

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт проблем лазерных и информационных технологий  
Российской академии наук

На правах рукописи

Дубров Александр Владимирович

**ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВА  
МЕТАЛЛА В ТЕХНОЛОГИИ РЕЗКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА**

Специальность: 05.27.03 – «Квантовая электроника»

Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель:	академик РАН, д.ф.-м.н., профессор	В.Я. Панченко
-----------------------	---------------------------------------	---------------

Шатура – 2015

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	5
Глава 1. Лазерная резка (ЛР): термогидродинамические аспекты, диагностика и мониторинг процесса.....	11
1.1 Лазерная резка металлов .....	11
1.2 Физические аспекты ЛР.....	13
1.2.1 Особенности газо-гидродинамики при ЛР.....	14
1.2.2 Поверхностные волны .....	17
1.2.3 Поглощение лазерного излучения .....	18
1.3 Экспериментальное исследование процессов ЛР .....	22
1.4 Мониторинг и оптимизация процесса ЛР .....	26
1.5 Особенности обработки данных в режиме реального времени .....	29
1.6 Пирометрия.....	31
1.6.1 Пирометрия методом спектрального отношения.....	32
1.7 Выводы.....	34
Глава 2. Исследование колебаний температуры в локальных областях фронта реза и механизмов их возникновения .....	35
2.1 Тепловое излучение и динамика расплава .....	35
2.1.1 Поглощение излучения на неоднородном рельефе поверхности ..	37
2.1.2 Случайные температурные неоднородности .....	39
2.1.3 Конвективное перемешивание .....	40
2.1.4 Процессы, приводящие к изменению температуры одновременно на всем фронте .....	42
2.1.5 Влияние люминесценции на измерение температуры.....	43

2.2 Экспериментальная установка.....	44
2.2.1 Лазер.....	46
2.2.2 Параметры процесса ЛР .....	47
2.2.3 Пирометр.....	48
2.2.4 Оцифровка .....	50
2.3 Осциллограммы яркостной температуры.....	50
2.4 Автокорреляционный анализ температурных колебаний .....	52
2.5 Выводы.....	57
Глава 3. Исследование характеристик и особенностей течения расплава на фронте реза.....	59
3.1 Методика определения скорости температурных неоднородностей ....	59
3.1.1 Идея и особенности методики.....	59
3.1.2 Необходимость частотной фильтрации.....	61
3.1.3 Пример фильтрации.....	61
3.1.4 Алгоритм.....	63
3.2 Результаты определения скорости температурных неоднородностей ..	66
3.3 Обсуждение результатов .....	69
3.3.1 Интерпретация вертикальных областей .....	71
3.3.2 Интерпретация наклонных областей .....	73
3.4 Метод статистической обработки результатов .....	75
3.4.1 Результаты статистической обработки.....	79
3.4.2 Обсуждение результатов.....	80
3.5 Зависимость скорости движения поверхности расплава от скорости резки.....	82

3.6 Анализ пространственных параметров поверхностных неоднородностей .....	83
3.7 Обсуждение структуры течения расплава .....	89
3.8 Выводы .....	92
Глава 4. Оценка характеристик волнового движения поверхности расплава с использованием аналитической модели .....	95
4.1 Модель течения пленки расплава под действием газового потока .....	96
4.1.1 Параметры газа .....	99
4.1.2 Оценка характеристик гидродинамических волн .....	100
4.1.3 Обсуждение .....	105
4.2 Выводы .....	107
Заключение .....	109
Литература .....	112
Приложение. Публикации автора, в которых опубликованы основные результаты диссертации .....	123

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность работы.** Лазерные термические технологии (резка, сварка, наплавка и др.) к настоящему времени широко распространены в таких отраслях промышленности, как машино- и приборостроение, при производстве автомобилей, судов, самолетов и т.д. Наиболее практически освоенной областью лазерной обработки металлов является технология лазерной резки (ЛР) излучением  $\text{CO}_2$ - и твердотельных лазеров с использованием вспомогательного (режущего) газа для выноса расплава. Однако существует разрыв между практическим применением лазеров и пониманием физических процессов, сопровождающих воздействие лазерного излучения на материал. Несмотря на множество проведенных исследований, к настоящему времени отсутствует общепризнанная модель, описывающая динамику расплава, образование шероховатости боковой кромки и грат на нижней поверхности разрезаемого образца.

В литературе рассматривается ряд возможных механизмов, приводящих к образованию неустойчивостей течения расплава во время ЛР и определяющих сложный характер его движения [1]. Для установления механизмов, оказывающих преимущественное влияние на динамику расплава, и их корректного аналитического описания требуется сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными.

Диагностика течения расплава в процессе ЛР осложнена рядом факторов. Исследуемые процессы протекают в пространственной области шириной в несколько сотен микрон, находящейся в толще непрозрачного (в оптическом диапазоне) образца. Высокая температура, нестационарность процессов и перемещение исследуемой области в пространстве затрудняют прямое наблюдение и диагностику. В литературе описаны модельные эксперименты, условия которых в той или иной степени отличаются от

реального технологического процесса, что неизбежно ограничивает применимость полученных результатов. В этой связи важным направлением дальнейшего развития лазерных термических технологий следует считать разработку методов и средств изучения динамики расплава в процессе ЛР без внесения изменений в схему и параметры технологического процесса [2].

Получение информации о динамике расплава при ЛР позволит продвинуться в понимании процессов, происходящих на фронте воздействия лазерного излучения на материал, и поможет разработать эффективные системы контроля процесса ЛР. Применение таких систем с обратной связью даст возможность повысить качество и надежность выполнения операций, что важно для увеличения автономности лазерных технологических комплексов, например, при использовании в безлюдных производствах.

Данная информация будет полезной и при анализе возможности влияния протекающих в зоне взаимодействия процессов на стабильность генерации самих источников излучения.

Таким образом, исследования динамики расплава в процессе ЛР, а также разработка методов проведения таких исследований, являются актуальными проблемами и важны для дальнейшего развития лазерных технологий.

**Целью работы** является разработка и применение методов исследования динамики расплава в реальном процессе лазерной резки металла, направленные на получение новой информации о происходящих физических процессах и усовершенствование технологии и оборудования.

Для достижения намеченных целей были поставлены следующие **задачи**:

1. Разработка методов получения информации о динамике расплава на фронте воздействия излучения на материал в условиях реального технологического процесса лазерной резки металла.

2. Создание диагностического оборудования, позволяющего осуществлять регистрацию пространственно-временной динамики расплава при ЛР, и проведение с его помощью экспериментальных исследований.
3. Разработка методики обработки и анализа экспериментальных данных о флуктуации теплового излучения расплава для получения информации о форме и динамике его поверхности с использованием корреляционных, спектральных и статистических методов.
4. Сопоставление полученных экспериментальных данных с существующими моделями образования неоднородностей рельефа поверхности потока жидкости.

