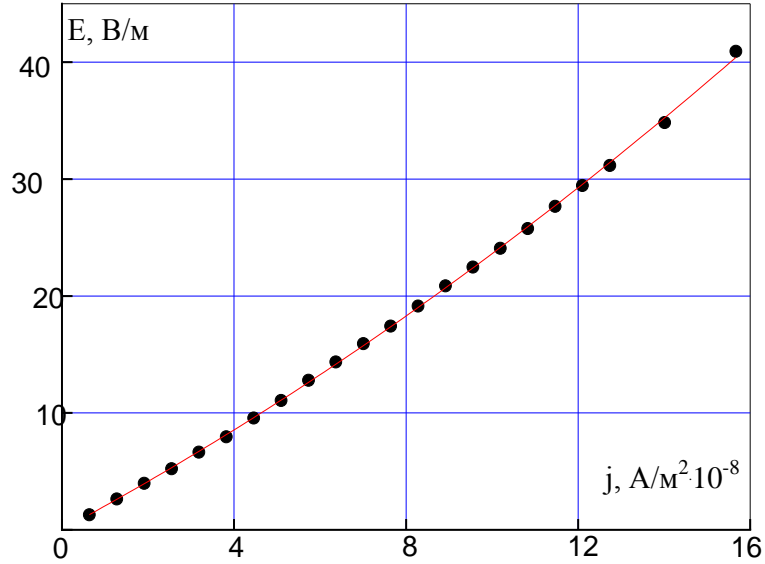


Рис. 2.1.1. Зависимость напряженности электрического поля от плотности тока в проводнике: медная проволока диаметром 0,1 мм.

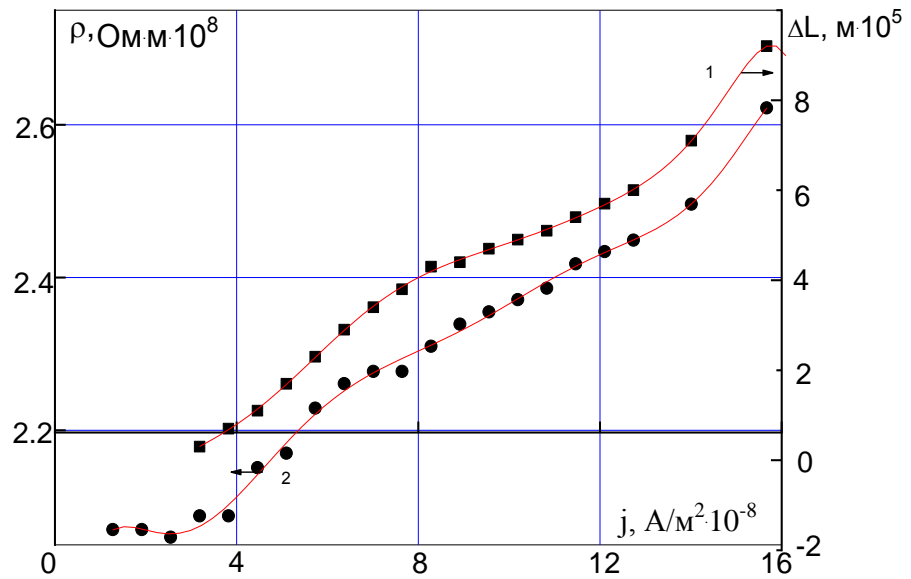


Рис. 2.2.2. Кривая 1 - зависимость удельного электросопротивления от плотности тока, кривая 2 – зависимость удлинения проводника от плотности тока для Cu – проволоки (диаметр 0,1 мм; длина 50 мм)

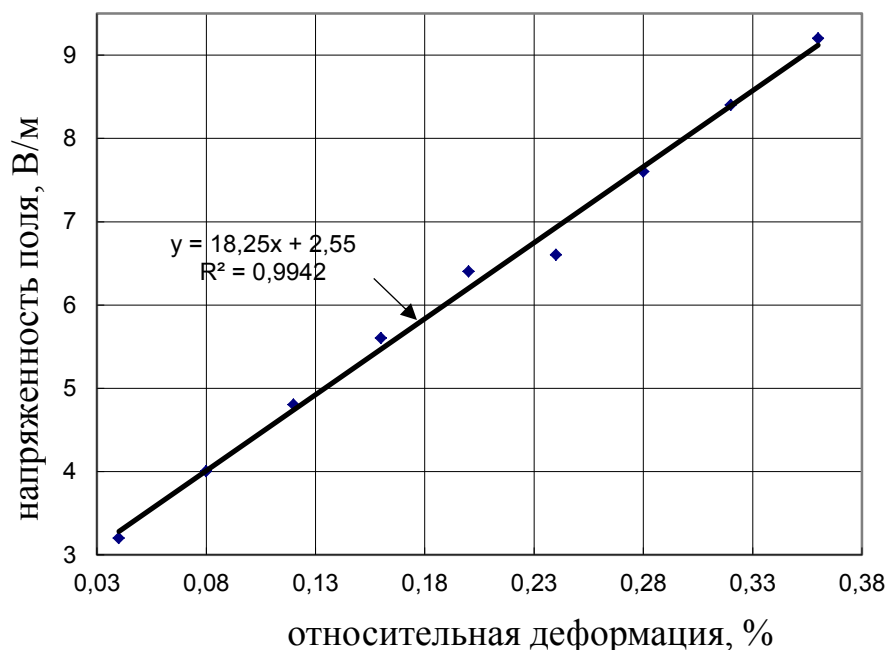


Рис. 2.2.3. Зависимость напряженности электрического поля от относительной деформации проводника (Cu – проволока, $d = 0.1$ мм).

Тогда за счет наличия $\Delta T(j)$ удельное электросопротивление материала проводника должно принципиально зависеть от плотности электрического тока $\rho(j)$ и будет возрастать с ростом тока даже при обеспечении тем или иным способом условий для поддержания неизменности температуры образца. Как показывают оценки, согласно (2.2.4), зависимость $\Delta\rho(j)$ заметно проявляет себя при токах $j > 2 \cdot 10^8$ А/м², когда $\Delta T(j) \geq 10$ К, то есть имеет по току выраженный пороговый характер.

Полученное из эксперимента значение гальваномеханического коэффициента для медного проводника ($\gamma \cong 7,7 \cdot 10^{-13}$ м²/А) позволяет оценить предел прочности $\sigma_{кр}$ нитевидного монокристалла меди (диаметр 1 мкм, длина 10 мкм), взрывное разрушение которого в условиях интенсивного охлаждения происходило, согласно [12], при токах плотностью $j > j_{кр} \sim 1,5 \cdot 10^{11}$ А/м². Тогда

$\sigma_{кр} = E_{ю} \xi = E_{ю} \gamma j_{кр} \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, что соответствует теоретическому пределу прочности металла ($\sim E_{ю}/10$).

При таких токах объемная плотность электрической энергии в металле $\frac{ED}{2} = \frac{1}{2} \rho j^2 \tau \cong 10^9 \text{ Дж/м}^3$, то есть порядка плотности тепловой энергии реального термокатода $q_T = c \rho_m T$ (ρ_m и c - плотность и удельная теплоемкость материала, $T \sim 2 \cdot 10^3 \text{ К}$). Используя температуру перегрева для электронов $\Delta T(j)$, получаем, что при $j \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ А/м}^2$ температура "перегрева" газа электронов проводимости относительно температуры решетки при электропроводности $\Delta T \cong 3 \cdot 10^3 \text{ К}$. Поэтому в таких условиях должна существовать термоэлектронная эмиссия с поверхности "холодного" ($T_p \ll T_e$) металла. Действительно, это наблюдали в [11,12], когда при $j \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ А/м}^2$ регистрировался эмиссионный ток с поверхности монокристалла меди, температура T_p которого была не выше 373 К. Интересно, что аномально высокая электронная эмиссия термокатодов при плотности тока нагрева $j \sim 10^{11} \text{ А/м}^2$ известна давно [28,43], однако удовлетворительного объяснения этому дано не было.

Таким образом, наличие электрического поля в проводнике связано с механически напряженным состоянием металла под действием электрического тока. Закон Ома электропроводности металлов $E(j)$ является формальным обобщением двух физических явлений: гальваномеханической деформации проводника ξ_j , обусловленной рассеянием дрейфового импульса носителей тока в кристаллической решетке, и возникающей при этом электрической поляризации среды - источника электрического поля в проводнике $E(\xi_j)$. Существенно, что электросопротивление материала проводника принципиально зависит от плотности электрического тока в нем $\rho(j)$ и повышается с ростом тока не только за счет джоулева тепловыделения, но и за счет токовой зависимости температуры "перегрева" электронного газа относительно температуры решетки $\Delta T(j)$ [26].

На основе электроупругого эффекта был создан принципиально новый по физической сущности и конструктивному решению способ определения предела прочности электропроводных материалов, позволяющий без использования механического контакта измерить механическую прочность токопроводящих покрытий на изоляционном основании. Способ определения предела прочности металлов включает пропускание электрического тока высокой плотности, более $1 \cdot 10^8$ А/м², через образец при его интенсивном принудительном охлаждении и отличается тем, что с целью упрощения процесса определения предела прочности материала и расширения функциональных возможностей способа за счет определения предела прочности токопроводящих покрытий на изоляционном основании через образец пропускают электрический ток и при этом величину тока повышают до момента разрушения образца, а температуру материала поддерживают в интервале 100-400 К, измеряют падение электрического напряжения на образце в момент его разрушения и далее предел прочности токопроводящего покрытия определяют по формуле [49-51]:

$$\sigma = 5,5 \cdot 10^{-5} (n_0)^{1/3} T_p U, \quad (2.2.8)$$

где n_0 – концентрация электронов проводимости, U – падение электрического напряжения на образце, T_p – температура образца. Плотность тока разрушения определяется материалом токопроводящего покрытия и составляет величину в пределах $4 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^9$ А/м². Для реализации способа важную роль играет интенсивное охлаждение образца, при котором термический механизм разупрочнения (за счет не упорядоченных колебаний атомов решетки – давление газа фононов) не маскирует механизм электронного давления [24,28,43].

Изменения физических свойств электропроводных металлов и сплавов под действием электрического тока высокой плотности можно использовать, как метод обработки, позволяющий управлять свойствами материала [21-23,50,52].

2.3. Особенности электропроводности неоднородных проводящих сред при высокой плотности тока

Использование физических методов воздействия на сплав в процессе формирования его структуры актуально для создания современных литейных технологических процессов и дает возможность управлять процессом кристаллизации металлов и сплавов, получая отливки с требуемыми эксплуатационными свойствами [29-34,38]. Одним из методов воздействия является пропускание электрического тока при приготовлении расплава и при кристаллизации. Как показывают исследования [29,31,39,59,60] воздействие на расплав постоянного электрического тока способствует перемещению легирующих элементов под действием электрического поля [60], приводит к уменьшению газовой пористости, уменьшению размера дендритной ячейки в силуминах, чугунах. Эксплуатационные свойства материала отливок, как твердость, прочность увеличиваются [29,31,39,59,60]. Однако единой физической модели, описывающей влияние электрического тока в указанных процессах, пока не существует.

Ниже рассмотрены условия существования объемного заряда в проводнике и получено выражение для объемной плотности электрического заряда как в однородном, так и в неоднородном проводнике с током и учтено его влияние на дополнительные перемещения электронов и ионов в расплаве. Неоднородное поликристаллическое строение проводящих сред, наличие дефектов в них приводит к зависимости сопротивления проводников от силы тока [26,27], в этом случае закон электропроводности имеет нелинейный характер.

Известно, что поле в проводнике при электропроводности складывается из кулоновского потенциального поля \vec{E}_0 , определяемого взаимодействием электронов проводимости с ионным остовом проводника, и лоренцева поля $\vec{E}_л = [\vec{v}_{др}, \vec{B}]$. Поэтому суммарное электрическое поле в проводнике по постоянному току определяется двумя слагаемыми:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + [\vec{v}_{др} (\vec{B}_0 + \vec{B}_j)] \quad (2.3.1)$$

Пусть по однородному проводнику протекает постоянный электрический ток плотности j . Тогда аналитическое выражение для закона Ома в проводнике при постоянном токе имеет вид:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \sigma (\vec{E}_0 + [\vec{v}_{др} (\vec{B}_0 + \vec{B}_j)]) \quad (2.3.2)$$

Здесь \vec{E}_0 – вектор напряженности потенциального электрического поля в проводнике, В/м; σ – удельная электропроводность материала, $[\text{Ом}\cdot\text{м}]^{-1}$; $\vec{v}_{др}$ – дрейфовая скорость носителей тока, $\vec{v}_{др} = \vec{v} = \vec{j}/en$, [м/с]; $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_j$ – вектор магнитной индукции проводника с током, помещенным во внешнее магнитное поле, [Тл]; μ – магнитная проницаемость среды.

Уравнение непрерывности в случае постоянного тока имеет вид:

$$\text{div } \vec{j} = 0 \quad (2.3.3)$$

С учетом (2.3.3) уравнение (2.3.1) можно записать как:

$$\text{div} (\sigma \vec{E}_0 + \sigma [\vec{v}_{др} (\vec{B}_0 + \vec{B}_j)]) = 0 \quad (2.3.4)$$

Для случая проводящей среды из ферромагнетика с неоднородными физическими характеристиками, а именно: σ и $\mu = f(x, y, z)$, то выражение (2.3.4) запишется в виде:

$$\begin{aligned} \text{div}(\sigma \vec{E} + \sigma \mu \mu_0 [\vec{v} (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)]) = \\ = \sigma / \epsilon \epsilon_0 \text{div}(\epsilon \epsilon_0 \vec{E}) + (\vec{E}, \text{grad} \sigma) + (\mu_0 / en) \cdot \{([\vec{j} (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)], \text{grad}(\sigma \mu)) + \sigma \mu \text{div}[\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)]\} = 0, \end{aligned}$$

Откуда следует, что

$$(\sigma / \epsilon \epsilon_0) \text{div } \vec{D} = - (\vec{E}, \text{grad} \sigma) - (\mu_0 / en) \cdot \{([\vec{j} (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)], \text{grad}(\sigma \mu)) - \sigma \mu \text{div}[\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)]\} \quad (2.3.5)$$

Здесь $\text{div } \vec{D} = \rho_\sigma$.

Получаем выражение, определяющее объемную плотность электрического заряда в проводящей неоднородной среде по постоянному току:

$$\rho_\sigma = -\epsilon \epsilon_0 / \sigma \cdot (\vec{E}, \text{grad} \sigma) - (\epsilon \epsilon_0 \mu_0 / en \sigma) \cdot \{([\vec{j} (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)], \text{grad}(\sigma \mu)) - \sigma \mu \text{div}[\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)]\} \quad (2.3.6)$$

Здесь $div[\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)] = (\vec{H}_0 + \vec{H}_j) \cdot rot \vec{j} - \vec{j} \cdot rot (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)$. Принимая во внимание, что $rot \vec{H}_0 = 0$, получаем выражение, определяющее объемный электрический заряд в проводнике:

$$\rho_\sigma = -\varepsilon\varepsilon_0/\sigma \cdot (\vec{E}, grad \sigma) - (\varepsilon\varepsilon_0\mu_0/en\sigma) \cdot \{([\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)], grad(\sigma\mu)) - \sigma\mu((\vec{H}_0 + \vec{H}_j) \cdot rot \vec{j} - \vec{j} \cdot rot \vec{H}_j)\} \quad (2.3.7)$$

Если считать, что $rot \vec{j} = 0$, то для однородного проводника выражение (2.3.7) преобразуется к виду:

$$\varepsilon_0 div [\vec{v}_{др}, \vec{B}] = -\frac{\varepsilon_0}{en} \mu_0 (\vec{j}, rot \vec{H}) \quad (2.3.8)$$

Учитывая, что магнитное поле в нашем примере создается токами проводимости, то есть - $rot \vec{H} = \vec{j}$, получаем выражение для объемной плотности электрического заряда:

$$\rho_\sigma = \frac{\varepsilon_0}{en} \mu_0 j^2 \quad (2.3.9)$$

Объемная плотность электрического заряда (2.3.7) зависит от степени неоднородности физических характеристик проводника, что проявляется в процессе электропластической деформации образца при $j \approx 2,5 \cdot 10^8$ А/м². Наличие объемного заряда будет обуславливать дополнительное электрическое поле в проводнике, которое при соответствующей его ориентации может быть зафиксировано измерением падения напряжения в образце.

Для неоднородного проводника первое слагаемое в выражении (2.3.7) имеет максимальное значение при коллинеарности векторов \vec{E}_0 и $grad \sigma$. Второе слагаемое отлично от нуля при наличии поперечного градиента удельной электропроводности и магнитной проницаемости. Третье слагаемое является квадратичным по току и обусловлено действием магнитной составляющей силы Лоренца на “свободные” электроны в проводнике. Для случая однородной среды, выражение (2.3.7) преобразуется к выражению (2.3.9) и объемная плотность электрического заряда пропорциональна квадрату плотности тока. Объемная плотность заряда, как в однородном, так и в неоднородном проводнике может возникать именно локально, а поэтому в микрообъемах

проводника будет оказано дополнительное влияние на ионы атомов основного элемента и ионы атомов примесей. Такое влияние электрического тока на движение ионов алюминия и кремния наблюдалось в силуминах и, в частности, в сплаве *AK12* [38] и которое нельзя объяснить в рамках классической теории электропроводности.

В выражении (2.3.7) присутствует слагаемое, зависящее от величины $rot\vec{j}$. В случае, если $rot\vec{j} \neq 0$, в среде должна возникать дополнительная намагниченность. Установим возможные случаи возникновения дополнительной намагниченности в неоднородной проводящей среде из ферромагнитного материала, в которой протекает постоянный электрический ток плотности \vec{j} и помещенной во внешнее однородное магнитное поле H_0 .

Для проводящей среды из ферромагнетика с неоднородными физическими характеристиками, а именно: σ и $\mu = f(x, y, z)$, получаем:

$$rot\vec{j} = rot(\sigma\vec{E}_0) + rot\{\sigma\mu\mu_0/en[\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)]\}.$$

Далее учтем, что $rot(\sigma\vec{E}_0) = [grad\sigma, \vec{E}_0]$, а $rot\{\sigma\mu\mu_0/en[\vec{j}, (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)]\} = \mu_0/en\{\vec{j}(grad(\sigma\mu)(\vec{H}_0 + \vec{H}_j)) - (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)(grad(\sigma\mu), \vec{j})\}$. Тогда

$$rot\vec{j} = [grad\sigma, \vec{E}_0] + \mu_0/en\{\vec{j}, (grad(\sigma\mu), (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)) - (\vec{H}_0 + \vec{H}_j)(grad(\sigma\mu), \vec{j})\} \quad (2.3.10)$$

Таким образом, появление дополнительной намагниченности определяется наличием неоднородности физических свойств материала проводника, что видно из выражения (2.3.10).

Наличие объемного заряда в проводнике в процессе электропроводности приводит к возникновению электрического поля, напряженность которого может быть найдена по теореме Гаусса: $\oint_S (\varepsilon_0\vec{E}, d\vec{S}) = \iiint_V (\rho_\sigma, dV)$. Считая проводник сплошным цилиндром, получаем радиальную составляющую напряженности электрического поля внутри проводника:

$$E_\perp = \frac{\rho_\sigma}{2\varepsilon_0} r \quad (2.3.11)$$

Значение объемного электрического заряда ρ_σ определяется выражением (2.3.9). Так как $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл < 0 , то силовые линии вектора напряженности направлены к центру проводника.

Значение продольной составляющей напряженности электрического поля для выбранной симметрии проводника пропорционально отношению длины проводника L к его радиусу R . Поэтому при $L \gg R$, $E_\perp \gg E_\parallel$.

С учетом (2.3.9) выражение для радиальной (поперечной) составляющей напряженности электрического поля (2.3.11) запишется в виде:

$$E_\perp = \frac{r}{2\varepsilon_0 enc^2} j^2 \quad (2.3.12)$$

Численное значение коэффициента при j^2 в формуле (2.3.12):

$$\frac{r}{2\varepsilon_0 enc^2} = 3,9 \cdot 10^{-17} \cdot r.$$

Видно, что радиальная составляющая напряженности электрического поля пропорциональна квадрату плотности тока и становится существенной по своему значению при $j \geq 10^8$ А/м².

К возникновению объемного заряда в проводящей среде могут привести силы вязкого трения при движении электронов и ионов. За счет сил вязкого трения между ионами и электронами основного материала и примесей возникает дополнительная ионизация, которая происходит в нано-объемах проводника. Наличие объемного заряда в проводнике в процессе электропроводности приводит к возникновению электрического поля. Тогда электрическое поле в изотропном проводнике цилиндрической формы при высоких плотностях тока следует определять согласно выражению:

$$\vec{E}(j) = \rho_o j \vec{n} + \frac{\rho_o \gamma \alpha_\rho}{\alpha_T} j^2 \vec{n} + \frac{r}{2\varepsilon_0 enc^2} j^2 \vec{e}_r \quad (2.3.13)$$

Здесь ρ_o - удельное электросопротивление проводника α_ρ и α_T - температурные коэффициенты электросопротивления и удлинения, соответственно, γ - гальваноупругий коэффициент [26,27,48-51].

В выражении (2.3.13) первые два слагаемых определяют напряженность потенциального электростатического поля в проводящей среде на постоянном токе и имеющее в основном только продольную составляющую [26,27], а третье слагаемое - напряженность поля за счет действия силы Лоренца на носители тока.

Наличие радиального электрического поля сопровождается возникновением разности потенциалов между осью проводника и его поверхностью:

$$U = \int_0^R E_{\perp}(r) \cdot dr \quad (2.3.14)$$

Считая распределение плотности электрического тока в проводнике однородным, получаем:

$$U = \frac{j^2}{4\epsilon\epsilon_0 enc^2} R^2 \quad (2.3.15)$$

При $j = 10^8$ А/м² разность потенциалов между осью проводника и точками его поверхности имеет значение $U = 4,9 \cdot 10^{-6}$ В.

С другой стороны, наличие объемного заряда в проводнике будет приводить к его деформированию. Деформации проводника за счет радиального электрического поля можно определить из соотношения:

$$\frac{\epsilon\epsilon_0 E_{\perp}^2}{2} = \frac{E_{\parallel}\epsilon_B^2}{2} \Rightarrow \epsilon_B = \left(\frac{\epsilon\epsilon_0}{E_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} E_{\perp}$$

С учетом (2.3.12), получаем:

$$\epsilon_B = \left(\frac{\epsilon\epsilon_0}{E_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{r}{2\epsilon\epsilon_0 enc^2} j^2 \quad (2.3.16)$$

Существенно, что деформации проводника за счет силы Лоренца являются квадратичными по току, в отличие от электроупругих деформаций [26,45].

В выражении (2.3.13) первые два слагаемых определяют напряженность потенциального электростатического поля в проводящей среде на постоянном токе и имеющее в основном только продольную составляющую [26], а третье слагаемое - напряженность поля за счет действия силы Лоренца на носители тока. Существенно, что деформации проводника за счет силы Лоренца

являются квадратичными по току, в отличие от электроупругих деформаций [26,45].

Таким образом, наличие неоднородностей материала, приводящее к пространственно неоднородному распределению физических свойств и как следствие к изменению распределения электрического поля в проводящей среде, появлению дополнительной намагниченности, может быть использовано для увеличения чувствительности устройств по считыванию информации на цилиндрических магнитных доменах, принцип действия которых основан на изменении магнетосопротивления датчика.

Объемная плотность заряда, как в однородном, так и в неоднородном проводнике может возникать именно локально, а поэтому в микрообъемах и нано-областях проводника будет оказано дополнительное влияние на ионы атомов основного элемента и ионы атомов примесей. При этом, величина объемного заряда в случае неоднородной среды зависит от характера распределения удельной электропроводности, а в однородном проводнике - пропорциональна квадрату плотности тока. Неоднородная среда реализуется при получении отливок, подвергнутых действию электрического тока в процессе кристаллизации, за счет теплообмена образца с литейной формой.

К возникновению объемного заряда в проводящей среде могут привести силы вязкого трения при движении электронов и ионов. За счет сил вязкого трения между ионами и электронами основного материала и примесей возникает дополнительная ионизация, которая происходит в нано-объемах проводника. Такое влияние электрического тока на движение ионов алюминия и кремния наблюдалось в силуминах и, в частности, в сплаве *AK12* и которое нельзя объяснить в рамках классической теории электропроводности.

Выводы по главе 2.

Исследование электрических свойств структурно неоднородных проводников при высокой плотности тока ($j \leq 10^9$ А/м²) в условиях интенсивного охлаждения, достаточной для осуществления процесса необратимого, не термоактивируемого деформирования, показало возможность

косвенного наблюдения структурных изменений в проводящих средах и их влияния на электросопротивление. В рамках теории пластического деформирования проводника под действием электрического тока была выработана физическая модель по оценке количества дислокаций, участвующих в структурных превращениях в образцах из никеля и меди. Анализ ВАХ проводников (*Ni* – фольга, *Cu* – проволока) позволяет рассчитать энергию, выделяемую при перестройке дислокационной структуры.

При этом фундаментальную роль в процессе электропроводности в случае высокой плотности тока является связь напряженности электрического поля в проводнике с механически напряженным состоянием металла под действием электрического тока. Закон Ома для электропроводности металлов является формальным обобщением двух физических явлений: гальваномеханической деформации проводника, обусловленной рассеянием дрейфового импульса носителей тока в кристаллической решетке, и возникающей при этом электрической поляризации среды - источника электрического поля в проводнике. Электросопротивление материала проводника принципиально зависит от плотности электрического тока в нем и повышается с ростом тока не только за счет джоулева тепловыделения, но и за счет токовой зависимости температуры "перегрева" электронного газа относительно температуры решетки [26]. Зависимость электросопротивления от плотности тока носит нелинейный характер и сопровождается движением дефектов под действием тока.

На основе электроупругого эффекта был создан принципиально новый по физической сущности и конструктивному решению способ определения предела прочности электропроводных материалов [55], позволяющий без использования механического контакта измерить механическую прочность токопроводящих покрытий на изоляционном основании.

Важно, что изменения физических свойств электропроводных металлов и сплавов под действием электрического тока высокой плотности можно

использовать, как метод обработки, позволяющий на практике управлять свойствами материала [21-23,50,52].

Проводник при протекании электрического тока высокой плотности представляет собой неоднородную по физическим свойствам среду. В микро- и нано-объемах однородных и неоднородных проводящих сред, по которым протекает постоянный электрический ток высокой плотности, возможно появление объемного заряда. К возникновению объемного заряда в проводящей среде могут привести силы вязкого трения при движении электронов и ионов. За счет сил вязкого трения между ионами и электронами основного материала и примесей возникает дополнительная ионизация, которая происходит в нано-объемах проводника. Величина объемного заряда в случае неоднородной среды зависит от характера распределения удельной электропроводности, а в однородном проводнике - пропорциональна квадрату плотности тока. Пример экспериментального исследования электрических характеристик тонкослойных проводников (никель, медь) при высокой плотности тока ($10^8 \dots 10^9$ А/м²) представлен в разделе 2.1. Неоднородная среда реализуется также при получении отливок, подвергнутых действию электрического тока в процессе кристаллизации, за счет теплообмена образца с литейной формой.

Наличие объемного заряда в неоднородном по физическим свойствам проводнике при высокой плотности тока вызовет дополнительные перемещения электронов и ионов в расплаве.

Глава 3. Экспериментальное исследование электрических и магнитных свойств ферромагнитных металлов при высоких плотностях тока

В данной главе представлены результаты экспериментального исследования влияния электрического тока на параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) в тонких пленках (ТМП) ферромагнитного металла [61,62,65,67] и на величину магниторезистивного эффекта (МРЭ) в фольгах поликристаллического никеля толщиной 5 мкм при токе силой $I = 0,1 - 10$ А и внешнем магнитном поле, $H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м [63,64,66,68-72].

Актуальность данных исследований связана с необходимостью учета влияния структурных неоднородностей, обусловленных различного рода воздействиями, например, механическими, тепловыми, магнитными, в том числе и электрическим током на величину дисперсии магнитных и электрических характеристик ТМП и фольг ферромагнитных металлов. Учитывалось, что текстура деформаций, созданная электрическим током, в силу поликристаллического строения образцов, наличия микро- и макроструктурных факторов (поры, микротрещины, дислокации, размеры, форма, ориентация кристаллитов и др.), является существенно неоднородной и обуславливает дисперсию (разброс) физических свойств металла. Актуальными является исследования, позволяющие выявить влияние электрического тока на величину дисперсии физических характеристик ТМП и фольг.

3.1. Особенности ферромагнитного резонанса в ТМП

Использование метода ФМР актуально для определения многих важнейших характеристик тонкопленочных ферромагнетиков, например, намагниченность, поле анизотропии, константу обменного взаимодействия, параметр затухания, гиромагнитное отношение и многих других. Однако наличие в поликристаллических пленках зерен, дефектов, структуры, рельефа поверхности и неоднородных деформаций решетки приводит, как показывают электронно-микроскопические исследования, к локальным изменениям направления намагниченности [65,66,73 - 77]. Структура пленки за счет

наличия микро- и макроструктурных факторов (поры, микротрещины, дислокации, размеры, форма и ориентация кристаллитов и др.), разного рода воздействий (механические, тепловые, магнитные) является существенно неоднородной и обладает дисперсией магнитных и электрических характеристик [61-63,67,81]. Например, в работе [76] показано, что в пленках кобальта в процессе их низкотемпературного отжига, проводимого в постоянном магнитном поле, возникает угловая дисперсия анизотропии электросопротивления.

Поэтому при изучении высокочастотных свойств тонких пленок ферромагнитного металла необходимо учитывать не только их высокую электропроводность, вызывающую за счет скин-эффекта неоднородное распределение высокочастотных поля и намагниченности по толщине образца, но и дисперсию анизотропии электрической проводимости ТМП. При этом механизм возникновения дисперсии магнитных параметров поликристаллических пленок ферромагнитного металла отсутствует, а анализ высокочастотного поведения ТМП с дисперсией оси анизотропии электрической проводимости в условиях ФМР на практике не проводился.

Известно [16, 23-27,44,48-51,54], что процесс электропроводности сопровождается механически напряженным состоянием металла, реально проявляющим себя при токах высокой плотности: $j \sim 10^8 \dots 10^9 \text{ А/м}^2$. При этом, как показано в [26,27,50], механические деформации (удлинение) проводника под действием тока в условиях близких к изотермическим линейно зависят от напряженности электрического поля в проводнике. Данное явление условно названо "*электроупругим эффектом*" в металлах. Тензорный характер деформаций, в том числе описываемых деформаций, приводит к анизотропии механических, электрических, магнитных и других физических свойств проводящей среды.

Реальные металлические проводники в силу их поликристаллического строения обладают значительной структурной неоднородностью, а, следовательно, их физические характеристики металлов принципиально

должны иметь определенный разброс (дисперсию). Экспериментально установлено и объяснено [62,68,69], что уменьшение величины магниторезистивного эффекта в пермалловых пленках при увеличении плотности электрического тока ($j \geq 0,8 \cdot 10^8$ А/м²) в образце обусловлено ростом угловой дисперсии (среднеквадратичным отклонением) намагниченности. Также расчетом подтверждено влияние на параметры ФМР угловой дисперсии оси анизотропии электрической проводимости в плоскости металлической тонкой магнитной пленки (ТМП) [61,63-65,67]. Существенно, что механически напряженное состояние металла при электропроводности порождает в области токов высокой плотности ($j \sim 10^8 \dots 10^9$ А/м²) динамическое (обратимое) текстурирование металлов и сплавов, при котором реализуется среда с управляемыми электрическим током материальными параметрами [23-27, 48-51,54].

Ниже представлены результаты анализа экспериментов по динамическому (обратимому) влиянию постоянного электрического тока высокой плотности на параметры ФМР [61,63-65,67]. На основе статистической модели магнитонезвзаимодействующих блоков [61,67] получены расчетные зависимости характеристик ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 , объясняющие, по нашему мнению, результаты эксперимента.

В экспериментальной части настоящей работы изучалось влияние внешнего постоянного электрического тока плотности $j \sim (0,2 \dots 2) \cdot 10^9$ А/м², пропускаемого вдоль и ортогонально оси легкого намагничивания (ОЛН) образца, на параметры ФМР в пленках и фольгах пермаллоя. Следует отметить, что методы исследования параметров ФМР и используемые образцы не являются специфическими и подробно описаны, в частности, в работах [61,67].

Ниже представлены результаты анализа экспериментов по динамическому (обратимому) влиянию постоянного электрического тока высокой плотности на параметры ферромагнитного резонанса (ФМР). На основе статистической модели магнито-незвзаимодействующих блоков получены расчетные

зависимости характеристик ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 , объясняющие результаты эксперимента [60].

Рассматривались линии резонансного поглощения при ФМР ($\nu \sim 2,4 \cdot 10^9$ Гц) в пермаллоевой пленке ($86\text{Ni}14\text{Fe}$ толщиной 1 мкм на стеклянной подложке) с большим значением поля наведенной магнитной анизотропии ($H_k \sim 1600$ А/м), где электрический ток пропусклся *ортогонально* ОЛН. Указанные пленки со столь высоким значением H_k получают при наклонном напылении конденсата на подложки [68]. При плотности тока $j \geq 2 \cdot 10^8$ А/м² наблюдалось изменение величины резонансного поля H_r , которое с ростом тока убывало или возрастало (не более ± 15 %) в зависимости от угла θ между полем подмагничивания H_o и ОЛН. При этом амплитуда линий ФМР плавно уменьшалась (максимально в 1,5 - 2 раза), а эффективное поле анизотропии H_k^{ef} , измеренное методом ФМР, снижалось (на 10 - 20 %). Существенно, что при $\theta \approx 20 - 25^\circ$ изменение резонансного поля под действием тока отсутствовало.

Аналогичные измерения параметров ФМР ($\nu \sim 2,4 \cdot 10^9$ Гц) проводились в пленках пермаллоя с малым полем наведенной магнитной анизотропии ($H_k \sim 160$ А/м). При этом электрический ток пропусклся вдоль ОЛН при различной ориентации поля подмагничивания H_o относительно ОЛН. При $\theta = 0^\circ$ наличие электрического тока ($j = (0,2 \dots 2) \cdot 10^9$ А/м²) приводило к сдвигу по полю линии ФМР так, что с ростом плотности тока j значение резонансного поля H_r снижалось. При ортогональной ориентации ОЛН ($\theta = 90^\circ$) с ростом j поле H_r возрастало. При $j = 2 \cdot 10^9$ А/м² измеренное методом ФМР максимальное значение поля эффективной магнитной анизотропии составляло $H_k^{ef} \sim 640$ А/м, то есть $H_k^{ef}/H_k \sim 4$. Существенно, что при $\theta \approx 30^\circ$ пропускание тока в пленке ($j = (0,2 \dots 2) \cdot 10^9$ А/м²) не влияло на величину резонансного поля H_r .

Установлено, что во всех рассмотренных случаях влияние электрического тока на параметры ФМР имеет динамический (обратимый) характер, так как после выключения тока значения параметров ФМР возвращались к исходным. Полученные результаты нельзя объяснить влиянием нагрева образцов, так как

эксперимент проводился в условиях близких к изотермическим – охлаждение жидким азотом.

Так исследуемые образцы имеют поликристаллическое строение, то результаты этих экспериментов можно объяснить наличием в тонкой магнитной пленке угловой дисперсии $\alpha_0(j)$ – разброса поля магнитной анизотропии H_k , зависящей от плотности электрического тока в образце. Поэтому для объяснения влияния электрического тока высокой плотности, пропускаемого в металлических ТМП на параметры ФМР в указанных пленках, была использована статистическая модель магнитоневзаимодействующих блоков [67,75,77].

На Рис. 3.1.1 представлена модель блока ТМП, где указаны внешнее постоянное магнитное поле - \vec{H}_0 , поле магнитной анизотропии - \vec{H}_k , оси электрической анизотропии (ОЭА) и ось легкого намагничивания (ОЛН).

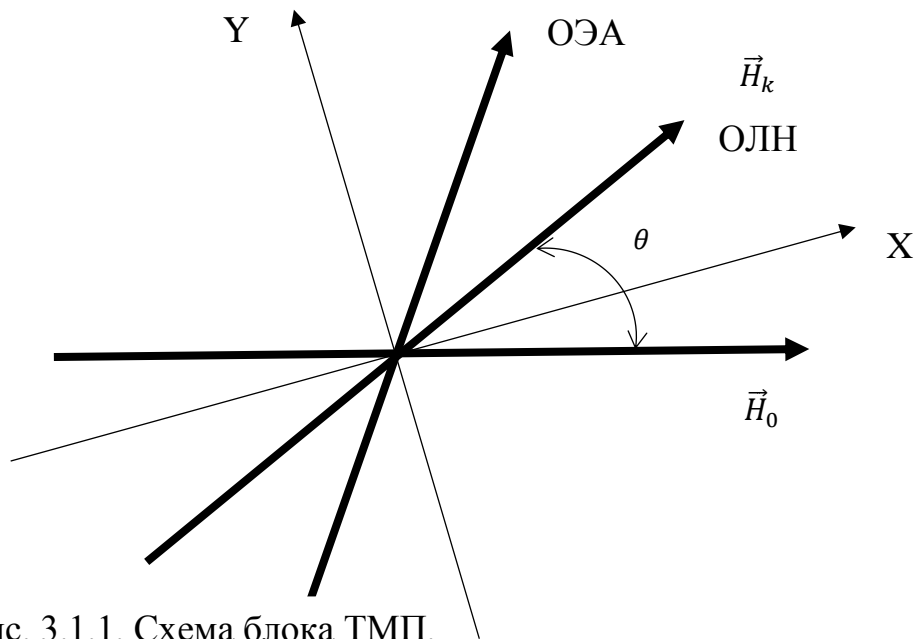


Рис. 3.1.1. Схема блока ТМП.

Локальную восприимчивость блока в зависимости от частоты ω описана соотношением, справедливым для одноосной пленки [73,75]:

$$\chi''_i = \frac{\gamma^2 M^2 \cos \varphi_p}{\omega \lambda} \left[1 + \left(\frac{\omega_r}{4\pi\lambda} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 \right]^{-1} \quad (3.1.1)$$

где $\omega_r^2 = 4\pi\gamma M [H_0 \cos\varphi_p + H_k \cos 2(\theta - \alpha - \varphi_p)]$ - квадрат резонансной частоты блока. Здесь γ - гиромагнитное отношение; λ - параметр затухания; θ - угол между средней ОЛН пленки и внешним подмагничивающим полем H_0 в плоскости образца; H_k - поле наведенной магнитной анизотропии; угол α задает ориентацию локальной ОЛН в блоке пленки, а φ_p - равновесный угол между намагниченностью M и полем подмагничивания H_0 определяется выражением:

$$2H_0 \sin\varphi_p + H_k \sin 2(\varphi_p + \alpha - \theta) = 0. \quad (3.1.2)$$

Интегральная восприимчивость пленки, зависящая от угловой дисперсии (среднеквадратичного отклонения), определялось усреднением локальных значений χ'' по параметру α :

$$\chi''(\alpha_0) = \int \chi''(\alpha) P(\alpha, \alpha_0) d\alpha, \quad (3.1.3)$$

Для параметра α было использовано распределение Гаусса:

$$P(\alpha, \alpha_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_0} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\alpha_0^2}\right) \quad (3.1.4)$$

В данных расчетах амплитудная дисперсия поля магнитной анизотропии не учитывалась. Интегрирование проводилось в пределах $\pm 2,6\alpha_0$, что обеспечивает точность расчета не ниже 1 %.

На основе соотношений (3.1.1) - (3.1.4) были проведены численные расчеты для значений угловой дисперсии α_0 , меняющихся в достаточно широких пределах ($0 \leq \alpha_0 \leq 35^\circ$), на частоте $\omega = (2 \dots 10) \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и параметров, соответствующих пермаллоевым пленкам:
 $4\pi M = 8 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, $\lambda = 10^8 \text{ c}^{-1}$, $H_k = 1600 \text{ A/m}$.

Расчетом подтверждено, что интегральная резонансная магнитная восприимчивость χ'' пленки уменьшается с ростом угловой дисперсии ОЛН при всех θ (Рис.3.1.2, сплошные линии). Уменьшение χ'' с ростом α_0 , физически обусловлено уменьшением числа блоков, участвующих в резонансе при данном значении подмагничивающего поля H_0 . Поэтому наибольшее влияние угловая дисперсия ОЛН на амплитудное значение χ'' оказывает при θ

$= 40^\circ - 50^\circ$, что связано с наибольшим числом блоков, участвующих в ФМР. Согласно расчету, при $\theta = 40^\circ$ на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ значение высокочастотной магнитной восприимчивости χ'' в зависимости от α_0 уменьшается в 2,5 раза. Наименьшее влияние на амплитудное значение $\chi''(\alpha_0)$ угловая дисперсия ОЛН α_0 оказывает при $\theta = 0^\circ$ и 90° , где χ'' уменьшается в 1,5 раза. Отметим, что влияние угловой дисперсии на χ'' при $\theta = 40^\circ$ максимально для диапазона $\alpha_0 = (0 - 20)^\circ$. При $\alpha_0 > 20^\circ$ влияние угловой дисперсии является максимальным для $\theta = 0^\circ$ и 90° и минимальным для $\theta = 40^\circ$.

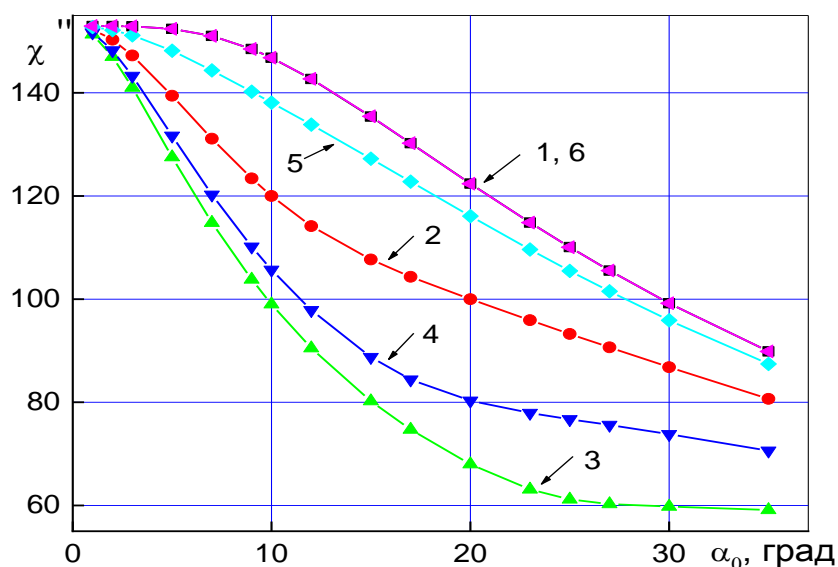


Рис.3.1.2. Расчетные зависимости интегральной резонансной магнитной восприимчивости от угловой дисперсии ОЛН пленки для резонансной частоты при различных углах ОЛН пленки по отношению к внешнему магнитному полю $\theta = 0, 20, 40, 60, 80, 90^\circ$ - кривые 1-6, соответственно.

Существенно, что независимо от величины угловой дисперсии ОЛН α_0 с ростом частоты ФМР значение интегральной магнитной восприимчивости $\chi''(\omega)$ уменьшается, а значение резонансного поля H_r увеличивается. При этом степень влияния α_0 на амплитудное значение $\chi''(\omega)$ при высоких частотах ($\omega = 10 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$) значительно меньше, чем при частоте ФМР $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Так на

частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при $\theta = 40^\circ$: $\Delta \chi'' = 67,76$; $\Delta \chi''_{\text{отн}} = 53,1 \%$, а на частоте $\omega = 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и при том же угле поворота ТМП: $\Delta \chi'' = 3,7$; $\Delta \chi''_{\text{отн}} = 12,21 \%$. При $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$: $\Delta \chi'' = 53,2$; $\Delta \chi''_{\text{отн}} = 34,9 \%$, а на частоте $\omega = 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$: $\Delta \chi'' = 1,92$; $\Delta \chi''_{\text{отн}} = 6,3 \%$. Здесь $\Delta \chi'' = \chi''_{\alpha_0=5^\circ} - \chi''_{\alpha_0=30^\circ}$, а $\Delta \chi''_{\text{отн}} = \Delta \chi'' / \chi''_{\alpha_0=5^\circ}$. Таким образом, при $\theta = 0^\circ$ и 90° степень влияния угловой дисперсии ОЛН α_0 на значение $\chi''(\omega)$ с ростом частоты ФМР является наименьшей, чем при других углах поворота ТМП θ и максимальна для $\theta = 40^\circ - 50^\circ$.

На Рис.3.1.3 показаны расчетные зависимости относительного изменения резонансного поля при ФМР в зависимости от угловой дисперсии ОЛН $\delta H_r^{\text{отн}}(\alpha_0) = \frac{H_r(\alpha_0) - H_r(0)}{H_r(0)}$ для различных положений пленки относительно внешнего магнитного поля H_0 . Видно, что на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, максимальное влияние на величину резонансного поля угловая дисперсия оказывает при $\theta = 40^\circ - 50^\circ$ и минимальное при $\theta = 0^\circ$ и 90° . Расчетом установлено, что с ростом частоты ФМР влияние угловой дисперсии ОЛН на ширину линии резонансного поглощения быстро исчезает.

На Рис.3.1.4 приведены частотные зависимости эффективного поля магнитной анизотропии $H_k^{\text{ef}}(\omega)$ при измерениях его методом ФМР в диапазоне частот $2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \leq \omega \leq 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для различных значений угловой дисперсии ОЛН α_0 . В пленках с малой дисперсией ($\alpha_0 < 10^\circ$) значение эффективного поля магнитной анизотропии $H_k^{\text{ef}}(\omega)$ почти не зависит от частоты, так как в указанном диапазоне частот относительное изменение $H_k^{\text{ef}}(\omega)$ при $\alpha_0 < 10^\circ$ составляет менее 1 %. В сильнодисперсных пленках ($\alpha_0 = (20 - 30)^\circ$) величина $H_k^{\text{ef}}(\omega)$ с ростом частоты существенно уменьшается. Так для пленок с $\alpha_0 = 20^\circ$ при увеличении частоты ФМР в 5 раз относительное уменьшение H_k^{ef} составляет $\sim 10 \%$, а для $\alpha_0 = 30^\circ$ значение H_k^{ef} уменьшается уже на $\sim 23 \%$.

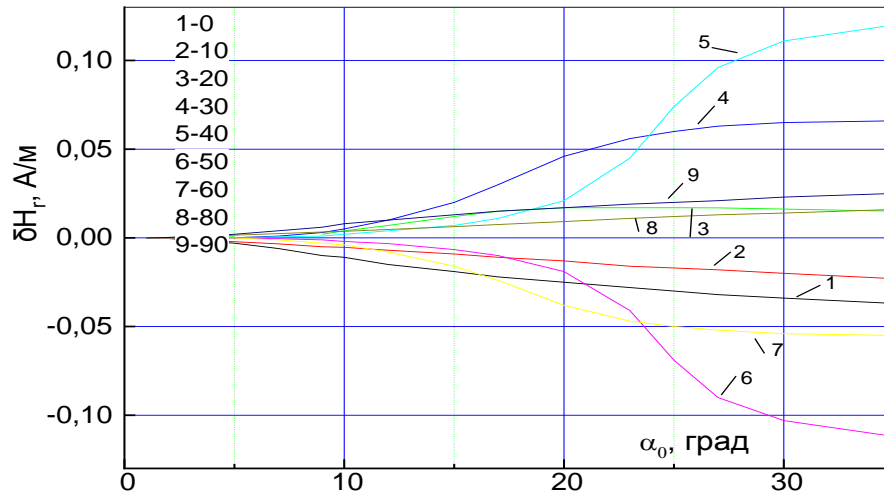


Рис. 3.1.3. Расчетная зависимость сдвига резонансного поля H_r для пермаллоевой ТМП ($H_k = 1600$ А/м) от угловой дисперсии оси электрической анизотропии в условиях ФМР на частоте $2 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ при различных углах поворота пленки в ее плоскости $\theta = 0 - 90^\circ$: кривые 1-9, соответственно.

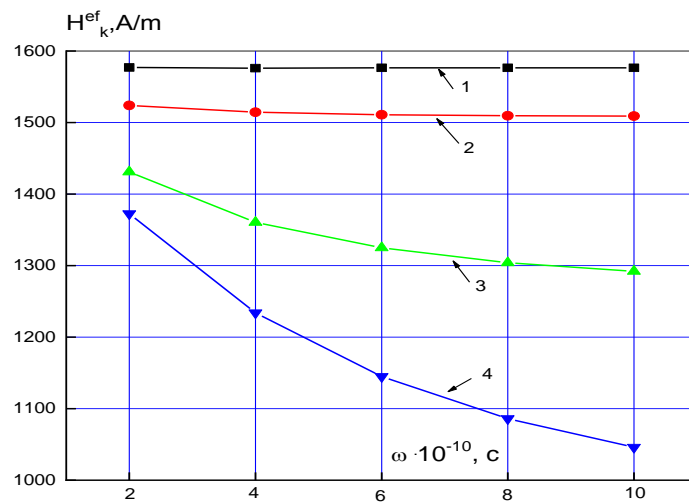


Рис. 3.1.4. Расчетная зависимость эффективного поля анизотропии от частоты при ФМР для пермаллоевой пленки ($H_k = 1600$ А/м) при различных значениях угловой дисперсии оси электрической анизотропии $\alpha_0 = 0, 10, 20, 30^\circ$: кривые 1-4, соответственно.

Таким образом, установлено, что в пленках с большим полем наведенной магнитной анизотропии ($H_k \sim 1600$ А/м) угловая дисперсия оси легкого намагничивания оказывает не менее существенное влияние на параметры ФМР, чем аналогичное влияние угловой дисперсии анизотропии электропроводности в пленках с малым полем магнитной анизотропии ($H_k \sim 160$ А/м). Расчетные зависимости параметров ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 объясняют эксперименты по динамическому (обратимому) влиянию электрического тока на параметры ФМР при условии изменения током в пленочном образце угловой дисперсии ОЛН по закону $\alpha_0(j) \sim j$, который вполне адекватен физическим представлениям о механически напряженном состоянии металла в процессе электропроводности [16,18, 26,27,50].

3.2. Особенности магниторезистивного эффекта в ферромагнитном металле

В разделе 3.2 представлены результаты экспериментального исследования влияния постоянного электрического тока и постоянного внешнего магнитного поля на величину магниторезистивного эффекта в фольгах поликристаллического никеля (полоски фольги поликристаллического никеля 25x2x0,005 мм). Обнаружено, что значение МРЭ существенно зависит от тока и при токе плотностью $j = 2,5 \cdot 10^8$ А/м² максимальное значение МРЭ для никелевой фольги составило 11,6%. В ходе исследования влияния внешнего магнитного поля в диапазоне значений $H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м на величину МРЭ в образцах из фольги поликристаллического никеля, по которой одновременно пропускали электрический ток плотностью $j = (1 - 4) \cdot 10^8$ А/м², установлено, что максимальное значение МРЭ (10,7 %) достигается увеличением внешнего магнитного поля H_o до $6 \cdot 10^5$ А/м при фиксированном токе в образце $j = 3 \cdot 10^8$ А/м² [72].

Увеличение значения МРЭ может быть объяснено появлением дополнительной намагниченности в результате электропластического разупрочнения материала образца под действием электрического тока [66,68-71]. Данный ток является

пороговым для начала движения дислокаций и перестройки структуры электропроводного материала, сопровождающейся пластическими деформациями. Эксперименты подтверждают, что уменьшение дисперсии намагниченности регулируется внешним магнитным полем [72,77].

Пропускание электрического тока высокой плотности ($j \geq 10^7$ А/м²) в металле приводит не только к его нагреву, но и реализует его механически напряженное состояние. Это состояние имеет анизотропный характер. В экспериментах наблюдали движение дислокаций вдоль тока, ориентированную рекристаллизацию, динамическое текстурирование металлов и сплавов произвольной сингонии и как следствие изменение физических свойств проводников, например, его электросопротивления [2-8,11,12,18,23,25]. Зависимость физических свойств от состояния структуры проводящих сред следует учитывать при работе элементной базы приборов. Например, применение ферромагнитных материалов в качестве составляющих элементов магниторезистивных преобразователей требует наличия детальной информации о свойствах такого материала в условиях воздействия на него внешнего давления, магнитных полей [78,82]. Следует учитывать, как амплитудное значение внешнего воздействия, так и его направление. В связи с этим было проведено исследование магнетосопротивления поликристаллического образца из ферромагнитного металла при пропускании через образец тока высокой плотности и величины внешнего магнитного поля. Было учтено влияние направления внешнего воздействия на магнетосопротивление образца из ферромагнитного металла.

В экспериментальной части параграфа представлены результаты исследований по влиянию электрического тока ($I = 0,1 - 10$ А) при фиксированном однородном внешнем магнитном поле и внешнего магнитного поля ($H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м) при фиксированном токе через образец на величину магниторезистивного эффекта (МРЭ) в фольгах поликристаллического никеля (полоски фольги 25x2x0,005 мм). Исследовалось влияние направления внешнего магнитного поля, H_o на величину магнетосопротивления. Магнитное

поле создавалось электромагнитом и измерялось с помощью магнитометра, а также по измерению тока через обмотки электромагнита. Измерения магнетосопротивления $\rho(j)$ и $\rho(H)$ производились стандартным четырехзондовым методом. На Рис. 3.2.1 схематически показаны параметры внешнего воздействия: H_0 и j , θ - угол между внешним полем H_0 и вектором плотности электрического тока j в образце.

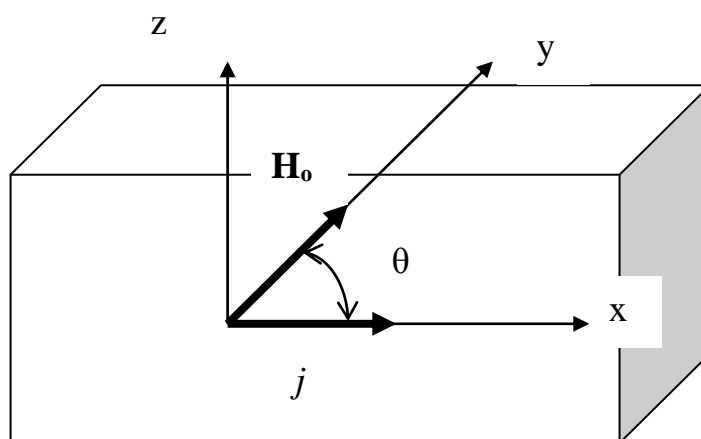


Рис.3.2.1. Схема внешнего воздействия.

На основе измерения ВАХ образцов, помещенных во внешнее однородное магнитное поле H_0 , были получены зависимости магнетосопротивления образца от плотности электрического тока j в нем при различных положениях образца с током по отношению к внешнему магнитному полю. На Рис.3.2.2 представлены зависимости магнетосопротивления от плотности электрического тока в образце при внешнем подмагничивающем поле $H_0 = 3 \cdot 10^5$ А/м. Кривая 1 (Рис. 3.2.2) представляет зависимость магнетосопротивления образца от плотности электрического тока $R(j)$ при $\theta = 0^\circ$. Кривая 2 (Рис. 3.2.2) - $R(j)$ при $\theta = 90^\circ$. Обозначим $R(j) /_{\theta=0^\circ} = R_{//}(j)$; $R(j) /_{\theta=90^\circ} = R_{\perp}(j)$. В отсутствие внешнего магнитного поля H_0 зависимость $R(j)$ располагается между кривыми 1 и 2.

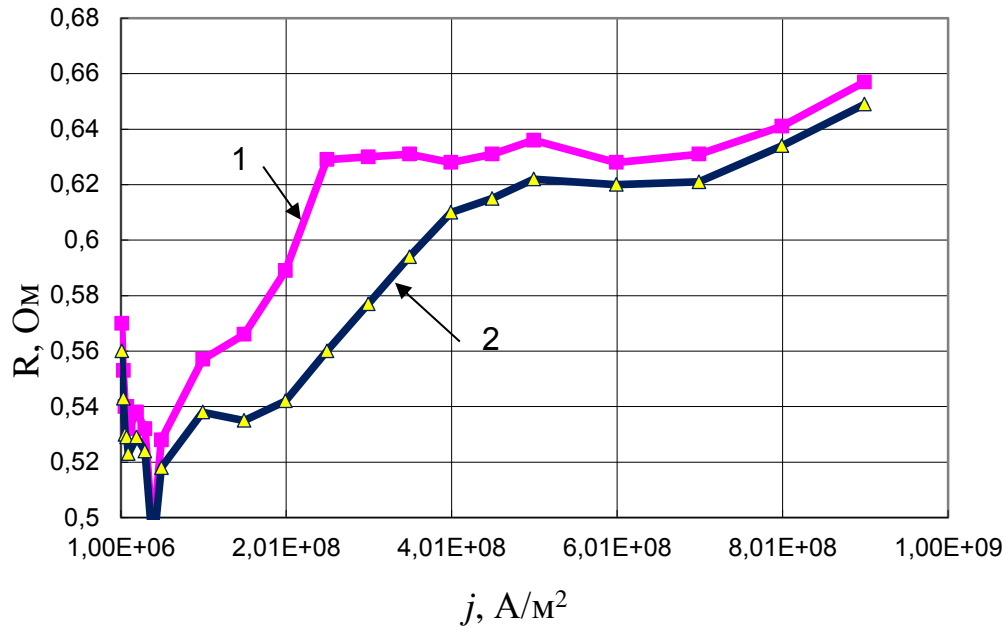


Рис. 3.2.2. Зависимости магнетосопротивления $R(j)$ для Ni – фольги от плотности электрического тока при внешнем подмагничивающем поле, $H_o = 3 \cdot 10^5$ А/м: кривая 1 - $\theta = 0^\circ$, кривая 2 - $\theta = 90^\circ$.

По результатам измерений $R_{//}(j)$ и $R_{\perp}(j)$ определялась зависимость МРЭ от плотности тока:

$$\frac{\Delta R}{R_o}(j) = \frac{R_{//}(j) - R_{\perp}(j)}{R_o(\theta = 0^\circ) + R_o(\theta = 90^\circ)}, \quad (3.2.1)$$

Зависимость величины МРЭ от величины плотности электрического тока j в образце представлена на Рис.3.2.3.

Зависимость величины МРЭ от внешнего подмагничивающего поля, H_o представлена на Рис. 3.2.4.

Зависимости $R_{//}(j)$, $R_{\perp}(j)$ (Рис.3.2.2) и $\frac{\Delta R}{R_o}(j)$ (Рис. 3.2.3) имеют три характерных участка. В интервале $j = (0 - 0,5) \cdot 10^8$ А/м² магнетосопротивление практически не зависит от тока, и при этом $\frac{\Delta R}{R_o} = 1,8$ %. Далее в интервале $0,5 \cdot 10^8 < j < 2,5 \cdot 10^8$ А/м² происходит увеличение магнетосопротивления так, что при $j = 2,5 \cdot 10^8$ А/м² значение МРЭ становится аномальным и достигает 11,6 %.

При $j > 2,5 \cdot 10^8$ А/м² магнетосопротивление $R_{//}$ перестает зависеть от j , а рост R_{\perp} продолжается до $j = 4,5 \cdot 10^8$ А/м². При $j > 4,5 \cdot 10^8$ А/м² значение R_{\perp} не зависит от плотности электрического тока j . Таким образом при $j > 2,5 \cdot 10^8$ А/м² наблюдается резкое снижение величины МРЭ, которая затем при $j = (6 - 10) \cdot 10^8$ А/м² слабо зависит от плотности тока и уменьшается до $\frac{\Delta R}{R_0} \sim 1,2$ %.

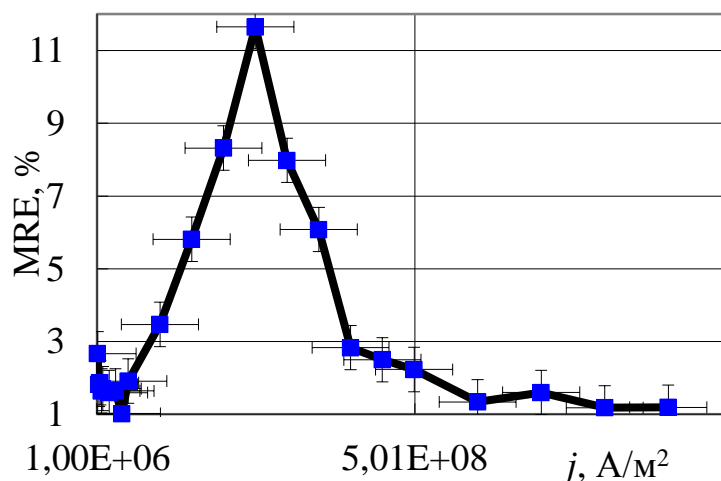


Рис. 3.2.3. Зависимость МРЭ от плотности тока.

Исследования влияния внешнего магнитного поля $H_0 = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м на величину магнетосопротивления и МРЭ (3.2.1) в образцах из фольги поликристаллического никеля позволили выявить значение тока, при котором влияние магнитного поля на величину МРЭ будет наибольшим (Рис. 3.2.4, кривая 2). При фиксированной плотности электрического тока в образце $j = 1 \cdot 10^8$ А/м² с увеличением внешнего магнитного поля H_0 от $0,5 \cdot 10^5$ А/м до $6 \cdot 10^5$ А/м МРЭ возрастает от $\sim 1\%$ до $\sim 6\%$, то есть в 6 раз (Рис. 3.2.4, кривая 1). Максимальное значение МРЭ (10,7 %) достигается увеличением внешнего магнитного поля H_0 до $6 \cdot 10^5$ А/м при фиксированном токе в образце $j = 3 \cdot 10^8$ А/м² (Рис. 3.2.4, кривая 2). При плотности электрического тока в образце $j = 4 \cdot 10^8$ А/м² увеличение внешнего магнитного поля H_0 приводит к уменьшению МРЭ с $\sim 5\%$ до табличного значения $\sim 2,5\%$ (Рис. 3.2.4, кривая 3).

Исследования влияния внешнего магнитного поля $H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м на величину магнетосопротивления и МРЭ (3.2.1) в образцах из фольги поликристаллического никеля позволили выявить значение тока, при котором влияние магнитного поля на величину МРЭ будет максимальным (Рис.3.2.4). При фиксированной плотности электрического тока в образце $j = 1 \cdot 10^8$ А/м² с увеличением внешнего магнитного поля H_o от $0,5 \cdot 10^5$ А/м до $6 \cdot 10^5$ А/м МРЭ возрастает от $\sim 1\%$ до $\sim 6\%$, то есть в 6 раз (Рис. 3.2.4, кривая 1). Максимальное значение МРЭ (10,7 %) достигается увеличением внешнего магнитного поля H_o до $6 \cdot 10^5$ А/м при фиксированном токе в образце $j = 3 \cdot 10^8$ А/м² (Рис.3.2.4, кривая 2). При плотности электрического тока в образце $j = 4 \cdot 10^8$ А/м² увеличение внешнего магнитного поля H_o приводит к уменьшению МРЭ с $\sim 5\%$ до табличного значения $\sim 2,5\%$ (Рис.3.2.4, кривая 3).

