

**Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)»**

На правах рукописи

МАРЦЫНЮКОВ СЕРГЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ
НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ
И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ПОКРЫТИЙ**

Специальность 05.09.10 – Электротехнология

Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель
д. т. н., проф. Лисенков А. А.

Санкт-Петербург – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ГАЗОВЫМ РАЗРЯДОМ.....	9
1.1. Газоразрядный лазер на углекислом газе.....	11
1.2. Модуляция лазерного излучения.....	16
1.3. Положительный столб тлеющего разряда.....	19
1.3.1. Электрический дрейф заряженных частиц.....	21
1.3.2. Диффузионное движение заряженных частиц.....	24
1.3.3. Описание плазменных моделей.....	26
1.4. Исследование влияния магнитного поля на поведение газового разряда.....	32
1.4.1. Измерение параметров плазмы зондовым методом.....	35
1.4.2. Исследование смещения заряженных частиц под действием поперечного магнитного поля.....	40
1.5. Выводы.....	45
2. РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ.....	47
2.1. Механизмы влияния поперечного магнитного поля на активную среду молекулярного лазера.....	47
2.2. Расчет электромагнитной системы управления.....	53
2.3. Распределения магнитного поля в рабочем зазоре.....	55
2.4. Воздействие поперечного магнитного поля на уровень выходной мощности излучения лазера.....	66
2.5. Разработка схем управления электромагнитами.....	70
2.5.1. Импульсно-периодическая схема управления на симисторе.....	71
2.5.2. Схема формирования однократных импульсов.....	74
2.6. Выводы.....	79

3. ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА.....	80
3.1. Электротехнологический комплекс для изучения фазовых превращений в материалах.....	81
3.1.1. Установки для термического исследования фазовых превращений.....	85
3.1.2. Достижение высоких температур.....	87
3.1.3. Определение условий нагрева при исследовании фазовых превращений	89
3.1.4. Конструкция электротехнологического комплекса для исследования фазовых превращений в неорганических материалах.....	93
3.2. Электротехнологический комплекс для измерения толщины покрытий.....	102
3.2.1. Методы измерения толщины покрытий.....	102
3.2.2. Определение условий нагрева для измерения толщины покрытия.....	107
3.2.3. Комплекс для измерения толщины покрытий.....	114
3.3. Выводы.....	121
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	122
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	124

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. В настоящее время для теплофизического исследования материалов, а также определения толщины формируемых покрытий требуется разработка и создание электротехнологических комплексов, использующих источники излучения с регулируемой энергией воздействия на объект исследования. Лазеры на основе газового разряда, за счет высокого значения плотности потока энергии и высокой пространственной однородности, открывают уникальные технологические возможности в этом направлении. Из лазерных источников наиболее широко применяются отпаянные молекулярные CO₂-лазеры. Уровень выходной мощности и характерная длина волны излучения CO₂-лазеров (10,6 мкм) позволяют использовать их в металлургии, термических процессах различного назначения, в технологических процессах сварки, резки и т. д. Создаваемая зона нагрева может быть уменьшена путем фокусирования излучения.

Кроме этого лазер может работать в частотно-импульсном режиме. Для процессов селективной технологии необходимы импульсы длительностью 10^{-6} с с высокой интенсивностью излучения и высокой частотой повторения. Для процессов лазерной сварки, термоупрочнения и других, создаются импульсы излучения длительностью $10^{-4} \dots 10^{-2}$ с.

Активная среда CO₂-лазеров представляет собой смесь газов, важными компонентами которой являются молекулы CO₂ и азота (N₂). Лазерный эффект обеспечивается молекулами диоксида углерода, а свойства молекул азота позволяют эффективно задействовать молекулы CO₂ в электрическом разряде, обеспечивающем накачку лазерной среды. При такой форме разряда объемные процессы ионизации и рекомбинации протекают в объеме положительного столба, а вынос тепла осуществляется потоком газа через зону разряда, не вовлекая в эти процессы стенки разрядной камеры. За счет внешнего воздействия на положительный столб тлеющего разряда удается изменить плотность заполнения разрядного промежутка и обеспечить модуляцию мощности излучения.

Генерация ИК-излучения происходит в результате стимулированных

переходов между колебательно-вращательными уровнями молекул CO_2 , принадлежащих основному электронному состоянию.

Цель диссертационной работы – разработка системы электромагнитного управления излучением молекулярного CO_2 -лазера для создания электротехнологических комплексов по изучению теплофизических свойств материалов и определению толщины покрытий.

Реализация поставленной цели достигается решением следующих **теоретических и практических задач**:

- выявлением общих закономерностей влияния электромагнитного управления на условия существования в протяженных трубках газового разряда на основе тройной смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$;

- разработкой системы электромагнитного управления лазерного излучения и формирования импульсов молекулярного лазера заданной длительности;

- разработкой молекулярного технологического CO_2 -лазера с управляемым уровнем выходной мощности излучения от минимального до максимального значения;

- исследованием диаграмм направленности и условий генерации лазера;

- проведением анализа основных термических методов исследования веществ и методов измерения толщины покрытий;

- проведением анализа передачи мощности лазерного излучения в вещество с целью реализации теплофизических методов по исследованию физических свойств материалов и измерению толщины покрытий;

- разработкой электротехнологического комплекса с системой управления для изучения фазовых превращений в неорганических материалах;

- разработкой электротехнологического комплекса с системой управления для измерения толщины покрытий;

- разработкой метода для проверки достоверности полученных результатов по измерению толщины покрытий с использованием рентгеновского излучения;

- внедрением в промышленность и учебный процесс, разработанных технологий и специализированных электротехнологических комплексов.

Объект исследования – лазерная система, на основе управляемого газового разряда.

Предмет исследования – эффекты и явления, возникающие при воздействии поперечного магнитного поля на газовый разряд в протяженных трубках и взаимодействие формируемого лазерного излучения с веществом.

При решении поставленных задач применялись следующие **методы исследования**: анализ и обобщение литературных данных по поведению газового разряда в магнитном поле, а также по термическим методам исследования теплофизических свойств материалов и методам измерения толщины покрытий; математический анализ и компьютерное моделирование; экспериментальные исследования с использованием современного измерительного оборудования и т. д. Полученные результаты исследований, их согласованность и корреляция экспериментальных и расчетных данных подтверждают обоснованность и достоверность научных положений, выводов и рекомендаций работы.

Научная новизна работы заключается в следующих результатах:

1. На основе теоретических и экспериментальных исследований выявлены основные закономерности влияния электромагнитного управления на условия существования в протяженных трубках газового разряда на основе тройной смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$.

2. Впервые на основе выполненного комплекса теоретических и экспериментальных исследований показано, что с уменьшением давления тройной газовой смеси, соответствующей CO_2 -лазерам, и с ростом тока в катушке электромагнита (индукции магнитного поля в рабочем зазоре электромагнита) инерционность смещения газового разряда составляет порядка одной миллисекунды.

3. Разработана теоретическая модель и математическая программа расчета электромагнитной системы управления смещением газового разряда в протяженных трубках молекулярных лазеров для управления выходной мощностью излучения от минимального до максимального значения.

4. Разработаны и сформулированы рекомендации по исследованию теплофизических свойств материалов и по измерению толщины формируемых

покрытий от 100 мкм.

Практическая значимость подтверждается тем, что в процессе работы:

1. Показана возможность применения электромагнитной модуляции для управления излучением отпаянного газоразрядного лазера в технологических установках вместо существующих способов, что позволит получить существенный технико-экономический эффект.

2. Для управления уровнем выходной мощности разработана система модуляции излучением молекулярного газоразрядного CO₂-лазера. Система предоставляет возможность формирования импульсов с широким изменением параметров.

3. Разработан и создан электротехнологический комплекс для изучения фазовых превращений в неорганических материалах.

4. Разработан и создан электротехнологический комплекс для измерения толщины покрытий от 100 мкм.

В результате проведенных экспериментальных и теоретических исследований на защиту выносятся следующие **научные положения**:

1. Инерционность взаимодействия индукции магнитного поля с плазмой газового разряда в протяженных трубках, сопровождающееся изменением концентрации электронов на оси разряда, определяется временем задержки ее смещения и временем разрушения возбужденных уровней.

2. Для газовой смеси молекулярного CO₂-лазера в интервале рабочих давлений и токов регулирование поперечного магнитного поля за счет управления длиной активной зоны резонатора позволяет изменять уровень выходной мощности излучения от минимального до максимального значения.

3. Внешний источник излучения с плотностью мощности на образце не менее $2 \cdot 10^7$ Вт/м² и управляемым характером излучения позволяет исследовать кинетику структурно-фазовых переходов неорганических материалов с температурой плавления свыше 1000 К, при этом верхний предел температуры исследований определяется температурой, создаваемой источником воздействия, а точность измерений зависит главным образом от значения внутренней энергии, полученной или выделенной веществом в форме теплоты при фазовом переходе.

4. Измерение температуры поверхности в зоне воздействия управляемого

внешнего источника излучения с постоянной скоростью нагревания, с учетом распределения теплового потока в плоскости контакта двух твердых тел, теплофизических параметров объекта исследования и инерционности измерения температуры, позволяет определить толщину покрытия от 100 мкм и выше с точностью до 10 %.

При непосредственном участии автора все разработки были внедрены в учебный процесс, а также в производственные комплексы.

Апробация работы проводилась на ежегодных научно-технических конференциях профессорско-преподавательского состава СПбГЭТУ «ЛЭТИ» и следующих научно-технических конференциях:

- молодежная научная конференция СПбГЭТУ, 1999 г., Санкт-Петербург;
- 3-я и 4-я научные молодежные школы «Физико-технические аспекты современного электронного материаловедения», 2000 и 2001 гг., Санкт-Петербург;
- V и VI международные конференции АПЭП, 2000 и 2002 гг., Новосибирск;
- научно-технический семинар «Контроль герметичности», 2001, СПб;
- всероссийская научно-техническая конференция «Вакуумная техника и технологии», 2001, 2006 и 2014 гг., Санкт-Петербург;
- 58-ая научно-техническая конференция, посвященная Дню радио и 300-летию Санкт-Петербурга, 2003 г., Санкт-Петербург;
- 5-я международная конференция «Оборудование и технологии термической обработки металлов и сплавов», 2004 г., Харьков;
- 7-я и 11-я международная конференция «Пленки и покрытия», 2005 и 2011 гг., Санкт-Петербург.

По теме диссертации опубликовано 8 научных работ в изданиях рекомендуемых ВАК, 7 публикаций в других журналах и сборниках российских и международных научно-технических конференций, а также получено 3 патента на полезную модель.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из 3 глав, введения и заключения. Содержит 130 страниц машинописного текста, 54 рисунка и 6 таблиц. Список литературы насчитывает 87 наименований.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ГАЗОВЫМ РАЗРЯДОМ

Нанесение пленочных покрытий в вакууме и инертных газах является одной из самых распространенных технологических процессов. Номенклатура, формируемых покрытий, весьма широка и насчитывает сотни наименований. Перечень технических задач, решаемых с помощью получаемых покрытий, постоянно пополняется в связи с их высокими эксплуатационными показателями и возможностью получения деталей с обширным спектром функциональных свойств. Получение сложных комбинированных соединений позволило расширить спецификацию получаемых материалов.

Покрытия наносят для придания их поверхностям специальных свойств, для защиты изделий от коррозии и от воздействия окружающей среды, улучшения их внешнего вида и повышения декоративных свойств. Результативность использования покрытия рассматривается как совокупность функциональных свойств (износостойких, противокоррозионных, декоративных и пр.) на протяжении срока эксплуатации. Одной из важных операций в технологическом цикле изготовления изделия является контроль толщины покрытия, так как соответствие реальной толщины покрытия требованиям конструкторской и нормативно-технической документации на изделие является наиболее важным с точки зрения обеспечения функционального назначения покрытия и изделия в целом.

При измерении толщины покрытий встает проблема оперативного и неразрушающего контроля. Проблемы могут быть связаны с ограничениями того или иного метода контроля по материалу, толщине измеряемого покрытия, с энергетическим разрешением метода, с информативностью метода, с портативностью и комфортностью измерительной установки (вес установки, ее габаритные размеры и др.), с экономической эффективностью метода и т. д.

Для применения сложных комбинированных соединений необходимо знать о нем как можно больше и уметь предвидеть его поведение в различных эксплуатационных условиях. С этой целью используются термические методы, служащие для исследования протекающих химических реакций, фазовых и

иных физико-химических превращений, происходящих под влиянием теплового воздействия.

Обычно нагрев пробы веществ осуществляется в электрических печах, в которых достигаемая температура составляет 1600 К. Использование благородных металлов позволяет поднять температурный предел до 2400 К, еще более высокие температуры обеспечивает вольфрам (3000 К). Данные типы нагревательных элементов работают в вакууме или в атмосфере, не содержащей кислорода. В последнее время рабочий диапазон температур, при которых следует проводить исследования материалов, стал недостаточным.

Высокие температуры можно получить фокусированием энергии источника света на подлежащем нагреву материале. Важным преимуществом такого способа нагрева является возможность нагрева образцов практически без контейнера в атмосфере любого типа, а теоретический верхний предел температуры определяется мощностью самого источника. В качестве такого источника нагрева может быть лазер, который позволяет достигать температуры свыше 3000 К (например, лазеры на иттриево-алюминиевом гранате (ИАГ) и CO₂-лазеры, которые работают в импульсном режиме).

Лазеры открывают исключительные возможности в технологии исследования материалов, например, экстремальные значения плотности потока энергии и времени воздействия, высокую пространственную точность обработки и лёгкость управления лазерным инструментом. Теоретические основы тепловых процессов были описаны в работах Рыкалина [1]. Физические процессы были рассмотрены в монографиях разных авторов [2–6].

Из выпускаемых в настоящее время технологических лазеров, наиболее распространенными являются газоразрядные лазеры на углекислом газе. При использовании лазеров в технологических процессах возникает необходимость управления мощностью лазерного излучения. Существующие способы управления мощностью CO₂-лазера далеко не оптимальны, что в значительной мере ограничивает их применение. Активная среда CO₂-лазеров представляет собой смесь газов, поэтому за счет внешнего воздействия на положительный столб тлеющего разряда, удается изменять плотность заполнения разрядного проме-

жутка и обеспечить модуляцию мощности излучения. Процессы управления разрядом рассматриваются в данной главе.

1.1. Газоразрядный лазер на углекислом газе

Лазер на колебательно-вращательных переходах молекул углекислого газа (CO_2) является самым распространенным видом технологических лазеров, что связано с конструктивной простотой, высокой эффективностью и возможностью достижения большой выходной мощности излучения при работе в непрерывном режиме (от единиц ватт до сотен киловатт [7–9]).

Мощные молекулярные лазеры на углекислом газе (CO_2 -лазеры) генерируют на длине волны 10,6 мкм (инфракрасный диапазон). Возбуждение газовой активной среды осуществляется тлеющим разрядом.

Активная среда CO_2 -лазеров состоит, как правило, из тройной смеси газов. Эта смесь включает в себя CO_2 , N_2 и He, которые берутся в соотношении 1:(1...2):(5...10) и при общем давлении смеси порядка 10...20 кПа. Добавление азота позволило увеличить мощность излучения лазеров до 16 Вт при коэффициенте полезного действия (КПД) до 4 %, а добавление гелия и увеличение длины активной среды позволило довести мощность CO_2 -лазера до сотен киловатт при КПД, достигающем 30 %. Мощные CO_2 -лазеры применяются для решения следующих технологических задач: сварка, резка, пайка, маркировка изделий, термообработка материалов, раскрой листовых материалов, подгонка номиналов резисторов.

Линейная, симметричная (симметрии $D_{\infty h}$), бездипольная молекула углекислого газа CO_2 является излучающей частицей (рис. 1.1, а) [8–11]. Наличие трех атомов обуславливает число независимых степеней свободы (число координат), характеризующее положение N ядер, равное $3N = 3 \cdot 3 = 9$.

При этом 3 координаты характеризуют движение молекулы как целое, а остальные $3N - 3 = 6$ – относительное расположение ядер в молекуле при ее колебаниях и вращении. Для линейной молекулы, которой является молекула

CO₂, вращательных степеней свободы две. Таким образом, у молекулы углекислого газа колебательных степеней свободы четыре (рис. 1.1), им должно соответствовать четыре колебания. Однако в силу того, что колебание ν_2 двукратно вырождено, у линейных трехатомных молекул наблюдаются три основные колебания с симметрией $\nu_1 - A_{1g}(\Sigma_g^+)$ – полностью симметричное валентное колебание (оба атома кислорода, то приближаются, то удаляются от атома углерода, рис. 1.1, б); $\nu_2 - E_{1u}(\Pi_u)$ – деформационное (атом углерода движется перпендикулярно оси молекулы, рис. 1.1, г) и $\nu_3 - A_{1u}(\Sigma_u^+)$ – антисимметричное валентное колебание (рис. 1.1, в). Излучение лазерного кванта происходит при переходе из состояния 001 в 100, цифры означают колебательные квантовые числа в модах ν_1 , ν_2 и ν_3 , соответственно. Для молекулы CO₂ значения частот колебаний следующие: $\nu_1 = 1388,3 \text{ см}^{-1}$, $\nu_2 = 667,3 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_3 = 2349,3 \text{ см}^{-1}$ (1 эВ = $2,3 \cdot 10^{14}$ Гц = $8066,6 \text{ см}^{-1}$).

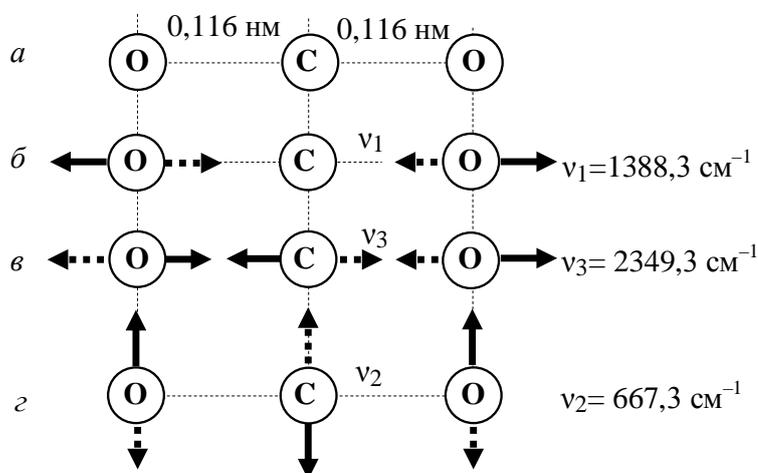


Рис. 1.1. Строение линейной, симметричной, бездипольной молекулы CO₂ (а) и существующие типы колебаний: б – симметричное валентное; в – асимметричное валентное; г – деформационное

Лазерные уровни образованы нижними колебательными состояниями основного (нулевого) электронного уровня молекулы CO₂. Энергия возбуждения верхнего лазерного уровня составляет примерно 0,3 эВ. Так как различие в

энергии между уровнями довольно небольшое, то лазеры этого типа генерируют в среднем и дальнем ИК-диапазоне (5...300 мкм).

Высокий КПД активного вещества (характеризующий отношение энергии кванта излучения к энергии возбуждения верхнего лазерного уровня) обеспечивается близостью лазерных уровней к основному состоянию молекулы. Его предельная величина (без учета потерь на спонтанные и безызлучательные переходы с верхнего лазерного уровня) может достигать до 41 %. Лазерный переход молекулы CO_2 способен обеспечивать генерацию на нескольких десятках длин волн в области 10,6 мкм, возникающих при переходах между различными вращательными подуровнями верхнего и нижнего колебательных состояний (см. рис. 1.2). Конкуренция переходов, которые обладают различным усилением, заглушает слабые составляющие, поэтому в спектре излучения CO_2 -лазера наличествует обычно одна линия, которая соответствует наиболее интенсивному переходу.

В положительном столбе слаботоочного тлеющего разряда возбуждение молекулы CO_2 может происходить за счет прямого электронного удара: $e + \text{CO}_2(00^0_0) \rightarrow e + \text{CO}_2(00^0_1)$. Обеспечиваемый при этом показатель усиления k_{yc} (линейный коэффициент усиления) составляет 10...20 % на метр длины активной среды.

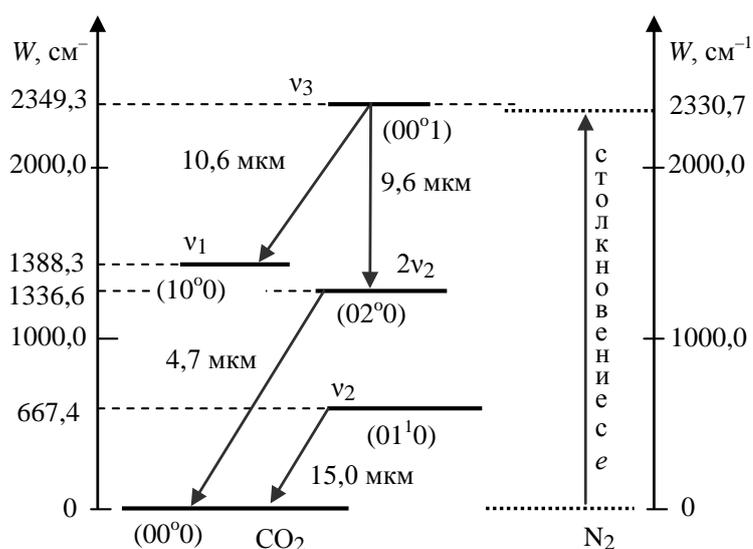


Рис. 1.2. Схема генерации CO_2 -лазера ($1 \text{ эВ} = 8066,6 \text{ см}^{-1} = 23053 \text{ кал/моль}$)

Для улучшения эффективности заселения верхнего уровня (00^01) молекулы CO_2 к углекислому газу добавляется азот, который имеет несколько колебательных уровней возбуждения, легко заселяемых при столкновениях с электронами. Первые 6...8 уровней возбуждения N_2 практически эквидистантны. Они следуют друг за другом через примерно равные интервалы энергии, близкие к 0,3 эВ, т. е. совпадающие с энергией верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 . Вследствие незначительной разницы между энергиями уровней (00^01) CO_2 и ($\nu = 1$) N_2 ($\Delta E = 18 \text{ см}^{-1}$), передача энергии от молекулы N_2 к CO_2 происходит следующим образом: $\text{N}_2^* + \text{CO}_2(00^00) \rightarrow \text{N}_2 + \text{CO}_2^*(00^01) + \Delta E$.

Поскольку молекула N_2 бездипольная, то ее время жизни в возбужденном состоянии велико (секунда) – состояние метастабильное, и поэтому молекулы N_2 являются энергетическим резервуаром для накачки молекул CO_2 и повышают инверсную населенность лазерных уровней в несколько раз.

Генерация происходит на колебательно-вращательных переходах $00^01 \rightarrow 10^00$ ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) и $00^01 \rightarrow 02^00$ ($\lambda = 9,6 \text{ мкм}$).

Опустошение нижних лазерных уровней (10^00) и (02^00) происходит главным образом за счет столкновения с тяжелыми частицами. При этом тяжелая молекула CO_2 разрушает верхний рабочий уровень лишь немного слабее, чем нижние, тогда как легкая молекула гелия He более эффективно разрушает нижний рабочий уровень ($01^10 \rightarrow 10^{-5} \text{ с}$). Добавление гелия кроме всего снижает температуру газа и, следовательно, уменьшает скорость релаксации верхнего рабочего уровня.

Так как лазерные уровни близко расположены к основному состоянию молекулы CO_2 , это приводит к сильной зависимости инверсии населенностей от температуры газа, что обусловлено больцмановским заселением нижнего лазерного уровня. Срыв инверсии уже наступает при температурах газа порядка 400 К ($kT = 0,035 \text{ эВ}$). Это приводит к необходимости использовать принудительное водяное охлаждение стеклянных стенок разрядного канала.

Чтобы переноса тепла от разряда к стенкам был наиболее эффективным, в активную смесь дополнительно вводят гелий – легкий, подвижный газ с высо-

кой теплопроводностью. Благодаря этому в тройной газовой смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ показатель усиления может повышаться до 100...200 % на метр длины. Прокачка газовой смеси, используемая в мощных CO_2 -лазерах, повышает усиление до 500 % на метр длины.

Используя тлеющий разряд и изменяя давление газовой смеси, можно практически идеально согласовать энергию электронов положительного столба с максимумом функции возбуждения молекул углекислого газа и азота. В результате этого электронный КПД (характеризующий долю энергии электронов положительного столба, передаваемую верхнему лазерному урону) возрастает до 50...80 %, а общий КПД лазера на углекислом газе в итоге оказывается высоким и может достигать 10...20 %. При этом отпаянные CO_2 -лазеры способны генерировать на длине волны 9,4 мкм и 10,6 мкм.

Конструктивно активный элемент отпаянного CO_2 -лазера (рис. 1.3) представляет собой стеклянную или кварцевую разрядную трубку диаметром от долей до нескольких сантиметров и длиной от долей до нескольких метров [11–13]. Трубка окружена рубашкой водяного охлаждения 5, вокруг нее коаксиально расположен балластный объем 6, соединенный с разрядным каналом 4.

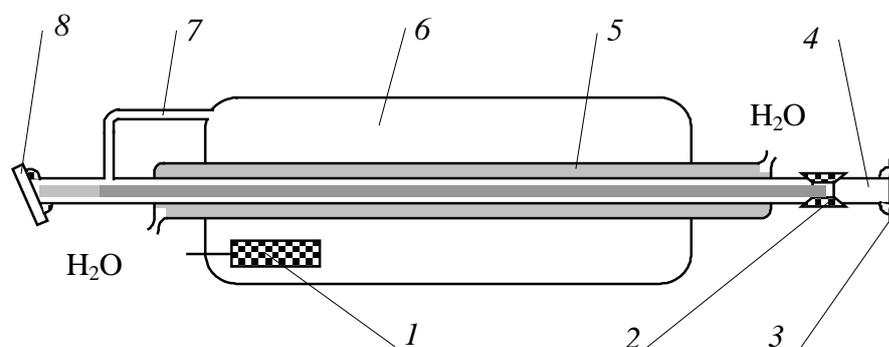


Рис. 1.3. Условная схема разрядной трубки CO_2 -лазера: 1 – катод; 2 – анод; 3 – «глухое зеркало»; 4 – разрядный капилляр; 5 – рубашка водяного охлаждения, 6 – балластный объем; 7 – соединительная труба; 8 – выходное окно

Балластный объем 6 увеличивает общий запас газа, снижая тем самым, степень влияния диссоциации молекул углекислого газа в разряде на стабильность состава активной среды.

Выходные окна и подложки зеркал изготавливают из материалов, про-

зрачных для инфракрасного излучения: германия, селенида цинка, арсенида галлия. Необходимый коэффициент отражения рабочего зеркала достигается нанесением на подложку четвертьволновых слоев с чередующимися большим и малым показателями преломления. Нерабочее, «глухое» зеркало 3 изготавливается в виде золотого, медного или алюминиевого покрытия, нанесенного на металлическую или кварцевую подложку. Выходное окно 8, для уменьшения потерь мощности при ее отражении, расположено под углом Брюстера.

1.2. Модуляция лазерного излучения

При использовании лазеров в технологических процессах возникает необходимость управления мощностью лазерного излучения. При этом требуется как плавное изменение когерентной мощности, так и формирование импульса с заданной амплитудой и формой. Существующие способы управления мощностью CO₂-лазера далеко не оптимальны, что в значительной мере затрудняет их применение [14].

Механические модуляторы просты и надежны [14–16]. Они действуют по принципу шторки. Основные достоинства – малые потери излучения, пригодность для любого оптического диапазона, малые искажения. Но такие модуляторы дают только режим «Да» – «Нет», то есть не позволяют менять амплитуду излучения. Кроме того, они не могут работать при большой частоте. Например, диск с четырьмя отверстиями, вращающийся со скоростью 6000 об/мин, дает максимальную частоту 400 Гц.

Акустооптический модулятор (АОМ) является оптически прозрачным веществом, в котором возбуждается ультразвуковая волна с помощью пьезоэлектрического преобразователя [17]. Присутствие волны приводит к тому, что вещество работает как фазовая решетка. При расположении ячейки в резонатор и подачи напряжения к преобразователю часть лазерного излучения дифрагирует на индуцированной фазовой решетке, а часть выходит из резонатора. При достаточно большом напряжении потери в веществе могут привести к срыву генерации излучения. При этом в активной среде лазера резко возрастает инверсия населенности и при снятии напряжения формируется короткий и мощный

импульс [9, 18]. Для CO_2 -лазеров в качестве АОМ используют кристалл Ge [19]. Выпускаемые в настоящее время АОМ рассчитаны на среднюю мощность лазерного излучения не более 100 Вт [20] вследствие поглощения части излучения в веществе и невысокой лучевой прочности материала АОМ. В этом случае частота следования импульсов составляет 100...200 кГц. АОМ имеют большую инерционность (единицы мкс) и применяются для не очень мощных лазеров.

Электрооптические модуляторы (ЭОМ). Действие затворов такого типа базируется на электрооптическом эффекте (эффект Поккельса). Если приложить к ячейке напряжение, то в ней возникнет двойное лучепреломление. При определенном напряжении происходит трансформация поляризации излучения на некий угол, это приводит к дополнительным потерям в анализаторе и срыву генерации. Снимая напряжение, открывается затвор [9]. В CO_2 -лазерах в качестве ЭОМ используется кристалл CdTe [21, 22]. С его помощью можно получить импульсы длительностью от нескольких наносекунд до 300 нс [21]. Так, в работе [23] с помощью такого кристалла были получены импульсы длительностью 140 нс. Недостатком кристалла CdTe можно назвать его очень сильную чувствительность к повреждениям и маленькую лучевую стойкость. Другой способ электрооптической модуляции может быть осуществлен на основе эффекта Штарка. В резонатор помещается ячейка с веществом, которое подбирается таким образом, чтобы при приложении к нему напряжения уровни энергии атомов вещества сдвигались или расщеплялись так, чтобы могли поглощать излучение на длине волны, которую излучает лазер. При выключении напряжения вещество становится оптически прозрачным и возникает генерация. Для CO_2 -лазеров в качестве такого вещества применяют смесь газов $\text{NH}_3 + \text{ND}_3 + \text{NH}_2\text{D}$. С помощью такой модуляции можно получить импульсы длительностью от 50 до 350 нс [24].

Токовые (внутренние) модуляторы основаны на прямой зависимости мощности излучения от тока разряда. Быстродействие зависит от времени нарастания импульса тока и от времени жизни возбужденных частиц и составляет доли мкс для газоразрядных лазеров, схема управления высоковольтным источником сложна и требует применения высоковольтного дорогостоящего

коммутатора. Кроме того, при существенном изменении тока CO_2 -лазера возникает колебательный процесс установления когерентной мощности CO_2 -лазера, обусловленный изменением температуры резонатора, изменением состава газовой смеси для отпаянных лазеров. Одной из особенностей газоразрядного возбуждения среды является инициирование разряда. Это связано с тем, что процесс зажигания разряда требует повышенной по сравнению со стационарным напряженности поля (обычно в 2 раза), что способствует образованию токовых шнуров (вследствие точечного пробоя). Для нормального возбуждения же необходим однородный по всей поверхности электродов разряд. С этой целью появляется необходимость применять специальные меры, направленные на обеспечение однородности процессов ионизации во всем разрядном промежутке. Для этого может быть использована предиионизация ультрафиолетовым излучением [25], которая также позволяет облегчить возбуждение лазера. Все это усложняет как устройство лазера, так и схему управления.

Электромагнитные модуляторы мощности CO_2 -лазера [26, 27] обладают рядом преимуществ по сравнению с модуляторами, рассмотренными выше, однако их внедрение тормозится вопросами связанными инерционностью магнитного управления и созданием оптимальной конструкции электромагнита. По своей сути такие модуляторы применимы для CO_2 -лазеров трубчатой конструкции, т. е. в приборах с когерентной мощностью до 100 Вт.

Принцип действия электромагнитного модулятора заключается:

- в зеемановском расщеплении рабочих уровней молекулы;
- в изменении параметров плазмы газового разряда, в частности к изменению температуры электронов (T_e), определяющую скорость «накачки» на верхний лазерный уровень;
- в изменении конфигурации плазмы газового разряда и перераспределении заряженных частиц в рабочем объеме.

Как было показано, активная среда CO_2 -лазеров является смесью газов. Лазерный эффект обеспечивается молекулами двуокиси углерода, а свойства молекул азота, позволяют наиболее эффективно задействовать молекулы

CO₂ в электрическом разряде, который обеспечивает накачку лазерной среды. При такой форме разряда объемные процессы ионизации и рекомбинации протекают в объеме положительного столба, а вынесение тепла осуществляется потоком газа через зону разряда, не вовлекая в эти процессы стенки разрядной камеры. За счет внешнего воздействия на положительный столб тлеющего разряда, удастся изменять плотность заполнения разрядного промежутка и тем самым обеспечить модуляцию мощности излучения.

1.3. Положительный столб тлеющего разряда

Тлеющий разряд – это самостоятельный разряд в газе с холодным катодом, в котором наблюдается нелинейное распределение потенциала между электродами и напряжение возникновения разряда отличается от напряжения его поддержания [28–32].

В результате бомбардировки катода положительными ионами возникает ионно-электронная эмиссия. При наличии ускоряющего поля между анодом и катодом ион способен выбить вторичный электрон. Выход вторичных электронов характеризуется коэффициентом ионно-электронной эмиссии γ_i – числом вторичных электронов, приходящихся на один ион. Коэффициент вторичной эмиссии зависит от природы (типа) иона и его энергии, а также от материала катода и состояния его поверхности.

В газовом разряде ионы попадают на катод вместе с быстрыми атомами (γ_a), появляющимися в результате перезарядки, и фотонами (γ_ϕ). Поэтому выход вторичных электронов комплексного процесса под действием различных факторов описывается обобщённым коэффициентом вторичной электронной эмиссии $\gamma = \gamma_i + \gamma_a + \gamma_\phi$.

У тлеющего разряда есть особенность – слоистая структура, которая характеризуется чередованием светлых и темных областей. В светлых областях интенсивность свечения различна, также различны протекающие в них элементарные процессы. На рис. 1.4 представлена характерная структура сменяющихся темных и светлых слоев в разрядной трубке, а также даны распре-

ление яркости (B), напряжения (U), напряженности электрического поля (E), плотности тока (j), плотности пространственного заряда (ρ) и концентрации заряженных частиц (n). К катоду располагается очень небольшое астоново темное пространство 1. Потом следует узкий слой катодного свечения 2, за ним находится темное катодное пространство 3. Следующей областью является отрицательное свечение 4, затухающее в направлении анода. Затем идет темное Фарадеево пространство 5, за которым располагается однородно светящийся положительный столб 6. Следующие области – темное анодное пространство 7 и узкая пленка анодного свечения 8. На этом заканчивается разряд [28,32,33].

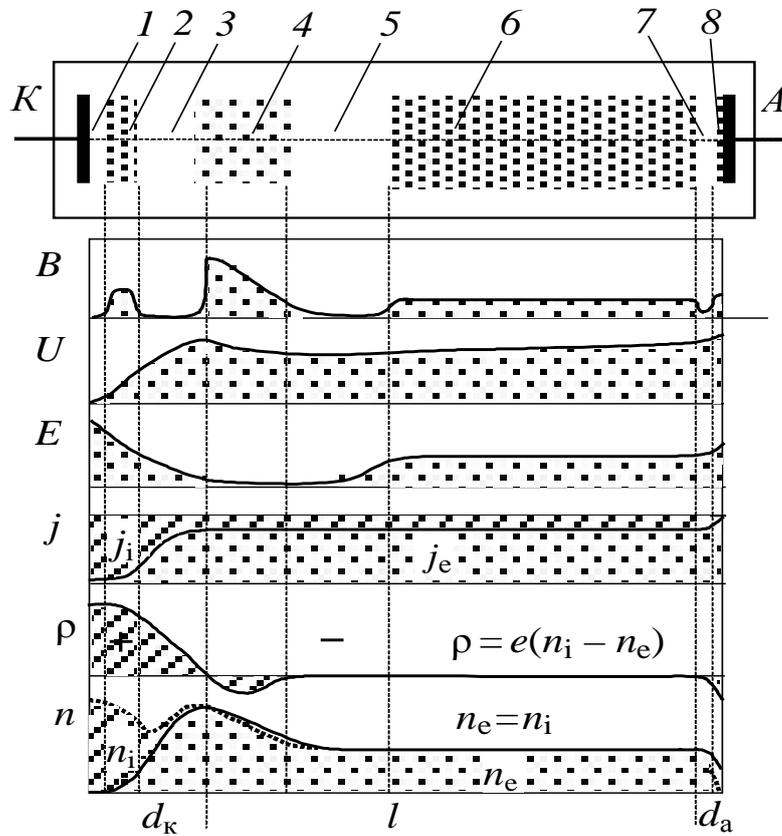


Рис. 1.4. Картина тлеющего разряда

В приэлектродных областях значительную роль играют процессы переноса заряженных частиц за счёт диффузии и под действием градиента температуры. В непосредственной близости от электрода распределения электронов и ионов по скоростям, как правило, отличаются от распределения Максвелла.

В катодных частях разряда преобладает направленное движение электронов и положительных ионов, тогда как положительный столб представляет со-

бой низкотемпературную газоразрядную плазму, в которой доминирует хаотическое движение зарядов.