**Научная новизна** полученных результатов состоит в том, что:

1. Предложена и реализована оригинальная методика оптической диагностики течения расплава металла в процессе ЛР, основанная на использовании многоканальной пирометрической регистрации теплового излучения одновременно из нескольких областей фронта реза, а также корреляционных, спектральных и статистических методов обработки данных. С помощью этой методики установлены зависимости скорости поверхности расплава и длины волны возбуждающихся гидродинамических волн от параметров процесса резки низкоуглеродистой стали CO<sub>2</sub>-лазером.
2. Экспериментально обнаружено, что в зависимости от параметров процесса ЛР могут существовать квазистационарные режимы течения расплава, при которых происходит периодическая смена двух или более устойчивых значений скорости перемещения его поверхности. Показано, что с ростом скорости резки происходит увеличение количества устойчивых значений скорости поверхности и диапазона их изменения.
3. Проведен теоретический анализ возможности развития неустойчивости с образованием волн на поверхности расплава в условиях ЛР в рамках

гидродинамической модели движения жидкой пленки, увлекаемой турбулентным потоком газа, с учетом вариации градиента давления и касательного напряжения вдоль волнистой поверхности. Показано, что различия полученных экспериментальных и расчетных результатов можно объяснить резонансом мод с усилением длинноволновой моды.

**Практическая значимость.** Разработанные методики диагностики процесса ЛР на основе многоканальной пирометрической регистрации теплового излучения одновременно из нескольких областей фронта реза совместно с методами обработки экспериментальных данных позволяют определять важные характеристики течения расплава, такие как скорость потока и параметры гидродинамических волн на его поверхности. Данные методы могут применяться при разработке программной и аппаратной частей приборов и средств контроля качества выполнения технологических операций, проводимых с использованием устройств квантовой электроники.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработанные методики многоканальной регистрации осцилляций теплового излучения с фронта реза и последующей обработки полученных данных, основанные на определении скорости случайных температурных неоднородностей, позволяют измерять скорость поверхности расплава в процессе ЛР металлов.
2. В зависимости от параметров процесса ЛР могут существовать квазистационарные режимы течения расплава, при которых происходит периодическая смена нескольких устойчивых значений скорости перемещения его поверхности.
3. В процессе газолазерной резки стали на поверхности потока расплава возбуждаются гидродинамические волны миллиметрового диапазона, длина волны которых слабо зависит от скорости резки и давления вспомогательного газа.



4. При учете механизма резонансного усиления длинноволновой моды в гидродинамической модели течения жидкой пленки, увлекаемой турбулентным потоком газа, с использованием вариации касательного и нормального напряжений вдоль волнистой поверхности, расчетные и экспериментальные значения длины волны удовлетворительно согласуются. При использовании давления вспомогательного газа до 0.25 МПа и высоких (для фиксированной толщины металла) скоростей резки расчетные и экспериментальные значения совпадают.

**Апробация результатов работы.** Основные результаты работы и отдельные её части докладывались и обсуждались на научных семинарах ИПЛИТ РАН под руководством академика В.Я. Панченко, а также на российских и международных конференциях: ALT'2014 (Кассис, Франция), ILLA'2014 (Шатура), ALT'2013 (Будва, Черногория), CAOL'2013 (Судак, Украина), "Оптика лазеров" (Санкт-Петербург, 2012), "Photonics Europe 2012" (Брюссель, Бельгия), "ALT'12" (Тун, Швейцария), Laser & Fiber-Optical Networks Modeling LFNМ\*2011, (Харьков, Украина), ICONO/LAT-2010 (Казань), CAOL'2010 (Севастополь, Украина), "ALT'10" (Egmond aan Zee, Нидерланды), IX и X Межвузовских научных школах молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" (Москва, 2008 и 2009).

**Достоверность** полученных результатов определяется использованием известного корреляционного метода, сравнением экспериментальных данных с результатами исследований других авторов, воспроизводимостью результатов в многократных экспериментах, при варьировании параметров эксперимента в широком диапазоне значений, использованием единой методики при проведении исследований, удовлетворительным соответствием экспериментальных данных с результатами расчетов.

**Личный вклад автора.** В диссертации изложены результаты исследований, выполненных автором лично. Обсуждения на всех этапах работы: при постановке задач исследований, их реализации, интерпретации полученных результатов осуществлялись совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 12 работ, в том числе 4 статьи в изданиях, рекомендованных ВАК для публикации основных результатов диссертации.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы из 101 наименования. Материал работы изложен на 125 страницах, содержит 28 рисунков и одну таблицу.

# **ГЛАВА 1. ЛАЗЕРНАЯ РЕЗКА (ЛР): ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ, ДИАГНОСТИКА И МОНИТОРИНГ ПРОЦЕССА**

## **1.1 Лазерная резка металлов**

Механизм газолазерной резки металлов состоит в локальном плавлении материала за счет поглощенной энергии лазерного излучения, и последующем удалении образующегося расплава с помощью газовой струи. В результате относительного движения детали и лазерного луча вдоль заданного пути формируется контур реза.

Впервые об успешно проведенной ЛР было сообщено в 1967 г. Салливан [3] использовал 300 Вт CO<sub>2</sub>-лазер для резки высокоуглеродистой и нержавеющей сталей, толщиной 2.5 мм. В качестве вспомогательного газа использовался кислород, скорость резки 1 м/мин, диаметр пучка 400 мкм. С тех пор ЛР развивалась по пути совершенствования качества, производительности и надежности.

Качество является важной характеристикой резки. В основном оно определяется состоянием боковых кромок реза и нижней поверхности детали. Также могут оцениваться размер зоны термического влияния, точность и радиус оплавления верхней кромки [4]. В идеале – боковые кромки должны иметь низкую шероховатость и быть параллельными друг другу, а на нижней поверхности не должно быть грата. Шероховатость напрямую связана с потоком расплава вдоль фронта реза. В случае «бурного», сильно неустойчивого потока шероховатость увеличивается. Напротив, высокое качество кромок обычно связывается со стабильным течением. Другой механизм образования шероховатости – локальное

чрезмерное окисление или выгорание металла. Это приводит к появлению неперiodических глубоких рытвин. Также, выносимый вниз расплав в некоторых случаях может оставаться и застывать на нижней поверхности образца, образуя так называемый грат.

Процесс ЛР определяется совокупностью многих параметров: характеристиками излучения и конфигурацией режущей головки, видом и давлением вспомогательного газа, скоростью резки, а также характеристиками разрезаемого металла. Требуемое качество достигается лишь в узком диапазоне значений параметров.

Несмотря на отсутствие общепринятой теории резки, опытным путём и используя частные модели, были созданы технологические карты, пример которых приведен на рисунке 1, содержащие перечни комбинаций рекомендуемых параметров для получения качественного реза в различных ситуациях. Тем не менее, потребность в полной теории по-прежнему сохраняется для увеличения надежности и производительности, особенно при автоматизации этих технологических операций.