Проведем анализ полученных экспериментальных результатов. Результаты эксперимента можно объяснить состоянием структуры образца. Так при малых токах ($j = 1 \cdot 10^8$ А/м²) применение внешнего магнитного поля H_o и его дальнейшее увеличение приводит к уменьшению дисперсии намагниченности и увеличению МРЭ. При $j = (2,5 - 3) \cdot 10^8$ А/м² в образце происходят структурные изменения, которые сопровождаются пластическими деформациями. Аномальное значение МРЭ (11,6%) при $j = 2,5 \cdot 10^8$ А/м² можно объяснить структурными изменениями в образце под действием тока, сопровождающимися пластическими деформациями, что обуславливает появление дополнительной намагниченности M , а увеличение H_o , обеспечивает уменьшение разброса вектора намагниченности \vec{M} в фольге и, следовательно, МРЭ возрастает. Так как МРЭ является структурно чувствительным, то при окончании процесса пластического разупрочнения при $j = 4 \cdot 10^8$ А/м² МРЭ уменьшается до своего табличного значения.

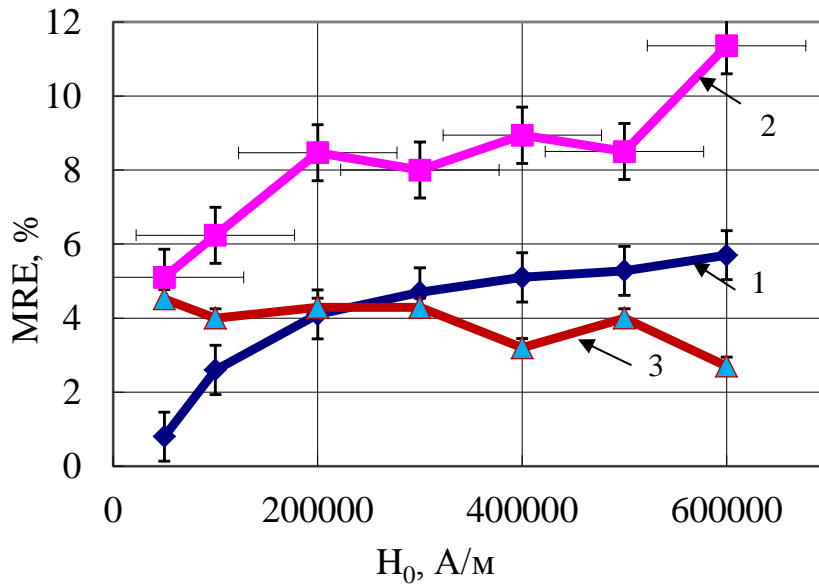


Рис. 3.2.4. Зависимость МРЭ от напряженности внешнего магнитного поля при фиксированном токе в образце: $j = 10^8, 3 \cdot 10^8, 4 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$, кривые 1-3, соответственно.

Известно [76,77], что максимальное значение МРЭ в никеле составляет 2,5 %, что согласуется с результатами эксперимента в области малых токов $j < 0,5 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ (Рис.3.2.3). Наряду с этим результаты эксперимента свидетельствуют о увеличении МРЭ (11,6 %) при $j = 2,5 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ в 6,4 раза по сравнению с значением МРЭ (1,8 %) при малых токах $j = 0,5 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$. Учитывая, что величина МРЭ пропорциональна квадрату намагниченности, то есть $\frac{\Delta R}{R_0} \sim M^2$ [77,78], то логично предположить, что эффективная намагниченность образца должна возрасти в 2,5 раза. Следовательно, аномально высокое значение МРЭ (11,6 %), которое достигается при $j = 2,5 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ в фольге, можно объяснить возникновением дополнительной намагниченности.

Экспериментальную зависимость величины МРЭ в фольге Ni от плотности электрического тока j нельзя объяснить влиянием джоулева тепла, так как известно [76,77], что с ростом температуры образца МРЭ только уменьшается.

Уменьшение МРЭ при $j > 2,5 \cdot 10^8$ А/м² также не связано с нагревом образца, так как эксперимент проводился в условиях близким к изотермическим.

Величину перегрева для тонкослойного однородного металлического проводника с внутренним источником тепла – электрический ток в проводнике, в условиях теплообмена с окружающей средой, найдем из решения уравнения теплопроводности [103]:

$$c\gamma \frac{\partial T(r)}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T(r)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(r)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(r)}{\partial z^2} \right) + F(x, y, z, t) \quad (3.2.2)$$

Здесь $T(r)$ – температура проводника в любой его точке, положение которой задается радиус-вектором $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$; λ - коэффициент теплопроводности; γ – плотность материала; c – его удельная теплопроводность; $F(x, y, z, t) = \rho j^2$ – объемная плотность энергии электрического тока в проводнике.

В стационарном режиме для одномерного случая получим:

$$\lambda \frac{\partial^2 T(x)}{\partial x^2} = -\rho j^2 \quad (3.2.3)$$

В рассматриваемом случае граничные условия имеют вид [103]:

$$\begin{aligned} \lambda \frac{\partial T(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, & T\left(\frac{h}{2}\right) &= \theta \\ -\lambda \frac{\partial T(x)}{\partial x} \Big|_{x=\frac{h}{2}} &= \alpha(\theta - T_0), \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

где θ – температура на поверхности пластинки, h – толщина пластинки, T_0 – начальная температура, α - коэффициент теплоотдачи.

Уравнение (3.2.3) и граничные условия (3.2.4) представляют собой задачу Коши, решение которой будет представлять собой уравнение, описывающее распределение температуры по толщине пластинки, определяемой координатой x :

$$T(x) = -\frac{\rho j^2}{2\lambda} x^2 + \frac{\rho j^2 h^2}{8\lambda} + \frac{\rho j^2 h}{2\alpha} + T_0 \quad (3.2.5)$$

Оценки, полученные на основе решения стационарного уравнения теплопроводности для никелевой пластинки с параметрами $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м, $\rho = 8,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\lambda = 58,62$ Вт/(м·град), $\alpha = 3 \cdot 10^4$ Вт/(м²·град), $T_0 = 293$ К при $j =$

10^9 А/м^2 , показывают, что перепад температуры по толщине пластинки составляет $\Delta T \cong 7$ градусов. Таким образом, в условиях интенсивного охлаждения тонкослойного металлического проводника, зависимостью температуры образца от плотности электрического тока можно пренебречь.

Для сравнения температура цилиндрического проводника в стационарных условиях, можно найти, решив уравнение теплопроводности вида [103]:

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 T(\vec{r})}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(\vec{r})}{\partial r} \right) = -\rho j^2 \quad (3.2.6)$$

Граничные условия в рассматриваемом случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(r)}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, & T(r_0) &= \theta \\ -\lambda \frac{\partial T(r)}{\partial r} \Big|_{r=r_0} &= \alpha(\theta - T_0), \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

где r_0 – радиус проводника.

Уравнение (3.2.6) совместно с граничными условиями (3.2.7) представляют собой задачу Коши, решением которой является зависимость, описывающая распределение температуры по толщине цилиндрической стенки, за счет нагрева проводника, связанного с выделением тепла Джоуля-Ленца при пропускании тока:

$$T(r) = \frac{\rho j^2}{4\lambda} (r_0^2 - r^2) + \frac{\rho j^2}{2\alpha} r^2 + T_0 \quad (3.2.8)$$

Оценки, полученные на основе (3.2.8) для цилиндрического медного проводника диаметром $d = 10^{-4}$ м, $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\lambda = 92 \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{град}}$, $\alpha = 1,3 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\cdot\text{град}}$, показывают, что нагрев образца составит 80-120 градусов по отношению к температуре окружающей среды. Таким образом, экспериментальная зависимость удельного электросопротивления от плотности тока для образца цилиндрической формы (проволока) обусловлена, прежде всего, его джоулевым нагревом.

Уменьшение МРЭ при $j > 2,5 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ можно объяснить нарастанием внутреннего магнитного поля $H_\sigma = \frac{3 \lambda \sigma}{M}$ за счет эффекта магнитострикции и приводящего к изменению ориентации вектора намагниченности M относительно внешнего магнитного поля H_o . Для сравнения отметим, что влияние электрического тока высокой плотности ($j=(0 - 12) \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$) в металлических тонких магнитных пленках носит по току пороговый характер, но при этом всегда уменьшается [68, 69]. Исключение составляет случай сильного подмагничивающего поля $H_o > 4 \cdot 10^5 \text{ А/м}$, когда величина МРЭ практически не зависит от плотности электрического тока в ТМП.

Результаты эксперимента можно объяснить состоянием структуры образца. Так при малых токах ($j = 1 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$) наложение внешнего магнитного поля H_o и его дальнейшее увеличение приводит к уменьшению дисперсии намагниченности и увеличению МРЭ [61]. При $j = (2,5 - 3) \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ процесс электропластического разупрочнения материала образца обуславливает появление дополнительной намагниченности M , а увеличение значения внешнего магнитного поля H_o обеспечивает уменьшение разброса вектора намагниченности M в фольге и, следовательно, МРЭ возрастает (Рис. 3.2.4, кривая 2). Так как МРЭ является структурно чувствительным, то при окончании процесса пластического разупрочнения при $j = 4 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ МРЭ уменьшается до своего табличного значения. Поэтому магнитное поле в указанной области токов практически не влияет на величину МРЭ (Рис. 4, кривая 3).

Рассмотрим более подробно возможные причины зависимости величины МРЭ от плотности тока (Рис.3.2.3) и от напряженности внешнего магнитного поля (Рис. 3.2.4). Одной из причин, обуславливающих зависимость МРЭ от плотности тока, является наличие деформаций проводника под действием тока высокой плотности [18,44,45,48-51]. В результате исследований по влиянию деформаций, создаваемых путем изгиба подложки, на величину удельного сопротивления проводящих пленок получено выражение [81]:

$$\rho(\varepsilon) = \rho_0 \cdot \left(1 \pm k_{\varepsilon} \cdot \varepsilon \cdot \cos^2 \varphi_{\varepsilon} \right), \quad (3.2.9)$$

где φ_{ε} – угол между направлениями тока и деформации, ρ_0 – удельное электросопротивление пленки в отсутствие деформации, $k_{\varepsilon} = \frac{\Delta\rho}{\rho} \cdot \frac{1}{\varepsilon}$, ε – относительная деформация.

Для оценки величины механических деформаций под действием электрического тока дополнительно были проведены измерения деформации образцов. Для Ni – фольг: 0,005x2x50 мм, $\rho_0 = 1,1 \cdot 10^{-7}$ Ом·м при $j = 4 \cdot 10^8$ А/м² относительная деформация составляла $\varepsilon = 0,14$ % (при погрешности измерений 0,002 %), получаем $\rho(\varepsilon = 0,14\%) = 1,23 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, при $k_{\varepsilon} = 89$. Тогда $\frac{\rho(\varepsilon) - \rho(0)}{\rho(0)} = 0,118$ (11,8 %), что неплохо согласуется с результатами эксперимента по МРЭ (11,6 %).

Другой причиной зависимости МРЭ от плотности тока и магнитного поля является дополнительная намагниченность вещества. Согласно теории Н.С Акулова величина МРЭ может определяться выражением [78]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = b \cdot M^2 \quad (3.2.10)$$

Согласно Н.С. Акулову [73,75,78], эффект магнетосопротивления для поликристаллического однодоменного ферромагнетика в состоянии насыщения определяют по формуле:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = A + B \cdot \cos^2 \varphi, \quad (3.2.11)$$

φ – угол между направлением тока и намагниченностью, А и В – постоянные данного материала.

Направление напряженности магнитного поля тока H_j и эффективного магнитного поля при $\theta = 90^0$ для верхней части пластины $0 < z < \delta / 2$

представлено на Рис. 3.2.5, а), а для нижней части - $-\delta/2 < z < 0$ – на Рис. 3.2.5, б).

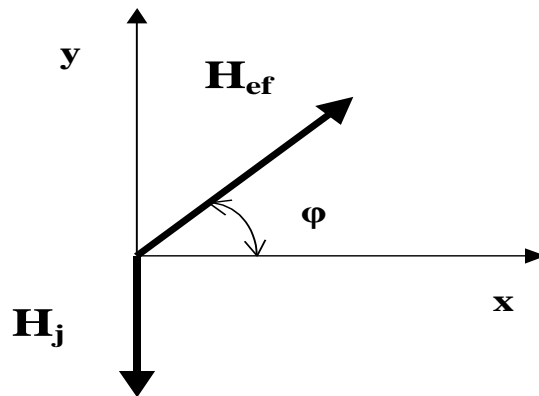


Рис. 3.2.5 а). Напряженность магнитного поля в верхней части пластины $0 < z < \delta/2$, $\theta = 90^\circ$.

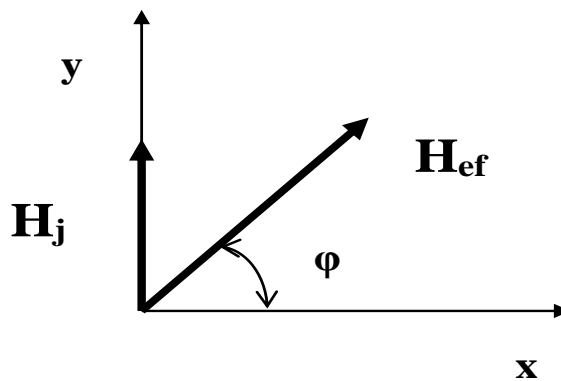


Рис. 3.2.5 б). Напряженность магнитного поля в нижней части пластины $-\delta/2 < z < 0$, $\theta = 90^\circ$.

На Рис. 3.2.6 показана эпюра результирующего магнитного поля в пластине при $\theta = 90^\circ$ для верхней части пластины - $0 < z < \delta/2$ (Рис. 3.2.5, а)) и для нижней части пластины - $-\delta/2 < z < 0$ (Рис. 3.2.5, б)).

Направление напряженности магнитного поля тока H_j и эффективного магнитного поля при $\theta = 0^\circ$ для верхней части пластины $0 < z < \delta/2$

представлено на Рис. 3.2.7, а), а для нижней части - $-\delta/2 < z < 0$ – на Рис. 3.2.7, б).

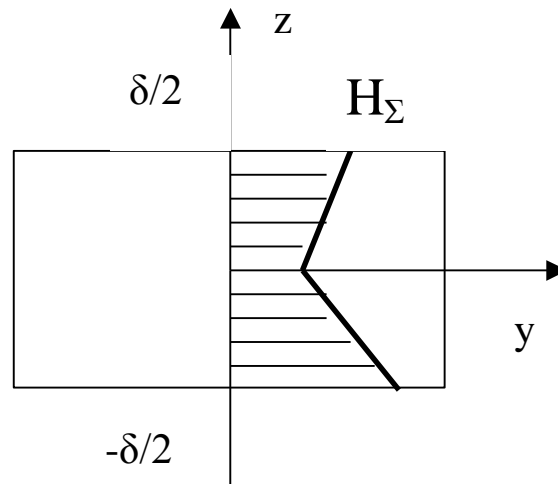


Рис. 3.2.6. Эпюра магнитного поля в пластине при $\theta = 90^\circ$.

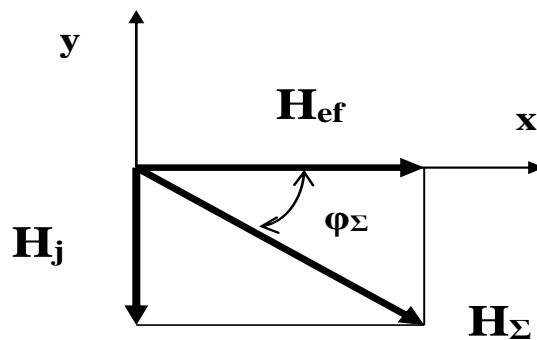


Рис. 3.2.7 а). Напряженность магнитного поля в верхней части пластины - $0 < z < \delta/2$, $\theta = 0^\circ$.

На Рис. 3.2.8 показана эпюра результирующего магнитного поля в пластине при $\theta = 0^\circ$ для верхней части пластины - $0 < z < \delta/2$ (Рис. 3.2.7 а)) и для нижней части пластины - $-\delta/2 < z < 0$ (Рис. 3.2.7 б)).

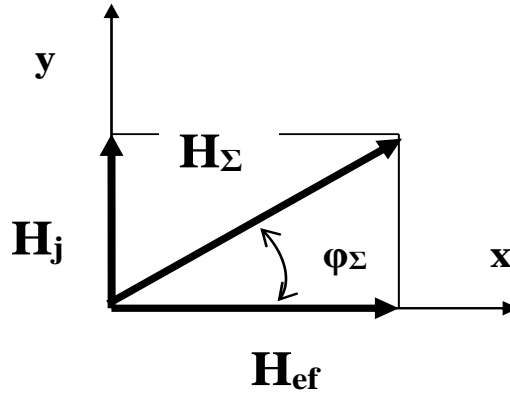


Рис. 3.2.7 б). Напряженность магнитного поля в нижней части пластины - $\delta/2 < z < 0$, $\theta = 0^\circ$.

Согласно рисункам (Рис. 3.2.5, 3.2.7) и эпюрам (Рис. 3.2.6, Рис. 3.2.8), угол между направлением тока и намагниченностью при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ определяются согласно выражениям:

$$\varphi_\Sigma = \operatorname{arctg} \left(\frac{H_j}{H_{ef}} \right) \quad (3.2.12)$$

$$\varphi_\Sigma = \operatorname{arcsin} \left(\frac{H_{ef} \cdot \sin \varphi \pm H_j}{H_{2\Sigma}} \right) \quad (3.2.13)$$

При $\theta = 0^\circ$ (3.2.12) эпюра результирующего магнитного поля симметрична относительно центральной части пластины. В выражении (3.2.13) знак «-» ставится при $\theta = 90^\circ$ для верхней части пластины $0 < z < \delta/2$ и знак «+» ставится для нижней части пластины $-\delta/2 < z < 0$.

Получим выражение для эффективного магнитного поля и результирующего магнитного поля. Эффективное магнитное поле определяется

$$\text{внешним магнитным полем } H_o \text{ и внутренним магнитным полем } H_\sigma = \frac{3\lambda\sigma}{M},$$

возникающим за счет эффекта магнитострикции:

$$\mathbf{H}_{ef} = \left(\mathbf{H}_0^2 + \mathbf{H}_\sigma^2 + 2 \cdot \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{H}_\sigma \cdot \cos\theta \right)^{1/2} \quad (3.2.14)$$

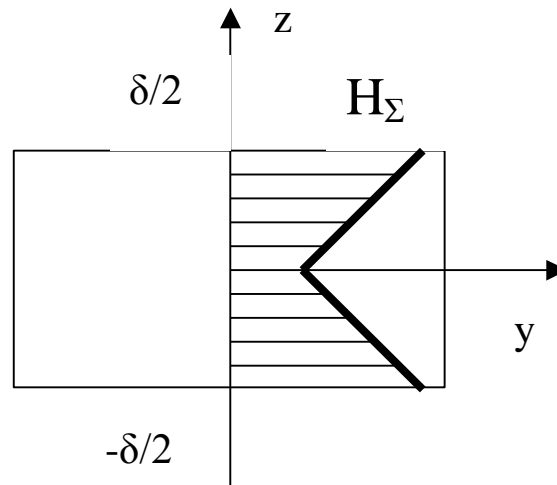


Рис. 3.2.8. Эпюра магнитного поля в пластине при $\theta = 0^0$.

Результирующее магнитное поле в образце $\vec{\mathbf{H}}_\Sigma = \vec{\mathbf{H}}_0 + \vec{\mathbf{H}}_\sigma + \vec{\mathbf{H}}_j$ определяли, как:

$$\mathbf{H}_\Sigma = \sqrt{\mathbf{H}_{ef}^2 + \mathbf{H}_j^2} \quad (3.2.15)$$

Магнетосопротивление образца:

$$\mathbf{R}(\varphi_\Sigma) = \mathbf{R}_o + \Delta\mathbf{R} \cdot \cos 2\varphi_\Sigma \quad (3.2.16)$$

По формуле (3.2.16) можно проводить расчет магнетосопротивления образца.

Итог: Обнаружена зависимость магнетосопротивления от плотности тока в фольгах никеля при различных положениях образца с током по отношению к внешнему однородному магнитному полю. Зависимость величины МРЭ от плотности тока и от постоянного внешнего магнитного поля, а также его аномальное значение 11,6% при $j = 2,5 \cdot 10^8$ А/м² можно объяснить структурными изменениями в образце под действием тока, сопровождающимися пластическими деформациями. А именно, электронная подсистема, вызывает дополнительное направленное движение атомов и, оказывая воздействие на кристаллическую решетку проводника, обладающую

структурными неоднородностями, вызывает движение дефектов, что влияет в итоге на физические свойства материала.

При исследовании влияния внешнего магнитного поля $H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м на величину МРЭ в образцах из фольги поликристаллического, по которой пропускали электрический ток плотностью $j = (1 - 4) \cdot 10^8$ А/м², установлено, что максимальное значение МРЭ (10,7 %) достигается увеличением внешнего магнитного поля H_o до $6 \cdot 10^5$ А/м при фиксированном токе в образце $j = 3 \cdot 10^8$ А/м². Увеличение внешнего магнитного поля при токах в образце и выше порогового обуславливает дополнительную намагниченность, приводит к уменьшению дисперсии намагниченности.

Влияние механических деформаций, созданных электрическим током или магнитным полем, на величину МРЭ можно использовать в микроэлектронике. Обнаруженная аномальная зависимость магнетосопротивления от плотности тока в фольгах никеля при различных положениях образца с током по отношению к внешнему однородному магнитному полю может быть использована для повышения чувствительности датчиков электромагнитных сигналов, работа которых основана на использовании магниторезистивного эффекта [82].

Изменение физических характеристик ТМП и тонких ферромагнитных фольг при ФМР и МРЭ доказывают возможность динамического обратимого влияния тока на высокочастотные характеристики ТМП при ФМР и необратимого, связанного со структурными изменениями в образце, как в случае МРЭ в фольгах.

3.3. Способ измерения электросопротивления анизотропных ТМП.

В разделе 3.3. рассмотрено практическое применение исследований о влиянии электрического тока на параметры ферромагнитного резонанса в тонких пленках ферромагнитного металла [61,63-65,67] и на величину магниторезистивного эффекта в фольгах и пленках ферромагнитных металлов [62,66,68-71,72], а именно способ измерения электросопротивления анизотропных ТМП. Физической основой способа [58] являются работы, в

которых исследованы особенности ФМР в структурно-анизотропных пленках ферромагнитного металла при тангенциальном подмагничивании в зависимости от величины анизотропии электрической проводимости, ориентации ее оси относительно поля наведенной магнитной анизотропии ТМП, а также от значения угловой дисперсии оси электрической анизотропии [62-65,67,68,76]. С другой стороны, текстура деформаций, возникающая в металлическом проводнике (ТМП, фольга) под действием электрического тока высокой плотности ($j \sim 10^8 - 10^9$ А/м² в условиях интенсивного теплообмена образца с окружением, реализует собой металлическую среду с управляемыми физическими характеристиками, позволяет в частности, изменять электрическое сопротивление образца. Изменение электрического сопротивления образца за счет ориентирующего действия электрического тока на кристаллографические оси в блоках поликристаллического металла (электроупругий эффект) будет приводить к возникновению структурной анизотропии электросопротивления в металлах произвольной сингонии [16,20,26,38,39,45,50,51,54]. Таким образом, при измерениях гальваномагнитных эффектов возникает необходимость разделения структурной и магниторезистивной компонент электросопротивления.

Для одновременного измерения в электрически анизотропных металлических ТМП компонент структурной и магниторезистивной анизотропии электросопротивления - $\Delta\rho_e$ и $\Delta\rho_m$, соответственно, и был предложен способ измерения электросопротивления металлических ТМП [58]. Данное изобретение относится к измерительной технике и предназначено для измерения и контроля электрических и магнитных свойств металлических ТМП. Целью изобретения является осуществление одновременного измерения в электрически анизотропных магнитных пленках компонент структурной и магниторезистивной анизотропии электросопротивления.

Поставленная цель достигается тем, что через ТМП, помещенную во внешнее постоянное, однородное магнитное поле, пропускается электрический ток фиксированной величины, измеряется падение напряжения U в

направлении тока в пленке, и определяется величина электросопротивления ТМП, как $R = U/I$ (I – сила тока через образец) при различных угловых положениях подмагничивающего поля в плоскости пленки относительно направления тока. Затем при подмагничивании образца вдоль тока, поворотом пленки в ее плоскости, добиваются максимального значения падения напряжения $U(0,0)$. Далее не меняя положения пленки относительно тока, изменяют направление подмагничивающего поля в плоскости пленки на ортогональное, а затем измеряют соответствующее падение напряжения - $U(0, \pi/2)$. Далее, не меняя ориентации подмагничивающего поля, изменяют направление тока на ортогональное и затем измеряют падение напряжения на образце - $U(\pi/2, 0)$. Величину структурной анизотропии электросопротивления и анизотропии магнетосопротивления определяют расчетным путем.

На Рис. 3.3.1 показана схема установки для проведения измерений согласно способу, описанному в работе [58].

Для объяснения способа измерения была создана физическая модель, в которой связь напряженности электрического поля \vec{E} с плотностью электрического тока \vec{j} в анизотропной ТМП может быть представлена законом Ома для электрически анизотропной ТМП [62,76]:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + 2\vec{n}_m (\vec{n}_m \cdot \vec{j}) \cdot \Delta\rho_m + 2\vec{n}_e (\vec{n}_e \cdot \vec{j}) \cdot \Delta\rho_e \quad (3.3.1)$$

Здесь \vec{n}_m и \vec{n}_e – орты, определяющие ориентацию магнитного момента и ось электрической анизотропии (ОЭА) в пленке относительно вектора плотности электрического тока \vec{j} , $\Delta\rho_m, \Delta\rho_e$ – анизотропия электросопротивления, обусловленная намагниченностью и структурой пленки.

Электросопротивление пленки определяется как:

$$\rho_{\parallel, \perp} = \rho_0 \pm \Delta\rho_e \pm \Delta\rho_m, \quad \rho_0 = \frac{1}{2}(\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}) \quad (3.3.2)$$

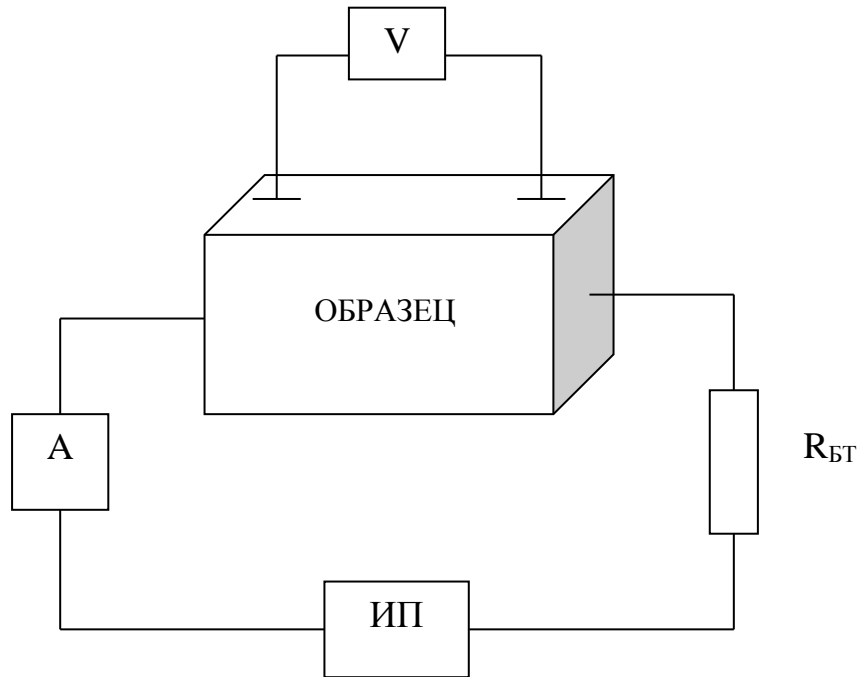
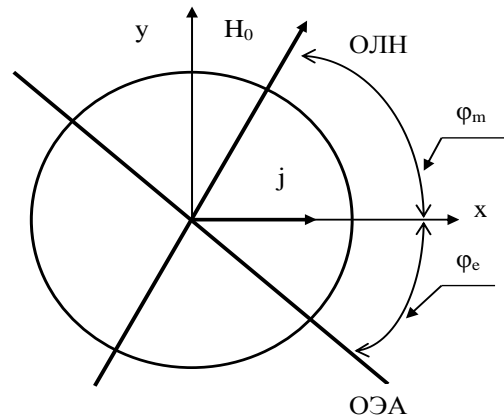


Рис. 3.3.1. Схема установки.

На Рис. 3.3.2. показаны ориентация *ОЭА*, ось легкого намагничивания (ОЛН), напряженности внешнего магнитного поля и плотности тока в ТМП.

Рис. 3.3.2. Схема ТМП с током во внешнем магнитном поле с указанием *ОЭА* и *ОЛН*.

Вводя углы между вектором плотности тока \vec{j} и намагниченностью – φ_m и между вектором \vec{j} и *ОЭА* – φ_e , запишем продольную компоненту напряженности электрического поля в ТМП:

$$E_{II} = \left(\rho_0 + \Delta\rho_m \cdot \cos 2\varphi_m + \Delta\rho_e \cdot \cos 2\varphi_e \right) \cdot j \quad (3.3.3)$$

и поперечную компоненту напряженности электрического поля в ТМП:

$$E_{\perp} = \left(\Delta\rho_m \cdot \sin 2\varphi_m + \Delta\rho_e \cdot \sin 2\varphi_e \right) \cdot j \quad (3.3.4)$$

Так как в прямом эксперименте измеряется суммарный вклад магнитной и структурной анизотропии, поэтому введем эффективную анизотропию электросопротивления:

$$E = (\rho_0 + \Delta\rho \cos 2\Psi) \cdot j \quad (3.3.5)$$

В (3.3.5) введены эффективные параметры, такие как $\Delta\rho$ – эффективная анизотропия удельного электросопротивления определяется выражением:

$$\Delta\rho = \left[\Delta\rho_e^2 + \Delta\rho_m^2 + 2\Delta\rho_e \Delta\rho_m \cdot \cos 2(\varphi_e - \varphi_m) \right]^{1/2} \quad (3.3.6)$$

и угол, определяющий положение эффективной оси анизотропии ТМП:

$$\Psi = \frac{1}{2} \arctg \frac{\Delta\rho_e \sin 2\varphi_e + \Delta\rho_m \sin 2\varphi_m}{\Delta\rho_e \cos 2\varphi_e + \Delta\rho_m \cos 2\varphi_m} \quad (3.3.7)$$

Сопротивление в отсутствие внешнего магнитного поля определяем, как:

$$\rho_0 = \frac{E_{\parallel}(0,0) - E_{\parallel}(\pi/2, \pi/2)}{2j} \quad (3.3.8)$$

Структурная составляющая анизотропии электросопротивления ТМП определяется следующим выражением:

$$\Delta\rho_e = \frac{E_{\parallel}(0,0) - E_{\perp}(\pi/2, 0)}{j} \quad (3.3.9)$$

Здесь $\Delta\rho_e$ – анизотропия удельного электросопротивления, обусловленная анизотропией структуры пленки, $E_{\parallel}(\varphi_e, \varphi_m) = E_{\parallel}(0,0)$, а $E_{\perp}(\varphi_e, \varphi_m) = E_{\perp}(\pi/2, 0)$.

Магнитная составляющая анизотропии электросопротивления ТМП определяется следующим выражением:

$$\Delta\rho_m = \frac{E_{\perp}(0,0) - E_{\perp}(0, \pi/2)}{j} \quad (3.3.10)$$

Здесь $\Delta\rho_m$ – анизотропия удельного электросопротивления, обусловленная анизотропией намагниченности пленки, $E_{\perp}(\varphi_e, \varphi_m) = E_{\perp}(0,0)$, а $E_{\perp}(\varphi_e, \varphi_m) = E_{\perp}(\pi/2, 0)$.

Для того, чтобы определить величину электрической $\Delta\rho_e$ и магнитной анизотропии $\Delta\rho_m$ электросопротивления электрически анизотропных ТМП необходимо сначала найти положение оси электрической анизотропии. Для этого подмагничивающее поле H_0 , которое должно значительно превышать поле магнитной анизотропии пленки H_k , ($H_0 \gg H_k$), ориентируем вдоль тока I , пропускаемого по пленке. В этом случае угол между вектором намагниченности пленки и плотностью тока в пленке j будет нулевым, что соответствует $\varphi_m = 0$. Осуществляя подмагничивание образца вдоль тока и, поворачивая пленку в ее плоскости, необходимо добиться максимального значения падения напряжения, что соответствует $\varphi_m = 0, \varphi_e = 0$. Измеряем падение напряжения с помощью вольтметра (Рис. 3.3.3.), которое соответствует $U(0,0)$ и силу тока I . Данные измерения позволяют определить положение оси электрической анизотропии и рассчитать сопротивление ТМП вдоль ОЭА, которое имеет максимальное значение: $U(0,0)/I = R_{max}$.

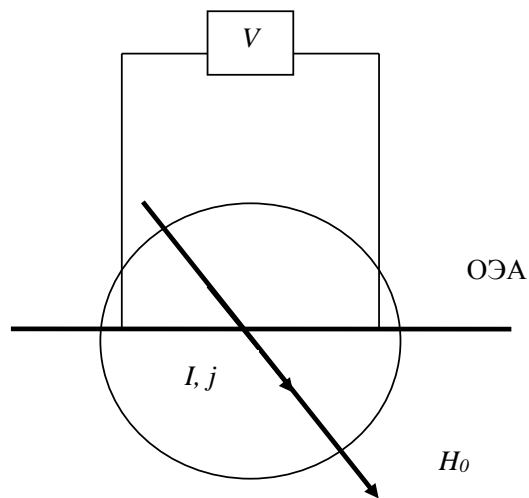


Рис. 3.3.3. Определение положения оси электрической анизотропии ТМП.

Измеряя значения падения напряжения в пленке вдоль ОЭА при различных направлениях тока в пленке по отношению к ОЭА, определяют расчетным путем величины структурной анизотропии электросопротивления и анизотропии магнетосопротивления. Рассмотрим схемы измерения электросопротивления в электрически анизотропных металлических ТМП,

которые обладают структурной и магниторезистивной анизотропией электросопротивления $\Delta\rho_e$ и $\Delta\rho_m$, соответственно.

3.3.1. Измерение магнитной анизотропии электросопротивления ТМП.

Пропускаем ток силой I вдоль ОЭА, ориентируя при этом магнитное поле перпендикулярно току и ОЭА, так, что $\varphi_m = \frac{\pi}{2}$, а $\varphi_e = 0$. Измеряем при таком положении пленки с током относительно внешнего магнитного поля H_0 падение напряжения вдоль тока $U(0, \pi/2)$ (Рис. 3.3.4.)

Используя измеренные падения напряжения в ТМП - $U(0,0)$ и $U(0, \pi/2)$, можно рассчитать величину магнитной анизотропии электросопротивления ТМП:

$$\Delta R_m = \frac{U(0,0) - U(0, \pi/2)}{I} \quad (3.3.11)$$

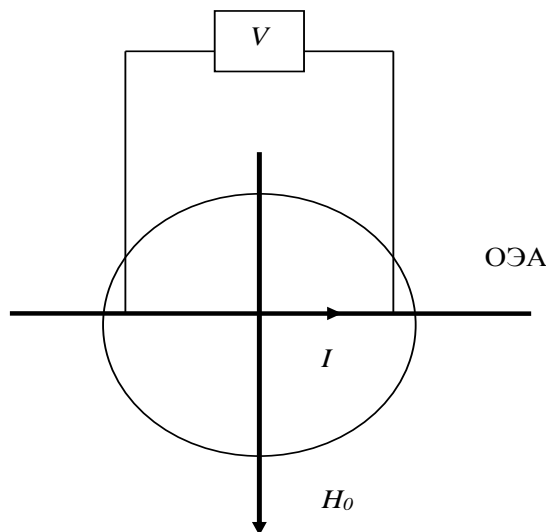


Рис. 3.3.4. Схема измерения магнитной анизотропии электросопротивления ТМП.

3.3.2. Измерение электрической анизотропии электросопротивления ТМП.

Для того чтобы измерить электрическую анизотропию ТМП, не меняется ориентация пленки по отношению к внешнему магнитному полю H_0 , а изменяют направление тока в ТМП так, что сила тока совпадает по направлению с внешним магнитным полем H_0 (Рис. 3.3.5.). Получается, что $\varphi_m = 0$, а $\varphi_e = \pi/2$. Измерение падения напряжения на образце производится вдоль ОЭА - $U(\pi/2, 0)$. Используя измеренные падения напряжения в ТМП -

$U(0,0)$ (Рис. 3.3.3) и $U(\pi/2, 0)$ (Рис. 3.3.5), можно рассчитать величину электрической анизотропии электросопротивления ТМП:

$$\Delta R_e = \frac{U(0,0) - U(\pi/2,0)}{I} \quad (3.3.12)$$

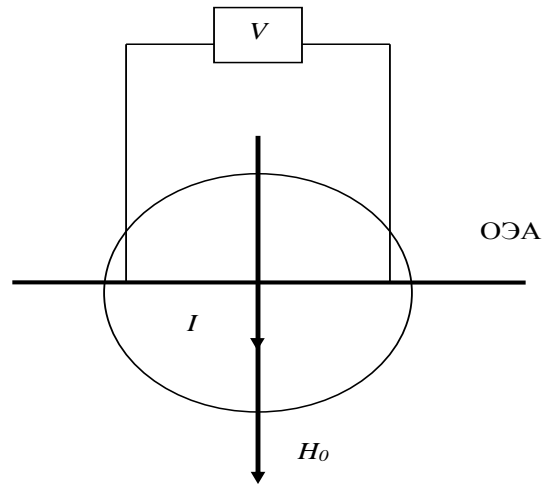


Рис. 3.3.5. Схема измерения электрической анизотропии электросопротивления ТМП.

Рассмотрим пример измерения электросопротивления анизотропных ТМП. Образец: пермаллоевая пленка ($70Ni12Fe18Co$), толщиной 2100 \AA , полученная при угле напыления 52° и имеющей поле магнитной анизотропии $H_K = 13 \text{ э}$.

Измерения проводились при фиксированном значении тока $I = 10 \text{ mA}$ в подмагничивающем поле $H_0 = 180 \text{ э}$.

На Рис. 3.3.6. представлены зависимости электросопротивления пермаллоевой пленки ($70Ni12Fe18Co$), толщиной 2100 \AA от угла поворота пленки в ее плоскости, которые показывают наличие электрической и магнитной анизотропии электросопротивления пленки.

Результаты измерений дают, что при $I = 10 \text{ mA}$ в подмагничивающем поле $H_0 = 180 \text{ э}$ электрическая и магнитная анизотропии электросопротивления составили:

$$\Delta R_e = 0,45 \text{ Ом}, \Delta R_m = 0,075 \text{ Ом}, R_0 = 2 \text{ Ом} \quad \Delta R_e / \Delta R_m = 6 \text{ раз.}$$

Положительный эффект от предложенного способа состоит в том, что он позволяет определить величину магниторезистивного эффекта в ТМП,

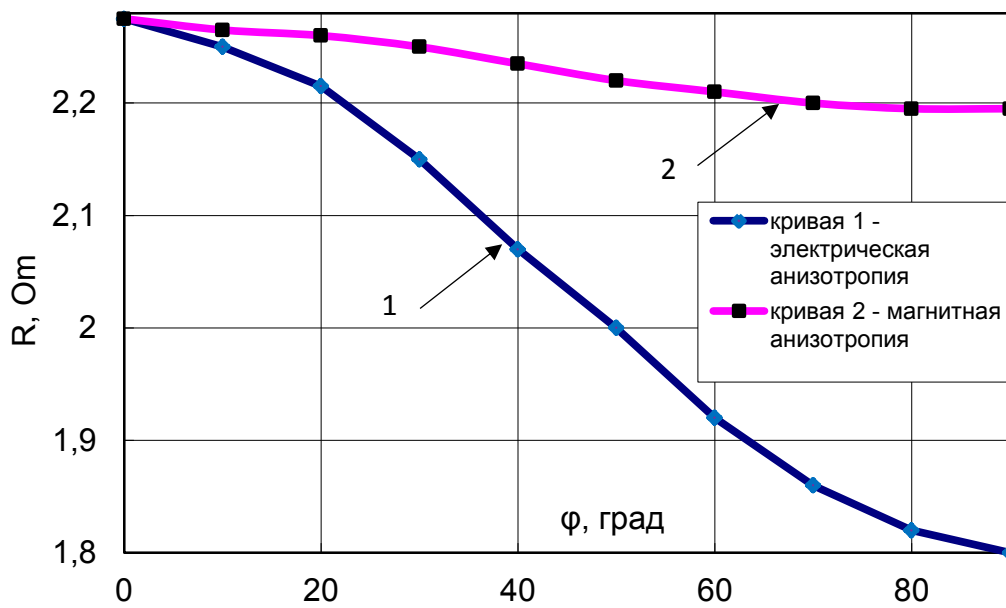


Рис. 3.3.6. Экспериментальные зависимости электросопротивления от углов поворота ТМП обладающих структурной анизотропией (монокристаллические, текстурированные пленки).

Выводы по главе 3.

Экспериментально доказано, что постоянный электрический ток оказывает динамическое, обратимое влияние на параметры ФМР. Обнаруженное экспериментально изменение физических характеристик ТМП и тонких ферромагнитных фольг в условиях ФМР и МРЭ доказывают возможность динамического обратимого влияния тока на высокочастотные характеристики ТМП при ФМР, а также необратимого, связанного со структурными изменениями в образце, как в случае влияние тока высокой плотности и внешнего магнитного поля на величину МРЭ в фольгах ферромагнитного металла. Расчеты, проведенные с использованием статистической модели магнито-невзаимодействующих блоков, позволили получить зависимости характеристик ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 , качественно объясняющие результаты эксперимента [61,67]. Установлено, что в пленках с большим полем наведенной магнитной анизотропии ($H_k \sim 1600$ А/м) угловая дисперсия оси легкого намагничивания оказывает не менее существенное влияние на параметры ФМР, чем

аналогичное влияние угловой дисперсии анизотропии электропроводности в пленках с малым полем магнитной анизотропии ($H_k \sim 160$ А/м). Расчетные зависимости параметров ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 объясняют эксперименты по динамическому (обратимому) влиянию электрического тока на параметры ФМР при условии изменения током в пленочном образце угловой дисперсии ОЛН по закону $\alpha_0(j) \sim j$, который вполне адекватен физическим представлениям о механически напряженном состоянии металла в процессе электропроводности [16,18, 26,27,50].

Экспериментально установлено, что значение МРЭ существенно зависит от плотности тока и при определенной, пороговой плотности тока величина МРЭ достигает максимального значения. Так для никелевой фольги при $j = 2,5 \cdot 10^8$ А/м² значение МРЭ составило 11,6%. Также в ходе исследований установлено влияние внешнего магнитного поля в диапазоне значений $H_o = (0,5 - 6) \cdot 10^5$ А/м на величину МРЭ в образцах из фольги поликристаллического никеля, по которой одновременно пропускали электрический ток плотностью $j = (1 - 4) \cdot 10^8$ А/м². Обнаружено, что максимальное значение МРЭ (10,7 %) достигается увеличением внешнего магнитного поля H_o до $6 \cdot 10^5$ А/м при фиксированном токе в образце $j = 3 \cdot 10^8$ А/м² [72].

Увеличение значения МРЭ может быть объяснено появлением дополнительной намагниченности в результате электропластического разупрочнения материала образца под действием электрического тока [66,68-71]. Величина плотности тока, при котором наблюдались изменения магнетосопротивления образца, является пороговым для начала движения дислокаций и перестройки структуры электропроводного материала, сопровождающейся пластическими деформациями. Эксперименты подтверждают, что уменьшение дисперсии намагниченности регулируется внешним магнитным полем [72,77]. Пропускание электрического тока высокой плотности ($j \geq 10^7$ А/м²) в металле приводит не только к его нагреву, но и

реализует его механически напряженное состояние. Причем это состояние имеет анизотропный характер.

Влияние механических деформаций, созданных электрическим током или магнитным полем, на величину МРЭ можно использовать в микроэлектронике. Обнаруженная аномальная зависимость магнетосопротивления от плотности тока в фольгах никеля при различных положениях образца с током по отношению к внешнему однородному магнитному полю может быть использована для повышения чувствительности датчиков электромагнитных сигналов, работа которых основана на использовании магниторезистивного эффекта [82].

Способ измерения электросопротивления металлических ТМП [58] имеет несомненную практическую ценность и значимость в области измерительной техники и предназначен для измерения и контроля электрических и магнитных свойств металлических ТМП. Практическая ценность способа заключается в том, что он позволяет осуществить одновременное измерение в электрически анизотропных металлических ТМП компонент структурной и магниторезистивной анизотропии электросопротивления.

Глава 4. Кристаллизация алюминиевых сплавов при действии постоянного электрического тока

В четвертой главе представлено описание метода воздействия электрическим током на процесс кристаллизации при литье алюминиевых сплавов в песчаные формы (ПФ). Показаны результаты экспериментального исследования параметров процесса кристаллизации силуминов при литье в ПФ в условиях кристаллизации сплава при пропускании постоянного электрического тока [29-34,37,38,84,85]. Показана физическая модель, описывающая движение фронта кристаллизации при использовании тока [87,88,108].

Как правило, эксплуатационные свойства изделий формируются на этапе его изготовления. После изготовления изделия, для улучшения свойств материала применяют последующие обработки (рекристаллизация, отжиг), которые сопровождаются применением внешних воздействий (механических, ультразвуковых, электромагнитных) [18,29-42]. В случае получения изделия с помощью литейных технологий существуют технологические этапы, которые влияют на качество изделия: приготовление расплава, заливка, затвердевание, извлечение готового изделия. На практике достаточно широко исследуется и используется влияние электрического тока, магнитного и электромагнитного полей на процесс кристаллизации и физические свойства материала отливок. Магнитные и электромагнитные поля используются для перемешивания расплава в тигле или форме, разогрева металла в прибылях. Магнитными и электромагнитными полями обрабатывают расплав перед заливкой его в форму. Электрический ток влияет на интенсивность массопереноса, газосодержание металлов, растворимость примесных компонентов [29-42,84,85,94-96,99,100-102,104,107,108]. Отливки, кристаллизация которых происходила в условиях пропускания электрического тока, имеют лучшие механические свойства, по сравнению с отливками, кристаллизация которых осуществлялась традиционным методом. Локальный характер теплового и векторного действия электрического тока позволяет получить структуру

материала, обладающую наименьшим числом дефектов, таких как газовые поры, усадочные раковины. Формирование отливок указанным способом позволяет уменьшить их осевую рыхлость.

В патенте [37] реализуется задача по регулированию скорости процессов формирования фасонной отливки и кристаллизации материала, независимого от электрических параметров литейной формы. Особенность способа заключается в том, что электрический ток плотностью не менее 10^4 А/м² пропускают непосредственно по расплаву в процессе заполнения им произвольной по составу неметаллической формы за счет последовательного расположения контактов по отливке, кристаллизации, затвердевания в целом. Выбор значения плотности электрического тока, пропускаемого по формируемой отливке, определяется фазовым состоянием ее материала. Выдержка сформированной отливки в форме производится при пропускании по ней электрического тока плотностью $j \leq 10^8$ А/м² вплоть до достижения температуры отливки диапазона значений $(0,2-0,5) \cdot T_{пл}$.

Электрический ток плотностью $j > 10^4$ А/м² пропускают непосредственно по отливке не только при кристаллизации, но и после завершения процесса кристаллизации и охлаждения отливки до температуры $(0,2 - 0,5) \cdot T_{пл}$. Добиваются создания более равновесного механически напряженного состояния материала отливок, что выражается, в частности, в дополнительном снижении механических напряжений. Можно сделать вывод, что отливки, изготовленные заявляемым способом, не требуют осуществления операции отжига. На наш взгляд этот результат связан с тем, что электрический ток, наряду с тепловым воздействием, обуславливающим дополнительный прогрев отливки, оказывает также упорядоченное, векторное действие на кристаллическую решетку материала проводящей среды. Явление возникновения механических напряжений в проводящей среде под действием электрического тока высокой плотности ($j \geq 10^8$ А/м²) в условиях интенсивного охлаждения образца используется в качестве метода обработки металлов и сплавов [23-25,44,48,49,50]. Электроупругие напряжения в металлах,

возникающие в металлах и сплавах при пропускании электрического тока высокой плотности, существенно влияет на их физические характеристики, при этом такое влияние может быть, как обратимым, так и необратимым. Это связано с тем, что кристаллическая решетка реальных металлов и сплавов не является совершенной (блочная структура, поры, дислокации, точечные дефекты). Поэтому механические напряжения, созданные действием электрического тока в проводнике, обуславливают эволюцию дефектной структуры (изменение размеров и формы протяженных дефектов, перераспределение, размножение или аннигиляция дислокаций, рекристаллизация, фазовые превращения, релаксация упругих напряжений и т.д.), что в итоге приводит к необратимым изменениям механических (пластичность, прочность и др.), электрических, магнитных свойств металлов и сплавов. Наряду с этим возможно и обратимое влияние электрического тока на физические параметры металла [23-27,49-51].

Важной составляющей, влияющей на качество литого изделия, является возможность контроля процесса кристаллизации и затвердевания в целом. Традиционным, показательным параметром, с помощью которого контролируют практически все литейные процессы, является температура. Вместе с тем, термопара регистрирует локальную температуру расплава. Как правило, свойства расплава в форме за счет влияния граничных условий имеют пространственный разброс, то есть оказываются зависимыми от геометрии отливки, поэтому для контроля температуры в объеме используют несколько термопар, располагаемых в различных сечениях отливки. Учитывая возможность применения дополнительных внешних воздействий, позволяющих усовершенствовать и развить технологический процесс и получить изделие с необходимыми эксплуатационными свойствами, следует использовать их в литейных технологиях. Однако, на практике существует проблема контроля применяемого внешнего воздействия. В данном разделе будет разобран метод воздействия электрического тока на процесс кристаллизации алюминиевых сплавов [37,84,85]. С этой целью ниже описан альтернативный способ контроля

процесса кристаллизации алюминиевого сплава, позволяющий также оказывать непосредственное воздействие на свойства сплава.

4.1. Описание экспериментальной установки

Для реализации на практике метода воздействия электрическим током на процесс кристаллизации при литье алюминиевого сплава в песчаные формы и для применения альтернативного способа контроля процесса кристаллизации алюминиевого сплава, основанного на измерении падения напряжения на образце в процессе его затвердевания и охлаждения, была создана экспериментальная установка, позволяющая пропускать постоянный электрический ток в процессе кристаллизации металла [37,84,85]. Электрический ток плотностью $j \sim (10^4 - 10^6) \text{ А/м}^2$ пропускали через расплав, находящийся в песчаной форме.

Предлагаемая установка позволяет пропускать электрический ток через сплав в процессе его кристаллизации в песчаных формах и одновременно осуществлять сопутствующий контроль процесса (время фазового перехода, скорость кристаллизации). Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 4.1.1. На Рис. 4.1.1. показано силовое оборудование (элементы 1-3), которое предназначено для создания постоянного электрического тока через образец. Для достижения непосредственного действия тока на металл в момент его заливки в форму используются последовательно расположенные контакты, примыкающие к отливке, чем достигается действие тока на металл на всех этапах его кристаллизации, которое не зависит от электрических параметров литейной формы [37, 84, 85].

Целью метода является оказание непосредственного действия тока на металл в момент его заливки в форму, поэтому в методе используются последовательно расположенные контакты, примыкающие к отливке. Таким образом, достигается действие тока на расплав в литейной форме на всех этапах его кристаллизации, которое не зависит от электрических параметров литейной формы. В качестве материала образцов был использован распространённый литейный сплав - силумин. Химический состав сплава на основе алюминия был

установлен с помощью спектрального анализа: Si – 10,47 %; Cu – 1,75 %; Fe – <0,2 %; Cr – 0,02%; Mg - <0,02; Mn - <0,02 %; Ni – 0,08 %. Как показывает спектральный химанализ, данный сплав относится к силуминам, имеет маркировку *AK12* и является доэвтектическим сплавом.

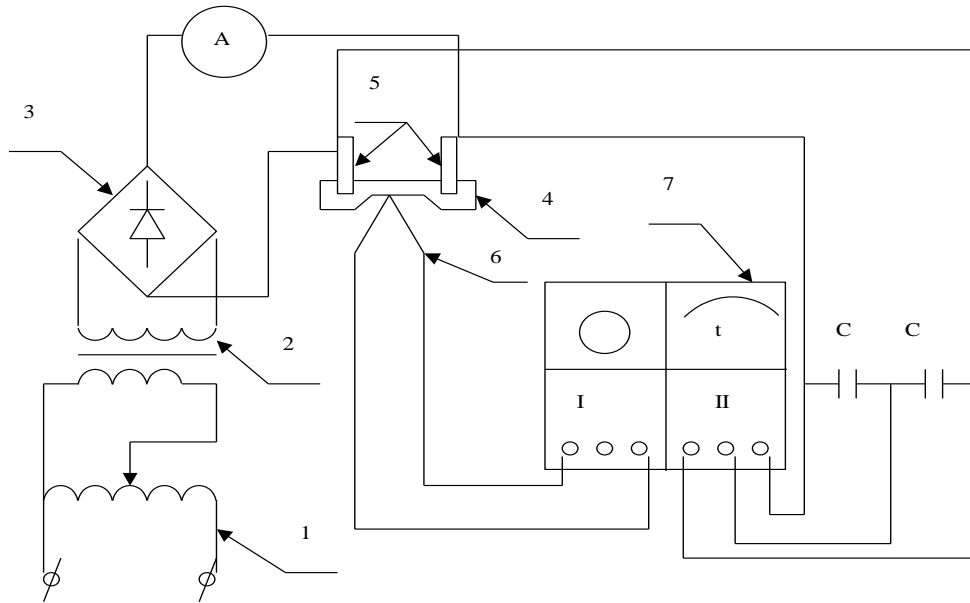


Рис. 4.1.1. Схема экспериментальной установки: 1 – автотрансформатор; 2 – силовой трансформатор; 3 – выпрямительный мост; 4 – образец; 5 – электроды; 6 – термопара; 7 – регистрирующее устройство (двухканальный записывающий осциллограф).

Установлено [29], что с увеличением силы тока, пропускаемого через литейную форму, механические свойства не модифицированного сплава *АЛ9* улучшаются, а содержание водорода уменьшается. Прочность литого изделия (диаметр 30мм, длина 300 мм), кристаллизация которого происходила под действием постоянного тока ($I = 5 \text{ A}$) увеличивалась на 17%, пластичность на 77%, содержание газов уменьшилось на 50%. Применение последовательно операций кристаллизации под действием тока и последующей термообработки позволяет повысить прочность образцов на 45 %. Анализ микроструктуры образцов показал, что в отливках, закристаллизовавшихся под воздействием

электрического тока, происходит значительное измельчение включений кремния, одновременно они приобретают правильную, округлую форму. Также происходит измельчение твердой фазы $CuAl_2$. При постоянном токе ($I=3$ А) происходит значительное измельчение зерен твердого раствора кремния в алюминии. Данный факт можно объяснить совместным действием электронного потока [9-11] и электрических сил $F = p \cdot \frac{\partial E}{\partial x}$ на включения кристаллического кремния в алюминиевом сплаве. Влиянием джоулева тепла при небольших плотностях тока можно пренебречь. Покажем это в условиях отсутствия теплообмена с окружающей средой и считая, что материал уже находится при температуре фазового перехода $T = T_{пл}$ (плавление): $Q_{Дж-Л} = Q_{Ф-П}$, где $Q_{Дж-Л} = j^2 \cdot \rho \cdot \Delta t \cdot \Delta V$ - тепло Джоуля – Ленца, $Q_{Ф-П} = \lambda \cdot \gamma \cdot \Delta V$ - тепло, необходимое для осуществления фазового перехода материала плавлением. Критическая плотность тока можно оценить, как:

$$j = \sqrt{\frac{\lambda \cdot \gamma}{\rho \cdot \Delta t}} \quad (4.1.1)$$

Здесь λ – коэффициент теплопроводности сплава (Вт/(м·К)), γ – плотность (кг/м³), ρ – удельное электросопротивление (Ом·м)

Для алюминия оценка по выражению (4.1.1) дает значение $2 \cdot 10^8$ А/м². Реальные значения плотности тока, необходимого для осуществления фазового перехода будут на порядки выше. Для того чтобы влияние электрического тока как векторного, так и теплового было достигнуто, необходимо согласовывать распределение тепловых потоков. Например, использовать подогрев литейной формы.

С практической точки зрения используемая схема электрического воздействия [29] имеет конструктивные недостатки, связанные с взаимодействием ускоренного движущегося потока металла с электродами. Поток расплава оказывает механическое воздействие на электроды, как на элемент формы. Возникает импульс отдачи, приводящий к искажению поступательного движения расплава. С целью устранения данного недостатка

была проведена корректировка экспериментальной установки (Рис. 4.1.1). Учитывая динамику движения расплава, электроды, применяемые для осуществления воздействия электрического тока, следует располагать не перпендикулярно движению потока расплава, а вдоль скорости движения потока или, в крайнем случае, на одном уровне с поверхностью формы.

Использование установки (Рис. 4.1.1) позволяет предложить метод воздействия на кристаллизацию расплава. Применяя данную экспериментальную установку (Рис. 4.1.1) можно влиять на структуру материала и после фазового перехода, осуществляя обработку отливки электрическим током до ее выемки из формы. Эта операция позволит уменьшить механические напряжения в изделии, связанные с технологическими особенностями изготовления. Пространственное совмещение различных технологических операций уменьшает стоимость изготовления изделия. Таким образом, стало возможным управление процессом фазового перехода и одновременное осуществление контроля процесса кристаллизации и влияния на свойства изделия. Однако необходимо детальное исследование метода воздействия электрического тока на процесс кристаллизации сплава.

4.2. Исследование параметров процесса кристаллизации сплава при литье в песчаную форму

В разделе 4.2. представлены результаты исследований, цель которых заключалась в разработке альтернативного способа контроля параметров процесса кристаллизации сплава, и возможности управления параметрами процесса кристаллизации, основанного на измерении падения напряжения на образце в процессе кристаллизации [38].

Способ кристаллизации металла при пропускании постоянного электрического тока через расплав, описанный в [37], позволяет управлять процессом кристаллизации с помощью внешнего воздействия – электрического тока, пропускаемого в процессе кристаллизации. Временная зависимость падения напряжения $U(t)$ дает возможность без измерения температуры

материала отливки контролировать кинетику процесса кристаллизации и процесс формирования отливки в целом. В итоге, анализируя зависимость падения напряжения на образце в процессе кристаллизации, можно определять скорость dU/dt и время фазового перехода образца.

В эксперименте постоянный электрический ток плотностью $j \sim (10^4 - 10^7)$ А/м² пропускали по отливке, находящейся первоначально в жидком состоянии, в состоянии фазового перехода из твердой в жидкую фазу и твердом состоянии, вплоть до охлаждения отливки, когда $T_{отл} \cong (0,2 - 0,5) \cdot T_{пл}$. Воздействие электрического тока плотностью $10^4 < j \leq 10^8$ А/м² на отливку, находящуюся в твердом состоянии, после завершения процесса кристаллизации и охлаждения ее до температуры $(0,2 - 0,5) \cdot T_{пл}$ приводит к дополнительному снижению механических напряжений, что равноценно операции отжига. Выбор значения плотности электрического тока, пропускаемого по формируемой отливке, определяется ее фазовым состоянием. Максимальное значение плотности электрического тока, пропускаемого в процессе кристаллизации материала, лимитируется, за счет тепла Джоуля-Ленца, отсутствием возможности перехода фазового перехода, а минимальное значение плотности тока ограничено условиями зародышеобразования.

В процессе кристаллизации экспериментальных образцов регистрировалась временная зависимость падения напряжения U на них.

На Рис. 4.2.1. показана экспериментальная зависимость $U(t)$ (кривая 1) на образце и силы тока $I(t)$ (кривая 2) для сплава АК12 в условиях фазового перехода.

В этом случае мы имеем возможность для определения скорости фазового перехода $dU(t)/dt$, а также времени фазового перехода образца без измерения временной температурной зависимости материала отливки при ее кристаллизации, используя зависимость $U(t)$.

Следует учитывать, что фазовый переход происходит не мгновенно во всем объеме, а имеет конечные временные рамки. Разность потенциалов $U(t)$,

измеряемая в процессе эксперимента по кристаллизации, определяется результирующим электрическим сопротивлением твердой и жидкой фаз образца. Поэтому можно ввести соотношение, которое свяжет массу твердожидкой фазы с зависимостью $U(t)$:

$$\frac{dm_{L-S}}{dt} = a \cdot \frac{dU}{dt} \quad (4.2.1)$$

Здесь a – коэффициент пропорциональности, кг/В. Значение данного

коэффициента определяется как $a = \frac{m_0}{U(0)}$, m_0 – исходная масса жидкого расплава, $U(0)$ – значение разности потенциалов в момент времени, соответствующий началу фазового перехода.

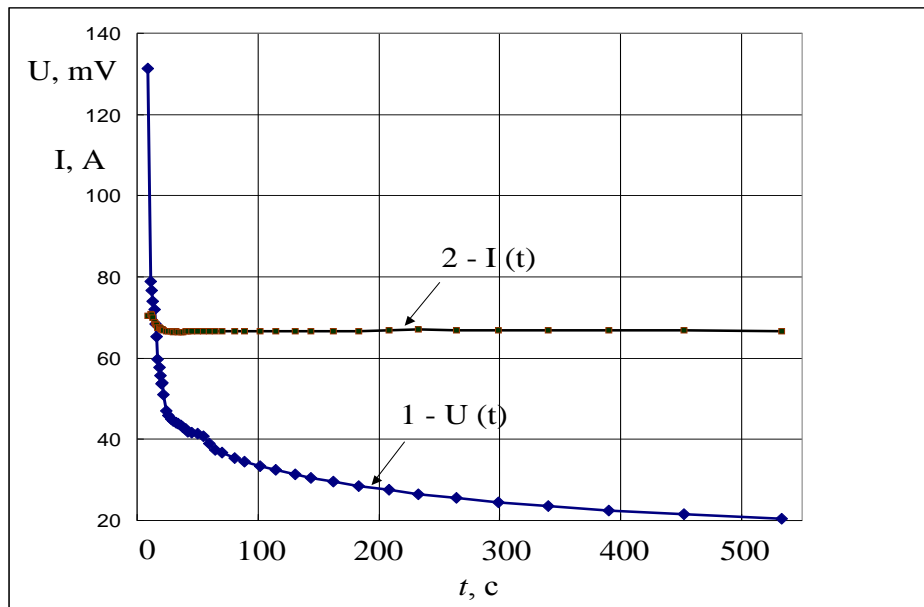


Рис. 4.2.1. Экспериментальная зависимость $U(t)$ (кривая 1) на образце и силы тока $I(t)$ (кривая 2) для сплава АК12 в условиях фазового перехода.

При пропускании тока через образец силой $I = 66$ А, получаем для $U(0) = 0,225$ В, $m_0 = 60 \cdot 10^{-3}$ кг, значение коэффициента - $a = 0,3$ кг/В.