В однородном положительном столбе плазмы, обеспечивающем замыкание тока в разряде в цепи, ток протекает под действием электрического поля, при этом заряженные частицы (электроны и ионы) находятся в состоянии непрерывного движения, определяемого наложением двух его составляющих:

1) хаотического, аналогичного тепловому движению молекул газа в закрытом сосуде; равновероятного по всем направлениям и характеризующегося средней арифметической скоростью электронов \bar{v}_e , определяемой из отношения среднего пробега электрона ко времени, затрачиваемому на его прохождение, и среднеквадратичной скоростью электрона \hat{v}_e , определяемой по изменению энергии электрона в процессе его хаотического движения;

2) направленного, обусловленного действием давления, концентрации, температуры или со стороны внешнего электрического поля силы $F = -eE$ в направлении оси x , совпадающей с направлением силовых линий поля, устремляющего заряженную частицу к ускоряющему электроду (например, электрона к аноду), и характеризующейся средней направленной скоростью движения v_e .

1.3.1. Электрический дрейф заряженных частиц

Непрерывные столкновения электронов, ускоряемых электрическим полем, с атомами газа приводят к тому, что электроны перемещаются по сложным траекториям. При столкновении с нейтральной частицей электрон начинает двигаться в произвольном направлении, сохраняя при этом определенную составляющую скорости, которая направлена вдоль действия внешнего электрического поля [30–32].

Дрейфовая составляющая скорости электрона, как правило, значительно меньше хаотической, что позволяет оценить среднее значение направленной скорости v_{eH} электрона.

Импульс силы, который сообщается полем электрону на длине его свободного пробега λ_e за время $t_e = \lambda_e / \bar{v}_e$, при напряженности электрического

поля E будет равен:

$$eEt_e = eE \frac{\lambda_e}{\bar{v}_e}. \quad (1.1)$$

Так как импульс силы, который поле сообщает электрону, равен количеству движения в направлении поля, то для момента следующей встречи электрона с атомом записывается равенство:

$$eE \frac{\lambda_e}{\bar{v}_e} = m_e v_k, \quad (1.2)$$

где m_e – масса электрона; v_k – направленная составляющая скорости электрона к концу его свободного пробега в предположении, что в начале пробега эта составляющая скорости была равна нулю (данное предположение близко к действительности, так как величина E/p_0 пропорциональна энергии, накопленной электроном на пути среднего пробега $E/p_0 = eE\lambda_e$, после соударения электрона составляющая направленного движения его очень мала).

Если скорости беспорядочного движения распределены по функциям Максвелла, то v_{eH} определяется из соотношения

$$v_{eH} = \frac{e}{m_e \bar{v}_e} E \lambda_e, \quad (1.3)$$

где \bar{v}_e – средняя арифметическая скорость хаотического движения электрона.

Учитывая, что длина свободного пробега λ_e зависит от давления газа: $\lambda_e = \lambda_{e0} / p_0$, где λ_{e0} – средний пробег в газе при давлении 1 мм рт. ст. и при температуре 0 °С; p_0 – давление, приведенное к температуре 0 °С, то для скорости направленного движения имеем

$$v_{eH} = \frac{e \lambda_{e0}}{m_e \bar{v}_e} \frac{E}{p_0}. \quad (1.4)$$

Величина $e \lambda_e / m_e \bar{v}_e$, представляющая собой скорость электронов в направлении поля при напряженности $E = 1$ В/м, является коэффициентом подвижности и определяется как

$$b_e = \frac{e \lambda_e}{m_e v_e} = \frac{e}{m_e \bar{v}_e} \frac{\lambda_{e0}}{p_0}. \quad (1.5)$$

Таким образом, направленная скорость электрона (v_{eH}), также как и иона (v_{iH}) будет определяться подвижностью частиц (b_e , b_i) и напряженностью электрического поля E : $v_{eH} = b_e E$ и $v_{iH} = b_i E$.

При определении скорости направленного движения ионов следует учитывать процессы перезарядки, так как в этом случае ион почти полностью теряет свою скорость, накопленную им между очередными перезарядками на пути λ_i . Сечение перезарядки σ_{Π} определяется решением трансцендентного уравнения:

$$\sigma_{\Pi} = \pi r_{H_2} \frac{U_{H_2}}{U_i} \left[\ln \left(\sqrt{\frac{U_i}{U_{H_2}}} \frac{v_0}{\sqrt{\frac{2eU}{\sigma_{\Pi} m_i n_0}}} \right) \right]^2, \quad (1.6)$$

где m_i – масса иона; n_0 – концентрация нейтральных частиц;

Максимум энергии (скорости) иона в конце свободного пробега находится из равенства: $eE\lambda_i = 0,5m_i v_{i\max}^2$, где $eE\lambda_i$ – энергия, сообщаемая полем иону на пути λ_i свободного пробега; $0,5m_i v_{i\max}^2$ – приобретенная при этом кинетическая энергия.

В однородном электрическом поле ион, образовавшийся в результате перезарядки, до своего нового столкновения с нейтральной частицей наберет максимальную скорость:

$$v_{i\max} = \sqrt{\frac{2e\lambda_i E}{m_i}}, \quad (1.7)$$

где $\lambda_i = 1/n_0\sigma_{\Pi}$ – свободная длина пробега иона; n_0 – концентрация нейтральных частиц; σ_{Π} – сечение перезарядки.

Дрейфовая скорость ионов v_{iH} находится как среднее значение скорости между двумя столкновениями. Предположим, что процесс перезарядки может произойти в любой точке пространства x , лежащей в интервале от 0 до λ_i . Тогда в (1.7) заменим λ_i на x и проинтегрируем:

$$v_{iH} = \frac{1}{\lambda_i} \int_0^{\lambda_i} v_{i\max} x dx = \frac{1}{\lambda_i} \int_0^{\lambda_i} \sqrt{\frac{2eE}{m_i}} x dx = \frac{2}{3} v_{i\max} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2e\lambda_i E}{m_i}}. \quad (1.8)$$

Таким образом, получаем расчетные выражения для скорости ионов и электронов:

$$v_{iH} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2eE}{m_i N_0 \sigma_{\Pi}}}, \quad v_{eH} = -0,815 \sqrt{\frac{e\lambda_{e0} E}{m_e p_0}}. \quad (1.9)$$

1.3.2. Диффузионное движение заряженных частиц

Наряду с электрическим дрейфом, другим видом направленного движения частиц, происходящего на фоне их беспорядочного теплового движения, является диффузионное движение, направленное на выравнивание заряженных частиц. Причиной его возникновения является наличие градиента концентрации ($\text{grad } n$), температуры частиц (T) или полного давления (p). Диффузия заряженных частиц подчиняется тем же законам, что и диффузия нейтральных частиц.

Диффузионный поток частиц описывается первым законом Фика, откуда для направленной скорости диффузионного движения $v_{\text{д}}$ можно записать:

$$v_{\text{д}} = -D \frac{\text{grad } n}{n} = -D \frac{\text{grad } p}{p} = -D \frac{\text{grad } T}{T}, \quad (1.10)$$

где D – коэффициент диффузии; p – давление; T – температура.

Скорость направленного диффузионного движения определяется как $n v_{\text{д}} = -D \text{grad } n$, где $n v_{\text{д}}$ – плотность потока диффузионных частиц (количество частиц, проходящее за единицу времени в 1 с через сечение 1 см^2). Знак «минус» свидетельствует о том, что диффузионный поток, направлен в сторону уменьшения концентрации, и противоположен градиенту, который направлен в сторону возрастания концентрации. Таким образом, плотность потока прямо пропорциональна градиенту концентрации.

Согласно кинетической теории для ионов, движущихся в собственном газе, соотношение, связывающее коэффициент диффузии D со средней скоростью беспорядочного теплового движения \bar{v}_i и средней длиной свободного пробега $\bar{\lambda}_i$, имеет вид:

$$D_i = \frac{1}{3} \bar{v}_i \bar{\lambda}_i. \quad (1.11)$$

Уравнение (1.11) показывает, что коэффициент диффузии зависит от рода газа, его давления и температуры.

Диффузия заряженных частиц связана и с их подвижностью (b). Связь коэффициента диффузии с подвижностью определяется соотношением Эйнштейна:

$$D_e = -b_e \frac{kT_e}{e}, \quad D_i = b_i \frac{kT_i}{e} \quad (1.12)$$

Чаще имеет место диффузное движение зарядов обоих знаков – дипольная диффузия. Из-за неравномерного распределения концентраций зарядов в объеме начинается диффузионное движение зарядов от больших концентраций к меньшим.

Нарушение квазинейтральности в плазме не может быть значительным, т. к. даже при слабом отклонении сильные электрические поля препятствуют дальнейшему разделению зарядов. Электроны как частицы более подвижные стремятся уйти первыми, но при этом между ними и ионами появляется электрическое поле, замедляющее движение электронов и ускоряющее движение ионов, в результате частицы с зарядами обоих знаков движутся вместе и устанавливается общая результирующая скорость диффузии с коэффициентом:

$$D_a = \frac{b_i D_e + b_e D_i}{b_i + b_e}. \quad (1.13)$$

Диффузия плазмы, скорость которой определяется медленно диффундирующей компонентой, называется амбиполярной (1.13). Так как $b_i \ll b_e$, то

$$D_a = b_i [k(T_e + T_i) / e], \quad (1.14)$$

$$T_i \ll T_e \rightarrow D_a = b_i (2kT_e / e). \quad (1.15)$$

Для коэффициентов диффузии имеем $D_e > D_a > D_i$. При этих условиях для скоростей можно записать

$$v_x = -D_a \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - b_i b_e E_z B, \quad v_y = -D_a \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}. \quad (1.16)$$

Для равновесной плазмы, когда $n_e = n_i = n$, для соблюдения условия амбиполярной диффузии необходимо, чтобы скорости электронов и ионов были

одинаковы $v_e = v_i = v_a$, что соблюдается при равенстве токов положительных и отрицательных частиц $en_e v_e + en_i v_i = 0$.

1.3.3. Описание плазменных моделей

Модели на базе кинетических уравнений основаны на статистических размышлениях о плазме как о системе большого количества частиц [30, 33].

В кинетической теории газов используется статистическое (вероятностное) описание системы частиц. Для этого вводится функция распределения, которая характеризует вероятность нахождения частиц в определенном состоянии в заданный момент времени t и в заданной точке пространства \vec{r} . Если состояние частицы сорта α характеризуется импульсом \vec{p}_α , а ее энергия определяется этим импульсом, то функция распределения является функцией координат $\vec{p}, \vec{r}, t \rightarrow f_\alpha = f(\vec{p}_\alpha, \vec{r}, t)$. Величина $f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t) d\vec{p} d\vec{r}$ определяет число частиц сорта α , находящихся в момент времени t в фазовом интервале $d\vec{p} d\vec{r}$. Поэтому плотность частиц в точке \vec{r}, t можно задать следующим выражением:

$$n_\alpha(\vec{r}, t) = \int f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t) d\vec{p}, \quad (1.17)$$

условие нормировки функции распределения. Для решения (1.17) используют кинетические уравнения Больцмана.

Для сильно разреженной плазмы в первом приближении взаимодействием между частицами пренебрегают, считая их полностью независимыми. В этом приближении изменение распределения частиц в объеме фазового пространства около точки \vec{p}, \vec{r} возникает только вследствие втекания и вытекания частиц через поверхность, ограничивающую такой объем. Если же в объеме не происходит рождения и гибели частиц, то функция $f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t)$ во времени не меняется:

$$\frac{d f_\alpha(\vec{p}, \vec{r}, t)}{d t} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}_\alpha} \frac{d r_\alpha}{d t} + \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} \frac{d \vec{p}_\alpha}{d t} = 0. \quad (1.18)$$

Уравнение (1.18) является уравнением Лиувилля или уравнением непрерывности для функции распределения частиц сорта α . Если использовать:

$d\vec{p}_\alpha / dt = F_\alpha$ и $d\vec{r}_\alpha / dt = \vec{v}$, то (1.18) можно представить в виде

$$\frac{df_\alpha}{dt} + \vec{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} = 0. \quad (1.19)$$

Величина F_α представляет собой силу, которая действует на частицу сорта α , и определяется формулой Лоренца: $\vec{F}_\alpha = e_\alpha [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]$. Поэтому уравнение (1.19) для заряженных частиц сорта α принимает вид

$$\frac{df_\alpha}{dt} + \vec{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + e_\alpha [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} = 0, \quad (1.20)$$

где $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ – суммарные величины электрического и магнитного полей в точке нахождения частицы, складывающиеся из внешних и самосогласованных полей.

Наложение внешних электромагнитных полей существенно изменяет характер распределения и движения заряженных частиц в плазме, индуцируя в ней заряды и токи, в свою очередь которые сами создают электромагнитное поле в системе. Происходит самосогласованное воздействие заряженных частиц и поля друг на друга. В связи с этим система уравнений дополняется уравнениями Максвелла, определяющими пространственную структуру полей, зависящую как от внешних условий, так и от движения ионов и электронов.

Эти уравнения могут быть представлены в интегральной, комплексной или дифференциальной форме. Интегральная форма записи определяет связь между величинами в разных точках поля или на разных отрезках, поверхностях. Гармонически изменяющиеся электромагнитные поля (проекции вектора на координатные оси являются гармоническими функциями времени) удобно характеризовать уравнениями Максвелла в комплексной форме. Дифференциальная форма описывает соотношение между величинами вблизи одной и той же точки в определенный момент времени. Данную форму записи применяют при исследовании полей, изменяющихся от точки к точке. Переход от интегральной формы записи уравнений к дифференциальной осуществляется с помощью теорем Остроградского–Гаусса и Стокса:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{B} &= \mu(\vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t); & \nabla \times \vec{E} &= -\partial \vec{B} / \partial t; \\ \nabla \vec{B} &= 0; & \nabla \vec{E} &= e(n_e - n_i) / \varepsilon_0, \end{aligned} \quad (1.21)$$

где $\vec{j} = e(n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e)$ – плотность тока проводимости.

Кинетическое уравнение с самосогласованным полем (1.19) справедливо для описания таких процессов в плазме, протекающих или за время меньше времени свободного пробега частиц, или когда характерные пространственные масштабы системы меньше длин свободного пробега:

$$1/\tau \gg \sum_{\beta} v_{\alpha\beta}; \quad L \ll \lambda_{\alpha} = \vartheta_{\alpha\beta} / \sum_{\beta} v_{\alpha\beta},$$

где τ – характерное время рассматриваемого процесса; L – его характерный пространственный масштаб. Для указанных процессов плазму можно считать бесстолкновительной. Учет столкновений частиц приводит к малым поправкам, которыми пренебрегают.

Таким образом, решением кинетической модели является установление функции распределения по скоростям для частиц каждого сорта, что дает наиболее полную информацию о характере движения заряженных частиц.

Гидродинамические уравнения являются частным случаем уравнения Больцмана. Их получение сводится к отысканию замкнутой системы уравнений для моментов функций распределения каждого сорта частиц: $N_{\alpha}(\vec{r}, t) = \int f_{\alpha} d\vec{p} \rightarrow N_{\alpha}(\vec{r}, t) \cdot v_{\alpha}(\vec{r}, t) = \int f_{\alpha} \cdot \vec{v} \cdot d\vec{p}$, представляющих собой соответственно плотности числа частиц и потока частиц сорта α .

Гидродинамические уравнения обладают рядом преимуществ по сравнению с кинетическими уравнениями. Приведенная выше функция распределения $f_{\alpha}(\vec{p}, \vec{r}, t)$ является функцией семи независимых переменных, в то время как гидродинамическое выражение зависит от четырех переменных: координат x, y, z , времени t и при этом не зависит от скоростей [29, 33].

Последнее возможно вследствие того, что распределение по скоростям для каждого сорта частиц всюду предполагается максвелловским и может быть задано с помощью одного параметра, а именно температуры T . Так как столкновения частиц в плазме происходят редко, то, в соответствии с условиями, отклонение от теплового равновесия может в этом случае поддерживаться в течение относительно длительного времени.

При переходе к гидродинамическим уравнениям для бесстолкновительной плазмы, в результате преобразований уравнения Власова с самосогласо-

ванным полем (1.19), получают систему гидродинамических уравнений для электронов и ионов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_\alpha \vec{v}) &= 0; \\ \rho_\alpha \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\nabla p + en_\alpha [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}]; \\ \frac{dT}{dt} + \frac{T}{C_\gamma} \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \quad (d/dt = \partial/\partial t + v\nabla), \end{aligned} \quad (1.22)$$

где c_γ – удельная теплоемкость, отнесенная к одной частице.

Данные соотношения представляют собой систему гидродинамических уравнений для идеального газа: первое уравнение – уравнение непрерывности, второе – уравнение движения, а третье – уравнение теплового баланса, выражающее закон сохранения энергии. Уравнения не содержат ни вязких сил, ни тепловых потоков, обусловленных вязкостью и теплопроводностью. Или другими словами, данные уравнения описывают только обратимые течения газа, где в качестве функции распределения используется локальное квазиравновесное максвелловское распределение, в котором заложено соответствующее предположение об обратимости процесса.

Для описания необратимых процессов недостаточно нулевого приближения функции распределения, а обязательно следует учитывать и условия взаимодействия частиц. Необратимые процессы пропорциональны времени установления термодинамического равновесия в системе. Вследствие большого различия в массах между электронами и ионами, и связанного с этим затрудненного обмена энергией между ними, в плазме имеет место трехступенчатая релаксация: первоначально устанавливается квазиравновесное распределение электронов, затем квазиравновесное распределение ионов и, наконец, равновесное распределение между электронами и ионами. Время релаксации $\tau = [(m_e + m_i)^2 / 2m_e m_i] v_{ei}$ тем меньше, чем меньше различие масс взаимодействующих частиц.

Отсюда вытекает, что при $t \rightarrow \infty$ функция распределения $f(\vec{p}, t)$ независимо от своего начального значения $f(\vec{p}, 0)$ асимптотически стремится к

максвелловскому распределению, и по прошествии времени $t \approx \tau$ она уже близка к ней.

Грубая теория проводимости полностью ионизованной плазмы может быть представлена в рамках двухжидкостной теории, которая предполагает, что электроны массой m_e и зарядом e и положительно заряженные ионы массой m_i образуют две различные жидкости, движущиеся независимо, но оказывающие друг на друга тормозящее действие, которое поддерживает их относительную скорость малой. В систему уравнений входят уравнения движения:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + en_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \frac{n_i m (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (1.23)$$

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \frac{n_e m_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (1.24)$$

и уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n_e \vec{v}_e = 0; \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} n_i \vec{v}_i = 0. \quad (1.25)$$

Данная система уравнений Эйлера–Навье–Стокса представляет собой уравнения для ионов и электронов в единичном объеме плазмы, учитывающие влияние сил, действующих со стороны электростатического и магнитного полей, а также влияние градиентов давления ионов и электронов и силы трения между этими заряженными частицами.

К гидродинамическим уравнениям необходимо присоединить уравнения Максвелла, дающие соответствующие соотношения для электромагнитных величин.

Для стационарных или квазистационарных устройств электростатическое поле потенциально: $\vec{E} = -\operatorname{grad} U$.

Рассматриваемая плазма является квазинейтральной $n_e \approx n_i \approx n$. Данное соотношение записано для условия однозарядности положительных ионов. Кроме этого, считают, что $m_e n_e (dv_e / dt) = 0$, так как масса иона значительно превышает массу электрона $m_i \gg m_e$. С учетом изложенных упрощений система уравнений (1.23), (1.24) принимает вид

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + en_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (1.26)$$

$$0 = -\nabla p_e - en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (1.27)$$

где $\sigma = ne^2 \tau_{ei} / m_e$ — удельная проводимость плазмы.

Уравнение движения электронов (1.27) устанавливает связь между плотностью тока j и напряженностью электрического поля E . Учитывая параметр Холла $\beta = \omega_e \tau_e = (eB/m_e) \tau_e$ и используя выражение для скорости $v_e = v_i - j/(en)$, обобщенный закон Ома можно представить в виде:

$$j = \sigma \left(E + v \times B + \frac{1}{ne} \nabla p_e \right) - \frac{\beta}{B} j \times B. \quad (1.28)$$

Система уравнений переноса (1.26) и (1.27) соответствует модели плазмы в виде совокупности взаимопроникающих друг в друга заряженных газов ионов и электронов. Теоретический анализ движения плазменных потоков в неоднородном магнитном поле встречает серьезные трудности даже в простейшем случае магнитогидродинамического приближения.

Линейная комбинация, к которой можно перейти, будет представлять плазму, как единый жидкостный поток. При этом вместо отдельных уравнений движения для ионов и электронов получают уравнение движения для всей плазмы в целом, являющееся обобщенным уравнением движения обычной гидродинамики.

Использование гидродинамической модели представляется достаточно обоснованным для решения задач движения интенсивных потоков в заданных внешних полях. Однако, как отмечается, корректность получаемых результатов не может быть гарантирована, так как в рамках гидродинамической модели нельзя учесть перемешивание слоев потока. Дискретная (квазигидродинамическая) модель потока допускает пересечение отдельных слоев и позволяет тем самым учесть эффект неламинарности. В этом случае поток частиц разбивается на задаваемое конечное число трубок тока. Предполагается, что скорость частиц, принадлежащих данной трубке тока, является однозначной функцией точки. В связи, с чем описание движения каждой трубки в отдельности может быть проведено в рамках гидродинамического приближения.

В магнитной гидродинамике проводимость, теплопроводность и коэффициенты вязкости считают заданными, а давление и энтропия зависят от конкретного типа плазмы.

1.4. Исследование влияния магнитного поля на поведение газового разряда

Поведение газового разряда в магнитном поле исследовалось в макете, позволяющем изменять как состав и давление наполняемого газа, так и условия существования разряда, достигаемые за счет наложения магнитного поля. Исследования проводились в газовой среде чистого аргона (Ar) и смеси газов $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$.

Плазма по отношению к магнитному полю проявляет диамагнитные свойства. Движение заряженной частицы с зарядом e во внешнем электрическом поле с напряженностью E происходит под действием силы $F = eE$, что приводит к движению частицы с постоянным ускорением. Если заряженная частица в магнитном поле движется со скоростью v_B , то магнитное поле действует на нее с силой Лоренца

$$F = ev_B B \sin \alpha, \quad (1.29)$$

где B – индукция магнитного поля в теслах; v_B – скорость, перпендикулярная линии магнитного поля; α – угол между направлением линий магнитной индукции и направлением скорости частицы.

При перемещении частицы параллельно линиям индукции ($\alpha = 0$ или $\alpha = 180^\circ$) сила Лоренца равна нулю, т. е. магнитное поле не действует на движение частицы, и она сохраняет в этом направлении свою скорость.

Наибольшая сила действует на заряженную частицу в перпендикулярном направлении ($\alpha = 90^\circ$), при этом сила Лоренца действует перпендикулярно как к направлению скорости частицы, так и направлению вектора магнитной индукции. Эта сила не совершает работу и поэтому может изменить лишь направление скорости, но не ее величину. В этом случае траектория движения частицы представляет собой окружность, радиус которой легко найти, если

воспользоваться вторым законом Ньютона, в соответствии с которым произведение массы на центростремительное ускорение равно силе, действующей на частицу, $mv_B^2 / R = ev_B B$, откуда следует $R_L = mv_B / (eB)$, где R_L – ларморовский радиус.

Для оценки степени влияния магнитного поля на плазму используется безразмерный параметр Холла, $\beta = \omega_B \tau = \omega_B / \nu$, где $\omega_B = eB/m$ – циклотронная частота; τ – время между двумя соударениями; ν – частота соударений заряженной частицы в плазме.

Частота соударений прямо пропорциональна давлению, поэтому степень воздействия магнитного поля на плазму возрастает при уменьшении давления среды, в которой возбуждается плазма.

В силу того, что массы электрона и иона сильно разнятся, степень воздействия на них магнитного поля различна, поэтому для оценки влияния магнитного поля на электроны и ионы плазмы вводят, соответственно, параметр Холла для электронов β_e и ионов β_i , отношение которых примерно равно отношению масс электрона и иона. В связи с этим магнитное поле значительно раньше начинает воздействовать на электроны плазмы.

Поэтому, в магнитных полях с индукцией, не превышающей 1 Тл (1 Тл = 10^4 Гс), плазма замагничена по электронному компоненту $\beta_e \gg 1$, а ионы же магнитное поле «чувствуют» слабее $\beta_i \leq 1$.

В наиболее общем виде уравнение движения заряженной частицы сорта α имеет вид:

$$m_\alpha \frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = e(\vec{E} + [\vec{v}_\alpha \times \vec{B}]) + \vec{F}_s, \quad (1.30)$$

где \vec{F}_s – сила неэлектромагнитного происхождения (центробежная и т. п.).

При условии $\vec{F}_s = e\vec{E}$ из решения уравнения (1.30) следует, что компонента скорости, направленная по магнитному полю, остается неизменной. Полная кинетическая энергия частицы не изменяется, поскольку вектор силы Лоренца $\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}]$ перпендикулярен вектору скорости частицы, и работа этой силы всегда равна нулю.

Заряженные частицы при наличии в пространстве электрических и магнитных полей движутся по сложным трехмерным траекториям. Однако когда относительные изменения полей в пределах ларморовского круга малы, можно использовать так называемое адиабатическое приближение, при котором полную скорость частицы можно представлять в виде суммы скорости дрейфа ведущего центра и скорости вращения по ларморовской окружности вокруг ведущего центра.

Если силы электрического поля $e\vec{E}$ и неэлектромагнитного происхождения \vec{F}_s отличны от нуля, но не зависят от координат, скорость движения частицы в плоскости, перпендикулярной \vec{B} , можно представить в виде $\vec{v}_\alpha = \vec{v}_{\omega_B} + \vec{v}_d$, где \vec{v}_{ω_B} – скорость ларморовского вращения; \vec{v}_d – скорость дрейфа в направлении, перпендикулярном действующей силе:

$$\vec{v}_d = \frac{1}{e} \frac{[(e\vec{E} + \vec{F}_s) \times \vec{B}]}{B^2}. \quad (1.31)$$

Анализ выражения (1.31) показывает, что, при $\vec{F}_s = 0$, скорость электрического дрейфа

$$\vec{v}_d = \frac{[\vec{E} \times \vec{B}]}{B^2} \quad (1.32)$$

не зависит от заряда частицы, и электроны и ионы движутся как единое целое, а в плазме отсутствует поляризация.

Если электрическое поле и сила неэлектромагнитного происхождения изменяются медленно (справедливо адиабатическое приближение), к скорости, определенной по выражению (1.32), добавляется член, обусловленный изменением силы вдоль траектории:

$$\vec{v}_d = \frac{[(e\vec{E} + \vec{F}_s) \times \vec{B}]}{eB^2} = -\frac{m}{eB^2} \left[\frac{d\vec{v}_0}{dt} \times \vec{B} \right] \quad (1.33)$$

и получивший название инерционного дрейфа. Анализ выражений показывает, что скорости электронов и ионов различаются как по значению, так и по направлению.

Решение уравнения (1.33) для электронного компонента, для случая, когда электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны, а сила неэлек-

ромагнитного происхождения представляет собой силу трения электронов об ионы, показывает следующее:

- магнитное поле не влияет на движение электронов в направлении вектора индукции магнитного поля;

- в наибольшей степени магнитное поле ограничивает движение электронов в направлении по электрическому полю и перпендикулярном магнитному полю. Ограничение подвижности электрона в этом случае описывается выражением

$$b_{\perp} = \frac{b_{e0}}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.34)$$

где $b_{e\perp}$ – проводимость поперек магнитного поля; b_{e0} – подвижность в отсутствие магнитного поля; $\beta_e = \omega_B \tau$ – параметр Холла для электронного компонента;

- в направлении, перпендикулярном как индукции магнитного поля, так и напряженности электрического поля, подвижность $b_{e\perp}$ в β_e раз больше, чем подвижность $b_{e\parallel}$;

- если для векторов электрического и магнитного полей выполняется соотношение $E \perp B$, а давление плазмообразующей среды мало, то скорость дрейфа плазмы, как целого, перпендикулярна векторам электрического и магнитного полей и равна E/B .

1.4.1. Измерение параметров плазмы зондовым методом

Поведение газового разряда в магнитном поле исследовалось в макете, позволяющем изменять как состав и давление наполняемого газа, так и условия существования разряда, достигаемые за счет наложения внешнего магнитного поля. Исследования проводились в газовой среде чистого аргона (Ar) и смеси газов CO₂-N₂-He.

В протяженном макете (длина разрядной части (L) больше диаметра трубки $2R = 25$ мм) располагались три электрических зонда (молибденовая проволока диаметром 1 мм), позволяющие определять параметры плазмы по сечению разрядной трубки (рис. 1.5).

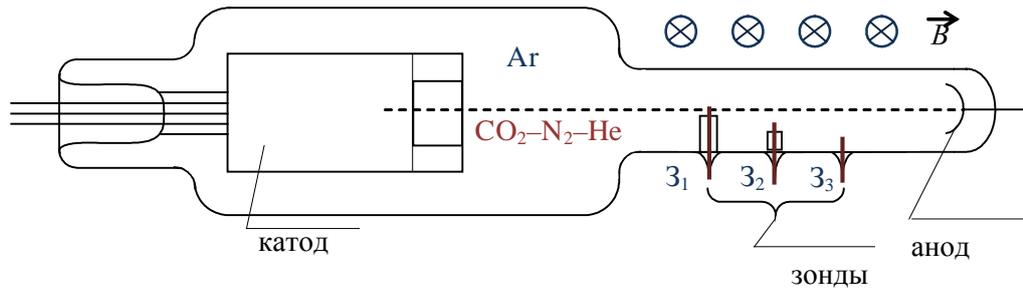


Рис. 1.5. Макет для исследования поведения газового разряда
в магнитном поле

Благодаря своей простоте и надежности, самым распространенным и информативным методом диагностики плазмы является зондовый метод Ленгмюра [30–34]. Для этого в зоне положительного столба были размещены электрические зонды с фиксированной приемной поверхностью. Ток, поступающий на зонд, зависит от приложенной разности потенциалов (рис. 1.6, а).

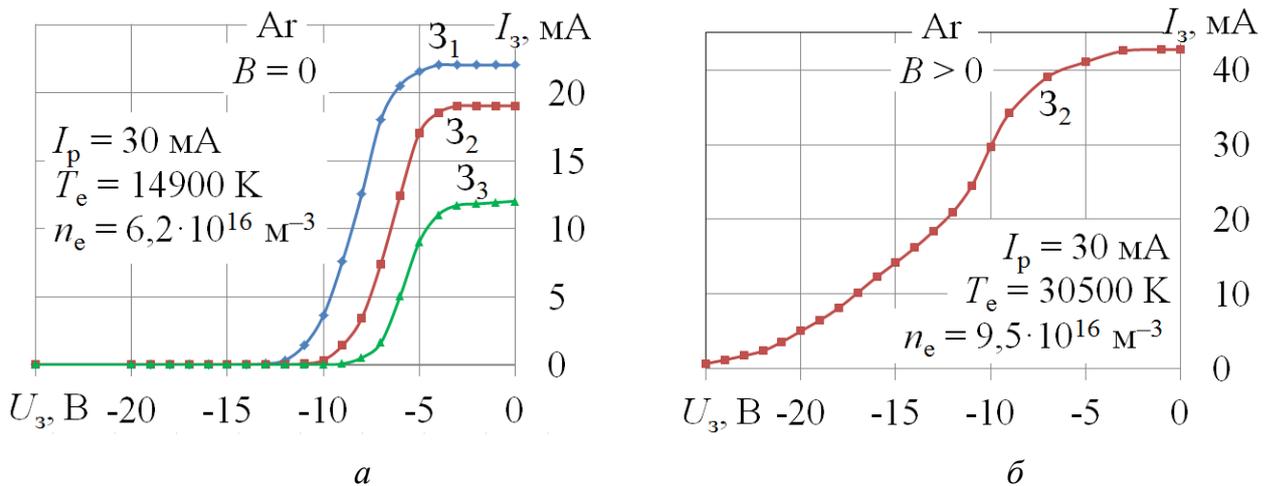


Рис. 1.6. Зондовые характеристики

При большом отрицательном потенциале от зонда отталкиваются практически все электроны. В этом случае вокруг зонда формируется слой положительного объемного заряда, поле внутри которого уменьшается от зонда к границе невозмущенной плазмы. Электроны, приходящие из плазмы, и не имеющие достаточной энергии для преодоления тормозящего поля, отталкиваются, а положительные ионы, приходящие к оболочке и проникающие в нее, попадают в ускоряющее поле и перемещаются к зонду. Ток на зонд обусловлен исключительно положительными ионами:

$$I_i = j_{i0}S \approx 0,4Sen_{i0}\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \quad (1.35)$$

где j_{i0} – плотность беспорядочного ионного тока в плазме; S – приемная поверхность зонда.

Крутой подъем характеристики связан с появляющейся возможностью выхода из плазмы на зонд электронов, способных преодолеть действие тормозящего поля. При дальнейшем уменьшении потенциала ток на зонд становится преимущественно электронным:

$$I_e = 0,25en_eS\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}\exp\left(-\frac{eU_3}{kT_e}\right). \quad (1.36)$$

Дальнейшее повышение положительного потенциала зонда приводит к быстрому излому в ходе зондовой характеристики. При дальнейшем повышении потенциала около зонда формируется уже электронная оболочка. Положительные ионы, входя в оболочку, испытывают действие поля зонда и выталкиваются обратно в плазму, а электроны, попадая в ускоряющее для них поле, уходят на зонд. Поскольку с ростом толщины оболочки ее поверхность почти не изменяется, неизменным остается и электронный ток на зонд:

$$I_e = j_{e0}S = 0,25Sen_{e0}\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}. \quad (1.37)$$

Уравнение $\ln j_{ze} = \ln j_{e0} - (eU_3/kT_e)$ показывает, что зависимость логарифма плотности электронного тока на зонд от потенциала зонда (при отрицательных относительно плазмы потенциалах) должна иметь линейный характер (рис. 1.7, а). Угол наклона этой прямой к оси абсцисс α удовлетворяет соотношению: $\Delta \ln(j_e / \Delta U_3) = e/(kT_e)$, и позволяет определить температуру электронов:

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_e} = 11600 \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_e}, \quad (1.38)$$

где $\Delta \ln j_e$ – приращение логарифма электронного тока; ΔU_3 – вызвавшее это приращение изменение потенциала зонда.

Концентрация электронов и равная ей концентрация положительных ионов в плазме определяется из уравнения плотности беспорядочного элек-

тронного тока в плазме $j_e = 0,25en_0v_e$:

$$n_e = n_i = 4,03 \cdot 10^{15} (j_e / \sqrt{T_e}). \quad (1.39)$$

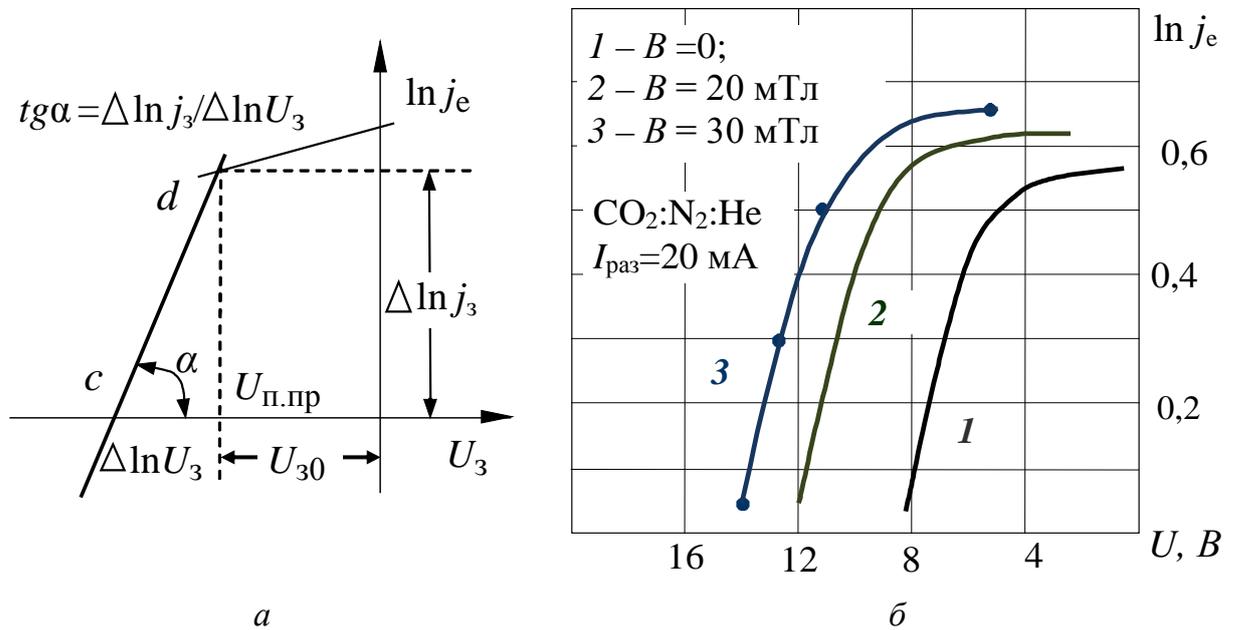


Рис. 1.7. Обработка зондовой характеристики (а)

и зондовая характеристика в полулогарифмическом масштабе (б)

В отсутствии управляющего магнитного поля газовый разряд занимает весь объем трубки, а распределение частиц в разрядном промежутке определяется через функцию Бесселя нулевого порядка

$$n_e(\kappa) = n_{e0} J_0\left(2,405 \frac{r}{R}\right), \quad (1.40)$$

где n_{e0} – концентрация электронов на оси цилиндра; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; r – текущий радиус.