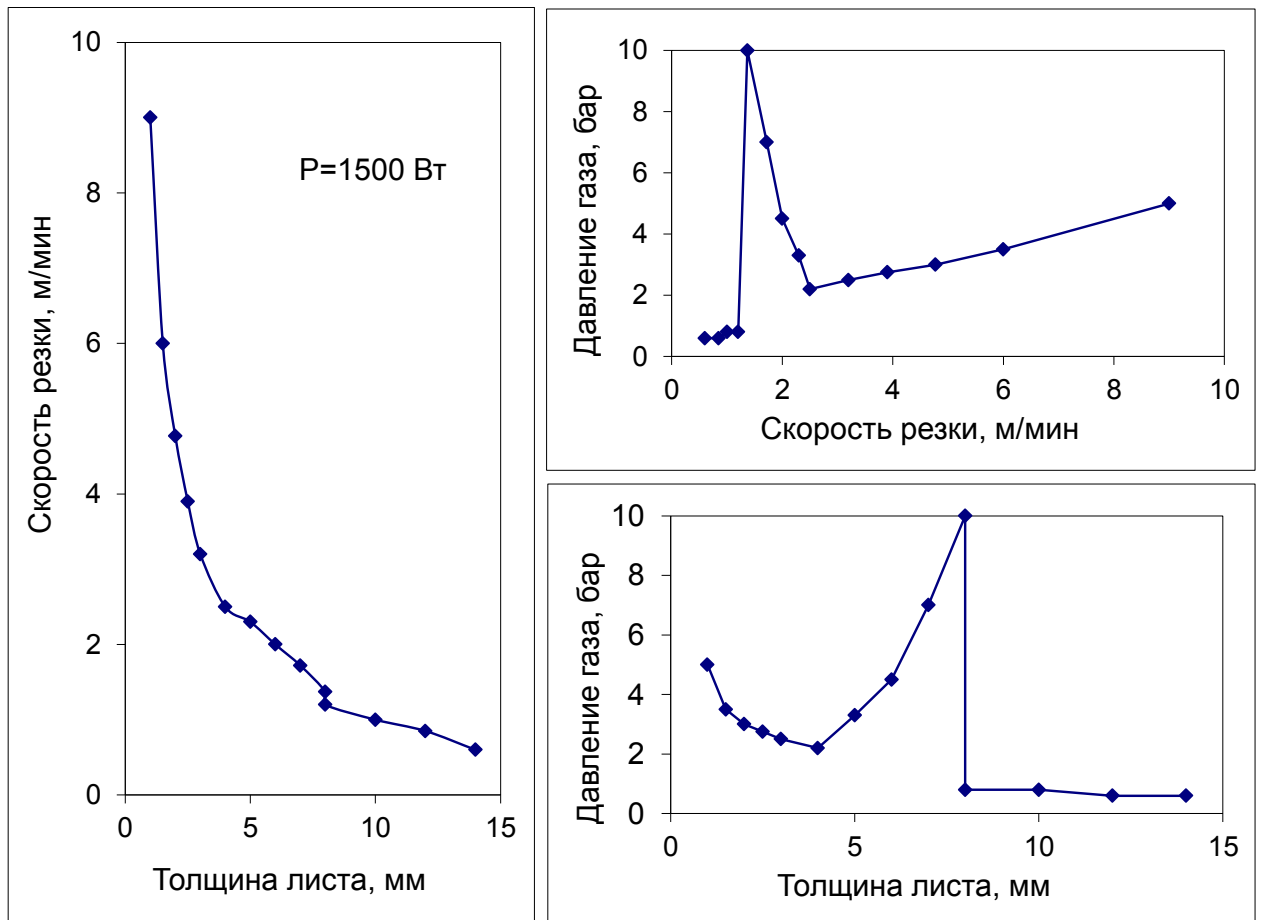


Рисунок 1 – Технологические карты 1500 Вт CO<sub>2</sub>-лазера TLF1500 (Trumpf)

## 1.2 Физические аспекты ЛР

Газолазерная резка – сложный процесс, состоящий из множества связанных между собой различных физических процессов. Создание полной, описывающей все стороны процесса модели на данный момент является чрезвычайно сложной задачей [5, 6].

Физические механизмы, играющие важную роль в процессе газолазерной резки, можно разделить на 4 группы:

- газо- и гидродинамические;
- оптические;
- термодинамические;
- химические.

Если рассматривать газолазерную резку с использованием кислорода и считать, что испарения расплава не происходит, можно представить следующий состав названных групп. К *газо-гидродинамическим механизмам* относятся: течение расплава, эффекты, связанные с его поверхностью, возникающие неустойчивости, а также распространение и воздействие на течение расплава газовой струи с формированием скачков уплотнения и турбулентных вихрей. *Оптический механизм* – это поглощение лазерного излучения. Группу *термодинамических механизмов* составляют: генерация тепла при поглощении лазерного излучения и окислении; фазовые превращения, также происходящие с выделением либо поглощением тепла; теплопроводность. Экзотермические окислительные реакции, сопровождающие ЛР, составляют основу *химических механизмов*.

### ***1.2.1 Особенности газо-гидродинамики при ЛР***

Феноменологическая модель [7] газолазерной резки в 1982 году описывала процесс ЛР следующим образом. Энергия лазерного излучения, поглощенного металлом, идет на увеличение температуры последнего вплоть до температуры плавления. Образованный расплав выносится вниз по фронту вспомогательным газом. Процесс является периодическим при низких скоростях резки. С увеличением скорости он переходит в квазистационарный [8]. Последующие исследования включали в рассмотрение дополнительные факторы, постепенно усложняя модель. Со стороны потока вспомогательного газа на расплав действует сила трения, а также перепад давления в струе. В различных работах высказывались разные мнения, является ли при удалении расплава преобладающим только один из этих двух процессов [9, 10, 11], или влияние обоих механизмов реализуются каждый в своём диапазоне условий [1, 12, 13]. В случае если температура на фронте реза держится ниже температуры кипения, то основным механизмом

удаления материала является вынос расплава вниз по фронту реза. Сила отдачи паров, в отсутствии активного кипения, незначительна. Исследование структуры течения газа в резе на геометрически подобных моделях проводили в [14]. Взаимодействие потока газа с наклонным фронтом реза исследовалось теоретически [15] и экспериментально [15, 16, 17]. Однако в этих исследованиях использовались упрощенные модели щели реза. Также, для создания сверхзвуковых потоков, исследовалось применение сопел Лавала [18, 19]. В отличие от конических, они формируют остронаправленные газовые струи. Внутренняя форма таких сопел рассчитывается в соответствии с давлением газа. Таким образом, при отклонении давления от рабочих величин поток может становиться недорасширенным или перерасширенным [20]. В [21] описывается ЛР толстых листов стали с формированием сверхзвуковой струи и использованием высокого давления кислорода.

Если предположить, что расплав удаляется в виде пленки со средними значениями толщины и скорости ( $d_m$  и  $V_m$ ), можно составить простой баланс масс в виде уравнения:

$$v_c \cdot h \cdot b \cdot \rho = v_m \cdot d_m \cdot b \cdot \rho ,$$

в котором масса расплавленной лазерным излучением стали в левой части приравнивается к массе удаленного расплава в правой. Это уравнение можно упростить, сократив ширину реза  $b$  и плотность  $\rho$ :

$$v_c \cdot h = v_m \cdot d_m .$$

Для заданных значений толщины листа и скорости реза, можно получить оценку средней скорости расплава из известной средней толщины расплава и наоборот. В действительности толщина слоя расплава увеличивается сверху вниз за счет поступления дополнительной массы расплава. В соответствии с оценками [1], начиная с некоторой глубины, течение расплава может

разделяться на слои разной толщины, скорость которых, вообще говоря, может быть различной.

Экспериментально показано [22], что чем лучше качество резки, тем меньше поглощенной энергии уходит в нагрев металла, окружающего рез. То есть, при оптимальных по качеству параметрах процесса ЛР, поглощенная металлом энергия максимально идет на «локальное» плавление. Для единичного объема металла на нагрев от комнатной температуры до температуры плавления и фазовый переход твердое тело – жидкость нужно затратить определенное количество энергии. С учетом некоторого коэффициента поглощения излучения, можно сказать, что при данной мощности излучения за единицу времени будет расплавлен объем металла  $v$  :

$$V = v_c \cdot h \cdot b = const .$$

То есть более толстый металл, для поддержания постоянства удаляемого объема, необходимо резать медленней. Соответствие этому правилу можно видеть на технологических картах ЛР (рисунок 1). График зависимости оптимального давления кислорода от прочих условий процесса имеет три области. При резке тонкого металла (примерно до 4 мм) давление пропорционально скорости резки. Для листов средней толщины (4-7 мм), для преодоления сопротивления щели необходимо увеличивать давление пропорционально квадрату толщины листа. При этом для толстого металла (более 7 мм) дальнейшее увеличение давления обычно не практикуется. Это становится нецелесообразно экономически, повышается нагрузка на линзу, а также появляется риск возникновения самопроизвольного горения с соответствующим ухудшением качества [23]. На таких толщинах давление устанавливают относительно низким.