Экспериментальные данные для падения напряжения на образце $U(t)$ (Рис. 4.2.1) дают возможность определить в динамике временную зависимость коэффициента теплопроводности λ данного сплава. Используем закон Видемана-Франца для электронной части теплопроводности материала:

$$\lambda = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot \frac{T}{\rho} \quad (4.2.2)$$

Переходя к параметрам образца, с учетом временных зависимостей величин - $T(t)$ и $U(t)$, $I(t)$ сплава получаем:

$$\lambda = 8,85 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{T(t) \cdot I(t)}{U(t)} \quad (4.2.3)$$

С практической точки зрения важно, что одновременное измерение температуры образца, силы тока и падения напряжения на нем позволяет определить коэффициент теплопроводности сплава, как в жидком состоянии, так и на этапе фазового перехода. На Рис. 4.2.2. представлена температурная зависимость коэффициента теплопроводности сплава АК 12 в диапазоне температур $680 < T < 995$ К. Данный диапазон температур включает область фазового перехода сплава.

Электрический ток является дополнительным фактором, с помощью которого можно влиять на свойства материала не только в состоянии расплава, но и в твердом состоянии [116-122]. В условиях фазового перехода следует учитывать, как механическое действие тока, так и его локальное тепловое действие. При протекании тока (в режиме стабилизации тока, когда $I = const$) через расплав, содержащий частично твердую фазу происходит дополнительное охлаждение жидкой фазы $\Delta q > 0$, связанное с различием их удельного электросопротивления, $\rho_L > \rho_S$:

$$\begin{aligned} \Delta q &= q_L - q_S = j^2 \cdot \rho_S \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_S} - 1 \right), \\ \Delta T &= \frac{j^2 \cdot \rho_S}{c_L \cdot \gamma} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_S} - 1 \right) \cdot \Delta t \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

Здесь ΔT – переохлаждение, К; c_L – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К) и ρ_L – удельное сопротивление жидкой фазы; ρ_S – удельное сопротивление твердой фазы, (Ом·м); γ – плотность, кг/м³.

Уменьшение степени переохлаждения приводит к уменьшению критического размера зародыша [86,98]:

$$r_* = \frac{2\sigma T_s M}{L(T_s - T)\gamma}, \quad (4.2.5)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, M – молярная масса, L – молярная теплота кристаллизации, T_s – температура плавления, T – температура переохлаждения.

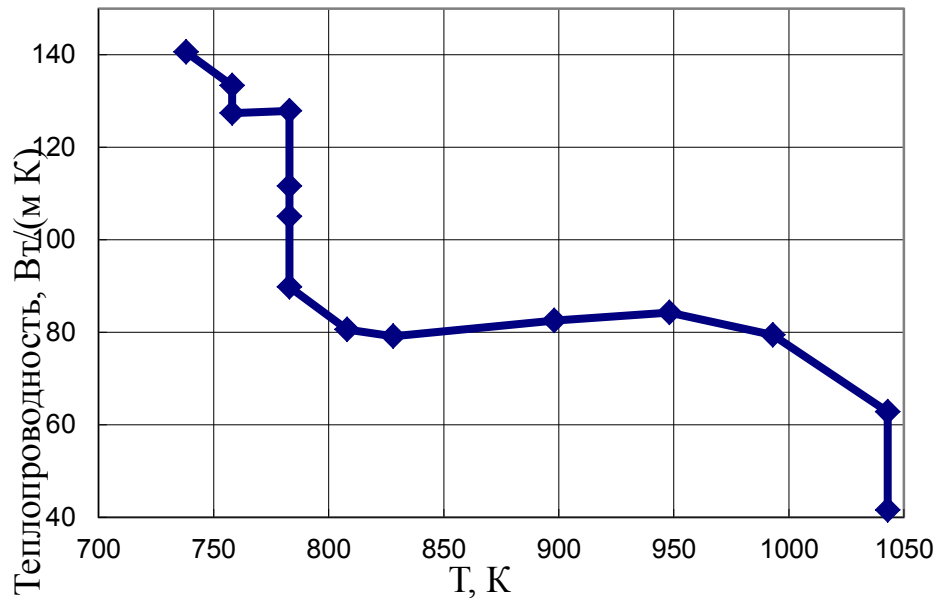


Рис. 4.2.2. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности сплава АК 12 при фазовом переходе.

Воздействие электрического тока на материал в процессе его кристаллизации дает возможность обратимо изменять количество твердой и жидкой фаз. Электрический ток, осуществляя разогрев локальных областей, микрообъемов материала, обеспечивает тем самым его перевод из твердого состояния в жидкое. Соблюдение указанных режимов позволяет регулировать время перехода из жидкого состояния в твердое и наоборот, то есть дает возможность поддерживать во времени существование агрегатного состояния материала. Максимальное значение плотности электрического тока, пропускаемого в процессе кристаллизации материала, определяется, в частности, за счет джоулева тепловыделения, возможностью перехода твердой фазы материала в жидкую, а также пределом механической прочности материала. Минимальное значение тока определяется условиями зародышеобразования.

Таким образом, измерение силы тока, падения напряжения на образце в процессе кристаллизации отливки и ее последующего охлаждения позволяет контролировать скорость процесса кристаллизации материала образца без измерения температуры. Дополнительное измерение температуры делает возможным определение в динамике, то есть в процессе фазового перехода, временной зависимости коэффициента теплопроводности λ данного сплава.

4.3. Движение фронта кристаллизации при воздействии электрического тока

Использование дополнительного внешнего воздействия в виде электрического тока позволяет не только контролировать процесс фазового перехода, но и оказывать влияние на свойства материала изделия, улучшая их на этапе его изготовления. Используя схему воздействия электрическим током на процесс фазового перехода сплава, описанного в [37], была рассмотрена задача о движении фронта кристаллизации и проведен анализ влияния теплофизических свойств окружающей среды и внешнего электрического воздействия в виде электрического тока на динамику движения фронта кристаллизации в условиях фазового перехода сплава.

Рассмотрим движение фронта кристаллизации в поперечном направлении за счет теплообмена с формой [87, 88]. Пусть в начальный момент времени объем жидкого металла имеет температуру фазового перехода $T_{ф.п.}$. Рассматриваемый объем имеет форму цилиндра (Рис.4.3.1.): a – радиус, l – длина. Металл контактирует с формой: k – коэффициент теплоотдачи формы, Вт/(м²·К); T_o – температура окружения (формы).

Будем считать, что тепло, выделяемое при кристаллизации и подводимое за счет источника тока, передается в окружающее пространство через боковую поверхность. В этом случае уравнение теплового баланса можно представить в виде:

$$\frac{dQ_{ф.п.}}{dt} + \frac{dQ_{Дис.-Л}}{dt} = \frac{dQ_{Бок.}}{dt} \quad (4.3.1)$$

Здесь $dQ_{\text{фн}} = L \cdot \gamma \cdot 2\pi\zeta l \cdot d\zeta$ - тепло, выделяемое при фазовом переходе;
 $dQ_{\text{Дж.-Л}} = j^2 \cdot \rho_L \cdot \pi a^2 \cdot l \cdot dt$ - тепло Джоуля–Ленца; $dQ_{\text{бок}} = k \cdot (T - T_o) \cdot 2\pi a l \cdot dt$ -
 тепло, уносимое через боковую поверхность за счет теплоотдачи.

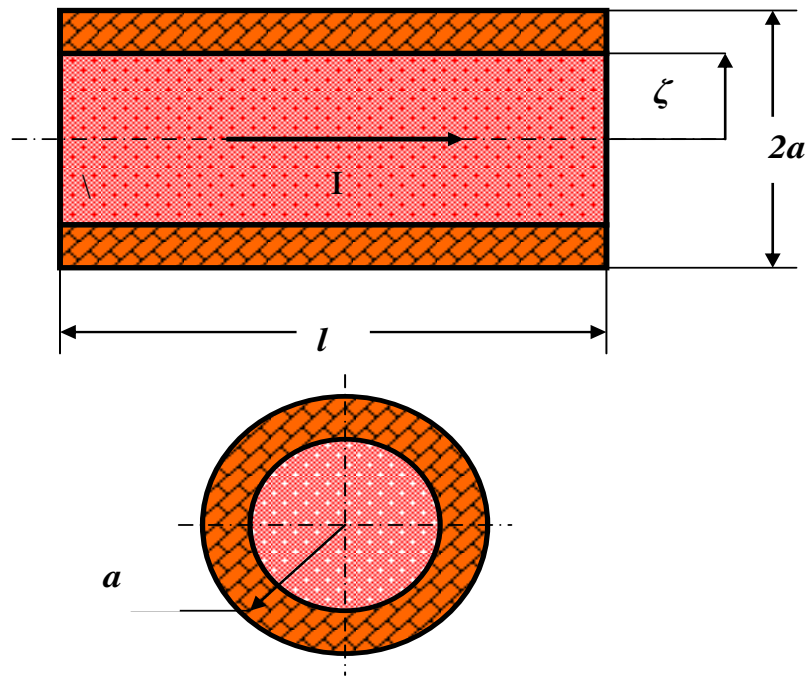


Рис. 4.3.1. Геометрия образца.

На основе (4.3.1) получаем дифференциальное уравнение:

$$-\zeta \cdot \frac{d\zeta}{dt} = B, \quad (4.3.2)$$

которое решается относительно координаты фронта кристаллизации ζ .

Здесь введен коэффициент - $B = \frac{1}{2\pi l \gamma L} \cdot (2\pi a l k(T - T_o) + j^2 \rho_L \pi a^2 l)$: L - удельная теплота плавления, Дж/кг, j - плотность тока, ρ_L - удельное электросопротивление жидкого металла при температуре фазового перехода. Значение коэффициента B зависит от свойств сплава, условий теплообмена и параметров внешнего воздействия.

Решением уравнения (4.3.2) является временная зависимость координаты фронта кристаллизации $\zeta(t)$:

$$\zeta = \sqrt{a^2 - 2 \cdot B \cdot t} \quad (4.3.3)$$

Скорость движения фронта кристаллизации в поперечном направлении:

$$-\frac{d\zeta}{dt} = \frac{B}{\sqrt{a^2 - 2 \cdot B \cdot t}} \quad (4.3.4)$$

Так как рассматриваемый фронт кристаллизации движется от периферии к центру, то эквивалентная электрическая схема образца может быть представлена параллельно включенными электрическими сопротивлениями.

Сопротивление жидкой фазы металла:

$$R_L = \rho_L \cdot \frac{l}{S_\zeta} = \rho_L \cdot \frac{l}{\pi \zeta^2} = \rho_L \cdot \frac{l}{\pi \cdot (a^2 - 2Bt)} \quad (4.3.5)$$

Сопротивление твердой фазы металла:

$$R_S = \rho_S \cdot \frac{l}{S_{a-\zeta}} = \rho_S \cdot \frac{l}{\pi(a^2 - \zeta^2)} = \rho_S \cdot \frac{l}{2\pi \cdot Bt} \quad (4.3.6)$$

Результирующее сопротивление образца:

$$R = \frac{R_S \cdot R_L}{R_S + R_L} = \frac{\rho_S \rho_L l}{\pi \cdot (\rho_L \cdot (a^2 - \zeta^2) + \rho_S \cdot \zeta^2)} \quad (4.3.7)$$

Падение напряжения на образце:

$$U = \frac{\rho_S \cdot \rho_L \cdot l}{\pi \cdot (2Bt \cdot (\rho_L - \rho_S) + \rho_S \cdot a^2)} \quad (4.3.8)$$

Измеряя падение напряжения на образце, можно определить коэффициент теплоотдачи формы.

Используя зависимости (4.3.3) и (4.3.8) были проведены расчеты, позволяющие проанализировать влияние внешних параметров на скорость движения фронта кристаллизации и падения напряжения на образце. Расчеты были проведены для цилиндрического образца из алюминия: $a = 3$ мм, $l = 30$ мм. Свойства алюминия: удельная теплота плавления $L = 3,9 \cdot 10^5$ Дж/кг, плотность $\gamma = 2,428 \cdot 10^3$ кг/м³ (при $T = 933$ К), удельное электрическое сопротивление $\rho_L = 4,1 \cdot 10^{-8}$ Ом·м [89]. Плотность тока $-j = 10^7$ А/м², температура окружающей среды $-T_o = 293$ К.

На Рис. 4.3.2. представлены расчетные временные зависимости координаты фронта кристаллизации $\zeta(t)$ (кривая 1) и падения напряжения на образце $U(t)$ (кривая 2) при коэффициенте теплоотдачи $k = 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

На Рис.4.3.3. представлены расчетные зависимости координаты фронта кристаллизации ζ от коэффициента теплоотдачи k в разные моменты времени.

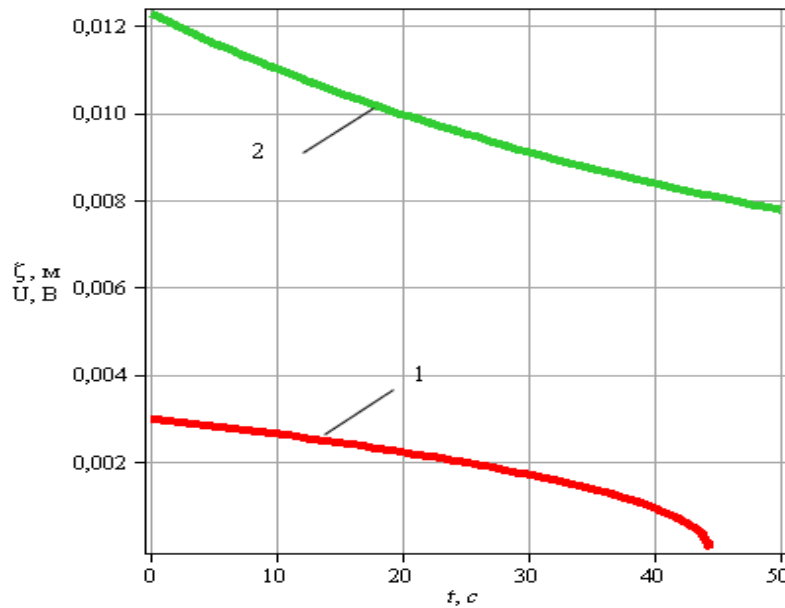


Рис. 4.3.2. Временные зависимости координаты фронта кристаллизации (кривая 1) и разности потенциалов (кривая 2).

На рис. 4.3.4. представлены зависимости координаты фронта кристаллизации ζ от плотности электрического тока j в разные моменты времени. Кривые 1- 5 на Рис. 4.3.3. и Рис. 4.3.4. соответствуют моментам времени $t = 5, 4, 3, 2, 1$ с.

Учет сопротивления твердой и жидкой фазы образца делает возможным вычисление баланса тепловыделений, в виде тепла Джоуля –Ленца, при протекании электрического тока. Разогрев твердой фазы за счет электрического тока является дополнительным фактором, который позволит регулировать температурный фронт по сечению отливки, что приведет к уменьшению механических напряжений, создает возможность при высоких плотностях тока влиять на динамику и обратимость процесса фазового перехода.

Существует два режима воздействия на образец за счет пропускания постоянного электрического тока: режим стабилизации тока и режим стабилизации напряжения. В режиме стабилизации напряжения $U \neq f(t)$, баланс тепловыделений имеет вид: $q_s/q_L = \rho_L/\rho_s$.

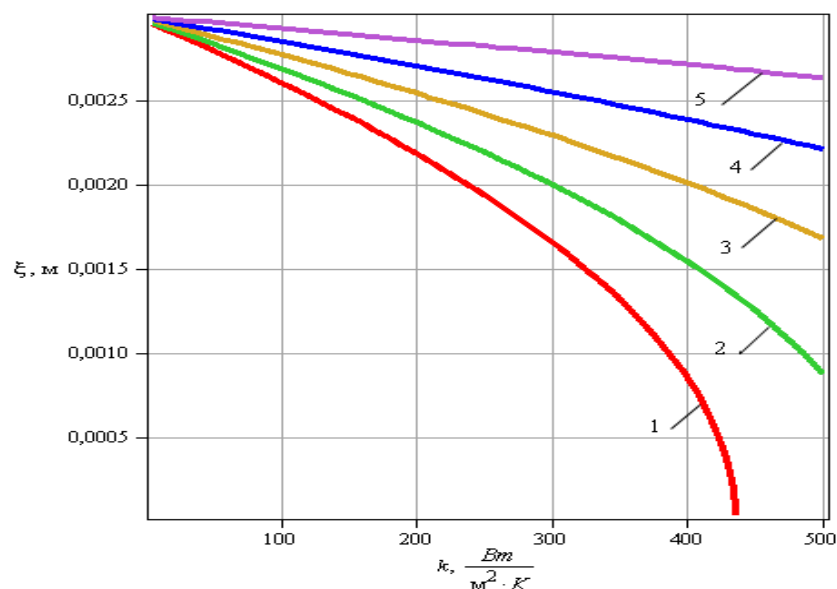


Рис. 4.3.3. Зависимость координаты фронта кристаллизации ζ от коэффициента теплоотдачи в разные моменты времени.

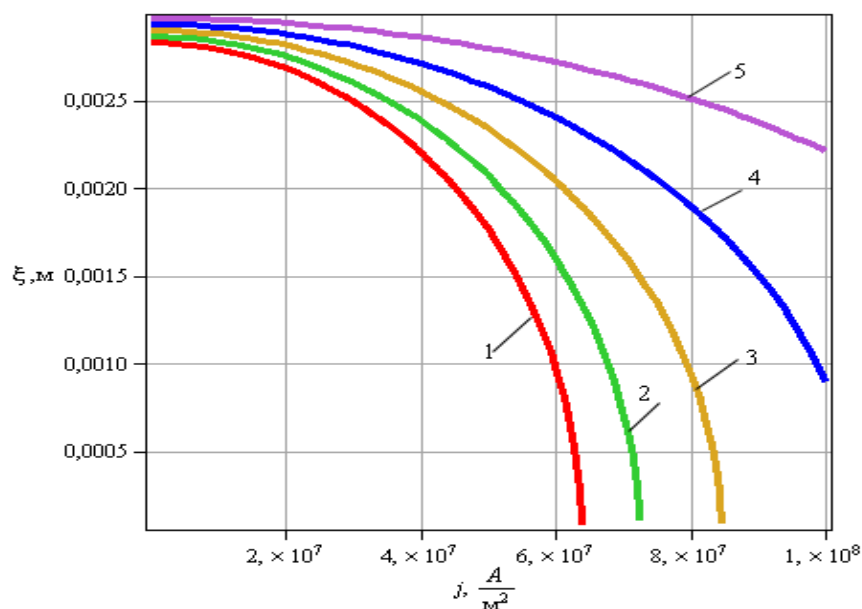


Рис.4.3.4. Зависимость координаты фронта кристаллизации ζ от плотности тока. Тепло Джоуля-Ленца, выделяемое при протекании электрического тока через образец, влияет не только на теплофизическое состояние расплава и в дальнейшем кристаллизующегося сплава, а также на теплообмен между

отливкой и формой. Это делает возможным регулирование теплового режима отливки, а также системы отливка-форма. Использование электрического тока в процессе формирования отливки позволяет уменьшить вероятность возникновения структурных несплошностей в образце, приводит к уменьшению дефектности отливок, к перераспределению неметаллических включений, к снижению осевой ликвации [29-36,91,94-96,100-102,104].

В заключении отметим, что использование дополнительного внешнего воздействия в виде электрического тока позволяет изменять свойства материала изделия, улучшая их на этапе его изготовления, а также контролировать процесс фазового перехода. Анализ результатов расчета показал, что существенное влияние на скорость движения фронта кристаллизации оказывает коэффициент теплоотдачи формы. Тепловое влияние тока на скорость процесса кристаллизации будет иметь место при $j > 10^7 \text{ А/м}^2$. Однако, как показывают результаты исследований [29,84,85,97,100,104-106], электрический ток плотностью $10^3 \leq j < 10^7 \text{ А/м}^2$, применяемый при обработке расплава, при его кристаллизации, также влияет на свойства материала. Наряду с влиянием граничных условий технологического процесса, действием дополнительных модификаторов на распределение температурного поля, электромагнитное воздействие является мощным фактором, позволяющим управлять процессом зародышеобразования, распределением эвтектики за счет активирования тепловыделений на границах включение-матрица.

4.4. Особенности формирования электрического поля в неоднородной проводящей среде

В разделе 4.4. рассмотрено влияние электрического поля тока на поведение газового пузыря, находящегося в электропроводном расплаве. Предлагается модель, позволяющая анализировать изменение размеров газовых пузырей в металле при условии, что его кристаллизация происходила в присутствии электрического тока. В модели учитывается взаимодействие заряда, индуцированного на поверхности газового пузыря (граница раздела: металл-газ), с электрическим полем тока. Вводится сила, деформирующая газовый

пузырь. Величина силы определяется зарядами, индуцированными на поверхности пузыря, за счет действия электрического поля тока, поверхностная плотность которых пропорциональна квадрату плотности тока и зависит от геометрии объекта, на который оказывается воздействие, а также от материальных параметров среды, таких как удельное электросопротивление и магнитная проницаемость. Возникновение дополнительных сил электрической природы, действующих на поверхность газового пузыря, будет способствовать его деформированию в электрическом поле тока. Наличие подобных сил может приводить к деформации границы раздела сред – жидкой металлической и газообразной, а в условиях упорядоченного движения свободных электронов и их столкновений с ионами кристаллической решетки, и к изменению их размера. Под действием дополнительных сил газовый пузырь деформируется и впоследствии может дробиться.

Исследования показывают преимущества от применения электромагнитных полей, а также электрического тока в различных технологиях обработки и получения металлов, сплавов, а также композиционных материалов. Например, при электропластической обработке электропроводных материалов [16-19], модифицировании и кристаллизации сплавов [29,30,33,36-38]. Электрический ток влияет на интенсивность массопереноса, газосодержание металлов, растворимость примесных компонент, а поэтому отливки, кристаллизация которых происходила в условиях пропускания электрического тока, имеют на порядок лучшие механические и эксплуатационные свойства, по сравнению с отливками, кристаллизация которых осуществлялась без воздействия тока.

Для отливок из алюминиевых сплавов, кристаллизация которых проходила при пропускании электрического тока выявлено уменьшение микро- и газовой пористости. В работе [40] показано, что при кристаллизации алюминиевого сплава $AK12M2MgH$ под действием электрического тока силой 82 А размер пор в среднем уменьшился на 42%. Уменьшение пористости сплава при

кристаллизации под действием электрического тока может быть связано с активизацией фильтрационных процессов в двухфазной зоне, с созданием направленных диффузионных потоков ионов в сплаве, что приводит к перемещению включений, активизируя процесс растворения пор [9-11,90-93,101,105]. С другой стороны, вопрос о механизме влияния электрического тока на структуру и свойства сплавов остается не до конца понятным и открыт для изучения.

Ниже предложена модель, позволяющая прогнозировать изменение размеров газовых пузырей в металле при условии, что его кристаллизация происходила в присутствии электрического тока.

Рассмотрим влияние электрического поля тока на поведение газового пузыря, находящегося в жидком электропроводном металле или сплаве. Плотность тока, пропускаемого через образец – j . Электрическое поле в электропроводной среде позволяет создать электрический ток, определяемый законом Ома – $j = \sigma \cdot E$, здесь σ - удельная электропроводность материала образца. Электрическое поле будет оказывать влияние на различные включения (примеси), газовые пузыри, которые могут изменять свое расположение и размеры в присутствии электрического поля E . В случае постоянного электрического тока причинами движения, деформации, изменения размеров газового пузыря является взаимодействие электронов, ускоренных электрическим полем, с ионным остовом [9-11]. Наличие же примесей определяет необходимость введения тока, учитывающего движение электронов, ионов основной решетки и примесей.

Наряду с этим происходит взаимодействие заряда, индуцированного на поверхности газового пузыря (граница раздела: металл-газ), с электрическим полем тока. В этом случае, силой, растягивающей газовый пузырь, может являться сила Кулона. Данная сила действует на заряды, индуцированные на поверхности пузыря, со стороны электрического поля тока. В расчете на единицу площади:

$$f_k = \frac{dF}{dS} = \sigma_{ind} E \quad (4.4.1)$$

Из теоремы Гаусса следует, что поверхностная плотность связанного заряда, индуцированного полем на правой поверхности газового пузыря (рис. 4.4.1), определяется выражением:

$$\sigma'_n = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E \sin\varphi \sin\theta \quad (4.4.2)$$

Здесь φ , θ – полярный, азимутальный углы сферической системы координат.

Поверхностная плотность заряда, индуцированного на левой поверхности газового пузыря (рис. 4.4.1), определяется следующим выражением:

$$\sigma'_l = -\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E \sin\varphi \sin\theta \quad (4.4.3)$$

Максимальное значение поверхностной плотности индуцированного заряда:

$$\sigma'_{max} = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E \quad (4.4.4)$$

Максимальная плотность силы, действующей на элемент сферической поверхности, определяется выражением:

$$f_{max} = \sigma'_{max} \cdot E = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2 \quad (4.4.5)$$

Сила, действующая на правую поверхность пузыря:

$$f_n = \sigma'_n \cdot E = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2 \sin\varphi \sin\theta, \quad (4.4.6)$$

где $0 < \varphi < \pi$ и $0 < \theta < \pi/2$.

Сила, действующая на левую поверхность пузыря:

$$f_l = \sigma'_l \cdot E = -\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2 \sin\varphi \sin\theta, \quad (4.4.7)$$

где $-\pi < \varphi < 0$ и $-\pi/2 < \theta < 0$.

В условиях протекания постоянного тока через образец также можно учесть действие силы Лоренца на компоненты жидкой и газовой фаз, а также легирующие элементы, примеси.

Напряженность поля Лоренца:

$$\vec{E}_l = [\vec{v}, \vec{B}] \quad (4.4.8)$$

Здесь \vec{v} – скорость дрейфа электронов, \vec{B} – индукция магнитного поля,

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}.$$

Плотность электрического тока в образце:

$$\vec{J} = e n \cdot \vec{v} \quad (4.4.9)$$

Учитывая связь скорости дрейфа электронов \vec{v} и плотности электрического тока \vec{J} , поле Лоренца запишется следующим выражением:

$$\vec{E}_L = [\vec{v}, \vec{B}] = [\vec{J}, \vec{B}] / (en) \quad (4.4.10)$$

В отличие от кулоновского поля \vec{E} , которое является осевым, электрическое поле за счет действия магнитной силы Лоренца \vec{E}_L является радиальным.

Напряженность магнитного поля прямолинейного проводника с током определим, используя теорему Стокса для магнитного поля:

$$\oint_C (\vec{H}, d\vec{l}) = I \quad (4.4.11)$$

Внутри проводника, $0 < r < R$, тангенциальная компонента напряженности магнитного поля равна $H = Jr/2$, а магнитная индукция – $B = (\mu \mu_0 Jr)/2$.

Модуль электрического поля Лоренца определяется выражением:

$$E_L = (\mu \mu_0 J r) / (2 \cdot e \cdot n) \quad (4.4.12)$$

Результирующее электрическое поле в проводнике будет состоять из кулоновского поля E и поля E_L за счет действия магнитной силы Лоренца:

$$\vec{E}_\Sigma = \vec{E} + \vec{E}_L \quad (4.4.13)$$

В изотропных проводящих средах результирующее электрическое поле в проводнике с током будет определяться как:

$$E_p = 2 \cdot E_\Sigma \cdot \cos 45^\circ = E_\Sigma \cdot \sqrt{2} \quad (4.4.14)$$

где $E_\Sigma = \sqrt{E^2 + E_L^2} = \sqrt{(\rho j)^2 + \left(\frac{\mu \mu_0}{en} r j\right)^2}$.

Тогда максимальная поверхностная плотность электрического заряда:

$$\sigma_{\max} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E_\Sigma \cdot \sqrt{2} \quad (4.4.15)$$

Максимальная плотность силы, действующей на элемент сферической поверхности:

$$f_{\max} = \sigma_{\max} \cdot E = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \sqrt{2} E \cdot E_\Sigma \quad (4.4.16)$$

С учетом закона Ома и выражения (4.4.14), получим зависимость максимальной плотности силы от плотности тока в образце:

$$f_{\max} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \sqrt{2} \cdot \rho \cdot j^2 \cdot \sqrt{\rho^2 + \left(\frac{\mu \mu_0}{e n} r \right)^2} \quad (4.4.17)$$

Обсуждение результатов

Возникновение дополнительных сил, действующих на поверхность газового пузыря, будет способствовать его деформированию в электрическом поле тока.

На Рис. 4.4.1 схематично представлен газовый пузырь с распределенным электрическим зарядом и изменение его конфигурации за счет действия сил со стороны электрического поля тока.

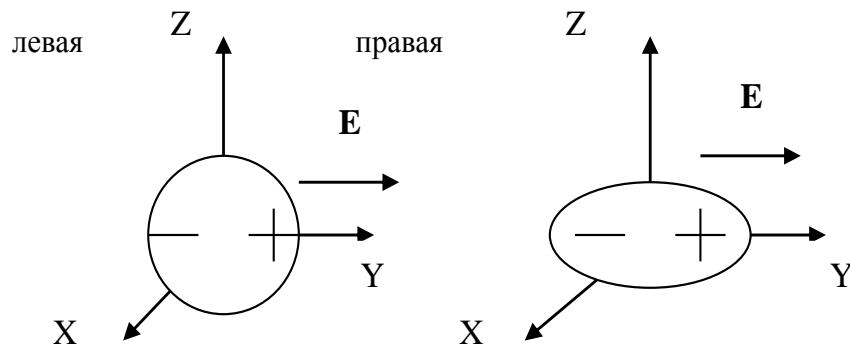


Рис. 4.4.1. Деформация газового пузыря.

Наличие сил, определяемых выражениями (4.4.6), (4.4.7), (4.4.17) может приводить к деформации границы раздела сред – жидкой металлической и газообразной, а в условиях упорядоченного движения свободных электронов и их столкновений с ионами кристаллической решетки, и к изменению их размера. Газовый пузырь деформируется и дробится. В дальнейшем он может выйти за границу расплава, либо может участвовать в химических реакциях (кислород и другие газы химически реагируют с компонентами жидкой среды). Из (4.4.17) видно, что зависимость максимальной плотности силы пропорциональна квадрату плотности тока, зависит от геометрии объекта воздействия и от материальных параметров среды, таких как удельное электросопротивление и магнитная проницаемость. В случае температурного

воздействия, особенно, в условиях фазового перехода, воздействие материальных параметров среды будет не однозначным.

Схематично распределение индуцированного заряда на поверхности газового пузыря представлено на Рис. 4.4.2.

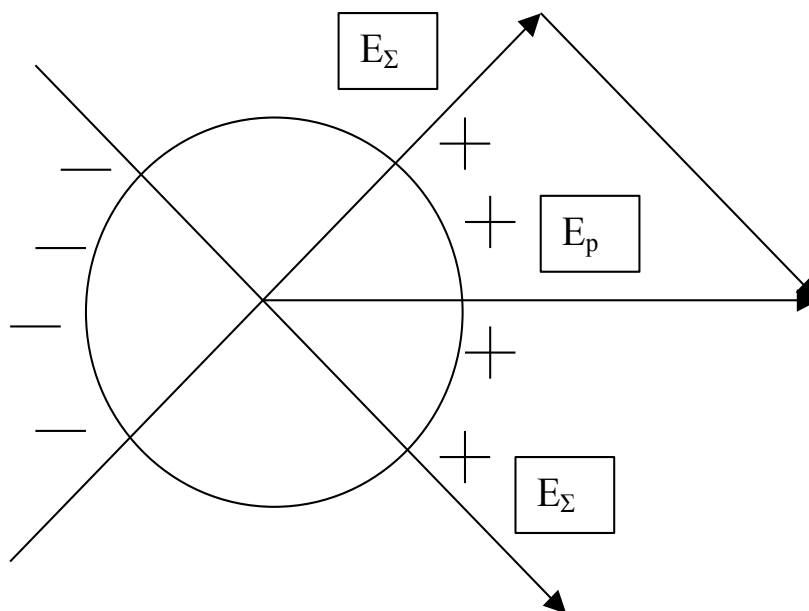


Рис. 4.4.2. Результирующее электрическое поле.

Таким образом, газовый пузырь представляет собой электрический диполь, на который оказывается силовое воздействие со стороны кулоновского электрического поля E и электрического поля за счет силы Лоренца E_L и, следовательно, возможно его деформирование, движение под влиянием указанных воздействий.

Также следует учитывать, что максимальное значение E_L (4.4.12) достигается на поверхности проводника, $E_L \sim r$. Как показывает анализ микроструктуры материала, газовая пористость образцов, подвергнутых действию электрического тока, в периферийной области существенно уменьшается. Для управления процессом формирования газовой пористости и увеличения плотности структуры материала образцов можно рекомендовать применение внешнего магнитного поля. Так, например, применение внешнего осесимметричного магнитного поля в условиях пропускания электрического

тока через жидкий металл позволяет создать сжимающую силу Ампера. Применение переменного и высокочастотного электрического тока в указанных условиях позволит повысить эффективность силового воздействия на периферийную область. Выбирая, в соответствии с материалом образца и регулируя частоту тока, можно управлять эффективной глубиной силового воздействия. Более эффективным влияние магнитного поля, в частности, внешнего будет в магнитных материалах с $\mu > 1$.

Приведенные выше соотношения носят лишь оценочный характер. Это связано с усложнением закономерностей для постоянного тока в жидких металлах, особенно в условиях фазового перехода материала. Необходимо также учитывать [90], что при поляризации в электролитах поверхности твердых тел, обладающих электронной проводимостью, в том числе и металлов, поверхностное натяжение и твердость на границе раздела изменяется в зависимости от скачка потенциала. При этом, в соответствие с классической электрокапиллярной кривой $\sigma(\varphi)$ наблюдается характерный максимум для незаряженной поверхности и уменьшение значений твердости и поверхностного натяжения независимо от знака заряда.

Итак, как показывают экспериментальные исследования [29,101,102,104,110], пропускание электрического тока через расплав в процессе его кристаллизации приводит, в частности, к уменьшению содержания газовых пор в материале образца, а представленная физическая модель, позволяет объяснить изменение размеров газовых пузырей в сплаве при кристаллизации под действием электрического тока. Данные исследования, а именно учет электростатического давления в газовых пузырях расплава, могут быть полезны для корректировки критерия образования микропористости, который учитывает ряд существенных технологических факторов, среди которых атмосферное и металлостатическое давление, газонасыщенность сплава и который рекомендуется использовать для более точного предсказания образования микропористости [107,109,111]. Так как электрический ток является источником электрической, магнитной, механической и тепловой

энергии, то применение данного вида воздействия при кристаллизации металлов и сплавов позволит непосредственно влиять на процесс формирования кристаллической структуры и управлять формированием свойств сплава. Вместе с тем следует отметить, что приведенные выше соотношения носят лишь оценочный характер. Это связано с усложнением закономерностей для постоянного тока в жидких металлах, особенно в условиях фазового перехода. Например, при поляризации в электролитах, на поверхности твердых тел, обладающих электронной проводимостью, в том числе и металлов, поверхностное натяжение и твердость на границе раздела изменяется в зависимости от скачка потенциала. В соответствие с классической электрокапиллярной кривой наблюдается характерный максимум для незаряженной поверхности и уменьшение значений твердости и поверхностного натяжения независимо от знака заряда.

Выводы по главе 4

Представленный способ кристаллизации металлов и сплавов в условиях пропускания электрического тока в процессе кристаллизации [37] позволяет оказать влияние на формирование свойства материала на этапе фазового перехода [38-42, 87-89,101,102,104-106,116,118]. Использование дополнительного внешнего воздействия в виде электрического тока позволяет не только контролировать процесс фазового перехода, но и влиять на свойства материала изделия, улучшая их на этапе его изготовления. Решение задачи о движении фронта кристаллизации позволило проанализировать влияние теплофизических свойств окружающей среды и внешнего электрического воздействия в виде электрического тока на динамику движения фронта кристаллизации в условиях фазового перехода сплава.

На основе способа кристаллизации металлов и сплавов [37] разработан альтернативный способ контроля фазового перехода при кристаллизации алюминиевого сплава, основанный на измерении падения напряжения на образце. Использование дополнительного внешнего воздействия в виде электрического тока позволяет не только изменять свойства материала изделия,

улучшая их на этапе его изготовления, но также контролировать процесс фазового перехода. При рассмотрении задачи о движении фронта кристаллизации показано, что наибольшее влияние на динамику фазового перехода оказывает коэффициент теплоотдачи окружающей среды и плотность электрического тока.

Возникновение дополнительных сил электрической природы, действующих на поверхность газового пузыря, будет способствовать его деформированию в электрическом поле тока. Наличие подобных сил может приводить к деформации границы раздела сред – жидкой металлической и газообразной, а в условиях упорядоченного движения свободных электронов и их столкновений с ионами кристаллической решетки, и к изменению их размера. Под действием дополнительных сил газовый пузырь деформируется и впоследствии может дробиться.

Глава 5. Исследование влияния электрического тока на параметры структуры, физические и эксплуатационные свойства силуминов

В пятой главе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей параметров структуры, физических и эксплуатационных свойств алюминиевых сплавов (силуминов) кристаллизация которых осуществлялась при протекании электрического тока через расплав, вплоть до полного затвердевания отливки при литье в песчаные формы и кокиль. Проведен анализ факторов, влияющих на изменение структуры и свойств алюминиевых сплавов, что позволило выявить закономерности влияния электрического тока на свойства алюминиевых сплавов в процессе кристаллизации. Предложены физические модели, объясняющие влияние электрического тока на структуру и свойства алюминиевых сплавов [37-42, 84,85,87,88,104-107].

5.1. Анизотропия электросопротивления сплава АК 12 при кристаллизации под действием электрического тока

В разделе 5.1 представлены результаты исследований, в которых установлен факт возникновения анизотропии электросопротивления в образцах из алюминиевых сплавов (силумины), при их кристаллизации под действием постоянного электрического тока [38]. В данном случае анизотропия электросопротивления возникала за счет образования структурной анизотропии, вызванной анизотропным ростом зерен и рассеянием тепла на границах зерен, что подтверждается результатами рентгеноструктурного анализа. Изменения в структуре сплава обусловлены влиянием электрического поля тока на структуру сплава через электронную и ионную подсистемы и не связаны с внешними условиями охлаждения сплава [84,85].

Впервые возникновение анизотропии электросопротивления было обнаружено на кристаллах меди при деформации в присутствии тока. Анизотропия электросопротивления возникала в процессе пластической деформации медных образцов, вызванной пропусканием электрического тока через кристалл меди в условиях интенсивного охлаждения образцов [16-21].

Учитывая, что анизотропия электросопротивления в медных образцах отсутствует, так медь имеет ОЦК – решетку, было выдвинуто предположение об ориентированной деформации кристаллической решетки при пропускании через образец электрического тока, которое и привело к появлению анизотропии электросопротивления. Алюминий, наряду с медью, также имеет ОЦК – решетку, что предполагает отсутствие анизотропии электросопротивления в образцах, полученных из алюминиевых сплавов [89]. Поэтому была поставлена задача о проверке факта возникновения анизотропии электросопротивления в алюминиевых сплавах при условии, что их кристаллизация осуществлялась в присутствии электрического тока.

Кристаллизация алюминиевого сплава происходила в песчаных формах. Установка позволяет пропускать постоянный электрический ток в процессе кристаллизации металла. Принципиальная схема установки, используемой для осуществления указанного воздействия на сплав, представлена на Рис. 5.1.1. Данная установка позволяет пропускать постоянный электрический ток в процессе кристаллизации сплава. Были проделаны две серии опытов. В первой серии опытов кристаллизация сплава происходила без воздействия электрического тока, а во второй - при пропускании через образец постоянного электрического тока силой 96 А. Электрический ток пропускали через расплав, находящийся в песчаной форме. Воздействие электрическим током происходило на стадии жидкого состояния, твердожидкого и твердого состояния сплава.

Были проделаны две серии опытов. В первой серии опытов кристаллизация сплава происходила под действием гравитационных сил, а во второй кристаллизация происходила при пропускании через образец постоянного электрического тока силой 96 А. Электрический ток пропускали через расплав, находящийся в песчаной форме. Воздействие электрическим током происходило на стадии жидкого состояния, твердожидкого и твердого состояния сплава.

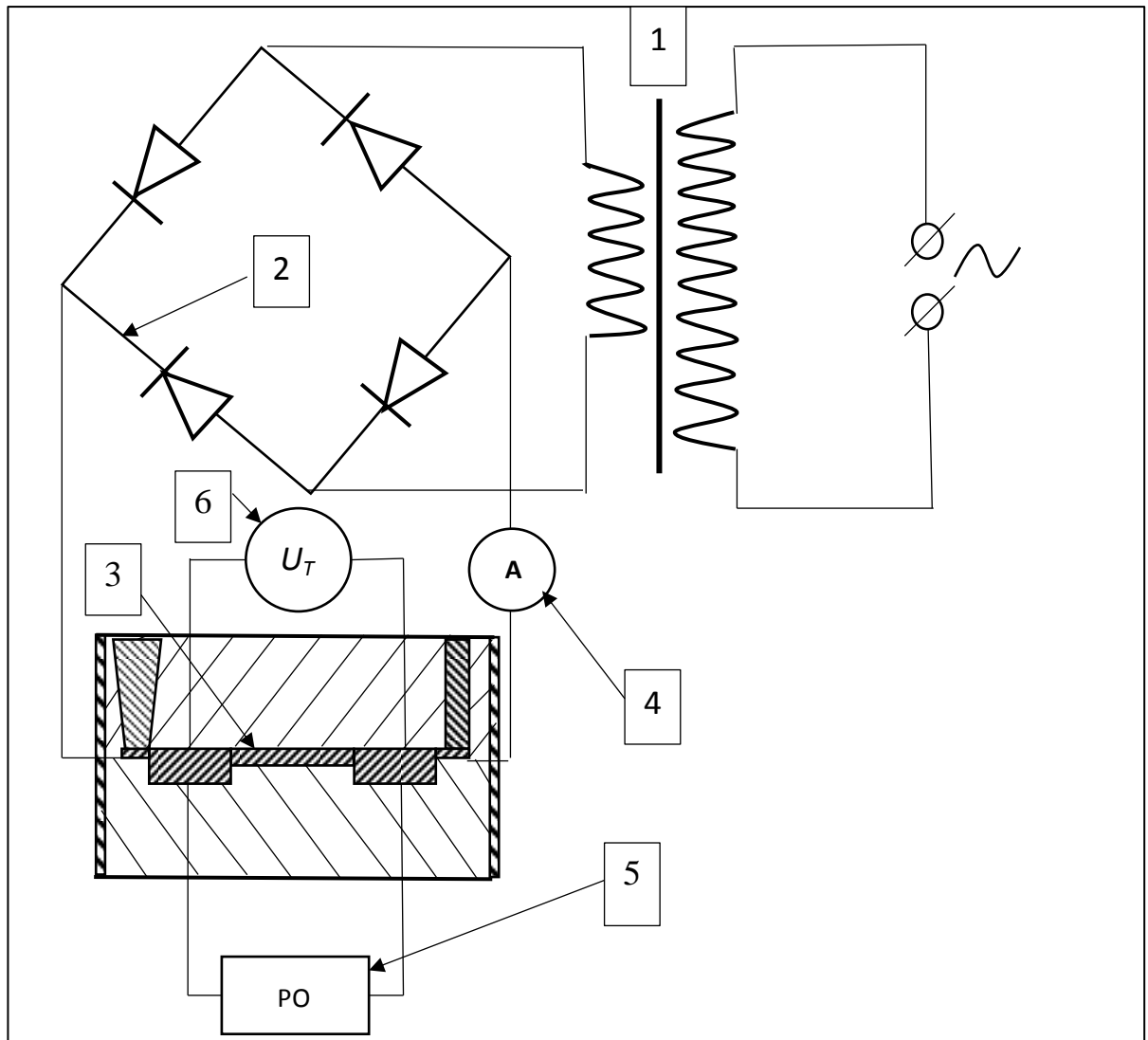


Рис. 5.1.1. Схема экспериментальной установки: 1 – понижающий трансформатор, 2 – диодный мост, 3 – отливка, 4 – амперметр, 5 – осциллограф, 6 – термопара.

В экспериментах был использован алюминиевый сплав. Химический состав сплава был определен с помощью атомно-эмиссионного спектрометра с лазерным возбуждением “*LAES MATRIX*”. Относительная погрешность метода определения хим. состава не более 10-15 %. В результате был установлен следующий химический состав сплава на основе алюминия: Si – 10,47 %; Cu – 1,75 %; Fe – <0,2 %; Cr – 0,02%; Mg - <0,02; Mn - <0,02 %; Ni – 0,08 %. Таким образом, данный сплав относится к силуминам, имеет маркировку АК12 и является доэвтектическим сплавом.

Впоследствии были изготовлены образцы из сплава АК 12 и проведены исследования для установления связи структурной анизотропии с анизотропией

электросопротивления. Для проведения измерений электросопротивления сплава АК 12 были изготовлены образцы, внешний вид которых представлен на Рис. 5.1.2.

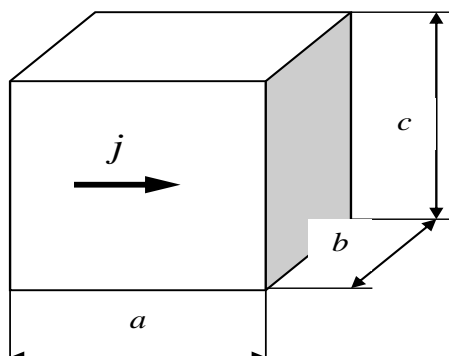


Рис. 5.1.2. Схема образца.

Образец имел квадратную форму ($3 \times 3 \times 3 \text{ мм}^3$) и был изготовлен из отливки (сплав АК 12), по которой в процессе кристаллизации в ПФ протекал постоянный электрический ток плотностью $j = 1,6 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ в режиме стабилизации тока.

Схема измерения электросопротивления образцов представлена на Рис. 5.1.3.

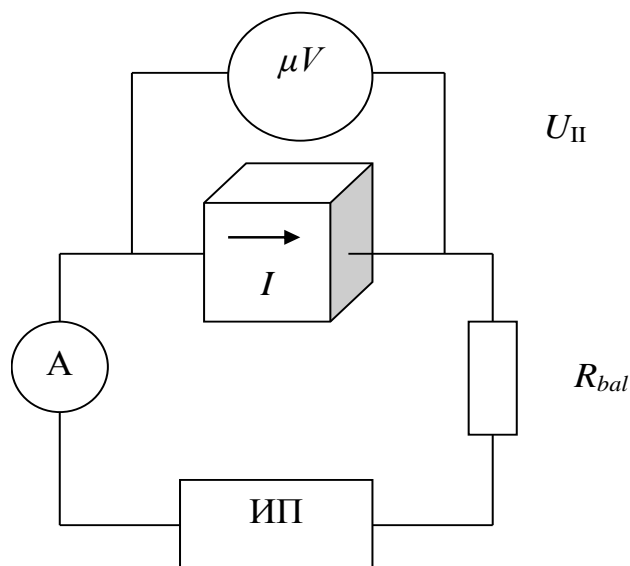


Рис. 5.1.3. Схема измерения электросопротивления образцов: ИП – источник питания постоянного тока, А – амперметр, μV – милливольтметр, R_{bal} – балластное сопротивление.

Для установления факта возникновения анизотропии электросопротивления сплава при его кристаллизации под действием

постоянного электрического тока и с целью установления связи структурной анизотропии (раздел 5.5) с анизотропией удельного электросопротивления, было проведено измерение ВАХ образцов. Измерения ВАХ образцов проводились на установке, показанной на Рис. 5.1.3. Были измерены ВАХ образцов в продольном $U_{\parallel}(I)$ и в поперечном $U_{\perp}(I)$ направлениях. Продольное направление (\parallel) совпадает с направлением тока в образце, поперечное направление образца (\perp) перпендикулярно току (Рис. 5.1.2.). Для того, чтобы исключить вклад контактов в результирующее сопротивление и для увеличения степени достоверности полученных результатов, дополнительно была измерена ВАХ контактов U_{kont} . Значение напряжения, которое было использовано для окончательного расчета удельного сопротивления материала образцов, было скорректировано величиной U_{kont} и его рассчитывали, как:

$$U = U_{ob} - U_{kont}, \quad (5.1.1)$$

где U_{ob} – падение напряжения на образце, U_{kont} – падение напряжения на контактах.

Расчет удельного сопротивления материала вдоль и поперек тока рассчитывалось по формуле:

$$\rho_{\parallel} = U_{\parallel} \cdot S / I \cdot l, \quad \rho_{\perp} = U_{\perp} \cdot S / I \cdot l \quad (5.1.2)$$

В итоге, на основе анализа вольтамперных характеристик было установлено, что значение удельного электросопротивления вдоль оси образца ρ_{\parallel} (вдоль тока) меньше, чем в поперечном направлении ρ_{\perp} . Следовательно, пропускание электрического тока при кристаллизации алюминиевого сплава приводит к возникновению анизотропии электросопротивления материала отливки. При силе тока $I = 140$ А получили: $\frac{\langle \rho_{\perp} \rangle - \langle \rho_{\parallel} \rangle}{\langle \rho_{\parallel} \rangle} \approx 0,2$. При кристаллизации сплава в отсутствии электрического тока ($I = 0$) получили, что отличие продольного ρ_{\parallel} (вдоль тока, направление которого совпадало с осью образца) и поперечного ρ_{\perp} (направление, перпендикулярное току и оси образца)

удельных электросопротивлений образцов составило: $\frac{\langle \rho_{\perp} \rangle - \langle \rho_{\parallel} \rangle}{\langle \rho_{\parallel} \rangle} \approx (0,05 - 0,06)$.

Из приведенных результатов измерений следует, что при кристаллизации алюминиевого сплава под действием постоянного электрического тока, возникает анизотропия электросопротивления материала отливки.

Таким образом, результаты эксперимента показывают, что при кристаллизации электропроводного сплава, осуществляемой под действием электрического тока, происходит образование текстуры, обладающей анизотропными свойствами, которая существенно отличается от исходной текстуры.

Анизотропия удельного электросопротивления сплава АК 12 обусловлена статической текстурой, возникшей при кристаллизации данного сплава с легирующими добавками (*Si*, *Cu*, *Mg*) под действием электрического тока. Так как градиент температуры в продольном направлении образца (вдоль тока) меньше, чем в поперечном, то скорость процесса зародышеобразования и выделения эвтектики в поперечном направлении больше, чем в продольном. Поэтому температурный режим при формировании отливки должен был бы приводить к возникновению структурной анизотропии, которая по идее должна была обеспечить анизотропию электросопротивления материала. Однако, анизотропия электросопротивления появляется именно в образцах, кристаллизация которых происходила в присутствии электрического тока. Таким образом электрический ток создает дополнительные тепловыделения по границам зерен, которые влияют на появление дополнительной структурной анизотропии, которая существенно больше, чем анизотропия, вызванная градиентом температуры и геометрией отливки. Как показывают результаты эксперимента, различие в значениях физических характеристик материала будет наибольшим в периферийной и центральной части отливки.

Наличие анизотропии структуры, появление которой связано с действием электрического тока при кристаллизации сплава, подтверждается результатами

рентгеноструктурного анализа, которые описаны в работе [42] и рассмотрены в разделе 5.5 (глава 5).

5.2. Влияние электрического тока на твердость и пористость алюминиевых сплавов

В разделе 5.2 представлены результаты исследований по изучению микроструктуры алюминиевых сплавов и измерению твердости материала образцов из алюминиевых сплавов, кристаллизация которых происходила под действием постоянного и импульсного электрического тока [39,42,102,104,105]. Показано, что пропускание электрического тока в процессе кристаллизации, приводит к изменениям в распределении эвтектики в твердом растворе сплава, что будет сказываться на значении его твердости. Твердость алюминиевых сплавов зависит от размера зерна, распределения эвтектики в твердом растворе. Учитывая неоднородность температурного фронта, следует ожидать отклонения в пространственном распределении твердости в материале.

Твердость является свойством материала, в частности литейного сплава, которое в последствие определяет эксплуатационные свойства изделия. Обычно твердость сплава определяется как сопротивление материала образцов вдавливанию индентора. При этом твердость металлов и сплавов не является постоянной физической величиной. Функциональность твердости заключается в том, что она чувствительна к изменению структуры металла или сплава. Например, при изменении температуры или после различных термических и механических обработок твердость металлов и сплавов изменяется в том же направлении, что и предел текучести. В этой связи, достаточно часто, при контроле изменения механических свойств после различных обработок материал характеризуют твёрдостью, измерения которой являются более доступными. Для изучения механических свойств отдельных зёрен, а также структурных составляющих сложных сплавов, проводят измерение микротвердости материала [89]. Так как в результате кристаллизации алюминиевых сплавов, осуществляемой при протекании постоянного электрического тока, изменяется структура и свойства [29,84,85,105] поэтому

были проведены исследования закономерности в связи значения твердости алюминиевого сплава от плотности электрического тока электрического тока.

5.2.1. Влияние постоянного электрического тока на твердость сплава

АК 12

В разделе 5.2.1. представлены результаты исследования зависимости твердости сплава *AK12*, кристаллизация которого происходила в песчаных формах при пропускании постоянного электрического тока через отливку, от плотности тока [39,40]. Обнаружено, что пропускание электрического тока в процессе кристаллизации сплава приводит к изменению в распределении эвтектики в сплаве. Изменения в структуре сплава обусловлены влиянием электрического поля тока на структуру сплава через электронную и ионную подсистемы и не связаны с внешними условиями охлаждения сплава.

Для изучения распределения твердости материала по сечению отливки были изготовлены шлифы в различных по площади областях, но одинаковых по форме сечений площадью $S_{A-A} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $S_{B-B} = 10,89 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$. На Рис. 5.2.1. показана геометрия отливки и области, используемые для изучения свойств сплава. Отливки были получены литьем в песчаные формы. Кристаллизация отливок происходила под действием постоянного электрического тока, который пропускался вдоль оси отливки. Внешнее воздействие – постоянный электрический ток, сила тока – 60 А, 140 А. Схема, с помощью которой было реализовано внешнее воздействие, подробно описана в [37]. Материал отливки алюминиевый сплав *AK 12*.

В результате исследований было установлено, что микротвердость (МТВ) H_V материала зависит от пространственного расположения области сканирования и от плотности тока.

Твердость сплава измеряли на микротвердомере ПМТ-3 методом вдавливания алмазной пирамидки, при нагрузке на индентор 0,02 кг (№120). Единицы измерения микротвердости (МТВ) – виккерс (H_V). Относительная погрешность микротвердомера, ПМТ-3, по паспорту составляет 2 %.

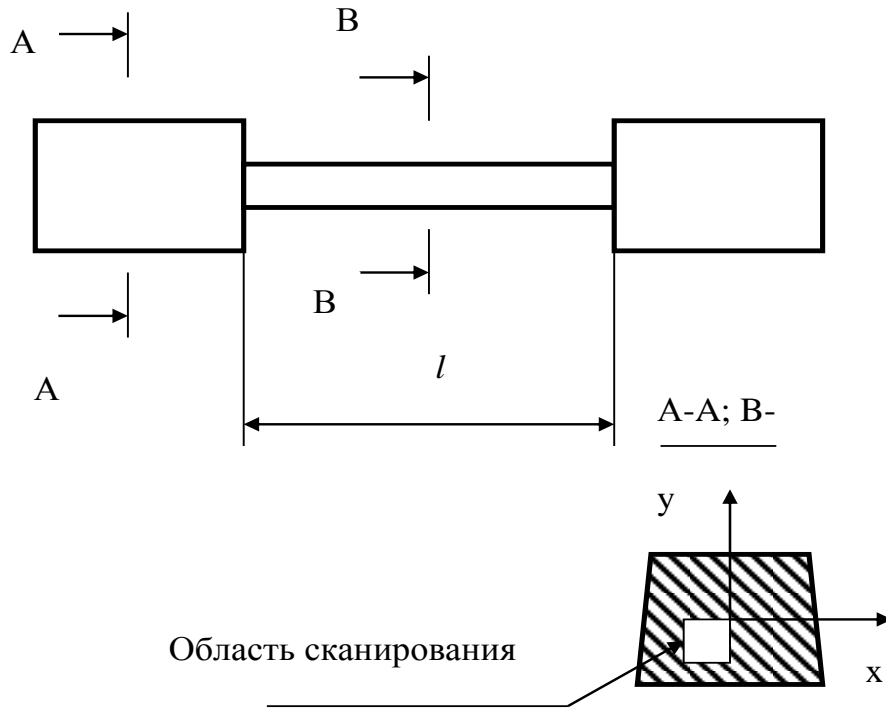


Рис. 5.2.1. Геометрия отливки.

На Рис. 5.2.1. показана геометрия отливки и сечения, выделенные для измерения твердости.

На Рис. 5.2.2. показана металлография шлифа со следом индентора микротвердомера для сплава АК 12.

На Рис. 5.2.3. представлена пространственная зависимость МТВ образца при плотности тока $j = 3,5 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$ (кривая 1) и при $j = 0$ (кривая 2). Кривые 1 и 2 аппроксимируются соответственно зависимостями вида: $H_{vI} = -0,0638 \cdot x^2 + 2,045 \cdot x + 71,73$ и $H_{vI} = 0,0973 \cdot x^2 - 1,559 \cdot x + 61,16$. В обоих случаях твердость материала возрастает от периферии к центру, что связано с направлением тепловых потоков в поперечном сечении образца. Однако при $j \neq 0$ (кривая 1) значение МТВ выше не только в периферийной части, но и в центре. Относительное значение МТВ периферийной и центральной частей отливки показано кривой 3 (Рис. 5.2.3).

Был проведен расчет относительного изменения микротвердости материала по сечению шлифа:

$$\langle \Delta H_V^{\text{отн}} \rangle = \frac{\langle H_V(j \neq 0) \rangle - \langle H_V(j = 0) \rangle}{\langle H_V(j = 0) \rangle} \cdot 100\% \quad (5.2.1)$$

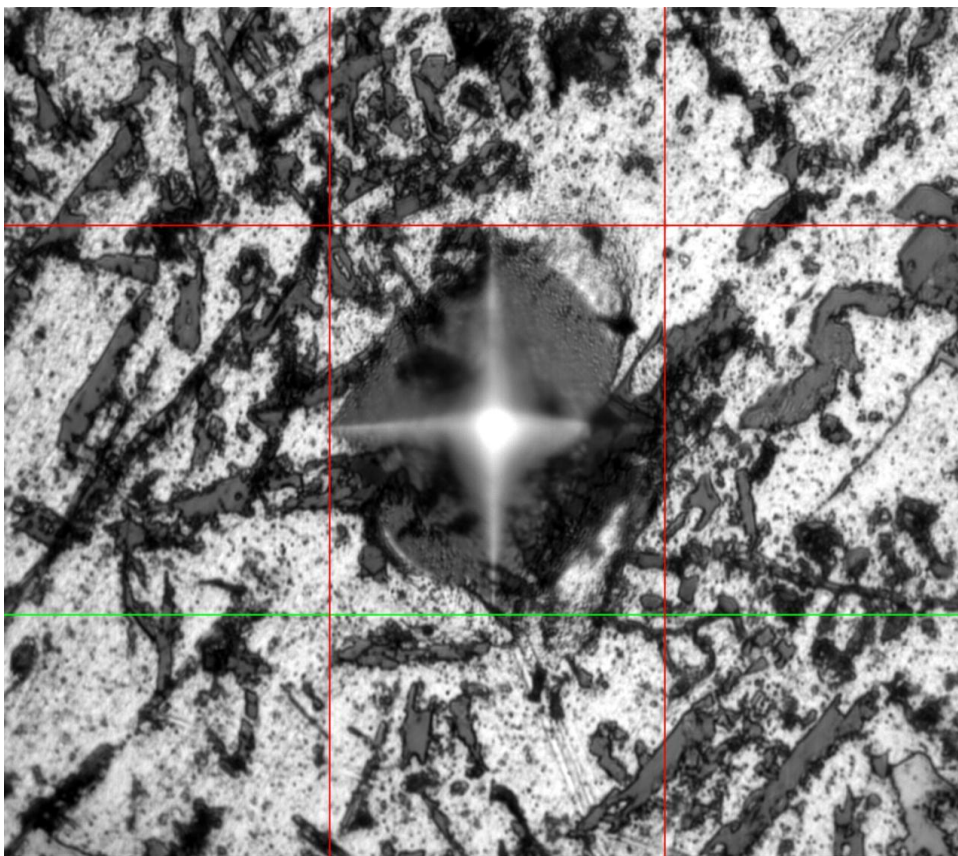


Рис. 5.2.2. Металлография шлифа АК12, кристаллизация при токе $I = 60$ А, HV 0,2; увеличение $\times 400$.

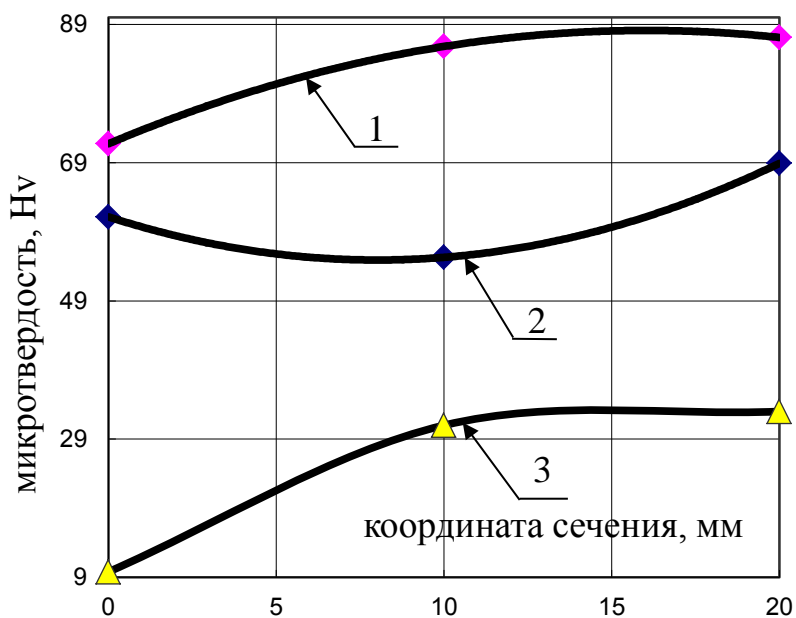


Рис. 5.2.3. Пространственная зависимость микротвердости материала в сечении А-А: кривая 1 - $j=3,5 \cdot 10^5$ А/м²; кривая 2 - $j=0$; кривая 3 - относительное изменение микротвердости, %.

Обнаружено, что микротвердость материала зависит от пространственного расположения области сканирования и от плотности тока. В обоих случаях ($I = 0$ и $I \neq 0$) твердость уменьшается от периферии к центру, что связано с направлением тепловых потоков в поперечном сечении образца. Однако, в сравнении с базовым, при $I \neq 0$ значение МТВ материала больше не только в периферийной части, но и в центре.

Анализ МТВ в сечениях А-А и В-В в отсутствие тока ($I = 0$) показал, что разница между значениями МТВ в периферийной и центральной частях в

относительных единицах равны: $\Delta H_V^{\text{простр}}(I=0) = \frac{\langle H_{\text{кр}} \rangle - \langle H_{\text{центр}} \rangle}{\langle H \rangle} = 3,21 \%$ для

сечения А-А и 6,5 % для сечения В-В. Так как площади указанных сечений отличаются примерно в 40 раз ($S_{\text{А-А}} > S_{\text{В-В}}$), то логично предположить, что различие в пространственном распределении МТВ по сечению отливки, которое составляет 3,29 %, можно объяснить разными скоростями процессов зародышеобразования и кристаллизации. Однако с учетом приборной погрешности полученный результат требует дополнительного уточнения.