Средняя по сечению разрядной трубки концентрация зарядов в плазме ($n_{e\text{ср}}$) в случае бесселевского распределения плотности связана как с концентрацией электронов на оси разряда соотношением $n_{e\text{ср}} = (1/2,3)n_{e0}$, так и с анодным током, так как практически весь ток в плазме переносится электронами ($n_e \approx n_i$, а $\bar{v}_{ex} \gg \bar{v}_{ix}$):

$$n_{e0} = \frac{I_a}{\pi e R^2 v_{eH}} = 2,3 \frac{I_a}{\pi e R^2 b_e E}, \quad (1.41)$$

где v_{eH} – дрейфовая скорость электронов; E – продольный градиент потенциала в столбе разряда.

Во всех исследованных тройных смесях ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$) газового разряда концентрация электронов не зависела от диаметра разрядной трубки, а определялась плотностью тока разряда, и была постоянна для каждого значения тока при изменении давления (рис. 1.8). При больших плотностях разрядного тока линейный рост концентрации несколько видоизменялся.

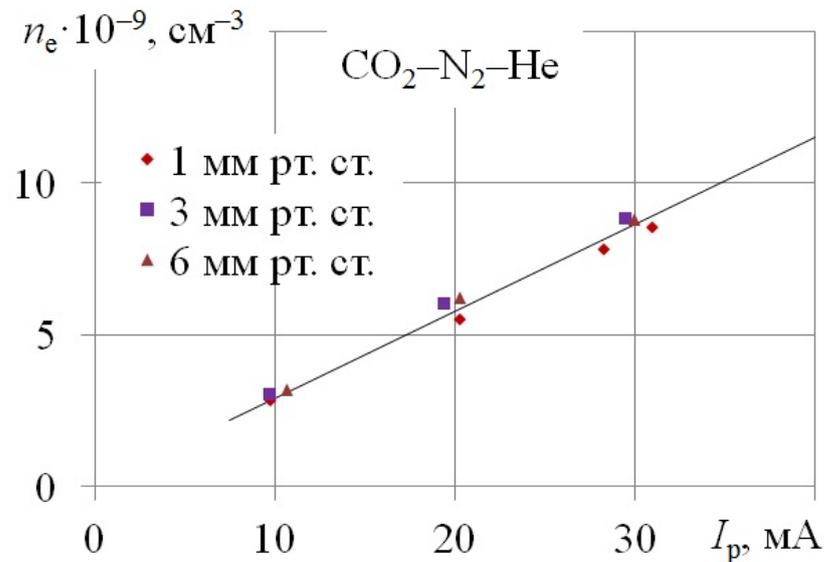


Рис. 1.8. Распределение концентрации заряженных частиц на оси системы от тока разряда

Произведенные расчеты показали, что максимум эффективных сечений соударений молекул углекислого газа и азота с электронами, а также функция возбуждения электронов в разряде, наблюдается в области энергий порядка 1,5...2,0 эВ. Поэтому эффективность использования электронов в разряде смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2$ высока и достигает величины 70...80 %.

Значительную роль в процессах возбуждения и релаксации $\text{CO}_2\text{-N}_2$ системы играет гелий (He – инертный газ, потенциал ионизации $U_{i1} = 24,47$ эВ, потенциал возбуждения $U_{\text{возб}} = 20,5$ эВ), повышающий электронную температуру до величин 1,5...2,0 эВ, а также способствующий, из-за наличия неупругих соударений, распаду нижних уровней (100) и (010).

1.4.2. Исследование смещения заряженных частиц под действием поперечного магнитного поля

Для создания поперечного магнитного поля использовался электромагнит, конструкция которого была такова, что при расположении его относительно макета он своим сердечником охватывал газоразрядную трубку. Внутри сердечника формируется однородное магнитное поле ($B_{\max} = 30$ мТл), направленное перпендикулярно оси трубки. Для получения равномерной картины распределения индукции магнитного поля в районе зондов использовался специальный концентратор [36, 37].

При возникновении поперечного магнитного поля разряд сдвигается к одной из стенок разрядной трубки в зависимости от направления вектора магнитной индукции. Скорость перемещения плазмы будет определяться выражением

$$\mathfrak{V} = \left[- \left(D_a \frac{1}{n} \right) \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] - b_e b_i E B. \quad (1.42)$$

Первое слагаемое определяется скоростью ухода частиц из положительного столба к стенке за счет диффузии (D_a), а второе – из-за наличия магнитного поля (B).

Поперечное магнитное поле вызывает возрастание как продольного градиента электрического поля $E(B) = E_z (1 + b_i^2 B^2) (1 + b_e^2 B^2)$, так и температуры электронов ($T_e = f(B)$) в положительном столбе.

Температуру электронов в плазме определяют, исходя из баланса между процессами образования и убыли заряженных частиц в плазме положительного столба. В случае, когда рекомбинация частиц происходит на стенках разрядной трубки, можно получить:

$$\sqrt{\frac{kT_e}{eU_i}} \left(1 + 0,5 \frac{eU_i}{kT_e} \right) \exp \left(- \frac{eU_i}{kT_e} \right) 1,2 \cdot 10^7 (cpR)^2 = 4,3 \cdot 10^{-2} \left(\frac{b_e E B R}{U_i} \right)^2 \left(\frac{eU_i}{kT_e} \right)^2, \quad (1.43)$$

где (cpR) – обобщенный аргумент; c – постоянная, зависящая от рода газа; R – радиус цилиндрического объема, заполненного плазмой.

На вход магнитной системы индуктивностью L и активным сопротивлением r подается импульс напряжения длительностью $t_{\text{имп}}$. После включения

ток в катушке имеет вид: $i = I_M [1 - \exp(-t/\tau)]$, где $I_M = U/r$ – установившейся ток; $\tau = L/r$ – постоянная затухания. Потокосцепление магнитного поля имеет такой же вид: $\Phi = \Phi_{уст} [1 - \exp(-t/\tau)]$, где $\Phi_{уст} = LI_M$. Процесс возникновения магнитного поля происходит с задержкой $\tau = L/r$.

Исследование смещения разряда под действием постоянного магнитного поля проводилось двумя способами.

Исследование смещения заряженных частиц под действием поперечного магнитного поля проводилось по свечению разряда, при этом предполагалось, что интенсивность свечения газового разряда прямо пропорциональна концентрации электронов.

Интенсивность свечения разряда ($I_{св}$) снималась по поперечному сечению положительного столба разряда (r – радиальная координата), с помощью перемещающегося световода, сигнал с которого поступал сперва на фотодиод, а затем на усилитель. Результаты этих измерений представлены на рис. 1.9.

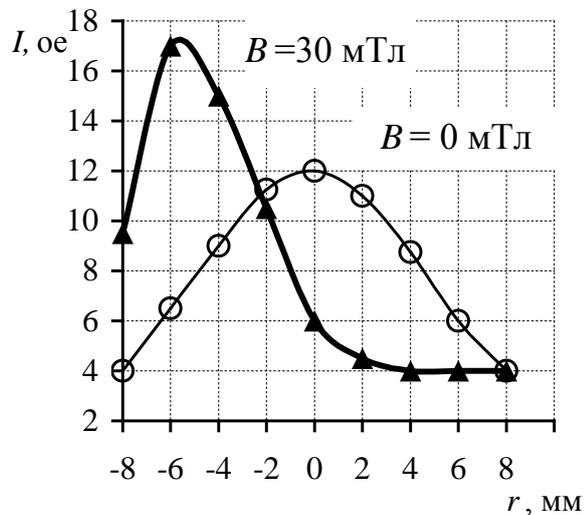


Рис. 1.9. Распределение интенсивности свечения разряда по поперечному сечению разрядной трубки

Как видно (рис. 1.9), при $B = 0$ наблюдается симметричная картина интенсивности свечения. С увеличением магнитной индукции разряд смещается к одной из стенок разрядной трубки, у которой наблюдается максимум его свечения. При существенном увеличении индукции магнитного поля газовый разряд сжимался в наблюдаемый визуально узкий токовый шнур.

Воздействие поперечного магнитного поля на газовый разряд характеризуется проявляющейся инерционностью смещения частиц в плазме, оцениваемой по сдвигу осциллограмм интенсивности спонтанного свечения ($I_{\text{св}}$) и по поступающему на зонд ионному току ($I_{\text{и}}$) относительно импульса тока электромагнита ($I_{\text{эм}}$). Управляющий импульс магнитной системы формировался электрической схемой питания: осуществлялся разряд большой накопительной емкости через обмотку электромагнита при замыкании цепи с помощью электронного ключа. В процессе работы изменялись: форма, амплитуда, частота следования и длительность импульса (рис. 1.10).

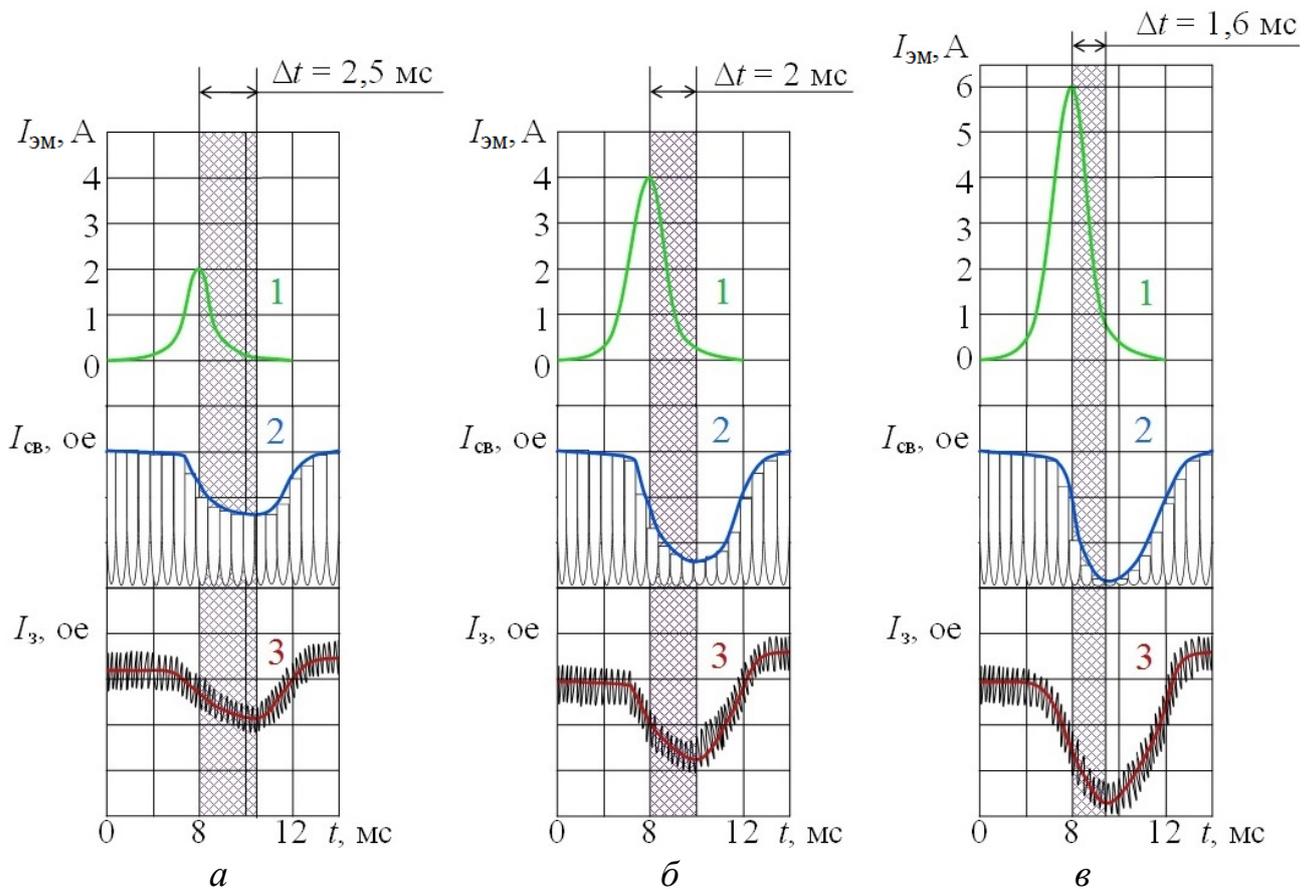


Рис. 1.10. Инерционность смещения газового разряда:

$I_{\text{эм}}$ – форма импульса тока через катушку электромагнита;

$I_{\text{св}}$ – свечение разряда; $I_{\text{з}}$ – форма ионного тока на зонд

Оценка инерционности смещения разряда производилась при различных токах электромагнита и в широком диапазоне рабочих давлений. Было получено, что время смещения разряда под действием поперечного магнитного поля имеет порядок миллисекунды и уменьшается как с ростом тока электромагнита ($I_{\text{эм}}$), так и с уменьшением давления газовой среды (p).

В результате проделанной работы показано, что оценивать инерционность перемещения газового разряда под действием внешнего поперечного магнитного поля можно по изменению его свечения.

В динамическом режиме исследование отклонения разряда производилось при питании электромагнитов переменным током. С помощью осциллографа GOS-620 зафиксированы интенсивность свечения разряда ($I_{\text{СВ}}$) и форма тока в электромагните ($I_{\text{ЭМ}}$), одна из осциллограмм представлена на рис. 1.11.

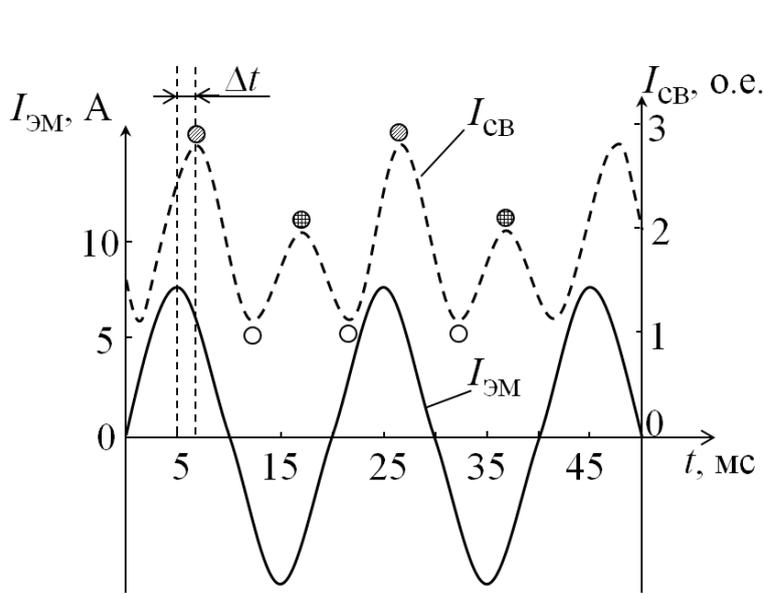


Рис. 1.11. Смещение разряда под действием переменного поперечного магнитного поля

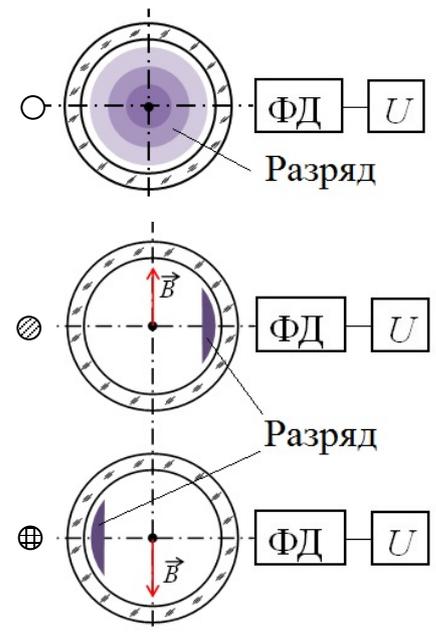


Рис. 1.12. Размещение разряда в трубке под действием переменного поперечного магнитного поля

Исследование перемещения газового разряда проводилось с помощью фотодиода (ФД) и измерительного прибора (U). Разная высота пиков на осциллограмме свечения разряда объясняется расположением фотодиода у края разрядной трубки (рис. 1.12).

Максимальный по амплитуде пик, соответствует разряду, прижатому к стенке, у которой находится фотодиод (рис. 1.12). Меньший по амплитуде пик, обусловлен свечением разряда, прижатого к противоположной от фотодиода стенке (рис. 1.12). Полученные осциллограммы позволяют определить инер-

ционность перемещения газового разряда в CO_2 -лазере, которую в первом приближении можно оценить по сдвигу кривых $I_{\text{эм}}$ и $I_{\text{св}}$.

Оценка инерционности перемещения разряда производилась при различных токах электромагнита для четырех давлений в лазере. Результаты эксперимента представлены на рис. 1.13.

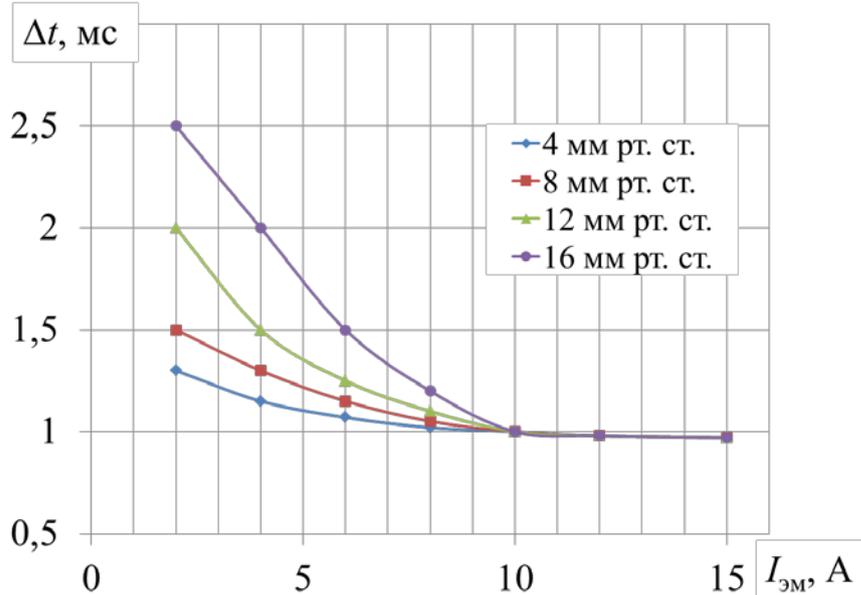


Рис. 1.13. Инерционность перемещения разряда под действием переменного поперечного магнитного поля

Из рис. 1.13 видно, что время смещения разрядного канала CO_2 -лазера под действием поперечного магнитного поля имеет порядок нескольких мс и сокращается с ростом тока ($I_{\text{раз}}$) и с уменьшением давления (p). Этот факт соответствует физической природе явлений: с уменьшением давления увеличивается подвижность заряженных частиц и растет их скорость, а с увеличением тока электромагнита растет сила Лоренца, воздействующая на разряд, что также приводит к уменьшению времени перемещения газового разряда.

Расчетное значение времени смещения ($t_{\text{см}}$) плазмы от оси определяется из уравнения (1.16) для v_x , в котором первое слагаемое представляет скорость ухода частиц из положительного столба к стенкам за счет диффузии (D_a), а второе – определяется скоростью движения заряженных частиц под действием внешнего магнитного поля (B):

$$t_{\text{см}} = \frac{1}{b_e b_i E B} \left(\sqrt{\frac{4D_a^2}{(b_e b_i E B)^2} + R^2} - \frac{2D_a}{(b_e b_i E B)} \right). \quad (1.44)$$

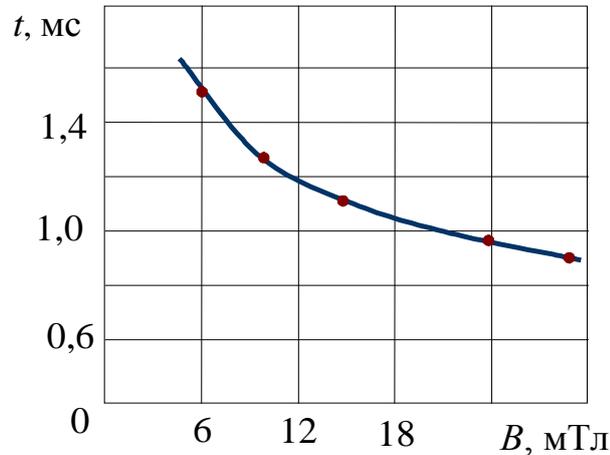


Рис. 1.14. Зависимость времени смещения газового разряда от центральной оси до установившегося положения от индукции магнитного поля для параметров плазмы: $b_{e\text{He}} = 78 \text{ м} \cdot (\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{мм рт.ст})^{-1}$

Таким образом, с увеличением тока электромагнита, а соответственно и индукции магнитного поля, инерционность перемещения разряда CO_2 -лазера стремится к постоянной величине и составляет величину порядка 1 мс. Для уменьшения инерционности перемещения разряда необходимо произвести оптимизацию конструкции лазера и схемы управления током электромагнита.

1.5. Выводы

В процессе работы выявлены общие закономерности влияния электромагнитного управления на условия существования газового разряда в протяженных трубках на основе тройной смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$.

Показано, что воздействие поперечного магнитного поля на газовый разряд характеризуется проявляющейся инерционностью смещения частиц в плазме, которая оценивалась по сдвигу осциллограмм интенсивности спонтанного свечения ($I_{\text{св}}$) и по поступающему на зонд ионному току (I_i) относительно тока электромагнита ($I_{\text{эм}}$). Воспроизводимось и повторяемость резуль-

татов оценки смещения разряда позволили осуществлять оценку инерционности системы по интенсивности спонтанного свечения ($I_{св}$).

Оценка инерционности смещения разряда производилась при различных токах электромагнита и в широком диапазоне рабочих давлений. Было получено, что время смещения разряда под действием поперечного магнитного поля имеет порядок мс и уменьшается как с ростом тока разряда ($I_{эм}$), так и с уменьшением давления газовой среды (p).

Таким образом, с увеличением тока электромагнита, а соответственно и индукции магнитного поля, инерционность перемещения разряда стремится к постоянной величине и составляет порядка 1 мс. Инерционность взаимодействия индукции магнитного поля с плазмой газового разряда в протяженных трубках, когда $L \gg d$, сопровождающаяся изменением концентрации электронов на оси разряда, определяется временем задержки ее смещения и временем разрушения возбужденных метастабильных уровней.

2. РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ

Основной параметр активной среды – линейный коэффициент усиления ($\kappa_{ус}$), пропорциональный инверсии населенности и равен разности населенностей верхнего (N_2) и нижнего (N_1) рабочих уровней $\Delta N = N_2 - N_1$ [38, 39]. Инверсия населенности ΔN и коэффициент усиления $\kappa_{ус}$ являются нелинейными функциями мощности накачки, подводимой к активной среде. С увеличением тока разряда больше порогового эффективность возбуждения активной среды возрастает за счет роста числа возбуждающих частиц (электронов) и также растет инверсия. В то же время увеличивается температура газовой смеси, которая снижает инверсию населенности. Действие этих встречных явлений приводит к существованию оптимального разрядного тока.

Из влияния состава газовой среды на усилительные свойства следует выделить, что повышение давления газа, вначале сопровождается увеличением числа возбужденных частиц, а потом происходит спад усиления из-за уменьшения электронной температуры и роста процентной доли спонтанного излучения. В активной среде CO_2 -лазеров зависимость $\kappa_{ус}$ от диаметра трубки достаточно слабая, так как нет механизма влияния столкновений частиц со стенками на расселение нижнего лазерного уровня, как это характерно для гелий-неонового лазера. Между тем увеличение диаметра разрядного канала осложняет отведение тепла из приосевой области разряда к охлаждаемым стенкам.

2.1. Механизмы влияния поперечного магнитного поля на активную среду молекулярного лазера

Рассмотрим изменение параметров плазмы газового разряда под действием поперечного магнитного поля в CO_2 -лазере. За основную характеристику в этом случае удобно принять не выходную мощность излучения лазера ($P_{\text{вых}}$), а коэффициент полезного действия (η), показывающий эффективность осуществления расхода энергии накачки. В этом случае максимум η достигается

тогда, когда с единицы длины активного элемента снимается максимум удельной мощности: $d(P_{\text{ВЫХ}} / L_{\text{АС}}) / dL = 0$; поэтому оптимальная длина активной среды определяется из условия [39]:

$$L = \frac{0,5 \ln R}{(\beta - \sqrt{G_0 \beta})}, \quad (2.1)$$

где G_0 – ненасыщенный показатель усиления; R – показатель отражения выходного зеркала; β – показатель нерезонансных потерь.

Максимальная удельная мощность, снимаемая на этой длине:

$$\left(\frac{P_{\text{ВЫХ}}}{L_{\text{АС}}} \right)_{\text{max}} = \frac{1 - R \sqrt{G_0 \beta} - G_0 - 0,5 \ln R}{1 + R} \cdot \frac{1}{0,5 \ln R}. \quad (2.2)$$

Мощность излучения лазера зависит от КПД. Любой лазер можно представить в виде трех частей: источника накачки, активной среды (АС) и оптического резонатора (ОР). Соответственно этому общий КПД лазера может быть представлен как [40, 41]:

$$\eta_0 = \eta_{\text{нак}} \cdot \eta_{\text{АС}} \cdot \eta_{\text{ОР}}, \quad (2.3)$$

где $\eta_{\text{нак}}$ – КПД накачки, определяющей долю мощности накачки, которая затрачивается на возбуждение АС; $\eta_{\text{АС}}$ – КПД АС, определяющий долю мощности возбуждения АС преобразуемую в излучение когерентных квантов (для CO_2 -лазера составляет порядка 30 %); $\eta_{\text{ОР}}$ – КПД оптического резонатора, определяющий соотношение между выходной мощностью лазерного излучения и мощностью излучения когерентных квантов, перемещающихся в резонаторе (для CO_2 -лазера – 80...95 %).

Активной зоной газовых лазеров является участок положительного столба, соосный с оптическим резонатором. Энергия к излучающим частицам передается от электронов положительного столба при столкновениях. КПД накачки может быть представлен как

$$\eta_{\text{нак}} = \eta_{\text{эл}} \cdot \eta_{\text{геом}} \cdot \eta_{\text{е}}, \quad (2.4)$$

где $\eta_{\text{эл}}$ – электрический КПД газоразрядного лазера, определяющий потери мощности в приэлектродных областях разрядной трубки (для CO_2 -лазера – 95...99 %); $\eta_{\text{геом}}$ – геометрический КПД, определяющий потери мощности в

зонах положительного столба разряда, которые не участвуют в процессе усиления АС (для CO_2 -лазера – 80...95 %); η_e – электронный КПД, определяющий долю энергии электронов положительного столба газового разряда, расходуемую на возбуждение верхних лазерных уровней.

Специфической особенностью молекулярного CO_2 -лазера является значительная зависимость скоростей релаксации и скоростей обмена между лазерными уровнями от электронной температуры, так как эти процессы определяются в основном молекулярно-молекулярными столкновениями и диффузией молекул к стенкам.

Электронная температура (T_e), как и концентрация заряженных частиц в плазме ($n_e = f(T_e)$) определяет электронный КПД:

$$\eta_e = \frac{eU_1 + eU_2}{2kT_e} \left[\exp\left(-\frac{eU_1}{kT_e}\right) - \exp\left(-\frac{eU_2}{kT_e}\right) \right], \quad (2.5)$$

где eU_1 , eU_2 – энергии электронов, соответствующие нижней и верхней границе зоны возбуждения АС

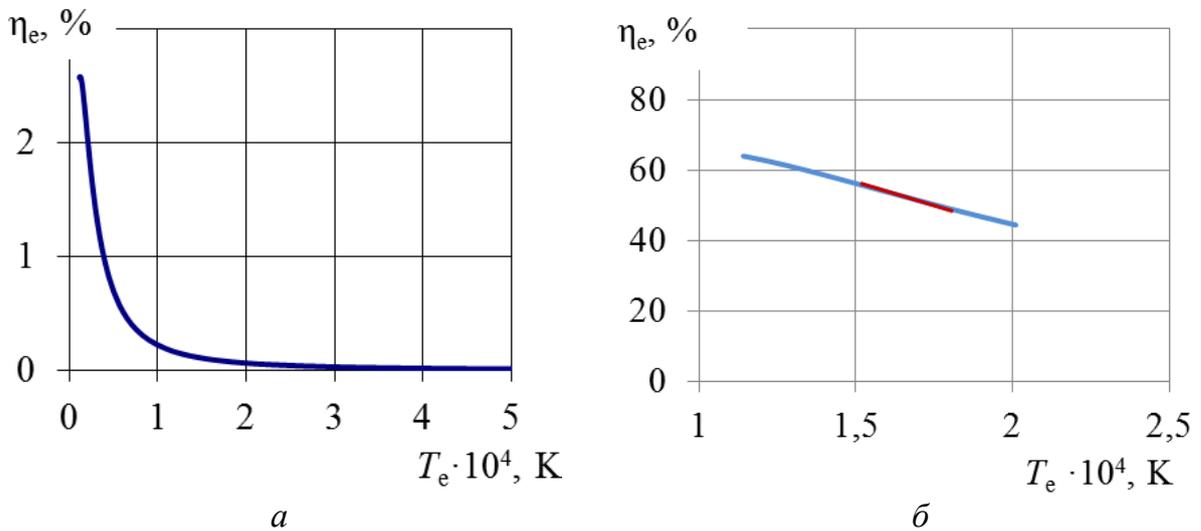


Рис. 2.4. Зависимость электронного КПД от T_e :

a – He-Ne-лазера; *б* – CO_2 -лазера (выделен рабочий участок температур)

На рис. 2.4 приведены зависимости электронного КПД от электронной температуры для He-Ne и CO_2 -лазеров, для типичных рабочих давлений, используемых в этих типах лазеров (для CO_2 -лазера рабочий диапазон рабочих давлений выделен другим цветом).

Поскольку температура зависит от величины мощности, выделяемой в разряде, а значит от тока разряда, то для лазеров с узкой капиллярной трубкой (He-Ne-лазер на рис. 2.4, *a*), электронный КПД в рабочем диапазоне температур имеет сильную зависимость. Для CO₂-лазеров (рис. 2.4, *б*) эта зависимость слабая. Следовательно, для молекулярного CO₂-лазера этот фактор можно не учитывать.

Третье обстоятельство играет решающую роль. Если вытеснить плазму из объема резонатора, то при этом уменьшается взаимодействие пространства оптического резонатора с активной средой лазера. В этом случае мощность лазера уменьшается и при определенных условиях прекращается генерация лазера.

Основную роль играет влияние магнитного поля на распределение концентрации заряженных частиц в пространстве [32, 43]. Под действием поперечного магнитного поля изменяется режим работы самого газового лазера. В отсутствие магнитного поля в разрядной трубке газовый разряд заполняет весь внутренний объем. При возникновении поперечного магнитного поля электроны и ионы дрейфуют в одну из сторон трубки, перпендикулярную направлению силовой линии магнитного поля, т. к. на частицы действует сила Лоренца $\overline{F}_L = [\overline{V} \times \overline{B}]$ и их скорости дрейфа и заряды противоположны по знаку. Электроны быстрее отклоняются магнитным полем к стенке трубки и заряжают ее. В этом случае создается электрическое поле, которое усиливает поток ионов на стенку и также тормозит дальнейшее движение электронного потока.

В отпаянных газоразрядных лазерах среднего давления с током разряда до 0,1 А, помещаемых в поперечное магнитное поле, конфигурация газового разряда будет такой, что сила магнитного давления будет уравниваться силой трения и силой «градиента концентраций».

Сила «градиента концентраций» обусловлена перепадом концентраций электронов и ионов в трубке с центральной осью по радиальному направлению. Для электронов эта сила «градиента концентраций» определяется из:

$$\overline{F}_{\text{гр.э}} = kT_e \cdot \frac{\text{grad } n_e}{n_e}, \quad (2.6)$$

где k – постоянная Больцмана; T_e – температура электронов; n_e – концентрация электронов в плазме, проекции этой силы на оси будет:

$$\bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}x} = kT_e \cdot \frac{1}{n} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad \bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}y} = kT_e \cdot \frac{1}{n} \frac{\partial n_e}{\partial y}, \quad \bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}z} = 0. \quad (2.7)$$

Модуль силы $\bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}}$ вычисляется, применяя

$$|\bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}}| = \sqrt{F_{\text{гр.}x}^2 + F_{\text{гр.}y}^2 + F_{\text{гр.}z}^2}, \quad (2.8)$$

$$|\bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}}| = \sqrt{\left(\frac{1}{2}eb_eEB\right)^2 - eb_eEkT_e \frac{2,4}{R} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \frac{J_1(x, y)}{J_0(x, y)} + \left[kT_e \frac{2,4}{R} \frac{J_1(x, y)}{J_0(x, y)}\right]^2}.$$

Для ионов сила градиента концентраций ($\bar{F}_{\text{гр.}i}$) имеет аналогичный характер, только вместо T_e подставляется T_i .

«Сила трения» за счет столкновений электронов с нейтральными частицами определяется:

$$\bar{F}_{\text{тр.}\bar{e}} = m_e v_e \bar{V}_e, \quad (2.9)$$

где m_e – масса электрона; v_e – частота столкновений электронов с нейтральными частицами; V_e – скорость электронов в плазме, а ее модуль

$$|\bar{F}_{\text{тр.}\bar{e}}| = \sqrt{F_{\text{тр.}x}^2 + F_{\text{тр.}y}^2 + F_{\text{тр.}z}^2} = m v_e \sqrt{V_{ex}^2 + V_{ey}^2 + V_{ez}^2}. \quad (2.10)$$

$$|\bar{F}_{\text{тр.}\bar{e}}| = m_e v_e \sqrt{[b_e E(1 + b_i^2 B)]^2 + b D_a \frac{2,4}{R} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \frac{J_1(x, y)}{J_0(x, y)} + \left[\frac{2,4}{R} D_a \frac{J_1(x, y)}{J_0(x, y)}\right]^2}.$$

Как показывают расчеты [43], с ростом магнитного поля сила градиента концентрации преобладает над силой трения ($\bar{F}_{\text{гр.}\bar{e}} > \bar{F}_{\text{тр.}\bar{e}}$).

Таким образом, сила Лоренца, уравновешивается градиентом концентрации плазмы, и с увеличением магнитного поля газовый разряд будет сжиматься в узкий шнур, расположенный вдоль стенки колбы.

Кроме этого, смещение разряда в зависимости от величины внешнего магнитного поля сопровождается также изменением эффективной скоростью релаксации ($\gamma_{\text{эфф}}$), определяемой скоростями распада верхнего и нижнего ла-

зерного уровней (γ_a, γ_b), и возбужденного уровня азота (γ_1), а также скоростями резонансного колебательного обмена.

Поэтому мощность излучения CO₂-лазера

$$P = \tau(0,5\hbar\omega n_0 c)[\chi - 1], \quad (2.11)$$

где τ – коэффициент пропускания выходного зеркала, χ – относительное возбуждение лазера, будет определяться длиной активной среды (L) и параметром насыщения $n_0 = (\gamma_a \gamma_b) / (\gamma_a + \gamma_b) c \sigma_0$, т. е. плотностью фотонов в разрядной среде, где γ_a, γ_b – вероятность распада уровней (a) и (b) за счет спонтанного излучения на все нижележащие уровни; $\sigma_0 = \pi^2 c^2 A_{ab} a_\omega / \omega^2$ – эффективное сечение индуцированного излучения или поглощения; A_{ab} – коэффициент Эпштейна; a_ω – характеризует форму спектральной линии излучения или поглощения; $\hbar\omega/2\pi$ – энергия фотона.

Быстродействие электромагнитного управления CO₂-лазером определяется временем смещения плазмы внутри трубки, временем возрастания магнитного поля, временем жизни возбужденных молекул и временем установления излучения в резонаторе.

Следовательно, при работе CO₂-лазера, который управляется за счет поперечного магнитного поля в динамическом режиме, временное запаздывание выходной мощности излучения лазера относительно входного сигнала (тока катушки управления в данном случае, для создания магнитного поля в этом случае применялась система электромагнитов) зависит от следующих факторов:

- инерционность возрастания индукции магнитного поля;
- время жизни излучения в резонаторе;
- время распада лазерных уровней за счет релаксационных процессов;
- задержка по времени смещения разряда поперек магнитного поля в трубке.

Обстоятельство инерционности возрастания индукции магнитного поля определяется параметрами и схемой включения электромагнита и при определенных условиях этот фактор можно сделать весьма незначительным. Время жизни излучения в оптическом резонаторе составляет сотые доли мкс. Как по-

казали начальные эксперименты, инерционность магнитного управления мощностью CO_2 -лазера составила доли мс, поэтому второе обстоятельство можно не учитывать. Время жизни лазерных уровней в CO_2 -лазере составляет 0,5 мс, что является теоретическим пределом, который ограничивает быстрдействие рассматриваемой модуляции. Следовательно, наиболее эффективная электромагнитная модуляция плазмы может быть создана за счет изменений параметров существования газового разряда, обеспечивающих быстрое перемещение заряженных частиц под действием поперечного магнитного поля. Так как уменьшение генерации лазера обусловлено рядом факторов, то было принято решение оценить наиболее значительный из них – инерционность перемещения газового разряда.