В потоке расплава, текущем по фронту реза, возможно образование ряда неустойчивостей [1]. Например, неустойчивости пленочного течения, увлекаемого тангенциальным потоком газа [12], неустойчивости течения



погранслоя на поверхности расплава [1], неустойчивости, связанной с вынужденными колебаниями, генерируемыми пульсациями потока газа [10], неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [24]. Также возможно возбуждение волн связанное с тепловыми эффектами. Эти процессы, приводящие к волнообразованию, могут сопровождаться отрывом капель с вершин горбов. Капельный механизм удаления расплава с одной стороны способен увеличить эффективность резки, с другой – привести к увеличению шероховатости кромок.

### ***1.2.2 Поверхностные волны***

На свободную поверхность жидкости, выведенную из равновесия, действуют две основные возвращающие силы – это гравитация и сила поверхностного натяжения (не будем рассматривать более уникальные случаи, такие как сила Кориолиса и магнитные силы). Волны, образующиеся в результате действия этих сил, соответственно называются гравитационно-капиллярными. Известно [25], что такие волны обладают дисперсией. В случае слоя жидкости дисперсионное уравнение гравитационно-капиллярных волн можно записать в виде:

$$\omega^2 = (kg + \frac{\sigma}{\rho} k^3) \operatorname{th}(kh),$$

где  $k$  – волновой вектор,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho$  – плотность,  $h$  – толщина слоя жидкости. При длине волны  $\lambda_0 = \sqrt{4\pi^2 \sigma / \rho g}$ , слагаемые в скобках, отвечающие за вклад гравитационных и капиллярных сил, равны. Капиллярные эффекты преобладают лишь при малых радиусах кривизны поверхности ( $\lambda \ll \lambda_0$ ). Если горб большой и относительно пологий ( $\lambda \gg \lambda_0$ ) капиллярные силы не существенны по сравнению с гравитационными. Для расплава стали:  $\lambda_0 \approx 3\text{ см}$  ( $\sigma = 1.5\text{ Н/м}$ ,  $\rho = 6.98\text{ г/см}^3$ ). В данной работе рассматриваются толщины

металла много меньше «граничной» длины волны  $\lambda_0$ . Можно считать, что условие преобладания капиллярных сил заведомо выполнено, поэтому силой тяжести в дальнейшем мы будем пренебрегать.

В зависимости от глубины слоя жидкости, можно выделить два полярных случая дисперсии капиллярных волн.

**Капиллярные волны на «мелкой воде».** Критерием этого случая считается  $kh \ll 1$ , тогда гиперболический тангенс можно заменить:  $th(kh) \approx kh$ . Дисперсионное уравнение можно записать:

$$\omega = \sqrt{\frac{h\sigma}{\rho}} k^2. \quad (1)$$

**Капиллярные волны на «глубокой воде».** Для этого случая должно выполняться неравенство  $kh \gg 1$ . Тогда  $th(kh) \approx 1$  и дисперсионное уравнение принимает вид:

$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} k^{3/2}. \quad (2)$$

Переходя к длинам волн, критерий можно записать в виде:  $h \gg \lambda/2\pi$ . Слой можно считать «глубоким», если глубина превышает примерно половину длины волны.

Постепенное возбуждение все более мелких масштабов (турбулентность) капиллярных волн составляет процесс каскадного перетекания энергии от исходного возмущения [26]. На самых малых масштабах существенным становится влияние вязкости жидкости, приводя к затуханию волн. Таким образом, капиллярная турбулентность является механизмом диссипации поверхностных возмущений.

### **1.2.3 Поглощение лазерного излучения**

Из-за сильного затухания электромагнитных волн в металлах, последним свойственно относительно малое поглощение лазерного

излучения. Упавшая волна затухает в тонком приповерхностном слое, толщиной порядка длины волны, при этом она отражается, «не успевая» передать бóльшую часть своей энергии электронному газу. Далее тепло механизмом теплопроводности распространяется вглубь металла. Характерные времена передачи поглощенной энергии металлу:

$$\tau_{ei} = \frac{1}{\nu_{ei}} = 10^{-12} \div 10^{-11} \text{ с}, \quad (3)$$

где  $\nu_{ei}$  - частота столкновения электронов с фононами [27].

Поглощение излучения металлами определяется рядом факторов, таких как: параметры излучения, угол его падения, свойства металла, причем во многих случаях эта зависимость является весьма сильной. Часто в исследованиях авторы не учитывают детальных особенностей поглощения излучения, считая, что оно поглощается либо полностью, либо частично, но с постоянным коэффициентом поглощения. В действительности, условия поглощения на фронте реза могут изменяться как во времени, так и по поверхности.

Коэффициент поглощения сильно зависит от поляризации падающего излучения. В [28] было показано, что при использовании линейно-поляризованного излучения резка в направлении параллельном вектору поляризации (р-поляризация) эффективней, чем в перпендикулярном направлении (s-поляризация). Однако при использовании р-поляризации коэффициент поглощения уменьшается в нижней области фронта, а на боковых стенках реза соответствует случаю s-поляризации. Более эффективным оказывается применение осесимметричных типов поляризации: радиальной или круговой, в этих случаях поглощение как на фронте, так и на боковых стенках реза определяется соответственно поглощением р-поляризованной волны или средним арифметическим между поглощением р- и s-поляризованных волн [29]. Повышение эффективности

при использовании радиальной поляризации по сравнению с круговой подтверждено экспериментально [30]. В настоящее время для задач резки чаще всего применяется излучение с круговой поляризацией или неполяризованное излучение. Поглощение неполяризованного (случайно-поляризованного) излучения определяется так же, как и для излучения с круговой поляризацией, средним между поглощением р- и s-поляризованных волн.

Коэффициент поглощения гладкой поверхностью выражается через формулы Френеля в виде:

$$A_{av} = \frac{A_p + A_s}{2} = A_{av}(\tilde{n}, \alpha), \quad \tilde{n} = n + ik.$$

Поглощение зависит от угла падения  $\alpha$  между направлением распространения излучения и нормалью к поверхности, а также от комплексного показателя преломления  $\tilde{n}$ , определяющегося свойствами поглощающей среды (материал, температура) и длиной волны излучения.

Зависимость от угла падения коэффициента поглощения гладкой поверхностью расплава стали неполяризованного излучения с длинами волн 10 мкм и 1 мкм представлена на рисунке 2. При касательном падении поглощение отсутствует. При нормальном падении поглощение тем лучше, чем короче длина волны. Максимум поглощения приходится на падение с углом Брюстера. С ростом температуры поверхности, коэффициент поглощения медленно увеличивается [31], что, однако, не вносит качественных изменений в рассмотренные зависимости [32].