При силе тока через образец $I = 60$ А для сечения В-В ($j = 5,5 \cdot 10^6$ А/м²) с усреднением по всем пространственным точкам относительное изменение МТВ равно $\langle \Delta H_V^{\text{отн}} \rangle \cong 15 \%$, а для сечения А-А при $I = 140$ А ($j = 3,5 \cdot 10^5$ А/м²) имеем $\cong 25 \%$. Этот результат указывает на факт существования диапазона плотности электрического тока, в котором его воздействие будет наиболее эффективным.

На Рис. 5.2.4. представлена зависимость МТВ от плотности тока в центральной (кривая 1) и в периферийной части образца (кривая 2). Кривая 3 представляет среднее арифметическое значение МТВ для центральной и

периферийной части в целом: $\langle H_V(j) \rangle = \frac{\langle H_{\text{кр}}(j) \rangle + \langle H_{\text{центр}}(j) \rangle}{2}$. Видно существенное

влияние тока на значение МТВ не только в периферийной, но и в центральной части образца, которое является нелинейным.

Электрический ток оказывает дополнительное влияние на характер пространственного распределения МТВ: при $I = 60$ А в сечении В-В величина $\Delta H_V^{\text{простр}} \cong 36\%$, а при $I = 140$ А в сечении А-А она составляет $\cong 19\%$.

Увеличение микротвердости под действием постоянного электрического тока можно объяснить измельчением зерна, изменениями в распределении и форме эвтектики. Установлено, что в отливках, кристаллизация которых происходила под действием тока силой 40 А, микроструктура представлена дендритами α - твердого раствора и эвтектикой пластинчатой формы [29]. Кристаллизация носит направленный характер с выраженным процессом зарождения дендритов и эвтектики в кромочной части, измельчением зерна. Увеличение МТВ в периферийной части отливки можно объяснить условиями границы, то есть теплоотводом в форму. Таким образом, электрический ток влияет не только на значение твердости, но и на характер распределения данного параметра в объеме образца.

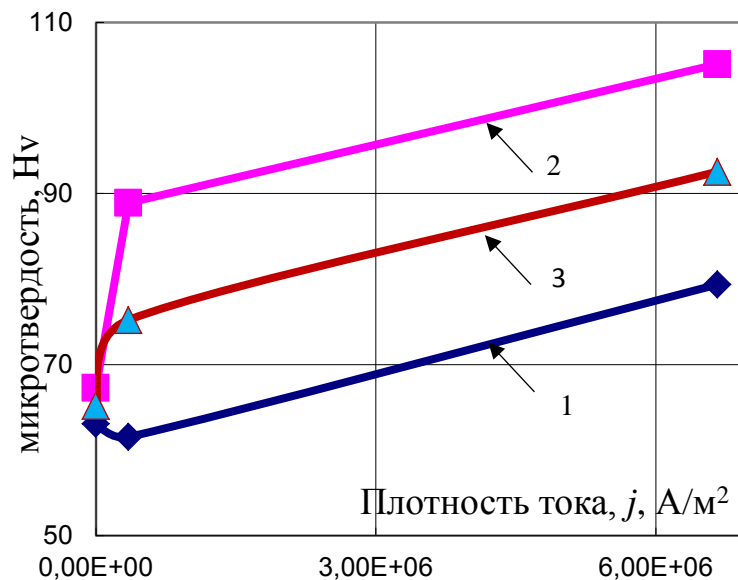


Рис. 5.2.4. Зависимость МТВ образца от плотности тока: кривая 1 - центральная часть; кривая 2 - периферия; кривая 3 - среднее арифметическое.

Установлено [29], что с увеличением силы тока, пропускаемого через литейную форму, механические свойства немодифицированного сплава АЛ9 улучшаются, а содержание водорода уменьшается. Прочность литого изделия

(диаметр 30мм, длина 300 мм), кристаллизация которого происходила под действием постоянного тока ($I = 5$ А), увеличивалась на 17%, пластичность - на 77%, содержание газов уменьшилось на 50%. Применение последовательно операций кристаллизации под действием тока и последующей термообработки позволяет повысить прочность образцов на 45 %.

5.2.2. Влияние импульсного электрического тока на твердость сплава АК12М2МгН

В разделе 5.2.2. представлены исследования зависимости твердости сплава *AK12M2MgH* (АЛ 25), кристаллизация которого происходила в песчаных формах при пропускании импульсного электрического тока через отливку, от плотности тока [39,108,110].

Расплав сплава, используемый в экспериментальной части работы был получен в результате переплава отливки – поршень цилиндра (диаметр – 100 мм, высота – 200 мм), полученный литьем в кокиль. Параметры структуры материала отливок и их свойства не удовлетворяли эксплуатационным требованиям. Данные отливки представляли базовый, сырьевой материал для исследования влияния тока на свойства сплава при литье в песчаную форму. Используемый в экспериментальной части сплав *AK12M2MgH* (Si– 11-13%; Cu– 1,5-3%; Mg– 0,8-1,3%; Ni– 0,8-1,3%; Mn– 0,3-0,6%; Ti– 0,05-0,2%; прочие 0,2%; примеси не более Fe– 0,8%; Zn– 0,5%) относится к эвтектическим сплавам, который имеет двухфазную кристаллическую структуру с развитыми поверхностями раздела. В связи с неполным перемешиванием компонентов на молекулярном уровне возможно микрорасслоение на этапе фазового перехода. В данном случае применение внешних воздействий может вызвать изменения в распределении фазовых составляющих за счет активирования тепловыделений на границах включение-матрица, которые не связаны напрямую с температурным полем, сформированным в отливке за счет ее теплообмена с формой. Поэтому была предпринята попытка влияния на распределение фазовых составляющих и их структурные характеристики за счет внешнего

энергетического воздействия в виде импульсного электрического тока, который пропускали через кристаллизующийся в литейной форме расплав.

В силу того, что твёрдость является структурно-чувствительным параметром сплава, были проведены дополнительно исследования особенностей структуры, а именно, дендритного параметра образцов, полученных литьем в кокиль. Для обнаружения влияния электрического тока на твердость сплава и на характеристики структуры, была проделана серия экспериментальных испытаний. А именно, первая серия экспериментов - эксперименты по кристаллизации образца из сплава *AK12M2MzH* при литье в ПФ в случае обычной гравитационной заливки, без воздействия тока и вторая серия экспериментов - эксперименты по кристаллизации образца под действием импульсного электрического тока. Внешнее воздействие – импульсный электрический ток. Параметры внешнего воздействия: сила тока в импульсе – 82 А, длительность импульса ~ 1 с. Электрический ток пропускался вдоль оси отливки.

Температура заливки – 770-800 С.

Геометрия образца, расположение электродов, подводящих электрическое воздействие представлены на Рис.5.2.1. Размеры: $l = 30$ мм, $a = 48$ мм; сечение *A-A*: $h = 14$ мм, $b = 23$ мм, $c = 19$ мм; сечение *B-B*: $b = c = 3$ мм, $h = 3$ мм.

Электрическая схема, с помощью которой было реализовано внешнее воздействие, приведена на Рис. 5.2.2.1. Данная схема воздействия является модернизацией схемы, используемой в [84,85]. Силовое оборудование (элементы 1-4) предназначено для создания импульсного электрического тока. Для достижения непосредственного действия тока на металл в момент его заливки в форму использовались электроды, расположенные в форме и примыкающие к отливке. Таким образом, достигалось действие тока на металл на всех этапах его кристаллизации и затвердевания, которое не зависит от электрических параметров литейной формы (электрическое сопротивление, емкость).

Характерный вид импульса напряжения представлен на Рис. 5.2.2.2.

На Рис. 5.2.2.3 представлены осциллограммы – временные развертки падения напряжения на образце (кривая 1) и его температуры (кривая 2).

Известно, что начальные условия – температура заливки, давление, скорость затвердевания оказывают влияние на формирование свойств литого изделия [86,98,137]. Однако в работе была полностью исключена возможность влияния начальных условий, таких как температура заливки, на параметры структуры. Изменения структуры могут быть вызваны воздействием электрического тока.

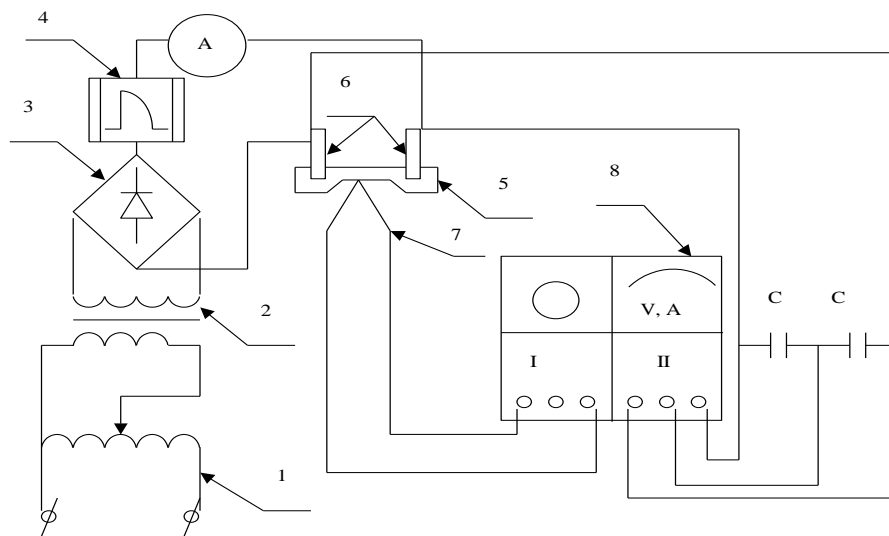


Рис. 5.2.2.1. Электрическая схема. (1 – автотрансформатор; 2 – силовой трансформатор; 3 – выпрямительный мост; 4 – преобразователь сигнала после выпрямительного моста в импульсный; 5 – образец; 6 – электроды; 7 – термопара; 8 – регистрирующее устройство (двухканальный записывающий осциллограф)).

Для исследования результата влияния электрического тока были изготовлены шлифы в поперечных и продольных сечениях образца (Рис. 5.3.1: сечения *A-A*, *B-B*). Плотность тока в сечении *A-A* составила $3 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$, в сечении *B-B* – $j = 9 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$. Проведено исследование структуры материала образцов с использованием оптического микроскопа (Leika DM ILM). На Рис. 5.2.2.4 и Рис. 5.2.2.5 показана микроструктура материала образцов сплава АК12М2МгН.

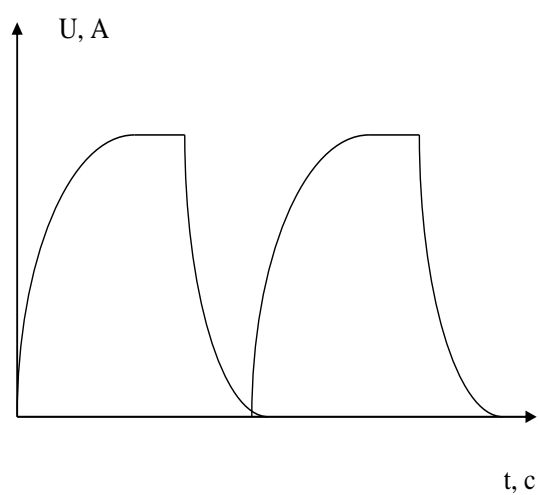


Рис. 5.2.2.2. Форма импульсов напряжения

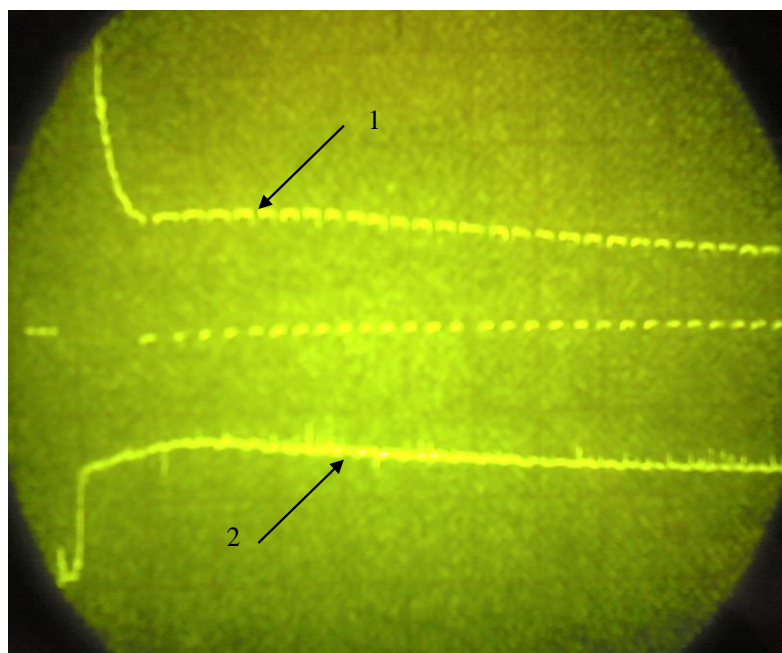


Рис. 5.2.2.3. Временные зависимости падения напряжения – кривая 1, температуры на образце - кривая 2.

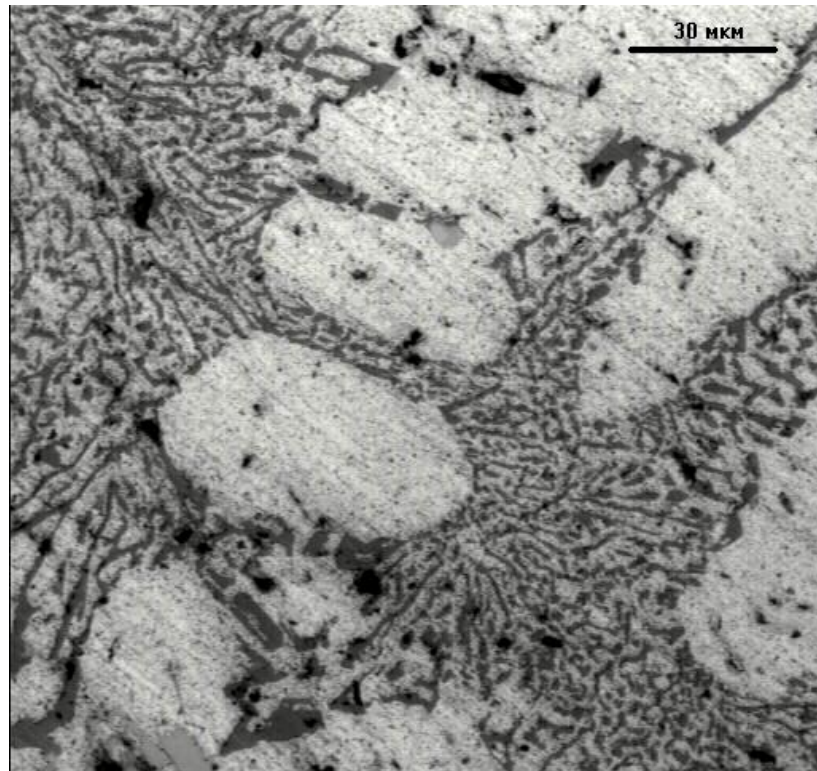


Рис. 5.2.2.4. а) Литье в кокиль, $I = 0$ А, центр $\times 10^3$.

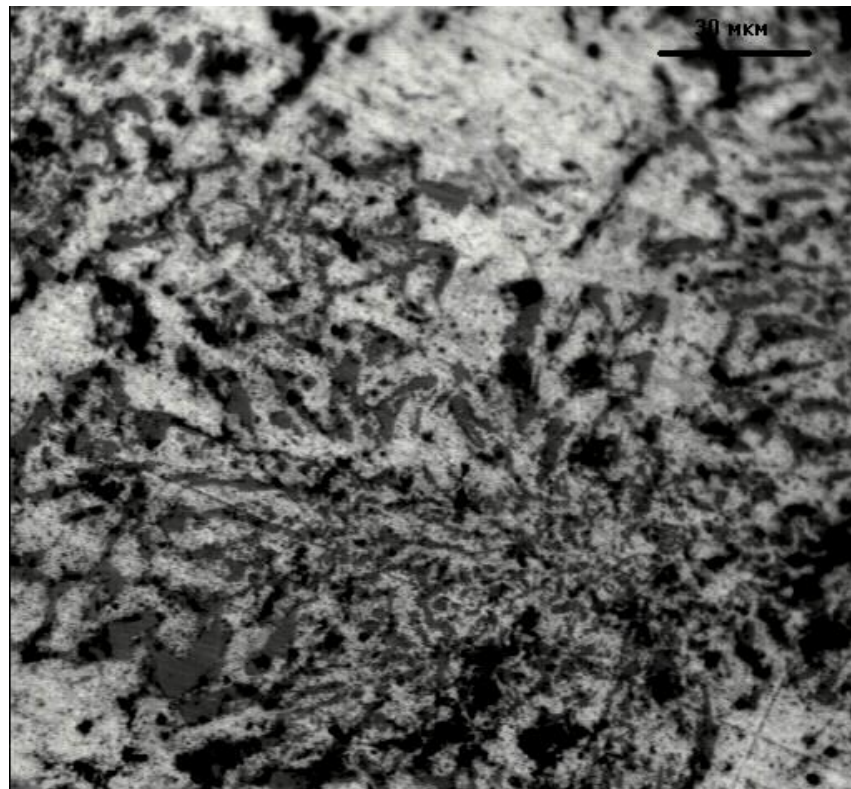


Рис. 5.2.2.4. б) Литье в кокиль, $I = 0$ А, край $\times 10^3$.

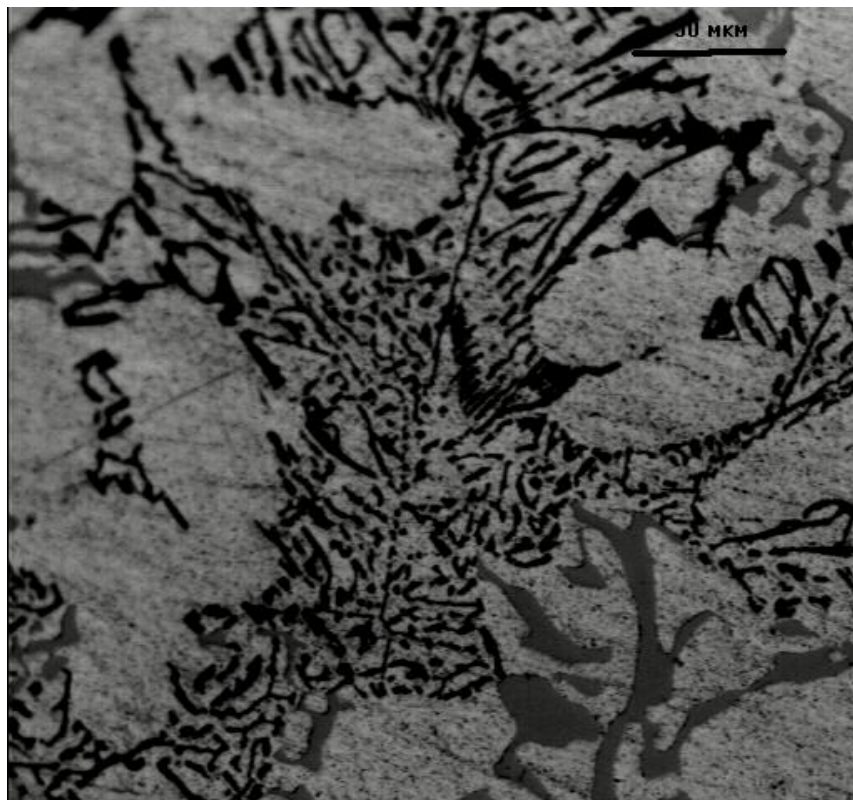


Рис. 5.2.2.5. а) Литье в ПФ, $I=0A$, $A-A \times 10^3$.

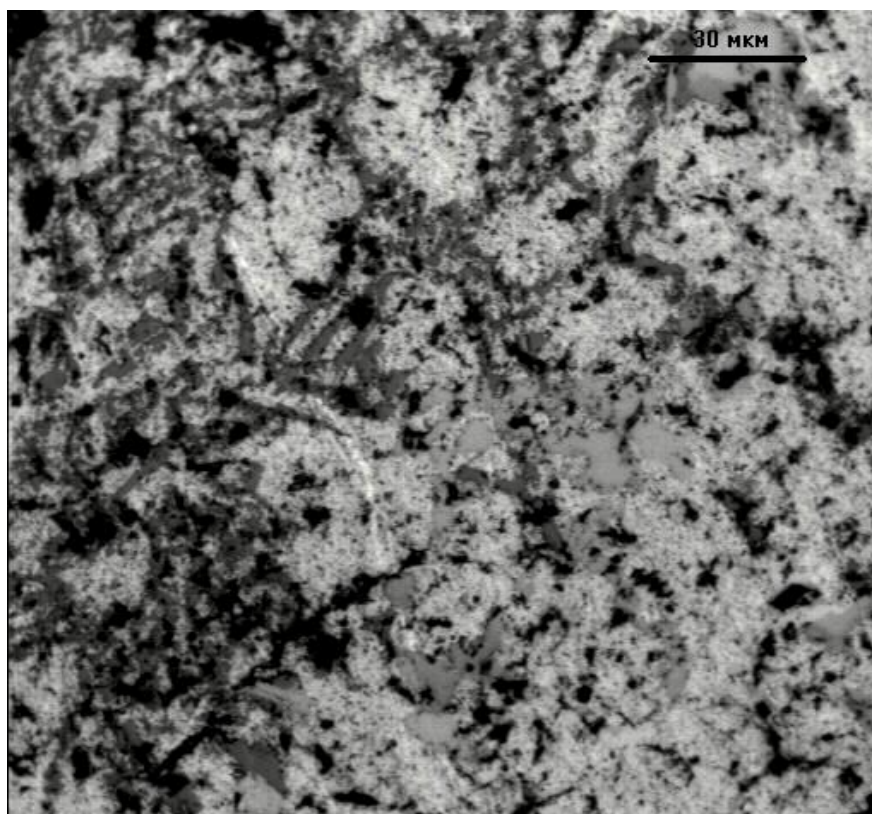


Рис. 5.2.2.5. б) Литье в ПФ, $j=3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$, $A-A \times 10^3$.

Для доказательства эффективности внешнего электрического воздействия при кристаллизации был проведен анализ параметров структуры, твердости и

микротвердости сплава ($AK12M2MzH$), полученного литьем в кокиль и литьем в ПФ без внешнего воздействия ($I = 0$), а также при литье в ПФ с пропуском импульсного электрического тока в процессе кристаллизации сплава. За счет существенной разницы в площади поперечного сечения отливок при литье в кокиль и при литье в песчаную форму интенсивность теплообмена, определяемая критерием Bi , в обоих случаях была $Bi \gg 1$.

Параметры структуры были рассчитаны с помощью компьютерной программы анализа изображений (Qwin). В качестве параметров для проведения сравнительного анализа были выбраны: дендритный параметр и площадь твердого раствора. В табл. 5.2.2.1 приведены значения дендритного параметра, площади твердого раствора, а также макро- и микротвердости.

Условия затвердевания в значительной степени определяют дендритную разветвленность и, в частности, расстояние между осями дендритов. Расстояние между осями дендритов второго порядка довольно хорошо согласуется со скоростью охлаждения [86, 98]. Расстояние между дендритными ветвями обратно пропорционально средней скорости охлаждения расплава на данном участке. Для улучшения физико-технических характеристик литого изделия используют технические приемы по измельчению дендритной структуры, увеличивая при этом плотность дендритов. Обычно в литейном производстве измельчение и уплотнение дендритной структуры, снижение ликвационной неоднородности обеспечивается применением традиционных инокуляторов (дробь, порошки, обсечки) и эндогенных инокуляторов.

Анализ параметров структуры образцов показал, что ток силой $I = 82$ А при литье в ПФ вызвал уменьшение дендритного параметра и площади твердого раствора. Обработка результатов эксперимента представлена в Таблице 5.2.2.1.

Относительное изменение значения площади твердого раствора при литье в ПФ без тока и с током составило 47,5%, а ДП – 34 %. Выявленные изменения, по-видимому, связаны с повышением активности процессов, происходящих на границе включение-матрица, диспергированием кремния под действием

электрического тока. Активизация перемещений Si в Al возможна за счет протекания процесса электропереноса [9-11]. Также необходимо учитывать, что проводимость Si существенно ($\sim 10^{11}$ раз) ниже проводимости Al и поэтому возникает перераспределения локальных тепловых потоков на границе металл-полупроводник при протекании тока.

Таблица 5.2.2.1. Результаты исследования параметров структуры и твердости сплава $AK12M2MgH$.

Воздействие Параметр структуры	Литье в кокиль (край отливки)	Литье в ПФ, $j = 0$	Литье в ПФ, j $= 3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$	Литье в ПФ, j $= 9 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$
Дендритный параметр, мкм	$9,67 \pm 0,86$	$5,98 \pm 0,64$	$4,44 \pm 0,55$	$3,39 \pm 0,30$
Площадь твердого раствора, %	$44,67 \pm 2,68$	$72,53 \pm 2,62$	$29,77 \pm 8,50$	$46,30 \pm 2,36$
Твердость, НВ	105,2	104,4	114,73	105,8
Микротвердость, H_V	54	55	72	59

При анализе ДП в продольном и поперечном сечениях образцов была выявлена анизотропия материала по дендритному параметру. Оказалось, что значение ДП в продольном сечении больше, чем в поперечном. При $I = 82 \text{ A}$ для сечения $A-A$ эта разница составляет 28%, а для сечения $B-B$ – 17%. При $I = 0$ для сечения $A-A$ – 19 %. Логично предположить, что зависимость ДП от расположения сечения связана с различием в температурном градиенте и скорости кристаллизации для данных направлений. По теории Уитни-Нернста, в случае направленной кристаллизации, размер дендритной ячейки d уменьшается с увеличением скорости охлаждения: $d \sim \frac{1}{v_{охл}}$. В нашем случае,

отношение площадей рассматриваемых сечений составило $\frac{S_{A-A}}{S_{B-B}} \cong 32$, а

следовательно, градиент температуры и скорость кристаллизации были больше в сечении *B-B*. Таким образом, результаты исследований по дендритному параметру не укладываются в рамки классической теории. Также применяемое в процессе кристаллизации воздействие импульсным электрическим током, не может обеспечить изменение в распределении температурного фронта, определяемого условиями теплообмена. Однако электрический ток может оказывать механическое действие на составляющие компоненты сплава [23,25] при формировании границ зерен, изменять параметры эвтектики. В целом, в образцах, подвергнутых действию электрического тока, происходит измельчение эвтектического кремния, что связано с активизацией процесса взаимодействия атомов примеси и атомов растворителя (основного металла).

Важной эксплуатационной характеристикой материала, которая косвенно определяется распределением и дисперсностью эвтектики, свойствами границ микро- и макрозерен, является твердость материала. По значению твердости сплава мы можем ожидать изменения в структуре сплава. Логично предположить, что увеличение твердости алюминиевых сплавов, может быть связано с дополнительной диффузией кремния в α – твердый раствор, что и может обеспечить увеличение твердости α – твердого раствора.

Для изучения твердости материала образцов были выбраны два метода: метод определения твердости по Бринеллю (вдавливание стального шарика – ГОСТ 9012) и метод определения твердости по Виккерсу (вдавливание алмазной пирамидки – ГОСТ 2999). Измерения по Бринеллю проводились на твердомере Wilson Wolpert Universal Testor 930, погрешность измерений по паспорту прибора - 1 %. Параметры воздействия: внешняя нагрузка – 62,5 кг; диаметр шарика – 2,5 мм; время воздействия – 10 с.

Результаты измерений твердости представлены в Таблице 5.2.2.1. Без обработки током (поршень цилиндра, литье в кокиль) твердость составила $\langle \text{НВ} \rangle = 105,2 \text{ кг/мм}^2$. Значение НВ материала для отливки, полученной литьем в кокиль и для отливки, полученной литьем в ПФ при $I=0$, практически совпадают. При сравнении сечений с близкой скоростью затвердевания отличие

составило – 1,4 %. Для образцов, кристаллизация которых происходила под действием импульсного электрического тока с плотностью тока в импульсе $3 \cdot 10^5$ А/м² и $9 \cdot 10^6$ А/м² наблюдается повышение твердости материала. Отличие твердости НВ при литье ПФ и воздействии тока ($j = 3 \cdot 10^5$ А/м²) и при литье в кокиль без воздействия тока составило – 9%.

Относительное изменение твердости материала по анализируемым сечениям определялось как:

$$\langle \Delta HB^{om} \rangle = \frac{\langle \Delta HB(J \neq 0) \rangle - \langle \Delta HB(J = 0) \rangle}{\langle \Delta HB(J = 0) \rangle} \cdot 100\% \quad (5.2.2.1)$$

и составило в среднем (4,8)%. Для расчета относительного изменения микротвердости также использовалась формула (5.2.2.1).

Микротвердость по Виккерсу измерялась на твердомере ПТМ 3 при нагрузке на индентор 0,02 кг, а также с помощью универсального твердомера – DuraScan 20 G5.

Анализ пространственного распределения твердости показал, что средняя твердость периферийной части образца, полученного литьем в кокиль без обработки электрическим током, составила $\langle H_{Vper} \rangle = 64$, а его центральной части - $\langle H_{Vzent} \rangle = 54$. Относительное изменение МТВ в периферийной и центральной частях рассчитывалось как: $\Delta H_V^{spatial} = \frac{\langle H_{Vper} \rangle - \langle H_{Vzent} \rangle}{\langle H_{Vzent} \rangle}$. Таким

образом, для образца, полученного литьем в кокиль без обработки электрическим током, $\Delta H_V^{spatial} \approx 0,19$. Для образца, полученного литьем в песчаную форму под действием постоянного электрического тока силой 82 А ($j = 3 \cdot 10^5$ А/м²), микротвердость по Виккерсу при усреднении по всему образцу $\langle H_V \rangle = 72$. Расчет по формуле (5.2.2.1) дает относительное изменение микротвердости по Виккерсу при кристаллизации расплава под действием электрического тока в ПФ: $\langle \Delta H_V^{om} \rangle \approx 0,3$. Логично предположить, что увеличение твердости связано с увеличением растворимости Si в твердом растворе, измельчением, диспергированием эвтектической составляющей

сплава. При этом ее распределение становится более равномерным, что отражается на свойствах материала.

Используя результаты по измерению твердости, проведем анализ влияния градиента температуры, а, следовательно, скорости затвердевания и электрического тока на значение данного параметра. Заметим, что наиболее эффективное воздействие на формирование структуры сплава электрический ток оказывает в жидком и твердо-жидком состоянии. Учитывая конфигурацию отливки, условия теплоотвода, можно утверждать, что время существования жидкой и твердо-жидкой фазы больше в сечении *A-A* по сравнению с сечением *B-B*. Объем отливки с сечением *A-A* больше объема отливки с сечением *B-B* (Рис.5.2.1) соотношение площадей составляет: $S_{A-A} \approx 32 \cdot S_{B-B}$. В связи с этим эффективность от воздействия тока на параметры структуры и свойства сплава в сечении *A-A* будет наибольшей, несмотря на то, что плотность тока в этом сечении в 10 раз меньше, чем в сечении *B-B*. Это подтверждается данными из Таблицы 5.2.2.1.

Было установлено, что при $I = 0$ А относительное изменение микротвердости твердости H_V в данных сечения, определяемое как $\frac{\langle H_V(B-B) \rangle - \langle H_V(A-A) \rangle}{\langle H_V(A-A) \rangle} \cdot 100\%$, составляет 3,6%. При силе тока в импульсе $I = 82$ А, было замечено, что значение H_V в сечении *A-A* становится больше, чем в сечении *B-B* и относительное изменение микротвердости в рассматриваемых сечениях составило – 22 %. Относительные изменения макротвердости HV для данных сечений при $I = 0$ А составило – 4,2 %, а при силе тока в импульсе $I = 82$ А – 7,8%. Сравнение твердости материала для одинаковых сечений, например, для сечения *A-A* при $I = 0$ и $I = 82$ А дает – 10,4 %. Отличие твердости для продольного и поперечного срезов сечений (в области *A-A* и *B-B*, Рис. 5.2.1) образца находится в диапазоне 8...9%. Учитывая, что данное электрическое воздействие носило импульсный характер и не могло повлиять на распределение температурного фронта по рассматриваемым сечениям, мы

предполагаем, что наблюдаемое влияние электрического тока имеет не только тепловой характер [23-27].

На Рис. 5.2.2.6 представлено пространственное распределение микротвердости по сечению образца, кристаллизация которого происходила в ПФ без внешнего воздействия (кривая 1), под действием импульсного электрического тока (кривая 2) и при литье в кокиль без внешнего воздействия (кривая 3).

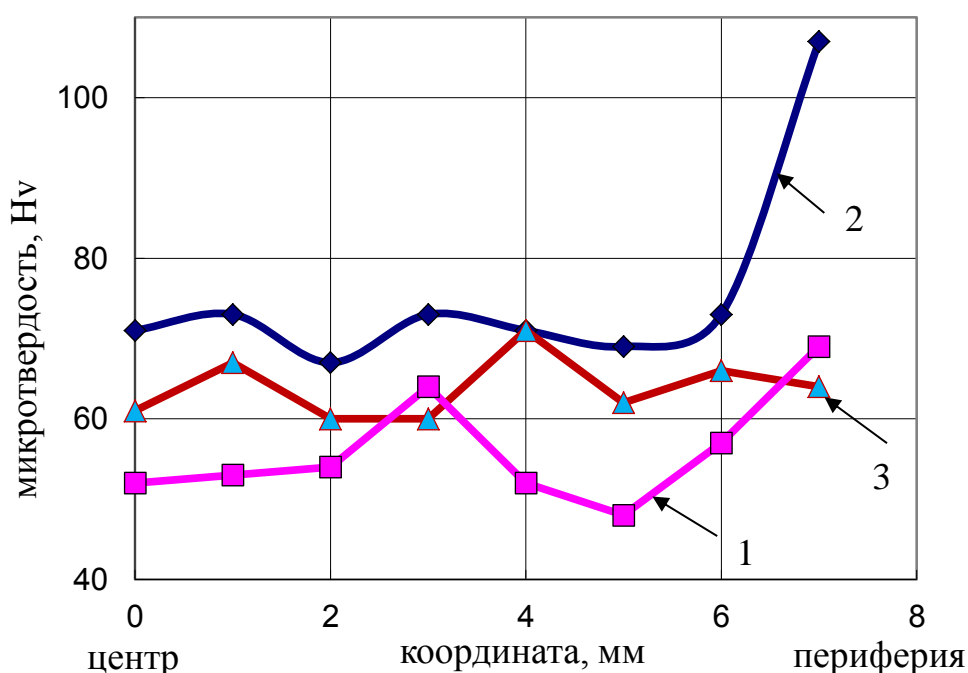


Рис. 5.2.2.6. Распределение микротвердости по поперечному сечению образца: кривая 1 – $I = 0$, литье в ПФ; кривая 2 – литье в ПФ, $I = 82$ А; кривая 3 – литье в кокиль, $I = 0$.

На Рис. 5.2.2.7 представлены итоговые результаты анализа влияния способа изготовления на твердость (НВ) материала. При сравнении твердости материала одинаковых поперечных сечений при литье в ПФ было выявлено, что пропускание электрического тока при кристаллизации вызывает увеличение твердости материала. При этом относительное увеличение твердости составило 10%. Данный результат является косвенным доказательством влияния электрического тока на параметры структуры (форма

и размер зерен, точечные и линейные дефекты), распределение и структуру фаз. Наблюдается корреляция между параметрами структуры и величиной твердости: при уменьшении площади твердого раствора и дендритного параметра твердость возрастает.



Рис. 5.2.2.7. Влияние способа получения отливки на твердость материала:

1 - $I = 0$, литье в ПФ; 2 - $I = 0$, литье в кокиль; 3 - $I = 82$ А, литье в ПФ.

Известно, что на размеры и характер распределения структурных составляющих существенное влияние оказывают граничные условия. Так как исходное теплосодержание рассматриваемого объема (образца) превышало тепло, подводимое за счет тока, то поэтому можно предположить, что параметры электрического воздействия, применяемые в процессе кристаллизации, не могли существенно повлиять на распределение тепловых потоков в макрообъеме и изменить влияние граничных условий. Вместе с тем изменения в структуре и свойствах материала, указывают на активирование током растворенного кристаллического кремния, то есть усиливает процессы взаимодействия атомов примеси, интерметаллических фаз и основного металла. Происходит активизация межфазной и внутрифазной диффузии в расплаве. Следовательно, мы наблюдаем проявление локального действия электрического тока в микрообъемах образца. Электрический ток, являясь

дополнительным внутренним источником энергии, оказывает механическое и термодинамическое влияние на процесс зародышеобразования и формирования структуры.

Исследования показали, что электрический ток является достаточно эффективным внешним воздействием, оказывающим влияние на параметры структуры и механические свойства материала. Используемое при кристаллизации внешнее воздействие вызывает изменения в распределении фазовых составляющих за счет активирования тепловыделений на границах включение-матрица, которые не связаны напрямую с температурным полем, сформированным в отливке за счет ее теплообмена с формой. Таким образом, без использования дополнительных модификаторов, возможно, оказывать влияние на распределение эвтектики, легирующих добавок в материале при кристаллизации. Установлено, что при кристаллизации под действием тока происходит уменьшение размера дендритного параметра, повышается твердость материала. Применение внешнего воздействия в виде электрического тока позволяет влиять на термодинамическое состояние центров кристаллизации в расплаве, а, следовательно, на распределение микронеоднородностей. Внешнее воздействие на расплав может разрушать наследственную микрогетерогенность расплава.

Обнаруженные изменения параметров структуры, вызванные действием электрического тока в процессе кристаллизации, позволяет сделать вывод о возможности применения данного воздействия при обработке расплава с целью активирования процесса образования и движения кластеров жидкой фазы. Это способствует частичному решению задачи по управлению кристаллического строения материала отливок.

Анализ микроструктуры образцов показал, что в отливках, закристаллизовавшихся под воздействием электрического тока, значительно измельчаются включения кремния, одновременно они приобретают правильную, округлую форму [29]. Также становится более дисперсной твердая фаза включений $CuAl_2$. Уменьшаются размеры зерен твердого раствора кремния

в алюминии. Данный факт можно объяснить совместным действием электронного потока [9-11] и локальных электрических сил на кремниевые включения. Как показывают оценочные расчеты, проведенные по формуле (4.1.1.) влиянием джоулева тепла при небольших плотностях тока для большого объема материала можно пренебречь.

Учитывая результаты многочисленных работ, в которых для влияния на свойства материала в условиях фазового перехода использовался электрический ток $j \ll 10^8$ А/м², можно сделать вывод о целесообразности использования данного воздействия в технологических процессах. Электрический ток - дополнительный фактор, с помощью которого можно влиять на свойства расплава, а также материала в твердом состоянии [18,23]. В условиях фазового перехода следует учитывать локальное тепловое действие тока. При протекании тока через расплав, содержащий частично твердую фазу, происходит дополнительное охлаждение жидкой фазы $\Delta q > 0$, связанное с различием удельного электросопротивления этих фаз, $\rho_L > \rho_S$:

$$\Delta q = q_L - q_S = j^2 \rho_S \left(\frac{\rho_L}{\rho_S} - 1 \right),$$

$$\Delta T = \frac{j^2 \rho_S}{c_L \gamma} \left(\frac{\rho_L}{\rho_S} - 1 \right) \Delta t$$
(5.2.2.3)

Здесь ΔT – переохлаждение (К); c_L – удельная теплоемкость (Дж/(кг·К)), ρ_L – удельное сопротивление жидкой фазы (Ом·м); ρ_S – удельное сопротивление твердой фазы; γ – плотность (кг/м³). Уменьшение степени переохлаждения приводит к уменьшению критического размера зародыша [98]. Для эвтектического сплава учет распределения локальных тепловых потоков является достаточно актуальным, что связано с существенным различием свойств его составляющих. Например, теплопроводность алюминия больше теплопроводности кремния более чем на 40%, а удельное электрическое сопротивление алюминия существенно меньше, чем у кремния.

В рамках теории «поверхностного зародышеобразования» предполагается, что новые слои возникают на атомно-гладкой поверхности раздела лишь

посредством образования зародышей, а энергия поверхностного атома очень сильно зависит от числа соседних занятых позиций. Промежуток времени, в течение которого отдельный атом должен задерживаться в занятой им позиции, быстро возрастает, когда его соседей становится все больше. Следовательно, зарождение нового слоя возможно лишь тогда, когда скорость поступления атомов намного превышает наблюдаемую при равновесии, благодаря чему вероятность одновременного прихода атомов в несколько соседних позиций и их заполнения вследствие взаимной стабилизации возрастает. Скорость роста зародышей кристаллизации связана с температурой переохлаждения сплава ΔT зависимостью вида [86,98]:

$$R = a \exp\left(-\frac{b}{\Delta T}\right) \quad (5.2.2.4)$$

Для того чтобы влияние электрического тока как векторного (силового), так и теплового было максимально эффективным, необходимо согласовывать распределение тепловых потоков. Например, использовать терморегулируемые литейные формы. При этом локальный характер действия электрического тока более важен при формировании структуры, чем интегральный. Использование дополнительного источника энергии позволит управлять процессом фазового перехода и, как следствие, физическими свойствами материала.

Анализ особенностей структуры и свойств материала отливок показал, что происходит перераспределение эвтектики в объеме, твердость материала отливок, кристаллизация которых осуществлялась под действием электрического тока, возрастает от центра к периферии, возникает анизотропия электросопротивления. Изменения свойств алюминиевых сплавов под действием электрического тока указывает на существенные изменения его дендритного строения.

5.3. Особенности дендритного строения сплава АК12 при кристаллизации под действием тока

В разделе 5.3. показаны результаты исследования дендритной структуры и свойства сплава АК12, кристаллизация которого происходила в песчаных

формах при пропускании постоянного электрического тока через отливку. Обнаружено, что пропускание электрического тока при кристаллизации сплава приводит к уменьшению размера дендритного параметра (ДП) и изменению в распределении эвтектики в сплаве. Изменения в структуре сплава обусловлены влиянием электрического поля тока на структуру сплава через электронную и ионную подсистемы и не связаны с внешними условиями охлаждения сплава [41,102,104,116,118,121]. Полученные экспериментальные зависимости размера дендритной ячейки от силы электрического тока могут быть полезны при моделировании кристаллизации сплава в присутствии постоянного электрического тока.

Дендритная кристаллизация сплавов является характерной для обычных, традиционных условий формирования отливок. Обычно при затвердевании сплавов температурный градиент G в расплаве невысок, а скорость роста кристаллов v выше скорости, требуемой для выращивания монокристаллов, поэтому условия для формирования плоского фронта кристаллизации не выполняются, и фронт кристаллизации приобретает либо ячеистую, либо дендритную форму. При уменьшении отношения G/v ячеистый фронт кристаллизации сменяется столбчатым дендритным фронтом, а затем его сменяет равноосный дендритный фронт кристаллизации. Причиной разветвленности дендритов является различие в скорости роста кристаллов в различных кристаллографических направлениях [86,98].

Количественной характеристикой дендритной структуры сплавов системы твердых растворов является размер дендритной ячейки, что справедливо и для сплавов с диаграммами состояния эвтектического типа, имеющими по границам ячеек эвтектические прослойки [86,130].

Процесс формирования дендритов и возможность управления дендритной структурой представляют практический интерес для литейного производства. Обобщая различные воззрения на проблему формирования дендритных структур можно считать, что параметры дендритов определяются сочетанием исходных физических и концентрационных неоднородностей в кристалле и

окружающем расплаве. При этом существует реальная возможность управления процессом формирования дендритной структуры литого металла с использованием модификаторов, а также внешних воздействий. Как показывают результаты исследований, электрический ток является достаточно эффективным внешним воздействием, оказывающим влияние на параметры структуры и механические свойства материала [29-34,39,102]. В частности, в работе [39] проведено исследование структуры и свойств сплава *AK12M2MzH* кристаллизация которого происходила в песчаной форме при пропускании импульсного электрического тока силой $I = 82 \text{ А}$ с частотой следования импульсов 1 с. При обработке током обнаружено уменьшение дендритного параметра и площади твердого раствора. При этом значение ДП в продольном сечении образца больше, чем в его поперечном сечении. Указанное отличие за счет применения электрического тока составило 9 % для одинаковых сечений. В результате активирования процесса переноса тепла на границах раздела эвтектики, кристаллов кремния и твердого раствора ($\alpha - Al$), которые не связаны напрямую с температурным полем, сформированным в отливке при ее теплообмене с формой, изменилось распределение фазовых составляющих в сплаве, и увеличилась твердость материала на 10%.

Обычно для силуминов, к которым относится сплав *AK12*, характерна малая растворимость кремния при высокой и низкой температурах сплава, а поэтому упрочнить сплав термической обработкой не представляется возможным. В этом случае надежным методом, позволяющим улучшить механические свойства, является модифицирование. Модифицирование структуры, в условиях пропускания через расплав электрического тока, наложения электромагнитных полей, ультразвукового воздействия, обуславливает изменение кристаллической структуры отливок, увеличивает плотность материала, обеспечивает получение мелкокристаллической структуры и высокий уровень механических свойств сплавов [33,39,84,85,102,104,105,116,118,120].

Применение электрического тока на этапе кристаллизации активизирует процесс массопереноса в расплаве за счет влияния на электронно-ионную подсистемы сплава [9-11]. Электрический ток, представляя собой, упорядоченное движение электронов, оказывает влияние на формирование дендритной структуры сплава. Наблюдается изменение конфигурации дендритной структуры и частичное ее разрушение. В структуре появляется тонкодифференцированная эвтектика, не наблюдается ярко выраженных дендритных ячеек α -твердого раствора. В результате воздействия электрического тока на сплав в процессе кристаллизации изменяется размер дендритной ячейки, увеличивается твердость [39].

Рассмотрим результаты исследований особенностей структуры сплава АК12, кристаллизация которого происходила в песчаных формах при пропускании постоянного электрического тока через отливку. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуется с теорией теплового влияния электрического тока.

В качестве сплава для исследований выбран широко используемый в машиностроении промышленный литейный алюминиевый сплав АК12 (Si – 10-13%; $Mg \leq 0,1\%$; $Cu \leq 0,6\%$; $Mn \leq 0,5\%$; $Ti \leq 0,1\%$; $Fe \leq 1,5\%$; $Zn \leq 0,3\%$, $Zr \leq 0,1\%$) [89]. Химический состав сплава, используемого в эксперименте, был уточнен в результате проведения спектрального анализа, который показал, что химический состав экспериментального сплава следующий: Si – 9,28%; $Cu \leq 1,7\%$; $Fe \leq 1,15\%$; $Ni \leq 0,09\%$; $Mg \leq 0,1\%$; $Mn \leq 0,16\%$; $Cr \leq 0,06\%$.

Была поставлена задача по изучению влияния постоянного электрического тока различной силы на особенности дендритного строения алюминиевого сплава АК12, с целью установления возможной закономерности данного влияния. Отливки получали литьем в песчаные формы. Температура заливки расплава в форму составляла – 770-800 С. Температура формы – 20 С. Форма образца и литниково-питающая система сводили к минимуму возможность недостаточного питания частей отливки и возникновение затрудненной усадки отливки.

Пропускание постоянного электрического тока в процессе кристаллизации металла осуществляли на экспериментальной установке [37]. Электрический ток пропускали вдоль оси отливки (рис. 5.3.1) на стадии жидкого, твердо-жидкого состояния сплава и вплоть до полного затвердевания и охлаждения образца. Применяли воздействие постоянным электрическим током силой $I = 25, 66, 96, 140$ А.

Микроструктуру материала исследовали на оптическом микроскопе (Leika DM LM). Параметры структуры были рассчитаны с помощью компьютерной программы анализа изображений (Qwin). Шлифы для анализа структуры и свойств были изготовлены из характерных сечений отливки, конфигурация которых представлена на рис. 5.3.1. Поперечные шлифы были вырезаны из области указанных сечений перпендикулярно, а продольные вдоль оси отливки и тока. На Рис. 5.3.1. рассматриваемые сечения обозначены как $A-A$ и $B-B$. Площадь указанных сечений – $S_{A-A} = 287$ мм² и $S_{B-B} = 10,5$ мм², а их соотношение S_{A-A}/S_{B-B} составляет ≈ 27 раз. Более подробное описание формы отливки и расположения электродов представлены в работе [37].

Для анализа эффективности применения электрического тока при кристаллизации и количественной оценки его влияния, был измерен средний размер дендритного параметра сплава и проведено измерения его твердости.

Для определения твердости материала образцов был выбран метод измерения твердости по Бринелю (вдавливание стального шарика). Измерения твердости проводили на твердомере Wilson Wolpert Universal Testor 930, погрешность измерений по паспорту прибора – 1 %. Параметры воздействия: внешняя нагрузка – 62,5 кг; диаметр шарика – 2,5 мм; время воздействия – 10 с.

Микроструктура отливок из сплава АК12, кристаллизация которых происходила без воздействия электрического тока $I = 0$ и при пропускании электрического тока силой $I = 66$ А, приведена на Рис.5.3.2. а) - е), соответственно. Граничные условия в обоих случаях были одинаковыми. Структура закристаллизовавшегося сплава без воздействия тока представляет характерные дендритные ячейки α -твердого раствора и эвтектики. Размер

дендритных ячеек колеблется от 14,5 мкм в поперечном сечении *B-B* до 32 мкм в поперечном сечении *A-A*, а пластинчатые эвтектические кристаллы *Si* имеют грубое игольчатое строение в плоскости шлифа (Рис. 5.3.2. а), б)). Наблюдаемое отличие в размере дендритных ячеек связано с различным значением объема кристаллизующегося сплава в указанных сечениях, то есть с влиянием граничных условий на темп кристаллизации.

На Рис. 5.3.2 в) – е) показана микроструктура сплава, кристаллизация которого, осуществлена под воздействием постоянного электрического тока, силой 66 А. Значение ДП в поперечных сечениях *B-B* и *A-A* составило 15 мкм и 20 мкм, соответственно. Эвтектика имеет более выраженное дисперсное строение с характерным изменением протяженности границ между эвтектическими колониями. В отдельных участках можно наблюдать более тонкое дифференцированное строение эвтектики (Рис. 5.3.2, д), е)).

Таким образом, влияние электрического тока на значение ДП в сечении *B-B* практически отсутствует, а в сечении *A-A* приводит к его уменьшению, что составляет (20 ... 37 %). Этот факт можно объяснить доминирующим влиянием граничных условий и расположением литниково-питающей системы на формирование кристаллической структуры над влиянием электрического тока для сечения *B-B*. А именно, небольшое увеличение ДП в сечении *B-B* может быть связано с дополнительным разогревом данного объема током и как следствие уменьшения интенсивности зародышеобразования в условиях доминирования влияния границ. Однако наблюдаемый небольшой рост значения ДП для сечения *B-B*, сопровождается разрушением характерной дендритной структуры (Рис. 5.3.2, в) – е)). Отличие значения дендритного параметра в поперечных сечениях *B-B* и *A-A* при $I = 0$ составляет 14,5 мкм, а при токе $I = 66$ А – 5 мкм.

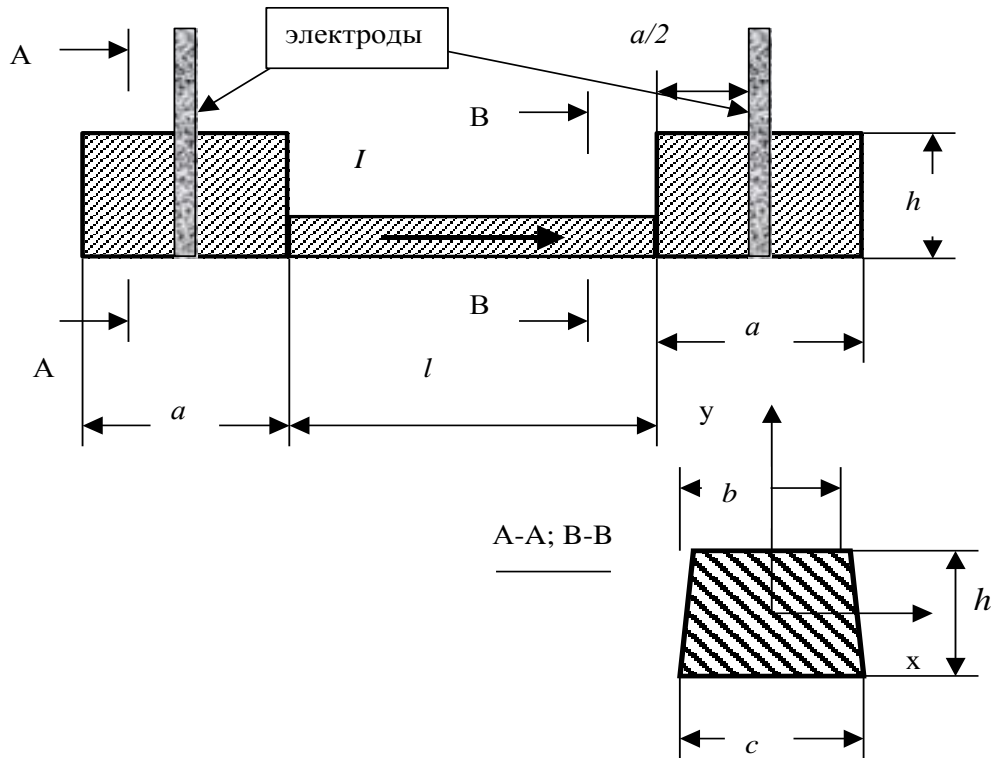


Рис. 5.3.1. Геометрия и размеры образца.

Параметры микроструктуры сплава были подробно проанализированы при кристаллизации сплава под действием тока силой $I = 25$ А. На Рис. 5.3.3, а) показана микроструктура сплава для поперечного сечения *A-A*, а на Рис. 4.8, б) - продольного сечения *B-B*. Сравнивая структуры, представленные на Рис. 5.3.2 и Рис. 5.3.3 можно отметить, что под воздействием тока происходит изменение морфологии дендритной структуры α -твердого раствора. Выявлены области, в которых значение ДП составило (5...8) мкм (Рис. 5.3.2, е), Рис. 5.3.3, а), б)). Дисперсное строение эвтектики и увеличение ее в структуре сплава, по-видимому, связано с изменением диффузионных потоков в электрическом поле тока, а также влиянием электрического тока на интенсивность образования центров кристаллизации. Диспергирование края эвтектики в α – твердый раствор обуславливает улучшение механических свойств сплава – твердость возрастает.

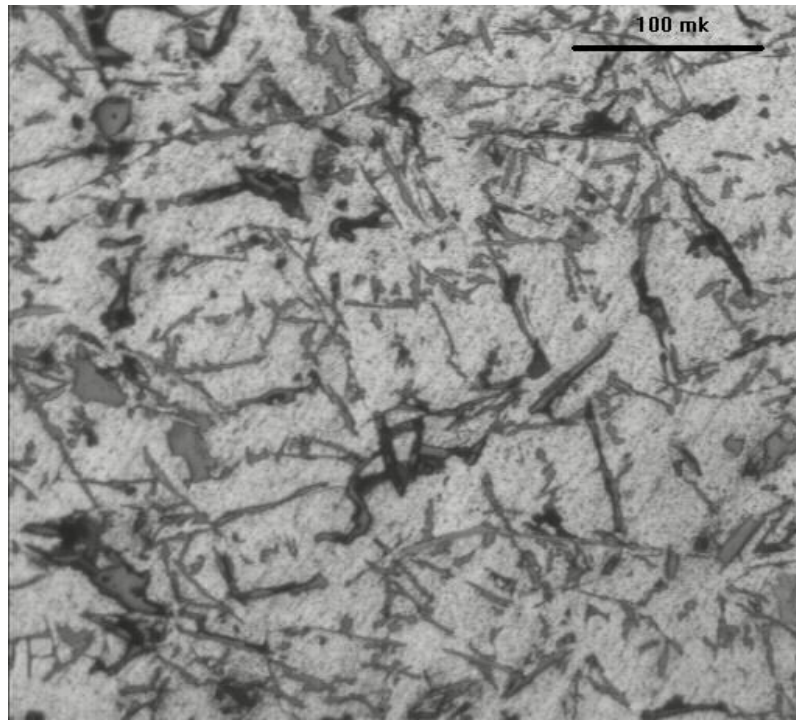


Рис. 5.3.2. а) $I = 0A$, поперечный А-А $\times 400$: ДП = 32 мкм, НВ = 67.

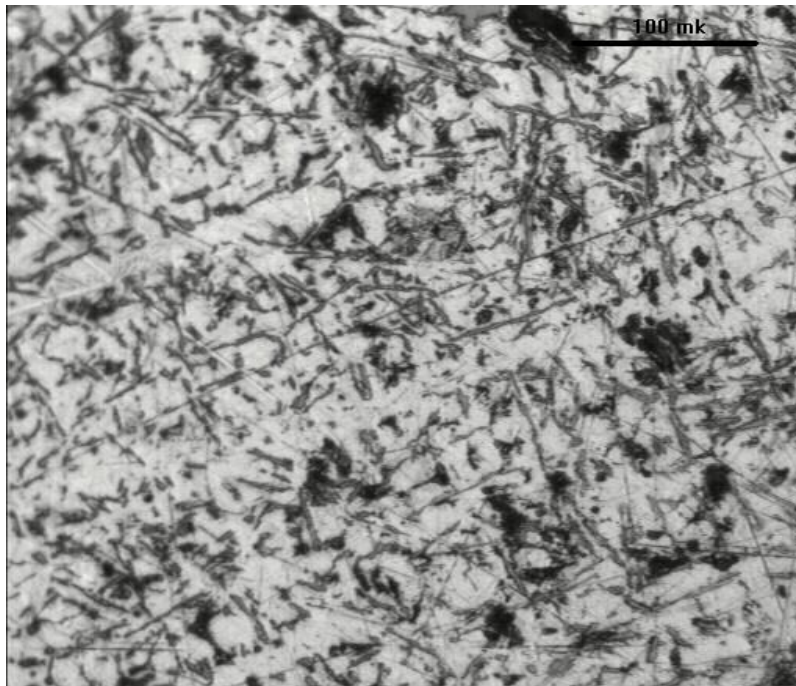


Рис. 5.3.2. б) $I = 0A$, поперечный В-В, $\times 400$: ДП = 14,5 мкм, НВ = 69.

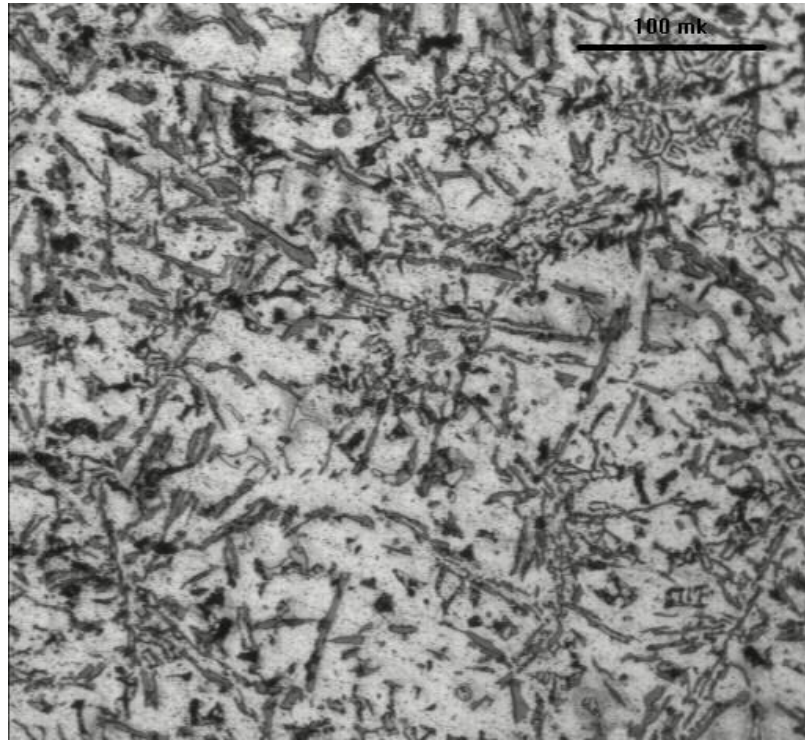


Рис. 5.3.2. в) 66 А, А-А поперечный, $\times 400$: ДП = 15 мкм, НВ = 102.

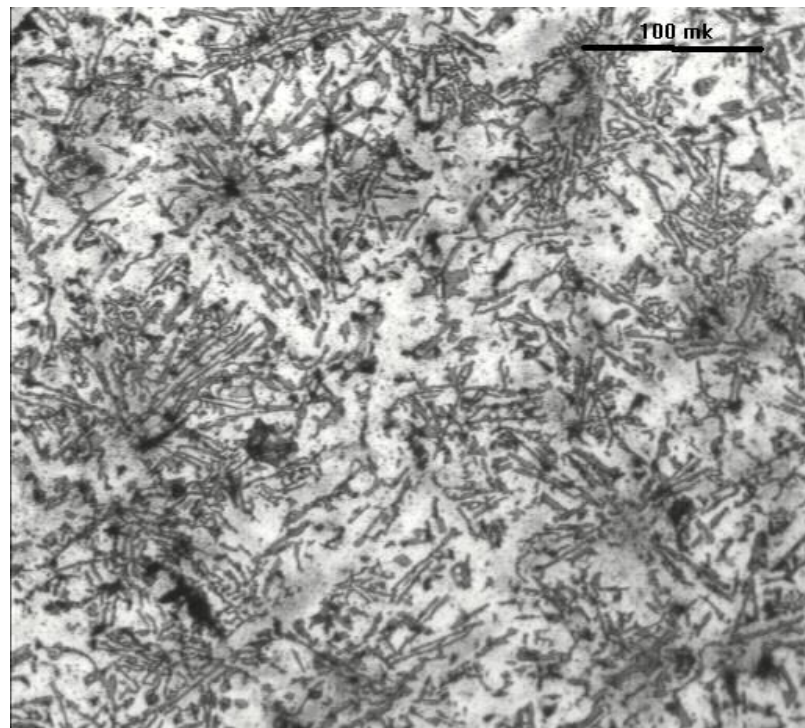


Рис. 5.3.2. г) I = 66 А, В-В поперечный, $\times 400$: ДП = 20 мкм, НВ = 101.