2.2. Расчет электромагнитной системы управления

Для создания поперечного магнитного поля используется электромагнитная система управления. Конструкция электромагнита представлена на рис. 2.7. Система электромагнитов сконструирована так, чтобы каждый электромагнит охватывал своим сердечником часть газоразрядной трубки лазера. В этом случае внутри сердечника образуется магнитное поле, направленное перпендикулярно оси трубки.

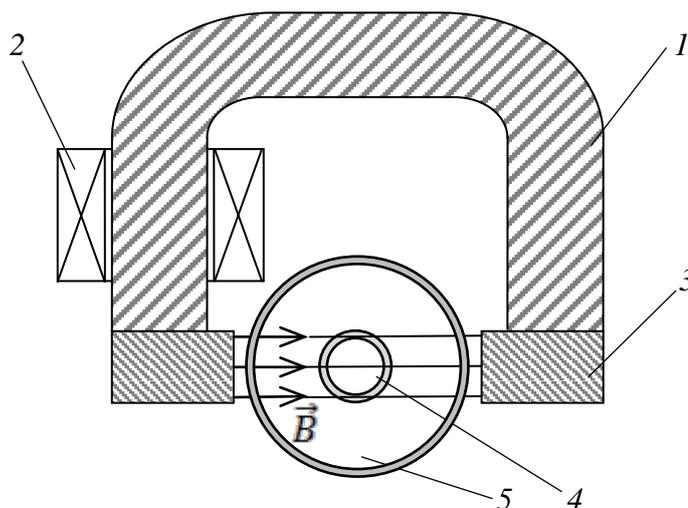


Рис. 2.7. Макет электромагнита и конструкция с размещением разрядной трубки: 1 – сердечник; 2 – катушка; 3 –выравнивающее устройство; 4 – разрядная трубка; 5 – газовый баллон

При подборе электромагнитной системы учитывалось то обстоятельство, что у краев сердечника магнитное поле искажается, т. е. магнитный поток пронизывает часть трубки, которая не охвачена сердечниками. Поэтому для устранения краевых эффектов электромагниты размещаются таким образом, чтобы достичь наиболее эффективного перекрытия разрядной трубки поперечным магнитным полем. При этом следует учитывать, что минимальное расстояние между магнитами ограничено диаметром катушек электромагнита.

С одной стороны, диаметр катушки должен быть меньше – для уменьшения расстояния между сердечниками, а с другой – с увеличением диаметра катушек увеличивается число витков в них, что ведет к увеличению значения магнитной индукции в зазоре электромагнитов. Поэтому проводился математический расчет электромагнитной системы для получения задаваемого распределения магнитной индукции.

Для более равномерной конфигурации магнитного поля используется специальное выравнивающее устройство, представляющий собой набор пластин из трансформаторного железа, плотно склеенных между собой, охватывающее разрядную трубку.

К электромагнитной системе предъявляются следующие требования:

- индуктивность катушек электромагнитов должна быть минимальной;
- магнитосердечник должен обладать большой магнитной проницаемостью и иметь большую индукцию насыщения магнитного поля;
- высокое быстродействие переключения магнитного поля.

Используемая в работе система электромагнитов отвечает следующим требованиям:

- специальное выравнивающее устройство максимально приближено к разрядной трубке лазера для обеспечения номинального значения магнитной индукции на оси разрядной трубки;
- система крепления электромагнитов обеспечивает их жесткую фиксацию во избежание повреждения стеклянных газоразрядных трубок лазера;
- система крепления электромагнита развязана с резонатором лазера для предотвращения его перегиба и падения мощности лазерного излучения;

– элементы системы крепления электромагнитов не создают короткозамкнутых витков для обеспечения эффективной работы модулятора в динамическом режиме;

– материалы системы крепления электромагнитов обладают большой магнитной проницаемостью во избежание потерь в них магнитного поля.

Электромагнитный модулятор состоит из двух катушек и магнитопровода, к которому прикреплено выравнивающее устройство. Катушки подключены к схеме управления.

Важным вопросом при использовании электромагнитной системы является выбор величины магнитной индукции. Величина индукции определяется, с одной стороны, необходимостью управления газовым разрядом, а с другой – соображениями технико-экономической целесообразности системы.

При этом необходимо иметь низковольтную схему управления (иначе не удастся конкурировать с высоковольтным электрооптическим модулятором); и обеспечивать не очень большую инерционность управления (иначе выгодней будет применять инерционный, но простой и дешевый электромеханический модулятор). Таким образом, магнитное поле должно не только управлять мощностью лазера, но и обеспечивать малую инерционность управления.

2.3. Распределения магнитного поля в рабочем зазоре

При намагничивании ферромагнитной среды в ней возникают магнитные диполи, которые вызывают появление дополнительных полей, накладывающихся на поля, создающие намагничивание [44–47]. При расчетах обычно полагают, что магнитная среда обладает бесконечно большой магнитной проницаемостью, и принимают, что на границе магнитный поток непрерывен, а напряженность поля изменяется скачком.

Чтобы определить вектора магнитного поля, рассмотрим поле уединенного магнитного полюса. Точечный полюс с магнитной массой m создает m единиц потока. При этом величина магнитной индукции B на расстоянии r от полюса определяется выражением:

$$B = \frac{m}{4\pi r^2}. \quad (2.12)$$

Напряженность магнитного поля H определяется из условия, чтобы на полюс с единичной магнитной массой, внесенной в поле, действовала сила в направлении вектора магнитной индукции. Отношение B к H зависит от способности среды намагничиваться и называется магнитной проницаемостью среды μ , выраженной в долях μ_0 – магнитной проницаемостью вакуума, $B = \mu \mu_0 H$.

Работа, совершаемая при переносе полюса с единичной магнитной массой из бесконечности в данную точку, определяет скалярный магнитный потенциал φ_m в произвольной точке, удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} \varphi_m) = -\rho_m / \mu \mu_0, \quad (2.13)$$

где ρ_m – плотность магнитной массы.

Отсюда следует, что

$$\operatorname{div} B = \rho_m, \quad (2.14)$$

$$H = -\operatorname{grad} \varphi_m. \quad (2.15)$$

Данный анализ подразумевает существование свободных полюсов, однако в действительности магнитные полюсы существуют только попарно, как диполи, и результирующий поток, пересекающий любую поверхность, равен нулю. Следовательно,

$$\operatorname{div} B = 0, \quad (2.16)$$

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} \varphi_m) = 0. \quad (2.17)$$

Таким образом, магнитный потенциал φ_m удовлетворяет уравнению Лапласа.

Для описания полей в областях с различными магнитными свойствами используются различные функции. Рассмотрим элемент длины bd линии раздела между двумя областями с относительными значениями магнитной проницаемости μ_1 и μ_2 (рис. 2.8).

Поток, проходящий из одной области в другую, и две параллельные магнитные линии, проведенные через точки b и d , на границе изменяют свои направления. Линии ab и cd перпендикулярны соответственно линиям ψ' и ψ'' .

Работа совершаемая при перемещении полюса с единичной магнитной массой по замкнутому типовому бесконечно малому контуру $abcd$, равна нулю. Но ab и cd эквипотенциали, поэтому работа при переходе из точки b в точку c и из точки d в точку a равна нулю.

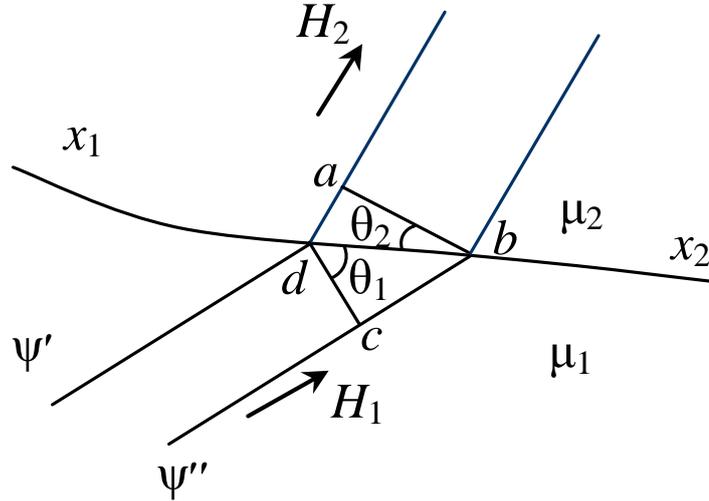


Рис. 2.8. Поверхность раздела между двумя областями в магнитном поле

Таким образом, если H_1 и H_2 – значения напряженности поля по ту и другую сторону линии раздела, то

$$-H_1(bc) + H_2(da) = 0, \quad (2.18)$$

где отрицательный знак соответствует перемещению в направлении навстречу H_1 . Если обозначить через θ_1 и θ_2 углы, образуемые отрезками dc и ab с отрезком db , то получим

$$da = db \sin \theta_2 \quad \text{и} \quad bc = db \sin \theta_1.$$

В результате подстановки этих соотношений в (2.18) получим

$$H_1 \sin \theta_1 = H_2 \sin \theta_2. \quad (2.19)$$

Следовательно, в отсутствие поверхностного тока тангенциальные составляющие H по обе стороны линии раздела одинаковы. Из условия непрерывности потока, если обозначить через B_1 и B_2 по разные стороны границы, получим:

$$B_1(dc) = B_2(ab),$$

откуда

$$B_1 \cos \theta_1 = B_2 \cos \theta_2. \quad (2.20)$$

Таким образом, нормальные составляющие магнитной индукции по разные стороны линии раздела одинаковы. Объединив (2.19) и (2.20), найдем:

$$\frac{H_1}{B_1} \operatorname{tg}\theta_1 = \frac{H_2}{B_2} \operatorname{tg}\theta_2, \quad (2.21)$$

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_1}{\operatorname{tg}\theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (2.22)$$

Основной задачей, при изучении воздействия внешнего магнитного поля, на условия существования газового разряда, является определение заданной картины распределения индукции магнитного поля в зоне размещения разрядной трубки. Для расчета распределения индукции магнитного поля в рабочем зазоре использовался программный пакет FlexPDE. FlexPDE – это программный продукт, предназначенный для построения сценарных моделей для решения дифференциальных уравнений методом конечных элементов [48]. FlexPDE производит операции, которые преобразовывают описание системы дифференциальных уравнений в частных производных в модель для расчета методом конечных элементов, находят решение для этой системы и представляют результаты в графической форме.

Текст программы расчета индукции магнитного поля

```

TITLE 'Расчет индукции магнитного поля в рабочем зазоре электромагнита'
COORDINATES cartesian2
SELECT   errlim = 1e-4
VARIABLES { переменные }
          Az
DEFINITIONS { параметры и конфигурация электромагнитной системы }
          LZ = 10
          LR = 50 { область расчета }
          CX = 39 { половина длины выравнивателя }
          CY = 3 { ширина выравнивателя }
          SY = 4,2 { воздушный зазор }
          MX = 3 { длина магнитопровода }
          MY = 2,4 { ширина магнитопровода }

```

$SX = 9,5$ {расстояние между магнитами}

$SSX = 12,5$ {расстояние между центрами магнитов}
 {магнитные параметры}

$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$

$\mu = 1$

$J_z = 0$

$B_0 = 4500$ { Начальная магнитная индукция }

$B = \text{vector}(dy(A_z), -dx(A_z))$

$B_m = \text{magnitude}(B)$

EQUATIONS $dx(-dx(A_z)/\mu) - dy(dy(A_z)/\mu) = J_z$

BOUNDARIES { Описание конфигурации и области расчета }

region 'domain'

$\mu = \mu_0$

{пространство}

start 'outer' (-LR,-LR/2)

line to (LR,-LR/2) to (LR,LR/2) to (-LR,LR/2) to close

region 'domain2'

$\mu = \mu_0 \cdot 4000$

start 'Viravniatel1' (-CX, SY)

line to (-CX, SY+CY) to (CX, SY+CY) to (CX, SY) to close

start 'Viravniatel2' (-CX, -SY)

line to (-CX, -SY-CY) to (CX, -SY-CY) to (CX, -SY) to close

region 'domain3'

start 'magnet11' (-CX,SY+CY) value(Az) = $-B_0 \cdot (x+3 \cdot SSX)$

line to (-CX,SY+CY+MY) to (-CX+MX,SY+CY+MY)

to (-CX+MX,SY+CY) to close

start 'magnet12' (-CX+SSX,SY+CY) value(Az) = $-B_0 \cdot (x+2 \cdot SSX)$

line to (-CX+SSX,SY+CY+MY) to (-CX+MX+SSX,SY+CY+MY)

to (-CX+MX+SSX,SY+CY) to close

start 'magnet13' (-CX+2*SSX,SY+CY) value(Az) = $-B_0 \cdot (x+SSX)$

line to $(-CX+2*SSX,SY+CY+MY)$ to $(-CX+MX+2*SSX,SY+CY+MY)$
 to $(-CX+MX+2*SSX,SY+CY)$ to close
 start 'magnet14' $(-CX+3*SSX,SY+CY)$ value(Az) = $-B0*(x)$
 line to $(-CX+3*SSX,SY+CY+MY)$ to $(-CX+MX+3*SSX,SY+CY+MY)$
 to $(-CX+MX+3*SSX,SY+CY)$ to close
 start 'magnet15' $(CX-2*SSX,SY+CY)$ value(Az) = $-B0*(x-SSX)$
 line to $(CX-2*SSX,SY+CY+MY)$ to $(CX-MX-2*SSX,SY+CY+MY)$
 to $(CX-MX-2*SSX,SY+CY)$ to close
 start 'magnet16' $(CX-SSX,SY+CY)$ value(Az) = $-B0*(x-2*SSX)$
 line to $(CX-SSX,SY+CY+MY)$ to $(CX-MX-SSX,SY+CY+MY)$
 to $(CX-MX-SSX,SY+CY)$ to close
 start 'magnet17' $(CX,SY+CY)$ value(Az) = $-B0*(x-3*SSX)$
 line to $(CX,SY+CY+MY)$ to $(CX-MX,SY+CY+MY)$ to $(CX-MX,SY+CY)$
 to close

start 'magnet21' $(-CX,-SY-CY)$ value(Az) = $-B0*(x+3*SSX)$
 line to $(-CX,-SY-CY-MY)$ to $(-CX+MX,-SY-CY-MY)$
 to $(-CX+MX,-SY-CY)$ to close
 start 'magnet22' $(-CX+SSX,-SY-CY)$ value(Az) = $-B0*(x+2*SSX)$
 line to $(-CX+SSX,-SY-CY-MY)$ to $(-CX+MX+SSX,-SY-CY-MY)$
 to $(-CX+MX+SSX,-SY-CY)$ to close
 start 'magnet23' $(-CX+2*SSX,-SY-CY)$ value(Az) = $-B0*(x+SSX)$
 line to $(-CX+2*SSX,-SY-CY-MY)$ to $(-CX+MX+2*SSX,-SY-CY-MY)$
 to $(-CX+MX+2*SSX,-SY-CY)$ to close
 start 'magnet24' $(-CX+3*SSX,-SY-CY)$ value(Az) = $-B0*(x)$
 line to $(-CX+3*SSX,-SY-CY-MY)$ to $(-CX+MX+3*SSX,-SY-CY-MY)$
 to $(-CX+MX+3*SSX,-SY-CY)$ to close
 start 'magnet25' $(CX-2*SSX,-SY-CY)$ value(Az) = $-B0*(x-SSX)$
 line to $(CX-2*SSX,-SY-CY-MY)$ to $(CX-MX-2*SSX,-SY-CY-MY)$
 to $(CX-MX-2*SSX,-SY-CY)$ to close
 start 'magnet26' $(CX-SSX,-SY-CY)$ value(Az) = $-B0*(x-2*SSX)$

```

line to (CX-SSX,-SY-CY-MY) to (CX-MX-SSX,-SY-CY-MY)
to (CX-MX-SSX,-SY-CY) to close
start 'magnet27' (CX,-SY-CY) value(Az) = -B0*(x-3*SSX)
line to (CX,-SY-CY-MY) to (CX-MX,-SY-CY-MY) to (CX-MX,-SY-CY)
to close

```

```

PLOTS      { графические результаты }
grid(x,y)
vector( B) norm { магнитное поле }
contour(Bm) painted { градиентное магнитное поле }
vector( B) norm zoom(-LZ,-LZ,2*LZ,2*LZ) { магнитное поле в центре }
vector( B) norm zoom(-45,-15,2*LZ,3*LZ) { магнитное поле на краю
системы }
contour(Bm) painted zoom(-LZ,-LZ,2*LZ,2*LZ) { градиентное магнитное
поле в центре }
contour(Bm) painted zoom(-3,5*LZ,-LZ,2*LZ,2*LZ) { градиентное
магнитное поле на краю системы }
elevation(Bm) from (-40,0) to (40,0) { распределение магнитной
индукции }
END

```

Первым этапом моделирования явилась оценка однородности магнитного поля в рабочем зазоре при использовании от одного до семи электромагнитов (количество связано с размерами активного элемента лазера). На рис. 2.9 приведены графики распределения индукции магнитного поля B вдоль разрядной трубки в зависимости от положения относительно ее центра x для системы из одного (a), трех (b) и семи ($в$) электромагнитов соответственно.

Для устранения неоднородности распределения индукции магнитного поля было использовано выравнивающее устройство. В этом случае неравномерность вдоль лазерной трубки не превышала 3 % (рис. 2.10, распределение индукции магнитного поля вдоль трубки лазера для системы из выравнивающего устройства и одного (a), трех (b) и семи ($в$) электромагнитов

соответственно). Выравнивающее устройство позволяет сделать магнитное поле более однородным даже при использовании одного электромагнита (рис. 2.10, а). Однако, с увеличением числа магнитов происходит не только дополнительное выравнивание распределения поля вдоль оси системы, но и увеличение значения магнитной индукции (рис. 2.10, в).

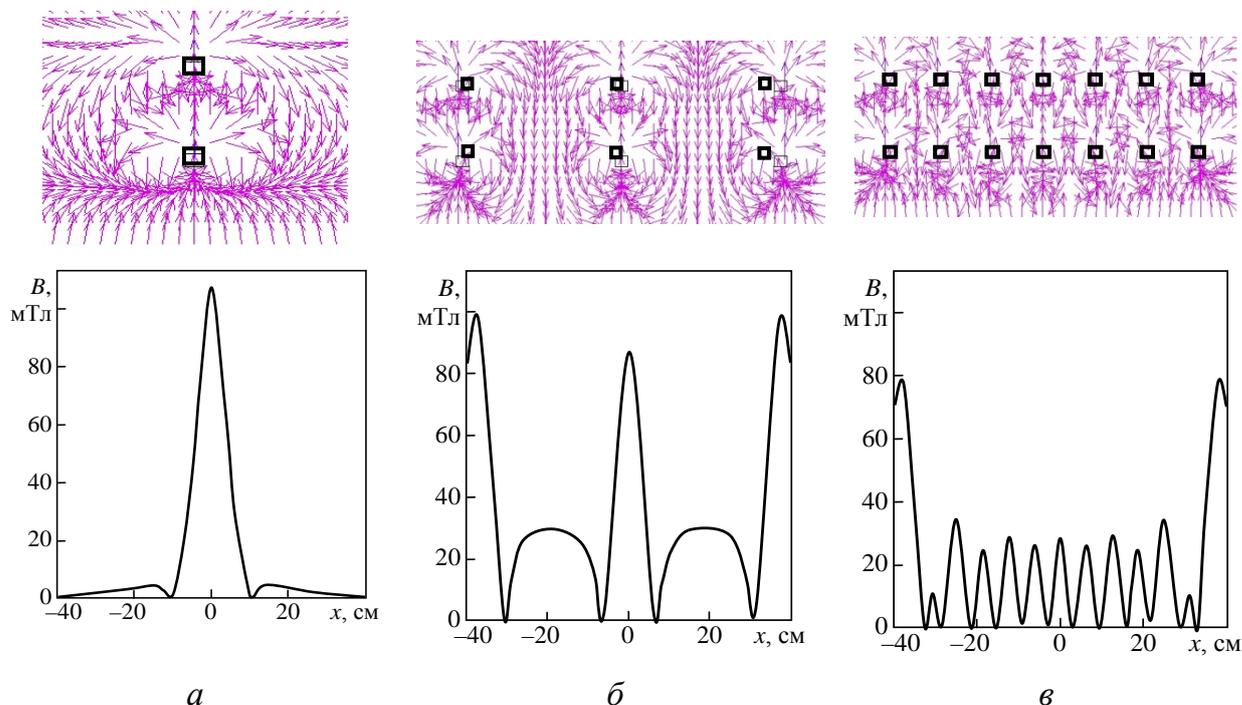


Рис. 2.9. Распределение индукции магнитного поля на оси системы при использовании отдельных электромагнитов

Результаты расчетов распределения магнитного поля в рабочем зазоре для семи электромагнитов, в центральной части рабочего зазора и на краю электромагнитной системы представлены на рис. 2.11 – 2.13.

По результатам моделирования был разработан и собран макет электромагнитной системы управления углекислотным лазером (рис. 2.14) [49, 50].

Для того чтобы проверить правильность картины магнитного поля необходимо провести экспериментальное исследование. Измерения магнитной индукции проводилось с помощью милитесламетра МПУ-1. Методика измерения была следующей: пространство между двумя выравнивающими устройствами электромагнитами было разбито на ячейки 10×10 мм (рис. 2.15), в точках пересечения линий сетки производился замер индукции. Проводились измерения как продольной, так и поперечной составляющей магнитной индукции.

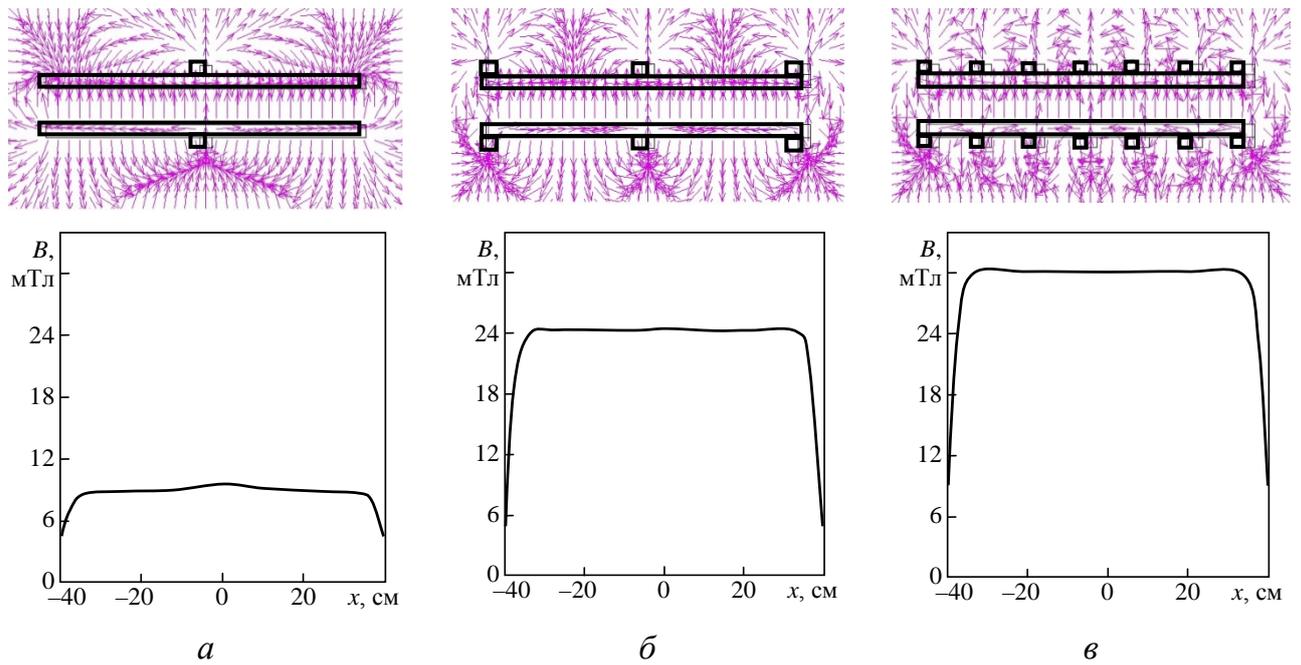


Рис. 2.10. Распределение индукции магнитного поля на оси системы с использованием выравнивающего устройства

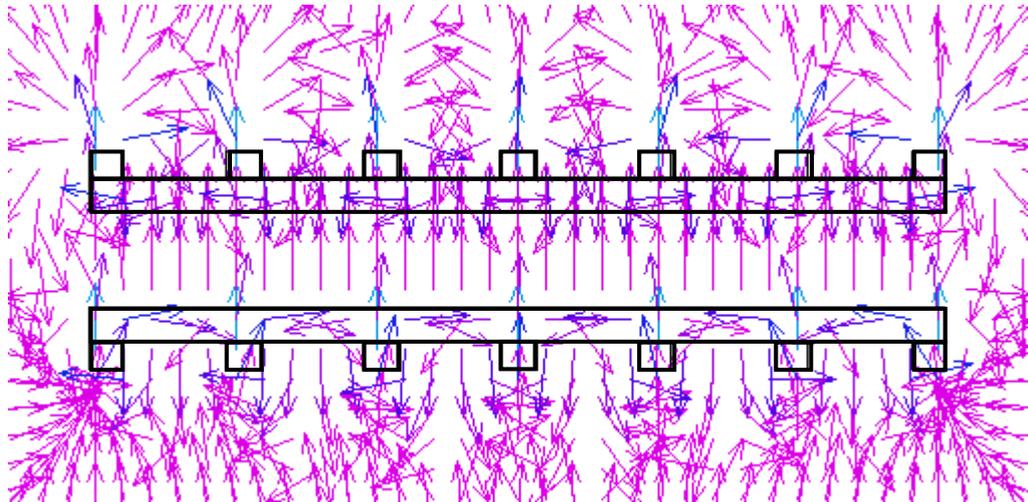


Рис. 2.11. Общая картина поля

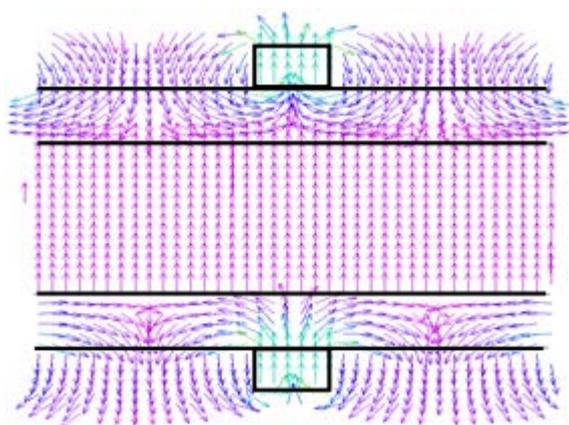


Рис. 2.12. Картина поля в центральной части электромагнита

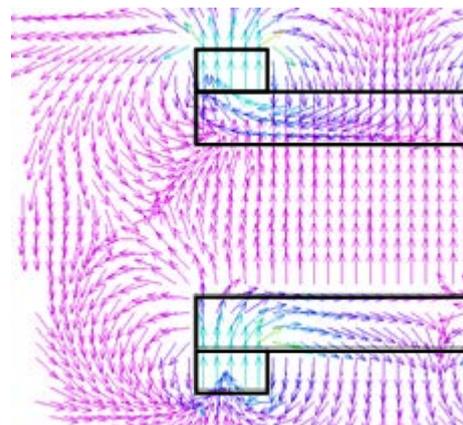


Рис. 2.13. Картина поля на краю Электромагнита

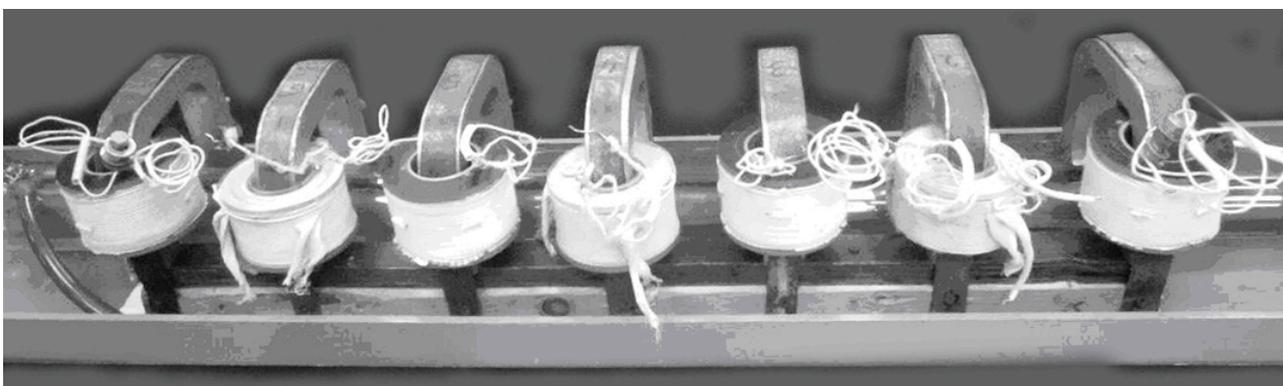


Рис. 2.14. Конструкция электромагнитной системы управления

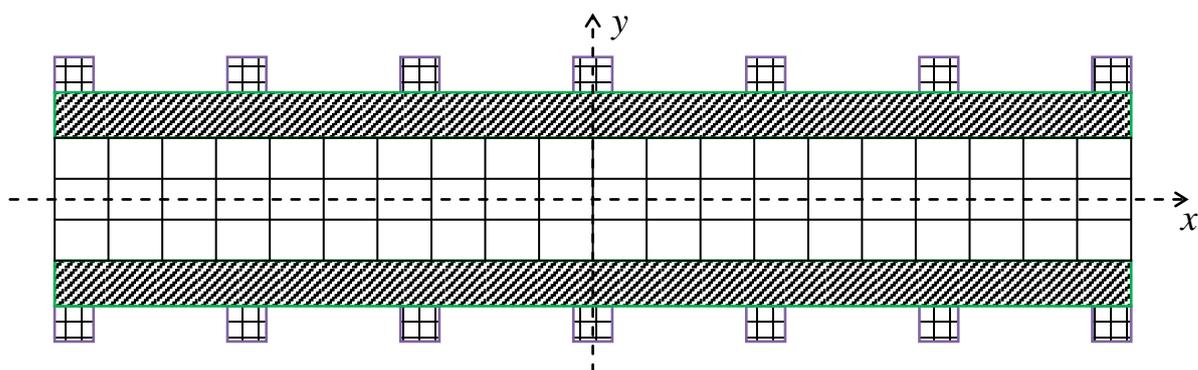


Рис. 2.15. Методика измерения индукции магнитного поля в рабочем зазоре электромагнитной системы

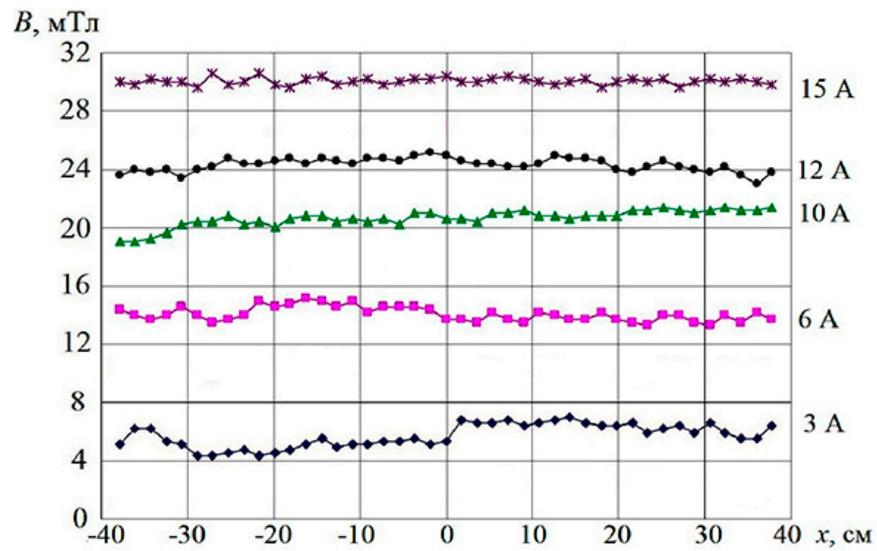


Рис. 2.16. Распределение магнитной индукции на оси системы при различных токах электромагнитной системы

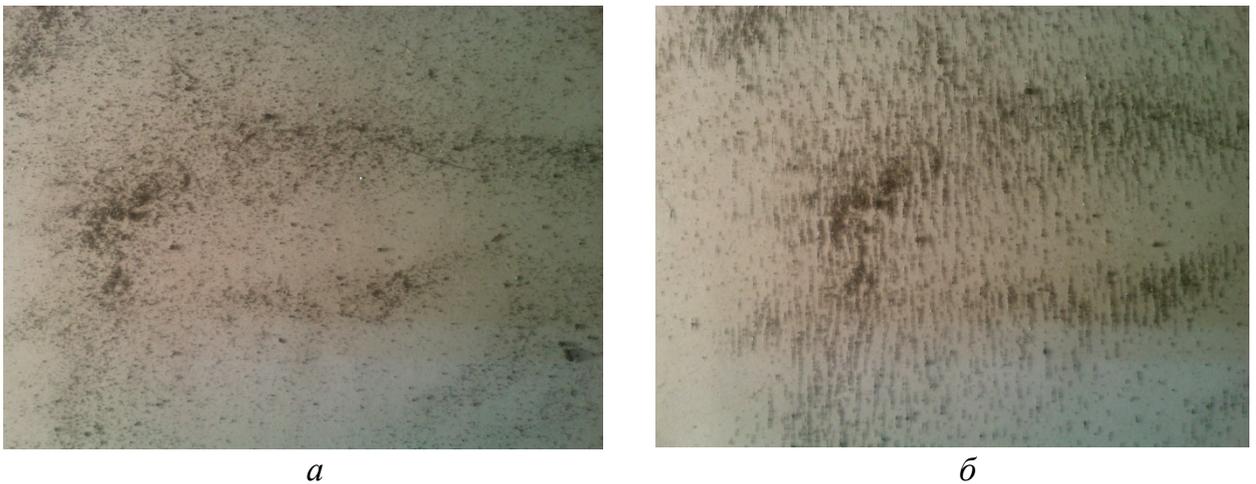


Рис. 2.17. Картина распределения железных опилок в рабочем зазоре без магнитного (а) и с магнитным полем (б)

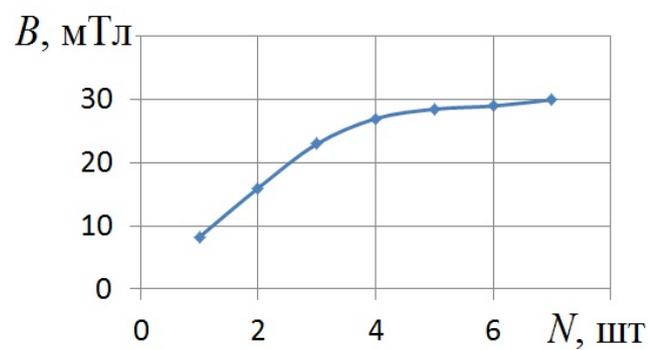


Рис. 2.18. Зависимость индукции магнитного поля от количества используемых электромагнитов

Картина распределения линий магнитного поля была получена и с помощью металлических опилок (рис. 2.17).

Максимальная индукция магнитного поля достигается при одновременном использовании семи электромагнитов (рис. 2.18).

2.4. Воздействие поперечного магнитного поля на уровень выходной мощности излучения лазера

При включении в разрядной трубке формируется тлеющий разряд. Электроны взаимодействуют с молекулами смеси газов и возбуждают верхние метастабильные уровни молекулы CO_2 , тем самым обеспечивают инверсию населенности активной среды. Возникшие когерентные кванты за счет индуцированных переходов, приводят к дополнительным индуцированным переходам. Плотность энергии этих когерентных квантов начинает увеличиваться. В соответствии с соотношением Эйнштейна вероятность индуцированных переходов возрастает. Сам процесс носит лавинообразный характер. В итоге лазер переходит в квазистационарный режим. Усиление когерентного излучения уравнивает выход когерентной мощности лазера и потери излучения в активной среде. Между зеркалами оптического резонатора лазера устанавливается стоячая электромагнитная волна. Плотность энергии этой волны в поперечном сечении разряда носит гауссов характер, т. е. она максимальна на оси разряда и спадает практически до нуля к стенкам разрядной трубки. Такое же распределение имеет плотность электронов разряда и возбужденных молекул углекислого газа.

Следовательно, распределение плотности когерентных квантов и распределение плотности возбужденных молекул углекислого газа имеют приблизительно одинаковый характер, это обеспечивает необходимую вероятность индуцированных переходов и нормальную работу лазера (рис. 2.5 при $B_1 = 0$ и рис. 2.6, кривая I).