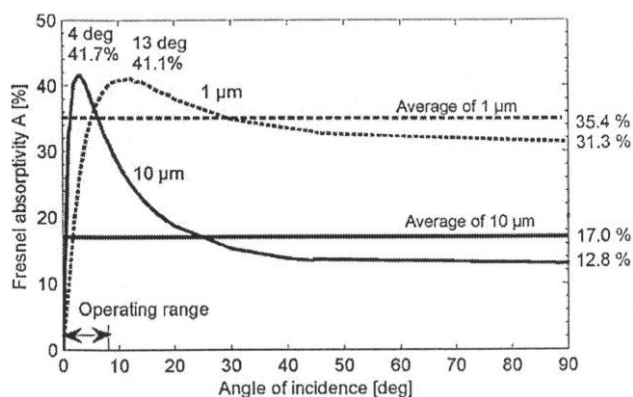


Рисунок 2 – Зависимость коэффициента поглощения от угла падения для длин волн: 1 мкм, 10 мкм. Неполаризованное излучения, расплавы сталей [33]

Реальные поверхности не могут быть абсолютно гладкими. При этом, дифракционные эффекты падающего излучения на поверхностном рельефе вызывают генерацию поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Интерференция падающего излучения и ПЭВ, в свою очередь, может привести к образованию модулированного приповерхностного поля, возникновению резонансных гармоник рельефа поверхности и аномально высокому поглощению падающей волны [34, 35].

При использовании кислорода в качестве вспомогательного газа, происходит активное окисление поверхности металла. Анализ состава окисного слоя на образцах, полученных в результате ЛР с кислородом, показывает, что в таких условиях преимущественным является образование оксида FeO [36, 37]. Для такого соединения характерна ионная связь, и результирующая зонная структура обуславливает наличие высокого поглощение только в узких диапазонах частот. С учетом этого можно считать пленку оксида прозрачной на длине волны лазерного излучения [38].

В силу слабого затухания излучения в слое оксида происходят множественные отражения от границ слоёв (газ-оксид и оксид-металл) и интерференция отраженных волн. Всё это может значительно усилить общее поглощение излучения [7, 39].

### 1.3 Экспериментальное исследование процессов ЛР

В условиях сложности теоретического моделирования ЛР перспективной является визуализация происходящих процессов. Организация непосредственного исследования процессов, происходящих в зоне воздействия лазерного излучения на металл, весьма нетривиальная задача. Фронт реза, размером в доли миллиметра, окружен боковыми стенками – непрозрачными в оптическом диапазоне. Высокие температуры и пространственное перемещение исследуемой области – все это затрудняет прямое наблюдение и диагностику.

Скорости газа на порядок превышают скорости расплава. Из-за малых времен взаимодействия, существенного нагрева газа от металла не происходит. Задача исследования потока газа при ЛР сводится к течению через щель со статической формой стенок. Это позволяет проводить исследования в модельных экспериментах с использованием прозрачных материалов. Успешно применяются теневые методы регистрации течения газа, в частности, шлирен-фотография [40, 41], а также интерферометрические методы [42].

Напротив, гидродинамику расплава во время ЛР едва ли можно с достаточной точностью воспроизвести в других условиях. Узость щели реза и близость к поверхности лазерной головки осложняют позиционирование регистрирующих устройств. Одним из методов, использовавшихся для визуализации течения расплава, в частности на боковых кромках, непосредственно во время резки металла, является резка вдоль края листа (“edge cutting”) [43, 44]. Схема метода представлена на рисунке 3(b). Идея состоит в том, что из процесса как бы убирается одна боковая сторона реза, после чего профиль фронта и оставшаяся сторона становятся непосредственно наблюдаемы. В таком случае процессы образования регулярной шероховатости и распространения возмущений фронта реза

могут быть записаны с помощью камеры. Очевидно, однако, что отсутствие боковой части, позволяющее газу и расплаву удаляться через образованное пространство, неизбежно изменяет течение процессов. В [34], в частности, отмечалось, что при такой резке увеличивается шаг шероховатости по сравнению с обычным режимом.

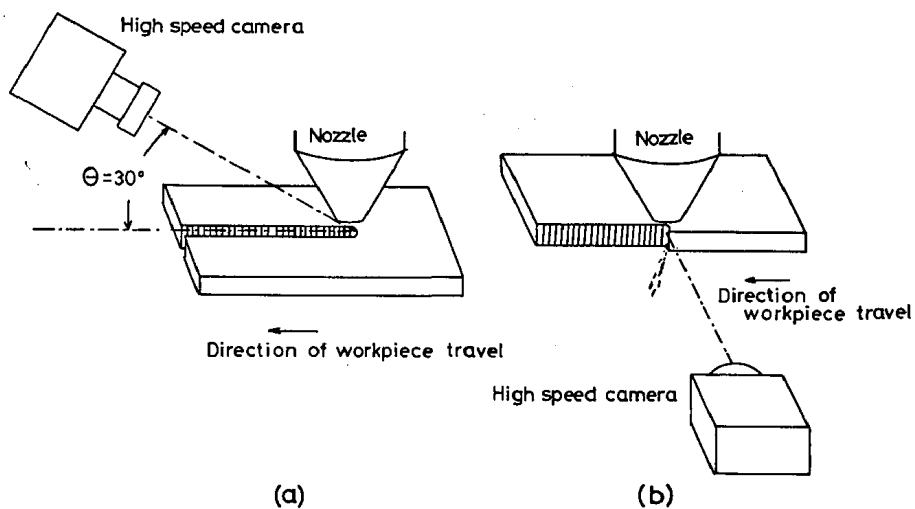


Рисунок 3 – Схема экспериментов по наблюдению динамики расплава на фронте резки [44]

Попыткой решения проблемы боковой потери газа стало использование стеклянного бруска, служащего прозрачной (в видимом диапазоне) заменой отсутствующей боковой стенки [16, 45]. Но поскольку стекло хорошо поглощает излучение  $\text{CO}_2$ -лазера, то для того, чтобы избежать разрушения стекла, авторы были вынуждены установить его на некотором расстоянии от образца. Таким образом, проблема утечки газа вбок была решена лишь частично.

Другим подходом к решению проблемы наблюдения за процессом резки стало использование вместо стали легкоплавкого сплава Розе [46]. Для его резки требуется в 16 раз меньшая мощность, чем для стали той же толщины. В результате, уменьшенная термическая нагрузка на стекло позволила устанавливать его практически вплотную с разрезаемым образцом, тем самым ширина щели соответствовала размерам при обычной резке. В

результате исследования были сформулированы новые представления о формировании шероховатости. Необходимо отметить всё же лишь ограниченное подобие стали и сплава Розе. Так, различие соответствующих им чисел Рейнольдса, Стефана и Вебера достигает 2-5 раз.

В работе [47] описывается газолазерная резка цельных стеклянных листов с одновременной высокоскоростной видеосъёмкой через торец листа. Описываются и анализируются течение расплава и движение образующихся волн. Хотя авторы обсуждают условия, при которых полученные для стекла результаты могут быть распространены на металлы, сильное различие в параметрах материалов позволяет лишь ограниченно использовать их в отношении ЛР металлов.

Использование внешней подсветки является важным фактором для получения качественных изображений фронта реза. Ряд авторов ограничивались наблюдением собственного свечения разогретого металла. Действительно, в процессе ЛР яркость теплового излучения фронта в видимом диапазоне велика, и многие исследователи были вынуждены использовать фильтры. Однако, обычные видеокамеры видимого диапазона не в состоянии зарегистрировать различия в яркости при небольшой разнице температур соседних областей. Тогда качественно по снимкам могут быть различены только крупные неоднородности, мелкая структура течения остаётся недоступна для наблюдения. Для повышения контрастности изображения рельефа необходимо использовать направленные источники света.