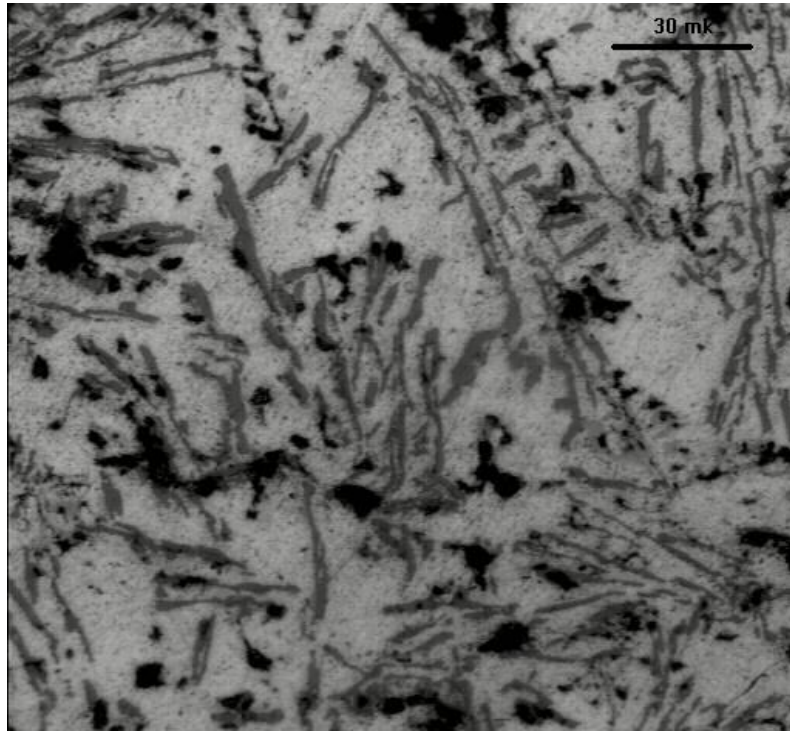


Рис. 5.3.2. д) $I=66$ А, В-В поперечный, $\times 10^3$: ДП = 15 мкм, НВ = 102.

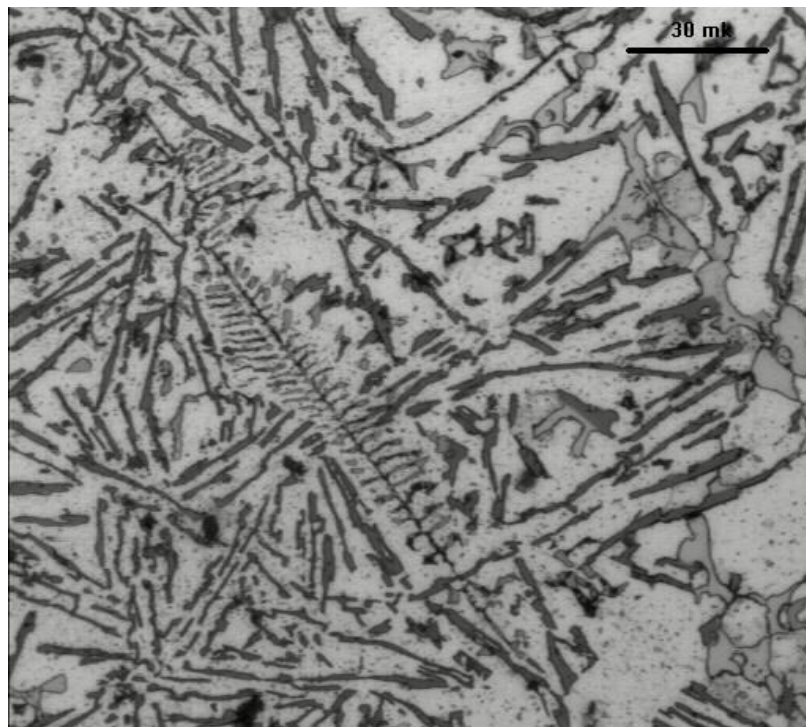


Рис. 5.3.2. е) $I=66$ А, В-В продольный, $\times 10^3$: ДП = 14,02 мкм, НВ = 99,2.

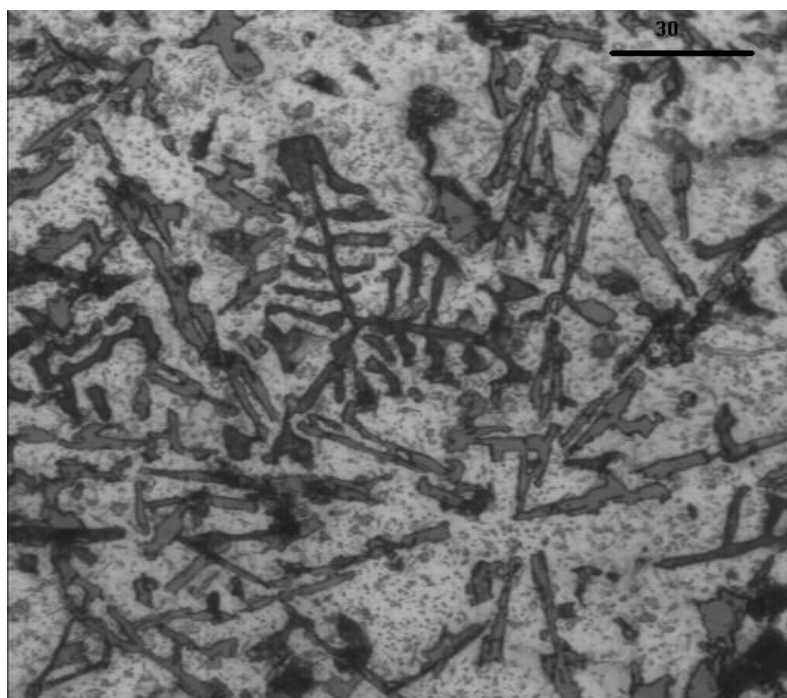


Рис. 5.3.3. а) $I=25$ А, А-А поперечный, $\times 10^3$: ДП = 24 мкм, НВ = 97,3.

На Рис. 5.3.4 представлены зависимости дендритного параметра исследуемого сплава для поперечного (кривая 1) и продольного (кривая 2) направлений сечения А-А от силы тока ($I = 0, 25, 66, 96, 140$) А.

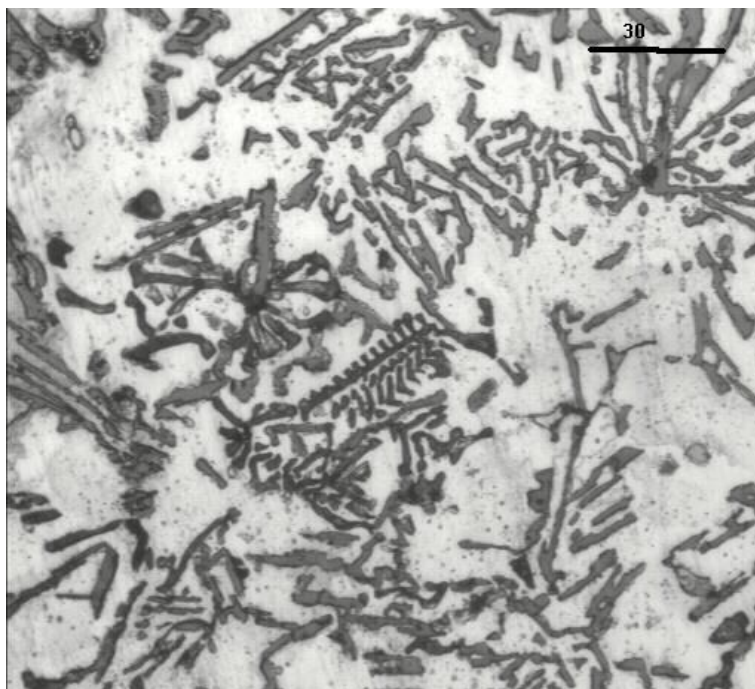


Рис. 5.3.3. б) $I=25$ А, В-В продольный, $\times 10^3$: ДП = 15,5 мкм, НВ = 97.

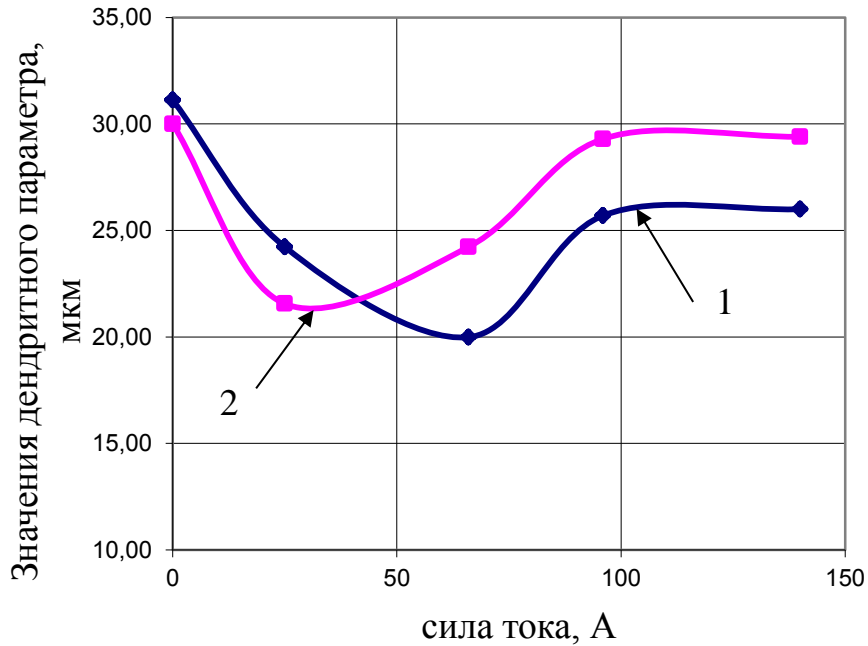


Рис. 5.3.4. Зависимость размера дендритного параметра сплава АК 12 от силы тока для сечения А-А: кривая 1 – поперечное направление сечения, кривая 2 – продольное направление сечения.

Зависимости, показанные на Рис. 5.3.4. являются существенно нелинейными. Наибольшее влияние электрический ток, пропускаемый при кристаллизации сплава, на значение ДП оказывает в поперечном сечении слитка. Установлено, что изменения ДП при кристаллизации под действием тока происходят в интервале тока равном (20..70)А.

Уменьшение значения ДП в сечении А-А для поперечного и продольного направлений может, происходить за счет увеличения интенсивности процесса образования зародышей кристаллизации при неизменных граничных условиях для теплоотвода и питания отливки, что эквивалентно операции модифицирования сплава. Небольшое увеличение ДП в сечении В-В может быть связано с дополнительным разогревом данного объема током и как следствие уменьшения интенсивности зародышеобразования в условиях доминирования влияния границ.

На Рис. 5.3.5 представлена зависимость среднего размера дендритной ячейки сплава АК12 от внешнего воздействия: 1 – кристаллизация сплава без

внешнего воздействия; 2 – кристаллизация сплава при пропускании постоянного электрического тока. При расчете среднего размера дендритной ячейки сплава, кристаллизация которого происходила в присутствии тока, использованы результаты измерений при $I = 25, 66, 96, 140$ А.

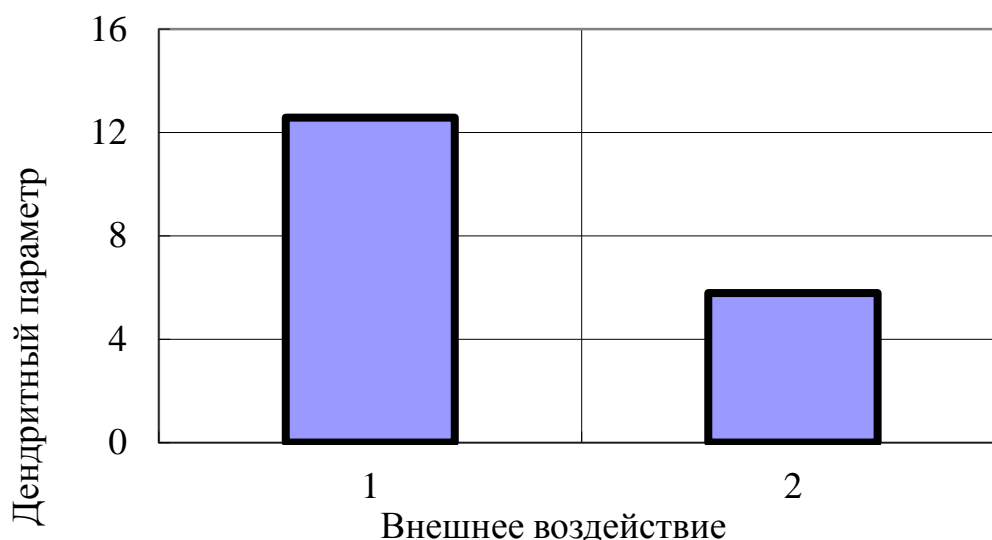


Рис. 5.3.5. Зависимость размера дендритной ячейки сплава АК12 от внешнего воздействия: 1 – кристаллизация сплава без внешнего воздействия; 2 – кристаллизация сплава при пропускании постоянного электрического тока.

На Рис. 5.3.6 представлены результаты измерения размера дендритной ячейки и твердости сплава АК12 от силы тока.

Зависимость, представленная на Рис. 5.3.7, отражает связь твердости сплава с размером дендритной ячейки. Данная зависимость может быть аппроксимирована выражением вида: $y = -0.3297 \cdot x^2 + 1.8512 \cdot x + 99.387$ ($R^2 = 0.9998$), здесь y – твердость, x – размер дендритной ячейки, мкм. Твердость сплава увеличивается при уменьшении размера дендритной ячейки. Важно, что данные изменения в структуре и свойствах вызваны пропусканием постоянного тока при кристаллизации.

Полученные экспериментальные зависимости твердости и дендритного параметра образцов из алюминиевых сплавов свидетельствуют о значительном влиянии электрического тока на формирование структуры сплава при его кристаллизации. Они указывают на способность электрического тока оказать

дополнительное динамическое воздействие на формирование структуры сплава при кристаллизации наряду с обычными условиями кристаллизации, когда дополнительные внешние воздействия отсутствуют.

Объяснение изменений в дендритной структуре сплава дано в рамках традиционной теории затвердевания [86,98]. Согласно ее основам, затвердевание благодаря дендритному росту как процесс прекращается тогда, когда количество выделившейся скрытой теплоты плавления окажется достаточным, чтобы повысить температуру твердой фазы и остаточного расплава до равновесной температуры в данном объеме.

В этом случае по уравнению теплового баланса для стадии фазового перехода сплава определяют долю затвердевшей фазы в зависимости от степени его переохлаждения [98]:

$$S = \frac{2C_L \Delta T}{2L - (C_L - C_S) \cdot \Delta T}, \quad (5.3.1)$$

где L – скрытая теплота плавления, C_S и C_L – удельные теплоемкости твердой и жидкой фаз, ΔT – начальное переохлаждение.

Для сплава АК12 при $C = 838$ Дж/(кг·К), $L = 390$ кДж/кг [89], получаем $S = 2,15 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T$.

Оценку количества твердой фазы проводят в приближении независимости величин L , C_S и C_L от температуры и малости ΔT :

$$S = \frac{C \cdot \Delta T}{L} \quad (5.3.2)$$

Следует полагать, что при кристаллизации под действием электрического тока в объеме проводника выделяется теплота Джоуля-Ленца, которая будет суммироваться со скрытой теплотой, выделяемой при фазовом переходе. Используя уравнение теплового баланса, с учетом указанных выше приближений, получаем зависимость доли затвердевшей фазы от плотности тока:

$$S = \frac{C \cdot \Delta T}{L} - \frac{j^2 \cdot \rho}{L\gamma} \cdot \Delta t \quad (5.3.3)$$

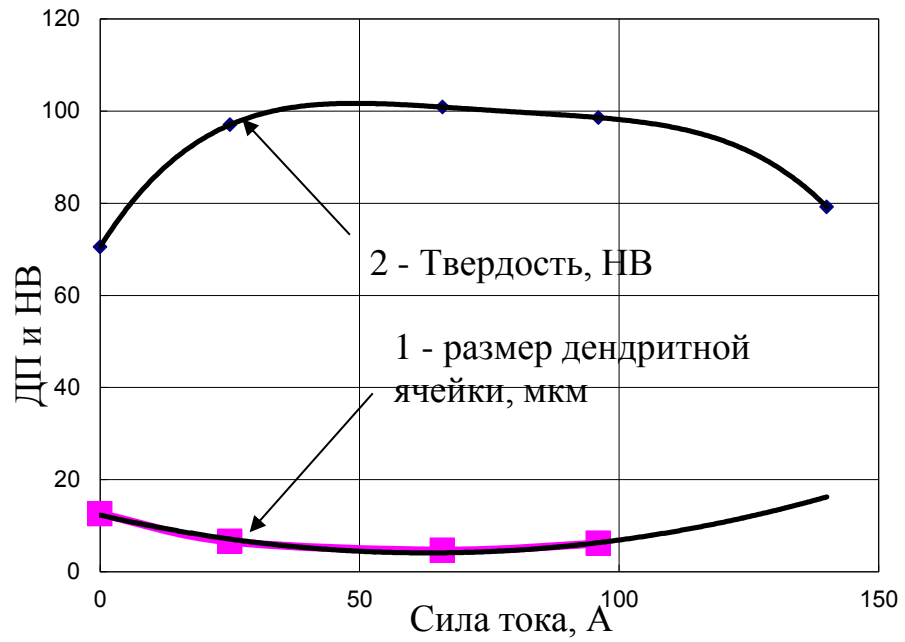


Рис. 5.3.6. Зависимость размера дендритной ячейки и твердости (НВ) сплава АК 12 от силы тока.

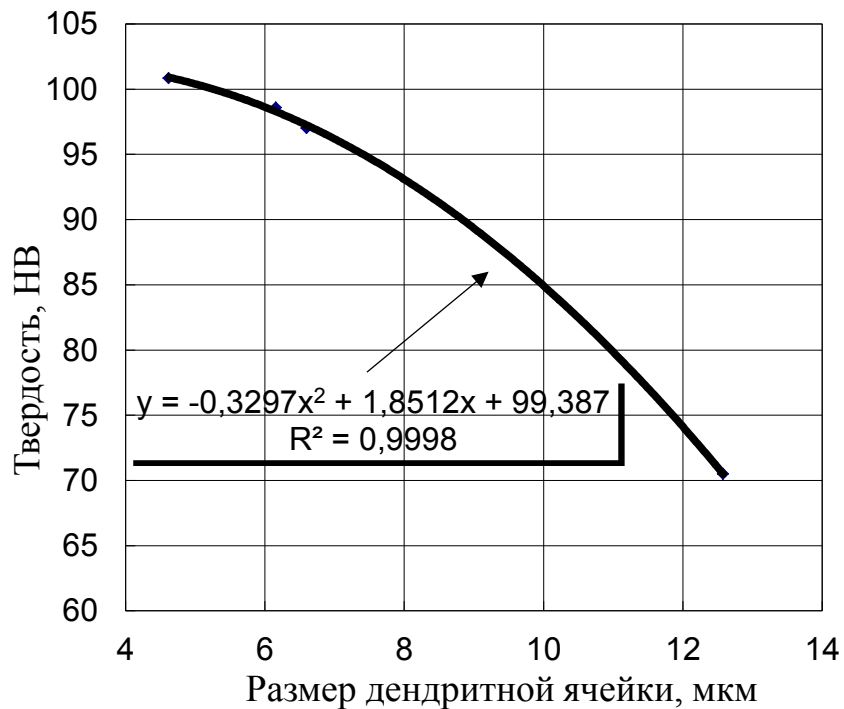


Рис. 5.3.7. Зависимость твердости сплава АК12 от размера дендритной ячейки. Здесь j – плотность тока, A/m^2 ; ρ – удельное электросопротивление, $Om \cdot m$; γ – плотность материала, kg/m^3 ; Δt – время воздействия, с.

Таким образом, теплота, выделяемая при протекании электрического тока в процессе кристаллизации, будет уменьшать количество затвердевшей фазы в

данном объеме. Возможность регулирования током доли твердой фазы позволит управлять скоростью затвердевания и как следствие параметрами структуры сплава.

Плотность тока, при котором его влияние на уменьшение образования доли твердой фазы будет сравнимым с влиянием скрытой теплоты плавления (кристаллизации), в рамках теории теплового влияния электрического тока можно определить соотношением:

$$j_{кр} \geq \sqrt{\frac{C\gamma}{\rho} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t}} \quad (5.3.4)$$

Для сплава АК12, используя справочные данные для C , γ , ρ [89], согласно (5.3.4) получаем $j_{кр} \approx 6,4 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{\frac{\Delta T}{\Delta t}}$ А/м².

В эксперименте максимальная плотность тока в сечении $B-B$, составила $1,33 \cdot 10^7$ А/м².

Диапазон силы тока, в котором его влияние на значение ДП сплава является максимальным (рис. 5.3.6), удовлетворительно согласуется с теорией теплового влияния электрического тока (5.3.3) и (5.3.4). Однако такие токи, в силу их небольшой величины, не могут существенно повлиять на распределение тепловых потоков в отливке и как следствие изменить граничные условия. Вместе с тем данное воздействие может создать локальные нарушения в равновесном росте дендритов и повлиять на условия формирования структуры сплава. Практическая ценность данного результата заключается в возможности управления свойствами материала без внедрения дополнительных модифицирующих примесей.

Подводя итоги, следует отметить, что пропускание электрического тока при кристаллизации сплава приводит к уменьшению размера ДП и формированию тонкодифференцированной эвтектики в сплаве. Обнаруженные изменения в структуре сплава обусловлены влиянием электрического поля тока на структуру сплава через электронную и ионную подсистемы и не связаны с внешними условиями охлаждения сплава. Изменение кинетики дендритного

роста и разрушение дендритной структуры должно сказаться на скорости заполнения междендритного пространства, что уменьшит вероятность образования усадочной пористости.

Учитывая, что электрический ток является источником электрической, магнитной, механической и тепловой энергии применение данного вида воздействия на этапе фазового перехода позволит направленно влиять на динамику процесса формирования кристаллической структуры управлять формированием свойств материала. Однако требуются более детальный дополнительный анализ и исследования по влиянию химического состава сплава на размер дендритной ячейки и другие свойства сплавов.

5.4. Влияние электрического тока на пористость алюминиевых сплавов

Вид дефектов, их количество зависят от способа изготовления отливки и от используемого литейного сплава. Одним из распространенных видов дефектов в отливках является пористость. Различают газовую и усадочную пористость. Газовая пористость - это дефект в виде мелких пор, образовавшихся в отливке в результате выделения газов из металла при его затвердевании.

При затвердевании сплава вследствие его усадки возможно образование усадочной пористости, которая может быть рассеяна по всему объему либо локализована в утолщениях и сопряжениях стенок отливки, в зонах местного разогрева, в районе подвода литников, в осевых частях отливки. При усадке различают два вида дефектов: усадочные раковины, которые иногда называют макропористостью, и усадочную пористость, которую относят к микропористости. Принято считать, что усадочная пористость представляет собой скопление мелких пустот остроугольной формы, образующихся в результате сокращения объема металла при затвердевании в условиях недостаточного питания [123]. Для образования усадочной пористости необходимо наличие в данной зоне отливки связанного скелета твердой фазы, при котором развиваются фильтрационные процессы. Поэтому одной из главных причин возникновения усадочной пористости в отливках является кристаллическое строение металлов и сплавов. Формирование

кристаллического строения сопровождается ухудшением фильтрации расплава через сетку растущих дендритов. Следовательно, уменьшение вероятности возникновения пористости в отливках возможно, во-первых, вследствие снижения потерь давления при фильтрации расплава через двухфазную зону, а во-вторых, в результате увеличения внешнего давления на металл. Для улучшения фильтрационных процессов при формировании кристаллической структуры отливок применяют модифицирование, вибрирование, наложение электромагнитных полей, вводят плавящиеся микрохолодильники и частицы тугоплавких соединений, что позволяет получить мелкозернистую кристаллическую структуру сплава и, как следствие, уменьшить пористость.

В настоящее время для каждой группы сплавов используется свой критерий пористости (КП). В работе [124] проведен анализ существующих КП для отливок из различных сплавов (сталь, чугун, алюминиевые, медные сплавы), который показал, что существующие КП - аналоги критериев, связанных с видом кристаллической структуры. Для алюминиевых сплавов это критерий пористости, предложенный в 1966 г. Пивонькой (Piwonka) и Флемингс (Flemings) [125]. В основе данного КП лежит разность давлений в двухфазной зоне и в жидком расплаве – ΔP . Также в 1990 г. Ли (Lee), Чанг (Chang) и Киеу (Chieu) предложили в виде критерия соотношение – $G \cdot t_s^{2/3} / V_s$, здесь G – температурный градиент, V_s – скорость затвердевания, t_s – локальное время затвердевания. При моделировании затвердевания отливки в форме часто используется КП Нияма в виде G / \sqrt{R} [124], где R – скорость охлаждения. Для отливок из алюминиевых сплавов пористость образуется при значениях КП Нияма меньше чем $2700 \text{ }^\circ\text{C}^{1/2} \text{ c}^{1/2} \text{ м}^{-1}$.

Таким образом, актуальной остается задача по созданию способов управления структурой и свойствами сплавов, выбора литейной формы. Модифицирование в условиях пропускания через расплав электрического тока, наложения электромагнитных полей, ультразвукового воздействия

обуславливают изменение кристаллической структуры отливок и, как следствие, уменьшают пористость.

В работах [29-34] выявлено влияние электрического тока и магнитного поля на свойства алюминиевых сплавов. При этом применение дополнительного энергетического воздействия приводит к улучшению свойств материала, а именно увеличивается прочность, твердость, уменьшается содержание газов. Данные улучшения физических свойств материала связаны с положительной динамикой изменения параметров структуры. В эвтектических сплавах наблюдается измельчение, диспергирование эвтектики.

Влияние электрического тока на структуру проявляется не только для алюминиевых сплавов, но и для чугунов. Например, модифицирование серого чугуна пульсирующим электрическим током силой 8А при напряжении на электродах 1,3 В и с коэффициентом пульсации 1,5 привело не только к увеличению твердости, но и к возрастанию плотности. В процентном отношении повышение плотности серого чугуна, измеренное при 1300 С методом проникающего излучения, составило 0,66 % [114].

Ниже представлены результаты исследования пористости алюминиевых сплавов (*AK12* и *AK12M2MgH*), кристаллизация которых происходила в песчаных формах в условиях воздействия электрического тока. Обнаружено, что сплав *AK12M2MgH* более склонен к образованию газовых и усадочных пор, чем сплав *AK12* [39,40,118,121].

Определены размеры пор в отливках. При кристаллизации сплава *AK12M2MgH* под действием электрического тока силой 82 А размер пор в среднем уменьшился на 42%.

Рассмотрены возможные механизмы уменьшения пористости в отливках при кристаллизации сплавов под действием электрического тока.

Для исследования пористости алюминиевых сплавов кристаллизация которых происходила в условиях воздействия электрического тока был использован способ управления процессом формирования фасонных отливок. Способ позволяет пропускать электрический ток в процессе кристаллизации

сплава [37] и включает заливку металла в неметаллическую форму, пропускание электрического тока через расплав в процессе нахождения ее в жидком, твердо - жидком состояниях и до окончания процесса кристаллизации. Электрический ток пропускают непосредственно по расплаву в процессе заполнения им формы за счет последовательного расположения контактов по отливке. В качестве материала отливки использовали силумины - алюминиевый сплав *AK12* (10–13% *Si*; $Mg \leq 0,1\%$, $Cu \leq 0,6\%$, $Mn \leq 0,5\%$, $Ti \leq 0,1\%$, $Fe \leq 1,5\%$, $Zn \leq 0,3\%$, $Zr \leq 0,1\%$) и сплав *AK12M2MzH* (11–13% *Si*, 1,5–3% *Cu*, 0,8–1,3% *Mg*, 0,8–1,3% *Ni*, 0,3–0,6% *Mn*, 0,05–0,2% *Ti*, $Fe \leq 0,8\%$, $Zn \leq 0,5\%$, прочие примеси $\leq 0,2\%$). Наряду с повышенной жидкотекучестью, небольшой литейной усадкой и пониженной склонностью к образованию горячих трещин, литейные алюминиевые сплавы обладают высокой склонностью к окислению, насыщению водородом, что приводит к таким видам брака отливок, как газовая пористость, наличие шлаковых и оксидных включений. Именно повышенной активностью алюминия объясняется склонность алюминиевых сплавов к взаимодействию с газами. При получении отливок литьем в песчаную форму конденсированные на поверхности газы, азот, кислород, углерод и его оксиды при высоких температурах проникают в материал отливки. Особенно пораженной газовой пористостью в данном случае является поверхностный слой отливки. Образование газовых пор возможно и за счет присутствия в алюминиевом расплаве нерастворенных пузырьков газа. В данном случае таким газом служит азот, который может попадать в расплав при замешивании воздуха. Также кислород, попавший из воздуха в толщу металла, начинает взаимодействовать с алюминием, образуя оксид Al_2O_3 . Оставшийся азот, адсорбированный на поверхности оксида или заключенный между пленкой оксида, начинает расширяться под действием тепла, образуя пору, в которую может диффундировать растворенный водород.

Для проведения экспериментов была использована экспериментальная установка, позволяющая пропускать постоянный и импульсный электрический ток в процессе кристаллизации металла. Форма образцов, а также подвод

электрического воздействия представлен на Рис. 5.3.1. Образцы были получены литьем в песчаные формы. Часто отливки, полученные данным способом, склонны к газовой и усадочной пористости. Электрический ток пропускали через отливку при ее кристаллизации, вплоть до полного затвердевания и охлаждения. Температура заливки расплава в форму составляла 770-800 С. Температура формы – 20 С. Электрический ток пропускали вдоль оси отливки (Рис. 5.3.1). Применяли воздействие постоянным электрическим током силой $I = 66$ и 140 А, а также импульсным током с силой тока в импульсе $I = 82$ А и с длительностью импульса $\tau=0,2$ с.

Для измерения плотности сплава и определения его пористости изготовили образцы из тех же сечений, что и для исследования параметров микроструктуры сплава.

По определению пористостью принято называть относительное изменение плотности материала по отношению к плотности эталона:

$$\Pi = \frac{\rho_{\text{эт}} - \rho_{\text{т}}}{\rho_{\text{эт}}} \cdot 100\% \quad (5.4.1)$$

Плотность измерялась методом гидростатического взвешивания на двухчашечных весах с равноплечим коромыслом и механическим гирированием на неполную нагрузку. Использовали весы марки ВЛР-200, принцип действия которых основан на уравнивании моментов сил, создаваемых соответственно измеряемым грузом и встроенными, накладными гирями. Предел допускаемой погрешности 0,05 мг; цена деления 0,05 мг. При диапазоне взвешивания по шкале 0–100 мг, погрешность взвешивания составила $\pm 0,15$ мг. При взвешивании в жидкости использовали дистиллированную воду плотностью 1 г/см^3 . Согласно методике определения плотности, образец взвешивали на воздухе и определяли его массу m , а затем в жидкости – m_2 . Далее вычисляли плотность по формуле:

$$\rho = \rho_{\text{ж}} \frac{1}{1 - \frac{m_2}{m}} \quad (5.4.2)$$

Форма образца и литниково-питающая система сводили к минимуму возможность недостаточного питания частей отливки и возникновение затрудненной усадки отливки. Был проведен оценочный расчет с использованием критерия Нияма [124,126,148,149], согласно которому для сечения $A-A$ $\frac{G}{\sqrt{R}} \approx 1118 \text{ } ^\circ\text{C}^{1/2}\text{c}^{1/2}\text{м}^{-1}$, а для сечения $B-B$ составляет $\approx 7453 \text{ } ^\circ\text{C}^{1/2}\text{c}^{1/2}\text{м}^{-1}$. Следовательно, для сечения $A-A$ наряду с газовой пористостью характерна и усадочная пористость, а для сечения $B-B$ – газовая.

Были проведены измерения параметров микроструктуры сплавов. Показательные сечения, выбранные для исследования параметров микроструктуры сплава (рис. 5.3.1), имели площадь $S_{A-A} = 287 \text{ мм}^2$ и $S_{B-B} = 10,5 \text{ мм}^2$.

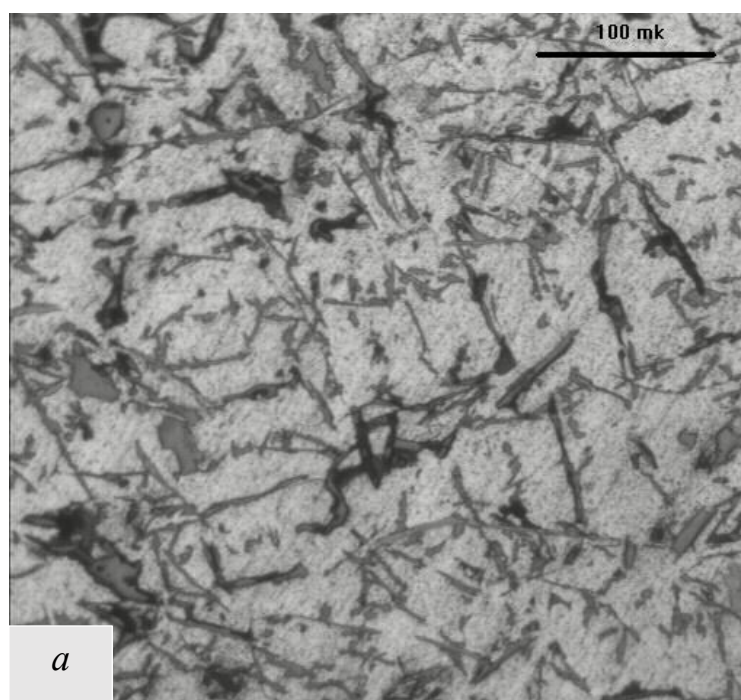


Рис.5.4.1. Микроструктура сплава $AK 12$ для сечения $A-A$: а) $I = 0 \text{ А}$;

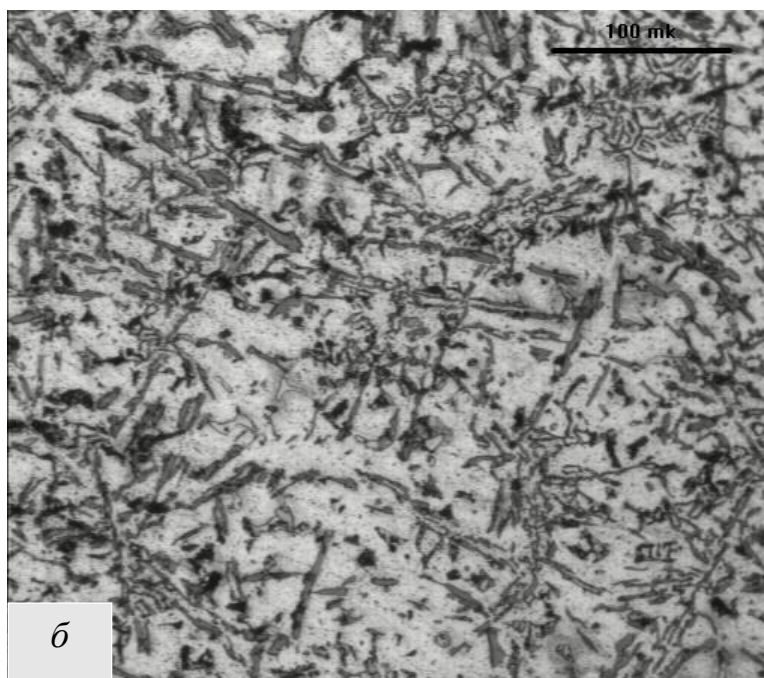


Рис.5.4.1. Микроструктура сплава *AK 12* для сечения *A-A*: б) $I = 66$ А.

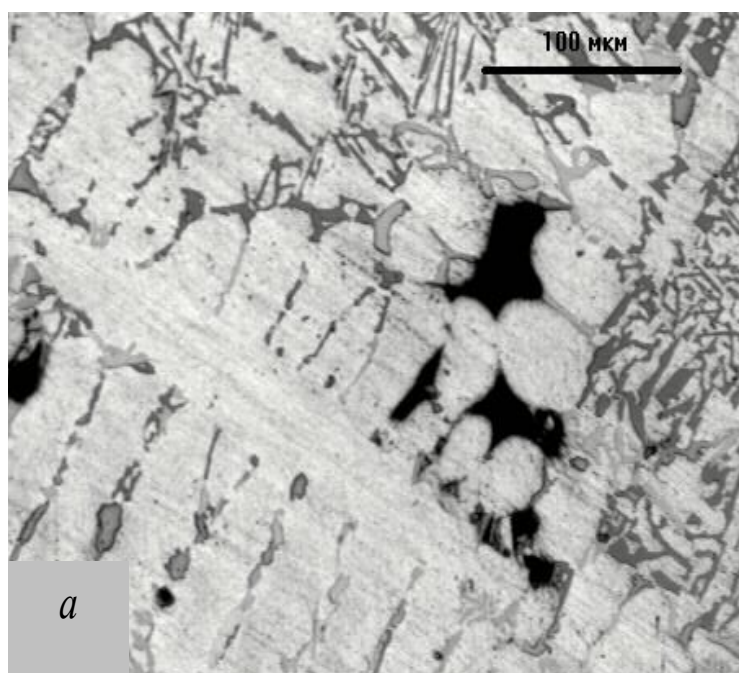


Рис. 5.4.2. Микроструктура сплава *AK12M2MgH* для сечения *A-A*:

а) $I = 0$ А.

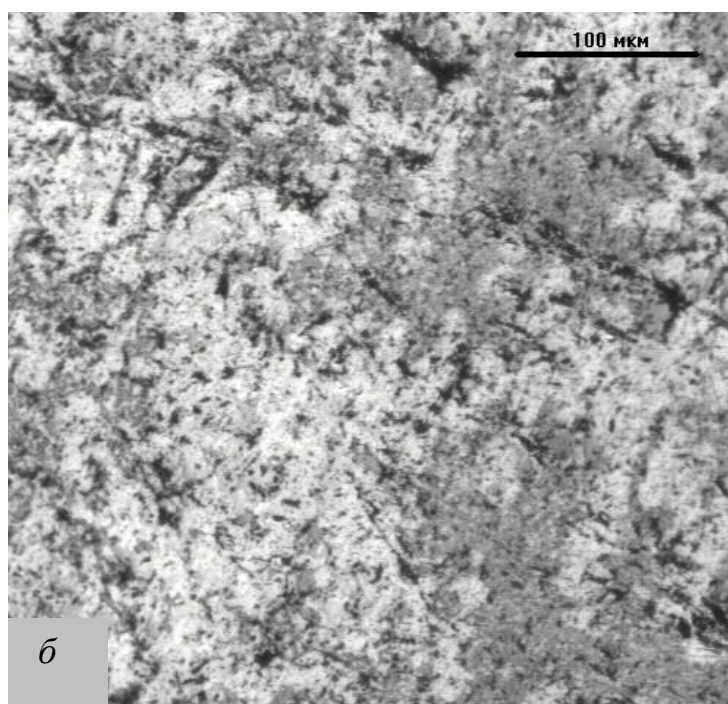


Рис. 5.4.2. Микроструктура сплава *AK12M2MgH* для сечения *A-A*:

б) $I = 82$ А.

Микроструктура сплава *AK12* для отливок, кристаллизация которых происходила в ПФ без воздействия электрического тока, представлена на Рис. 5.4.1 *a*), а с пропусканием при кристаллизации электрического тока силой $I = 66$ А – на Рис.5.4.1 *б*). На Рис. 5.4.2 показана микроструктура сплава *AK12M2MgH* для отливок, кристаллизация которых происходила без воздействия электрического тока (*a*), а с пропусканием электрического тока при кристаллизации $I = 82$ А (*б*). Видно, что в образцах, кристаллизация которых происходила под действием тока, происходит изменение в распределении и размерах эвтектики вследствие активирования тепловыделений на границах включение-матрица. В сплаве *AK12M2MgH*, для которого при использовании данного способа изготовления была характерной пористость, произошло уменьшения количества пор и их размеров. Логично предположить, что снижение пористости сплава при кристаллизации в присутствии электрического тока связано с активизацией под действием электрического тока фильтрационных процессов при недостаточном питании отливок.

Известно, что плотность сплава зависит от его химического состава. Так как химический состав сплава, применяемого в исследованиях, отличался от эталонного (табличного), то для увеличения достоверности результатов эксперимента пористость рассчитывали, как относительное отличие плотности материала за счет обработки током при кристаллизации:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(I \neq 0) - \rho(I = 0)}{\rho(I \neq 0)} \cdot 100\% \quad (5.4.3)$$

При кристаллизации отливок в присутствии тока для сплава *AK12* относительное отличие плотности материала составило $\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 3,80\%$ при $I = 66$ А, и $\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 2,45\%$ при $I = 140$ А. Для сплава *AK12M2MgH* величина $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ в среднем составила $\approx 2,1\%$ при $I = 82$ А.

Дополнительно с помощью компьютерной программы анализа изображений (Qwin) были рассчитаны размеры пор в отливках. Для анализа влияния электрического тока на размеры пор выбрали сплав *AK12M2MgH*, как сплав, который имеет большее количество фаз и площадь межфазных границ, чем сплав *AK12*. При $I = 0$ А размер пор в среднем (проведено усреднение по всем сечениям, продольным и поперечным) составил $(21,48 \pm 2,15)$ мкм, а при $I = 82$ А - $(12,50 \pm 1,82)$ мкм. Таким образом, размер пор уменьшился на 42% вследствие кристаллизации сплава *AK12M2MgH* под действием электрического тока.

Рассмотрим возможные механизмы, причины изменения количества пор и их размеров при кристаллизации сплавов под действием электрического тока.

Возможные причины изменения количества пор и их размеров при кристаллизации сплавов под действием электрического тока:

- магнитное давление тока;
- активизация процессов переноса под действием тока;
- наличие дополнительного источника энергии – тепло Джоуля-Ленца;
- электроперенос

Оценим влияние сил Ампера, которые вызывают магнитное давление в образце с током. Силы Ампера вызывают радиальное сжатие образца, что может повлиять на процесс образования пор. Для оценки вклада магнитных сил, давление магнитного поля:

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2 \cdot \mu \cdot \mu_0} \quad (5.4.4)$$

Здесь B – индукция магнитного поля, μ – магнитная проницаемость среды, магнитная постоянная - $\mu_0 = 12,56 \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Так, при $I = 140$ А значение магнитного давления составило ≈ 140 Па.

Другим фактором влияния на пористость сплавов при кристаллизации в присутствии тока, является активизация процессов переноса под действием тока. Электрический ток приводит к созданию дополнительных сил, действующих в объеме вещества и способствующих движению включений – частиц второй фазы, нерастворимых и растворимых примесей, пузырьков газа. Обычно движение включений происходит в соответствии с механизмом вязкого течения. Движение включений в твердой фазе не столь интенсивно, что можно объяснить достаточно сильной связью включения с решеткой матрицы. В жидком состоянии вещества движение включений происходит более интенсивно вследствие увеличения подвижности атомов матрицы и самих включений.

Активизировать движение включений в твердом состоянии можно пластическим деформированием материала, тепловым воздействием, а также с помощью электропластического деформирования [16-18]. В случае электропластического деформирования в зону деформации подводят электрический ток, который уменьшает усилие, необходимое для начала движения дислокаций и пластифицирования материала. В результате таких воздействий матрица приходит в движение. При использовании механического, электрического воздействия, вызывающего пластические деформации, движение матрицы имеет направленный характер в соответствии с видом

приложенных напряжений. Тепловое воздействие приводит, как правило, к изотропному перемещению составляющих матрицы.

Однако при наличии градиентов температуры происходит анизотропное перемещение матрицы. При анализе дендритного параметра (ДП) в продольном и поперечном сечениях образцов была выявлена анизотропия материала по дендритному параметру. Оказалось, что значение ДП в продольном сечении больше, чем в поперечном. Для сечения $A-A$ при $I = 82$ А эта разница составляет 28%, а для сечения $B-B$ – 17%. При $I = 0$ для сечения $A-A$ имеем 19%. Логично предположить, что зависимость ДП от расположения сечения связана с различием в температурном градиенте и скорости кристаллизации для данных направлений.

Учитывая, что формирование кристаллической структуры происходит из жидкого состояния через твердожидкое, рассмотрим три известных механизма диффузионного движения включений в твердых телах [47].

Первый механизм связан с диффузионными потоками вакансий, возникающими в кристалле матрицы под действием внешних сил. Возникающий при этом поток атомов равен по величине потоку вакансий и имеет противоположное направление.

Второй механизм диффузионного движения включений связан с поверхностной диффузией по поверхности микропоры или с граничной диффузией в тонком слое на границе твердого включения с матрицей.

Третий механизм движения включений связан с переносом атомов матрицы от одной части границы включения к другой через само включение.

Еще раз подчеркнем, что диффузионные потоки, приводящие к движению включений, могут быть вызваны обобщенными термодинамическими силами, связанными с градиентом температуры, с электрическим полем, градиентом поля упругих напряжений, неоднородным магнитным полем.

Покажем возможность влияния на перемещение атомов (вакансий) дополнительных внешних полей. Рассмотрим случай совершения работы над

системой: $\delta A_{\text{от}} = -\delta A$. Тогда основное уравнение термодинамики равновесных процессов имеет вид:

$$dU = PdV + TdS \quad (5.4.5)$$

Систему можно охарактеризовать потенциалом Гиббса:

$$G = U - PV - TS \quad (5.4.6)$$

Здесь U – внутренняя энергия; P , V и T – давление, объем и температура; S – энтропия системы.

Вероятность перемещения атома:

$$W = W_{\text{от}} \exp\left(\frac{PV}{kT}\right), \quad (5.4.7)$$

где $W_{\text{от}} = \exp\left(\frac{TS - U}{kT}\right)$ – вероятность перемещения атома за счет термической активации, k – постоянная Больцмана. Таким образом, вероятность перемещения атома (5.4.7) под действием внешних сил возрастает. В частности, магнитное давление (5.4.4), как внешнее, так и внутреннее, вызванное током, будет увеличивать вероятность перемещения атома.

Частота перемещения атома в присутствии вакансии [47]:

$$v_{\text{ат}} = W_v v_{\text{вм}}, \quad (5.4.8)$$

где W_v и $v_{\text{вм}}$ – вероятность наличия вакансии и частота ее перемещения.

Принимая во внимание, что коэффициент диффузии вакансии прямо пропорционален частоте релаксации вакансий $D_v = v_v \cdot l_v^2$, (l_v – расстояние между источниками вакансий или величина элементарного скачка), получаем выражение для коэффициента диффузии атома:

$$D_{\alpha} = D_v \cdot C_{\text{во}} = D_{\alpha 0} \exp\left(-\left(\frac{U - PV}{kT}\right)\right) \quad (5.4.9)$$

Здесь $C_{\text{во}} = \exp\left(-\frac{U_{\text{диф}}}{kT}\right)$ – равновесная концентрация вакансий, $U_{\text{диф}}$ – энергия активации процесса, равная сумме энергий образования и миграции вакансий.

При предплавильной температуре [47] коэффициент диффузии вакансии $D_v = (10^{-5} - 10^{-6}) \text{ см}^2/\text{с}$ и $l_v = 10^{-4} \text{ см}$. В этом случае частота перемещения вакансий v_v

$= 10^3$ Гц, а время релаксации вакансии составит $\sim 10^{-3}$ с. Таким образом, повлиять на процесс диффузии атома можно путем согласования времени релаксации вакансии с длительностью импульса и частотой их следования.

Дополнительной причиной, влияющей на особенности процесса кристаллизации в присутствии электрического тока, является электроперенос [9-11,13,14]. В широком смысле электропереносом принято называть передвижение компонентов в металлических сплавах, например, в *Hg–Cd*; *Al–Si* и *Al–Zn*, а также в сплавах на основе железа при пропускании постоянного электрического тока. То есть электроперенос — это процесс избирательного перемещения атомов металла или примесей в жидкой металлической среде при прохождении через эту среду электрического тока одного направления. Как правило, электропроводность в твердом металле — это процесс, связанный с переносом электрического заряда одного знака, и не связанный с изменением химического состава и химической структуры проводника. Если же пропускать электрический ток достаточно высокой плотности через жидкий металл, то в этих условиях положительные ионы металла и примесей играют ту же роль, что и катионы в электролите, а отрицательные ионы металлов и примесей ведут себя подобно анионам. Поэтому в жидком металле влияние тока на формирование микроструктуры сплава будет осуществляться через ионную и электронную подсистемы.

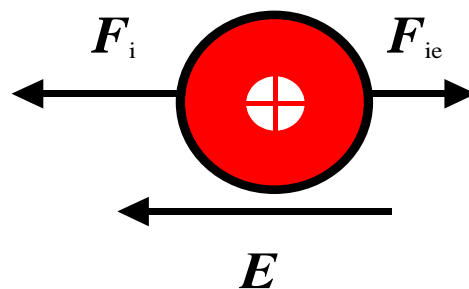


Рис. 5.4.3. Схема силового воздействия на ион.

Влияние электрического поля на диффузионные перескоки ионов кристалла связано с силами, которые действуют на диффундирующий ион. Так

как вероятности перескоков в направлении действия силы и в противоположном направлении оказываются различными, то возникает направленный диффузионный электроперенос ионов металла.

На Рис. 5.4.3 представлена схема силового воздействия на ион. Показано, что на ион действуют как минимум две силы: первая со стороны электрического поля тока F_i , а вторая со стороны дрейфующих электронов – F_{ie} . В этом случае результирующую силу, действующую на ион, определяют как $F = (z_0 - z^*) \cdot eE$ (z_0 – истинный заряд иона, z^* – эффективный заряд) [9].

Анализ движения включений был проведен для сплава АК12, кристаллизация которого происходила под действием постоянного электрического тока силой $I = 66$ А.

Рассмотрим диффузионный поток, созданный только электрическим полем тока. В линейном приближении [47] скорость движения включения v будет пропорционально напряженности электрического поля E :

$$v = -2\chi_e \frac{Dez}{fkT} E, \quad (5.4.10)$$

где $\chi_e = \frac{\lambda_e - \lambda_{oe}}{2 \cdot \lambda_e + \lambda_{oe}}$ – коэффициент, определяющий вклад электропроводности сплава, λ_e и λ_{oe} – электропроводность матрицы и включения, которые в кубических кристаллах являются скалярами; D – коэффициент диффузии; k – постоянная Больцмана; ez – заряд иона; f – фактор корреляции. Фактор корреляции учитывает, что при вакансионном механизме диффузии вероятность возвращения иона после диффузионного перескока в прежнее положение превышает вероятность его перехода в новое положение. В одноатомных кристаллах фактор f мало отличается от единицы. Для кристаллов с гранцентрированной кубической решеткой $f = 0,781$.

Используя экспериментальные временные зависимости падения напряжения и силы тока (Рис. 4.2.1) для сплава АК12, был проведен расчет временной зависимости скорости движения включений (5.4.10) в указанном сплаве. При расчете было учтено, что кремний по отношению к алюминию

является непроводящим включением, так как $\lambda_{\text{ое}} \ll \lambda_{\text{е}}$, и поэтому коэффициент $\chi_{\text{е}}$, характеризующий вклад электропроводности, был принят $\chi_{\text{е}} = 1/2$.

На Рис. 5.4.4 кривой 1 показана относительная скорость движения включений $v(0)/v(t)$ в сплаве *AK12*, а кривой 2 – отношение температуры расплава к температуре эвтектики $T/T_{\text{эвт}}$, $T_{\text{эвт}} = 850$ К. Виден интервал $1,0 \leq t \leq 4,5$ с, в котором скорость движения включений практически неизменна. Увеличивая диапазон времени существования данного состояния, можно влиять электрическим полем на перемещение включений в расплаве. В результате движения вакансий при пропускании электрического тока в расплаве будет наблюдаться растворение пор.

Пропускание тока по расплаву при кристаллизации сплавов приводит также к структурным изменениям в сплаве. Например, кристаллизация сплава *AK12M2MgH* при пропускании электрического тока в виде импульсов длительностью 0,2 с и силой тока $I = 82$ А позволили изменить характер распределения эвтектики в сплаве, ее форму и размер [39]. Данное воздействие вызвало уменьшение дендритного параметра на $\sim 25\%$. В результате относительное увеличение твердости материала составило $\sim 10\%$. Выявленные изменения связаны с повышением активности процессов, происходящих на границе включение–матрица, диспергированием кремния под действием электрического тока. Активизация перемещений *Si* в *Al* возможна вследствие протекания процесса электропереноса (Рис. 5.4.3 и Рис. 5.4.4) [9]. Также необходимо учитывать, что проводимость *Si* существенно ($\sim 10^{11}$ раз) ниже проводимости *Al* и поэтому возникает перераспределение локальных тепловых потоков на границе металл–полупроводник при протекании тока, влияющее на процесс зародышеобразования и кристаллизации.

Использование дополнительного внешнего воздействия – электрического тока при кристаллизации отливок из алюминиевых сплавов, получаемых литьем в песчаную форму, позволяет управлять структурой фаз сплава, приводит к уменьшению пористости материала.

Электрическое поле вызывает направленные диффузионные потоки ионов в металлах и сплавах, приводящие к перемещению включений, активизируя процесс растворения пор. Являясь стоками или местами зарождения вакансий, межфазные граничные области влияют на движение вакансий и определяют формирование свойств сплава. Применение тока позволяет путем создания дополнительных тепловых потоков активизировать процессы, происходящие на межфазных границах.

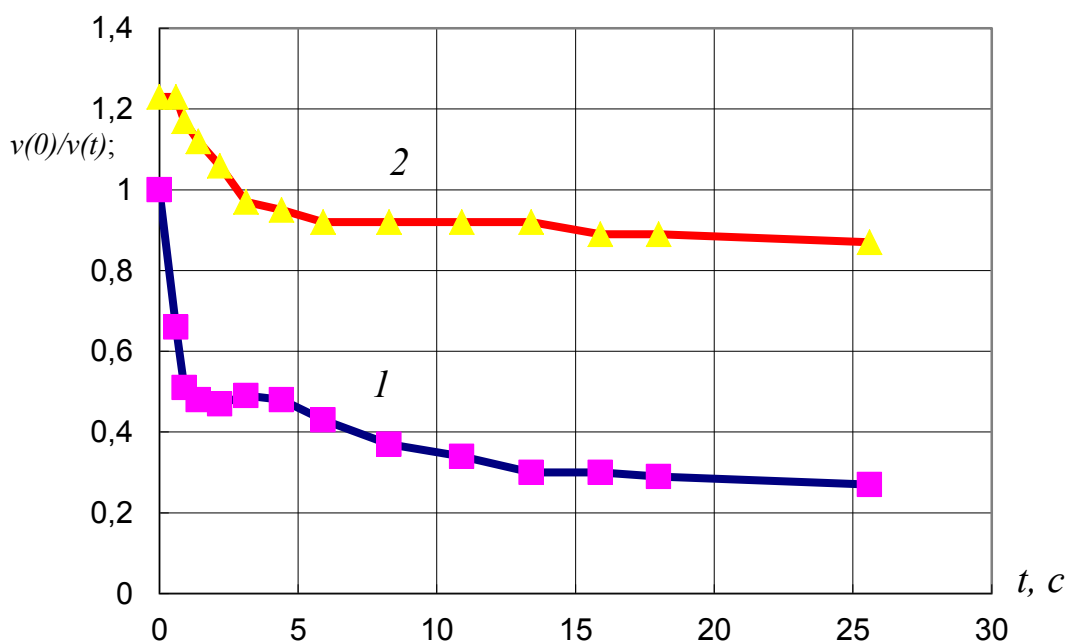


Рис. 5.4.4. Относительная скорость движения включений $v(0)/v(t)$ (кривая 1), отношение температуры расплава к температуре эвтектики сплава $T/T_{эвт}$ (кривая 2).

Результаты гидростатического взвешивания показали, что в среднем относительное отличие плотности материала при кристаллизации в присутствии тока для сплава *AK12* составило 3,8% при $I = 66$ А и 2,45% при $I = 140$ А, а для сплава *AK12M2MgH* – 2,1% при $I = 82$ А. Уменьшение пористости сплава при кристаллизации под действием электрического тока может быть связано также с активизацией фильтрационных процессов при недостаточном питании отливок. В результате измерения плотности обнаружено, что при литье в ПФ сплав *AK12M2MgH* более склонен к образованию газовых и усадочных пор, чем сплав *AK12*.

5.5. Особенности рентгеноструктурного анализа сплава АК12

Развитие высокотехнологичных способов получения изделий из металлов и сплавов включает использование различного рода физических воздействий, позволяющих существенно влиять на свойства материала и изделия в целом. Электрический ток является дополнительным фактором влияния на свойства материала не только в твердом состоянии [12-22], но и в состоянии расплава [29-32,38-42,84,85,87,88].

Как показано в работах [18-21,23] ток оказывает ориентирующее действие на атомы кристаллической структуры, вызывает пластическое деформирование [16,18], что сопровождается созданием анизотропной структуры, вызывает перестройку текстуры материала. Учитывая, что в работе [38] обнаружена анизотропия удельного электросопротивления алюминиевого сплава кристаллизация которого происходила в присутствии электрического тока, логично предположить, что в результате электромагнитного воздействия на сплав возникнет анизотропная структура.

При кристаллизации электропроводного сплава, осуществляемой под действием электрического тока, происходит образование анизотропной текстуры, которая существенно отличается от исходной текстуры [21-23]. Сравнение соответствующих линий рентгенограмм позволяет выявить количественное различие в их интенсивности и ширине. Учитывая, что электрический ток оказывает не только тепловое, но и механическое действие на металлы в твердом состоянии [16,18], поэтому были проведены рентгенографические исследования текстуры сплава АК12, сформировавшейся при кристаллизации под действием постоянного электрического тока.

Особенности структуры сплава АК12, кристаллизация которого происходила в песчаных формах при пропускании постоянного электрического тока силой $I = 96$ А, исследовалась с помощью рентгеноструктурного анализа. Рентгеноструктурный анализ показал изменения формы и размеров дифракционных линий для алюминия и кремния, что указывает на изменения в структуре сплава, вызванные действием электрического тока [42]. Для всех

наблюдаемых кристаллографических направлений, как алюминия, так и кремния интенсивность и ширина линий больше для тех образцов, кристаллизация которых происходила под действием тока, проявляется закономерность в ориентировке кристаллов в поликристаллическом веществе. Дополнительные оптические исследования микроструктуры сплава показали, что размеры кристаллов уменьшаются (см. разделы 5.2-5.4).

Для осуществления действия электрического тока в процессе кристаллизации сплава была использована экспериментальная установка [37]. Устройство, принцип действия и возможности экспериментальной установки описаны в разделе 5.1, а принципиальная схема установки представлена на Рис. 5.1.1. Установка позволяет пропускать постоянный электрический ток в процессе кристаллизации сплава. Были проделаны две серии опытов. В первой серии опытов кристаллизация сплава происходила без воздействия электрического тока, а во второй - при пропускании через образец постоянного электрического тока силой 96 А. Электрический ток пропускали через расплав, находящийся в песчаной форме. Воздействие электрическим током происходило на стадии жидкого состояния, твердожидкого и твердого состояния сплава.

В опытах был использован алюминиевый сплав. Химический состав сплава был определен с помощью атомно-эмиссионного спектрометра с лазерным возбуждением «LAES MATRIX». Относительная погрешность метода определения хим. состава не более 10-15 %. В результате был установлен следующий химический состав сплава на основе алюминия: $Si - 10,47 \%$; $Cu - 1,75 \%$; $Fe - <0,2 \%$; $Cr - 0,02\%$; $Mg - <0,02$; $Mn - <0,02 \%$; $Ni - 0,08 \%$. Таким образом, данный сплав близок по химическому составу к сплаву АК12, относится к силуминам и является эвтектическим сплавом.

Отливка имела трапецеидальную форму с двумя характерными сечениями. Электрический ток пропускали вдоль оси отливки. Масса отливки - $m_0 = 60 \cdot 10^{-3}$ кг. Минимальная толщина сечения - $(3 \pm 0,1)$ мм, максимальная - $(22 \pm 0,1)$ мм. Температура заливки расплава в форму составляла - 770-800 С.

Температура формы -20 С. Форма образца и литниково-питающая система сводили к минимуму возможность недостаточного питания частей отливки и возникновение затрудненной усадки отливки. Градиент температуры в отливке при кристаллизации в обоих случаях, без воздействия током и с воздействием, был одинаков.

Для выявления факта влияния электрического тока на особенности кристаллографии сформированной структуры сплава *AK12*, был проведен рентгеноструктурный анализ образцов. Исследования выполнены на дифракционном спектрографе Дрон 4-07. Использовался метод дифракции рентгеновского излучения кобальта (*Co*), отраженного от поверхности образца при косом падении. Эффективная глубина проникновения излучения составляла $- 0,3$ мкм.

Использовалась схема регистрации дифракционных максимумов, представленная на Рис. 5.5.1. Положение дифракционных максимумов удовлетворяло условию Вульфа-Брэгга:

$$2 \cdot d \cdot \sin \theta = \pm m \cdot \lambda, \quad (5.5.1)$$

где d – межплоскостное расстояние; θ – угол скольжения; m – порядок дифракции, $m = 1, 2, 3 \dots$

При получении рентгенограммы были заданы (Рис. 5.5.1.): начальный угол скольжения – $\theta_{нач} = 30^\circ$, конечный угол скольжения – $\theta_{кон} = 120^\circ$. Шаг - 0.02, экспозиция - 1.2, скорость вращения образца – $v_{вр} = 1$ град/мин.

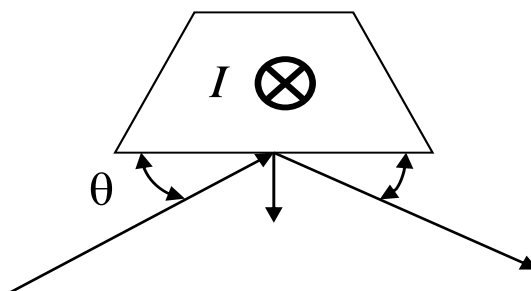


Рис. 5.5.1. Схема экспозиции образца.

Для исследования структурных особенностей материала отливки, его твердости были изготовлены шлифы, площадь сечения которых была следующей: $S_{A-A} = 2,87 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $S_{B-B} = 9,30 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$. Микроструктуру материала исследовали на оптическом микроскопе (Leika DM ILM). Параметры структуры были рассчитаны с помощью компьютерной программы анализа изображений (Qwin).

Измерения твердости по Бринеллю проводили на твердомере Wilson Wolpert Universal Testor 930, погрешность измерений по паспорту прибора – 1 %. Параметры воздействия: внешняя нагрузка – 62,5 кг; диаметр шарика – 2,5 мм; время воздействия – 10 с.

На Рис. 5.5.2, а) показаны рентгенограммы – кристаллографические направления сплава *AK12*, кристаллизация которого происходила без воздействия электрического тока, а на Рис. 5.6.2, б) – при воздействии электрического тока плотностью $j \approx 3,26 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$.

Рентгеноструктурный анализ позволил выявить характерные кристаллографические направления для *Al* (5 линий) и для *Si* (7 линий). Так дифракционные максимумы интенсивности были выявлены для следующих кристаллографических направлений алюминия - $\langle 111 \rangle$, $\langle 200 \rangle$, $\langle 220 \rangle$, $\langle 311 \rangle$, $\langle 222 \rangle$ и для кристаллографических направлений кремния - $\langle 111 \rangle$, $\langle 220 \rangle$, $\langle 311 \rangle$, $\langle 400 \rangle$, $\langle 331 \rangle$, $\langle 422 \rangle$, $\langle 511 \rangle$.

Анализ параметров спектральных линий доказал факт влияния внешнего воздействия – постоянного электрического тока, на структуру материала. Дифракционные линии становятся более интенсивными, меняется их полуширина. Изменения межплоскостного расстояния наблюдались только на малых углах скольжения.