При пропускании тока через катушки электромагнита в воздушном зазоре магнитопроводов возникает магнитное поле, вектор индукции которого перпендикулярен оси разрядной трубки. Вследствии силы Лоренца электроны

разряда устремляются к стеклянной стенке разрядной трубки и создают значительный отрицательный потенциал. Под действием этого потенциала ионы разряда также устремляются к стенке и весь газовый разряд плотно прижимается к одной из стенок разрядной трубки. Распределение электронов и, соответственно, возбужденных молекул углекислого газа в плоскости, перпендикулярной оси разряда, начинает носить неоднородный характер: концентрация возбужденных молекул углекислого газа на оси уменьшается практически до нуля, а у одной из стенок разрядной трубки увеличивается (рис. 2.5 при B_2, B_3 и рис. 2.6, кривые 2, 3).

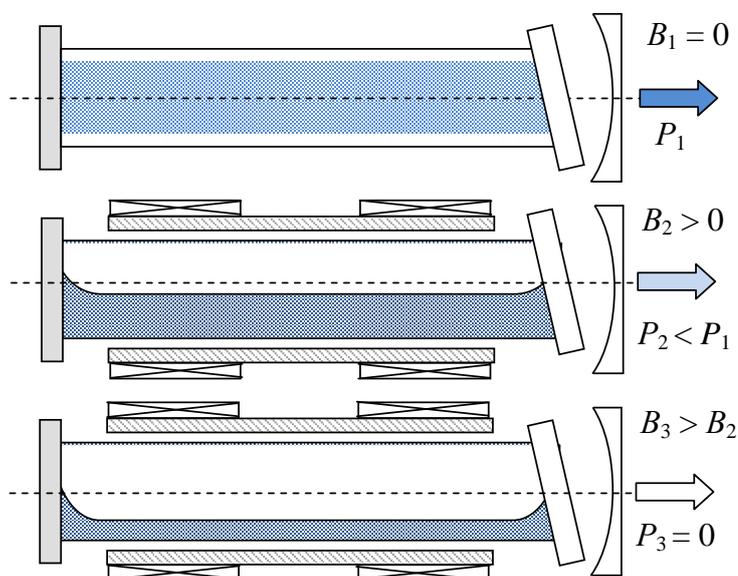


Рис. 2.5. Распределение заряженных частиц в разрядной трубке лазера

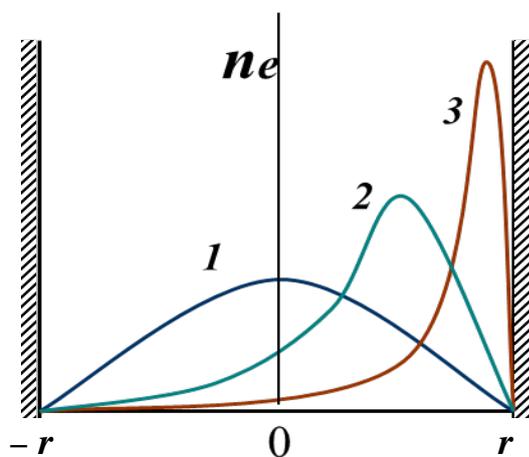


Рис. 2.6. Распределение заряженных частиц в разрядном промежутке:

$$1 - B_1 = 0; 2 - B_2 > 0; 3 - B_3 > B_2$$

В современных лазерах применяются зеркала оптического резонатора сферического типа и возникающие у стенки (вне оси резонатора) когерентные кванты будут в значительной мере теряться и не установят в резонаторе стационарной стоячей волны. В этом случае лазер прекращает генерировать когерентное излучение.

Рассмотрим положительный столб в поперечном магнитном поле, который ограничен изолированными стенками [51]. Электроны и ионы положительного столба движутся в столкновительном режиме и для описания их движения воспользуемся системой уравнений (1.23, 1.24). В стационарном случае плотность тока на изолированную стенку равна нулю, поэтому в любом поперечном сечении плазмы столба скорости электронов и ионов равны. Также рассматриваем частично ионизированную плазму с невысокой степенью ионизации, в которой плотность атомов можно считать не зависящей от координаты. Распределения концентрации плазмы и потоков заряженных частиц можно найти из системы уравнений неразрывности и движения для электронов и ионов, которая при проекции на ось x имеет следующий вид

$$-enE - \frac{dp_e}{dx} - nm_e V(v_{ea} + v_i) - \frac{1}{c} enV_{ez} B_y = 0, \quad (2.23)$$

$$-enE - \frac{dp_i}{dx} - nm_a V(v_{ia} + v_i) - \frac{1}{c} enV_{iz} B_y = 0, \quad (2.24)$$

где v_i, v_{ia}, v_{ea} – частоты ионизации, ион-атомных и электрон-атомных столкновений, $n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V$, $V_{iz} - V_{ez} = V_z$, B_y – магнитное поле. Если пренебречь инерциями электронов и ионов, и сложив (2.23) и (2.24) для исключения составляющей электрического поля E , то получим

$$-k(T_e + T_i) \frac{dn}{dx} - nV[m_a(v_{ia} + v_i) + m_e(v_{ea} + v_i)] + \frac{1}{c} enV_z B_y = 0. \quad (2.25)$$

Вторым слагаемым в квадратных скобках можно пренебречь. Продифференцировав (2.25) и используя $V(dn/dx) = nv_i$ для исключения производной от плотности потока, получим:

$$-D_a \frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{eV_z B_y}{m_a c(v_{ia} + v_i)} \frac{dn}{dx} = nv_i, \quad D_a = \frac{k(T_e + T_i)}{m_a(v_{ia} + v_i)}. \quad (2.26)$$

Запишем (2.26) в безразмерных $n = n^* \tilde{n}$, $x = L\tilde{x}$ переменных в виде (индекс \sim в дальнейшем опускается)

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + a \frac{dn}{dx} + bn = 0, \quad a = \frac{eV_z B_y L}{ck(T_e + T_i)}, \quad b = \frac{v_i L^2}{D_a} \quad (2.27)$$

Для уравнения (2.27) является решение с комплексными корнями

$$n = e^{-0.5ax} (C_1 \cos(\beta x) + C_2 \sin(\beta x)), \quad \beta = \sqrt{b - (a/2)^2}. \quad (2.28)$$

Для положительного столба в диффузионном приближении с достаточной точностью можно использовать граничные условия $n(0) = n(1) = 0$. В этом случае $C_1 = 0$, $\beta = \pi$. В задаче $a < 0$, поэтому экспоненциальный множитель увеличивается с ростом x , распределение концентрации становится несимметричным, максимум концентрации при увеличении магнитной силы смещается от центра по направлению действия силы. Значение параметра a ограничено сверху значением $a^* = 2\sqrt{b}$, поэтому измерять значения a будем в долях a^* , используя соотношение $a = \psi a^* = 2\psi\sqrt{b}$, где $\psi < 1$. Пронормировав решение (2.28), получаем

$$n(x) = \frac{f^2 + \pi^2}{\pi(e^f + 1)} e^{fx} \sin(\pi x), \quad \int_0^1 n(x) dx = 1, \quad f = \frac{\pi\psi}{\sqrt{1-\psi^2}}. \quad (2.29)$$

На рис. 2.7 представлены распределения $n(x)$ для нескольких значений ψ : с ростом ψ увеличивается и смещается вправо значение n_{\max} .

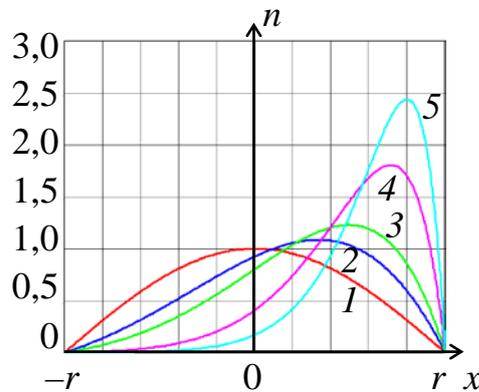


Рис. 2.7. Распределение концентрации частиц от значения параметра ψ :

1 – 0; 2 – 0,5; 3 – 0,7; 4 – 0,9; 5 – 0,95

Уровень выходной мощности излучения лазера с использованием электромагнитного модулятора с различным количеством электромагнитных систем представлен на рис. 2.8.

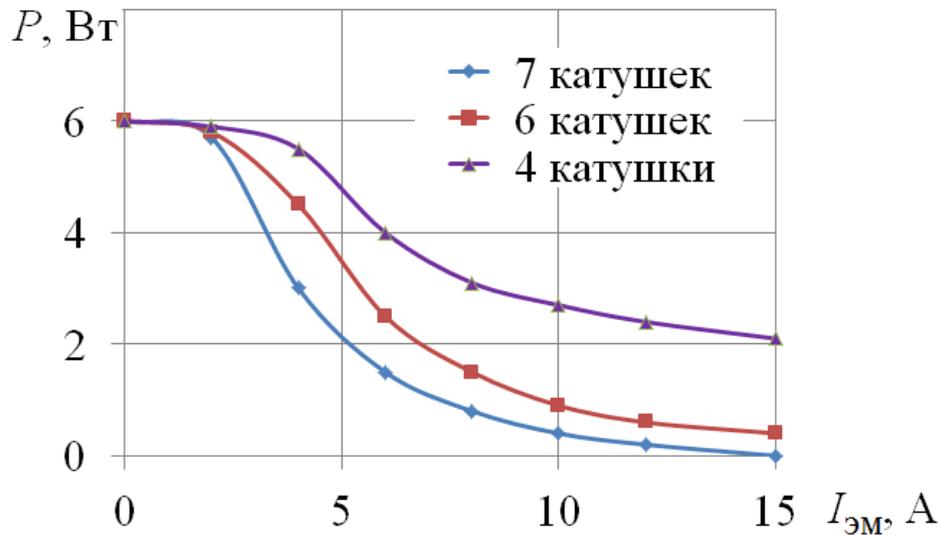


Рис. 2.8. Уровень выходной мощности излучения лазера

Видно, что эффект управления уровнем выходной мощности достигается в случае использования семи электромагнитов. Таким образом, для газовой смеси в интервале рабочих давлений и токов регулирование поперечного магнитного поля позволяет изменять уровень выходной мощности излучения молекулярного CO_2 -лазера от минимального до максимального значения.

Поперечное магнитное поле вызывает рост падения напряжения в положительном столбе, следовательно, уменьшается ток разряда. Поскольку в лазере $U_{\text{пит}} > U_{\text{пс}}$ в несколько раз, а ток разряда $I_{\text{раз}} = (U_{\text{пит}} - U_{\text{пс}}) / R_{\text{н}}$, то в случае небольшого изменения $U_{\text{пс}}$, $I_{\text{раз}}$ изменяется незначительно.

2.5. Разработка схем управления электромагнитами

Из-за сложности конструкции электромагнитной установки лазера, а также большой мощности разрабатываемой схемы, физическое макетирование было бы достаточно трудным, поэтому более целесообразным является проведение компьютерного моделирования в программе-симуляторе.

Компьютерное моделирование (симуляция) по сравнению с физическим макетированием имеет такие преимущества как легкость изменения параметров

схемы, а также больше различных возможностей для изучения процессов, которые протекают в моделируемом устройстве. Моделирование позволяет, как уточнять и оптимизировать результаты предварительных расчетов, так и экспериментально подбирать параметры компонентов и режимы работы схемы.

В ходе компьютерного моделирования было рассмотрено несколько различных схем управления электромагнитной системой. Выбор пал на две схемы управления. Рассмотрим их подробнее.

2.5.1. Импульсно-периодическая схема управления на симисторе

Симистор это симметричный триодный тиристор, который имеет три электрода: один управляющий и два основных для пропускания рабочего тока. В эквивалентной схеме симистор представляет собой два тиристора, включенных встречно и параллельно друг другу. Главным преимуществом является то, что в открытом состоянии симистор проводит ток в двух направлениях. Другой особенностью является то, что для удержания его в открытом состоянии нет необходимости постоянно подавать сигнал на управляющий электрод (в отличие от транзистора) [52–54].

Чтобы управлять нагрузкой, необходимо основные электроды симистора включать в цепь последовательно с ней. При закрытом состоянии проводимость симистора отсутствует, а нагрузка выключена. Если через управляющий электрод проходит отпирающий ток или если напряжение между его основными электродами превышает определенную максимальную величину сопротивления симистора резко уменьшается и через него проходит ток; нагрузка оказывается включенной. В этот момент напряжение на симисторе падает примерно до 1 В. Переход симистора в закрытое состояние происходит после изменения полярности между его выводами или если значение рабочего тока меньше тока удержания. Затем процесс повторяется, но с обратной полярностью токов и напряжений.

При использовании симистора с индуктивной нагрузкой нужно учитывать как скорость изменения напряжения dU/dt между основными электродами так и скорость изменения рабочего тока di/dt . Превышение скорости изменения напряжения на симисторе (из-за наличия его внутренней ёмкости), а также

величины этого напряжения, могут приводить к нежелательному его открыванию. Превышение скорости нарастания тока между основными электродами, а также величины этого тока, может привести к повреждениям симистора. Из-за высокой положительной обратной связи переход симистора в открытое состояние происходит лавинообразно, но процесс отпирания может длиться до нескольких микросекунд, в течение которых к симистору оказываются приложены одновременно большие значения тока и напряжения. Поэтому, даже несмотря на то, что падение напряжения на полностью открытом симисторе невелико, мгновенная мощность при открытии может достигать большой величины. Этот процесс сопровождается выделением тепловой энергии, которая не успевает рассеяться и может привести к перегреву и повреждению кристалла. Поэтому, при работе с индуктивной нагрузкой, для защиты симистора от превышения скорости изменения напряжения параллельно симистору необходимо включить RC -цепь.

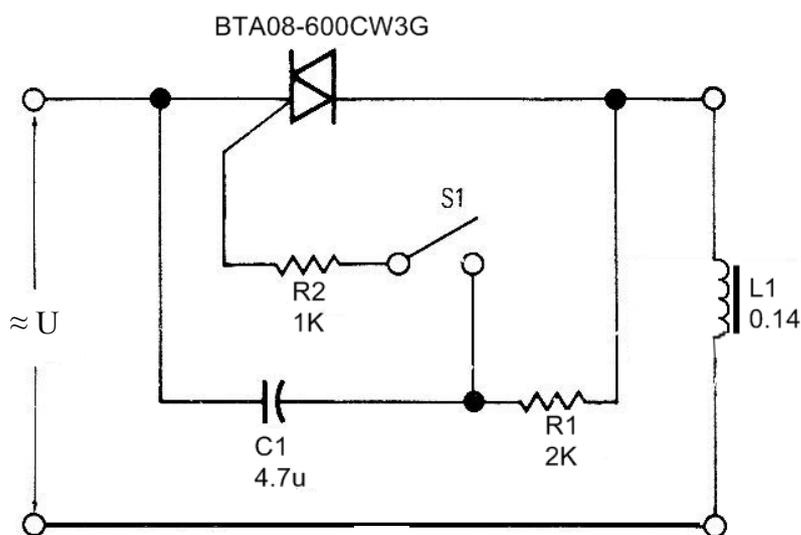


Рис. 2.9. Схема управления на симисторе

Была рассмотрена следующая схема на симисторе, содержащая минимальное количество элементов (рис. 2.9). Когда симистор закрыт, происходит заряд конденсатора $C1$ через нагрузку и резисторы $R1$ и $R2$. Скорость заряда регулируется резистором $R2$, резистор $R1$ ограничивает максимальную величину тока заряда.

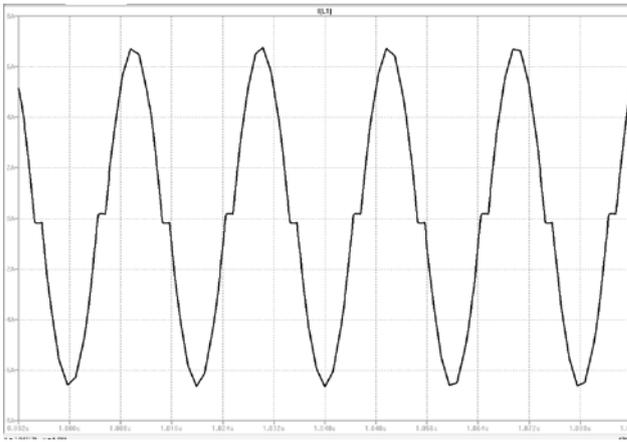


Рис. 2.10. Диаграмма тока,
полученная на нагрузке

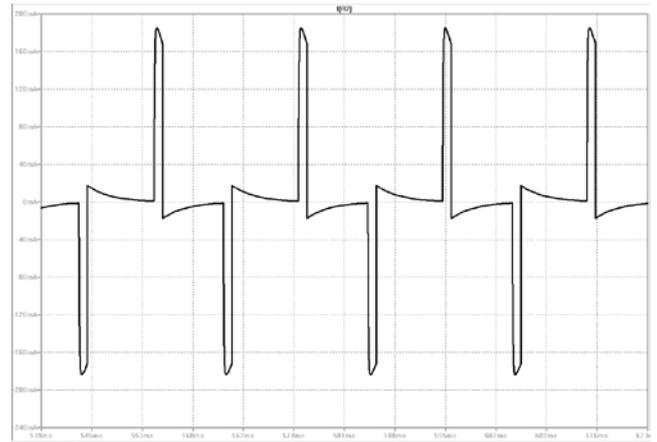


Рис. 2.11. Диаграмма тока,
проходящего через резистор $R1$

Когда на конденсаторе достигается пороговое значение напряжения $U_{п}$ происходит срабатывание ключа, он становится проводящим, конденсатор $C1$ быстро разряжается на управляющий электрод (УЭ), переводит симистор из закрытого в открытое состояние, при котором открытый симистор шунтирует цепь $R1$, $R2$, $C1$ напряжением $U_{от} = 1...3$ В. В момент перехода сетевого напряжения через ноль происходит запираание симистора, затем – вновь заряд конденсатора $C1$, но уже отрицательным напряжением.

В данной схеме были получены необходимые импульсы тока амплитудой 15 А, с паузами порядка 1,2 мс. Меняя значения $C1$ и $R1$, можно регулировать длительность паузы между импульсами: при повышении значений емкости или сопротивления время паузы увеличивается, но при этом уменьшается эффективное значение тока.

Для данной схемы были выбраны следующие элементы: симистор ВТА08-600CW3G, с номинальным током коммутации 8 А, максимальным рабочим напряжением 600 В и током управляющего электрода 35 мА; конденсатор 4,7 мкФ с максимально допустимым напряжением 400 В; резисторы $R1 = 1$ кОм и $R2 = 2$ кОм с мощностью 2 Вт. Мощность резисторов выбиралась исходя из среднего значения мощности за период (рис. 2.22)

$$t = \frac{t_i}{T} = 0,07, I_{cp} \approx 0,015 \text{ А}, P_{cp} = I_{cp}^2 R \approx 0,5 \text{ Вт.}$$

Таким образом, выбранные резисторы мощностью 2 Вт выдержат подаваемую на них нагрузку.

2.5.2. Схема формирования однократных импульсов

В некоторых случаях необходимо подавать одиночный импульс заданной длительности, а не серию импульсов. С этой целью была разработана следующая схема на мощном полевом транзисторе IRF540N в ключевом режиме (рис. 2.12) и состоящая из силовой части и низковольтной «сигнальной» части.

В данной схеме диоды $VD1$ и $VD2$ необходимы для защиты закрытого транзистора. Так как катушки электромагнитов запасают достаточно большую энергию, то необходимо создать контур для тока, образуемого ЭДС самоиндукции. Таким образом, снимается потенциал со стока закрытого транзистора [55, 56]. Для ускорения переходного процесса так же в контур были установлены резисторы $R4$ и $R5$ номиналами 1 кОм. Максимальная мощность, выделяемая на резисторах:

$$P = \frac{U^2}{R} \approx 1 \text{ Вт.}$$

Конденсатор $C4 = 100 \text{ мкФ}$ сглаживает пульсации напряжения.

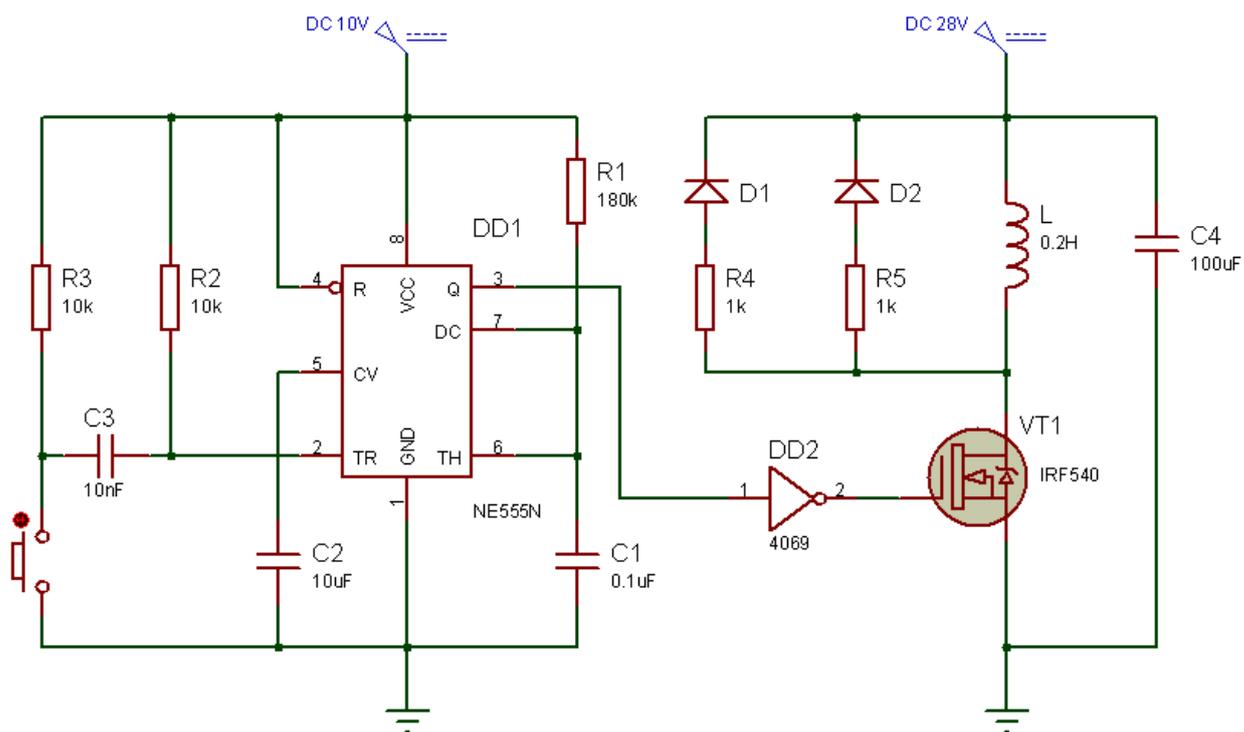


Рис. 2.12. Схема формирования однократных импульсов

Для низковольтной части оптимальным выбором является одновибратор на интегральном таймере NE555N, так как он позволяет получить прямоугольный импульс нужной длительности. Для полного открытия полевого транзистора необходимо подавать на затвор потенциал 10 В, следовательно управляющие импульсы должны быть такого же значения по амплитуде. Таким образом, напряжение питания схемы было выбрано равным 10 В. В данной схеме резисторы $R2$ и $R3$ сопротивлением 10 кОм, конденсатор $C3$ номиналом 10 нФ и механическая кнопка формируют запускающий импульс на вход 2 микросхемы таймера, график импульса показан на рис. 2.13.

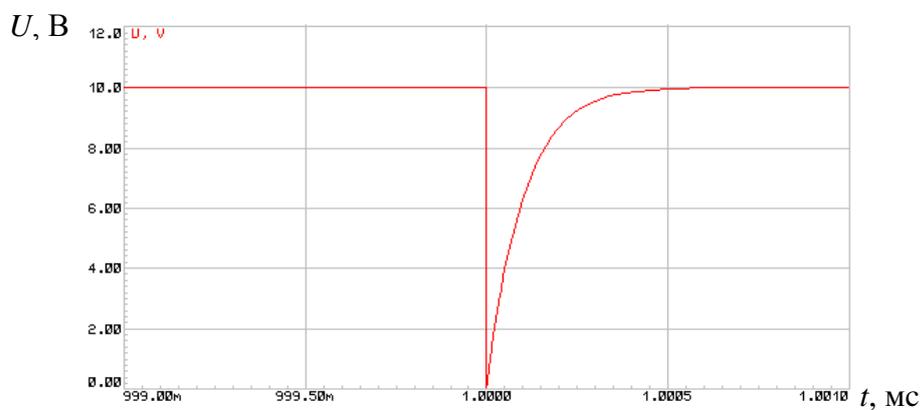


Рис. 2.13. Запускающий импульс

Длительность импульса на выходе таймера определяется номиналами резистора $R1$ и конденсатора $C1$. Для получения импульса длительностью 20 мс были использованы следующие номиналы: $R1 = 180$ кОм, $C1 = 0,1$ мкФ (рис. 2.14).



Рис. 2.14. Импульс на выходе таймера

Так как лазерное излучение возникает при снижении тока в обмотках электромагнитов ниже 15 А и достигает максимального значения при его полном отсутствии, то выходной сигнал с таймера необходимо инвертировать. Для этого используется инвертор CD4069UBCN. Низковольтная цепь формирует управляющий сигнал следующей формы представленный на рис. 2.15.



Рис. 2.15. Сигнал на выходе инвертора

Работа данной схемы была успешно промоделирована в программном пакете Proteus.

Исследуем зависимость изменения тока в катушках электромагнита лазера (рис. 2.16–2.19) варьируя номиналы резисторов $R4$ и $R5$, а также длительность импульса. Для начала переходный процесс без этих резисторов (рис.2.16)

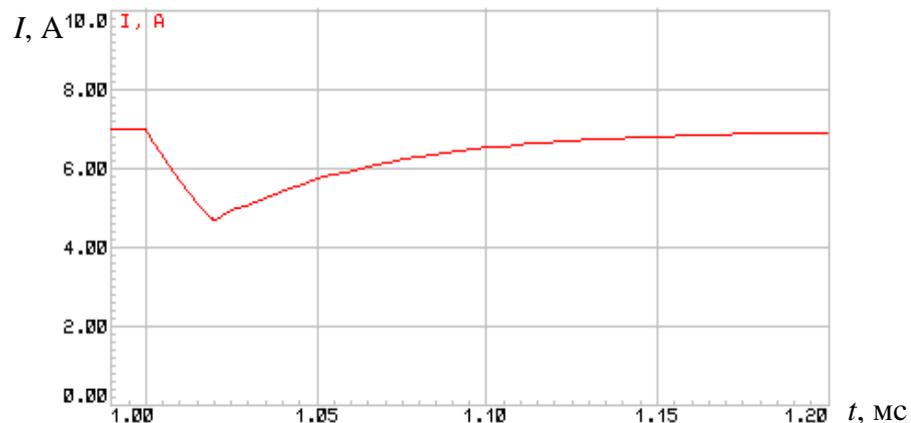


Рис. 2.16. Зависимость тока электромагнита от времени при отсутствующих резисторах $R4$ и $R5$ в цепи, длительность импульса 20 мс

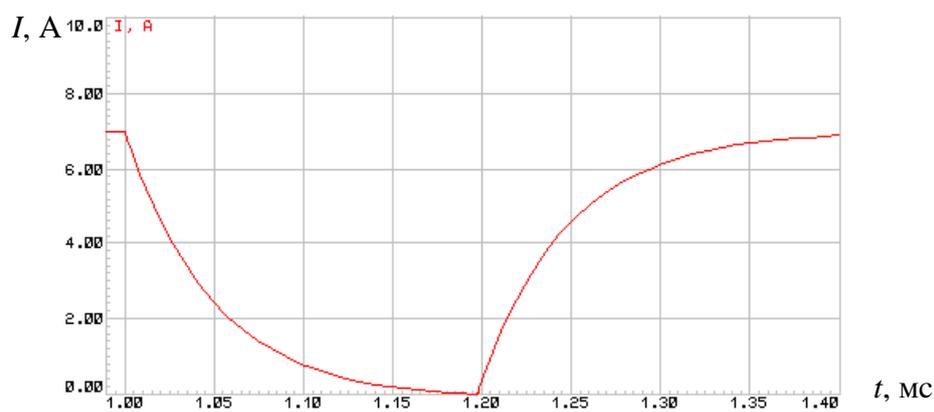


Рис. 2.17. Зависимость тока электромагнита от времени при отсутствующих резисторах $R4$ и $R5$ в цепи, длительность импульса 200 мс

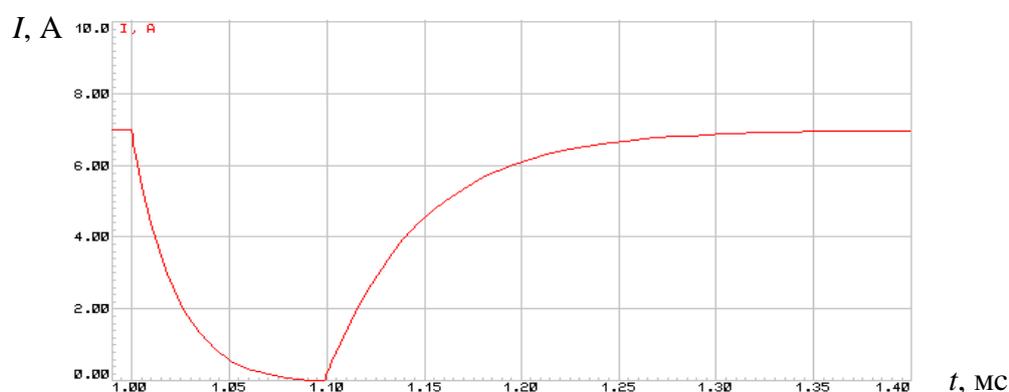


Рис. 2.18. Зависимость тока электромагнита от времени

В данном случае ток не успевает опуститься ниже 4,6 А, необходимо увеличивать время импульса. Ток успевает достигнуть отметки ноль только при длительности импульса 200 мс, поэтому без резисторов $R4$ и $R5$ не обойтись.

Например, сопротивления номиналами 10 Ом позволяют получить импульс длительностью 100 мс, но спад получается не линейным, а по экспоненте. Также выделяемая мощность будет высока, и при частых импульсах может произойти перегрев резисторов.

Номиналы резисторов $R4$ и $R5$ – 10 Ом, длительность импульса 100 мс. При значениях 100 Ом зависимость тока индуктивности спадает по линейному закону (рис. 2.19).

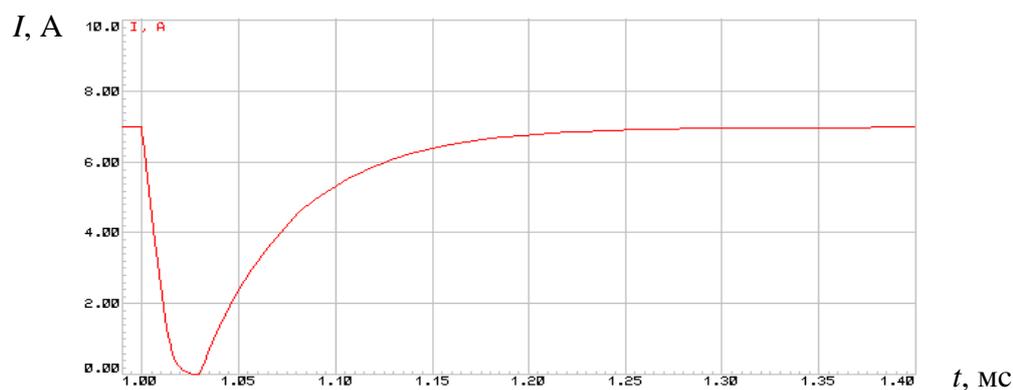


Рис. 2.19. Зависимость тока электромагнита от времени.

Номиналы резисторов $R4$ и $R5$ – 100 Ом, длительность импульса 30 мс

Однако, при достижении значений тока ниже 0,4 А можно заметить перегиб зависимости, чтобы от него избавиться было решено использовать резисторы номиналами 1 кОм, при данном значении выделяемая в них мощность не превышает 1 Вт (рис. 2.20).

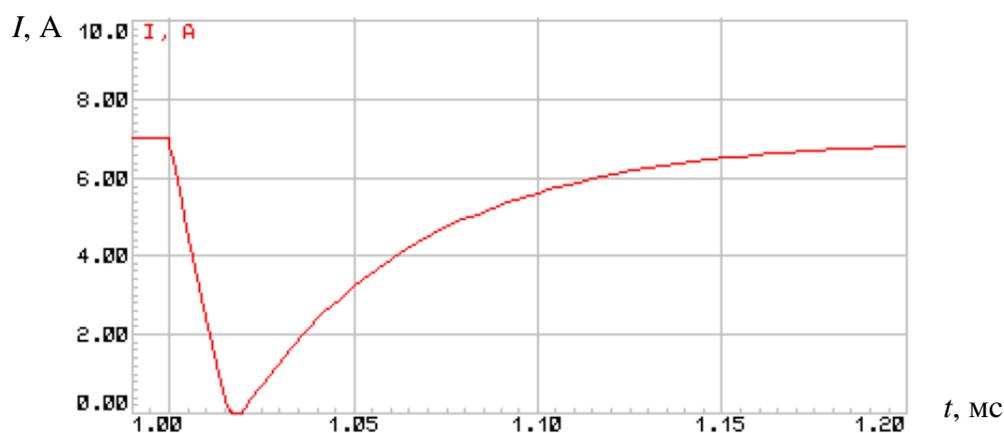


Рис. 2.20. Зависимость тока электромагнита от времени. Номиналы резисторов $R4$ и $R5$ – 1 кОм, длительность импульса 20 мс

Спад тока при данных номиналах резисторов $R4$ и $R5$ (1 кОм) происходит по линейному закону, это позволяет получить нарастание мощности лазерного когерентного излучения так же по линейному закону до её максимального значения.

2.6. Выводы

Проведен анализ влияния магнитного поля на работу газоразрядных лазеров. Выявлено, что наибольший вклад на работу лазера оказывает расположение столба газового разряда относительно оси резонатора. На этом факторе основывается управление выходной мощностью CO_2 -лазера.

Применительно для газоразрядного молекулярного CO_2 -лазера типа ЛГН-703 (длина активной среды 110 см, диаметр разрядной трубки 1,5 см, уровень выходной мощности до 20 Вт) разработана система электромагнитного управления излучением, включающая в себя семь электромагнитов, каждый из которых состоит из электромагнитной катушки и магнитопровода последовательно включаемых друг за другом, и двух выравнивающих устройств, которые помогают получить равномерное распределение индукции магнитного поля в месте расположения разрядной трубки лазера.

Сущность этого метода заключается в изменении зоны взаимодействия активной среды лазера с полем резонатора под действием поперечного магнитного поля, тем самым добиваясь изменения уровня выходной мощности излучения.

На основе математического расчета и экспериментальных данных разработан и создан молекулярный технологический CO_2 -лазер с управляемым уровнем выходной мощности излучения от минимального до максимального значения; проведены исследования диаграммы направленности и условия генерации лазерного излучения.

3. ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Лазерное излучение, попадающее на поверхность взаимодействия, способно частично отразиться, а также частично проникнуть внутрь образца на определенную глубину. Физика протекания процессов отражения и поглощения зависит от оптических свойств материала, от состояния поверхности и наличия на ней окисных пленок, от длины волны излучения, длительности воздействия и интенсивности. Зависимость коэффициента отражения некоторых металлов для гладкой поверхности от длины волны представлена на рис. 3.1 [57–59].

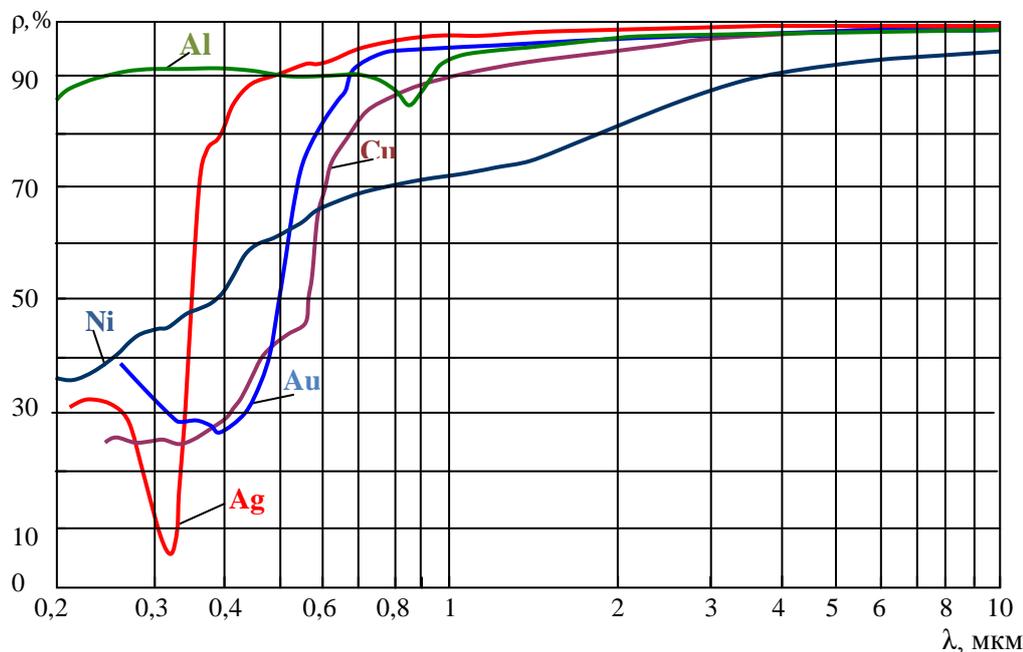


Рис. 3.1. Коэффициент отражения металлов

Большинство металлов для инфракрасного излучения (диапазон длин волн 0,74...100 мкм) обладают значительно большей отражательной способностью, чем для видимого излучения, при этом коэффициент отражения с увеличением длины волны возрастает (при $\lambda \approx 10$ мкм коэффициент отражения для Al, Au, Ag, Cu составляет примерно 98 %).