Видеосъёмка динамики фронта в ходе полноценного процесса ЛР стали была проведена в [44]. Камера располагалась над листом металла под углом  $30^\circ$  и была направлена вдоль реза на фронт (см. рисунок 3(а)). Было показано, что характер движения расплава на фронте качественно изменяется при использовании скоростей резки выше примерно 2 м/мин. На скоростях



ниже этого значения происходящие на фронте изменения носят периодический характер с частотами, совпадающими с частотой регулярной шероховатости. Используемое оборудование регистрации в отсутствие внешней подсветки дало возможность дифференцировать только объекты, обладающие значительной разницей температур. Несмотря на использование частоты кадров 4000 Гц, были обнаружены лишь крупномасштабные процессы с частотами порядка 100 Гц.

В [48] была осуществлена высокоскоростная видеосъемка потока расплава стали с использованием внешней подсветки. Камера была расположена под углом  $40^\circ$  к поверхности листа и  $45^\circ$  к направлению резки для одновременной регистрации течения в центральной части фронта и на боковой стенке. Для того, чтобы обеспечить достаточные условия освещения и обзора, авторам пришлось увеличить диаметр пучка до 1.7 мм, а расстояние между соплом и поверхностью металла до 3.5 мм. При резке образцов толщиной 3 мм на скоростях 1-2 м/мин получены качественные изображения фронта, продемонстрировано образование и перемещение областей «аккумуляции расплава». Несмотря на заявленную частоту кадров 20 кГц, на скоростях резки более 3 м/мин, изображения центральной части фронта выглядят нерезкими по сравнению с изображениями на более низких скоростях, что не позволяет различать какие-либо деформации на поверхности. В статье делается вывод, что на таких скоростях поток расплава гладкий. В качестве недостатка необходимо отметить, что значительно увеличенные, по сравнению с обычно применяемыми на практике, ширина канала и расстояние между соплом и поверхностью металла, неизбежно меняют газо- и гидродинамику процесса.

В [49] используется видеокамера и подсветка для определения длины и угла наклона фронта в процессе резки. Применялась технология удалённой резки (“remote cutting”) без вспомогательной струи газа. В таком режиме угол

наклона фронта (от вертикали) значительно больше, чем при использовании газовой струи.

Таким образом, большинство экспериментальных исследований ЛР проводится в модельных экспериментах, условия которых в той или иной степени отличаются от реального технологического процесса, что неизбежно ограничивает применимость полученных результатов.

#### **1.4 Мониторинг и оптимизация процесса ЛР**

При использовании ЛР в промышленный масштаб, остро встаёт вопрос о контроле качества. В процессе резки могут возникать дефекты, приводящие к локальному увеличению шероховатости кромок или даже к полному отсутствию прорезания. Использование людских ресурсов для контроля неудобно по нескольким причинам. Требуется содержать соответствующее количество квалифицированного персонала, кроме того контроль может быть осуществлен только после окончания обработки деталей, то есть подразумевает лишь выбраковку готовых деталей. Интерес представляет автоматизация этого процесса в той или иной степени. Исследования в этой области ведутся довольно давно, и ряд подобных систем сейчас коммерчески доступен [50, 51]. Они, однако, обладают некоторыми ограничениями. Выполнения автоматизированного мониторинга одновременно с резкой (применяются термины: «on-line», «in-line», «real-time», «онлайн», «в реальном времени») позволяет не только избежать дополнительных временных затрат, но также сократить потерю материала (возможно прервать выполнение программы при обнаружении брака). Наибольший интерес представляет выполнение онлайн мониторинга одновременно с адаптивным управлением параметрами процесса ЛР, такими как: мощность, давление, скорость, фокусировка. Это позволяет подстраивать параметры для поддержания оптимального режима резки в

случае, например, изменения направления резки или девиации характеристик материала. Что позволит либо полностью избежать брака, либо не допустить существенного снижения качества.

Методы и подходы к построению систем онлайн мониторинга имеют особые требования, отличающие их от методов для исследования процессов при ЛР. Среди них можно выделить:

- оборудование мониторинга не должно мешать выполнению рабочего цикла станка во всех режимах его работы;
- выходной сигнал системы мониторинга должен формироваться как можно быстрее;
- используемая в анализе информация должна обладать корреляцией с качеством, при этом она не обязательно должна позволять интерпретировать происходящие процессы.

При разработке систем онлайн мониторинга могут выбираться различные «пути» получения информации о процессе резки с целью её дальнейшего анализа. Регистрация конуса искр, формируемого под образцом во время резки, применялась в ряде работ. В качестве регистрирующего устройства в [17] использовались фоторезисторы, а в работах [52, 53, 54, 55] – ПЗС-камера. Все исследователи показали наличие взаимосвязи между размером и углом конуса искр с качеством и параметрами резки. Однако такая методика требует дополнительной системы позиционирования для сенсора в случае использования «летающей оптики». Кроме того, неблагоприятные условия (поток капель расплава) приводят к высокому риску повреждения сенсора.

Анализ акустического сигнала проводили несколько исследователей. В работе [56] утверждается, что неполное прорезание можно отследить по нерегулярному сигналу с микрофона, кроме того с помощью микрофона можно хорошо контролировать подвод газа. В [57] авторы приходят к

выводу, что с помощью микрофона можно успешно контролировать пробивку отверстий. Они, однако, допускают возможность использования такой системы лишь для грубой оценки: «происходила ли резка при оптимальных условиях или нет», так как из-за наличия прочих источников шума (система охлаждения, дымоотсос), отношение уровня полезного сигнала к шуму было весьма низким и не позволяло выделить из сигнала более детальную информацию.

Регистрация теплового излучения с помощью одного или нескольких фотодиодов для анализа результатов воздействия лазерного излучения описывается во многих работах. Большинство исследователей сходятся во мнении, что это позволит наиболее эффективно осуществить оперативный мониторинг в процессе обработки металла.

Фотодиод может располагаться соосно с направлением распространения излучения [58, 59, 60] или вне оси [9, 57]. Очевидно, что при внеосевом расположении фотодиода качественная регистрация излучения возможна лишь при перемещении головки в одном определенном направлении. Соответственно, для промышленного применения датчики должны строиться либо с соосным расположением, либо с использованием нескольких фотодиодов, расположенных вне оси, компенсируя зависимость от направления [57, 61]. Для исследовательских нужд внеосевое расположение предпочтительнее, в силу более равномерных условий «обзора» вдоль фронта реза.

Вышеуказанные работы сходятся в описании связи поведения сигнала фотодиода и параметров качества резки. А именно: высокое среднее значение сигнала фотодиода свидетельствует о наличии грата, дисперсия сигнала коррелирует с шероховатостью, а используя спектральный анализ, можно выделить частоту, соответствующую периоду шероховатости.

Следует отметить, однако, что подобную связь с качеством в действительности имеет лишь температура, а фототок с фотодиодов используется исходя из предположения о пропорциональности ей, что, вообще говоря, не всегда так. Поверхность металлического расплава, яркость которой регистрируется фотодиодом, находится в постоянном движении. Соответственно, световой поток в направлении фотодиода также хаотически изменяется, что и отображает фототок, даже при постоянной температуре. Избежать подобных неточностей позволяет метод многоволновой пирометрии (см. раздел 1.6). В нем происходит одновременная регистрация излучения в нескольких частотных диапазонах. Определяемая яркостная температура в этом случае является функцией отношения интенсивностей. Этот метод применялся, например, в [62, 63, 64].