Учитывая, что интенсивность дифракционных линий определяется числом и расположением атомов в элементарной ячейке и их рассеивающей способностью, то следует предположить, что увеличение интенсивности дифракционных максимумов для рассмотренных кристаллографических направлений сплава *AK12* связано с увеличением количеством и изменением

расположения атомов в элементарной ячейке кристаллической решетки. Также принимая во внимание тот факт, что ширина линий рентгенограммы зависит от размеров отдельных кристалликов, то наблюдаемое уширение дифракционных линий связано с изменением размеров кристалликов.

Значения параметров рентгенограммы указывают на образование ориентированной текстуры сплава при его кристаллизации под действием тока. По-видимому, в кристаллической решетке проводника возникают механические напряжения, имеющие нетепловую природу, а связанные с векторным, силовым действием электрического тока. Механические напряжения приводят к деформации кристаллической решетки. Компоненты тензора деформаций за счет анизотропии упругих свойств, существующих в кристаллах любой сингонии, в поликристаллических структурах будут иметь определенный разброс. Наряду с линейными деформациями, основную долю будут составлять деформации сдвига. Это приведет к неоднородному полю деформаций в образце, сопровождающемуся значительными тепловыделениями.

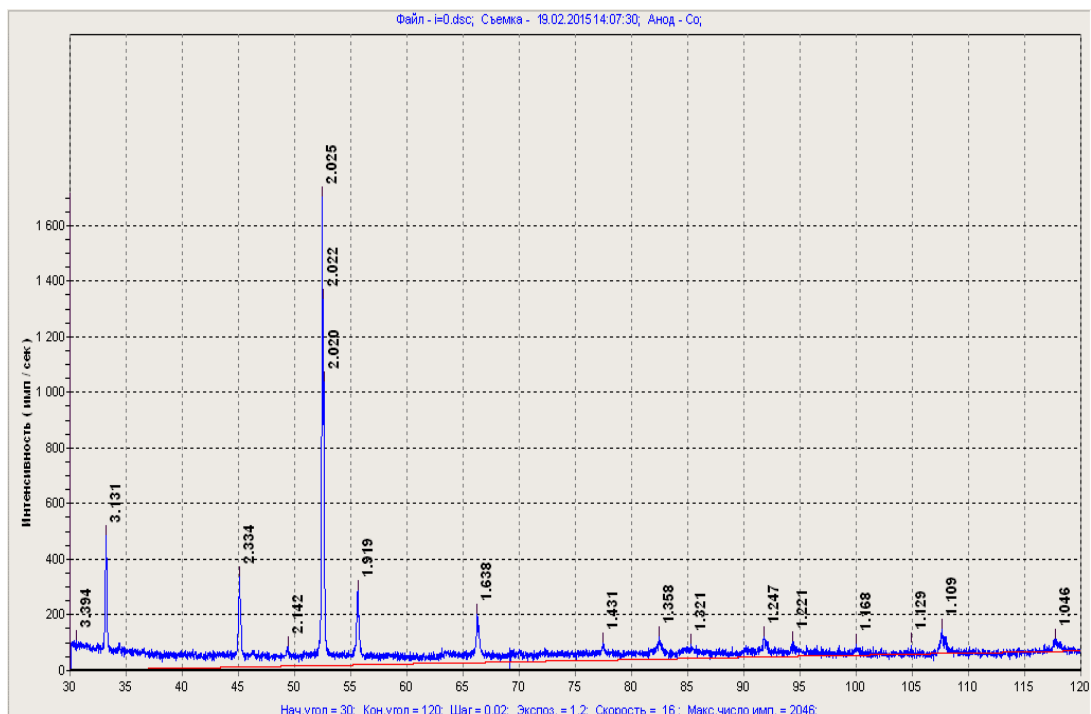


Рис. 5.5.2. а) Рентгенограмма образца из сплава *AK12* при $I = 0\text{A}$.

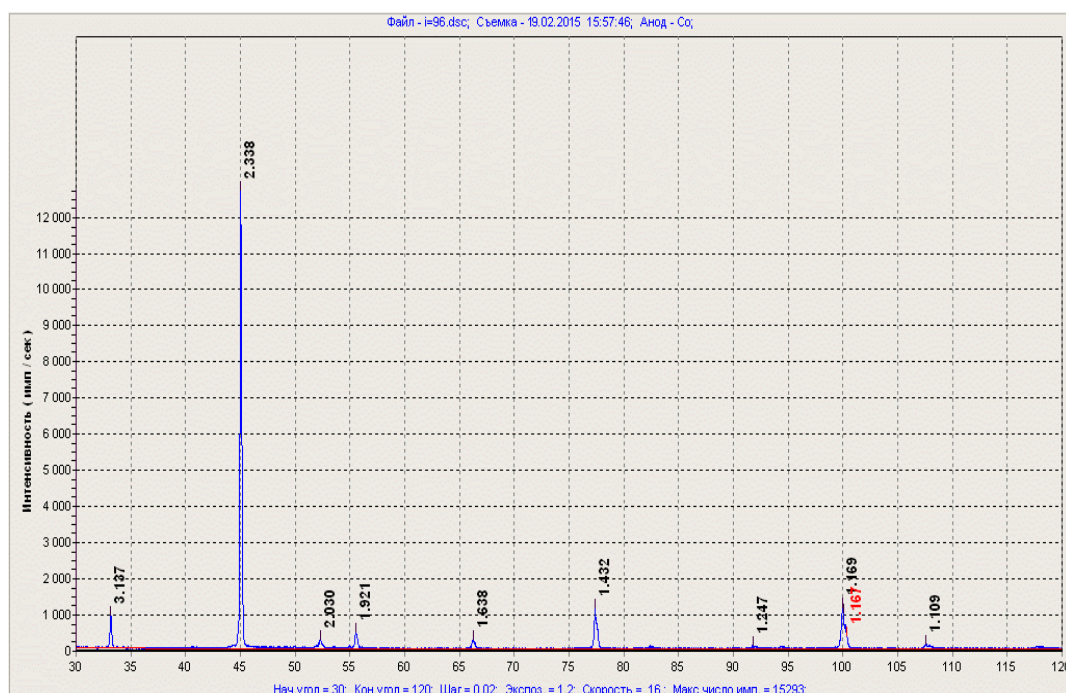


Рис. 5.5.2. б) рентгенограмма образца из сплава *AK12* при $I = 96\text{A}$.

На Рис. 5.5.3, а) и б) представлена микроструктура сплава. На Рис. 5.5.3, а) показана микроструктура сплава при его кристаллизации без воздействия током, а на Рис. 5.6.3, б) – микроструктура сплава при пропускании постоянного тока силой 96 А в процессе кристаллизации. Плотность тока в рассматриваемом сечении составила $j \approx 3,3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$.

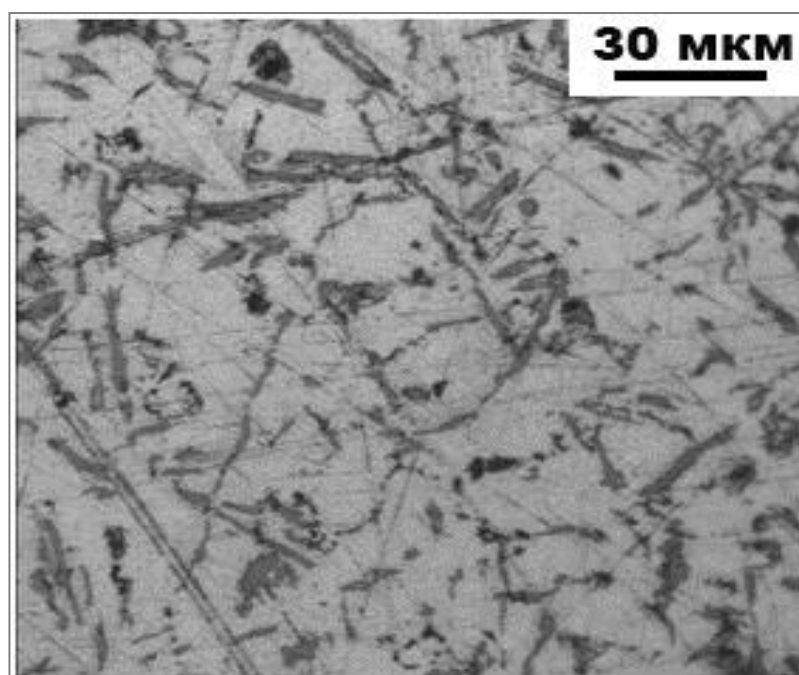


Рис. 5.5.3 а) Микроструктура сплава *AK 12*: $I=0 \text{ A}$, $\times 10^3$.

Как показали расчеты, проведенные с помощью программы обработки оптических изображений (Qwin), среднее значение ДП для сплава АК 12 при $I=0$ А (Рис. 5.5.3 а)) составило - $\langle \text{ДП} \rangle = 30,6$ мкм, а твердость, измеренная на твердомере Wilson Wolpert Universal Testor 930, составила $HB = 66,8$.

При $I= 96$ А (Рис. 5.5.3 б)) среднее значение ДП составило - $\langle \text{ДП} \rangle = 27,5$ мкм, твердость - $HB = 94,7$.

Для подтверждения эффективности применения электрического тока при кристаллизации и количественной оценки его влияния, был измерен дендритный параметр (ДП) сплава, как расстояние между осями второго порядка. При $I = 96$ А в поперечном сечении образца среднее значение ДП сплава составило $\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle = 25,7$ мкм, а в продольном - $\langle \text{ДП}_{\parallel} \rangle = 29,3$ мкм.

При $I = 0$ среднее значение ДП составило - $\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle = 31,12$ мкм и $\langle \text{ДП}_{\parallel} \rangle = 30$ мкм. Рассчитано относительное различие в значении ДП в зависимости от направления (продольное, поперечное):

$$\frac{|\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle - \langle \text{ДП}_{\parallel} \rangle|}{\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle} \quad (5.5.2)$$

Для образцов с $I = 0$ А составило 3,6 %, а для образцов с $I = 96$ А составило 14 %.

Следовательно, $\left(\frac{|\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle - \langle \text{ДП}_{\parallel} \rangle|}{\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle} \right)_{I \neq 0} > \left(\frac{|\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle - \langle \text{ДП}_{\parallel} \rangle|}{\langle \text{ДП}_{\perp} \rangle} \right)_{I=0}$ и, таким образом при кристаллизации в присутствии постоянного тока наблюдается различие по значению ДП в поперечном и продольном направлениях образца, то есть возникает анизотропия по ДП. По-видимому, это связано с возникновением статической текстуры при кристаллизации сплава под действием электрического тока, на что указывают результаты рентгеноструктурного анализа. В продольном направлении образца (вдоль тока) градиент температуры меньше, чем в поперечном. Поэтому скорость процесса зародышеобразования и выделения эвтектики в поперечном направлении больше, чем в продольном.

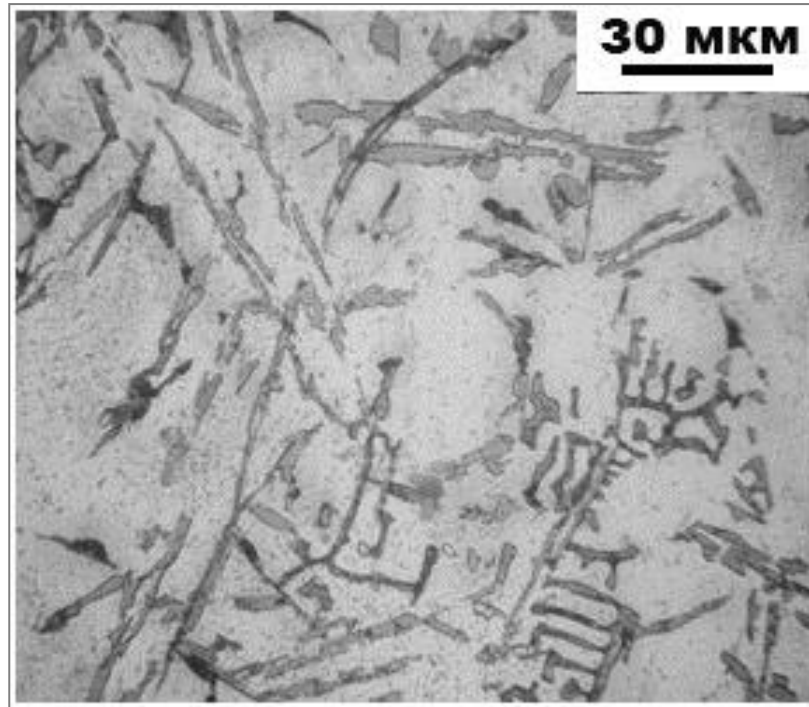


Рис. 5.5.3 б) Микроструктура сплава АК12: $I=96 \text{ А}$, $\times 10^3$, $\langle \text{ДП} \rangle = 27,5 \text{ мкм}$,
 $HB = 94,7$

Пропускание электрического тока при кристаллизации сплава приводит к уменьшению размера ДП, увеличению твердости и формированию тонкодифференцированной эвтектики в сплаве.

В результате проведения рентгеноструктурного анализа было обнаружено изменение формы и размеров дифракционных линий для алюминия и кремния, что указывает на изменения в структуре сплава, вызванные действием электрического тока. Сравнение соответствующих линий рентгенограмм позволило выявить количественное различие в их интенсивности и ширине. Для всех наблюдаемых кристаллографических направлений, как алюминия, так и кремния интенсивность и ширина линий больше для тех образцов, кристаллизация которых происходила под действием тока, проявляется закономерность в ориентировке кристаллов в поликристаллическом веществе. Дополнительные оптические исследования микроструктуры сплава показали, что размеры кристаллов уменьшаются [102].

Применение электрического тока на этапе кристаллизации позволяет влиять на формирование структуры и свойства материала. Анализ параметров

спектральных линий доказал факт влияния дополнительного внешнего воздействия – постоянного электрического тока, на структуру сплава *AK12*. Дифракционные линии становятся более интенсивными, меняется их полуширина. При кристаллизации в отсутствие электрического тока анизотропия текстуры является слабо выраженной и определяется только граничными условиями, которые задают распределение тепловых потоков в образце. При кристаллизации сплава под действием электрического тока происходит образование анизотропной текстуры, которая существенно отличается от исходной текстуры. Учитывая, что электрический ток является источником электрической, магнитной, механической и тепловой энергии, применение данного вида воздействия на этапе фазового перехода влияет непосредственно на динамику процесса формирования кристаллической структуры и делает возможным управление формированием свойств материала.

Выводы по главе 5

Экспериментально установлено, что пропускание постоянного и импульсного электрического тока в процессе кристаллизации алюминиевых сплавов вплоть до полного затвердевания отливки при литье в песчаные формы и кокиль, позволяет осуществить влияние электрического тока на формирование параметров структуры, физических и эксплуатационных свойств алюминиевых сплавов. Установлено, что наиболее эффективное влияние на формирование указанных свойств оказывает импульсный электрический ток. Исследованиями доказано, что пористость сплавов, обработанных электрическим током при кристаллизации уменьшается, уменьшается размер дендритной ячейки, структура приобретает вид с тонко-дифференцированной эвтектикой. Действие электрического тока проявляется также в текстурировании сплава, структура сплава носит анизотропный характер, что подтверждается результатами измерения удельного электросопротивления и рентгеноструктурного анализа. Линии приобретают большую интенсивность,

что свидетельствует о возникновении текстуры под действием электрического тока.

Проведённые исследования позволили опробовать способ управления процессом формирования фасонных отливок, позволяющий за счет воздействия постоянного и импульсного электрического тока на электропроводный материал в процессе его кристаллизации обратимо изменять соотношение твердой и жидкой фаз, что делает возможным регулировать время перехода из жидкого состояния в твердое и наоборот и поддерживать во времени существование данного агрегатного состояния материала.

Глава 6. Управление электромагнитным воздействием свойствами проводящих сред.

В главе 6 представлены технические приложения по применению электромагнитных сил при изготовлении фасонных отливок, микроизделий, показана природа возникновения дополнительных механических напряжений и сформулированы дополнительные рекомендации по корректировке технологии получения качественных отливок при использовании электромагнитных полей.

6.1. Управление процессом формирования фасонных отливок

Сущность способа [37] заключается в том, что электрический ток плотностью не менее 10^4 А/м² пропускают непосредственно по расплаву в процессе заполнения им произвольной по составу неметаллической формы за счет последовательного расположения контактов по отливке (Рис. 5.3.1). Выбор значения плотности электрического тока, пропускаемого по формируемой отливке, определяется фазовым состоянием ее материала. При нахождении отливки в жидком состоянии плотность электрического тока, пропускаемого через отливку, составляет не менее 10^4 А/м², а в твердо - жидком состоянии и до окончания процесса кристаллизации плотность электрического тока находится в диапазоне $(10^5 - 10^8)$ А/м². А именно, на стадии фазового перехода плотность электрического тока по мере увеличения количества твердой фазы в отливке повышают от 10^5 А/м² до 10^8 А/м², а после окончания кристаллизации отливки плотность электрического тока уменьшают. Выдержка сформированной отливки в форме производится при пропускании по ней электрического тока плотностью $j \leq 10^8$ А/м² и постепенно уменьшают его вплоть до достижения температуры отливки диапазона значений $(0,2 - 0,5) \cdot T_{пл}$.

Воздействие электрического тока на материал в процессе его кристаллизации дает возможность обратимо изменять количество твердой и жидкой фаз. Электрический ток, осуществляя разогрев локальных областей, микрообъемов материала, обеспечивает тем самым перевод его из твердого

состояния в жидкое. Соблюдение указанных режимов позволяет регулировать время перехода из жидкого состояния в твердое и наоборот, то есть дает возможность поддерживать во времени существование агрегатного состояния материала. Максимальное значение плотности электрического тока, пропускаемого в процессе кристаллизации материала, определяется, в частности, за счет джоулева тепловыделения, возможностью перехода твердой фазы материала в жидкую фазу, а также пределом механической прочности материала, а минимальное условиями зародышеобразования.

Пропускание электрического тока плотностью $j > 10^4 \text{ А/м}^2$ непосредственно по отливке приводит, после завершения процесса кристаллизации и охлаждения отливки до температуры $(0,2 - 0,5) \cdot T_{\text{пл}}$, к созданию более равновесного механически напряженного состояния материала отливок, что выражается, в частности, в дополнительном снижении механических напряжений. Следовательно, отливки, полученные заявляемым способом, не требуют осуществления операции отжига. Это связано с тем, что электрический ток, наряду с тепловым воздействием, обуславливающим дополнительный прогрев отливки, оказывает также упорядоченное, векторное действие на кристаллическую решетку материала проводящей среды. Явление возникновения механических напряжений в проводящей среде под действием электрического тока высокой плотности ($j \geq 10^8 \text{ А/м}^2$) в условиях интенсивного охлаждения образца используется в качестве метода обработки металлов и сплавов [16,18]. Наличие электроупругих напряжений в металлах существенно влияет на их физические характеристики, при этом такое влияние может быть, как обратимым, так и необратимым. Это связано с тем, что кристаллическая решетка реальных металлов и сплавов не является совершенной (блочная структура, поры, дислокации, точечные дефекты). Поэтому механические напряжения, созданные действием электрического тока в проводнике, обуславливают эволюцию дефектной структуры (изменение размеров и формы протяженных дефектов, перераспределение, размножение или аннигиляция дислокаций, рекристаллизация, фазовые превращения, релаксация упругих

напряжений и т.д.), что в итоге приводит к необратимым изменениям физико-механических (пластичность, прочность и др.), электрических, магнитных и других свойств металлов и сплавов. Наряду с этим возможно и обратимое влияние электрического тока на физические параметры металла, которые после выключения тока снова принимают исходные значения, связанное с изменением параметра кристаллической решетки материала за счет упругих деформаций, с упорядочением дефектов, вызванным направленностью электроупругих напряжений, с процессами магнитострикции, тензо- и магниторезистивными эффектами, термоэлектрическими и термомагнитными явлениями [60,91-93].

Применение данного способа изготовления фасонных отливок позволяет осуществить стабильное регулирование скорости процессов формирования фасонной отливки и кристаллизации материала, независимого от электрических параметров литейной формы. Технический результат изобретения заключается в создании текстуры материала отливки, обуславливающей возникновение анизотропии физических характеристик и приводящей к улучшению механических свойств, в уменьшении структурных неоднородностей и механических напряжений литого фасонного изделия. Схема установки по осуществлению кристаллизации отливки из алюминиевых сплавов подробно описана в главе 5, раздел 5.1 и представлена на рис. 5.1.1.

В результате проведения структурного сравнительного анализа образцов из алюминиевого сплава было выявлено существенное различие в их структуре. Электрическое поле, возникающее при протекании электрического тока в отливке, материал которой находится в жидком состоянии, оказывает влияние на размеры зародышей кристаллизации и на условия роста кристаллов. Также электрический ток влияет на ориентацию зерен, растворимость и распределение кремния в алюминии. Влияние электрического тока на процесс кристаллизации силумина сопровождается увеличением растворимости кремния в алюминии. Доказано, что при плотности тока $j = 10^6 - 10^7$ А/м², пропускаемого через образец, находящийся на стадии жидкого и твердожидкого состояния,

растворимость кремния в алюминии увеличивается на $\sim (20 - 25)$ %. Это связано с увеличением подвижности атомов кремния и с изменением свойств растворителя. Размеры эвтектических кремниевых кристаллических образований уменьшаются, их распределение становится более равномерным. Экспериментально подтверждено, что твердость материала отливок повышается на $\sim (15 - 20)$ % при плотности тока через образец $j = 10^6 - 10^8$ А/м².

Использование постоянного электрического тока плотности $j \cong (10^4 - 10^8)$ А/м² позволяет влиять также на характер распределения неметаллических включений (в сплаве АК12 таким включением является эвтектический кремний) таким образом, что в отливках, полученных указанным способом, возникает анизотропия электрических характеристик материала образцов. Анизотропный характер структуры материала образцов был подтвержден косвенными измерениями. На основе анализа вольтамперных характеристик было установлено, что значение удельного электросопротивления вдоль оси образца ρ_{\parallel} (вдоль тока) меньше, чем в поперечном направлении ρ_{\perp} . Следовательно, пропускание электрического тока при кристаллизации отливки приводит к возникновению анизотропии электросопротивления ее материала. Значение $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ для материала образцов (АК12), кристаллизация которых осуществлялась под действием электрического тока плотностью $j \cong 1,7 \cdot 10^7$ А/м², составляет $\sim 1,6$ раза, а относительные изменения $\Delta\rho/\rho_{\parallel} \leq 65$ %. Анизотропия удельного электросопротивления обусловлена статической текстурой, возникшей под действием электрического тока при кристаллизации сплава с неметаллическими включениями. Электрическое поле, возникающее в образце в процессе электропроводности, приводит к поляризации включений из кристаллического кремния и к ориентации их как диполей под действием электрического поля. Следует отметить, что наличие поперечной составляющей электрического поля оказывает влияние на плотность материала отливок.

Для сравнения укажем, что анизотропия электросопротивления в образцах, полученных литьем в ПФ без тока, отсутствует. При этом значение продольного удельного электросопротивления образцов, полученных под действием тока меньше, чем у образцов, полученных традиционным способом. Этот факт указывает на уменьшение числа дефектов, в частности, газовых и усадочных пор за счет действия тока. Значение предела прочности образцов, полученных под действием электрического тока, повышается в среднем на ~10 %.

Наряду с механическим действием, электрический ток оказывает и тепловое влияние на материал в процессе его кристаллизации. Электрический ток влияет на скорость процессов кристаллизации и формирования отливки. Являясь внутренним источником энергии, электрический ток обеспечивает дополнительный прогрев отливки, что позволяет стабилизировать температурное поле по времени и в ее объеме. Также тепло Джоуля-Ленца, выделяемое при протекании электрического тока через образец, влияет не только на теплофизическое состояние расплава и в дальнейшем затвердевающего металла, а также на теплообмен между отливкой и формой. Это делает возможным регулирование теплового режима отливки, а также системы отливка-форма. Поэтому использование электрического тока в процессе формирования отливки позволяет уменьшить вероятность возникновения недоливов металла в форме, что особенно важно при получении тонкостенных литых изделий, приводит к уменьшению дефектности отливок, к перераспределению неметаллических включений, к снижению осевой ликвации.

Предлагаемый способ может быть использован для получения фасонных отливок при литье в песчаные, гипсовые, керамические и другие литейные формы, а также при литье по выплавляемым моделям. Реализация способа возможна как при литье в предварительно подогретые, так и в холодные формы. Локальный характер теплового и векторного действия электрического тока позволяет получить структуру материала, обладающую наименьшим

числом дефектов, таких как газовые поры, усадочные раковины. Формирование отливок указанным способом позволяет уменьшить их осевую рыхлость.

Положительный эффект от применения предлагаемого способа состоит в возможности управления соотношением между твердой и жидкой фазами и агрегатным состоянием материала отливки, регулирования скорости и времени процесса кристаллизации материала, в создании текстуры материала отливки, обуславливающей возникновение анизотропии физических характеристик и приводящей к улучшению механических свойств, что выражается в уменьшении структурных неоднородностей и механических напряжений литого фасонного изделия, вероятности возникновения недоливов металла, газовой пористости и осевой рыхлости. Способ позволяет получать фасонные отливки, в частности тонкостенные, с улучшенными физико-механическими свойствами и не требующие дополнительного отжига.

6.2. Применение электромагнитных сил при изготовлении микроизделий

Различные виды технических устройств имеют в своей основе микроизделия, которые являются продуктом микротехнологий. Обычно микроизделия получают штамповкой, а также используют лазерные, литейные технологии. Для заполнения литейной микроформы используют вакуумирование формы, заливку под высоким давлением, ультразвуковое воздействие на форму и металл, а также применяют специальные материалы для покрытия внутренней части формы. При этом сложность технологического процесса не всегда решает в целом проблему получения качественного изделия. Изготовление микроизделий из металлов и сплавов требует специальных технологий, в которых предусматривается создание дополнительных сил, компенсирующих силы поверхностного натяжения, сцепления, трения, а также позволяющих оказывать положительное влияние на свойства структуры материала и на физические свойства готового изделия. В данном случае, перспективным будет применение бесконтактного способа внешнего воздействия на технологию формирования изделия.

На практике достаточно широко используется и изучается влияние электрического тока, магнитного и электромагнитного полей на процесс кристаллизации и физические свойства материала отливок. Магнитные и электромагнитные поля используют для перемешивания расплава в тигле или форме, разогрева металла в прибылях. Электрический ток влияет на интенсивность массопереноса, газосодержание металлов, растворимость примесных компонентов [29,30]. Размеры эвтектических кремниевых кристаллических образований уменьшаются. Твердость материала отливок, кристаллизация которых осуществлялась под действием электрического тока, повышается на $\sim (15 - 20) \%$ при плотности тока через образец $j = (10^6 - 10^7) \text{ А/м}^2$ [84,85]. Таким образом, отливки, кристаллизация которых происходила в условиях пропускания электрического тока, имеют лучшие механические свойства, по сравнению с отливками, кристаллизация которых осуществлялась традиционным способом.

Приведем пример некоторых способов изготовления изделий, в которых используются электромагнитные силы. Например, в способе [131] для увеличения эффективности воздействия электрического тока на процесс формирования отливки используются электроды, которые последовательно расположены в форме. Напряжение, подаваемое на электроды, создает в пространстве формы продольное электрическое поле, совпадающее по направлению с направлением движения жидкого металла в форме, и обеспечивает протекание электрического тока по расплаву по мере заполнения им формы. Воздействие осуществляется на ту часть расплава, которая уже находится в форме, а также при окончательном заполнении формы жидким металлом. Технологическая особенность данного способа заключается в необходимости установки дополнительных электродов внутри формы.

В патенте США “Метод и аппаратура для непрерывного литья” [132] предлагают использовать силу Лоренца для уменьшения внутренних дефектов (центральная сегрегация и пористость). Сила Лоренца действует на внутренние части слитка, находящегося в твердожидком состоянии и обеспечивает

проникновение жидкого металла в междендритные области, что приводит к заполнению усадочных пустот.

Способ, предлагаемый в патенте [133], представляет собой комплекс технологических операций, обеспечивающий получение литых микроизделий с хорошими эксплуатационными свойствами, то есть решает комплексно задачу изготовления микро-изделия практически на всех этапах технологического процесса.

Использование электромагнитного поля в качестве внешнего воздействия позволит не только управлять заполнением литейной формы, но и влиять на свойства структуры. Рассмотренные патенты, однако, не решает проблему заполнения жидким металлом или сплавом литейной микроформы, а также извлечение готового изделия из формы.

Способ, рассматриваемый ниже, позволяет осуществить заполнение литейной микроформы в случае, когда гравитационные, капиллярные силы (смачиваемый капилляр) не создают достаточного давления для заполнения формы жидким металлом. В качестве внешнего дополнительного воздействия используются магнитное поле и электрический ток.

Сущность предлагаемого способа заключается в том, что с целью улучшения условий заполнения фасонной литейной формы малым объемом жидкого металла, когда доминируют силы поверхностного натяжения и сопротивления движению, при транспортировке металла к форме производят его разогрев индукционными токами плотностью не менее 10^8 А/м². Для осуществления операции заполнения формы жидким электропроводным материалом малого объема, по указанному объему при нахождении его в заливочном отверстии литника формы, пропускают электрический ток в виде прямоугольных импульсов (рис.6.2.1) в направлении перпендикулярном оси заливочного отверстия и одновременно включают однородное внешнее поперечное магнитное поле индукцией ***B***.

Выбор значений параметров импульса тока определяется физическими свойствами литейного расплава, поверхностным натяжением, коэффициентом

сопротивления движению, индукцией магнитного поля, диаметром литникового канала, давлением газа в форме и фазой давления сжатого газа, видом заливки (вертикальная: сверху, снизу; горизонтальная). Длительность импульса выбирается из условия $\Delta t = \tau / (2 \cdot N)$, N - количество пульсаций, τ - время заполнения формы. Время заполнения формы выбирается из условия $\tau < \tau_{\text{фп}}$, $\tau_{\text{фп}}$ – время фазового перехода. В результате такого воздействия, возникает электромагнитная сила, сила Ампера, приводящая к преодолению сил поверхностного натяжения, сопротивления и заполнению формы жидким электропроводным материалом. На форму в процессе заполнения ее расплавом осуществляется механическое воздействие ультразвуком от датчиков, закрепленных с наружной стороны формы. Механическое воздействие дает увеличение интенсивности внутренней и внешней кинематики расплава, то есть улучшает условия его течения. Во избежание резкого охлаждения металла в форме, заливку лучше осуществлять в подогретую форму. После затвердевания периферийной части отливки необходимо поменять направление индукции магнитного поля \mathbf{B} на противоположное или изменить полярность источника (Рис. 6.2.1) при неизменной ориентации внешнего магнитного поля. В результате возникнет сила Ампера, направленная из формы наружу. Это позволит исключить контакт между оставшейся частью металла в литнике и отливкой в форме. Выдержку отливки в форме производят до достижения ей температуры не более $0,4 \cdot T_{\text{пл}}$.

Внешние дополнительные воздействия, применяемые в способе, позволяют не только осуществить необходимые технологические операции (приготовление расплава, заполнение формы, извлечение отливки), но и обеспечивают улучшение физических свойств материала. Применение электромагнитного воздействия делает возможным согласование скорости заполнения расплавом формы со скоростью охлаждения, и создает благоприятные условия для объемного зародышеобразования.

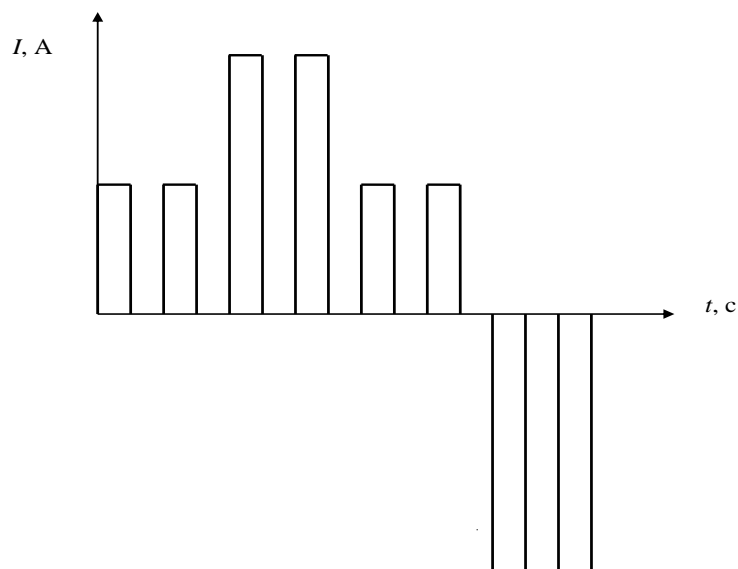


Рис. 6.2.1. Импульсы электрического тока.

В случае вертикальной заливки сверху сила Ампера будет действовать совместно с гравитационной силой, и создавать дополнительное, избыточное давление, способствующее не только заполнению формы, но и уплотнению слоев металла при заполнении формы.

В случае вертикальной заливки снизу при не смачиваемой поверхности формы, единственной движущей силой будет сила Ампера. В этом случае после окончания заполнения формы металлом необходимо выдержать образец под действием силы Ампера до полного затвердевания объема, чтобы скомпенсировать действие гравитационной силы и силы поверхностного натяжения. В противном случае, противодействующие силы будут вызывать дополнительные механические напряжения, и усиливать расслоение материала. Охлаждение расплава при заполнении им формы приведет к различному ускорению движения слоев за счет неравномерности силы Ампера по высоте столба металла и как следствие к неоднородной плотности образца. Поэтому на практике реализация движения металла сверху вниз под действием внешних сил обеспечит более качественную внутреннюю структуру изделия.

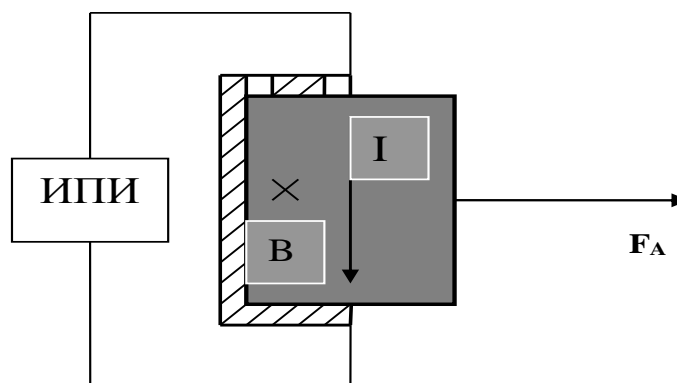


Рис. 6.2.2. Извлечение отливки из формы.

Извлечение готовой отливки из формы производят с помощью магнитной силы Ампера с предварительным раскрытием литейной формы и наложением механического воздействия на систему отливка-форма от пьезодатчиков. Цель механического воздействия заключается в уменьшении сил сцепления между отливкой и формой.

При вертикальном разъеме формы схема извлечения готового изделия показана на Рис. 6.2.2.

Для достижения максимального эффекта от применения электромагнитного воздействия при заполнении расплавом формы и извлечении отливки из формы, следует использовать импульсный режим извлечения отливки из формы. Параметры электромагнитного воздействия выбираются из условия сдвига отливки:

$$F_A > F_{\text{сц}} + F_{\text{тр}} \quad (6.2.1)$$

Параметры электромагнитного воздействия, должны быть по значению меньше критических значений, приводящих, например, к плавлению материала отливки. Чтобы извлечь отливку из формы необходимо преодолеть силы сцепления $F_{\text{сц}}$ и трения покоя $F_{\text{тр}}$. Величина силы сцепления $F_{\text{сц}}$ определяется химическим взаимодействием жидкого металла с материалом формы. Уровень гладкости стенок формы должен обеспечивать отсутствие таких дефектов как микро-, нано- заливки и неровности на поверхности отливки. После извлечения

отливки из формы, перед повторным использованием формы, ее необходимо обработать воздушным потоком.

Для осуществления данного способа к форме предъявляются следующие требования:

1. Материал формы – непроводящие, немагнитные керамика, фарфор. Это необходимо для исключения силового взаимодействия формы с внешними электромагнитными полями.

2. Материал, из которого изготовлен литник, должен иметь низкую теплопроводность и теплоотдачу.

3. Обеспечить возможность подогрева формы. Выполнение этого условия в первую очередь необходимо для уменьшения возможности преждевременного затвердевания металла, а также для улучшения условий смачиваемости формы жидким металлом.

4. Форма должна быть разъемной.

5. Наличие в форме газоотводных отверстий.

6. Предусмотреть установление электрических контактов для осуществления операций заполнения литейной формы жидким металлом и извлечения готовой отливки из формы.

Данный способ изготовления изделий не имеет строгого ограничения по используемым материалам за счет возможности регулирования параметрами воздействия.

Применение электромагнитного воздействия позволяет управлять не только движением металла в литейную форму, но физическими свойствами материала в условиях фазового перехода.

Пример расчета параметров ЭМ воздействия

Приведем пример расчета параметров внешнего воздействия для осуществления технологического процесса получения микро-отливки.

Расчет параметров воздействия и кинематических характеристик движения объема жидкого металла проведен для алюминия, как одного из наиболее распространенных конструкционных материалов. Свойства алюминия: $\rho =$

$2,428 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность вещества в жидком состоянии, $\sigma = 0,85 \text{ Н/м}$ (при $T = 1073 \text{ К}$) - коэффициент поверхностного натяжения. При заданных параметрах: $B = 0,5 \text{ Тл}$, $l_1 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $l_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, - длина нижней и верхней стороны литниковой системы соответственно, получено $I_{min} \approx 24,4 \text{ А}$. Выбрав $I > I_{min}$, а именно, $I = 30 \text{ А}$, получаем расчетное значение времени заполнения литейной формы жидким металлом с помощью силы Ампера: $t_{зан} = 9,14 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Ускорение, сообщаемое металлу под действием указанных сил, составляет $95,7 \text{ м/с}^2$, что почти в 10 раз больше ускорения свободного падения в вакууме ($g = 9,8 \text{ м/с}^2$). Скорость движения жидкого металла из заливочного отверстия литника в форму составила $0,87 \text{ м/с}$, а скорость движения металла в форме – $v_\phi \approx 0,39 \text{ м/с}$. Рассчитано для площади поперечного сечения литникового отверстия – $S_l = l_1^2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ и площади сечения формы - $S_\phi = 9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$. Такая скорость движения металла не будет создавать кавитационные потоки, приводящие к интенсивному перемешиванию в форме газа с металлом.

Избыточное давление при заданном воздействии составило $\Delta P_{изб} \approx 941 \text{ Па}$, а скорость движения газа в критическом сечении газоотводного канала формы - $v_{зо} \approx 43 \text{ м/с}$. Так как значение скорости меньше предельной, равной скорости звука в данной среде, поэтому не будет происходить запираания газового потока в форме.

Применение электромагнитных воздействий делает возможным управление движением металла в литейную форму, физическими свойствами материала в условиях фазового перехода. В рассмотренной схеме было использовано действие силы Ампера за счет внешнего магнитного поля и электромагнитной силы за счет собственного магнитного поля тока. Сила Ампера, являясь движущей силой для рассматриваемого объема образца, создает не только внешнее давление, требуемое для заполнения формы, но внутреннее давление, которое влияет на формирование структуры материала. Локальное давление, создаваемое магнитными силами, позволит управлять кристаллическим строением материала. Данные силы вызывают объемное

сжатие слоев металла, находящегося в жидком и твердожидком состояниях, что, способствует заполнению расплавом междендритного пространства и формированию более плотной структуры, уменьшая микро пористость материала.

Электромагнитное воздействие является дополнительным фактором, позволяющим влиять на динамику литейных процессов, регулировать время заполнения металлом формы. Пропускание электрического тока через расплав способствует улучшению растворимости примесей и легирующих компонентов, изменяет распределение фазовых составляющих за счет активирования тепловыделений на границах включения-матрица.

6.3. Движение жидкого металла в форме под действием электромагнитной силы. Физическая модель.

Проведено экспериментальное изучение магнитоэлектроимпульсного заполнения литейной формы жидким металлом с помощью переменной во времени электромагнитной силы Ампера, определен коэффициент сопротивления жидкого металла и предложена физическая модель процесса [106,127,134]. Скорость заполнения формы регулировалась величиной параметров импульсного электрического и магнитного полей. На Рис. 6.3.1, а), б) представлены схемы экспериментальной установки. Для обеспечения движения жидкого металла в форму применялись источник импульсного электрического тока и электромагнит для создания внешнего магнитного поля.

На Рис. 6.3.1, а) показано взаимное расположение формы с электродами 2, емкости с жидким металлом 1, электромагнитами 4, электропитание 5 для обмоток электромагнита. Температура расплава контролировалась термопарой 3. Форма 2 располагалась в промежутке между электромагнитами 4, в центральной части. Предварительно устанавливалась зависимость индукции магнитного поля B от силы тока I_m в катушках электромагнита. Значение B в зазоре катушек электромагнита было измерено с помощью измерителя магнитной индукции (Ш1-8). Магнитопровод электромагнита имел диаметр 10 см. Так как площадь поверхности магнитопровода превышала площадь

поверхности образца примерно в 300 раз, а расстояние между полюсами магнитопровода не превышало их диаметра, то в области фиксирования формы было создано однородное внешнее магнитное поле.

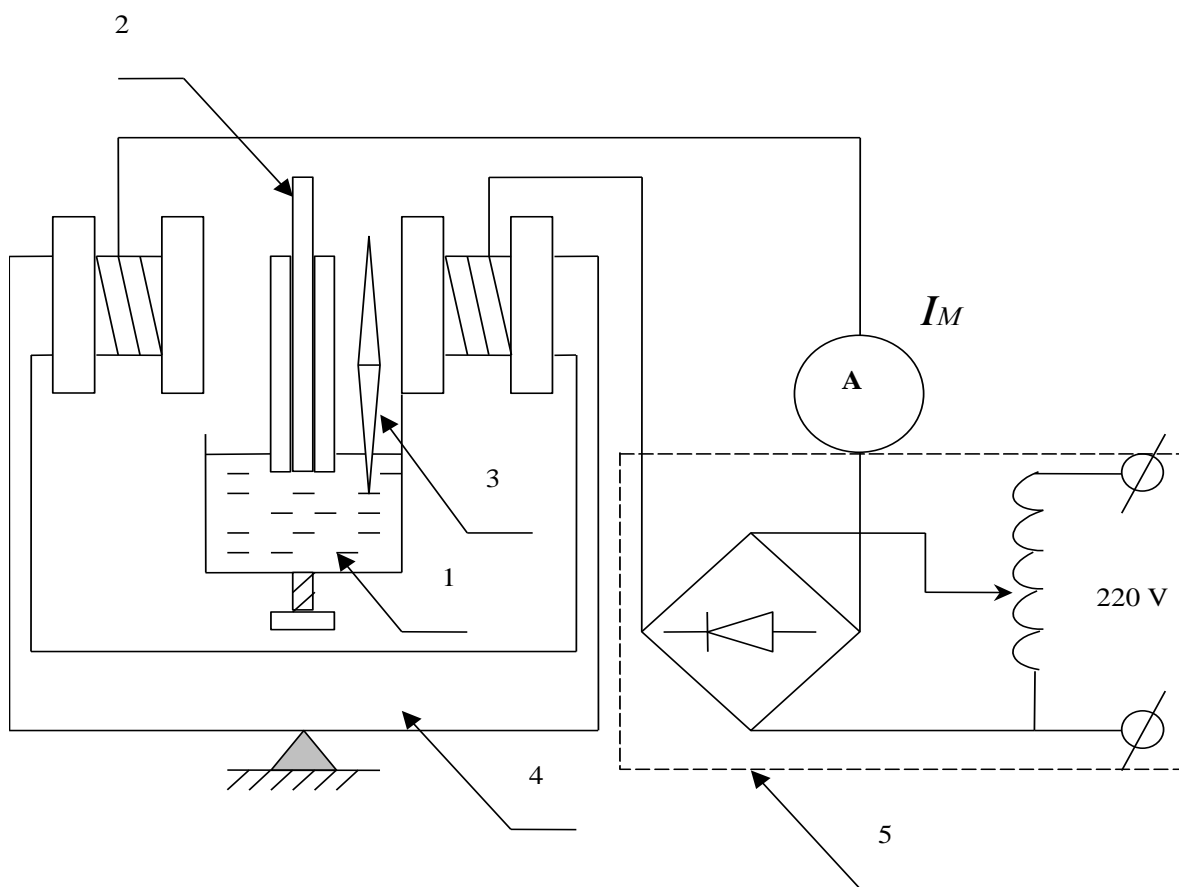


Рис. 6.3.1 а). Схема экспериментальной установки для создания магнитного поля.

На Рис. 6.3.1, б) представлена часть схемы экспериментальной установки, с помощью которой был создан электрический ток через образец. Электрический контакт с металлом осуществлялся с помощью алюминиевых электродов (диаметром 2,5 мм), которые располагались по краям формы вдоль ее высоты. Прямоугольная форма произвольной высоты была изготовлена из текстолита и имела размеры (3,0х6,5) мм. Форма была нужна лишь для экспериментального моделирования процесса магнитоэлектроимпульсного заполнения. Движение металла в расплавленном состоянии под действием силы Ампера будет происходить и при свободных боковых поверхностях.

Емкость с жидким металлом 1 приводилась в контакт с краем формы и электродами. Устанавливалось требуемое магнитное поле по току, пропускаемому через катушки индуктивности I_M . Затем включали ключ К и давали выдержку по времени для заполнения расплавом формы и затвердевания расплава в форме. Форма электрического сигнала, подаваемого на катушки электромагнита и расплав, задавалась с помощью элементов 5.

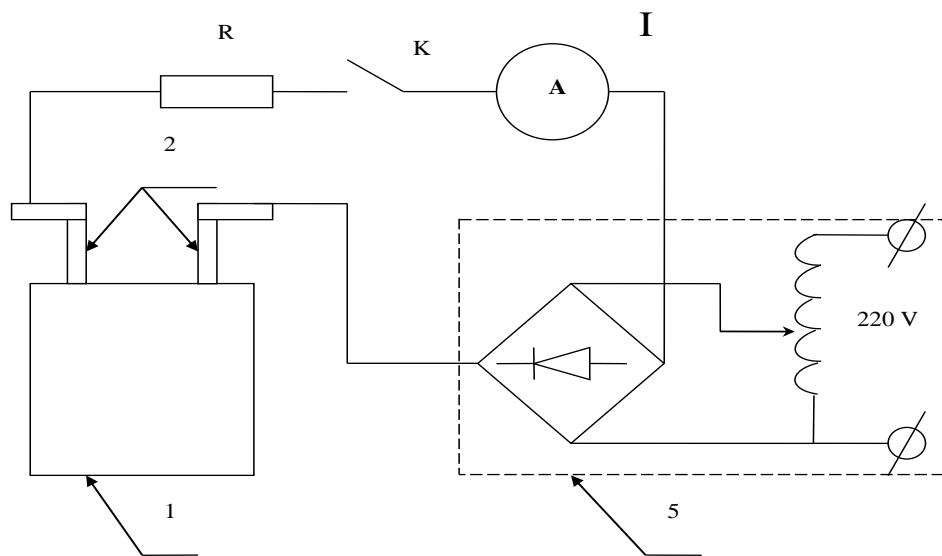


Рис. 6.3.1 б). Схема экспериментальной установки для создания электрического тока через расплав.

Использование динамической силы Ампера в качестве движущей позволит заполнить литейную форму в тех случаях, когда капиллярные силы являются недостаточными или вообще отсутствуют. Как показано выше, данное воздействие является актуальным при использовании малых объемов жидкого металла, когда требуется быстрое заполнение формы, вызванное ограничением во времени фазового перехода за счет роста скорости охлаждения.

В качестве материала образца использовался легкоплавкий сплав Вуда (Bi – 50,1%; Pb – 24,9%; Sn – 14,6%; Cd – 10,8%), температура плавления - $T_{пл} = 338,5$ К. Эксперимент проводился в условиях, когда гравитационные силы $F_{гр}$ препятствуют заполнению литейной формы (Рис. 6.3.2).

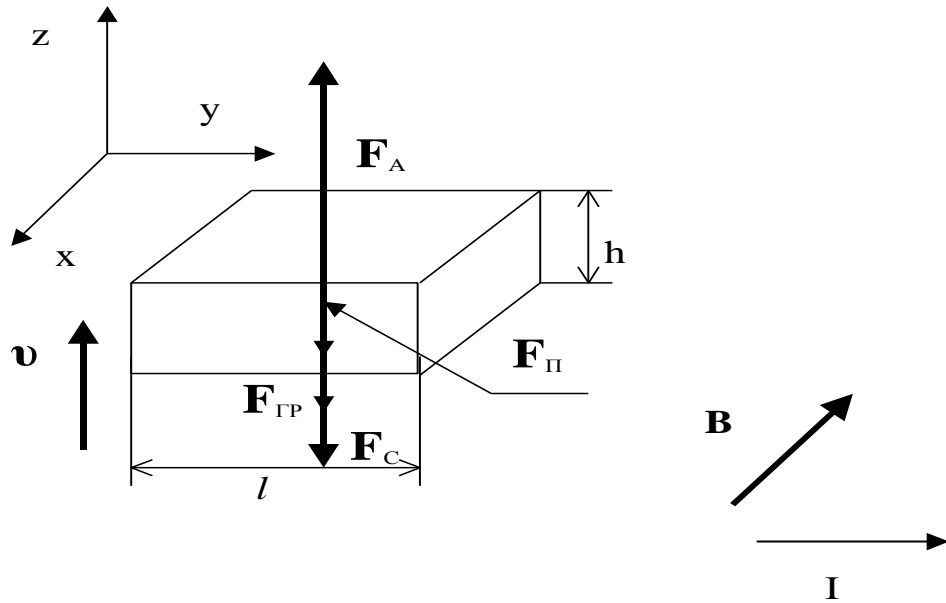


Рис. 6.3.2. Силы, действующие на образец.

Учитывалось, что между поверхностями образца, материалом формы и электродами действуют поверхностные силы. Поверхность материала формы и электродов была слабо-смачиваемой для жидкого металла, а результирующая сила поверхностного натяжения направлена противоположно движущей силе Ампера F_A и скорости движения металла v . В этом случае движение металла в форму реализуется при условии:

$$F_A \geq F_{гр} + F_C + F_{п} \quad (6.3.1)$$

Рассматривая движение однородного по своим свойствам объема металла в однородном магнитном поле B для случая ламинарного движения слоев металла $F_C = -r \cdot V$, получаем скорость движения объема:

$$v = \frac{(I \cdot B \cdot l - \gamma \cdot V \cdot g - 2 \cdot \sigma \cdot (l + b))}{r} \cdot \left(1 - e^{-\frac{r}{\gamma \cdot V} \cdot t} \right) \quad (6.3.2)$$

Здесь, γ – плотность материала, r – коэффициент сопротивления, σ – коэффициент поверхностного натяжения, V – объем.

Обеспечивая условие баланса сил, можно добиться скорости движения рассматриваемого объема равной:

$$v_{MAX} = \frac{(I \cdot B \cdot l - \gamma \cdot V \cdot g - 2 \cdot \sigma \cdot (l + b))}{r} \quad (6.3.3)$$

Длительность импульса тока через расплав согласовывалась со временем фазового перехода материала. Используя уравнение теплового баланса для рассматриваемого объема металла, находящегося в условиях конвективного теплообмена с окружением $\lambda \cdot dm + j^2 \cdot \rho \cdot dV \cdot dt = k \cdot S_{\text{бок}} \cdot (T - T_o) \cdot dt$, можно выразить время фазового перехода:

$$dt = \frac{\lambda \cdot \gamma \cdot dV}{k \cdot (T - T_o) \cdot S_{\text{бок}} - j^2 \cdot \rho \cdot dV}, \quad (6.3.4)$$

где λ , ρ – удельные теплота плавления и электросопротивление, соответственно, k – коэффициент теплоотдачи.

Время заполнения формы должно быть меньше времени фазового перехода, $\tau \leq dt$. В эксперименте время затвердевания составляло $\sim 1,5$ с. Таким образом, необходимо согласовывать параметры внешнего воздействия с теплофизическими свойствами образца и окружающей среды, формы. В данном случае, время заполнения формы можно регулировать изменением параметров внешнего воздействия (I , B), а время фазового перехода условиями теплообмена. Для больших объемов металла распределение температуры внутри тела, с учетом теплообмена с формой, можно найти, решив уравнение теплопроводности [137].

Результаты эксперимента и их обсуждение.

При индукции внешнего магнитного поля $B = 0,4$ Тл и силе тока в импульсе $I = 9$ А был получен образец размером $(3,0 \times 6,1 \times 4)$ мм³ (Рис. 6.3.3, а), б)). Измерения показали, что высота части образца, втянутого вверх, против действия гравитационных сил в форму составила 4 мм. Согласно оценкам, масса втянутого жидкого металла плотностью $9,72 \cdot 10^3$ кг/м³ равнялась 0,711 г. Давление импульсной электромагнитной силы на втянутый объем принимало значение $1,2 \cdot 10^3$ Па. Важно отметить, что гидростатическое давление столба жидкого металла указанной высоты соответствовало давлению в 381 Па. Избыточное электромагнитное давление, втягивающее жидкий металл в форму в 3 раза превышало гидростатическое давление столба жидкого металла. Так как тормозящее действие движению жидкого металла наряду с

гравитационными силами оказывали также силы вязкого трения и поверхностного натяжения (угол смачивания $< \pi/2$), то указанное превышение электромагнитного давления должно быть немного меньше.

На Рис. 6.3.3. а) и б) показаны фото полученных образцов для разного увеличения. На Рис. 6.3.3, б) видно, что свободная поверхность образца содержит макрокристаллы, ориентированные преимущественно от катода к аноду за счет действия сжимающей силы. Когда по металлу в жидком состоянии пропускают постоянный электрический ток и одновременно включают внешнее однородное магнитное поле (в виде импульса) индукцией \mathbf{B} , дюза металла приходит в поступательное движение со скоростью \mathbf{v} . На носитель тока действует результирующая сила:

$$\mathbf{F} = e \cdot \mathbf{E} + e \cdot (\langle \mathbf{v} \rangle + \mathbf{v}) \times \mathbf{B}, \quad (6.3.5)$$

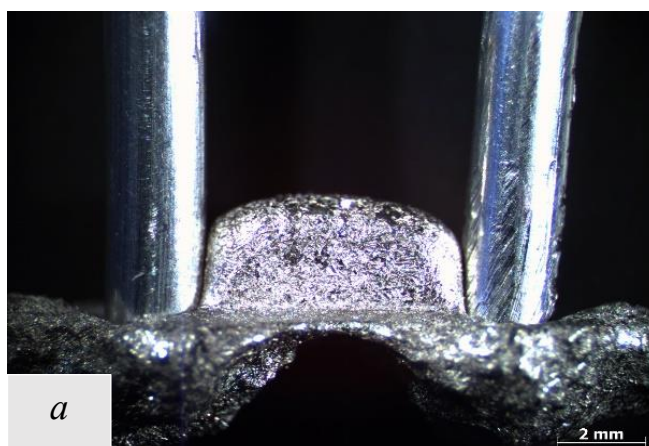


Рис. 6.3.3. а) Фотографии образца.

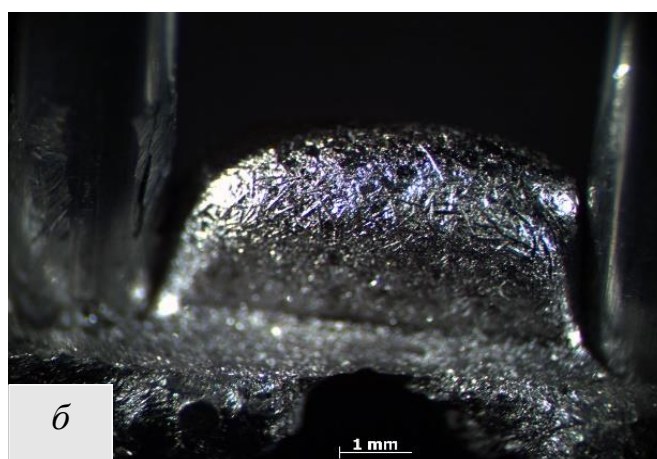


Рис. 6.3.3. б) Фотографии образца.

где $\langle \mathbf{v} \rangle$ - скорость дрейфа носителей, E – напряженность электрического поля.

На Рис. 6.3.4 условно показан образец, указаны параметры воздействия – индукция магнитного поля, напряженность электрического поля, скорость движения образца.

Объемная плотность вертикальной силы, действующей в направлении оси (OZ):

$$f_{Az} = j \times B = e \cdot n \cdot \langle v \rangle \times B \quad (6.3.6)$$

Объемная плотность боковой силы, действующей в направлении оси (OY):

$$f_{Ay} = e \cdot n \cdot v \times B + e \cdot n \cdot E \quad (6.3.7)$$

Отношение сил, действующих в направлениях (OY) и (OZ):

$$\frac{f_{Ay}}{f_{Az}} = \frac{v \times B + E}{\langle v \rangle \times B} = \frac{v}{\langle v \rangle} + \frac{E}{\langle v \rangle \times B} \quad (6.3.8)$$

Отношение магнитных составляющих сил:

$$\frac{f_{Ay}^B}{f_{Az}^B} = \frac{v}{\langle v \rangle} \quad (6.3.9)$$

На Рис. 6.3.5. показаны зависимости отношения магнитных составляющих сил, действующих на образец, от скорости поступательного движения объема (а) и от времени (б).

Отношение объемных плотностей электрической составляющей и вертикальной магнитной, движущей составляющей силы:

$$\frac{f_{Ay}^E}{f_{Az}^B} = \frac{E}{\langle v \rangle \times B} \quad (6.3.10)$$

Учитывая связь напряженности электрического поля с током - $E = \rho \cdot j = \rho \cdot I / S = \rho \cdot I / (b \cdot z)$, где b – ширина, z – высота движимой дозы, получаем:

$$\frac{f_{Ay}^E}{f_{Az}^B} = \frac{\rho \cdot I}{b \cdot z \cdot \langle v \rangle \cdot B} \quad (6.3.11)$$

На Рис. 6.3.6 показана зависимость отношения электрической силы к движущей, вертикальной магнитной силе от высоты образца.

Рассмотрим силовое воздействие между слоями расплава при его движении в форму. При движении жидкого металла в форму происходит его охлаждение.

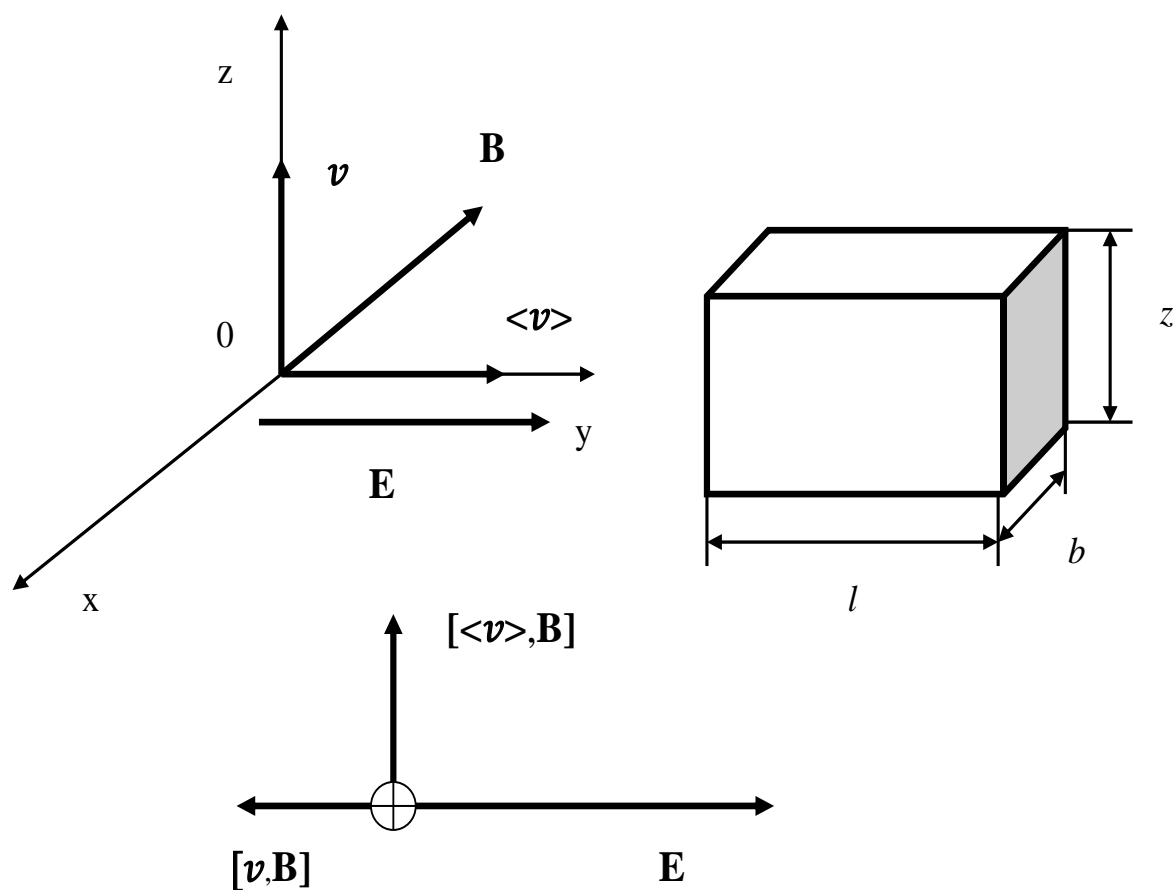


Рис. 6.3.4. Параметры внешнего воздействия на образец.

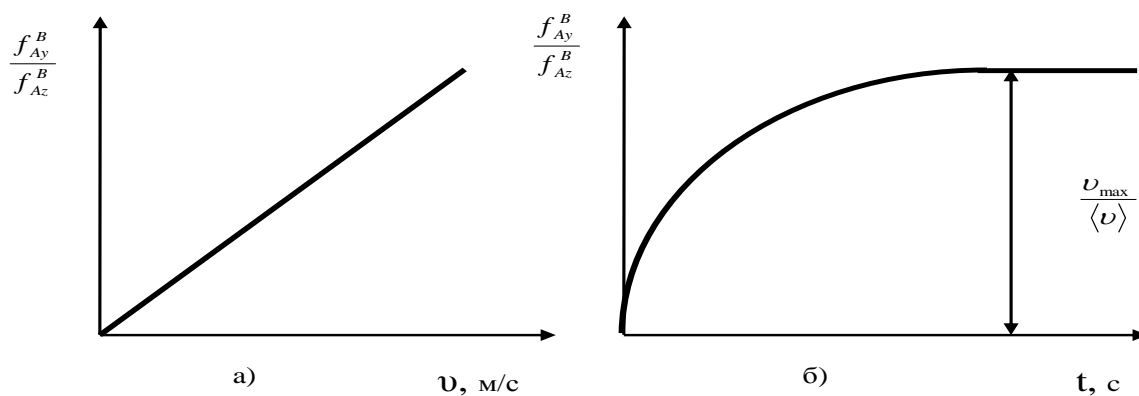


Рис. 6.3.5. Зависимость отношения магнитных составляющих сил от скорости поступательного движения объема (а) и от времени (б).