С уменьшением длины волны коэффициент отражения падает. В видимой и ультрафиолетовой областях – проявляется внутренний фотоэффект, и ход кривых существенно усложняется. Золото (Au) имеет невысокий коэффициент отражения при λ меньше 500 нм (голубая часть спектра), который увеличивает-

ся по мере увеличения длины волны (т. е. при смещении к красному краю видимой области). Коэффициент отражения у серебра (Ag) и алюминия (Al) достаточно однороден во всей видимой области спектра, чем собственно и определяется их видимая «белизна». Железо (Fe) имеет более низкий коэффициент отражения во всей области спектра.

Высокая отражательная способность металлов объясняется наличием особого «металлического» блеска чистой поверхности (не покрытой окислами). При этом, чем выше отражательная способность металлов, тем больше коэффициент электропроводности. При сравнительно небольших частотах (инфракрасное излучение) оптические свойства металла обуславливаются в основном поведением свободных электронов. Для видимого и ультрафиолетового излучения заметную роль играют связанные электроны, которые характеризуются собственной частотой, находящейся в области более коротких длин волн. Участие этих электронов обуславливает проявление неметаллических оптических свойствах металлов.

3.1. Электротехнологический комплекс для изучения фазовых превращений в материалах

Длительный нагрев твердых тел приводит к возникновению структурно-фазовых переходов (рис. 3.2), которые проходят две стадии: – образование зародышей новой фазы; – рост зародышей за счет диффузионного присоединения атомов к новой фазе. Характерные зависимости температуры от времени и скорости нагрева при достижении фазового перехода (плавления) приведены на рис. 3.3: при медленном нагреве переход происходит при температуре $T_{\phi 1}$; при быстром ($dT_2 / dt \gg dT_1 / dt$) – переход наблюдается в диапазоне температур $T_{\phi 1} \dots T_{\phi 2}$, что затрудняет определение температуры перехода T [60].

У кристаллических веществ температура плавления ($T_{\text{плав}}$) постоянна, но зависит от строения и наличия примесных добавок. Аморфные тела, фиксированную температуру плавления не имеют, хотя при этом такие свойства как плотность и вязкость при нагреве изменяются непрерывно. Фазовый переход,

наблюдающийся при температуре плавления, происходит с поглощением скрытой теплоты перехода (рис. 3.3, участок: твердая + жидкая фазы). Учет теплоты фазового перехода (Q_{ϕ}) приводит к решению нелинейной краевой задачи теплопроводности (задача Стефана) [60].

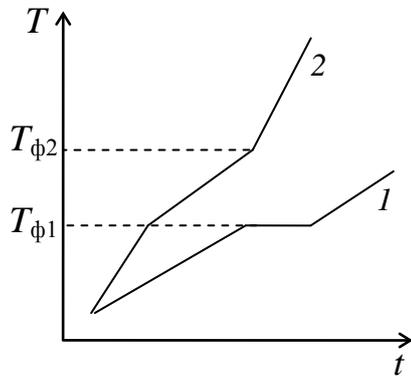


Рис. 3.2. Структурно-фазовые переходы при различных скоростях нагрева: $dT_2 / dt \gg dT_1 / dt$

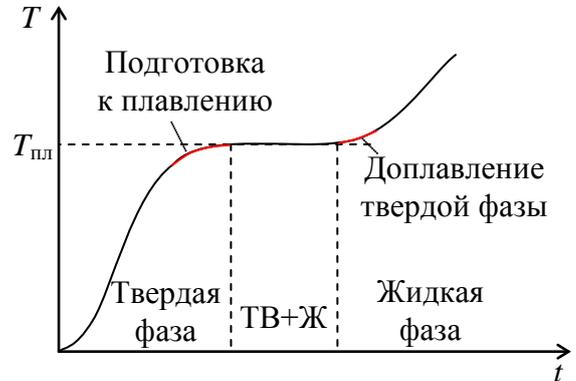


Рис. 3.3. Изменение температуры с учетом фазовых переходов

Решением задачи Стефана будет являться поиск соотношений для нахождения температурного поля $T(x, y, z, t)$ в твёрдой и жидкой фазах металла и скорости движения границы раздела фаз при продолжении действия на него излучения лазера.

Постановка краевой задачи теплопроводности при учете плавления материала сложна, но некоторые реальные допущения дают возможность получить ее решение в аналитическом виде. Для получения такого решения вводятся следующие допущения: теплофизические характеристики фаз не зависят от температуры; в жидкой фазе идет выравнивание температуры этой фазы до температуры плавления; считают время плавления таковым, чтобы не учитывать теплообмен гетерофазной структуры твердое тело – расплав с окружающей средой.

Чтобы объяснить постоянство температуры расплава на поверхности за время процесса плавления при воздействии лазера можно воспользоваться другим подходом. Следуя анализу уравнения теплопроводности, увеличение глубины проплавления уменьшает подвод тепла к фронту фазового перехода и

понижает скорость его перемещения. Также это вызывает перегрев поверхностных слоев расплава, что в свою очередь приводит к усилению конвективных потоков в расплаве. Интенсивность передвижения расплава оценивают по критерию Грасгофа. Оценки, выполненные для характерных значений параметров металлов, незначительных перегревов и сравнительно малых глубин проплавления представляют, что в расплаве происходит его конвективное перемешивание. При таких условиях температура ванны расплава выравнивается, стремясь к температуре плавления, а перенос теплоты к границе фазового перехода интенсифицируется. Таким образом, скорость плавления быстро увеличивается, а глубина расплава стремится к предельному значению для данной плотности потока.

Для исследования химических реакций, фазовых и других физико-химических превращений, которые происходят под влиянием тепла в химических соединениях, служат термические методы [61–64]. Наиболее часто на практике применяются следующие методы:

Дифференциально-термический анализ – измерительная часть комплекса состоит из трех термопар: одна контролирует температуру печи, а другие, включаемые навстречу друг другу, измеряют температурную разность между печью и исследуемым образцом. Исследуемый образец помещается в блоке держателя, в котором располагается и спай термопары. Вторая и третья термопары, которые измеряют температуру печи, находятся в инертном веществе, не испытывающим изменений под влиянием тепла, но создающим обстоятельства теплопередачи, аналогичные условиям, в которых находится образец для исследования.

Держатель пробы нагревается управляемой электрической печью. При равномерном увеличении температуры держателя происходит равномерно повышение температур пробы и инертного вещества до тех пор, пока в исследуемом веществе не произойдет химическая реакция с тепловым эффектом (увеличение или уменьшение температуры в пробе). Следовательно, разность потенциалов между полюсами первой термопары остается постоянной или начнет увеличиваться быстрыми темпами. Так как эта разность возмещается

равномерно возрастающим напряжением второй термопары не будет, гальванометр покажет разности температур соответствующие по знаку и величине.

Термогравиметрия – метод исследования, заключающийся в измерении изменения массы образцов при нагревании. Схему метода можно описать таким образом: пробу нагревают до определенной температуры, а затем охлаждают и после этого взвешивают с аналитической точностью. Такой процесс повторяется циклически с увеличением температуры каждый раз. По результатам взвешивания, соответствующим отдельным значениям температуры, в координатах масса образца температура строится кривая, именуемая термогравиметрической. Но описанный метод значителен длительным и неточным.

Заметно быстрее и точнее осуществлять измерения при помощи термовесов, которые непрерывно регистрируют изменение массы пробы. В тигель, опирающийся на коромысло весов, помещают пробу. После тигель нагревают в электрической печи с равномерным повышением температуры. С помощью термопары, находящейся в печи, измеряют ее температуру и периодически (например, каждые 5...10 К) фиксируют массу образца. На основе термогравиметрической кривой можно делать выводы при каких температурах и на сколько миллиграммов изменилась масса исследуемой пробы и при каких температурах происходят химические превращения.

Дифференциальная термогравиметрия – метод во многом аналогичен методу дифференциально-термического анализа. На обоих концах коромысла весов укрепляются по одному тиглю для пробы. Помимо этого на коромысле весов устанавливается зеркальце и с помощью отраженного от него светового сигнала регистрируется движение весов. Одинаковые по массе пробы помещаются в оба тигля, которые нагреваются при помощи двух точно управляемых электрических печей, но так, чтобы температура нагрева одной запаздывала на несколько градусов от другой. В результате этого одинаковые реакции в пробах происходят смещено во времени друг относительно друга.

Равновесное положение весов определяется результирующей двух моментов вращения противоположного направления. Следовательно, вначале по мере ускорения процесса разложения возрастает отклонение весов. Но с момента уменьшения скорости разложения пробы более высокой температуры отклоне-

ние весов становится меньше. Так как в пробе еще до окончания процесса разложения начинается и вторая реакция разложения, то весы возвращаются в исходное равновесное положение после отклонения сначала в увеличивающуюся, а затем в уменьшающуюся сторону.

Разностная кривая зависит от значения смещения температур в печах, а это значит, что разница температур между печами должна соблюдаться очень точно все время. Помимо этого, при наполнении тиглей необходимо отслеживать, чтобы оба материала были в одинаковой мере уплотнены для соблюдения неизменности фаз между процессами обоих образцов. В предложенном методе отрицательным моментом является то, что прибором фиксируется только разностная кривая, а соответствующая ей термогравиметрическая кривая должна находиться отдельным исследованием.

Деривативная термогравиметрия. Для инструментального определения производной термогравиметрической кривой была сконструирована установка, использующая принцип индукции. С коромысла весов удалена одна чаша и вместо нее прикрепляется катушка с большим числом витков, помещаемая в поле двух постоянных подковообразных магнитов и подключаемая к клеммам гальванометра с высокой чувствительностью. Как только весы выходят из равновесия, то вместе с ними двигается катушка, у которой витки пересекаются с силовыми линиями магнита. Вследствие чего, в катушке возникает ток, величина которого пропорциональна скорости движения. Изменения величины индуцированного тока регистрируются отклонением гальванометра. Анализ деривативной термогравиметрической кривой дает наиболее полную и правильную картину термических превращений происходящих в пробе.

3.1.1. Установки для термического исследования фазовых превращений

Дериватограф – это установка для термического анализа [61, 65], в которой совмещены дифференциально-термический анализ, термогравиметрия и деривативная термогравиметрия. Он содержит печь, в которую помещаются держатели для инертного вещества и исследуемого образца, регулятор нагрева и измерительную систему, которая включает в себя термопары, весы, магнит, катушку, дифференциальный трансформатор преобразования. Образец и инертное

вещество помещаются в держатели, держатели ставят в печь на керамические трубки, в которых проходят термопары. Затем закрывают печь и производят нагрев. Установка работает в автоматическом режиме. Зависимости, характеризующие наблюдаемые изменения (зависимость деривативной термогравиметрии, термогравиметрическая зависимость, зависимость дифференциально-термического анализа), записываются универсальным микровольтовым регистратором. Сигналы, которые поступают от измерительной системы дериватографа, регистрируются с помощью самописца на бумаге. Целью исследований является определение значений температуры, при которых происходят фазовые превращения. Для этого прибор устроен с таким образом, чтобы регистрировались и изменения температуры исследуемого образца, для этого с зажимов термопары, находящейся внутри пробы, снимается сигнал, который имеет название температурной кривой.

Еще одна установка для термического анализа – *закалочная печь* [66]. Она содержит металлическое основание с укрепленными на ней электродами; колпак; экраны; нагревательное устройство; зажимную головку; дифференциальную термопару; систему сброса, в которую входят ось, электромагнит, упор; систему регистрации результатов исследования. Исследования проводятся как в разных газовых средах, так и в вакууме. Чтобы провести исследования необходимо укрепить образец на спае отделяемой термопары, затем фиксируется в зажимной головке. Производят нагрев до требуемой температуры. После достижения этой температуры включают электромагнит. Ось втягивается в него и освобождает зажимный шток, который под действием пружины отходит влево. С незначительным опережением, также при отпуске оси упор выходит из гнезда, и экраны резко поворачиваются пружиной, освобождая путь в закалочную емкость. Неудерживаемая пружинным штоком отделяемая термопара с образцом под собственным весом падает в эту емкость, в которой происходит закалка этого образца. Следя за регистрацией дифференциально-термической зависимости на диаграмме потенциометра, можно подобрать любую типичную температуру и произвести закалку. Отсутствие инертного вещества уменьшает инерционность измерения температуры исследуемого образца.

Устройство высокотемпературного микроскопа. Наблюдения за поведением образца при нагревании от температуры окружающей среды до температуры плавления можно производить с помощью высокотемпературного микроскопа Никогосяна [67]. Основными элементами его являются камера для образца, в которой расположен съемный нагреватель V-образной формы, у которого угол при вершине составляет $15...30^\circ$, температурную измерительную систему, оптическую систему и осветитель. Исследования проводятся как в разных газовых средах, так и в вакууме. Нагреватели нарезают из проволоки (вольфрам, иридий, платина и т. д.) и создают на шаблоне под микроскопом. В агатовой ступке исследуемый образец растирают до размера частиц $30...50$ мкм. Предварительно проводится градуировка нагревателя по образцам, у которых известная температура плавления. Приготовленный нагреватель подключают к зажимам контактов крышки высокотемпературной камеры и несколько раз погружают в порошок реперного образца для заполнения им всего нагревателя. После подготовленный нагреватель осторожно помещают в камеру, а крышку камеры закрепляют зажимными гайками. Нагреватель доводят до температуры плавления реперного образца и регистрируют с помощью цифрового вольтметра, а также цифropечатающим устройством. По зафиксированным значениям температуры плавления, а также по значениям напряжения на клеммах нагревателя составляют градуированную кривую. Исследуемый образец в виде порошка наносят на нагреватель, затем помещают в камеру. Включают нагрев и наблюдают за изменениями в исследуемом веществе через микроскоп. Процесс фазовых превращений фиксируют на цифropечатающем устройстве.

3.1.2. Методы достижения высоких температур

Термические методы анализа веществ и материалов развиваются в нескольких направлениях [61]. Одно из них заключается в расширение диапазона температур, в котором производят исследования образцов различных веществ. Как правило, нагрев пробы вещества происходит в электрических печах. Обмотки для нагрева изготавливаются из проволоки или ленты таких сплавов как хрома, железа и алюминия, которые могут быть применимы для температур, примерно, до 1600 К. Если использовать благородные металлы то температур-

ный предел можно поднять до 1900 К (платина, Pt), 2100 К (родий, Rh) и 2400 К (иридий, Ir). Еще наиболее высокие температуры могут обеспечить молибден (Mo, 2500 К), тантал (Ta, 2800 К) и вольфрам (W, 3000 К), но нагревательные элементы таких металлов работают только в вакууме и в бескислородной атмосфере. Трубки и стержни из карбида кремния (SiC) или дисилицида молибдена (MoSi₂) могут применяться на воздухе до температур 1800...2000 К.

Сравнительно новый метод нагревания веществ стал возможным с появлением лазеров, которые позволяют достигать температур свыше 5000 К. Для нагрева подходят лазеры, работающие в импульсно-периодическом режиме и в инфракрасном диапазоне (например, лазеры на ИАГ и CO₂-лазеры).

С поднятием верхнего температурного предела возникает проблема измерения этих температур. Для того чтобы осуществлять точные измерения необходима детальная стандартизация приборов для измерения, которая обеспечит оценку точности результатов и их сопоставимость с результатами других авторов. Точки замерзания, плавления и кипения «эталонных» веществ используются для стандартизации. Первые эталонные точки установлены в Международной практической шкале температур 1968 года (ITS-68). Выше 1273 К только отмечена температура плавления золота (Au, 1337,58 К). Между температурами плавления сурьмы (Sb, 903,905 К) и золота (Au) в качестве стандартной применяется термопара Pt – (Pt + 10 % Rh), а при еще более высоких температурах для проверок по ITS-68 применяется закон Планка. Для облегчения проверок температуры в пределах больших интервалов между первичными эталонными температурами имеется ряд дополнительных эталонных температур, а также точки выше плавления золота. В последнем интервале известны точки плавления меди (Cu, 1358,03 К), никеля (Ni, 1728 К), кобальта (Co, 1768 К), палладия (Pd, 1827 К), платины (Pt, 2042 К), родия (Rh, 2236 К), оксида алюминия (Al₂O₃, 2327 К), иридия (Ir, 2720 К), ниобия (Nb, 2750 К), молибдена (Mo, 2896 К) и вольфрама (W, 3695 К).

Стандартным прибором при измерениях температур в интервале 903,905...1337,58 К является термопара Pt – (Pt + 10 % Rh) в соответствии с ITS-68.

Для измерения температур превышающих 2500 К применяются сплавы на основе вольфрама. Довольно часто используется пара (W + 3 % Re) – (W + 25 % Re), с термоЭДС близким к 40 мВ, предельная температура которой 2573 К. Комбинация (Mo – Ta) дает возможность поднять предельную температуру до 2800 К. Термопара (W + W) с добавкой 50 % молибдена может работать до 3300 К, но у нее очень малая термоЭДС (8,24 мВ при температуре 3273 К). Рассмотренные термопары работают в среде водорода, чистых инертных газов и вакууме. Кроме того, на практике исследуются образцы малых размеров, при этом использованием термопар для измерения температуры малых образцов становится невозможным.

Оптические измерения пирометрами и радиометрами являются наиболее надежными при весьма высоких температурах, а часто и единственно возможными методами. Преимущество пирометра является измерение без механического контакта с объектом. Пирометр дает субъективные данные. Преимуществами радиометра являются измерения температуры без механического контакта с объектом исследования и с большой скоростью измерения. Недостатками радиометра являются проблемы связанные с излучением: исследуемый образец должен быть черным телом, или находиться в тепловом равновесии с черным телом, или должен быть известен коэффициент излучения образца.

3.1.3. Определение условий нагрева при исследовании фазовых превращений

Согласно предположению Фурье, количество теплоты d^2Q_τ , которое проходит через элемент изотермической поверхности dS за промежуток времени $d\tau$, пропорционально температурному градиенту $\partial t / \partial n$:

$$d^2Q_\tau = -\lambda(\partial t / \partial n)dSd\tau.$$

При лазерном нагреве микрообразцов важную роль играет мощность лазера (P_L), так как от нее зависит и скорость нарастания (dT / dt), и максимальная температура нагрева (T_{\max}), которую можно достичь.

Мощность лазера (P_L) определяется мощностью, идущей на нагрев образца (P_H), мощностью теплового отвода (P_T) и мощностью, затрачиваемой на фа-

зовые превращения (P_{ϕ}):

$$\alpha_{\Pi} P_{\text{л}} = P_{\text{н}} + P_{\text{т}} + P_{\phi}, \quad (3.1)$$

где $\alpha_{\Pi} = (1 - \rho)$ – коэффициент поглощения образца; ρ – коэффициент отражения образца.

Мощность, идущая на нагрев образца:

$$P_{\text{н}} = c_{\text{уд}} \rho_{\text{уд}} V \frac{dT}{dt}, \quad (3.2)$$

где $c_{\text{уд}}$ – удельная теплоемкость образца; $\rho_{\text{уд}}$ – удельная плотность образца; V – объем образца; dT/dt – изменение температуры образца во времени.

Мощность теплоотвода можно определяется как:

$$P_{\text{т}} = P_{\text{к}} + P_{\text{и}} + P_{\text{д}}, \quad (3.3)$$

где $P_{\text{к}}$ – мощность, отводимая конвекцией; $P_{\text{и}}$ – мощность, теряемая за счет излучения; $P_{\text{д}}$ – мощность, отводимая за счет теплопроводности держателя.

Будем считать, что выбрана оптимальная конструкция держателя, так что $P_{\text{д}} \ll (P_{\text{к}} + P_{\text{и}})$, тогда

$$P_{\text{т}} \approx P_{\text{к}} + P_{\text{и}}. \quad (3.4)$$

Мощность, отводимая конвекцией [68]:

$$P_{\text{к}} = \alpha_{\text{т}} S (T - T_0), \quad (3.5)$$

где $\alpha_{\text{т}}$ – коэффициент теплоотдачи; S – площадь поверхности; T_0 – температура окружающей среды.

Коэффициент теплоотдачи определяется из критерия Нуссельта (Nu):

$$\text{Nu} = \alpha_{\text{т}} l / \lambda, \quad (3.6)$$

где l – характерный линейный размер; λ – коэффициент теплопроводности.

Критерий Нуссельта можно определить:

$$\text{Nu} = C (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n, \quad (3.7)$$

где $\text{Gr} = g \beta \Delta T l^3 / \nu^3$ – критерий Грасгофа; g – ускорение свободного падения; ΔT – разность температур; β – температурный коэффициент объемного расширения; ν – кинетический коэффициент вязкости; $\text{Pr} = \nu / a$ – критерий Прандтля; a – коэффициент температуропроводности; C и n – эмпирические коэффициен-

ты, их значения зависят от интервала изменения аргумента ($Gr \cdot Pr$) и выбираются из табл. 3.1.

Мощность, теряемую за счет излучения, определяется по закону Стефана-Больцмана:

$$P_{\text{и}} = \varepsilon \sigma S(T^4 - T_0^4), \quad (3.8)$$

где ε – интегральный коэффициент излучения; $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Таблица 3.1

Значения коэффициентов C и n

$Gr \cdot Pr$	C	n
$10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8
$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	0,54	1/4
$2 \cdot 10^7 \dots 10^{13}$	0,135	1/3

Для того чтобы оценить максимальную мощность лазера, необходимую для нагрева образца, необходимо рассмотреть установившейся режим, то есть $dT/dt = 0$ и значит $P_{\text{н}} = 0$. Следовательно, мощность лазера определяется по следующей формуле:

$$P_{\text{л}} = \frac{P_{\text{к}} + P_{\text{и}}}{1 - \rho}. \quad (3.9)$$

Образец представим в виде цилиндра с диаметром и высотой равными 1 мм. Результаты расчета представлены на рис. 3.4 для следующих исходных данных: $T_0 = 293 \text{ К}$, $\rho = 0,2$, $\varepsilon = 0,5$, $\nu = 0,0259 \text{ Вт/(м}\cdot\text{с)}$, $Pr = 0,703$, $g = 9,8 \text{ м}^2/\text{с}$, $\beta = 1/T_0$.

Из результатов расчета видно, что при низких температурах преобладает конвекция, а при высоких – излучение. Этот расчет дает заниженное значение мощности лазера, так как пренебрегли теплопроводностью держателя. Кроме того, расчет не дает скорости нагрева образца из-за того, что теплоемкостью и теплопроводностью пренебрегли.

Оценим скорость нагрева образца лазерным излучением:

$$\alpha_{\text{п}} P_{\text{л}} = c_{\text{уд}} \rho_{\text{уд}} V \frac{dT}{dt} + \alpha_{\text{т}} S(T - T_0) + \varepsilon \sigma S(T^4 - T_0^4), \quad (3.10)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha_{\text{п}} P_{\text{л}} - \alpha_{\text{т}} S(T - T_0) - \varepsilon \sigma S(T^4 - T_0^4)}{c_{\text{уд}} \rho_{\text{уд}} V}. \quad (3.11)$$

Расчет температуры нагрева по соотношению (3.11) производился численно на ЭВМ с помощью математического пакета для инженерных и научно-исследовательских расчётов MathCAD. Расчет времени нагрева стеклянного образца ($c_{\text{уд}} = 1$ Дж/(г·град) и $\rho_{\text{уд}} = 2,65$ г/см³) лазерным излучением мощностью 5 и 10 Вт представлено на рис. 3.5.

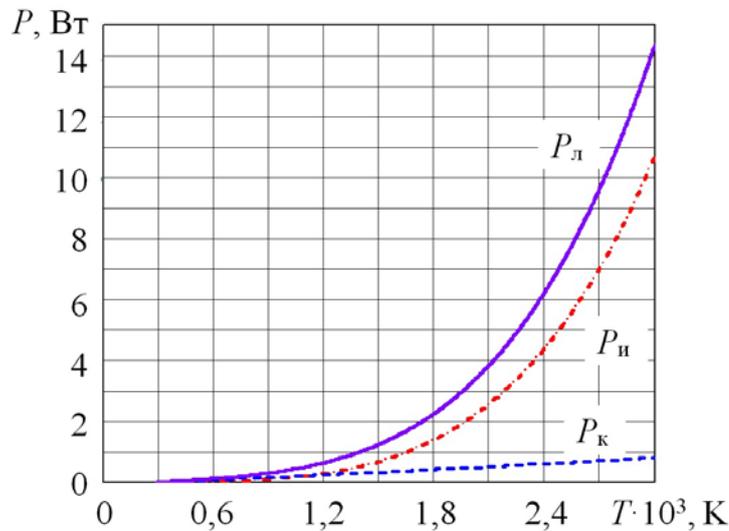


Рис. 3.4. Зависимости мощности лазера, конвекции и излучения от температуры

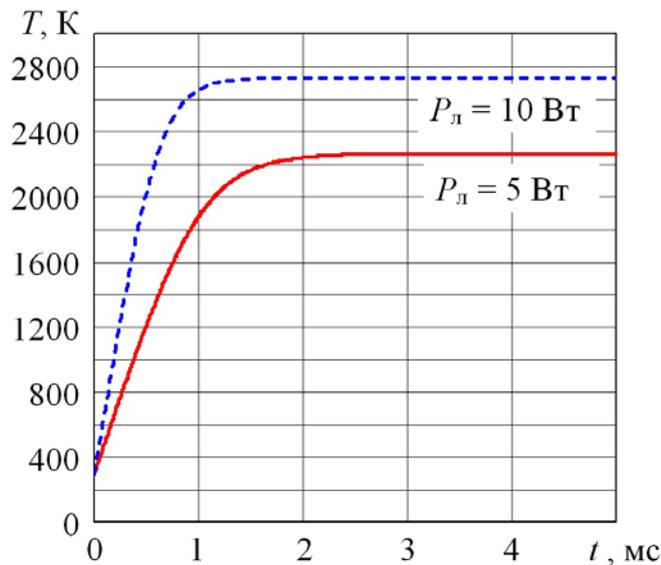


Рис. 3.5. Время нагрева образца

В процессе нагрева температура образца достигает своего максимального значения, так при мощности излучения лазера 5 Вт время достижения макси-

мальной температуры 2280 К составляет порядка 2,25 мс, а при мощности лазера 10 Вт нагрев до температуры 2760 К происходит за 1,5 мс. Так как нагрев образца происходит за миллисекунды, то процесс повышения температуры необходимо растянуть по времени, а для этого необходимо управлять выходной мощностью излучения лазера.

3.1.4. Конструкция электротехнологического комплекса для исследования фазовых превращений в неорганических материалах

Установка предназначена для исследования физико-химических свойств материалов: прямого наблюдения и измерения температуры структурно-фазовых превращений, т. е. перехода вещества из одной термодинамической фазы в другую при изменении состояния системы [69, 70]. Из первого начала термодинамики, количество теплоты (δQ_T), сообщаемое системе, идет на приращение внутренней энергии системы (dU) и на совершение системой работы против внешних сил (δL): $\delta Q_T = dU + \delta L$.

Кинетика структурно-фазовых превращений регистрируется на кривых нагревания (рис. 3.6) по достижении температуры фазовых переходов при использовании внешнего источника с управляемым характером излучения. В процессе плавления температура системы постоянна до тех пор, пока вся система не расплавится (рис. 3.6, участок $t_1 - t_2$). При образовании жидкой фазы из нейтральных атомов меняется периодическое поле кулоновского взаимодействия между ионами внутри координационной сферы. При этом, в зависимости от температуры и состава, энергия связи электронов с ионными остовами внутри координационной сферы должна изменяться дискретно.

Задачи, решаемые с помощью данного комплекса:

1. повышение точности измерения температуры фазовых превращений первого рода;
2. расширение областей возможных исследований за счет как порошкообразных, так и монолитных образцов;
3. улучшение качества анализов за счет более точной фиксации температуры при локальном ее измерении и локальном нагреве исследуемого образца;

4. повышение производительности за счет сокращения времени предварительного длительного прогрева.

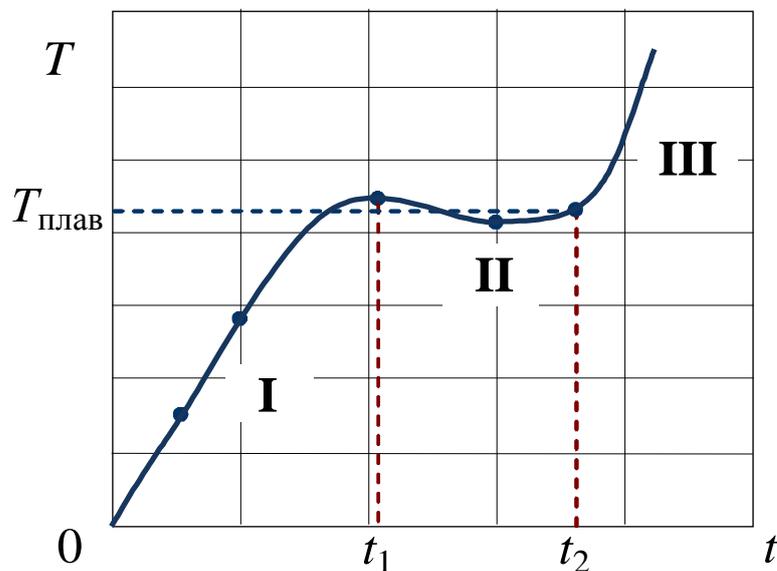


Рис. 3.6. Кинетика структурно-фазового перехода: I – нагрев; II – переход из кристаллической в жидкую фазу; III – жидкая фаза

Электротехнологический комплекс для исследования фазовых превращений в материалах (рис. 3.7) состоит из блока нагрева; исследуемого образца; блока крепления исследуемого образца; блока измерения; блока визуального наблюдения, состоящего из последовательно установленных микроскопа и видеокамеры, выход которой соединен с входом блока регистрации исследуемых данных.

Блок крепления исследуемого образца, реализован в виде держателя для монолитного образца или специальной емкости (для образца в порошкообразном состоянии). Образец устанавливается на предметном столике, обладающем системой настройки, позволяющей перемещать его в пространстве. В качестве нагревательного блока выступает модернизированный CO_2 -лазер. Для направления и фокусировки луча используется система зеркал и линз. Блок измерения – это пирометр, данные с которого поступают на ЭВМ.

При исследовании образцов следует учитывать спектральный диапазон поглощения образца (рис. 3.1).

Система теплового воздействия на образец предусматривает как непрерывный, так и импульсный режимы работы молекулярного лазера. Импульс-

ный режим работы обеспечивается системой электромагнитного управления.

Блок измерения – это пирометр, работа которого основана на фиксации температуры объекта по его собственному инфракрасному излучению в области спектрального диапазона (2,0...3,1) мкм.

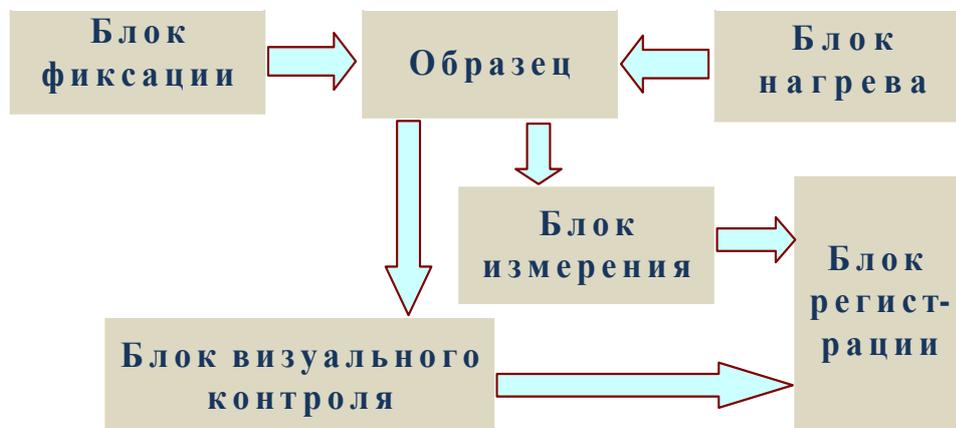


Рис. 3.7. Блок-схема установки для визуально-термического исследования фазовых превращений в неорганических материалах

В основе радиационного метода измерения температуры лежат законы излучения нагретых тел [71]. Зависимость спектральной плотности излучения абсолютно черного тела от температуры выражается формулой Планка:

$$m_{\lambda}(T) = 2\pi ch\lambda^5 \{ \exp[hc / (\lambda kT)] - 1 \}, \quad (3.12)$$

где T – температура; c – скорость света; h – постоянная Планка; λ – длина волны; k – постоянная Больцмана. Используя значения постоянных получаем:

$$m_{\lambda}(T) = c_1 \lambda^5 \{ \exp[c_2 / (\lambda T)] - 1 \} \quad (3.13)$$

где $c_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16}$ Вт·м²; $c_2 = 1,4388 \cdot 10^{-12}$ м·К.

Реальные тела не являются идеальными излучателями. Излучение не черных тел определяется в основном их поглощательной способностью.

Закон Планка для нечерных тел принимает вид:

$$m_{\lambda}(T) = \varepsilon_{\lambda} c_1 \lambda^5 \{ \exp[c_2 / (\lambda T)] - 1 \} \quad (3.14)$$

где ε_{λ} – спектральный коэффициент излучения.

По характеру излучения нечерные тела делятся на серые ($\varepsilon_{\lambda} = \text{const}$) и селективные излучатели ($\varepsilon_{\lambda} = f(\lambda)$). Измерение температуры может быть основано на измерении абсолютных значений потока излучения или его спек-

трального распределения. Прибор относится к энергетическому пирометру частичного излучения, т. е. его действие основано на температурной зависимости потока излучения в заданной полосе длин волн.

Сигнал на выходе фотоприемника можно определить из следующего выражения:

$$v_{\text{фп}} = \frac{d^2 A S_{\text{max}}}{4 l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\lambda} \varepsilon_{\lambda} k_{\lambda} m_{\lambda}(T) d\lambda, \quad (3.15)$$

где $d = 3$ см – диаметр объектива; $A = 1,6 \cdot 10^{-3}$ см² – площадь визирования; $l = 6,6$ см – расстояние от объектива до объекта; S_{max} – максимальная спектральная вольт-ваттная чувствительность фотоприемника; ε_{λ} – спектральный коэффициент излучения объекта; τ_{λ} – спектральный коэффициент пропускания оптической системы радиометра; $m_{\lambda}(T)$ – функция Планка; λ_1, λ_2 – спектральный диапазон чувствительности радиометра.

Измерение температуры с помощью радиометра является косвенным методом определения температуры. При этом кроме температуры объекта, на параметры потока излучения оказывают влияние следующие факторы:

- излучающая способность объекта;
- поглощение излучения промежуточной средой;
- отражение объектом излучения сторонних источников;
- погрешность градуировки радиометра по образцовому излучателю;
- шумы фотоприемника.

Наиболее существенный вклад в погрешность вносит неточность определения коэффициента излучения объекта. Для серых тел сигнал на выходе фотоприемника пропорционален коэффициенту излучения.

Радиометр состоит из оптического и электронного блоков, соединённых между собой. Функциональная схема радиометра дана на рис. 3.8.

Оптический блок предназначен для регистрации излучения и формирования аналогового сигнала, пропорционального интенсивности излучения. Поток излучения от объекта через линзовый объектив 1, диафрагму 2 и оптический фильтр 4 поступает на фотоприемник 5. В качестве объектива используется

кварцевая линза с фокусным расстоянием $f = 54$ мм. Диаметр входной диафрагмы равен 30 мм.

Электрический сигнал фотоприемника, пропорциональный потоку приходящего излучения, усиливается предусилителем 8. Периодически поле зрения фотоприемника перекрывается лопастью прерывателя потока излучения 3, в это время электрический сигнал фотоприемника близок к нулю, т. к. поток излучения лопасти прерывателя, имеющей температуру $15...26$ °С, мал по сравнению с потоком излучения объекта.