Коаксиальная видеосъемка в процессе ЛР проводилась с использованием камеры, имеющей чувствительность в видимом диапазоне [65] или в ближней инфракрасной области [66]. В обоих случаях, на полученных изображениях была неразличима структура потока расплава. Дифференцировалось только «пятно» овальной формы, соответствующее наиболее горячей области фронта и прилегающих боковых кромок. Предложенные в работах системы мониторинга позволяют в режиме реального времени измерять линейные размеры нагретой области. Утверждается, что полученные таким образом данные имеют корреляцию с качеством, в частности с величиной шероховатости, наличием грата или локального выгорания металла.

### **1.5 Особенности обработки данных в режиме реального времени**

Для методов обработки данных, применяемых при онлайн мониторинге, становится важной вычислительная сложность используемых алгоритмов. Время, затрачиваемое микропроцессором на необходимые

вычисления, должно быть достаточно мало. Подразумевается, что управляющая команда на изменение тех или иных параметров процесса ЛР или просто индикация: «произошел брак или нет?» должны поступать в реальном времени, то есть временные масштабы контролирующей системы и контролируемой среды должны совпадать [67]. Продолжительность вычислений, кроме сложности алгоритма, определяется также производительностью используемого аппаратного обеспечения, что влияет на его стоимость.

Статистические методы анализа данных достаточно экономны по отношению к вычислительным ресурсам. Количество необходимых вычислительных операций для расчета, например, среднего значения выборки длиной  $N$  оценивается как  $N+1$ . Спектральные методы требуют более длительных вычислений. Вычисление быстрого преобразования Фурье (БПФ) от одной реализации длиной  $N$  требует  $N \log_2 N$  операций [68]. Таким образом, для осуществления, например, частотной фильтрации потребуется выполнить: прямое БПФ, удалить ненужную часть спектра, а затем выполнить обратное БПФ. Количество операций, таким образом, зависит от частотного диапазона, но не более  $2N \log_2 N + N$  операций. Прямой расчет корреляционной функции требует примерно  $2N^2$  операций. Его, однако, можно рассчитать с учетом теоремы Хинчина-Винера – через вычисление БПФ. В таком виде потребуется  $2N \log_2 N + N$  операций. Анализ видеоданных – самый ресурсоемкий процесс из-за большого объема информации, требующей обработки. Например, предложенная в [69] программно-аппаратная система отслеживания перемещения объектов в реальном времени требует примерно  $(10 \div 30) \cdot 10^6$  тактов процессора для обработки каждого кадра.

Необходимо учитывать, что при разработке аппаратных устройств для расчетов могут применяться специальные сигнальные процессоры, в которых

выполнение определенных математических процедур оптимизируется на аппаратном уровне. Например, расчет БПФ может ускоряться за счет реализации в них двоично-инверсной адресации [70]. При этом осуществляется аппаратная смена старших и младших битов адреса, а физической перезаписи данных в памяти не происходит.

## 1.6 Пирометрия

Пирометрией называется бесконтактное определение температуры тела по его тепловому излучению. Такое излучение зависит от температуры тела и испускается всеми телами, температура которых выше абсолютного нуля. Зная эту зависимость, по измеренному тепловому излучению можно определить температуру. Характер теплового излучения тела помимо температуры определяется свойствами самого тела и его поверхности. Точное описание параметров такого излучения существует только для идеализированных абсолютно черных тел (АЧТ). Для всех остальных – реальных тел – излучение можно описать, используя коэффициенты, характеризующие их «отличие» от АЧТ.

Закон Планка, устанавливающий связь между спектральной плотностью энергетической светимости АЧТ и его температурой, записывается:

$$E_n(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 (\exp(c_2/\lambda T) - 1)}, \quad (4)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  – константы.

В соответствии с законом Кирхгофа, отношение испускательной и поглощательной способностей любых тел равно испускательной способности АЧТ при тех же температуре и длине волны. Поскольку испускательная способность – то же самое, что и спектральная плотность энергетической светимости, то для реальных тел можно записать:

$$E(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)E_n(\lambda, T),$$

где  $\varepsilon(\lambda, T)$  - коэффициент излучения, равный поглощательной способности реального тела. Таким образом, чем хуже тело поглощает какие-либо лучи, тем хуже оно их испускает по сравнению с АЧТ. Тогда, зная коэффициент  $\varepsilon(\lambda, T)$  и измерив  $E(\lambda, T)$ , всегда можно вычислить температуру реального тела.

К сожалению, точное определение значений коэффициента  $\varepsilon(\lambda, T)$  представляется весьма трудной задачей, его значения могут варьироваться в весьма больших пределах в зависимости от длины волны и температуры. Также на него сильно влияет состояние поверхности тела. Тела, коэффициент излучения которых меньше коэффициента АЧТ и не зависит от длины волны, называются «серыми». Если коэффициент излучения постоянен в каком-либо ограниченном участке спектра, говорят, что тело – «серое» в данном участке спектра.

В случаях, когда коэффициент излучения неизвестен, использование формулы Планка для излучения нечерных тел дает условное значение температуры, в той или иной степени отличающееся от реальной температуры тела. При использовании спектральной плотности энергетической светимости нечерного тела, полученная температура называется «яркостной» и показывает такую температуру АЧТ, при которой оно бы обладало такой же энергетической светимостью, как и нечерное тело.

### ***1.6.1 Пирометрия методом спектрального отношения***

Для пирометрического определения температуры тела, необходимо измерить энергетический поток  $d\Phi$  от единицы поверхности тела, излучаемый в полусферу в некотором спектральном интервале  $d\lambda$  на длине волны  $\lambda$ :

$$d\Phi = E(\lambda, T)d\lambda = \varepsilon(\lambda, T)E_n(\lambda, T)d\lambda.$$



Реальный пирометр принимает поток излучения с некоторой области поверхности, излучаемый в некоторый телесный угол. Кроме того, геометрические и оптические свойства пирометра также ограничивают принимаемое им излучение. Результирующий поток является частью  $K(\lambda)$  потока, излучаемого телом:

$$d\Phi = K(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)E_n(\lambda, T)d\lambda.$$

Приемник излучения с чувствительностью  $S(\lambda)$  преобразует принимаемый поток в электрический сигнал  $U$ :

$$dU = S(\lambda)K(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)E_n(\lambda, T)d\lambda.$$

Это выражение определяет связь между температурой тела и измеряемым электрическим сигналом. С учетом (4) получаем:

$$dU = S(\lambda)K(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)\frac{c_1 d\lambda}{\lambda^5 (\exp(c_2/\lambda T) - 1)}.$$

Основная сложность при определении температуры таким способом – необходимость знать коэффициент  $\varepsilon(\lambda, T)$ .