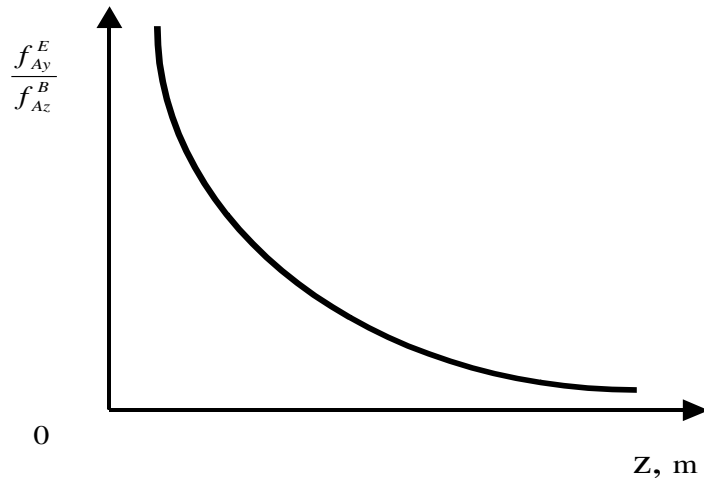


Рис. 6.3.6. Зависимость отношения электрической и движущей (вертикальной) магнитной сил от высоты образца.

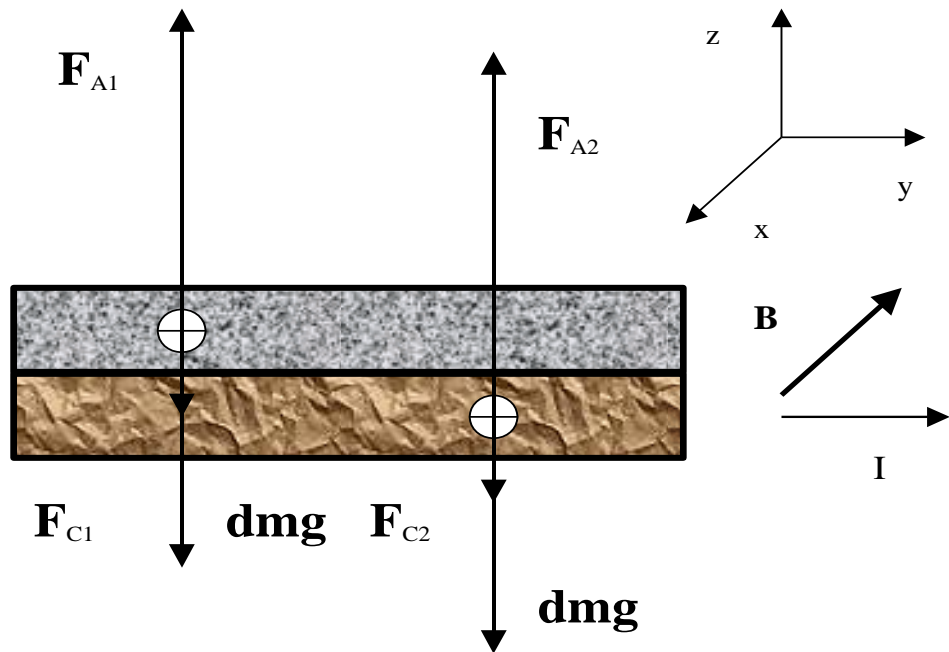


Рис. 6.3.7. Схема движения слоев жидкого металла.

На Рис. 6.3.7 показаны два слоя образца, которые движутся вверх под действием силы Ампера. За счет охлаждения, температура верхнего слоя меньше, чем нижнего, а поэтому его проводимость больше. Учитывая температурную зависимость удельной электропроводности $\sigma(T)$, получаем различие в ускорении движения слоев (Рис. 6.3.7):

$$a_1 - a_2 = \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{\gamma} \cdot E \cdot B, \quad (6.3.12)$$

где σ_1 , σ_2 – удельная электропроводность слоя с меньшей и большей температурами, E – напряженность электрического поля в проводнике.

При движении расплава в форму между слоями возникает дополнительное силовое воздействие, что связано с зависимостью электропроводности от распределения температурного фронта, динамики фазового перехода образца. Например, для висмута отношение удельных электропроводностей материала в твердом и жидком состояниях составляет $\sigma_s / \sigma_L \cong 0,43$. В этом случае ускорение нижних слоев, как слоев с большей температурой, будет большим, и они будут оказывать давление на верхние слои. У большинства металлов $\sigma_s > \sigma_L$, поэтому верхние слои будут иметь большее ускорение. У алюминия (Al), металла который лежит в основе многих литейных сплавов: $\sigma_s / \sigma_L \cong 1,64$. Неравномерность силы Ампера по высоте столба металла приведет к неоднородности плотности образца. На практике реализация схемы движения металла сверху вниз под действием гравитационных, вязких и дополнительных электромагнитных сил, позволит создать более качественную внутреннюю структуру изделия.

Оценка выбора плотности тока, который необходим для плавления выбранной дозы металла, была сделана без учета рассеяния энергии и потерь за счет теплообмена как: $j \geq \sqrt{\frac{\lambda \cdot \gamma}{\rho \cdot \Delta t}}$. Для висмута в жидком состоянии за $\Delta t = 1$ с, плотность тока удовлетворяет условию $j \geq 2 \cdot 10^7$ А/м². В эксперименте плотность тока составляла $\sim 7,5 \cdot 10^5$ А/м². Поэтому избыточного теплового влияния на процесс плавления сплава электрический ток не оказывал.

Основываясь на результатах эксперимента, был приведен расчет коэффициента сопротивления металла при движении в форме. Учитывая, что на дозу металла, движимого за счет силы Ампера, действуют также силы тяжести, сопротивления, поверхностного натяжения (Рис.6.3.7) и считая, что движение

объема происходило в условиях локального равновесия $dA \leq 0$, применим энергетический подход.

Работа силы Ампера равна по абсолютному значению сумме работ следующих сил: гравитационной, сопротивления, поверхностного натяжения:

$$A_{\text{амп}} = A_{\text{гр}} + A_{\text{с}} + A_{\text{п}} \quad (6.3.13)$$

Для расчета работ гравитационной силы, силы Ампера и силы поверхностного натяжения были использованы стандартные формулы:

$$A_{\text{ГР}} = \int_0^h \gamma \cdot S \cdot g \cdot h \cdot dh = \frac{\gamma \cdot S \cdot g \cdot h^2}{2} = \frac{m \cdot g \cdot h}{2}, \quad (6.3.14)$$

$$A_{\text{АМП}} = \int_0^h \sigma(h) \cdot E \cdot B \cdot S \cdot l \cdot dh, \quad (6.3.15)$$

$$\langle A_{\text{п}} \rangle = 2 \cdot \langle \sigma \rangle \cdot l_{\text{п}} \cdot h \quad (6.3.16)$$

С учетом размеров дозы металла, получаем оценку работы гравитационной силы - $\langle A_{\text{гр}} \rangle = 1,39 \cdot 10^{-5}$ Дж, силы Ампера - $\langle A_{\text{амп}} \rangle = 8,784 \cdot 10^{-5}$ Дж и силы поверхностного натяжения - $\langle A_{\text{п}} \rangle = 3,26 \cdot 10^{-5}$ Дж. Значение работы поверхностного натяжения было рассчитано по среднему значению коэффициента поверхностного натяжения составляющих расплав компонент, $\langle \sigma \rangle = 0,448$ Н/м. Из энергетического соотношения (6.3.13) выражаем работу силы сопротивления: $\langle A_{\text{с}} \rangle = \langle A_{\text{амп}} \rangle - \langle A_{\text{гр}} \rangle - \langle A_{\text{п}} \rangle$, значение которой составило $\langle A_{\text{с}} \rangle = 4,13 \cdot 10^{-5}$ Дж. Силу сопротивления оценивали как: $\langle F_{\text{с}} \rangle = \langle A_{\text{с}} \rangle / \langle h \rangle$ и ее значение составило $\langle F_{\text{с}} \rangle \approx 1,03 \cdot 10^{-2}$ Н. Учитывая ламинарный характер движения металла и задавая силу сопротивления в виде - $F_{\text{с}} = r \cdot v$, проведем оценку среднего значения коэффициента сопротивления:

$$\langle r \rangle = \langle F_{\text{с}} \rangle / \langle v \rangle \quad (6.3.17)$$

Согласно экспериментальным данным время движения металла и его результирующее перемещение составляли - $\tau \leq 2$ с, $\langle h \rangle = 4 \cdot 10^{-3}$ м, скорость движения расплава:

$\langle v \rangle = 2 \cdot 10^{-3}$ м/с. Коэффициент сопротивления, рассчитанный по формуле (6.3.17) с учетом погрешности измерений, имеет значение: $(5,15 \pm 0,72)$ (Н·с)/м.

Показано, что электрический ток и магнитное поле были использованы совместно для осуществления одной из операций технологического процесса изготовления изделия, связанного с заполнением формы жидким металлом. Реализация движения металла в форму за счет действия на объем металла силы Ампера, и измерение скорости движения объема при заданных силе тока I через движимый объем, индукции внешнего магнитного поля B и геометрии рассматриваемого объема, делает возможным косвенное измерение коэффициента сопротивления металла. Способ косвенного измерения значения коэффициента сопротивления позволяет предварительно исследовать совместное влияние параметров формы и жидкого металла (химический состав, температура и др.) на параметры процесса заполнения металла формы с помощью традиционных способов литья. Для регулирования скорости заполнения формы и, следовательно, высоты втягиваемого слоя жидкого металла необходимо подбирать значения параметров внешнего воздействия: амплитуду и длительность импульса тока, индукцию внешнего магнитного поля. Магнитная сила Ампера создает не только внешнее давление, требуемое для заполнения формы, но внутреннее, которое вызывает объемное сжатие слоев, что, способствует ликвидации пор, обеспечивает сплошность материала отливки.

6.4. Механические напряжения отливки цилиндрической формы в области скин-слоя

Ниже рассмотрена задача о возникновении механических напряжений в цилиндрических образцах из электропроводного материала под действием внешнего электромагнитного поля [128].

Как следует из уравнений Максвелла, в однородном квазилинейном проводнике переменный ток в отличие от постоянного распределяется неравномерно по сечению проводника, а концентрируется на его поверхности.

Это явление названо скин-эффектом и в свою очередь влечет за собой изменение эффективного сопротивления и самоиндукции проводника. Изложение теории скин-эффекта проводников базируется на основных уравнениях электромагнитного поля, уравнениях Максвелла [138], в приближении $j \gg \frac{\partial D}{\partial t}$:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \operatorname{rot} H &= j \end{aligned} \quad (6.4.1)$$

Рассмотрим простейший случай: однородный бесконечный проводник занимает полупространство $z > 0$ и его поверхность совпадает с плоскостью $z = 0$. При этом электрическое поле направлено по оси x : $\mathbf{E} (E_{ox}(z), 0, 0)$ (Рис.6.4.1), а ток, в случае электрически изотропной среды, совпадает с ним.

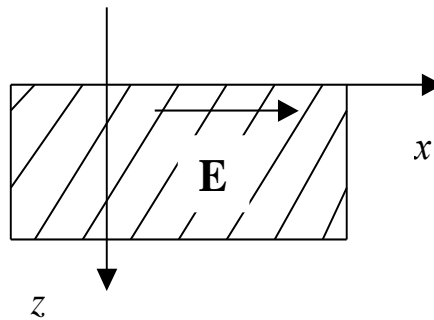


Рис. 6.4.1. Электромагнитное поле в области проводника.

Решая данную систему (6.4.1) относительно электрической и магнитной составляющих напряженности электромагнитного поля в однородной проводящей среде, не содержащей объемный заряд, получаем выражение для амплитуды напряженности электрического поля:

$$E_x = B \cdot e^{-pz} \cdot \cos(\omega t - pz) \quad (6.4.2)$$

Здесь введено обозначение $p^2 = \frac{\omega \mu \mu_0 \sigma}{2}$.

Плотность тока в среде:

$$j = \sigma \cdot E_x = j_0 \cdot e^{-pz} \cdot \cos(\omega t - pz), \quad (6.4.3)$$

где j_0 – плотность электрического тока на поверхности проводника.

Глубина, на которой амплитуда плотности электрического тока уменьшается в e – раз, называют глубиной скин-слоя:

$$\delta = \sqrt{2/\omega \mu \mu_0 \sigma} \quad (6.4.4)$$

Значение параметра δ зависит не только от частоты электромагнитного поля, но и от удельной электропроводности σ . При этом значение удельной электропроводности определяется не только выбором материала, но и его состоянием. Вклад электропроводности при скин-эффекте будет неоднозначным в условиях фазового перехода. Меняя частоту воздействия, можно регулировать глубину скин-слоя. Применяя на этапе начала кристаллизации высокие частоты, можно осуществить разогрев периферийной области, а затем, по мере движения фронта кристаллизации уменьшать частоту, добиваясь электромагнитного воздействия на объем образца. Скорость уменьшения частоты должна быть согласована со скоростью движения фронта кристаллизации в направлении, перпендикулярном току.

В рамках решения проблемы управления технологическими процессами, при выборе режимов и параметров воздействия, в частности, в условиях фазового перехода, а также в жидком и твердом состояниях, следует учитывать степень влияния на глубину скин-слоя δ удельного электросопротивления ρ и относительной магнитной проницаемости μ . Учитывая (6.4.4), степень влияния

параметров ρ и μ на δ выражается как: $f_{\delta\rho} = \partial\delta/\partial\rho = \sqrt{2/\omega\mu_0} \cdot 1/2 \cdot \sqrt{\rho\mu}$ -

влияние ρ и $f_{\delta\mu} = \left| \partial\delta/\partial\mu \right| = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{2 \cdot \rho / \omega \cdot \mu \cdot \mu_0} \cdot 1/\mu$ - влияние μ . Таким образом,

учет степени влияния параметров ρ и μ показал, что $f_{\delta\rho} / f_{\delta\mu} = \mu / \rho$.

Оценим глубину скин-слоя для алюминия в условиях фазового перехода. Как известно, алюминий относится к классу парамагнетиков: $\chi = \mu - 1 > 0$; $\mu > 1$; $\mu = 1,000023$; $T_{пл} = 933$ К [89].

Для материала, не имеющего изменения по параметру μ в условиях фазового перехода, отношение для δ имеет вид:

$$\frac{\delta_L}{\delta_S} = \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_S}} \quad (6.4.5)$$

В случае с алюминием $\delta_L/\delta_S = 1,28$ при $\rho_L/\rho_S = 1,64$ [89, 139].

Учтем влияние температуры на глубину скин-слоя. Данное влияние будет проявляться через температурную зависимость удельной электропроводности для жидкого и твердого агрегатных состояний. Температурная зависимость удельного электросопротивления алюминия, в диапазоне температур $84 < T < T_{пл}$ К (твердое состояние) [139], аппроксимируется выражением вида: $\rho_S(T) = 6 \cdot 10^{-14} \cdot T^2 + 8 \cdot 10^{-11} \cdot T - 9 \cdot 10^{-10}$. Тогда расчеты по (6.4.4) позволяют получить температурную зависимость глубины скин-слоя $\delta(T)$, представленную на Рис.6.4.2.

Температурная зависимость удельного электросопротивления алюминия, в диапазоне температур $973 < T < 1473$ К (жидкое состояние) [139], может быть аппроксимирована выражением вида: $\rho_L(T) = 10^{-10} \cdot T + 10^{-7}$. Аналогичная зависимость $\delta(T)$ для случая жидкого состояния алюминия представлена на Рис. 6.4.3.

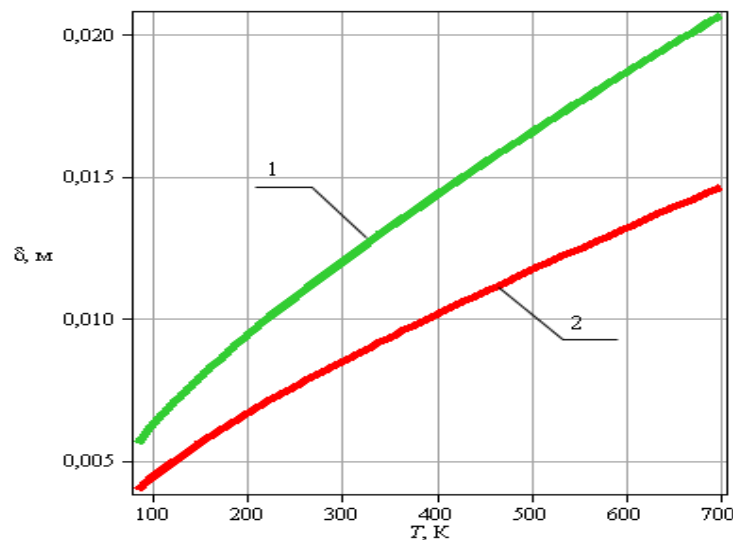


Рис. 6.4.2. Температурная зависимость глубины скин-слоя для твердого состояния Al на частоте 50 Гц (кривая 1) и на частоте 500 Гц (кривая 2).

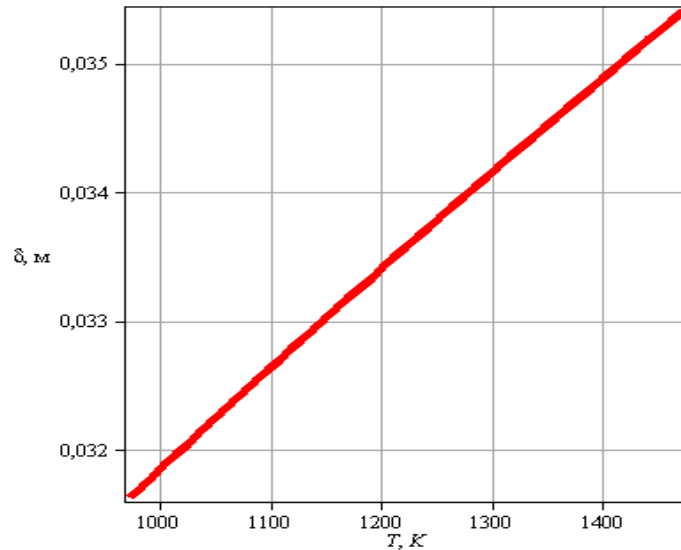


Рис.6.4.3. Температурная зависимость глубины скин-слоя для жидкого состояния Al на частоте 50 Гц

Рассмотрим особенности механически напряженного состояния проводящей среды в условиях реализации скин-эффекта. Наличие переменного магнитного поля $B = B_m \cdot \sin(\omega t)$ и связанного с ним вихревого электрического в проводящей среде обусловит силу Ампера F_A . Используя уравнение Максвелла для вихревого электрического поля, получаем напряженность вихревого электрического поля:

$$E(r) = \frac{B_m \omega r}{2} \cdot \cos(\omega t) \quad (6.4.6)$$

и плотность тока в проводнике:

$$j = E / \rho = \frac{B_m \omega r}{2\rho} \cdot \cos(\omega t) \quad (6.4.7)$$

Объемная плотность силы Ампера $\vec{f}_A = [\vec{j} \cdot \vec{B}]$ для указанной геометрии проводника будет определяться выражением:

$$f_A = \frac{B_m^2 \nu \pi r}{2\rho} \cdot \sin(2\omega t) \quad (6.4.8)$$

Для алюминиевого проводника, находящегося в жидком состоянии при $T = 1073$ К ($\rho_L = 2,93 \cdot 10^{-7}$ Ом·м) на частоте $\nu = 50$ Гц, $B_m = 1$ Тл, $r = 5$ мм,

амплитудное значение силы Ампера составляет: $f_{Am} \cong 1,2 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^3$. Так как $f_A \sim 1/\rho$, то в справедливо соотношение для амперовых сил в твердом и жидком состояниях металлической среды в неизменном сечении: $f_{AS}/f_{AL} = \rho_L/\rho_S$. У большинства металлов $\rho_L/\rho_S > 1$, исключение составляют висмут и кадмий [89,139,140].

На Рис.6.4.4 представлена температурная зависимость магнитного давления для алюминия в твердом состоянии на частотах 50 Гц (кривая 1) и 100 Гц (кривая 2).

На Рис.6.4.5 представлена температурная зависимость магнитного давления для алюминия в жидком состоянии на частоте 50 Гц.

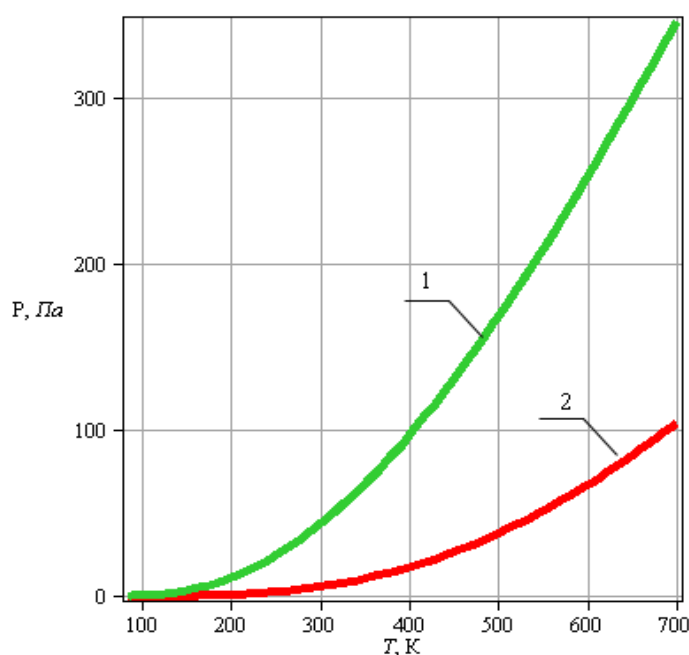


Рис. 6.4.4. Температурная зависимость магнитного давления в алюминиевом проводнике: кривая 1 - 50 Гц и кривая 2 - 100 Гц.

Введем механические напряжения, возникающие в проводнике за счет силы Ампера f_A (6.4.8). На Рис.6.4.6 представлена схема сил, действующих на элемент проводника.

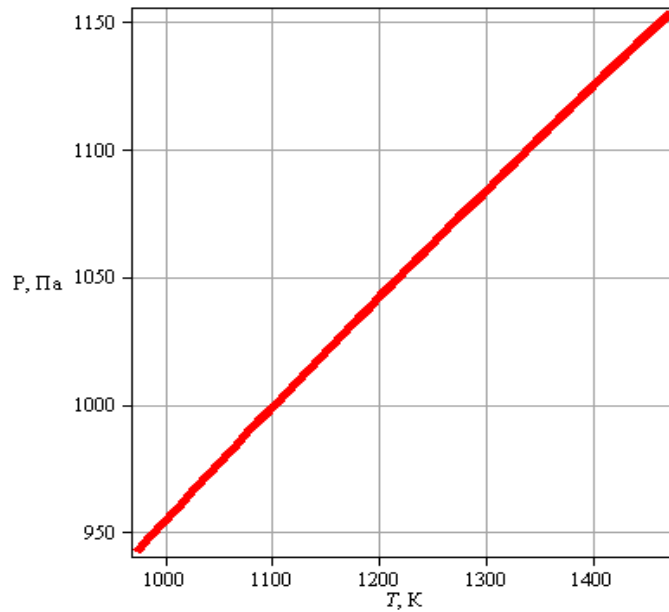


Рис. 6.4.5. Температурная зависимость магнитного давления в алюминиевом проводнике: кривая 1 - 50 Гц и кривая 2 - 100 Гц.

Механические напряжения в поперечном (радиальном) направлении можно определить, как $\sigma = \frac{f_A}{(H \cdot D)}$. Здесь H – длина, а D – толщина цилиндрического слоя. Так как сила Ампера является знакопеременной (6.4.8), то есть будет менять свое направление, поэтому механические напряжения будут в равной мере как сжимающими, так и растягивающими.

Из условия равновесия малого элемента проводника выразим внутреннюю сжимающую (растягивающую) силу f :

$$2f \cdot \sin(\Delta\alpha/2) = f_A \cdot r \cdot \Delta\alpha \cdot D \cdot H \quad (6.4.9)$$

Используя условие малости элемента $\sin(\Delta\alpha/2) \sim \Delta\alpha/2$, получаем выражение для сжимающей силы f :

$$f = f_A \cdot H \cdot r \cdot D \quad (6.4.10)$$

Механические напряжения в проводнике будут определяться выражением:

$$\sigma = \frac{B_m^2 \nu \pi r^2}{2\rho} \cdot \sin(2 \cdot \omega t). \quad (6.4.11)$$

Оценка амплитуды механических напряжений $\sigma_m = \frac{B_m^2 \nu \pi r^2}{2\rho}$ для алюминия ($\rho = 2,69 \cdot 10^{-8}$ Ом·м при $T = 293$ К) на частоте $\nu = 50$ Гц, $B_m = 1$ Тл, $r = 5$ мм дает значение $\sigma = 0,73 \cdot 10^5$ Па.

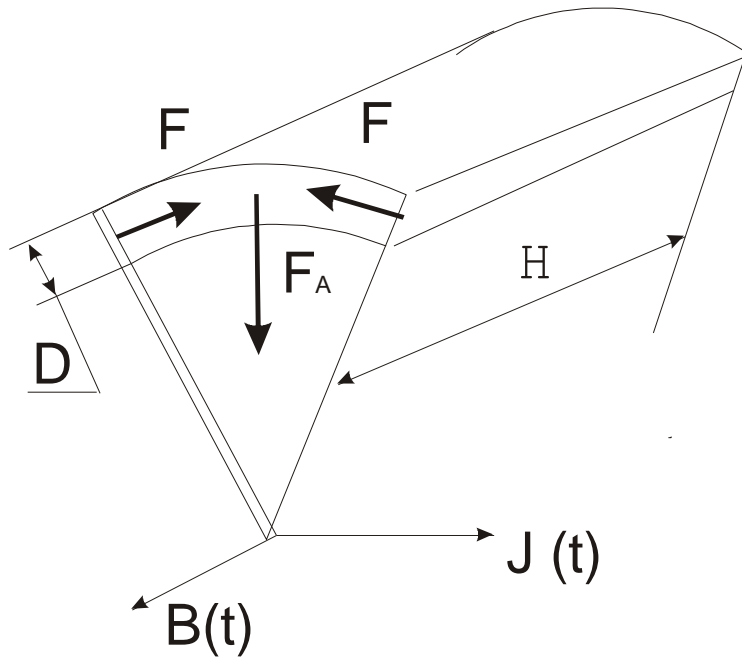


Рис.6.4.6. Силы, действующие на элемент проводящей среды.

В данном случае сила Ампера, механические напряжения являются знакопеременной функцией одинаковой фазы. Следовательно, в проводнике, помещенном во внешнее переменное магнитное поле, возникают неоднородные механические напряжения растяжения-сжатия. Неоднородность механических напряжений связана не только с конфигурацией проводника, но и с возможным градиентом удельного электросопротивления ρ в поперечном направлении за счет его нагрева и изменения фазового состояния. Для проводника цилиндрической формы для механических напряжений имеем: $\sigma \sim r^2$. Поэтому механические напряжения являются не только знакопеременными, за счет характера магнитного воздействия, но и различаются по сечению проводника за счет неоднородности его свойств. То есть в проводнике образуются слои с

различными по значению механическими напряжениями. Если учесть, что для расплавов выполняется условие: $\rho_L > \rho_S$, то механические напряжения в слое, находящемся в твердом состоянии, будут большими по значению, чем в жидком. Например, для алюминия в условиях фазового перехода $\sigma_S / \sigma_L = \rho_L / \rho_S > 1$, так как для алюминия $\rho_L / \rho_S = 1,64$ [89, 139]. Это может привести к появлению дополнительных сдвиговых напряжений в слоях.

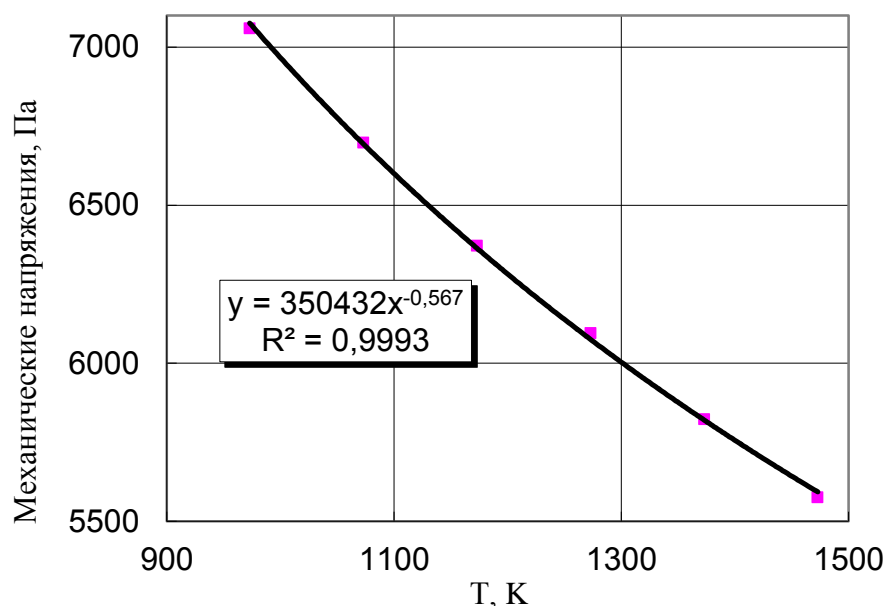


Рис. 6.4.7. Температурная зависимость амплитуды механических напряжений для Al в жидком состоянии ($T_{пл} < T < 1500$ К).

Температурная зависимость удельного электросопротивления алюминия, в диапазоне температур $973 < T < 1473$ К (жидкое состояние) [139], может быть аппроксимирована выражением вида: $\rho_L(T) = 10^{-10} \cdot T + 10^{-7}$.

Для указанного интервала температур на Рис. 6.4.7 представлена температурная зависимость амплитуды механических напряжений (6.4.11) при $B_m = 1$ Тл, $\nu = 50$ Гц, $r = 5$ мм.

Температурная зависимость удельного электросопротивления алюминия, в диапазоне температур $84 < T < T_{пл}$ К (твердое состояние) [139], может быть аппроксимирована выражением вида: $\rho_S(T) = 6 \cdot 10^{-14} \cdot T^2 + 8 \cdot 10^{-11} \cdot T - 9 \cdot 10^{-10}$. Для указанного интервала температур на Рис. 6.4.8 представлена температурная

зависимость амплитуды механических напряжений (6.4.11) при $B_m = 1$ Тл, $\nu = 50$ Гц, $r = 5$ мм.

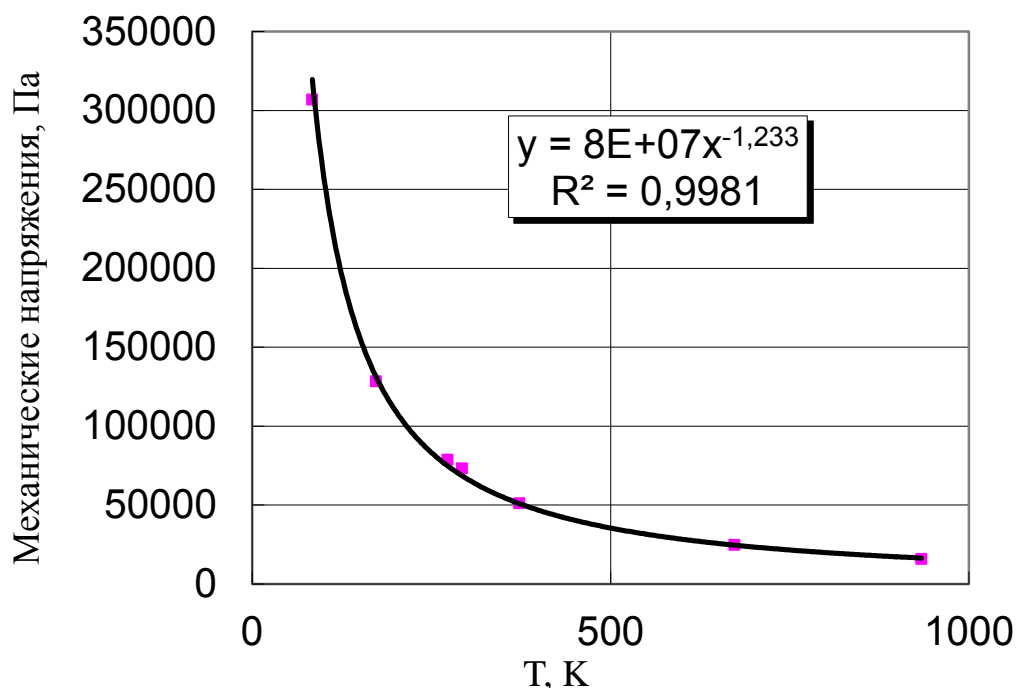


Рис. 6.4.8. Температурная зависимость амплитуды механических напряжений для Al в жидком состоянии ($84 < T < T_{III}$ К).

Используя данные (Рис. 6.4.7 и Рис. 6.4.8), получаем значение механических напряжений в точках фазового перехода $\sigma_s(T_{III}) = 1.56 \cdot 10^4$ Па и $\sigma_L(T_{III}) = 1.02 \cdot 10^4$ Па.

Для точного расчета эпюры механических напряжений в сечении образца необходимо решать совместно уравнения механики сплошной среды и теплопроводности в условиях электромагнитного внешнего воздействия.

Известно, что применение переменного электрического тока или переменного внешнего магнитного поля при изготовлении изделий с помощью литейных технологий приводит к ухудшению их механических свойств [29]. Такой характер распределения механических напряжений будет негативно отражаться на качестве структуры материала, возможно появление

дополнительных газовых пор, включений, деформаций и, конечно, появляется рыхлость структуры (недостаточная плотность) приповерхностного слоя. Получение качественных тонкослойных изделий, микроизделий, у которых проблематичной является последующая обработка поверхности, будет практически затруднительной. При получении отливок в условиях электромагнитного внешнего воздействия необходимо исключить возможность изменения знака механических напряжений, не исключая эффект возникновения механического давления за счет электромагнитного поля. Для того чтобы обеспечить напряжения одного вида: либо сжатия, либо растяжения, необходимо применять импульсное воздействие. При этом импульсы должны быть одинаковы по форме и по знаку. Целесообразно применение импульсов вида урезанных синусоид с длительностью $T/4$ (Рис. 6.4.9).

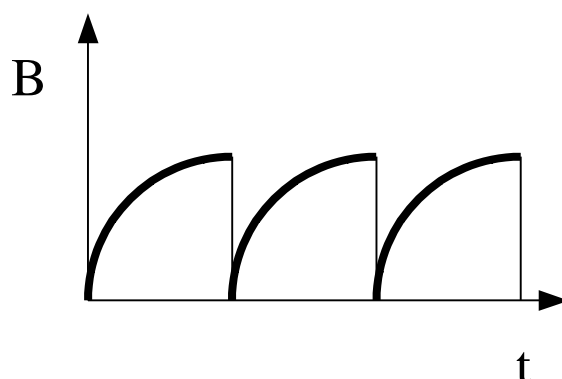


Рис. 6.4.9. Временная зависимость индукции внешнего магнитного поля.

Использование электромагнитных полей и переменных токов как дополнительного фактора в технологических процессах, в которых при формообразовании изделия имеет место фазовый переход, делает процесс не только более наукоемким, но и позволяет оказать влияние на формирование эксплуатационных свойств изделия.

6.5. Новый критерий для оценки вероятности образования микропористости в отливках

В разделе 6.5 рассмотрен новый критерий образования микропористости, учитывающий ряд существенных технологических факторов, среди которых

атмосферное и металлостатическое давление, газонасыщенность сплава. Критерий является безразмерным и содержит только измеряемые или контролируемые параметры и не требует дополнительной экспериментальной информации. Важной особенностью критерия является отсутствие радиуса критического зародыша микропоры. Вместо исходного критического размера зародыша кристаллизации используется расстояние между осями дендритов осей второго порядка. Точнее вводится его оценка по расстоянию между вторичными осями дендритов. Предлагаемый критерий оценки образования микропористости рекомендуется использовать в системах моделирования затвердевания отливки для более точного предсказания образования микропористости в сечении отливки[107].

1. Введение

Одним из самых эффективных методов прогноза микропористости в отливках считается метод прямого моделирования процесса образования пор при затвердевании на основе использования уравнения Дарси [141-146]. Вместе с тем, математические модели, используемые в методе прямого моделирования процесса образования пор при затвердевании, в настоящее время недостаточно точны для практического применения и требуют дальнейшего детального совершенствования.

Рассмотрим критерии образования пористости, которые чаще применяют на практике. Одним из популярных критериев по оценке пористости является критерий Ниямы [147,148]. У этих критериев, как и у критерия Ниямы, одним из главных недостатков является отсутствие учета технологических факторов. Зачастую, именно технологические факторы существенно влияют на образование микропористости. Концепция критерия Ниямы основана на нахождении критического значения пористости сравнением параметров затвердевания, получаемых моделированием, с результатами натурального эксперимента [147]. Эта концепция является, как достоинством критерия Нияма - учет реального процесса затвердевания, так и недостатком - использование результатов натурального эксперимента в других условиях

протекания процесса, особенно при изменении технологических параметров, например, газонасыщенности сплава, конструкции литниково-питающей системы (металлостатического давления) и прочие параметры. В работе [148] удалось несколько ослабить зависимость от натурального эксперимента, так как была использована безразмерная форма критерия Нияма, а в работах [149,150] предложен метод корректировки критического значения числа Ниямы за счет изменения технологических параметров (таких как: затруднение усадки, газонасыщенность сплава, металлостатическое давление). Это позволило несколько ослабить зависимость критерия Ниямы от натурального эксперимента.

В рассмотренном ниже новом критерии, выработана математическая модель образования микропористости, содержащая параметры затвердевания и значения технологических параметров в их взаимном влиянии. Это дает возможность теоретически определять критические значения комбинаций параметров, определяющих образование микропористости, без привлечения натурального эксперимента. Для того, чтобы проиллюстрировать возможности нового критерия, в математическую модель введены только два технологических параметра: металлостатическое давление и газонасыщенность сплава. Для простоты использования модели, при расчете механического равновесия газового пузырька в жидком металле учитывается только влияние металлостатического давления, однако его влияние на фильтрационное движение жидкого расплава, как проводилось в работе [150] не учитывается. Газонасыщенность сплава представлена через газовое давление в пузырьке. При этом газонасыщенность сплава можно дополнительно связать с равновесной концентрацией растворенного газа в жидком металле [142, 150-152].

Вывод критерия

Рассмотрим условие образования пористости в произвольной точке x^* . Здесь и далее символ «*» у переменной означает произвольное, но фиксированное значение, например, x^* или f_l^* . Условие образования

пористости в произвольной точке x^* для одномерной двухфазной зоны $0 \leq x^* \leq L$ (Рис.6.5.1) можно представить в форме неравенства Пивоньки - Флемингса [141]:

$$\Delta P_{cr}(x^*) < \Delta P_l(x^*) \quad (6.5.1)$$

где $\Delta P_{cr}(x^*)$ - критический перепад давления в точке двухфазной зоны, при котором возникают условия для образования микропор; $\Delta P_l(x^*)$ - перепад давления в данной точке расплава.

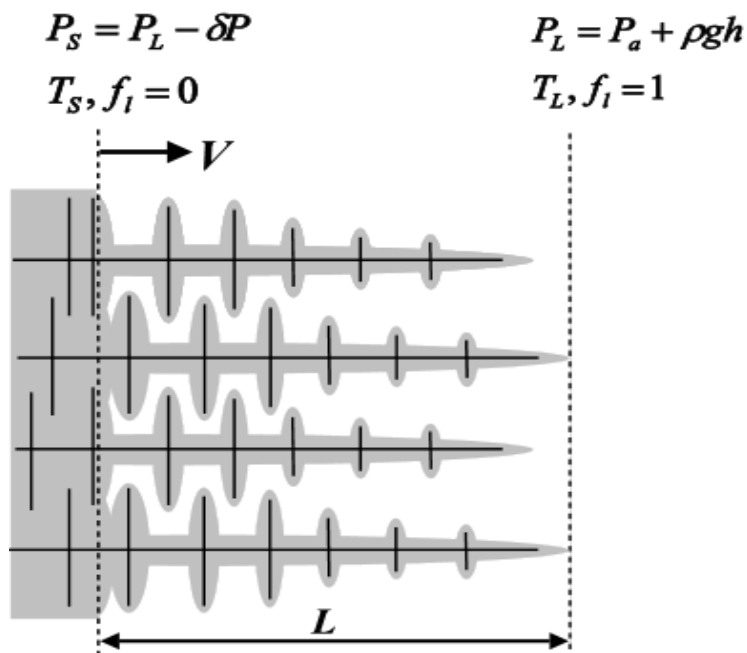


Рис. 6.5.1. Двухфазная зона расплава с дендритными отростками.

Составляющие неравенства (6.5.1) вычисляются по формулам $\Delta P_{cr}(x^*) = P_L - P_{cr}(x^*)$ и $\Delta P_l(x^*) = P_L - P_l(x^*)$, где $P_{cr}(x^*)$ - давление в расплаве в данной точке, при котором создаются условия для образования пор; $P_l(x^*)$ - давление в расплаве в данной точке.

С помощью неравенства (6.5.1) можно построить критерий образования пористости для произвольной точки x^* двухфазной зоны:

$$Por(x^*) = \frac{\Delta P_{cr}(x^*)}{\Delta P_l(x^*)} < 1 \quad (6.5.2)$$

Следует полагать, что, если неравенство (6.5.2) выполняется - то пористость в отливке есть, если же неравенство не выполняется - то пористости нет.

Проведем анализ числителя и знаменателя критерия (6.5.2) в пределах двухфазной зоны.

Числитель – критический перепад давления для образования пор

Как полагают в работах [142-146,148-151 др.], начиная с работы [141], критическое давление $P_{cr}(x^*)$ в некоторой точке двухфазной зоны можно выразить из условия механического равновесия кавитационного пузырька в жидком металле по формуле:

$$P_{cr}(x^*) = P_g - P_\sigma, \quad (6.5.3)$$

где P_g - давление газа в кавитационном пузырьке, а P_σ - капиллярное давление, равное:

$$P_\sigma = \frac{2\sigma}{r_0}, \quad (6.5.4)$$

здесь σ - поверхностное натяжение, r_0 - радиус кавитационного пузырька (зародыша поры). С учетом (6.5.4) формула (6.5.3) принимает вид:

$$P_{cr}(x^*) = P_g - \frac{2\sigma}{r_0}, \quad (6.5.5)$$

а критический перепад давления:

$$\Delta P_{cr}(x^*) = P_L - P_g + \frac{2\sigma}{r_0} \quad (6.6.6)$$

С физической точки зрения, давление в газовом пузырьке P_g , находящемся в жидком металле, зависит от скорости диффузии газа из жидкой фазы в пузырек. При высокой скорости диффузии и известном законе состояния газа в пузырьке, газовое давление в пузырьке можно выразить через его радиус: $P_g = P_g(r_0)$. Однако величина радиуса кавитационного пузырька – зародыша поры r_0 для металлических жидкостей, как правило, неизвестна.

Важным отличием данного критерия является отказ от использования конкретного значения величины r_0 . При этом рекомендуется использовать оценку критического размера зародыша по расстоянию между вторичными ветвями дендритов. Данное условие было частично использовано в работе

[153], где предлагается использовать значение $r_0 = 0.5\lambda_2$. В этом случае [153] в сетке вторичных ветвей дендритов должно быть некоторое свободное пространство, где эта микропора может разместиться. Данное свободное пространство должно учитывать долю жидкой фазы. Поэтому, предполагается, что данное свободное пространство можно охарактеризовать размером $r_{\max} = 0.5f_l\lambda_2$, т.е. радиусом шара, вписанного в жидкую часть междендритного пространства между вторичными ветвями дендритов, Рис. 6.5.2.

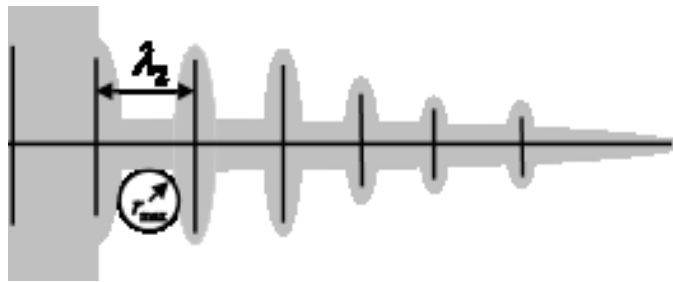


Рис. 6.5.2. Дендрит с кавитационным пузырьком.

Будем полагать, что, если в двухфазной зоне возникает кавитационный пузырек (зародыш микропоры), то для него справедливо условие $r_0 \leq r_{\max}$. С учетом принятого соотношения, критический перепад давления будет равен:

$$\Delta P_{cr}(x^*) = P_L - P_g + \frac{4\sigma}{f_l\lambda_2} \quad (6.5.7)$$

Знаменатель - перепад давления в расплаве

При описании фильтрационного течения расплава в одномерной двухфазной зоне было использовано уравнение фильтрации Дарси:

$$uf_l = -\frac{K}{\mu} \frac{dP}{dx} \quad (6.5.8)$$

где u – скорость фильтрации, f_l – доля жидкой фазы, μ – динамическая вязкость, $K = \frac{\lambda_2^2}{180} \frac{f_l^3}{(1-f_l)^2}$ коэффициент фильтрации по Карман - Козени [154,155], λ_2 – расстояние между вторичными осями дендритов (Рис. 6.5.2).

Решение уравнения сохранения массы для фильтрации в одномерной стационарной двухфазной зоне с учетом фазовой усадки $\frac{df_l \mu}{dx} + \beta V \frac{df_l}{dx} = 0$

позволяет получить соотношение для скорости фильтрации:

$$u(x^*) = -\beta V = \text{const} \quad (6.5.9)$$

где V - скорость фронта кристаллизации (Рис. 6.5.1); $\beta = (\rho_s - \rho_l) / \rho_l$ - коэффициент объемной усадки, ρ_s и ρ_l - плотность твердой и жидкой фаз.

Подставив (6.5.9) в (6.5.8) получим:

$$\beta V f_l = \frac{K}{\mu} \frac{dP}{dx} \quad (6.5.10)$$

Разделяя переменные и интегрируя (6.5.10) по x от x^* до L , при постоянной скорости движения фронта кристаллизации $V = \text{const}$, получаем искомый перепад давления в точке x^* :

$$\Delta P_l(x^*) = \int_{x^*}^L \frac{\mu \beta V f_l}{K} dx \quad (6.5.11)$$

Далее следует перейти к безразмерной температуре $\theta = (T(x) - T_s) / \Delta T$, где $\Delta T = T_L - T_s$, заменяя переменную x на f_l и предполагая, что μ, β, λ_2 постоянны в пределах двухфазной зоны, а $G = (T_L - T_s) / L$ - средний градиент температуры, получим:

$$\Delta P_l(x^*) = \frac{\mu \beta \Delta T}{\lambda_2^2} \frac{V}{G} \int_{f_l^*}^1 180 \varphi \left(\frac{1 - f_l}{f_l} \right)^2 \frac{d\theta}{df_l} df_l \quad (6.5.12)$$

где $\varphi = \frac{1}{\frac{dT}{dx}(f_l) G}$ - обратная величина относительного (относительно среднего) градиента.

Для случая линейного распределения температурного поля в двухфазной зоне $\varphi = 1$.

Обозначим интеграл в правой части:

$$I(f_l^*) = \int_{f_l^*}^1 180 \varphi \left(\frac{1 - f_l}{f_l} \right)^2 \frac{d\theta}{df_l} df_l \quad (6.5.13)$$

Тогда выражение для перепада давления в расплаве (6.5.12) можно записать в виде:

$$\Delta P_l(x^*) = \mu \beta \Delta T \frac{V}{\lambda_2^2 G} I(f_l^*) \quad (6.5.14)$$

и с учетом (6.5.14) и (6.5.7), новый критерий образования пористости (6.5.2) в любой точке стационарной двухфазной зоны принимает вид:

$$Por(x^*) = \frac{\Delta P_{cr}(x^*)}{\Delta P_l(x^*)} = \frac{P_L - P_g + \frac{4\sigma}{f_l^* \lambda_2}}{\mu \beta \Delta T \frac{V}{\lambda_2^2 G} I(f_l^*)} < 1 \quad (6.5.15)$$

Если неравенство (6.5.15) выполняется хотя бы для одной точки стационарной двухфазной зоны, то будет происходить образование пористости.

1. Анализ критерия

Для удобства анализа предлагаемого критерия, сделаем некоторые арифметические действия: умножим числитель и знаменатель (6.5.15) на величину f_l^* и представим (6.5.15) в эквивалентной форме:

$$\left(P_L - P_g + \frac{4\sigma}{\lambda_2 f_l^*} \right) f_l^* < \mu \beta \Delta T \frac{V}{\lambda_2^2 G} f_l^* I(f_l^*) \quad (6.5.16)$$

Так как на практике, доля жидкой фазы нелинейно зависит от температуры, то это усложняет вычисление интеграла $I(f_l^*)$. Для упрощения вычислений примем линейное распределение температуры в двухфазной зоне и линейную связь температуры с долей жидкой фазы. Тогда в пределах двухфазной зоны имеем:

$$\begin{cases} T(f_l) = T_s + (T_L - T_s) f_l \\ \varphi = 1 \\ \theta(f_l) = f_l \\ d\theta / df_l = 1 \end{cases} \quad (6.5.17)$$

В данном виде интеграл (6.5.13) с учетом (6.5.17) можно вычислить аналитически:

$$I(f_l^*) = 180 \int_{f_l^*}^1 \left(\frac{1-f_l}{f_l} \right)^2 df_l = 180 \left[\frac{1-f_l^{*2}}{f_l^*} + 2 \ln f_l^* \right] \quad (6.5.18)$$

а перепад давления (6.5.14) с учетом (6.5.18) будет равен:

$$\Delta P_l(x^*) = 180 \mu \beta \Delta T \frac{V}{\lambda_2^2 G} \left[\frac{1-f_l^{*2}}{f_l^*} + 2 \ln f_l^* \right] \quad (6.5.19)$$

Учитывая давление на ликвидусе $P_L = P_a + \rho gh$, получим эквивалентную форму неравенства (6.5.16), пригодную для анализа:

$$\frac{1}{180\mu\beta\Delta T} \frac{\lambda_2^2 G}{V} \left[(P_a + \rho gh - P_g) f_l^* + \frac{4\sigma}{\lambda_2} \right] < 1 - f_l^{*2} + 2f_l^* \ln f_l^* \quad (6.5.20)$$

Рассмотрим правую часть неравенства. Правая часть неравенства (6.5.20) изменяется от 1 до 0 и представляет собой монотонно убывающую выпуклую вниз функцию (Рис. 6.5.3 и Рис. 6.5.4, кривая 1). Левая часть представляет собой график прямой. График функции в правой части фиксирован и зависит только от доли жидкой фазы. График прямой, задаваемой левой частью неравенства (6.5.20), может иметь разный наклон и разную высоту по оси ординат. Поведение данного графика зависит от значения технологических параметров и физических свойств сплава. Таким образом, взаимное расположение графика левой и правой частей неравенства (6.5.20) отражает в графической форме влияние технологических и физических параметров на образование микропористости. Рассмотрим возможные варианты поведения прямой.

Во-первых, в зависимости от знака выражения $P_a + \rho gh - P_g$, угловой коэффициент прямой будет положительным (Рис.6.5.3) или отрицательным (Рис. 6.5.4). В случае малого газового давления (малой газонасыщенности сплава), при $P_a + \rho gh - P_g \geq 0$ (Рис. 6.5.3), графики левой и правой частей (6.5.20) могут не пересекаться вообще (прямые 3 и 4). В этом случае условия для образования пористости во всей двухфазной зоне отсутствуют. Или могут пересекаться в одной точке (прямая 2). В последнем случае будет образовываться пористость.

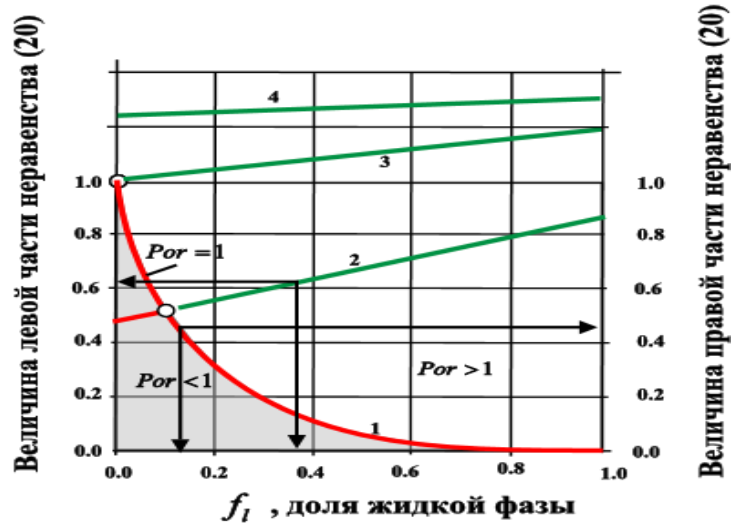


Рис. 6.5.3. Анализ критерия пористости при малой газонасыщенности расплава.

Для того чтобы пористость не возникла, график прямой должен иметь пересечение с осью ординат в точке, значение которой определяется неравенством $\frac{\lambda_2 \sigma}{45 \mu \beta \Delta T V} \frac{G}{V} \geq 1$ (Рис. 6.5.3, кривые 3 и 4). Данное решение получено из левой части (6.5.20) при $f_l^* = 0$.

Если расплав сильно газонасыщен ($P_a + \rho gh - P_g < 0$), то прямая левой части (6.5.20) будет иметь отрицательный наклон (Рис. 6.5.4, кривые 2, 3, 4).

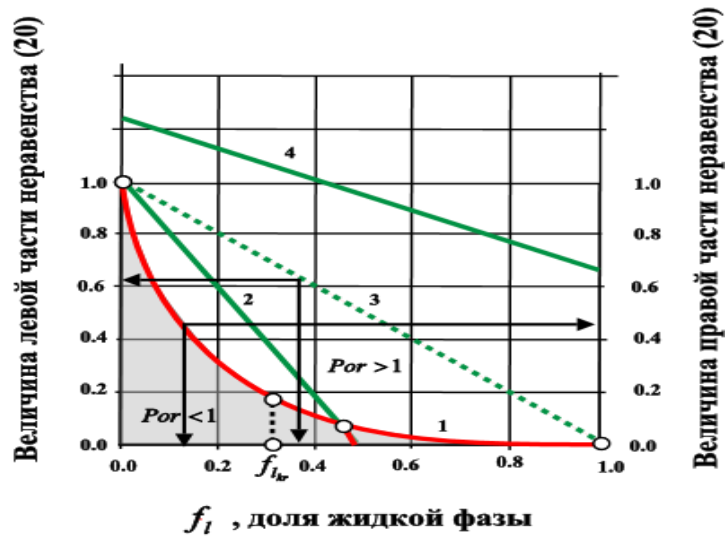


Рис. 6.5.4. Анализ критерия при сильной газонасыщенности расплава.

Мы можем видеть, что графики левой и правой частей неравенства (6.5.20) могут или не пересекаться вообще (прямые 3 и 4), что означает отсутствие

условий для образования пористости во всей двухфазной зоне, или могут пересекаться в одной точке (прямая 2).

Для отсутствия пористости достаточно, чтобы график прямой был выше кривой 1 в точках $f_i = 0$ и $f_i = 1$ (из-за выпуклости вниз кривой 1). Для точки $f_i = 0$

искомое значение уже найдено: $\frac{\lambda_2 \sigma}{45 \mu \beta \Delta T V} \frac{G}{V} \geq 1$. Для точки $f_i = 1$ из левой части

(6.5.20) нетрудно получить условие $P_a + \rho gh + \frac{4\sigma}{\lambda_2} > P_g$. Следовательно, новый

критерий образования микропористости при линейных допущениях (6.5.17) может быть сформулирован так: микропористость будет образовываться в двухфазной зоне, если выполняется хотя бы одно из условий:

$$\frac{\lambda_2 \sigma}{45 \mu \beta \Delta T V} \frac{G}{V} < 1 \text{ или } \frac{P_a + \rho gh + \frac{4\sigma}{\lambda_2}}{P_g} < 1.$$

В более компактной формулировке новый критерий образования микропористости имеет следующий вид:

$$Por = \min \left(\frac{\lambda_2 \sigma}{45 \mu \beta \Delta T V} \frac{G}{V}, \frac{P_a + \rho gh + \frac{4\sigma}{\lambda_2}}{P_g} \right) < 1 \quad (6.5.21)$$

Подчеркнем, что полученный критерий не содержит фиксированного значения радиуса кавитационного пузырька. Вместо этого используется геометрическое условие, ограничивающее размеры возможного пузырька в жидкой фазе, содержащейся в пространстве между вторичными осями дендритов.

2. Обсуждение

Если на практике будет иметь место малая газонасыщенность расплава $P_g < P_a + \rho gh$, то значение критерия на фронте затвердевания однозначно определяет условия образования пористости во всей двухфазной зоне. Если $Por(0) > 1$, то пористости не будет во всей двухфазной зоне.

В случае высокой газонасыщенности сплава $P_g \geq P_a + \rho gh$ для отсутствия в двухфазной зоне микропористости уже необходимо выполнение двух условий при нулевом и единичном значении доли жидкой фазы: $Por(0) > 1$ и $Por(1) > 1$. Заметим, что второе условие - условие отсутствия микропористости на ликвидусе, т.е. при $f_l^* = 1$, когда твердой фазы еще нет, требует пояснений. Известно, что перемещение жидкой фазы в двухфазной зоне по фильтрационной модели начинается со значения доли жидкой фазы, меньше некоторого критического значения $f_{l_{kr}} < 1$, например, для алюминиевых сплавов во многих экспериментах установлено значение $f_{l_{kr}} = 0.35$ [156]. Таким образом, условие при единичном значении доли жидкой фазы правильнее переписать в виде $Por(f_{l_{kr}}) > 1$. С математической точки зрения условие $Por(1) > 1$ является более жестким ограничением для отсутствия пористости, т.е. если это условие выполняется, то тем более будет выполняться условие $Por(f_{l_{kr}}) > 1$. Условие $Por(1) > 1$ может быть полезно для оценки образования пористости в отливках из сплавов, где величина $f_{l_{kr}}$ еще неизвестна.

Следует отметить еще одну важную особенность. Для частного случая, при постоянной скорости фронта затвердевания $V = const$ и выполнении условий (6.5.17) время t нахождения точки отливки в двухфазной зоне будет $t = L/V$. Соответственно скорость охлаждения $R = \frac{T_L - T_s}{t} = \frac{GL}{t} = GV$. Если в (6.5.21) выразить $V = R/G$, то в новом критерии (6.5.21) появится хорошо известный критерий Ниямы $Ni = G/\sqrt{R}$:

$$Por = \min \left(\frac{\lambda_2 \sigma}{45 \mu \beta \Delta T_l} Ni^2, \frac{P_a + \rho gh + \frac{4\sigma}{\lambda_2}}{P_g} \right) < 1 \quad (6.5.22)$$

Полученное выражение (6.5.22) позволяет провести анализ области применимости критерия Ниямы в приближение $V = const$. Итак, в случае малой газонасыщенности расплава, т.е. при $P_a + \rho gh - P_g \geq 0$, для отсутствия пористости

достаточно выполнения только одного условия: $\frac{\lambda_2 \sigma}{45 \mu \beta \Delta T} Ni^2 \geq 1$, которое можно переписать в виде:

$$Ni \geq Ni_{kr} = \sqrt{\frac{45 \mu \beta \Delta T}{\lambda_2 \sigma}} \quad (6.5.23)$$

При этом атмосферное давление, металлостатическое давление и давление газа в этом условии отсутствуют, и образование пористости будет зависеть только от одной переменной - числа Ниямы (приближенно считаем $\mu, \beta, \sigma, \lambda_2 = const$). В теории подобия это интерпретируется как выпадение факторов влияния (атмосферного давления, давления газа и металлостатического давления). Кроме того, из полученного условия можно определить критическое значение числа Ниямы, выше которого пористость в отливках образовываться не будет.

При высокой газонасыщенности сплава, т.е. при $P_a + \rho gh - P_g < 0$, значение числа Ниямы выше критического, по новому критерию уже не будет соответствовать условию отсутствия порообразования. Микропористость будет

образовываться, если $\frac{P_a + \rho gh + \frac{4\sigma}{\lambda_2}}{P_g} < 1$ вне зависимости от числа Ниямы, т.к.

прямая левой части неравенства (6.5.20) будет пересекать кривую 1 (см. рис. 6.5.4, прямая 2). Однозначное влияние числа Ниямы на образование пористости сохраняется при высокой газонасыщенности, только для ситуации, при которой

$$\frac{P_a + \rho gh + \frac{4\sigma}{\lambda_2}}{P_g} \geq 1.$$

3. Основные выводы

1. Создан новый критерий образования микропористости в отливках. Данный критерий имеет безразмерную форму и учитывает не только термические условия процесса затвердевания, но и технологические параметры, такие как атмосферное и металлостатическое давление и газонасыщенность сплава.
2. Если для нового критерия образования микропористости вместо значения радиуса критического зародыша поры использовать его оценку, определяемую

через расстояние между вторичными осями дендритов и доли жидкой фазы, то в этом случае можно отказаться от технически сложного экспериментального определения радиуса критического зародыша микропоры в металлических сплавах.

3. Предложена оригинальная и удобная для практики схема анализа условия образования пористости на основе графической интерпретации модельных неравенств, позволяющая наглядно представить влияние термических и технологических параметров.

4. Полученный критерий не содержит трудно измеряемых физических параметров и не требует «экспериментальной» настройки, что полезно для практического использования в системах моделирования литейных процессов при оценке условий образования микропористости в отливках.

Итог: в разделе 6.5 представлено краткое описание идей, приводящих к новой форме критерия образования пористости. Использование жестких предположений о распределении температурного поля и доли жидкой фазы в двухфазной зоне может быть снято без изменения основных результатов работы. В новую форму критерия можно добавлять влияние и других технологических факторов, например, затруднение усадки, отклонение от равновесной кристаллизации, как было показано в работе [149].

6.6. Обработка электрическим током алюмоматричных композиционных материалов

Развитие современной техники требует качественного улучшения технических характеристик машин и механизмов, которое может быть обеспечено только при условии создания передовой технологии изготовления принципиально новых конструкционных материалов и их комплексного использования. На современном этапе важное значение приобретает совершенствование методов получения металломатричных, дисперсно-упрочнённых композиционных материалов (КМ), как материалов, обладающих надежными эксплуатационными свойствами. Одним из направлений в технологии создания композиционных материалов с металлической матрицей

является использование воздействия внешних полей – ультразвуковых, электромагнитных, а также элементов плазменных технологий [36,38,42,160-164]. Как было показано в работах [32-34,36,38,42,160] использование электромагнитного воздействия на этапе модифицирования алюминиевых сплавов, чугунов, сталей, а также на этапе его кристаллизации при литье и тиксолитье позволяет уменьшить размер зерна α – фазы и предотвратить развитие дендритной структуры, повысить плотность и прочность сплава, уменьшить пористость, повысить его твердость. Также воздействие электрическим полем используют при получении алюмоматричных композиционных материалов [165,166].