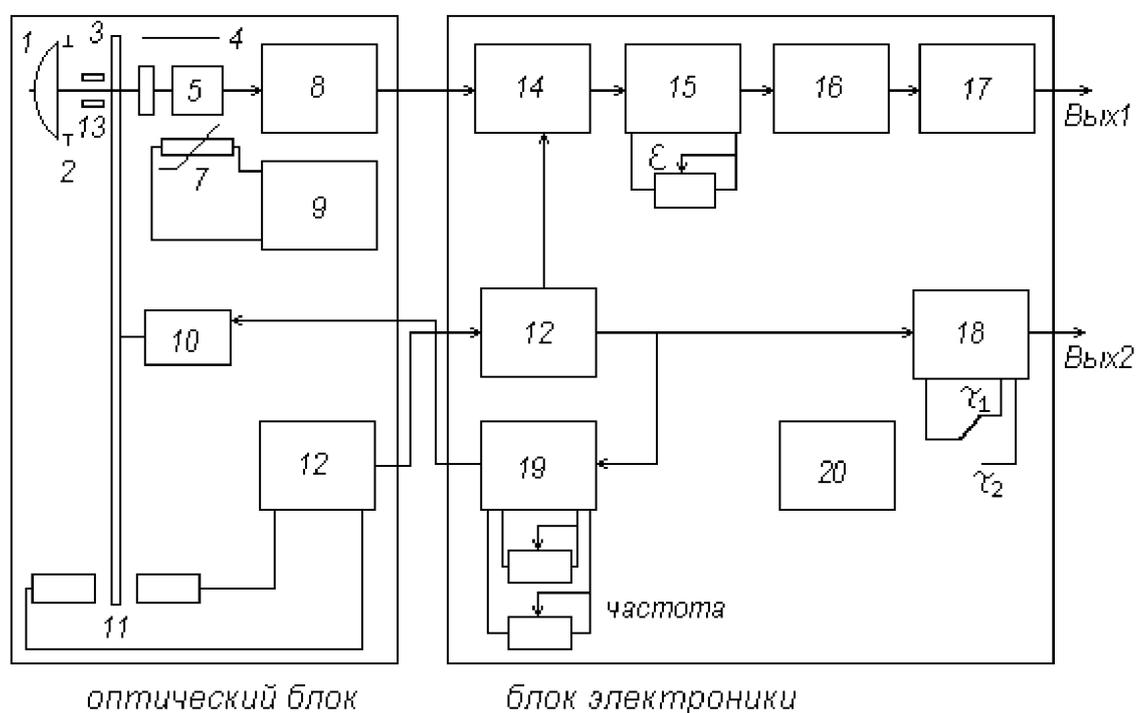


Рис. 3.8. Функциональная схема радиометра

Фотоприемником служит фотосопротивление ФС-2 (на основе PbS), его входное окно изготовлено из просветленного германия и выполняет роль оптического фильтра. Расстояние от объектива до объекта определяется по формуле: $l = Lf(L - f)^{-1}$, где f – заднее фокусное расстояние объектива, 54 мм; L – расстояние между главной плоскостью объектива и приемной площадкой фотоприемника, 300 мм; $l = 66$ мм. Для юстировки введены дополнительные светодиоды 13.

Блок электроники предназначен для функционального преобразования сигнала оптического блока в сигнал пропорциональный температуре объекта и

формирования выходных аналоговых сигналов. Блок электроники включает в себя: узел обработки сигнала и формирования выходных аналоговых сигналов и узел источника питания. Сигнал с оптического блока поступает на усилитель 15. Коэффициент усиления регулируется переменным резистором, что позволяет производить измерения температуры объектов с разными коэффициентами излучения ε от 0,6 до 1,0.

Дальше сигнал через линейризатор 16 поступает на выходной широкополосный усилитель 17, где формируется выходной сигнал (выход 1) для подключения осциллографа. Другой сигнал из синхродатчика 11 поступает на формирователь 18 выходного сигнала для регистрации усредненной температуры (выход 2) с возможностью установки времени интегрирования. Напряжение для питания прибора формируется и стабилизируется узлом 20. Радиометр выполнен в компактном и портативном виде.

Пирометр адаптирован для работы в широком температурном диапазоне и позволяет с малой инерционностью непрерывно фиксировать температуру. В его состав входит длиннофокусная оптика, позволяющая наводить его на обрабатываемую зону исследуемого образца. Контроль над наведением пирометра ведется по излучению двух светодиодов, входящих в его состав. Точная фокусировка приемной оптики пирометра получается при формировании на исследуемом образце двух четких пятен излучения светодиодов. Фокусное пятно пирометра размещается между пятнами излучения светодиодов. Сигнал с фотоприемника пирометра, пропорциональный мощности инфракрасного диапазона, поступает в счетное устройство пирометра, дающее на выходе напряжение прямо пропорциональное температуре. Выходной сигнал из пирометра передается на систему регистрации экспериментальных данных.

Блок визуального наблюдения состоит из микроскопа и видеокамеры, позволяющей зафиксировать скачкообразный переход (рис. 3.6).

Микроскоп позволяет вести визуальное наблюдение за превращениями в исследуемом образце, обусловленными ростом температуры. Для того чтобы продукты распыления и испарения не попали окуляр микроскопа и не вывели его из строя, на окуляре закреплено защитное стекло. К объективу микроскопа

присоединена видеокамера, передающая визуальное состояние поверхности исследуемого образца на блок регистрации экспериментальных данных.

Размер площадки на кривых нагревания (рис. 3.6, участок $t_1 - t_2$) зависит в основном от значения внутренней энергии, полученной при структурно-фазовом переходе: чем больше значение теплоты, тем будет длиннее наблюдаемый участок, и тем точнее можно определить температуру плавления вещества ($T_{\text{плав}}$).

Точность измерения существенно зависит и от скорости нагревания (dT/dt).

Блок регистрации экспериментальных данных реализован в виде ЭВМ. На ЭВМ установлена программа, благодаря которой по значениям выходного сигнала пирометра определяются значения температуры исследуемого образца. ЭВМ позволяет представлять одновременно результаты исследования в виде зависимости температуры от времени и изменение поверхности исследуемого образца во время исследования, кроме того, результаты исследования сохраняются в базу данных и могут отображаться и обрабатываться по желанию пользователя. Электротехнологический комплекс приведен на рис. 3.9.

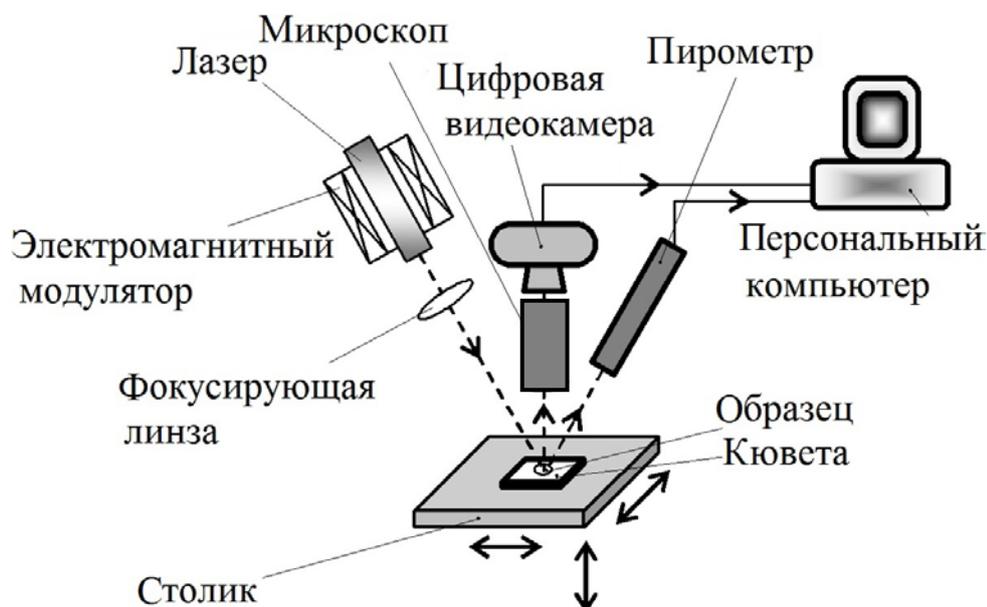


Рис. 3.9. Измерительный комплекс для визуально-термического исследования фазовых превращений

Конструктивные элементы установки позволяют достичь следующих положительных результатов:

- повысить производительность, за счет быстрого локального нагрева;
- за счет использования предметного столика расширилась возможность исследования, так как исследуются порошкообразные, так и монолитные образцы.

Для отработки методики проводились визуально-термические исследования в неорганических материалах фазовых превращений (Fe_3O_4 или $\text{FeO-Fe}_2\text{O}_3$ – двойной оксид металла (при нагревании разлагается); Nb_2O_5 – пентаоксид ди-ниобия; TiO_2 – амфотерный оксид четырехвалентного титана; K_2SO_4 – сульфат калия). Табличные температуры переходов приведены в табл. 3.2 [72, 73].

При исследованиях фазовых переходах необходимо правильно выбирать режим нагрева и четко фиксировать температуру фазового перехода. В качестве примера приведена динамика разогрева образца Fe_3O_4 (рис. 3.10). Представленный фазовый переход соответствует данным, представленным в табл. 3.2 и 3.3.

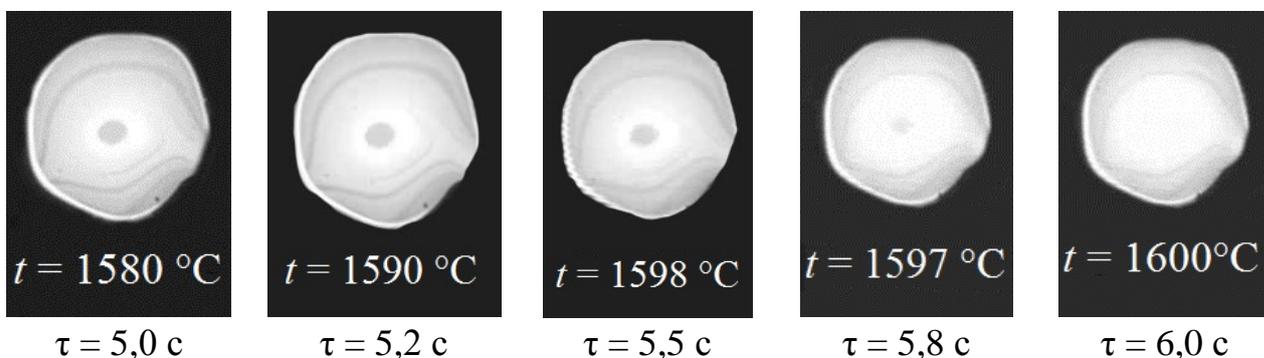


Рис. 3.10. Температурная зависимость нагрева образца Fe_3O_4

Таблица 3.2.

Температуры фазовых переходов

Fe_3O_4			TiO_2		
Тип перехода	T, K	$t, ^\circ\text{C}$	Тип перехода	T, K	$t, ^\circ\text{C}$
кII → кI	851	578 ± 7	кI → кIV	673	400 ± 50
кII → ж	1896	1623 ± 2	кI → ж	2143	1870 ± 15
кI → ж	1867	1594 ± 2			
кI → ж	1870	1597 ± 2			

Nb ₂ O ₅			K ₂ SO ₄		
Тип перехода	T, К	t, °С	Тип перехода	T, К	t, °С
кIII → кII	1053	780±100	кI → кII	1269	996±10
кIII → кII	1273	1000±100	кI → кIII	1269	996±10
кII → кI	1573	1300±100	кII → кIII	1269	996±10
кI → ж	1753	1480±20	кI → ж	1342	1069±3

На основе проведенных исследований, анализа графиков температур и изучения видеоматериала позволило получить данные по кинетике структурно-фазового перехода для Fe₃O₄ представленного в табл. 3.4.

Таблица 3.3

Термодинамические свойства Fe₃O₄

Состояние	Термические параметры		
кIII, ромб. (magnetite)	$DH^{\circ}f_0$	- 1111,082±2,092	кДж/моль
кIII, ромб. (magnetite)	D_0	3342,158±4,184	кДж/моль
кII, куб. (magnetite)	$DH^{\circ}f_{298,15}$	- 1117,128±2,092	кДж/моль
кII, куб. (magnetite)	$DG^{\circ}f_{298,15}$	1014,163	кДж/моль
кII, куб. (magnetite)	$H^{\circ}_{298,15} - H^{\circ}_0$	24760,912±83,68	Дж/моль
кII, куб. (magnetite)	$S^{\circ}_{298,15}$	146,188±0,836	Дж/моль·К
кII, куб. (magnetite)	$C^{\circ}p_{298,15}$	150,791±0,836	Дж/моль·К

Таблица 3.4

Исследование температур фазовых переходов Fe₃O₄

Fe ₃ O ₄ (I серия опытов)			Fe ₃ O ₄ (II серия опытов)		
Тип перехода	T, К	t, °С	Тип перехода	T, К	t, °С
кI → ж (табл.)	1870	1597±2	кI → ж (табл.)	1870	1597±2
кI → ж	1871	1598	кI → ж	1872	1599
кI → ж	1872	1599	кI → ж	1872	1599
кI → ж	1870	1597	кI → ж	1871	1598

Таким образом показано, что при использовании внешнего источника излучения с плотностью мощности на образце не менее $2 \cdot 10^7$ Вт/м² и управляе-

мым характером излучения позволяет исследовать кинетику структурно-фазовых переходов материалов с температурой плавления свыше 1000 К, при этом верхний предел температуры исследований определяется температурой самого источника, а точность измерений зависит в основном от значения внутренней энергии, которое получается или выделяется веществом в форме теплоты при фазовом превращении.

3.2. Электротехнологический комплекс для измерения толщины покрытий

Для решения задач повышения качества производимой продукции важную роль играют методы и способы неразрушающего контроля. В результате контроль качества превратился в самую массовую технологическую операцию. В некоторых отраслях производства затраты на контроль достигают десятков процентов. Тем не менее, они весьма быстро окупаются, благодаря радикальному улучшению качества продукции [74–80].

Все способы измерения толщины покрытия делятся на две большие группы, основанные на разрушающих и неразрушающих методах контроля. В каждом конкретном случае выбор метода и аппаратуры зависит от параметров контролируемого образца.

3.2.1. Методы измерения толщины покрытий

К *разрушающим методам контроля* [76, 77], в частности, относится способ определения толщины покрытия с помощью спектрофотометра, принцип действия которого основан на переводе анализируемой пробы в атомарное состояние с последующим фотометрическим преобразованием оптической плотности атомных паров в электрический сигнал. Толщина покрытия в этом случае может быть определена из следующего соотношения:

$$\delta = m_S / \rho, \quad (3.16)$$

где m_S – удельная поверхностная плотность покрытия; ρ – объемная плотность материала покрытия.

Информация о концентрации определяемого вещества получается в результате поглощения свободными атомами излучения от спектрального источника, в качестве которого используется лампа ЛСП-1.

Исследуемые и контрольные образцы обрабатываются, в результате чего масса определяется по заданной концентрации в контрольных образцах. Среднеквадратичное относительное отклонение данного метода для титана не превышало 10 %.

Металлографический метод. В его основе лежат измерения толщины покрытия с помощью металлографического шлифа поперечного разреза образца, применяется для покрытий, толщина которых более 5 мкм [75]. Измерение толщины производят, используя металлографические микроскопы. Измерения проводят не менее пяти раз на отрезке длиной 5 мм в установленном месте шлифа. Если необходимо подробно изучить шлиф, то тогда используют растровый электронный микроскоп.

Плоскость шлифа должна быть точно перпендикулярна плоскости покрытия. При изготовлении шлифа чтобы предотвратить разрушения покрытия его следует обезопасить вспомогательным защитным покрытием, толщина которого не менее 10 мкм и это покрытие обладает хорошей прочностью сцепления с исследуемым покрытием. В качестве защитного покрытия лучше всего применять металл, который имеет контрастную окраску по отношению к цвету (окраске) исследуемого покрытия и необходимую твердость. Образец заливают легкоплавкими металлическими сплавами для предотвращения завала кромок. Можно заливать образец шеллаком, серой, органическим стеклом, бутакрилом, полистиролом и т. п. Материалы, используемые в качестве заливки, должны иметь необходимую механическую прочность, для исключения смазывания, разрушения и более интенсивного истирания их по сравнению с покрытием при последующих процессах шлифования и полирования. Чтобы залить образец необходимо его поместить в заливочную форму перпендикулярно плоскости ее основания. Если образцы плоские, то допускается не заливать. Тогда образец располагают в зажиме.

Приготовленные образцы обрабатывают шлифовальной шкуркой, переходя постепенно от крупнозернистой к мелкозернистой. При смене шкурки меняют

направление шлифования на 90° . Окончательное полирование проводят в течение 2...3 мин на фетровом или суконном круге с использованием алмазной пасты (величина зерна 4...8 мкм) или паст из окиси магния, хрома или алюминия в зависимости от материала покрытия. После полирования производят травление шлифа в течение 2...3 с чтобы получить отчетливую границу между металлическими слоями.

Для покрытий толщиной до 25 мкм относительная погрешность метода составляет $\pm 0,8$ мкм, а для покрытий толщиной свыше 25 мкм – ± 10 %.

Особый интерес вызывают *методы неразрушающего контроля* [74–77, 80]. Так, толщина покрытия может быть определена по контрольному образцу, на котором создана ступенька между пленкой и подложкой (царапина по поверхности подложки или край пленки на открытой подложке). По полученному рельефу толщина измеряется с большой точностью профилометрическими методами. При отражении от поверхностей пленки и подложки, при условии существования рельефа, применимы интерферометрические измерения с помощью микроинтерферометров, в определенной степени данные измерения удается автоматизировать.

Резистивный метод позволяет оценить толщину пленки по омическому сопротивлению. Для реализации данного метода в поток наряду с подложками устанавливается контрольная диэлектрическая пластинка прямоугольной формы, позволяющая применять при расчете толщины выражение для сопротивления проводника заданной длины с прямоугольным сечением.

Емкостный метод измерения применим только для диэлектрических пленок и покрытий и невозможен для металлических и полупроводниковых слоев. Кроме того, этот метод дает усредненное значение толщины покрытия по всему объекту.

Широкое применение, благодаря высокой чувствительности (к осаждаемой массе она составляет $10^{-8} \dots 10^{-11}$ г·см⁻²·Гц⁻¹) и способности контролировать массу, толщину и скорость нанесения материала, получил метод кварцевого резонатора. Однако использование данного метода затруднено из-за температурного дрейфа частоты кварцевого резонатора, что требует дополнительного его охлаждения.

Ультразвуковой метод применяется для покрытий с толщиной от 0.1 мм, погрешность измерений составляет 5 %. Но применение этого метода ограничено из-за сильного ослабления ультразвуковой волны в толстых слоях покрытия, что затрудняет фиксацию слабого отраженного сигнала, и из-за сложных форм объектов. Кроме того, при ультразвуковом методе в ряде случаев происходит отслоение покрытия.

Вихревой метод основан на анализе взаимодействия электромагнитных полей. Аппаратура, реализующая данный метод, позволяет измерять толщины от единиц микрометров до миллиметров, с погрешностью 2...5 %. Минимальная площадь зоны контроля может быть доведена до 1 мм², что делает возможным измерение толщины покрытия на объектах сложной формы. Однако для этого метода необходимо сочетание определенных свойств материалов покрытия и подложки.

В основе рентгеновского дифракционного метода лежат элементы количественного рентгенофазового анализа. При его реализации используются два экспериментальных приема, связанных с регистрацией дифракционной картины покрытия и подложки.

В первом случае анализируется изменение интенсивности выбранного дифракционного отражения покрытия в зависимости от его толщины. Если в применяемой дифрактометрической аппаратуре используется рентгенооптическая схема фокусировки по Брегу–Брентано (дифрактометр типа ДРОН), то расчет толщины покрытия выполняется по формуле [79]:

$$I_{\text{HLK}} = \frac{I_0 Q S [1 - \exp(-\gamma h / \sin \theta)]}{2\gamma} \quad (3.17)$$

где I_{HLK} – интенсивность дифракционного отражения с индексами H, K, L ; I_0 – интенсивность первичного пучка; Q – интегральная отражательная способность единицы; S – площадь поперечного сечения пучка; γ – линейный коэффициент ослабления используемого характеристического рентгеновского излучения материалом покрытия; h – толщина покрытия; θ – угол дифракции.

При построении эксперимента таким образом, что площадь облучаемой поверхности и условия съемки дифракционной картины остаются неизменными, удастся связать изменение интенсивности с изменением толщины слоя. Для до-

статочного толстого покрытия, когда $h \rightarrow \infty$, выражение принимает следующий вид: $I_{HKL}^M = I_0 Q S(2\gamma)^{-1}$.

В табл. 3.5 показано, как изменяется соотношение интенсивностей ряда дифракционных отражений титана для пленочного и массивного образцов при регистрации на CuK_α -излучении [79].

Таблица 3.5

Влияние толщины слоя на интенсивность дифракции

Индексы отражения <i>HKL</i>	$\theta, ^\circ$	Толщина покрытия, мкм					
		I_{HKL} / I_{HKL}^M					
		0,5	1,0	3,0	5,0	10,0	15,0
[011]	40,2	0,24	0,42	0,8	0,93	0,99	1,0
[021]	77,4	0,14	0,26	0,6	0,76	0,95	0,99
[123]	139,7	0,09	0,16	0,4	0,58	0,82	0,93

Таким образом, выбор соответствующего отражения для данной дифрактограммы позволяет уверенно измерять толщины покрытий в диапазоне от 0,5 до 15 мкм. Изменение длины волны используемого характеристического излучения от CrK_α до MoK_α расширяет пределы определения толщины покрытий указанным способом до 40 мкм.

При использовании второго экспериментального приема исследуются изменения интенсивности дифракционной картины, создаваемой подложкой, за счет ослабления ее в покрытии. Для расчета толщины оперируют законом ослабления в следующем виде [79]:

$$I_\delta = I_0 \exp(-2\gamma\delta / \sin \Theta), \quad (3.18)$$

где I_δ – интенсивность дифрагированного излучения от подложки, прошедшего слой толщиной δ ; I_0 – интенсивность излучения от подложки без покрытия.

Эксперимент показал, что диапазон измеряемых толщин покрытий аналогичен первому варианту. Следует отметить, что в обоих случаях суммарная погрешность измерения определяется погрешностью измерения интенсивности из-за статистики счета квантов излучения и величины фона на дифрактограмме. Снижение этой части погрешности достигается выбором оптимально-

го режима регистрации в каждом конкретном случае сочетания материалов покрытия и основы.

Измерения толщины титановых покрытий проводились на рентгеновских дифрактометрах ДРОН-3 и АДП-2 с $\text{Cr}_{K\alpha}$ и $\text{Cu}_{K\alpha}$ – излучениями. Для монохроматизации излучения, с целью снижения систематической ошибки из-за фона на дифрактограмме, использовались селективные фильтры и кристалл – монохроматор на дифрагированном пучке. В качестве анализируемых отражений молибденовой основы были выбраны сильные отражения 200 и 400 (значительная преимущественная ориентация). Съемка выполнялась с вращением образцов в собственной плоскости. Интенсивность дифрагированного излучения оценивалась по значению максимума отражения (непрерывный режим регистрации) и интегральной интенсивности (дискретный режим). Во втором случае ошибка в измерении интенсивности из-за статистики счета квантов была меньше и не превосходила 0,5 %.

3.2.2. Определение условий нагрева для измерения толщины покрытия

Согласно механизму теплопередачи от одной части тела тепловой энергии к другой принимается количество теплоты, которое передается от горячей части тела с температурой T_1 к его холодной T_2 . Этот процесс теплопередачи записывается в виде:

$$Q = cm(T_2 - T_1). \quad (3.19)$$

Рассмотрим принципы теплопроводности в одномерном приближении для неограниченной среды. В ней происходит распространение потока тепла в направлении оси x , а через боковую поверхность объекта тепло не поступает [81].

Пусть параметры среды изменяются в направлении x и времени t , тогда плотность потока тепла q есть зависимость от координаты и времени $q(x, t)$. В бесконечной среде представим цилиндр с образующейся оси x , и будем рассматривать бесконечно малый участок длиной dx (рис. 3.6) и площадью поперечного сечения S .

Количество тепла, которое поступает в направлении x , через поперечное сечение цилиндра S за время dt , будет $q(x) \cdot Sdt$. Количество теплоты, уходя-

щее за время dt через противоположное основание цилиндра, будет $q(x + dx) \cdot Sdt$. Тогда полное количество тепла, проходящее за время dt , на участке цилиндра dx , будет равно:

$$[q(x) - q(x + dx)] \cdot Sdt = (\partial q / \partial x) Sdxdt. \quad (3.20)$$

Это тепло с другой стороны можно записать в виде $c_V dT dm$, где $dm = \rho Sdx$ – масса цилиндра; c_V – удельная теплоёмкость; dT – изменение температуры; ρ – плотность материала. Приравнявая обе формулы для тепла и сделав преобразования, получим

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial x}. \quad (3.21)$$

Рассмотрим в бесконечной однородной пластине толщиной d распространение тепла. С одной стороны пластины поддерживается температура T_1 , а с другой – температура T_2 , причём $T_1 > T_2$. Из эксперимента следует, что поток тепла будет пропорционален разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$ и обратно пропорционален толщине пластины d . Тогда в данном случае можно записать поток тепла в следующем виде

$$q = \lambda \frac{\Delta T}{d}, \quad (3.22)$$

где λ – коэффициент теплопроводности.

Значение теплопередачи за счет теплопроводности зависит от градиента температуры, т. е. отношения $\Delta T / \Delta x$ разности температур на концах цилиндра к расстоянию между ними. Также она зависит от площади поперечного сечения S цилиндра и коэффициента теплопроводности материала λ , который характеризует способность вещества проводить тепло, и в общем случае зависит от температуры, структуры, влажности, плотности и давления.

Предположим, что пластина бесконечно тонкая, ось x направлена в сторону уменьшения температуры, тогда $d = dx$, $T_1 = T(x)$, $T_2 = T(x + dx)$,

$$\frac{T_2 - T_1}{d} = \frac{T(x + dx) - T(x)}{dx} = \frac{\partial T(x)}{\partial x}. \quad (3.23)$$

Тогда формула (3.23) перейдёт в запись вида

$$q = -\lambda \frac{\Delta T}{d}. \quad (3.24)$$

Соотношение (3.24) будет верно при условии, если ось x имеет направление в сторону увеличения температуры. Это соотношение есть закон теплопроводности Фурье; знак «минус» указывает на то, что теплота распространяется в направлении, противоположном градиенту температуры.

В случае постоянных ρ, c_V, λ уравнение примет вид

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}, \quad (3.25)$$

если коэффициент температуропроводности $a = \lambda / (\rho c_V)$, тогда

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}. \quad (3.26)$$

Для неоднородного тела при $\lambda = \lambda(x)$ уравнение записывается в виде

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (3.27)$$

Данное уравнение есть уравнением теплопроводности.

Решение задач на распространение тепла в средах увязано с решением уравнения параболического типа [82, 83]. Для определения единственности решения параболического уравнения в конечной области D ограниченной поверхностью S , необходимо определить начальные и граничные условия с учётом:

- 1) геометрических параметров, характеризующих размеры и форму тела, в котором происходит процесс;
- 2) физических параметры, характеризующих физические свойства тела (теплопроводность, плотность, теплоемкость, мощность внутренних источников тепла и т. д.).

Начальные и граничные условия задаются физической постановки задачи. Начальное условие задаются следующим образом:

$$T(r, t)_{t=0} = T(r). \quad (3.28)$$

Граничные условия в зависимости от температурного режима на границах могут быть различными.

Источник воздействует на поверхность образца, создавая постоянный тепловой поток, который постепенно нагревает эту поверхность. Воздействие постоянного теплового потока и импульсного представлены на рис. 3.11.

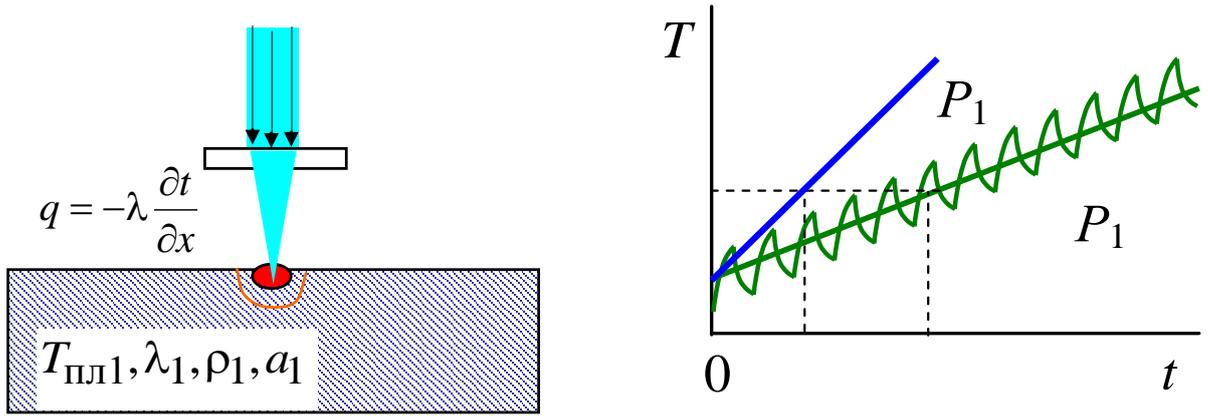


Рис. 3.11. Воздействие теплового потока на поверхность полубесконечного тела

При условии если нагреваемая поверхность имеет конечный размер толщины, а сама находится в металлическом контакте с основанием, то тепло поступает в материал с тепловой волной, проходящей расстояние x за время t . По мере поступления тепла от источника тепловая волна достигает границе раздела двух сред, при этом считаем, что тепловой контакт пленки с подложкой идеален (адгезия пленки и подложки идеальна), а это означает равенство температур и тепловых потоков на границе их раздела. Мощность тепловыделения в пленке равномерно распределена по сечению, неизменна по толщине пленки и постоянна в течение всей длительности воздействия.

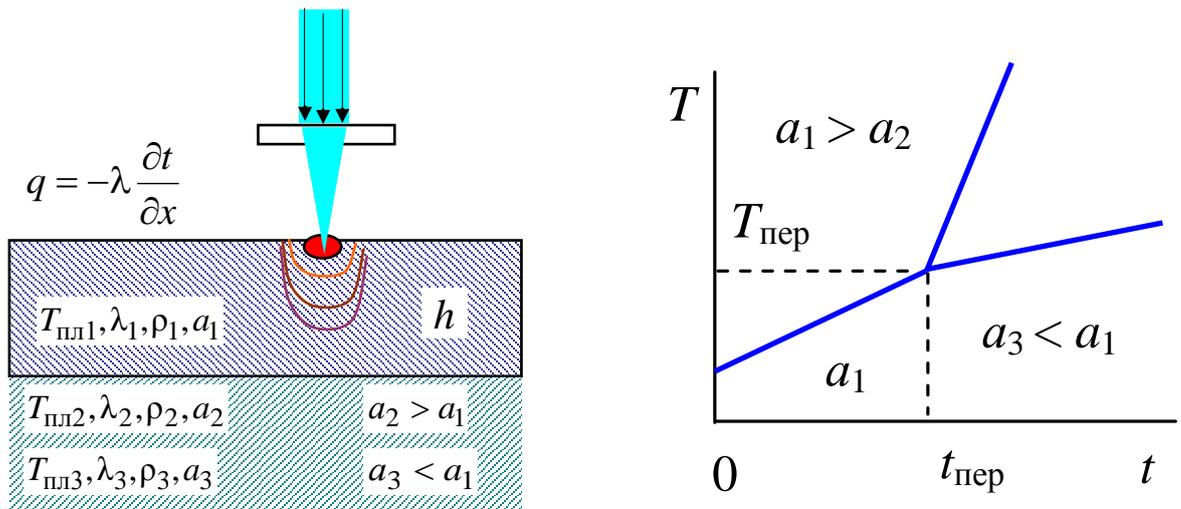


Рис. 3.12. Воздействие теплового потока на двухслойный материал

Если эта поверхность теплоизолированная, то скорость распространения тепла на границе тормозится и фиксируется повышение температуры в зоне нагрева (рис. 3.12). Если же нет, то температура будет быстрее отводиться от покрытия и температурный рост замедлится.

В этом случае на границе раздела двухслойного материала с произвольным начальным распределением, рассматриваются граничные условия четвертого рода и неоднородными несимметричными граничными условиями первого рода на внешних границах, когда на границе тела задана температура поверхности. Для каждого слоя записывается свое уравнение температуропроводности:

$$\frac{\partial T_1(x, y, z, t)}{\partial t} = a_1 \Delta T_1(x, y, z, t), \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial T_2(x, y, z, t)}{\partial t} = a_2 \Delta T_2(x, y, z, t),$$

а на границе раздела ставятся условия:

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h}, \quad (3.30)$$

$$T_1(x, y, z, t) \Big|_{z=h} = T_2(x, y, z, t) \Big|_{z=h}.$$

где h – граница раздела.

Проведем анализ тепловых процессов в нагреваемом теплопроводящем покрытии на теплоизолирующей подложке. Допустим, подложка имеет столь малую по сравнению с покрытием теплопроводность, что ею можно пренебречь. При малых временах нагрева t глубина прогрева покрытия $x = \sqrt{at}$, будет гораздо меньше, чем толщины покрытия h , где a – теплопроводность покрытия. Таким образом, в начале нагрев покрытия может быть рассмотрен как нагрев монолитного образца с неограниченной толщиной. Пусть нагрев производится лазерным пучком имеющего гауссово распределение радиусом r . Тогда может быть использована следующая формула для определения температуры в центре пучка [84]:

$$T_{11}(0,0,t) = T_1 = \frac{\alpha I_s r}{\lambda \sqrt{\pi}} \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{4at}{r^2} \right)^{1/2} \right], \quad (3.31)$$

где $T_{11}(0, 0, t)$ – температура на поверхности в центре пучка ($z = 0, r = 0$), α – коэффициент поглощения излучения, I_s – плотность падающей мощности, λ – коэффициент теплопроводности. По мере прогрева покрытия глубина становится соизмеримой с толщиной и поэтому необходимо другое математическое выражение для температуры. Из [84] имеем:

$$T_{12}(0,0,t) = T_2 = \frac{\alpha I_s r^2}{4\lambda h} \ln \left[1 + \frac{4at}{r^2} \right]. \quad (3.32)$$

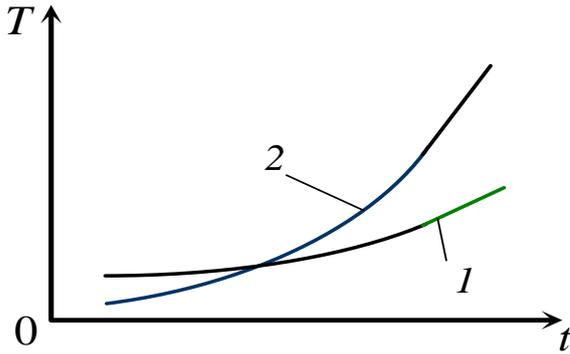


Рис. 3.13. Температурные зависимости нагрева материала

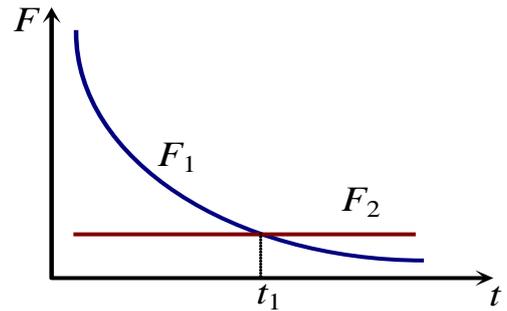


Рис. 3.14. Скорости изменения температуры нагрева материала

Как было отмечено выше, переход от выражения (3.31) к (3.32) носит «плавный» характер (рис. 3.13). Для его определения целесообразнее рассматривать не ход $T = f(t)$, а изменение скорости роста температуры во времени. Продифференцируем (3.31) и (3.32) по времени:

$$\frac{dT_{11}}{dt} = \frac{\alpha I_s \sqrt{a}}{\lambda \sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{1 + (4at/r^2)} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}, \quad \frac{dT_{12}}{dt} = \frac{\alpha I_s a}{\lambda h} \cdot \frac{1}{1 + (4at/r^2)}. \quad (3.33)$$

На основе (3.33) можно составить некую вспомогательную функцию F_i :

$$F_i = \frac{\lambda}{\alpha I_s \sqrt{a}} \cdot \left[1 + \frac{4at}{r^2} \right] \cdot \frac{dT_{1i}}{dt}, \quad (3.34)$$

где $i = 1, 2$.

Очевидно, что для $F_1 = (\pi t)^{-1/2}$, а для $F_2 = a^{1/2}/h = \text{const}$. Отсюда возникает относительно простой способ нахождения h .

Одновременно с началом нагрева покрытия малоинерционный приемник излучения фиксируется значение непрерывно растущей температуры поверх-

ности, далее с помощью ЭВМ в реальном масштабе времени берется производная (dT/dt) и рассчитывается значение вспомогательной функции F_i по (3.34). Когда оно становится постоянным (время t_1 на рис. 3.14), определяется значение $F_1 = F_2$ и рассчитывается h как $h = a^{1/2} / F_2$. Из рис. 3.14 следует, что в соответствии с физикой явлений с ростом h значение F_2 уменьшается и время, по истечению которого тепловой поток достигает теплоизолирующей подложки, растет. Естественно, что после этого момента времени скорость температуры становится больше, чем это было бы в случае монолитного образца.

Минимальная толщина покрытия, которая может быть оценена по предлагаемой методике, определяется параметрами покрытия и приемником инфракрасного излучения, так как он имеет определенное время срабатывания t_{\min}

$$h_{\min} = (a \pi t_{\min})^{1/2}. \quad (3.35)$$

Для примера рассмотрим покрытие карбида хрома (CrC: $\rho_{\text{CrC}} = 6,68 \cdot 10^3$ кг/м³, $C_{\text{CrC}} = 0,54$ Дж/(г·К), $\lambda_{\text{CrC}} = 19,1$ Вт/(м·К)), нанесенное на теплоизоляционную керамику. Тогда, принимая t_{\min} приемника инфракрасного излучения равное $5 \cdot 10^{-4}$ с, получим, что $h_{\min} = 90$ мкм.

Максимальная толщина покрытия может быть определена из вида функции $F_1 = f(t)$. Как следует из рис. 3.14, с ростом времени крутизна этой функции падает, что будет затруднять фиксацию момента, когда F_1 становится постоянной. Если положить, что минимальное наблюдаемое относительное изменение функции $\Delta F_1 / F_1 = \gamma$, то максимально допустимое время измерений t_{\max} определяется как $t_{\max} = \Delta t / 2\gamma$. Так как $\Delta t = t_{\min}$, то имеем:

$$h_{\max} = (a \pi t_{\max})^{1/2} = (a \pi t_{\min} / 2\gamma)^{1/2}. \quad (3.36)$$

Для выше приведенного примера, считая, что $\gamma = 1\%$, максимальная толщина измеряемого покрытия (h_{\max}) будет равна 640 мкм.

Необходимую мощность лазера можно оценить из выражения (3.31):

$$I_s = \frac{T_{\max} \lambda \sqrt{\pi}}{\alpha r \cdot \arctg \left[\left(4at / r^2 \right)^{1/2} \right]}. \quad (3.37)$$

Излучение CO_2 -лазера в лучшем случае можно сфокусировать до $r = 10^{-4}$ м. Карбид хрома при длине волны 10,6 мкм имеет коэффициент поглощения излучения α равный 0,2, если учесть, что

$$t_{\max} = t_{\min} (h_{\max} / h_{\min})^2, \quad (3.38)$$

то получим для $t_{\max} = 25$ мс. Положив $T_{\max} = 200$ °С, на основании (3.37), получаем $I_s = 2 \cdot 10^7$ Вт/м². Таким образом, мощность лазера составит величину $P_{\text{л}} = 15$ Вт.

3.2.3. Комплекс для измерения толщины покрытий

Разработанный электротехнологический комплекс предназначен для измерения толщины покрытий от 100 мкм и более (рис. 3.15). В установке реализуется идея радиационной фототермии, а в качестве импульсного лазера используется CO_2 -лазер с электромагнитной модуляцией мощности.



Рис. 3.15. Электротехнологический комплекс для измерения толщины покрытия

Исследуемый образец с нанесенным покрытием закрепляется на предметном столике, имеющего систему точной настройки, обеспечивающая его перемещение относительно источника излучения.

Нагревательный блок состоит из CO_2 -лазера и модулятора. При необходимости лазерное излучение на образец может направляться с помощью си-

стемы отклоняющих и фокусирующих зеркал. Нагревательный блок предусматривает непрерывный или импульсный режимы работы лазера.

В качестве измерительного прибора выступает пирометр, работа которого основана на измерении температуры объекта по его собственному инфракрасному излучению в области спектрального диапазона 2,0...3,1 мкм. Пирометр адаптирован для работы в широком температурном диапазоне и позволяет с малой инерционностью непрерывно фиксировать температуру. В его состав входит длиннофокусная оптика, позволяющая наводить его на обрабатываемую зону исследуемого образца.

Контроль за наведением радиометра ведется по излучению двух светодиодов, входящих в состав пирометра. Точная фокусировка приемной оптики пирометра получается при формировании на исследуемом образце двух четких пятен излучения светодиодов. Фокусное пятно пирометра размещается между пятнами излучения светодиодов. Сигнал с фотоприемника пирометра, пропорциональный мощности инфракрасного диапазона, поступает в счетное устройство пирометра, дающее на выходе напряжение прямо пропорциональное температуре. Выходной сигнал из пирометра передается на систему регистрации экспериментальных данных.

Блок регистрации экспериментальных данных выполнен в виде ПК. На ПК установлена программа, благодаря которой по значениям выходного сигнала пирометра определяются значения температуры исследуемого образца. ПК позволяет представлять результаты исследования в виде температурных зависимостей от времени, по полученным зависимостям рассчитывается толщина покрытия. Кроме того, результаты исследования заносятся в базу данных и могут отображаться и обрабатываться по желанию пользователя.

Для данного электротехнологического комплекса был произведен расчет времени нагрева – времени достижения заданной температуры. В качестве образца использовали карбид хрома ($\rho_{CrC} = 6,68 \cdot 10^3$ кг/м³, $C_{CrC} = 0,54$ Дж/(г·К), $\lambda_{CrC} = 19,1$ Вт/(м·К), $a_{CrC} = 5,24 \cdot 10^{-6}$ м²с⁻¹) при следующими условиях нагрева $T = 200$ °С, $r = 10^{-4}$ см, $\alpha = 0,2$. Расчеты, представленные на рис. 3.16, показывают, что при выходной мощности лазера 20 Вт время достижения составляет 2,5 мс, а при мощности лазера 15 Вт время достижения составляет 80 мс.

Исходя из времени достижения заданной температуры, инерционности пирометра и температуропроводности объектов исследования можно определить какую минимальную толщину можно будет измерить данным электротехнологическим комплексом (рис. 3.17).

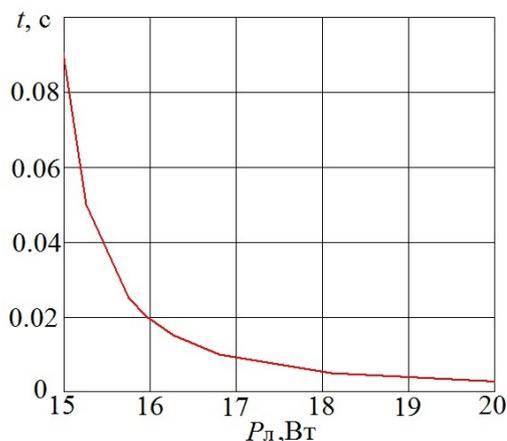


Рис. 3.16. Зависимость достижения заданной температуры на CrC от мощности лазера

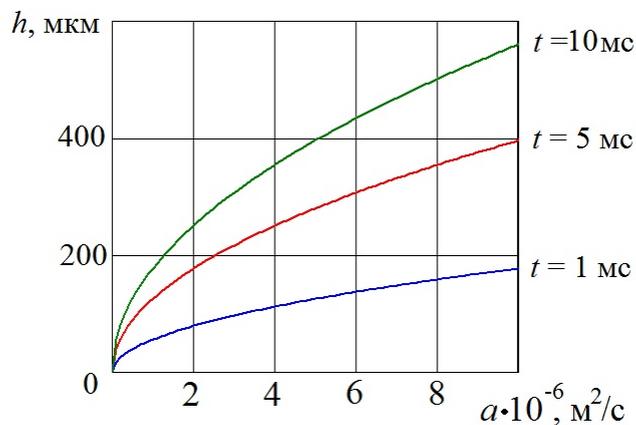


Рис. 3.17. Зависимость толщины покрытия в зависимости от температуропроводности материала и времени измерения процесса

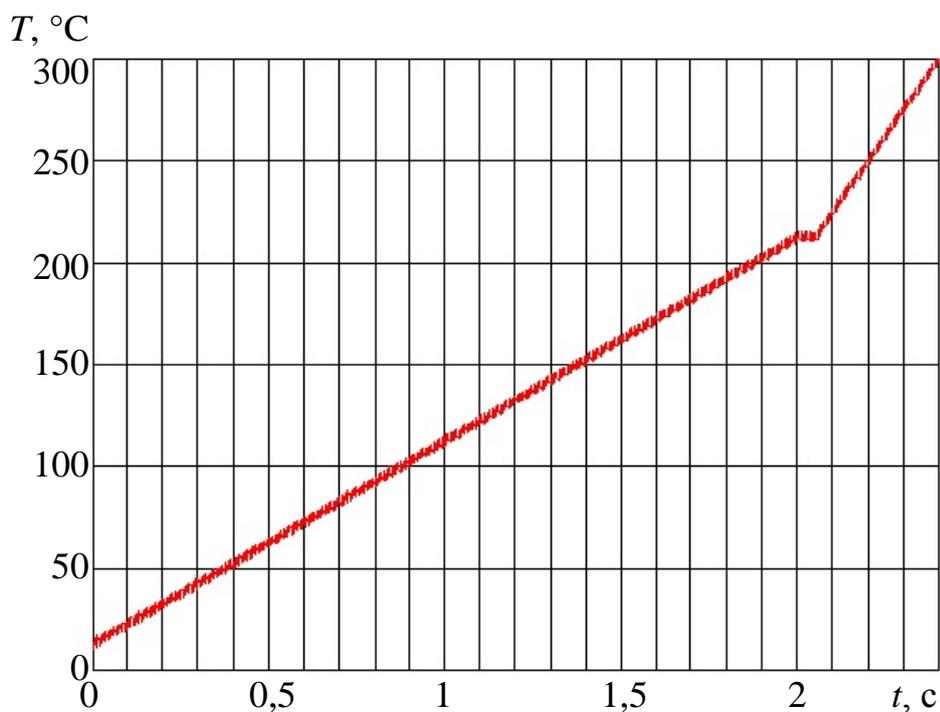


Рис. 3.18. Нагрев покрытия карбида хрома нанесенного на керамическую подложку

На рис. 3.18 и 3.19 представлены экспериментальные зависимости нагрева исследуемых образцов. Видно, что пока тепловая волна не достигнет границы раздела двух сред, температура возрастает линейно. При достижении тепловой волны границы раздела материалов наблюдается изменение хода графика. После этого: если поверхность теплоизолированная, то скорость распространения тепла на границе тормозится и фиксируется повышение температуры в зоне нагрева (рис. 3.18); если же нет, то температура будет быстрее отводиться от покрытия и температурный рост замедлится (рис. 3.19). Также на рис. 3.19 представлены зависимости для разной толщины покрытия.

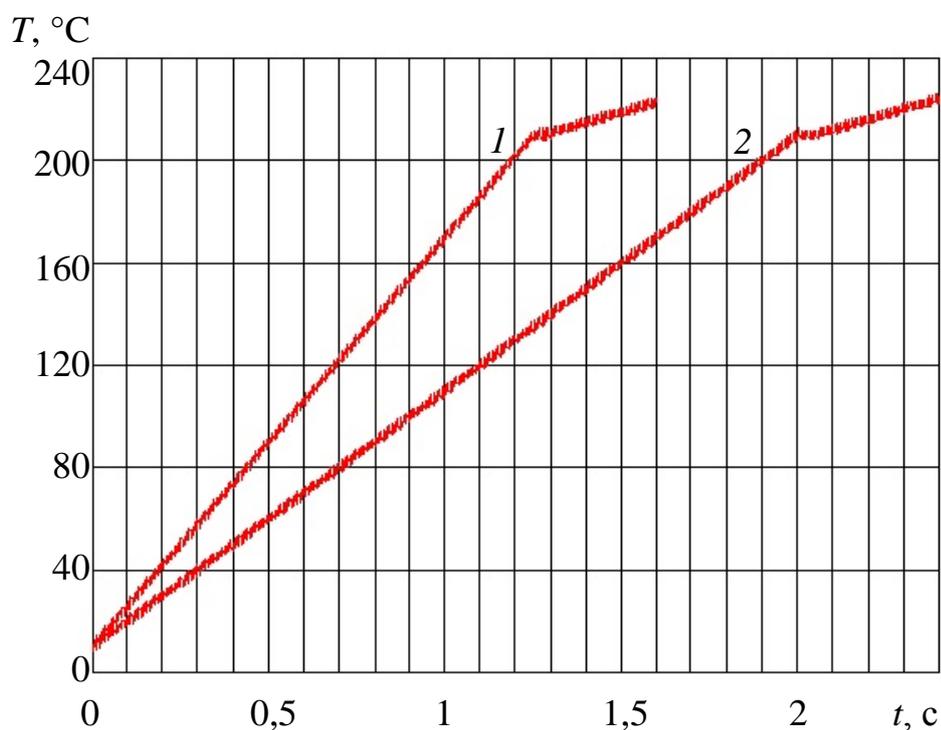


Рис. 3.19. Нагрев покрытия карбида хрома

нанесенного на подложку из стали: 1 – $h_{CrC} = 140$ мкм, 2 – $h_{CrC} = 200$ мкм

Электротехнологический комплекс применялся для измерения толщины покрытий сложного состава: Ni (основа) – Co (18...22%) – Cr (18...22%) – Al (11...13%) – Y (0.5%), формируемых из плазмы вакуумно-дугового разряда. Измерения проводились на образцах размером 40×40 мм выполненных из стали ЭП866. Покрытие наносилось в одном технологическом цикле. Одновременно с проводимыми измерениями, были изготовлены шлифы исследуемых покрытий (рис. 3.20), по которым осуществлялся контроль измерения.

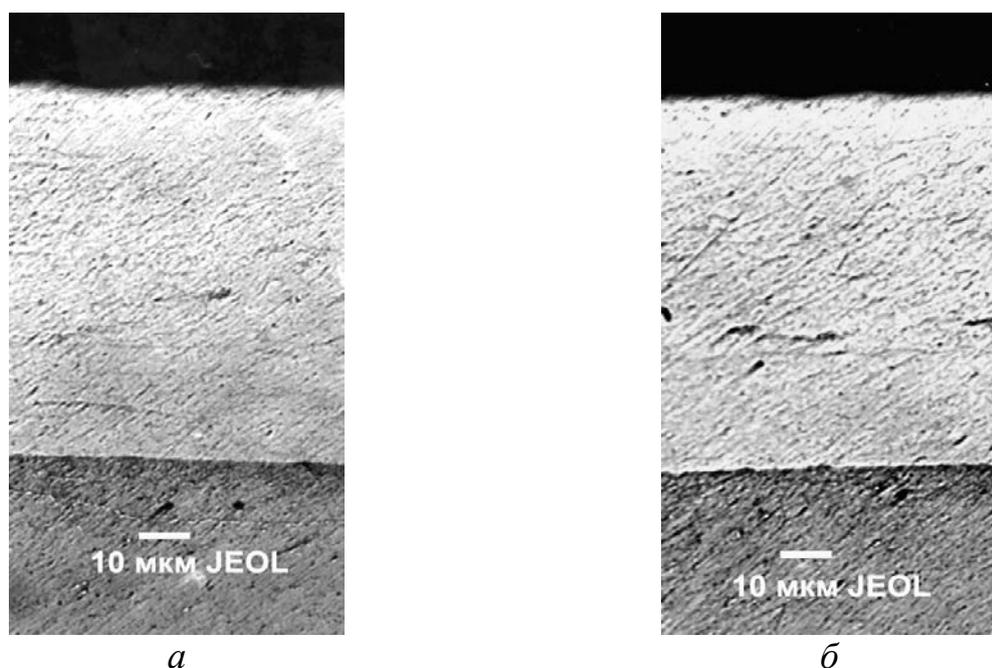


Рис. 3.20 Шлифы исследуемых покрытий (толщина слоя порядка 100 мкм)

Измерения проводились в различных выбранных областях детали. В процессе исследования фиксировалось время нагрева и температура разогрева детали. Использование пирометра для измерения температуры исключает искажение температурного поля в области измерения. Первое измерение считалось контрольным, по которому осуществлялось настройка комплекса.

После каждого измерения деталь охлаждалась до комнатной температуры. Следующее измерение осуществлялось после смещения исследуемого объекта на расстояние 4...5 мм. Для обработки результатов физического эксперимента, полученных в каждой области, использовались методы статистической обработки.

Для получения достоверных результатов, определение толщины покрытия сложного состава проводилось по следующему алгоритму.

1. Для контрольного образца определялось время достижения излома кривой температуры нагрева.
2. Изготавливался шлиф образца с покрытием. С помощью металлографического микроскопа определялась его толщина.
3. Используя (3.23), рассчитывается температуропроводность материала данного типа покрытия.

4. Исходя из времени достижения излома кривой температуры нагрева (п. 1) и определенной температуропроводности образца покрытия (п. 3) рассчитывается толщина покрытия.

Для уменьшения воздействия случайных погрешностей на исходный результат проводились не менее 5 измерений времени достижения излома температурной кривой. Рассчитывается среднее арифметическое значение измеряемой величины $\bar{t} = n^{-1} \sum_{i=1}^n t_i$ и определяется среднее квадратичное отклонение

результата измерения:

$$S_{\bar{t}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (t_i - \bar{t})^2}{n(n-1)}}.$$

Рассчитывается доверительный интервал случайной погрешности $\Delta_{\bar{t}} = t_{\alpha,n} S_{\bar{t}}$, где $t_{\alpha,n}$ – коэффициент Стьюдента, учитываемый требуемую доверительную вероятность (α) и количество проведенных измерений (n).

Для технических измерений доверительная вероятность $\alpha = 0,95$. Коэффициент Стьюдента выбирается из заданного числа измерений ($n = 5$, $t_{\alpha,n} = 2,78$).

Определяется абсолютная погрешность измерения с учетом случайной и инструментальной погрешностей:

$$\Delta_t = \sqrt{\Delta_{\bar{t}}^2 + [(2/3)\Delta_{ит}]^2}.$$

Множитель «2/3» в выражении учитывает разные доверительные вероятности определения случайной $\Delta_{\bar{t}}$ и инструментальной $\Delta_{ит}$ погрешностей. Случайная погрешность рассчитывается для доверительной вероятности $\alpha = 0,95$, а величина инструментальной погрешности прибора нормируется для доверительной вероятности $\alpha = 1$.

Далее вычисляется относительная погрешность измерений $\varepsilon_t = (\Delta_t / \bar{t}) \cdot 100\%$, а конечный результат записывается в виде $t = \bar{t} \pm \Delta_t$, $\varepsilon_t = \dots\%$

После делается шлиф и определяется толщина покрытия с помощью металлографического микроскопа. Измерения толщины также проводились многократно.

Зная толщину покрытия и время достижения излома на температурной кривой, можно рассчитать температуропроводность исследуемого покрытия. Определим погрешность температуропроводности. Данная погрешность носит косвенный характер, так как значение температуропроводности находится на основании известной зависимости между величинами, найденными в результате прямых измерений. Для этого определим среднюю величину исходя из средних величин толщины и времени: $\bar{a} = \bar{h}^2 / (\pi \bar{t})$.

Прологарифмировав выражение $\ln(a) = 2\ln(h) - \ln(t) - \ln(\pi)$ и учитывая, что производная от постоянной величины равна нулю, а производная от натурального логарифма $\partial \ln(z) / \partial x = 1/x$, то получаем выражение для относительной погрешности:

$$\varepsilon_a = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln(a)}{\partial h} \Delta_h\right)^2 + \left(\frac{\partial \ln(a)}{\partial t} \Delta_t\right)^2} = \sqrt{\left(2\frac{1}{h} \Delta_h\right)^2 + \left(-\frac{1}{t} \Delta_t\right)^2} = \sqrt{(2\varepsilon_h)^2 + (-\varepsilon_t)^2}$$

Пересчитав относительные погрешности величин h и t , к доверительной вероятности $\alpha = 0.95$: $\varepsilon_h = (2/3)\varepsilon_{ih}$; $\varepsilon_t = (2/3)\varepsilon_{it}$. Таким образом, относительная погрешность измерения температуропроводности будет определяться как

$$\varepsilon_a = \sqrt{(2\varepsilon_h)^2 + (\varepsilon_t)^2} \cdot 100 \%,$$

а абсолютная погрешность:

$$\Delta_a = \frac{\bar{a}\varepsilon_a}{100}.$$

Результат измерения записываем в виде $a = \bar{a} \pm \Delta_a$; $\varepsilon_a = \dots \%$.

Таблица 3.6.

Результаты измерений физических величин и расчетов погрешности

	Номер измерения					\bar{t} , с	Δ_t , с	ε_t , %
	1	2	3	4	5			
t , с (при $P = 10$ Вт)	15,7	15,1	16,2	15,4	14,8	15,4	0,7	4,5
t , с (при $P = 15$ Вт)	12,1	11,6	10,8	11,5	11,2	11,4	0,6	5,4
t , с (при $P = 20$ Вт)	7,2	7,7	8,1	6,8	7,4	7,4	0,6	8,4
$h = (100 \pm 5) \cdot 10^{-6}$ м; $\varepsilon_t = 5 \%$								

$P = 10 \text{ Вт}$	$P = 15 \text{ Вт}$	$P = 20 \text{ Вт}$
$a = (5,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	$a = (5,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	$a = (5,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$
$a = (5,53 \pm 0,30) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$		
$h = (104 \pm 8) \cdot 10^{-6} \text{ м}; \quad \varepsilon_t = 8 \%$		

Зная значение коэффициента температуропроводности, и проведя измерения времени достижения излома температурной зависимости для остальных образцов, рассчитывается толщина покрытия. В этом случае расчет погрешности определения толщины покрытия осуществляется тем же способом, что и для температуропроводности. В табл. 3.6 приведены результаты измерений физических величин и расчетов погрешности.

После проведения обработки полученных результатов погрешность измерений не превышала 10 %.

3.3. Выводы

Проведен анализ передачи мощности лазерного излучения в вещество и условий нагрева исследуемых объектов. Разработан и создан электротехнический комплекс для изучения фазовых превращений в неорганических материалах на основе CO_2 -лазера с электромагнитным управлением выходной мощности излучения.

Проведен литературный анализ методов измерения толщины покрытий. Показано, что распределение теплового потока в плоскости контакта двух твердых тел при постоянной скорости нагревания, от управляемого источника тепла, позволяет определить толщину покрытия от 100 мкм и выше с точностью до 10 %, при условии учета теплофизических параметров объекта исследования и инерционности измерения температуры. Разработан и создан электротехнический комплекс для измерения толщины покрытий на основе CO_2 -лазера с электромагнитным управлением выходной мощности излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе работы выявлены общие закономерности влияния электромагнитного управления на условия существования газового разряда в протяженных трубках на основе тройной смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$.

Показано, что воздействие поперечного магнитного поля на газовый разряд характеризуется проявляющейся инерционностью смещения частиц в плазме, которая оценивалась по сдвигу осциллограмм интенсивности спонтанного свечения ($I_{\text{св}}$) и по поступающему на зонд ионному току (I_i) относительно тока электромагнита ($I_{\text{эм}}$). Воспроизводимось и повторяемость результатов оценки смещения разряда позволили осуществлять оценку инерционности системы по интенсивности спонтанного свечения ($I_{\text{св}}$).

Оценка инерционности смещения разряда производилась при различных токах электромагнита и в широком диапазоне рабочих давлений. Было получено, что время смещения разряда под действием поперечного магнитного поля имеет порядок миллисекунды и уменьшается как с ростом тока электромагнита ($I_{\text{эм}}$), так и с уменьшением давления газовой среды (p).

Таким образом, с увеличением тока электромагнита, а соответственно и индукции магнитного поля, инерционность перемещения разряда стремится к постоянной величине и составляет порядка 1 мс. Инерционность взаимодействия индукции магнитного поля с плазмой газового разряда в протяженных трубках, когда $L \gg d$, сопровождающаяся изменением концентрации электронов на оси разряда, определяется временем задержки ее смещения и временем разрушения возбужденных метастабильных уровней.

Проведен анализ по влиянию магнитного поля на работу газоразрядных лазеров. Выявлено, что наибольший вклад на работу лазера оказывает расположение разряда относительно резонатора. На этом факторе основывается управление выходной мощностью CO_2 -лазера.

Применительно для газоразрядного молекулярного CO_2 -лазера типа ЛГН-703 (длина активной среды 110 см, диаметр разрядной трубки 1,5 см, уровень выходной мощности до 20 Вт) разработана система электромагнитного управления излучением. Сущность этого метода заключается в изменении

зоны взаимодействия активной среды лазера с полем резонатора под действием поперечного магнитного поля, тем самым добиваясь изменения уровня выходной мощности излучения.

На основе математического расчета и экспериментальных данных разработан и создан молекулярный технологический CO_2 -лазер с управляемым уровнем выходной мощности излучения от минимального до максимального значения; проведены исследования диаграммы направленности и условия генерации лазерного излучения.

Проведенный литературный анализ основных термических методов исследования веществ показал необходимость расширения температурного диапазона исследования материалов. Для расширения температурного диапазона можно использовать CO_2 -лазер, обладающий мощностью десятков ватт и имеющий один из самых высоких КПД.

Проведен анализ передачи мощности лазерного излучения в вещество и условий нагрева исследуемых объектов.

Разработан и создан электротехнологический комплекс для изучения фазовых превращений в неорганических материалах на основе CO_2 -лазера с электромагнитным управлением выходной мощности излучения.

Проведен литературный анализ методов измерения толщины покрытий. Показано, что распределение теплового потока в плоскости контакта двух твердых тел при постоянной скорости нагревания, от управляемого источника тепла, позволяет определить толщину покрытия от 100 мкм и выше с точностью до 10 %, при условии учета теплофизических параметров объекта исследования и инерционности измерения температуры.

Разработан и создан электротехнологический комплекс для измерения толщины покрытий на основе CO_2 -лазера с электромагнитным управлением выходной мощности излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рыкалин Н. Н. Расчёты тепловых процессов при сварке, М.: МАШГИЗ, 1951. 296 с.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
3. Действие излучения большой мощности на металлы / Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С. и др. М.: Наука, 1970. 272 с.
4. Ready J. F. Effects of high-power laser radiation. New York: Academic Press, 1971. 433 p.
5. Вейко В. П., Либенсон М. Н. Лазерная обработка. Л.: Лениздат, 1973. 190 с.
6. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975. 296 с.
7. Айрапетян В. С., Ушаков О. К. Физика лазеров. Новосибирск: СГГА, 2012. 134 с.
8. Пихтин А. Н. Оптическая и квантовая электроника. М: Высш. шк., 2001. 573 с.
9. Звелто О. Принципы лазеров / Пер. под науч. ред. Т. А. Шмаонова. 4-е изд., перераб. и доп. СПб.: Изд-во «Лань», 2008. 720 с.
10. Шаймарданов Р. Лазер CO₂: гибкое, надежное и испытанное средство // Фотоника. 2011. Т. 28. № 4. С. 8–12.
11. Борейшо А. С. Лазеры. Устройство и действие. СПб.: Механический институт, 1992. 212 с.
12. Фёдоров Б. Ф. Лазеры. Основы устройства и применение. М.: Изд-во ДОСААФ, 1988. 192 с.
13. Технологические лазеры: Справочник: в 2 т. Т. 1. / Под ред. Г. А. Абильситова. М.: Машиностроение, 1991. 432 с.
14. Елохин В. А., Жданов И. Г. Методы модуляции излучения CO₂-лазеров // Научное приборостроение. 2003. Т. 13. № 3. С. 46–51.
15. Viol W., Uhlenbusch J. Generation of CO₂ laser pulses by Q-switching and cavity dumping and their amplification by a microwave excited CO₂ laser // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 57–67.

16. Sakai T., Hamada N. A high-power Q-switched CO₂ laser using intense pulsed RF discharge excitation // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. P. 3428–3435.
17. Introduction to Acousto-Optics. Техническая документация фирмы «Brimrose». URL: <http://www.brimrose.com/pdfandwordfiles/aointro.pdf>
18. Fox A. J. Acousto-optic modulator. Патент США № 4,759,613.
19. Baumgart P. M. et al. Multiple channel acousto-optic modulators. Патент США № 5,963,569.
20. Roberts S. H. Laser angroxing head employing acousto-optic modulator. Патент США № 5,748,222.
21. Wayne R. J., Chenausky P. P. et al. Method for cavity dumping a Q-switched laser. Патент США № 4,176,327.
22. Chenausky P. P. et al. Coupled waveguide freespace laser. Патент США № 4,484,333.
23. Wang Q., Tian Z., Wang Y. Tunable electro-optically Q-switched RF exited CO₂ waveguide laser with two channels // Infrared Physics & Technology. 2000. V. 40. P. 349–352.
24. Chenausky P. P. et al. Apparatus and method for cavity dumping a Q-switched laser. Патент США № 4,174,504.
25. Фогельсон Т. Б., Бреусова Л. Н., Вагин Л. Н. Импульсные водородные тиратроны. М.: Сов. радио, 1974. 117 с.
26. Нгуен Т. З., Черниговский В. В. Исследование влияния поперечного магнитного поля на работу СО₂-лазера // Вакуумная и газоразрядная электроника. Межвузовский сборник научных трудов. Рязань: РРТИ, 1984. С. 15–19.
27. Нгуен Т. З. Исследование действия поперечного магнитного поля на работу газоразрядных лазеров и создание управляемого лазера на углекислом газе: автореф. дис. ...канд. техн. наук: 05.27.03 / Нгуен Тхак Зыонг. Л., 1985. 14 с.
28. Физика тлеющего разряда / Кудрявцев А. А. и др. СПб.: Изд-во «Лань», 2010. 512 с.
29. Физика плазмы: В 2 т. Т. 1: Основы физики плазмы / Под ред. А. А. Галеева и Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1983. 640 с.
30. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2009. 736 с.

31. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / С. К. Жданов, В. А. Курнаев, М. К. Романовский и др. Под ред. В. А. Курнаева. М: МИФИ, 2007. 368 с.
32. Грановский В.Л. Электрический ток в газах. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов. М.-Л.: Гостехиздат, 1952. 432 с.
33. Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве. СПб.: Энергоатомиздат, 2001. 332 с.
34. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. 2-е изд., испр. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 536 с.
35. Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996. 235 с.
36. Марцынюков С. А., Черниговский В. В. Исследование инерционности перемещения плазмы под действием поперечного магнитного поля // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2004. Вып. 2/С. 27–31.
37. Марцынюков С. А. Исследование влияния электромагнитного управления на условия существования разряда в лазере на углекислом газе // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2013. № 4. С. 13–17.
38. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. 440 с.
39. Тимофеев В.П. Лазерные резонаторы. Красноярск: Изд-во КГТУ, 1995. 64 с.
40. Смирнов Е. А. Черниговский В. В. Автоматизированный расчет и проектирование приборов квантовой электроники. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ, 2005. 96 с.
41. Смирнов Е. А. Черниговский В. В. Расчет и проектирование приборов квантовой электроники. Л.: Изд-во ЛЭТИ, 1988. 64 с.
42. Аксенов А. И., Злобина А. Ф. Вакуумная и плазменная электроника. Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2007. 168 с.
43. Нгуен Т. З. Исследование действия поперечного магнитного поля на работу газоразрядных лазеров и создание управляемого лазера на углекислом газе: дис. ...канд. техн. наук: 05.27.03 / Нгуен Тхак Зыонг. Л., 1985. 136 с.

44. Бинс К., Лауренсон П. Анализ и расчет электрических и магнитных полей. М.: Энергия, 1970. 376 с.
45. Бабенко А. Н. Электромагнитные поля и волны. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2012. 460с.
46. Носов Г. В. Постоянное электромагнитное поле. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. 88 с.
47. Расчет магнитной индукции в рабочем зазоре при магнитно-абразивной обработке / Акулович Л. М. и др. Вестник Полоцкого государственного университета. Сер. С, Фундаментальные науки. 2009. №3. С. 146–151.
48. Компьютерное моделирование процессов и аппаратов пищевой, био- и химической технологии в среде FlexPDE / С. И. Дворецкий и др. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. тех. ун-та, 2006. 72 с.
49. Патент на полезную модель № 126206, Российская федерация, МПК: H01S3/10 (2006.01). Газоразрядный CO₂ лазер / С. А. Марцынюков, В. В. Черниговский, опубл. 2013. Б. И. № 08.
50. Патент на полезную модель № 125780, Российская федерация, МПК: H01S3/10 (2006.01). Газоразрядный CO₂ лазер / С. А. Марцынюков, В. В. Черниговский, опубл. 2013. Б. И. № 07.
51. Ульянов Д. К., Ульянов К. Н. Диффузионный положительный столб электрического разряда в поперечном магнитном поле // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 5. С. 15–23.
52. Карелин С. Модификация тринисторного регулятора мощности // Радио. 1990. № 11. С. 47.
53. Володин В. Экономичное управление симистором // Радио. 2003. № 6. С. 27–28.
54. Контроль и Автоматика. Нижний Новгород: НПФ КонтрАвт, 2007. 36 с.
55. Быстров Ю. А., Мироненко И. Г. Электронные цепи и микросхемотехника. М.: Высш. шк., 2002. 384 с.
56. Быстров Ю. А., Колгин Е. А., Кострин Д. К., Ухов А. А. Аналоговая и цифровая схемотехника. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. 156 с.
57. Лебедева В. В. Техника оптической спектроскопии. М.: Изд-во МГУ, 1986. 352 с.

58. Реди Дж. Промышленное применения лазеров. М.: Изд-во Мир, 1981. 640 с.
59. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Изд. «Наука».1976. 848 с.
60. Либиссон М. Н., Яковлев Е. Б., Шандыбина Г. Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). СПб: СПб ГУ ИТМО, 2011. 184 с.
61. Альмяшев В. И., Гусаров В. В. Термические методы анализа. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ. 1990. 40 с.
62. Шестак Я. Теория термического анализа. Физико-химические свойства твердых неорганических веществ. М.: Мир, 1987. 456 с.
63. Майорова А. Ф. Термоаналитические методы исследования // Соросовский образовательный журнал. 1998. Вып. 10. С. 50–54.
64. Уэндланд У. Термические методы анализа. М.: Мир, 1978. 528 с.
65. Техническая документация фирмы «Netzsch». URL: <http://www.netzsch-thermal-analysis.com/ru/produkty-reshenija/termogravimetricheskii-analiz.html>.
66. Пат. № 494672, Российская федерация, МПК: G01N25/02. Устройство для изучения фазовых превращений в веществах / Б. С. Бобров, Л. И. Глуховский, О. А. Завьялов и др.// БИ-1975-12-№ 45.
67. Силикаты редкоземельных элементов и их аналоги / Н. А. Торопов, И. А. Бондарь, А. Н. Лазарев и др. Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1971. 230 с.
68. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.; Энергия, 1977. 344 с.
69. Пат. № 1402885, Российская федерация, МПК: G01N25/02. Установка для измерения температуры и прямого наблюдения фазовых превращений неорганических материалов / И. И. Рыбаков, Ю. Г. Бушуев, В. Н. Плиско; опубл. 1988. Б. И. № 22.
70. Свидетельство на полезную модель № 20968, Российская федерация, МПК: G01N25/02, 21/39. Установка для визуально-термического исследования фазовых превращений в неорганических материалах / В. И. Альмяшев, В. В. Гусаров, С. А. Марцынюков, В. В. Черниговский; опубл. 2001. Б. И. № 34.
71. Пирометр медицинский ПМ-500. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ, 1995. 16 с.

72. База данных "Термические Константы Веществ". URL: <http://www.chem.msu.su/cgi-bin/tkv.pl?show=welcome.html>
73. Термические константы веществ. Под ред. В. П. Глушко. М.: АН СССР, ВИНТИ, ИВТ, Т. 1–10, 1965–1981 гг.
74. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник в 2-х книгах. Под ред. В. В. Ключева. М.: Машиностроение, 1986. 488 с.
75. ГОСТ 18353–79. Контроль неразрушающий. Классификация видов и методов. М.: Издательство стандартов, 1979.
76. Лисенков А. А., Ветров Н. З. Вакуумные дуговые источники плазмы. СПб: Энергоатомиздат, 2000. 208 с.
77. Быстров Ю. А., Колгин Е. А., Котлецов Б. Н. Технологический контроль размеров в микроэлектронном производстве. М.: Радио и связь. 1988. 168 с.
78. Марцынюков С. А., Черниговский В. В. Исследование возможности измерения толщины защитных покрытий с помощью радиационной фотометрии // Вакуумная техника и технология. 2001. Т.11. № 4. С. 171–173.
79. Лисенков А. А., Марцынюков С. А., Сабуров И. В., Черниговский В. В. Измерение толщины покрытий, формируемых из металлической плазмы вакуумно-дугового разряда // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ» Серия «Физика твердого тела и электроника», 2006. Вып. 2. С. 48–54.
80. Марцынюков С. А., Черниговский В. В. Измерение толщины металлических покрытий оптическим способом // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2012. №8. С. 25–29.
81. Шандыбина Г. Д., Яковлев Е. Б. Методические рекомендации по выполнению СРС по курсу «Взаимодействие лазерного излучения с веществом». СПб: СПбГУ ИТМО, 2011. 98 с.
82. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967. 600 с.
83. Цаплин С. В. Теплопроводность: Интегральные преобразования Фурье и Лапласа. Самара: Изд-во: Самарский гос. университет, 2011. 190 с.
84. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 504 с.
85. Марцынюков С. А., Кострин Д. К. Моделирование, разработка и исследование электромагнитной системы для управления мощностью лазера на угле-

кислом газе // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2014. Вып. 1. С. 50-54.

86. Демидович М. С., Марцынюков С. А., Черниговский В. В., Лисенков А. А. Электромагнитное управление мощностью излучения лазера на углекислом газе // Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 23. № 1. С. 167–169.

87. Демидович М. С., Марцынюков С. А., Черниговский В. В., Лисенков А. А. Тепловой метод измерения толщины покрытия // Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 23. № 1. С. 170–171.