В разделе 6.6. представлен способ обработки электрическим током алюмоматричного композиционного материала [119,122]. Алюмоматричный композиционный материал на основе алюминиевого сплава *AK12* получали в проходной емкости добавлением на струю расплава частиц композита. В качестве композиционной добавки использовали графит обогащенный кристаллический марки *ТГ-1* и частицы карбида титана (*TiC*), количество водимых компонентов составляло 15 объёмных процентов. Измерения механических свойств исходного сплава *AK12* и композиционного материала на основе сплава *AK12* с добавлением частиц композита, проводимого без воздействия электрического поля и, с воздействием показали, что электрическое поле влияет на процесс формирования межфазной границы между металлической матрицей и дисперсным включением. Упрочнение структуры межфазной границы вызывает повышение прочности структуры КМ.

Экспериментально установлена степень влияния электрофизической обработки композиционного материала на основе сплава АК 12 на его механические свойства. Обработка композиционного материала на основе сплава АК12 электрическим током, находящегося в проходной емкости, осуществлялась согласно электрической схеме, показанной на рисунке 6.6.1.

Алюмоматричный композиционный материал (АЛКМ) (Рис. 6.6.1) на основе алюминиевого сплава *AK12* получали добавлением на струю расплава частиц композита (ЧК). В качестве композита были выбраны графитобогащённый кристаллический марки *ТГ-1* и частицы карбида титана (*TiC*). Вводимые компоненты составляли 15 объёмных процентов. Было проделано две серии опытов: получение КМ без электрического поля и получение КМ с электрическим полем.

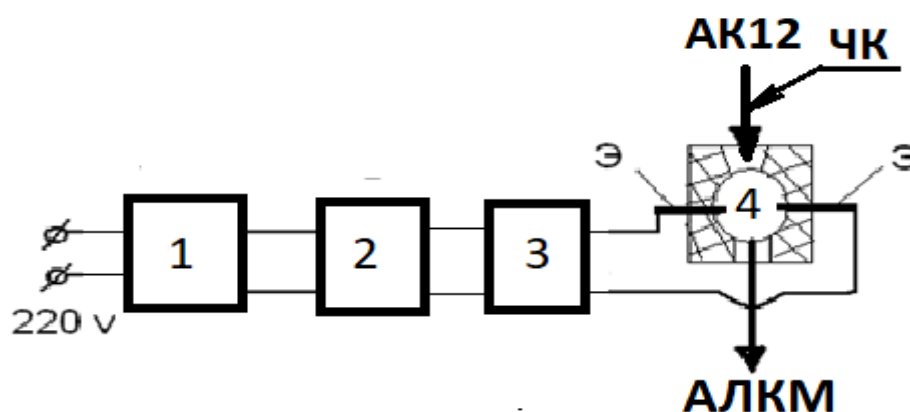


Рис 6.6.1. Электрическая схема экспериментальной установки.

Электрическое напряжение подавалось на вольфрамовые электроды (Э, Рис. 6.6.1) диаметром 6 мм, находящиеся во внутренней полости проходной ёмкости 2. К электродам присоединялся индукционно-ёмкостной LC-фильтр 3 с измерительными приборами, однополупериодный выпрямитель 2, выполненный на полупроводниковом силовом диоде типа Д151-160 и сварочный трансформатор 1 переменного тока марки ТДМ-161У2. Данная схема позволяла получать непосредственный электрический контакт с протекающим через проходную ёмкость с жидким сплавом (4, Рис. 6.6.1). Величины индуктивности и электрической ёмкости, из которых состоял LC-фильтр выпрямителя, подбирали таким образом, чтобы значение коэффициента пульсации было равно 1,5. Используемое значение коэффициента пульсации было выбрано для оптимизации процесса обработки жидкого сплава с учётом явления поляризации электродов. Удельная мощность электрического тока

рассчитывалась по мощности, подводимой к электродам, отнесённой к величине массового расхода жидкого композита (кг/с), заливаемого из проходной ёмкости в литейные формы. Величина удельной мощности для данной проходной ёмкости составила 650...663 Дж/кг.

Были проведены измерения механических свойств исходного сплава АК12 и АЛКМ на основе сплава АК12 с добавлением частиц композита, проводимого без воздействия электрического поля и с воздействием, результаты которых представлены в Таблице 6.6.1.

Видно, что наибольшее увеличение прочностных свойств у необработанных электрическим полем сплавов (Таблице 6.6.1) было зафиксировано у АЛКМ с частицами TiC, однако относительное удлинение КМ с ТГ-1 превышало КМ с TiC. Воздействие электрического поля привело (Таблице 6.6.1) к росту прочностных свойств и относительного удлинения КМ с ТГ-1, но эти свойства были у КМ с ТГ-1 ниже, чем у КМ с TiC.

Таблица 6.6.1. Данные по воздействию обработки электрическим полем на механические свойства КМ.

Исходные необработанные сплавы			
АК12	АК12 + ТГ-1	АК12 + TiC	Механические свойства сплавов
149	161	182	σ_B , МПа
5,1	9,6	8,2	δ , %
52	49	53	НВ, кг/см ²
Сплавы с обработкой электрическим полем			
153	192	219	σ_B , МПа
5,9	11,1	8,1	δ , %
54	58	66	НВ, кг/см ²

Такие изменения механических свойств, свидетельствуют о влиянии электрического поля на процесс формирования межфазной границы между

металлической матрицей и дисперсным включением. Упрочнение структуры межфазной границы вызывает повышение прочности структуры КМ.

Поэтапно действие электрического поля можно представить следующим образом:

- на этапе воздействия поля на металлический расплав происходит возникновение многих физических явлений, которые влияют на процессы взаимодействия частиц композита с жидким сплавом;
- на последующем этапе частицы дисперсного материала (ЧДМ) под воздействием электрического поля взаимодействуют с расплавом сплава и начинается формироваться межфазная граница;
- на этапе появления электроконтактных, электрокапиллярных, поверхностных явлений и повышения величины заряда двойного электрического слоя, возникающего на межфазной границе металлического расплава с введёнными в него частицами композиционных материалов, происходят качественные изменения межфазных границ.

Для решения проблемы дальнейшего развития перспективных способов получения КМ, в которых применяется электрофизическая обработка, необходимо разработать и использовать физическую модель влияния электрического поля на формирование структуры КМ. Формализация физической модели позволит оптимизировать режимы электрофизической обработки КМ с учётом используемого сплава и композита.

При создании основ физической модели, которая может объяснить возникновение эффекта влияния электрического поля на формирование структуры КМ, следует учитывать особенности физических явлений, связанных с массопереносом в металлическом расплаве и с возникновением электрических зарядов на поверхности частиц композита. Как показали металлографические исследования для описания процессов, происходящих в КМ при обработке электрическим полем, можно применить физическую модель, которая схематично приведена на Рис. 6.6.2.

На первом этапе (позиция 1), когда напряжённость электрического поля E равна нулю, по объёму расплава распределяется армирующий наполнитель (Рис. 6.6.2.) в виде частиц композита. Силовое поле твёрдой поверхности частиц, возникающее при контакте с жидким сплавом, ослаблено на выступающих концах частиц композита (Рис. 6.6.2, позиция 3) и поэтому здесь изменяется величина межфазной энергии и увеличивается смачиваемость твёрдой фазы КМ жидкой фазой матричного расплава. В следствие этого происходит захват частицами КМ атомов химических элементов (2) из металлического расплава.

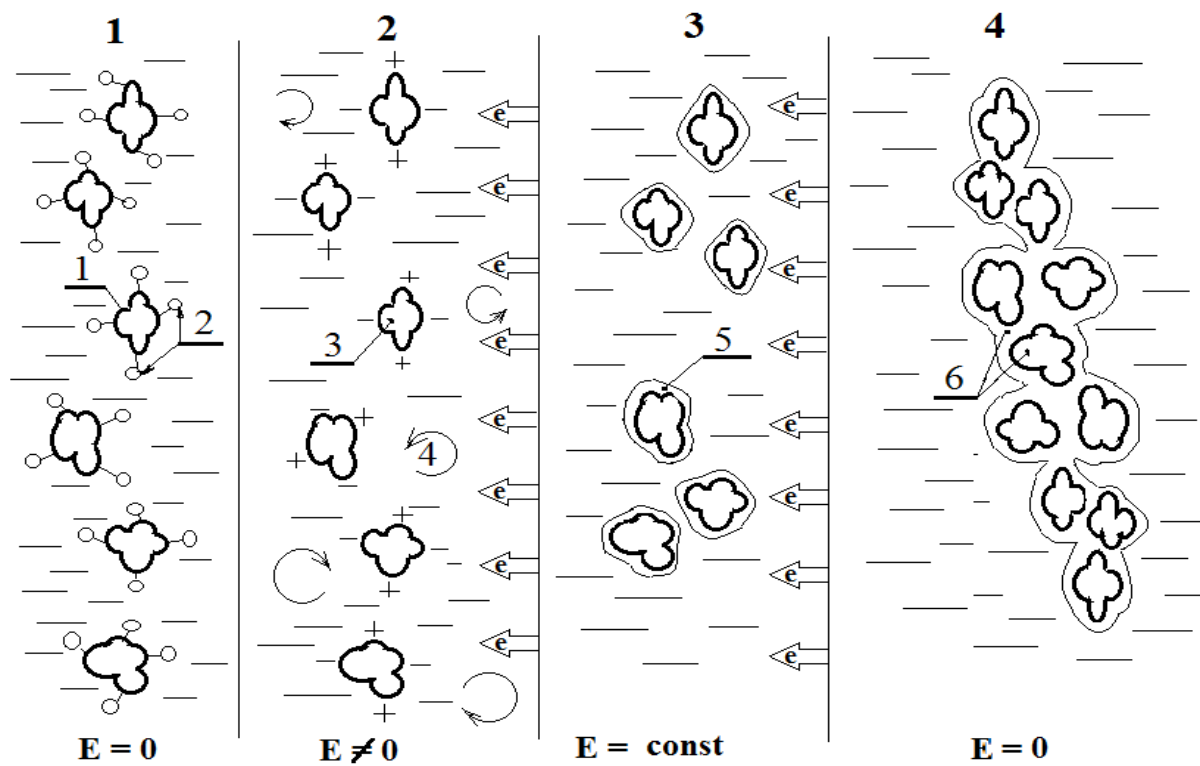


Рис. 6.6.2. Схема физической модели.

На втором этапе (Рис. 6.6.2, позиция 2) напряжённость электрического поля E не равна нулю и под влиянием флуктуации энергии (Рис. 6.6.1) возникают заряды поверхностей частиц композита. Вероятность данной флуктуация энергии W согласно формуле Эйнштейна равна:

$$W = \exp(-A/kT), \quad (6.6.1)$$

где A – работа иона химического элемента металлического расплава против сил электростатического отталкивания;

k – постоянная Больцмана;

T – температура металлического расплава.

При этом [167] работа A равна:

$$A = q_0\phi/2, \quad (6.6.2)$$

где q_0 – начальный электрический заряд.

Тогда объёмная плотность электрического заряда Q будет равна

$$Q = q_0/V, \quad (6.6.3)$$

где V – объём частицы композита.

Под влиянием потока электронов и ионов, ускоренных внешним электрическим полем на поверхности частиц композита 3 (Рис. 1) возникает дополнительный электрический заряд Δq . Это приводит к росту объёмной плотности электрического заряда Q частиц КМ:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{q_0 + \Delta q}{\frac{dV}{dt}}, \quad (6.6.4)$$

где Δq – приращение величины начального заряда q_0 частицы композита;

$\frac{dV}{dt}$ – изменение объёма частицы композита во времени t за счёт формирования на её поверхности слоя ионов металлов.

Одновременно в результате протекания электрического тока, вызванного движением заряженных частиц в матричном расплаве под влиянием электрического поля, выделяется джоулево тепло, которое приводит к образованию конвективных потоков 4, интенсифицирующих в расплаве перемещение частиц КМ. Эти перемещения частиц композита способствуют более равномерному распределению в объёме матричного расплава армирующего наполнителя.

На третьем этапе (позиция 3) происходит образование дополнительных слоёв ионов металлов 5 на поверхности заряженных частиц композита под воздействием ускоренных электрическим полем электронов и ионов, движущихся по расплаву металла и вызывающих электрический ток. При этом,

как известно, величина джоулева тепла пропорциональна квадрату силы тока, возникающего в металлическом расплаве в процессе обработки.

На четвёртом этапе (позиция 4) наблюдается сращивание заряженных частиц КМ друг с другом за счёт сил взаимодействия, полученных благодаря зарядам, образованных ионами на их поверхности. За счёт этого возникают пространственные макрочастицы 6, которые служат «скелетом» для образующейся структуры КМ. Такое упрочнение структуры и вызывает рост механических и эксплуатационных свойств, обработанных электрическим полем КМ, что обуславливает возникновение эффекта внешнего воздействия (ЭВВ) формирующего структуру КМ.

Результатом этих воздействий является улучшение условий формирования межфазных границ, что определяет условия протекания процесса сцепления частиц композита с алюминиевым сплавом и способствует упрочнению структуры алюмоматричных КМ.

Таким образом, электрофизическое воздействие приводит к повышению механических свойств под влиянием изменения структуры граничного слоя, образующегося между включением композита и металлической матрицей. Упрочнение структуры КМ возможно связано с физико-химическими явлениями, протекающими на межфазной границе под воздействием электрического поля. Использование этого способа для получения алюмоматричных КМ даст экономический эффект за счёт упрочнения структуры КМ и повышения эксплуатационной надёжности деталей машин и механизмов, изготовленных из КМ.

Выводы по главе 6

Управление с помощью электромагнитного воздействия свойствами проводящих конденсированных сред в условиях фазового перехода позволяет на практике осуществить получение материалов с заданными физическими и эксплуатационными свойствами. Использование электромагнитных полей и переменных токов как дополнительного фактора в технологических процессах, в которых при формообразовании изделия имеет место фазовый переход,

делает процесс не только более наукоемким, но и позволяет оказать влияние на формирование эксплуатационных свойств изделия.

Электромагнитное воздействие является дополнительным фактором, позволяющим влиять на динамику литейных процессов, регулировать время заполнения металлом формы. Пропускание электрического тока через расплав способствует улучшению растворимости примесей и легирующих компонентов, изменяет распределение фазовых составляющих за счет активирования тепловыделений на границах включения-матрица.

Применение электромагнитного воздействия делает возможным управление движением металла в литейную форму, физическими свойствами материала в условиях фазового перехода. В рассмотренной схеме заполнения микрообъема расплавом было использовано действие силы Ампера за счет внешнего магнитного поля и электромагнитной силы за счет собственного магнитного поля тока. Сила Ампера, являясь движущей, создает не только внешнее давление, требуемое для заполнения формы, но внутреннее. Локальное давление, создаваемое магнитными силами, позволит управлять кристаллическим строением материала. Электромагнитные силы вызывают объемное сжатие слоев металла, находящегося в жидком и твердожидком состояниях, что, способствует заполнению расплавом междендритного пространства и формированию более плотной структуры, уменьшая микропористость материала.

Показано, что электрический ток и магнитное поле могут быть использованы совместно для осуществления одной из операций технологического процесса изготовления изделия, связанного с заполнением формы жидким металлом. Реализация движения металла в форму за счет действия на объем металла силы Ампера, и измерение скорости движения объема при заданных силе тока через движимый объем, индукции внешнего магнитного поля и геометрии рассматриваемого объема, делает возможным косвенное измерение коэффициента сопротивления металла. Способ косвенного измерения значения коэффициента сопротивления позволяет

предварительно исследовать совместное влияние параметров формы и жидкого металла (химический состав, температура и др.) на параметры процесса заполнения металла формы с помощью традиционных способов литья. Для регулирования скорости заполнения формы и, следовательно, высоты вытягиваемого слоя жидкого металла необходимо подбирать значения параметров внешнего воздействия: амплитуду и длительность импульса тока, индукцию внешнего магнитного поля. Магнитная сила Ампера создает не только внешнее давление, требуемое для заполнения формы, но внутреннее, которое вызывает объемное сжатие слоев, что, способствует ликвидации пор, обеспечивает сплошность материала отливки.

Электрический ток оказывает влияние и на формирование структуры в технологиях получения металломатричных композиционных материалов. Электрофизическое воздействие приводит к повышению механических свойств, оказывает влияние на изменения структуры граничного слоя, образующегося между включением композита и металлической матрицей. Упрочнение структуры КМ возможно связано с физико-химическими явлениями, протекающими на межфазной границе под воздействием электрического поля. Использование способа получения алюмоматричных КМ, включающего пропускание электрического тока, даст экономический эффект за счёт упрочнения структуры КМ и повышения эксплуатационной надёжности деталей машин и механизмов, изготовленных из КМ.

В разделе 6.5 представлено краткое описание идей, приводящих к новой форме критерия образования пористости. Особенностью критерия является отсутствие радиуса критического зародыша микропоры. Полученный новый критерий образования микропористости в отливках имеет безразмерную форму и учитывает не только термические условия процесса затвердевания, но и технологические параметры, такие как атмосферное и металлостатическое давление и газонасыщенность сплава.

Для нового критерия образования микропористости вместо значения радиуса критического зародыша поры можно использовать его оценку, определяемую через расстояние между вторичными осями дендритов и доли жидкой фазы. Это позволяет отказаться от технически сложного экспериментального определения радиуса критического зародыша микропоры в металлических сплавах.

Схема анализа условия образования пористости на основе графической интерпретации модельных неравенств позволяет наглядно представить влияние термических и технологических параметров.

Важно, что полученный критерий не содержит трудно измеряемых физических параметров и не требует «экспериментальной» настройки, что полезно для практического использования в системах моделирования литейных процессов при оценке условий образования микропористости в отливках.

Использование жестких предположений о распределении температурного поля и доли жидкой фазы в двухфазной зоне может быть снято без изменения основных результатов работы. Для развития критерия определения пористости, в новую форму критерия следует добавлять влияние и других технологических факторов, например, затруднение усадки, отклонение от равновесной кристаллизации, как было показано в работе [149].

Основные выводы по диссертации

1. Даны технические рекомендации по использованию воздействия электрического тока при создании проводящих сред с управляемыми физическими характеристиками.
2. В рамках теории пластического деформирования под действием электрического тока проведена оценка количества дислокаций, участвующих в структурных превращениях и разработан метод расчета энергии, выделяемой при перестройке дислокационной структуры, основанный на анализе вольтамперных характеристик проводников.
3. Экспериментально установлена функциональная связь между напряженностью электрического поля и относительной деформацией проводника.
4. Разработан метод изготовления фасонной отливки, в котором использовано действие электрического тока ($10^5 - 10^9$ А/м²), на материал в процессе его кристаллизации, что дает возможность обратимо изменять соотношение твердой и жидкой фаз при кристаллизации.
5. Экспериментально доказано, что максимальное влияние на формирование структуры и физические свойства электропроводного сплава электрический ток оказывает на этапе фазового перехода сплава.
6. Разработана физическая модель эффекта влияния электрического тока на структуру и свойства алюминиевых сплавов, осуществляемого на этапе фазового перехода сплава.
7. Показано, что совмещение технологического процесса и электромагнитного воздействия позволяет создавать высокоэффективные инновационные технологические процессы по изготовлению микроизделий. Данная схема воздействия имеет практическое значение не только как метод управления движением объема расплава, но и позволяет измерить коэффициент сопротивления жидкого металла и формы, что может быть использовано в инженерных расчетах, связанных с движением жидкого электропроводного материала.

Заключение

В заключении приводятся основные обобщающие выводы по проведенному исследованию:

1. Доказано, что электрический ток высокой плотности ($j \leq 10^9$ А/м²) в условиях интенсивного охлаждения вызывает структурные изменения в проводнике. В результате анализа ВАХ проводников (*Ni* – фольга, *Cu* – проволока) рассчитана энергия, выделяемая при перестройке дислокационной структуры. В рамках теории пластического деформирования под действием электрического тока проведена оценка количества дислокаций, участвующих в структурных превращениях. Учтено влияние магнитного поля тока на перемещение вакансий в твердом теле.
2. Изменение физических характеристик ТМП и тонких ферромагнитных фольг при ФМР и МРЭ доказывают возможность динамического обратимого влияния тока на высокочастотные характеристики ТМП при ФМР и необратимого, связанного со структурными изменениями в образце, как в случае МРЭ в фольгах.
3. Методом ФМР и МРЭ доказано, что электрический ток влияет на магнитные характеристики ферромагнитных металлов. Установлено, что влияние тока на высокочастотные характеристики ТМП имеет динамический (обратимый) характер, так как после выключения тока значения параметров ФМР возвращались к исходным. Указанное влияние на параметры ФМР в ТМП объясняется в рамках статистической модели магнитоневзаимодействующих блоков.
4. Показано, что при кристаллизации под действием постоянного электрического тока происходят структурные изменения в алюминиевых сплавах, выражающиеся в уменьшении дендритного параметра, увеличении твердости и плотности сплава. Текстура материала изменяется и становится анизотропной, что подтверждается анизотропией электросопротивления. Анизотропия удельного электросопротивления обусловлена статической текстурой, возникшей под действием электрического тока при кристаллизации

сплава с неметаллическими включениями. Измерения твердости материала показали: твердость материала, кристаллизация которого происходила под действием тока, возрастает.

5. Полученные результаты исследований параметров структуры, физических свойств образцов из силуминов, подтверждают, что электрический ток влияет на интенсивность массопереноса, газосодержание металлов, растворимость примесных компонент. Размер и содержание газовых пор уменьшается. Факторами, которые приводят к указанным изменениям, могут быть механические напряжения, энергия электрического поля.

6. Предложенная физическая модель, описывающая движение фронта кристаллизации при использовании тока, позволяет объяснить временную зависимость падения напряжения на образце $U(t)$. Использование дополнительного внешнего воздействия в виде электрического тока позволяет изменять свойства материала изделия, улучшая их на этапе его изготовления, а также контролировать процесс фазового перехода.

7. В сплавах $AK\ 12$ и $AK12M2MgH$ обнаружено уменьшение газовой пористости при кристаллизации под действием электрического тока и предложена физическая модель, объясняющая полученный результат.

8. Показана возможность применения электрического тока при изготовлении микроизделий с применением электромагнитного воздействия и предложен метод электромагнитоимпульсного заполнения микроформ расплавом. Метод предназначен для улучшения условий заполнения фасонной литейной формы малым объемом жидкого металла, когда доминируют силы поверхностного натяжения и сопротивления движению. Для осуществления операции заполнения формы жидким электропроводным материалом малого объема, по указанному объему при нахождении его в заливочном отверстии литника формы, пропускают электрический ток в виде прямоугольных импульсов в направлении перпендикулярном оси заливочного отверстия и одновременно включают однородное внешнее поперечное магнитное поле индукцией B . Данная схема воздействия имеет практическое значение не

только как метод управления движением объема, но и позволяет измерить коэффициент сопротивления жидкого металла и формы, что может быть использовано в инженерных расчетах, связанных с движением жидкого электропроводного материала.

9. Получен новый критерий образования микропористости в отливках, имеющий безразмерную форму и учитывающий не только термические условия процесса затвердевания, но и технологические параметры, такие как атмосферное и металлостатическое давление и газонасыщенность сплава. Предложена схема анализа условия образования пористости на основе графической интерпретации модельных неравенств, позволяющая наглядно представить влияние термических и технологических параметров и не требующая проведения натурного эксперимента.

Список сокращений и условных обозначений

ЭПЭ – электропластический эффект;

ФМР – ферромагнитный резонанс;

ОЛН – ось легкого намагничивания;

ТМП – тонкая магнитная пленка;

МРЭ – магниторезистивный эффект;

ВАХ – вольтамперная характеристика;

I – сила тока;

j – плотность тока;

E – напряженность электрического поля;

σ – удельная электропроводность;

ρ – удельное электросопротивление;

B – индукция магнитного поля;

H – напряженность магнитного поля;

H_k – поле наведенной магнитной анизотропии;

θ – угол между ОЛН и полем подмагничивания;

H_r – резонансное поле;

ν – частота;

γ – гиромагнитное отношение;

λ – параметр затухания;

H_k^{ef} – эффективное поле магнитной анизотропии;

φ_p – равновесный угол между намагниченностью и полем подмагничивания;

α_0 – угловая дисперсия поля магнитной анизотропии;

χ'' – высокочастотная магнитная восприимчивость;

U – падение напряжения;

ΔP – перепад давления;

ПФ – песчаные формы;

L – удельная теплота плавления;

γ - плотность;

k – коэффициент теплоотдачи формы;

T_o – температура окружения;

ДП – дендритный параметр

Список литературы

1. Wertheim G. *Annalen der Physik und Chemie*. 1848. В.11/11. S.1-114.
2. Кравченко В.Я. Воздействие направленного потока электронов на движущиеся дислокации//ЖЭТФ. 1966. Т.51, Вып.6. С.1676-1678.
3. Кравченко В.Я. Влияние электронов на торможение дислокаций в металлах//ФТТ. 1966. Т.8, Вып.3. С.927-935.
4. Троицкий О.А. Электромеханический эффект в металлах//Письма в ЖЭТФ. 1969. Т.10. С.18-22.
5. Климов К.М., Шнырев Г.Д., Новиков И.И. Об электропластичности металлов//Доклады АН СССР. 1974. Т. 219, № 2. С. 323-324.
6. Климов К.М., Шнырев Г.Д., Новиков И.И., Исаев А.В. Электропластическая прокатка проволок в ленту микронных сечений из вольфрама и его сплава с рением//Известия АН СССР. Металлы. 1975. №4. С. 143-145.
7. Okazaki K., Kagawa M., Conrad H. A. Study of the electroplastic effects in metals//*Scr. Met.* 1978. V. 12, №11. P. 1063 – 1080.
8. Климов К.М., Новиков И.И. Особенности пластической деформации металлов в электромагнитном поле//Доклады АН СССР. 1980. Т. 253, №3. С. 603-606.
9. Фикс В.Б. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках. – М.: Наука. 1969. 296 с.
10. Фикс В.Б. Увлечение и торможение подвижных дефектов в металлах электронами проводимости// ЖЭТФ. 1981. Т. 80, №6. С. 1539-1542.
11. Фикс В.Б. О взаимодействии электронов проводимости с одиночными дислокациями в металлах//ЖЭТФ. 1981. Т. 80, №6. С. 2313-2316.
12. Климов К.М., Новиков И.И. Действие импульсов электрического тока на процесс растяжения тонких металлических проволок//Металлы. 1983. № 3. С. 155-158.
13. Вдовин Е.Е., Касумов А.Ю. Прямое наблюдение электропереноса дислокаций в металле. М.: Metallurgia, 1985. 350 с.

- 14.Вдовин Е.Е., Касумов А.Ю. Прямое наблюдение электропереноса дислокаций в металле//ФТТ. 1988. Т.30, Вып.1. С.311-314.
- 15.Конторович В.М. Динамические уравнения теории упругости в металлах/В кн. Электроны проводимости/Под ред. М.И. Качанова, В.С. Эдельмана. 1985. С. 44-100.
- 16.Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука. 1985. 160 с.
- 17.Батаронов И.Л., Рощупкин А.М. Электропластическая деформация металлов и динамический пинч-эффект//Изв. Вузов, Черная металлургия. 1993. №8. С.57-61.
- 18.Баранов Ю. В., Троицкий О. А., Авраамов Ю. С., Шляпин А. Д. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработки и новые материалы. М.: МГИУ. 2001. 844 с.
- 19.Conrad H., Karam N., Mannan S., Sprecher A.F. Effect of electric current pulses on the recrystallization kinetics of copper//Scr. Met. 1988. V.22. P.235-238.
- 20.Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В., Кучеров Я.Р., Халбошин А.П. Ориентированная рекристаллизация металлов при протекании электрического тока//Письма в ЖТФ. 1980. Т.6, Вып.23. С. 1416-1417.
- 21.Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В., Кучеров Я.Р., Кудинов Г.М., Сухинин В.А. Действие электрического тока на ориентацию структуры металлов при рекристаллизации//Изв. СО АН СССР. Сер. Техн. Наук. 1984. №16, Вып.3. С.137-139.
- 22.Смирнова Н.А., Левит В.И., Пилюгин В.П. и др. Особенности низкотемпературной рекристаллизации никеля и меди//ФММ. 1986. Т.62, Вып. 3. С. 566 – 570.
- 23.Сидоренков В.В. О механизме текстурирования металлов под действием электрического тока//ДАН СССР. 1989. Т.308, №4. С. 870-873.

24. Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Савичев В.В., Тимченко С.Л. Способ обработки ферромагнитных металлов и сплавов//А.С. №1693113. Б.И. 1991. № 43.
25. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Способ текстурирования металлов//А.С. №1770399. Б.И. 1992. № 39.
26. Корнев Ю.В., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О физической природе закона электропроводности металлов//Доклады Академии Наук. 2001. Т.380, № 4. С.1-4.
27. Kornev Yu. V., Sidorenkov V.V., Timchenko S.L. The physical nature of the electric conduction law for metals// Doklady Physics. 2001. Т. 46, №10. P.690-693.
28. Гинзбург В.Л., Шабанский В.П. Кинетическая температура в металлах и аномальная электронная эмиссия// ДАН СССР. 1955. Т.100, №3. С. 445-448.
29. Батышев А.И. Литье с применением электромагнитных сил. - М., НИИМАШ. 1977. с. 37-53.
30. С.Л. Тимченко Резонансные и гальваномагнитные эффекты в пленках ферромагнитных металлов с электрически управляемыми характеристиками//Дисс. Канд. Физ - мат. Наук. Москва. 1993. 172 с. с ил.
31. Деев В.Б., Селянин И.Ф., Нохрина О.И., Горюшкин В.Ф., Цецорина С.А. Модифицирующая обработка сплавов магнитным полем // Литейщик России. 2008. № 3. С. 23-25.
32. Деев В.Б., Селянин И.Ф., Нохрина О.И., Башмакова Н.В. Влияние температурной обработки и электрического тока на свойства алюминиевых сплавов// Заготовительное производство в машиностроении. 2008. №4. С. 50-53.

33. Кольчугина И.Ю., Селянин И.Ф. Влияние внешних воздействий на микроструктуру кристаллизующегося сплава //Литейное производство. 2009. №8. С.13-15.
34. Деев В. Б., Селянин И. Ф., Ри Хосен, Цецорина С. А. и Пономарева К. В. Эффективные технологии обработки расплавов при получении литейных алюминиевых сплавов//Литейщик России. 2012. №10. С.19–21.
35. Aguilar von J, Grüneberg C, Nacke B, Langejürgen M, Sommer B, Niehues J and Haimerl M. Erzeugung eines Gradientengefüges durch elektromagnetisch induzierte Seigerung von Primärsiliciumkristalen in AlSi-Legierungen// Giesserei. 2007. Т.94, № 3. Р. 26–31.
36. Коробова Н. В., Аксененко А. Ю., Тарасов Ф. Е., Фризен В. Э., Лузгин В. И., Фаткуллин С. М. Об электромагнитном воздействии на расплав алюминия при его модифицировании//Металлургия машиностроения. 2013. № 1. С. 8–11.
37. Тимченко С.Л. и др. Патент России 2220816С2 МПК7 В22D 27/02 Способ управления процессом формирования фасонных отливок. //Опубл.10.01.04.Бюл. № 1 – Открытия, изобретения, товарные знаки.
38. Тимченко С. Л. Исследование кристаллизации сплава под действием электрического тока//Расплавы. 2011. №4. С.53-61.
39. Тимченко С. Л., Кобелева Л. И., Задорожный Н. А. Влияние электрического тока на структуру и свойства алюминиевого сплава// Физика и химия обработки материалов. 2011 №6. С.82-87.
40. Тимченко С. Л., Кобелева Л. И., Задорожный Н. А. Влияние электрического тока на пористость алюминиевых сплавов//Расплавы. 2013. №4. С. 58–68.
41. Тимченко С. Л. Влияние электрического тока на дендритную структуру алюминиевого сплава//Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. №8 (20). С. 47.

- 42.Тимченко С. Л., Задорожный Н. А. Особенности формирования структуры сплава АК 12 при его кристаллизации под действием тока//Литейное производство. 2016. № 8. С. 11–14.
- 43.Бендицкий А.А. Давление горячих электронов в металлах//ФТТ. 1987. Т.29, Вып.4. С.1240-1241.
- 44.Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О механизме разупрочнения металла под действием электрического тока// Тез. докл. межреспубликанской научн.-техн. Конференции “Актуальные проблемы фундаментальных наук” . М.. 1989. С. 53-56.
- 45.Тимченко С.Л. Особенности Вольт-амперных структурно-неоднородных проводящих сред //Инженерный журнал: Наука и инновации. 2012. №5 (5). с.26.
- 46.А.А. Предводителей, Н.А. Тяпунина, Г.М. Зиненкова, Г.В. Бушуева. Физика кристаллов с дефектами. – М.: Изд-во МГУ. 1986. 240 с.
- 47.Гегузин Я.Е. Макроскопические дефекты в металлах//М.. 1962. 252 с.
- 48.Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Электроупругий эффект в металлах под действием электрического тока//Тез. докл. II – го Всесоюзного совещания-семинара “Инженерно-физические проблемы новой техники”. М.. 1992. С.108-109.
- 49.Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Экспериментальное определение закона гальваномеханических напряжений в металле//Тез. докл. III– го международрн. Совещания-семинара “Инженерно-физические проблемы новой техники”. М.. 1994. С.170-171.
- 50.Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О физической природе феноменологического закона электропроводности металлов//Вестник МГТУ, сер. Приборостроение. 1994. № 2. С.110-119.
- 51.Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Об электрическом поле в металле при электропроводности//Тез. докл. Всероссийской конференции “Необратимые процессы в природе и технике”. М.. 2001. С. 220-221.

52. Зоммерфельд А. Электродинамика. - М.: ИЛ. 1958. 501 с.
53. Борзяк П.Г., Кулюпин Ю.А. Электронные процессы в островковых металлических пленках. Киев: Наукова думка. 1980. 239 с.
54. Сидоренков В.В., Семенов Д.И., Корнев Ю.В. О механизме разупрочнения при электропластической деформации//ДАН СССР. – 1990. Т. 330. №6. С.1371-1374.
55. Юрьева М.В., Батаронов И.Л., Рощупкин А.М., Юрьев В.А. Влияние электрического тока на диффузию примеси в бикристалле// Известия Российской академии наук. Серия физическая. 1995. Т. 59, № 10. С. 77-82.
56. Бендицкий А.А. Давление горячих электронов в металлах//ФТТ. – 1987. Т. 29, Вып. 4. С. 1240-1241
57. Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Савичев В.В., Тимченко С.Л. Способ индукционного нагрева плоского изделия из электропроводного материала//А.С. № 179556. Б.И. 1992. № 3.
58. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Способ измерения электросопротивления тонких магнитных пленок//А.С. №1803892. Б.И. 1993. № 11.
59. Деев В.Б., Селянин И.Ф., Башмакова Н.В., Скударнов В.А., Ершов К.А. Влияние электрического тока на кристаллизацию алюминиевых сплавов, содержащих железо// Литейщик России. 2007. № 8. С. 12-15.
60. Лаптев А.Б., Первухин М.В., Афанасьев-Ходыкин А.Н., Тимофеев В.Н., Мовенко Д.А., Галушка И.А. Электроперенос ионов легирующих элементов в алюминиевых сплавах магнитогидродинамической обработкой расплава// Journal of Siberian Federal University. Engineering & Technologies. 2017. 10(8). С. 1031-1041.
61. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Динамический механизм дисперсии высокочастотных магнитных параметров поликристаллических ферромагнитных металлов//Физика металлов и металловедение. 1987. Т. 64, Вып. 4. С. 821-824.

62. Семенцова Т.М., Семенцов Д.И., Сидоренков В.В. Эффективная анизотропия электросопротивления металлических магнитных пленок//Письма в ЖТФ. 1990. Т.16, Вып. 5. С. 10-13.
63. Сидоренков В.В., Семенцова Т.М., Зимин А.Б., Тимченко С.Л. Особенности ФМР в металлических магнитных пленках с дисперсией оси электрической анизотропии//Вестник МГТУ, сер. Приборостроение. 1991. № 1. С.106-114.
64. Зимин А.Б., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Влияние электрического тока на параметры ферромагнитного резонанса в пленках пермаллоя//Тез. докл. XIV всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ 1994. С.87-88.
65. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О механизме влияния электрического тока высокой плотности на параметры ФМР в пленках ферромагнитного металла//Тез. докл. XVI всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ. 1998. С.324-325.
66. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Динамическое намагничивание вещества под действием вихревого электрического поля//Тез. докл. XVII всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ. 2000. С. 841-842.
67. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О механизме влияния электрического тока высокой плотности на ферромагнитный резонанс в пленках ферромагнитного металла//Вестник МГТУ, сер. Естественные науки. 2003. №2. С. 112-118.
68. Семенцова Т.М., Семенцов Д.И., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Гальваномагнитные эффекты в пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии// Вестник МГТУ, сер. Приборостроение. 1993. № 2. С. 125-132.
69. Семенцов Д.И., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Влияние тока на магниторезистивный эффект в магнитных пленках//Письма в ЖТФ. 1991. т.17, Вып.4. С.28-32.

70. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Механизм уменьшения магниторезистивного эффекта в поликристаллических пленках ферромагнитного металла//Тез. докл. межреспубликанской научн.-техн. конференции «Актуальные проблемы фундаментальных наук». М., 1991. С.88-90.
71. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Влияние электрического тока на магниторезистивный эффект в фольгах никеля//Тез. докл. XIII Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Астрахань. 1992. С.117-118.
72. S L Timchenko Magnetoresistance effect in ferromagnetic metal foil//J. Phys.: Conf. Ser. 918 (2017) 012018.
73. Праттон М. Тонкие ферромагнитные пленки. Пер. с англ./Под ред. Е.О. Брянской, Н.Н. Калинина. Л.: Судостроение. 1967. 266 с.
74. Игнатченко В.А. Магнитная структура тонких магнитных пленок и ФМР//ЖЭТФ. 1968. Т. 54, Вып. 1. С.303-311.
75. Лесник А.Г. Наведенная магнитная анизотропия. – Киев, Наукова думка. 1976. 163 с.
76. Корнев Ю.В, Семенцов Д.И., Сидоренков В.В. Дисперсия плоскостной анизотропии электросопротивления в тонких пленках кобальта//ДАН СССР. 1985. Т.284, №3. С.603-606.
77. Суху Р. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир. 1967. 422 с.
78. Вонсовский С.В. Магнетизм. - М.: Наука. 1971. 1032 с.
79. Кучеренко С.С., Пашенко В.П., Поляков П.И., Харцев С.И., Штаба В.А. Влияние Р-Н-Т на электросопротивление и магниторезистивный эффект монокристаллических пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.1}\text{Pb}_{0.2}\text{MnO}_3$ // Письма в ЖТФ. 2001. Т.27, Вып.11. – с.24-29.
80. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. М.: Атомиздат, 1979. 263 с.

81. Христосенко В.С. Влияние упругих деформаций на магнитные, гальваномагнитные и электрические свойства ферромагнитных пленок// Дисс. Канд. Физ-мат. Наук. Иркутск, 1967. 188 с. с ил.
82. Карпенков С.Х. Тонкопленочные магнитные преобразователи. М.: Радио и связь. 1985. 208 с.
83. Кольчугина И.Ю., Селянин И.Ф. Влияние внешних воздействий на микроструктуру кристаллизующегося сплава//Литейное производство. 2009. №8. С.13-15.
84. Рыбкин В.А., Тимченко С.Л. Кристаллизация алюминиевого сплава под действием электрического тока//Литейное производство. 2003. № 10. С. 17-19.
85. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Влияние электрического тока на кристаллизацию алюминиевого сплава//Литейное производство. 2005. № 9. С. 12-13.
86. Салли И.В. Кристаллизация сплавов. Киев. «Наукова думка». 1974. 229 с.
87. Тимченко С.Л. Способ контроля кристаллизации алюминиевого сплава// Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки». 2012. №1. С. 64-73.
88. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Метод контроля твердожидкого состояния сплава// Необратимые процессы в природе и технике: Труды четвертой всероссийской конференции 26-28 января 2011 г. (в трех частях) Ч. II. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. С.177-182.
89. Строганов Г.Б., Ротенберт В.А., Гершман Г.Б. Сплавы алюминия с кремнием//М., «Металлургия». 1977. 272 с.
90. Щукин Е.Д., Смирнова Н.В. Об ускорении металлических монокристаллов при электрическом заряде их поверхности//Физико-химическая механика материалов. 1967. Т.3, №1. С. 90-96
91. Fucheng Zhang, Ming Zhang, Bo Li, Jianhui Li. Effect of high energy-density pulse current on solidification//Materials Science. 2007. 13(2). P. 120-123.

92. Epstein S.Y., Paskin A. Atom Motion in Liquid Aeolus in the Presence of an Electric Field. Phys. Lett.. 1967. V. 24A. 6. P. 309–310.
93. Блатт Ф. Дж., Шредер П.А., Фойлз К.Л. и др. Термоэлектродвижущая сила металлов. М. Металлургия. 1980. 248 с.
94. Вдовин К.Н., Дубский Г.А., Деев В.Б., Егорова Л.Г., Нефедьев А.А., Прусов Е.С. Влияние магнитного поля на структурообразование при кристаллизации и физико-механические свойства алюминиевых сплавов//Известия высших учебных заведений. Цветная металлургия. 2019. №2. С.51-57.
95. Selyanin, I.F., Deev, V.B., Kutsenko, A.I., Kutsenko, A.A., Prikhod'ko, O.G. Thermodynamic activity and electron energy spectrum of metallic solutions// Steel in Translation. Volume 44, Issue 2. February 2014. P. 90-95.
96. Timoshkin, I.Y., Nikitin, K.V., Nikitin, V.I., Deev, V.B Influence of treatment of melts by electromagnetic acoustic fields on the structure and properties of alloys of the Al–Si system //Russian Journal of Non-Ferrous Metals. Volume 57, Issue 5. 1 August 2016. Pages 419-423.
97. Толмачев В.В., Головин А.М., Потапов В.С. Термодинамика и электродинамика сплошной среды/Под общ. ред. В.В. Толмачева. М.: Изд-во МГУ. 1988. 232 с.
98. Чалмерс Б. Теория затвердевания. – М. Металлургия, 1968, 288 с.
99. Задорожный Н.А., Тимченко С.Л. Влияние электрического тока на кристаллизацию сплавов// Материалы V международной конференции «Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов». Воронеж, 2003. С. 122-125.
100. Якимов В.И., Марьин В.Н., Зелинский В.В., Заплетин М.А., Калинин А.Т., Евстигнеев А.И. Воздействие электрического тока на жидкий алюминиевый расплав// Металлургия машиностроения. 2003. №3. С. 36-39.
101. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Влияние электрического тока на газовую пористость отливок// Материалы VII международной

- конференции «Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов». Воронеж. 2007. С. 75-79.
102. Тимченко С.Л., Кобелева Л.И. Особенности дендритного строения силумина АК12 при кристаллизации под действием тока//Физика и химия обработки материалов. 2013. №4. С. 78-83.
103. Юдаев Б.Н. Теплопередача. М.: Высшая школа. 1981. 320 с.
104. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Кристаллизация алюминиевых сплавов под действием постоянного электрического тока//В сборнике: Ключевые тренды в композитах: наука и технологии сборник материалов Международной научно-практической конференции. Москва. 2019. С. 717-721.
105. Тимченко С.Л. Изменение твердости в отливках из силумина//Литейное производство. 2010. №10. С. 28-30.
106. Тимченко С.Л. Движение жидкого металла в форме под действием электромагнитной силы//Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки». 2011. №2. С. 78-86.
107. S N Poliakov , A Yu Korotchenko , S L Timchenko A criterion for estimating the probability of microporosity formation in castings//J. Phys.: Conf. Ser. 918 (2017) 012001.
108. S. L. Timchenko, N.A. Zadorozhnyj Features of the formation of an electric field in a non-uniform conducting medium//2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1348 012085.
109. Piwonka T. S., Flemings M. C. Pore Formation in Solidification // TMS-AIME. 1966. vol. 236. P. 1157.
110. Ефимов В.А., Элбдарханов А.С. Физические методы воздействия на процессы затвердевания сплавов. М.: Metallurgy. 1995. 272 с.
111. Carlson K. D., Beckermann C. Metallurgical and Materials Transactions A 2009 V 40A. pp. 163-175.
112. Pequet Ch., Gremaud M. , M. Rappaz Metallurgical and Materials Transactions A. 2002. vol. 33A. pp. 2095-2106.

113. Каменарович М.Б. Влияние электромагнитного давления и температурного поля отливок на механические свойства и структуру образцов, отлитых в «бегущем» электромагнитном поле//Заготовительные производства в машиностроении. 2008. №8. С.45-49.
114. Миненко Г.Н., Коган Б.Л., Петров Н.Н. Свойства серого чугуна, обработанного при модифицировании пульсирующим электрическим током//Изв. Вузов. Черная металлургия. 1982. №9. С. 123-124.
115. Голоднов А. И., Сулицин А. В., Хазан Г. Л. Влияние вибрационной обработки на структуру и свойства меди// Расплавы. 2009. №5. С. 38-44.
116. Тимченко С.Л., Кобелева Л.И. Влияние электрического тока на дендритную структуру сплава АК12//Необратимые процессы в природе и технике: Труды седьмой всероссийской конференции 29-31 января 2013 г. (в трех частях) Ч. II. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2013. С.157 – 162.
117. Timchenko S.L., Zadorozhnyj N.A. The structure features of AK12 alloy during crystallization under the influence of the electric current// Abstracts of International Scientific Conference Physical and Mathematical Problems of Advanced Technology Development. Moscow. 17-19 November. 2014. p.103.
118. Деев В.Б., Ри Э.Х., Прусов Е.С., Приходько О.Г., Пономарева К.В., Куценко А.И. Влияние различных тепловых и электромагнитных воздействий на процесс кристаллизации металлических расплавов// Вестник горно-металлургической секции Российской академии естественных наук. Отделение металлургии. 2017. № 39. С. 54-58.
119. Миненко Г.Н., Тимченко С.Л. Способ обработки электрическим током алюмоматричных композиционных материалов//В сборнике: Ключевые тренды в композитах: наука и технологии сборник

- материалов Международной научно-практической конференции. Москва. 2019. С. 504-511.
120. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Формирование электрического поля в неоднородной проводящей среде//В сборнике: Необратимые процессы в природе и технике. Труды Десятой Всероссийской конференции. В 3-х частях. Москва МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2019. С.150-153.
121. S L Timchenko and N A Zadorozhnyj 2019 Change in the structure of the aluminium alloy under the action of direct electric current // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 683 012044 (Advances in Composite Science and Technology, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 683 (2019) 012044 IOP Publishing doi:10.1088/1757-899X/683/1/012044).
122. G N Minenko and S L Timchenko 2019 Electric treatment of alumina composite materials IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 683 012035 (Advances in Composite Science and Technology, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 683 (2019) 012035 IOP Publishing doi:10.1088/1757-899X/683/1/012035).
123. Гуляев Б.Б. Проблема усадочных процессов в металлах. – с. 5-18: Сб. докл. «Усадочные процессы в металлах». – Тр. 3-го совещания по теории литейных процессов. М.: Изд-во АН СССР. 1960.
124. Коротченко А.Ю. Критерии образования усадочной пористости в отливках// Литейщик России. 2010. №4. С. 43–47.
125. Piwonka T.S. Metalcasting competitiveness research. Final report. August 1994.
126. Berry J.T., Luck R., Zhang B., Taylor R.P. The Effects of Applied Pressure During Feeding on the Fatigue Properties of Critical Cast Aluminum Alloy Components. June 2003. Department of Mechanical Engineering Mississippi State University.
127. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А., Хартман Р. Магнитоимпульсное заполнение литейной формы// Необратимые процессы в природе и

- технике: Труды четвертой всероссийской конференции 29-31 января 2007 г. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, ФИАН 2007. 651 с.
128. Тимченко С.Л. Механические напряжения отливки цилиндрической формы в области скин-слоя//Литейщик России. 2010. №10. С. 34-36.
129. Электроимпульсные нанотехнологии в литейных процессах. Монография// Л.Г. Знаменский, В.В. Крымский, Б.А. Кулаков. Челябинск: Изд-во ЦНТИ. 2003. 130с.
130. П.С. Попель, И. Г. Бродова и др. Исходные расплавы как основа формирования структуры и свойств алюминиевых сплавов// РАН, Урал. отделение. Екатеринбург: УрО РАН. 2005. 369 с.: ил.
131. Патент № 2220816 С2 МПК7 В22D 27/02.
132. Патент № US 6,530,418 В2 от 11.03.2003.
133. Патент DE 102005009326A1.
134. Тимченко С.Л., Хартман Р. Применение электромагнитных сил в литейном процессе//Литейное производство. 2011. №9. С.29-32.
135. Дорофеев А. В., Килин А. Б., Тертишников А. С. Обработка алюминиевых расплавов электротокком//Литейщик России. 2002. №2. С.19–21.
136. Modeling and research of influence of the external magnetic fields on processes in a metal melt, received in the heavy current ARC furnace Anikeev V.N., Dokukin M.Yu. В сборнике: Journal of Physics: Conference Series. 8th International Conference on Mathematical Modeling in Physical Science. 2019. С. 012132.
137. Баландин Г.Ф. Теория формирования отливки. М.: Изд.-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 1998. 360 с.
138. Я.П. Терлецкий, Ю.П. Рыбаков. Электродинамика. М., 1990. 352 с.
139. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И.К. Кикоина.
140. Электротехнические материалы: Справочник/В.Б. Березин, Н.С. Прохоров, Г.А. Рыков, А.М. Хайкин. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1983.

141. Piwonka T. S., Flemings M. C. Pore Formation in Solidification// TMS-AIME. 1966. V. 236. P. 1157.
142. Pequet Ch., Gremaud M. , M. Rappaz Modeling of Microporosity, Macroporosity, and Pipe-Shrinkage Formation during the Solidification of Alloys. Using a Mushy - Zone Refinement Method: Applications to *Aluminum Alloys* // Metallurgical and Materials Transactions A. 2002. V. 33A. PP. 2095-2106.
143. Kent D. Carlson, Zhiping Lin, Christoph Beckermann, George Mazurkevich, and Marc C. Schneider. Modeling of porosity formation in aluminium alloys. Modeling of Casting, Welding and Advanced Solidification Processes – XI. Edited by Charles-André Gandin and Michel Bellet TMS (The Minerals, Metals & Materials Society). 2006. pp. 627 -634.
144. G. Backer and Q. G. Wang. Microporosity Simulation in Aluminum Castings Using an Integrated Pore Growth and Interdendritic Flow Model. AFS Trans.. Vol., 38B. 2007. pp. 533-540.
145. H. Meidani, J.-L. Desbiolles, A. Jacot , M. Rappaz Three-dimensional phase-field simulation of micropore formation during solidification: Morphological analysis and pinching effect. *Acta Materialia* 60 (2012) 2518–2526.
146. Niels Skat Tiedje, John A. Taylor, Mark A. Easton. A new multi- zone model for porosity distribution in Al- Si alloy castings. *Acta Materialia* 61 (2013) 3037–3049.
147. Niyama E., Uchida T., Morikawa M., Saito S. A Method of Shrinkage Prediction and its Application to Steel Casting Practice // AFS International Cast Metals Journal. 1982. V. 7(3). PP. 52-63.
148. Carlson K. D., Beckermann C. Prediction of Shrinkage Pore Volume Fraction Using a Dimensionless Niyama Criterion // Metallurgical and Materials Transactions A. 2009. Vol. 40A. PP. 163-175.

149. S.Polykov, A.Korotchenko, J.Bast. Use of the Niyama criterion to predict porosity of the mush zone with deformation. Archives of Foundry Engineering. Vol. 11, 4/2011, 131-136.
150. Polyakov S., Korovin V.M., Korotchenko A.Y. Bast Y. The influence of mass forces and gas saturation of melt on the porosity of castings. // Литейщик России. № 8. 2013. С. 40-25.
151. R. Monroe. Porosity in Castings. AFS Transactions 2005 © American Foundry Society, Schaumburg, IL USA., pp. 1 – 28.
152. Siddhartha Misra, Yun Li, Il Sohn. Hydrogen and Nitrogen Control in Steelmaking at U.S. Iron & Steel Technology. November 2009, pp. 43-52.
153. Sen-Tien Kao, Edward Chang and Yuh-Wen Lee. Role of Interdendritic Fluid Flow on the Porosity Formation in A206 Alloy Plate Casting Materials Transaction, JIM, Vol 35, No 9 (1994), pp. 632 – 639.
154. Kozeny J. Ueber kapillare Leitung des Wassers im Boden. // Sitzungsber Akad. Wiss., Wien. 1927. vol 136(2a). PP. 271-306.
155. Carman P.C. Fluid flow through granular beds // Transactions, Institution of Chemical Engineers, London. 1937. vol. 15. PP. 150-166.
156. Nielsen Ø., Arnberg L., Mo A., Thevik H. Mushy zone permeability and grain morphology in equiaxed aluminum-copper alloys // Metallurgical and Materials Transactions A. 1999. vol. 30A. PP. 2455-2462.
157. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О законе дисперсии ЭМ волн в проводящей среде. // Тез. докл. IV-го междунардн. Совещания-семинара «Инженерно-физические проблемы новой техники». М.. 1996. С.162-163.
158. Тимченко С.Л., Поляков С.Н., Баст Ю. Управление податливостью литейных стержней// Необратимые процессы в природе и технике: Труды четвертой всероссийской конференции 26-28 января 2011 г. (в трех частях) Ч. II. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2011. С.286-291.

159. Задорожный Н.А., Тимченко С.Л., Винтайкин Б.Е., Быков С.Д., Мараков Д.Д. Моделирование свойств кристаллической решетки//Современный физический практикум. 2016. №14. С. 38-39.
160. Н.В. Коробова, А.Ю. Аксененко, В.И. Лузгин, В.Э. Фризен, С.Ю. Шевченко Эволюция микроструктуры литейных алюминиевых сплавов при гидродинамическом воздействии электромагнитных полей на расплав//Заготовительное производство. 2015. №7. С. 43-48.
161. Батышев А.И., Батышев К.А. Получение отливок из композиционных материалов с металлической матрицей //Литейное производство. 2016. № 4. С. 17-23.
162. Yang Y., Lan J., Li X. Study on bulk aluminum matrix nano-composite fabricated by ultrasonic dispersion of nano-sized SiC particles in molten aluminum alloy // Material Science and Engineering. 2004. Vol. A380, pp. 378-383.
163. Casati R., Vedani M. Metall Matri Composites Reinforced by Nano-Partikles-A Review // Mttals. 2014. Vol. 4, pp. 65-83.
164. A. Sanaty-Zadeh. Comparison between current models for the strength of particulate-reinforced metal matrix nanocomposites with emphasis on consideration of Hall-Petch effect // Material Science and Engineering. 2012. Vol. A531, pp. 112-118.
165. Миненко Г.Н. Способ обработки электрическим полем алюмоматричных композиционных материалов. «Металлургия машиностроения». 2018. № 4. С. 42-44.
166. Миненко Г.Н. Механизм воздействия электрического поля на алюмоматричные композиционные материалы. «Литьё Украины». 2018. № 5. С. 2-3.
167. Даркен Л.С., Гурри Р.С. Физическая химия металлов М., «Металлургиздат». 1962. 582 с.

Приложения. Публикации автора по теме диссертации

Публикации в журналах ВАК и Scopus

1. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Динамический механизм дисперсии высокочастотных магнитных параметров поликристаллических ферромагнитных металлов//Физика металлов и металловедение 1987. Т. 64, Вып. 4. С. 821-824.
2. Семенцов Д.И., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Влияние электрического тока на магниторезистивный эффект в магнитных пленках//Письма в журнал технической физики 1991. Т.17, Вып.4. С.28-32.
3. Тимченко С.Л. и др. Особенности ферромагнитного резонанса в металлических магнитных пленках с дисперсией оси электрической анизотропии//Вестник МГТУ, сер. Приборостроение 1991. № 1. С.106-114.
4. Тимченко С.Л. и др. Гальваномагнитные эффекты в пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии//Вестник МГТУ, сер. Приборостроение 1993. № 2. С. 125-132.
5. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О физической природе феноменологического закона электропроводности металлов//Вестник МГТУ, сер. Приборостроение 1994. № 2. С.110-119.
6. Корнев Ю.В., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О физической природе закона электропроводности металлов//Доклады Академии Наук. 2001. Т.380. № 4. С.1-4.
(Kornev Yu. V., Sidorenkov V.V., Timchenko S.L. The physical nature of the electric-conduction law for metals//Doklady Physics 2001. Т. 46. №10. С.690-693).
7. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О механизме влияния электрического тока высокой плотности на ферромагнитный резонанс в пленках ферромагнитного металла//Вестник МГТУ, сер. «Естественные науки» 2003. №2. С. 112-118.
8. Рыбкин В.А., Тимченко С.Л. Кристаллизация алюминиевого сплава под действием электрического тока//Литейное производство 2003. № 10. С. 17-19.
(Rybkin, V.A., Timchenko, S.L. Crystallization of aluminum alloy under the action of electric current//Litejnoe Proizvodstvo. 2003. №10. С. 17-19).

9. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Влияние электрического тока на кристаллизацию алюминиевого сплава// Литейное производство. 2005. №9, С. 12-13.
(Timchenko, S.L., Zadorozhnyj, N.A Effect of electric current on the crystallization of an aluminum alloy// Litejnoe Proizvodstvo. 2005)
- 10 Тимченко С.Л. Изменение твердости в отливках из силумина. //Литейное производство. 2010. №10. С. 28-30.
11. Тимченко С.Л. Движение жидкого металла в форме под действием электромагнитной силы//Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки» 2011. №2. С. 78-86.
12. Тимченко С.Л. Исследование кристаллизации сплава под действием электрического тока//Расплавы. 2011. №4. С.53-61.
- 13 Тимченко С.Л., Хартман Р. Применение электромагнитных сил в литейном процессе//Литейное производство. 2011. №9. С.29-32.
14. Тимченко С.Л., Кобелева Л.И., Задорожный Н.А. Влияние электрического тока на структуру и свойства алюминиевого сплава//Физика и химия обработки материалов. 2011. №6. С.82-87.
15. Тимченко С.Л. Способ контроля кристаллизации алюминиевого сплава//Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки». 2012. №1. С. 64-73.
16. Тимченко С.Л. Особенности ВАХ структурно-неоднородных проводящих сред//Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки». 2012. №5 (специальный выпуск). С. 56-64.
17. Тимченко С.Л., Кобелева Л.И., Задорожный Н.А. Влияние электрического тока на пористость алюминиевых сплавов//Расплавы. 2013. №4. С.58-68.
18. Тимченко С.Л., Кобелева Л.И. Особенности дендритного строения силумина АК12 при кристаллизации под действием тока//Физика и химия обработки материалов. 2013. №4. С. 78-83.

19. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Особенности формирования структуры алюминиевого сплава при кристаллизации под действием тока//Литейное производство. 2016. №8. С. 11-14.

Публикации в других изданиях

20. Тимченко С.Л. Механические напряжения отливки цилиндрической формы в области скин-слоя//Литейщик России. 2010. -№10. С. 34-36.

21. Тимченко С.Л. Влияние электрического тока на дендритную структуру алюминиевого сплава//Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. № 8 (20). С.47-58.

22. S L Timchenko Magnetoresistance effect in ferromagnetic metal foil//J. Phys.: Conf. Ser. 918 (2017) 012018.

23. S N Poliakov , A Yu Korotchenko , S L Timchenko A criterion for estimating the probability of microporosity formation in castings//J. Phys.: Conf. Ser. 918 (2017) 012001.

24. S L Timchenko and N A Zadorozhnyj Change in the structure of the aluminium alloy under the action of direct electric current // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 683 012044 (Advances in Composite Science and Technology, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 683 (2019) 012044 IOP Publishing doi:10.1088/1757-899X/683/1/012044).

25. G N Minenko and S L Timchenko Electric treatment of alumina composite materials IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 683 012035 (Advances in Composite Science and Technology, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 683 (2019) 012035 IOP Publishing doi:10.1088/1757-899X/683/1/012035).

26. S L Timchenko and N A Zadorozhnyj Features of the formation of an electric field in a non-uniform conducting medium// J. Phys.: Conf. Ser. 1348(2019) 012085.

Публикации в сборниках трудов конференций

27. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. О механизме влияния электрического тока высокой плотности на параметры ФМР в пленках ферромагнитного металла// Тез.докл. XVI всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ. 1998. С.324-325.

28. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Динамическое намагничивание вещества под действием вихревого электрического поля// Тез. докл. XVII всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники» . М.: МГУ. 2000. С. 841-842.
29. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Об электрическом поле в металле при электропроводности// Тез. докл. Всероссийской конференции «Необратимые процессы в природе и технике». М., 2001. С. 220-221.
30. Задорожный Н.А., Тимченко С.Л. Влияние электрического тока на кристаллизацию сплавов// Материалы V международной конференции «Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов». Воронеж. 2003. С. 122-125.
31. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А., Хартман Р. Магнитоимпульсное заполнение литейной формы// Необратимые процессы в природе и технике: Труды четвертой всероссийской конференции 29-31 января 2007 г. (в 2-х частях) Ч. II. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, ФИАН. 2007. С.473-478.
32. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Влияние электрического тока на газовую пористость отливок// Материалы VII международной конференции «Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов». Воронеж. 2007. С. 75-79.
33. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Метод контроля твердожидкого состояния сплава// Необратимые процессы в природе и технике: Труды шестой всероссийской конференции 26-28 января 2011 г. (в трех частях) Ч. II. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2011. С.177-182
34. Тимченко С.Л., Поляков С.Н., Баст Ю. Управление податливостью литейных стержней// Необратимые процессы в природе и технике: Труды шестой всероссийской конференции 26-28 января 2011 г. (в трех частях) Ч. II. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2011. С.286-291.
35. Тимченко С.Л., Кобелева Л.И. Влияние электрического тока на дендритную структуру сплава АК12//Необратимые процессы в природе и технике: Труды

седьмой всероссийской конференции 29-31 января 2013 г. (в трех частях) Ч. II. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2013. С.157 – 162.

36. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Кристаллизация алюминиевых сплавов под действием постоянного электрического тока//В сборнике: Ключевые тренды в композитах: наука и технологии сборник материалов Международной научно-практической конференции. Москва. 2019. С. 717-721.

37. Тимченко С.Л., Задорожный Н.А. Формирование электрического поля в неоднородной проводящей среде//В сборнике: Необратимые процессы в природе и технике. Труды Десятой Всероссийской конференции. В 3-х частях. Москва МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2019. С.150-153.

38. Миненко Г.Н., Тимченко С.Л. Способ обработки электрическим током алюмоматричных композиционных материалов//В сборнике: Ключевые тренды в композитах: наука и технологии сборник материалов Международной научно-практической конференции. Москва. 2019. С. 504-511.

Авторские свидетельства и патенты

39. Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Савичев В.В., Тимченко С.Л. Способ обработки ферромагнитных металлов и сплавов//А.С. №1693113. Б.И. 1991. № 43.

40. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Способ текстурирования металлов//А.С. №1770399. Б.И. –1992. № 39.

41. Сидоренков В.В., Тимченко С.Л. Способ измерения электросопротивления тонких магнитных пленок//А.С. №1803892. Б.И. 1993. № 11.

42. Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Савичев В.В., Тимченко С.Л. Способ индукционного нагрева плоского изделия из электропроводного материала//А.С. № 1707782 А1. Б.И. 1992. № 3.

43. Тимченко С.Л. и др. Патент России 2220816С2 Способ управления процессом формирования фасонных отливок//Опубл.10.01.04.Бюл. № 1. Открытия, изобретения, товарные знаки.