Для преодоления этих трудностей может применяться метод пирометрии спектрального отношения. Он состоит в нахождении температуры из отношения величин потоков излучения в соседних спектральных диапазонах. Два приемника излучения такого пирометра имеют чувствительность в соседних диапазонах теплового излучения, центрированы на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и имеют одинаковую спектральную ширину полосы пропускания  $d\lambda$ . В таком случае, электрический сигнал с первого приемника будет определяться как:

$$dU_1 = S(\lambda_1)K(\lambda_1)\varepsilon(\lambda_1, T)\frac{c_1 d\lambda}{\lambda_1^5 (\exp(c_2/\lambda_1 T) - 1)},$$

со второго:

$$dU_2 = S(\lambda_2)K(\lambda_2)\varepsilon(\lambda_2, T)\frac{c_1 d\lambda}{\lambda_2^5 (\exp(c_2/\lambda_2 T) - 1)}.$$

Предполагаем, что чувствительности  $S(\lambda_1)$  и  $S(\lambda_2)$  нам известны, тогда их отношение – известный коэффициент:

$$\frac{S(\lambda_1)}{S(\lambda_2)} = s.$$

В случае, когда длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  близки, можно принять:

$$K(\lambda_1) = K(\lambda_2), \varepsilon(\lambda_1, T) = \varepsilon(\lambda_2, T),$$

и отношение сигналов с двух приемников будет:

$$r = \frac{dU_1}{dU_2} = \frac{\lambda_2^5 (\exp(c_2/\lambda_2 T) - 1)}{\lambda_1^5 (\exp(c_2/\lambda_1 T) - 1)} s.$$

Такое отношение  $r$  не зависит от коэффициента излучения тела и от поправочных коэффициентов, а определяется только температурой  $T$ . Так, метод пирометрии спектрального отношения упрощает проведение пирометрических исследований и повышает точность измерения температуры нечерных тел.

## 1.7 Выводы

Представлен обзор научной литературы по теме диссертационной работы. Рассмотрены физические аспекты процесса ЛР. Показано, что при анализе газолазерной резки необходимо учитывать большое число физических механизмов, включая гидродинамические, оптические и термодинамические. Рассмотрены способы диагностики процессов, происходящих при воздействии лазерного излучения на металл. Проведен анализ подходов к проведению мониторинга ЛР в режиме реального времени.

## **ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЛОКАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ФРОНТА РЕЗА И МЕХАНИЗМОВ ИХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ**

### **2.1 Тепловое излучение и динамика расплава**

Как было показано в разделе 1.3 – оптические методы сбора информации о процессе во время проведения ЛР применяются наиболее широко и позволяют получить больше полезной информации об исследуемом процессе по сравнению с другими методами. Среди их положительных качеств можно выделить бесконтактность, оперативность и локальность. Для использования в целях изучения динамики расплава излучение, регистрируемое оптическим датчиком из зоны ЛР, должно обладать информацией о структуре течения. В работах [48, 49] для этого используется внешняя подсветка. Положение каждой локальной площадки фронта по отношению к источнику света определяет её освещенность и модулирует световой поток в направлении регистрирующего устройства – то есть яркость. Поскольку для металлов характерна сильная зависимость коэффициента поглощения излучения от угла падения (см. раздел 1.2.3), переменный рельеф поверхности расплава будет модулировать поглощение лазерного излучения, приводя к неоднородному нагреву. Таким образом, распределение температуры по поверхности расплава содержит в себе информацию о её рельефе. Тогда потенциально можно использовать измерение колебаний температуры в нескольких областях фронта для исследования пространственно-временной динамики рельефа. При такой схеме измерения дополнительного источника света не требуется. Лазер

косвенно выступает в роли «подсветки» – регистрируется не само лазерное излучения, но его энергия.

Сбор данных о процессе ЛР одновременно с его проведением, с возможностью изменения параметров процесса в реальном времени (online monitoring & control), предъявляет специфические требования к применяемому оборудованию и методам (см. раздел 1.5). Сбор и обработка порции данных с формированием управляющих команд должны производиться в ограниченное время. Обработка видеоданных, записанных с высокой частотой кадров, требует значительных вычислительных ресурсов. При проектировании коммерческих систем мониторинга, становится важным вопрос стоимости применяемых комплектующих. С учетом вышесказанного можно сделать вывод о перспективности применения пирометрических многоканальных датчиков в лазерных термических технологиях, в частности ЛР, для онлайн мониторинга.

Рассмотрим возможность анализа теплового излучения из зоны резки для изучения динамики расплава. Очевидно, что температурные неоднородности, возникающие при модулировании поглощения на рельефе – лишь одна из возможных причин возникновения переменного температурного поля на фронте. Механизмы изменения температуры можно разделить на два вида: приводящие к образованию локальных неоднородностей температуры и к её изменению одновременно на всём фронте (или большей его части). С учетом движения расплава, изменение температуры в некоторой фиксированной «области наблюдения» может быть вызвано:

- Локальное изменение:
  - распространением неоднородностей рельефа поверхности расплава, модулирующих поглощение излучения;
  - перемещением существующих случайных температурных неоднородностей вместе с объёмом расплава;
  - конвективным перемешиванием.
- Изменение на всем фронте:
  - девиацией мощности лазера;
  - процессами, связанными с образованием регулярной шероховатости.

Кроме того, в условиях ЛР вероятно возникновение люминесценции компонентов сплава. При совпадении частот люминесцентных линий с областью чувствительности фотодатчиков пирометра расчетное значение температуры может быть искажено. Рассмотрим подробно эти механизмы.

### ***2.1.1 Поглощение излучения на неоднородном рельефе поверхности***

Во время ЛР наклон и профиль фронта зависят, в том числе, от скорости резки, толщины разрезаемого материала, давления газа и применяемой длины волны излучения [71, 72]. На поверхности расплава всегда присутствуют горбы и впадины, вызванные теми или иными причинами. Это расширяет диапазон локальных углов падения лазерного излучения. Поскольку для металлов характерна сильная зависимость коэффициента поглощения от угла падения (см. раздел 1.2.3), распределение поглощенной энергии лазерного излучения на фронте реза оказывается промодулировано наклоном локальной площадки. Коэффициент поглощения в различных областях фронта может отличаться в несколько раз (см. рисунок 2), приводя к неоднородному нагреву [73]. Также, при крупных

возмущениях рельефа, возможно образование под ними областей тени, в которых поглощается лишь рассеянное излучение.

В соответствии с оценкой (3) металлы проявляют быструю реакцию роста температуры на поглощенную энергию излучения. В результате локальное изменение температуры соответствует динамике возмущений рельефа поверхности. Последние перемещаются относительно объема расплава, изменяя условия локального поглощения, и вызывают соответствующее перемещение температурных неоднородностей. Нелинейная зависимость коэффициента поглощения от наклона локальной площадки не позволяет восстановить по температурному сигналу точный профиль рельефа поверхности. При этом частотные характеристики поля температуры и поверхностных возмущений согласуются. Это позволяет использовать данный метод в первую очередь для определения характеристик регулярных поверхностных неоднородностей.

Таким образом, перемещение через область наблюдения локальных неоднородностей рельефа поверхности, модулирующих поглощение лазерного излучения, вызывает температурные колебания в локальных областях фронта реза. Обстоятельный анализ механизмов формирования неустойчивостей фронта во время ЛР содержится в работах профессора В.С. Голубева, например [1]. Показывается, что на поверхности фронта вероятно образование волн в результате возникновения ряда гидродинамических неустойчивостей. В зависимости от параметров ЛР это могут быть: неустойчивость течения пленки расплава в присутствии тангенциального потока газа; неустойчивость давления режущего газа; движущаяся «полочка»; неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Также можно предположить возбуждение волн, связанное с тепловыми эффектами: термокапиллярной [74, 75] и испарительно-капиллярной [76] неустойчивостями. Любые образующиеся возмущения могут в свою очередь

порождать каскад капиллярных волн, составляющих процесс диссипации через механизмы капиллярной турбулентности.

### ***2.1.2 Случайные температурные неоднородности***

Кондуктивное перераспределение тепла в металле протекает медленнее нагрева лазерным излучением. Если возмущение рельефа, в некоторой области которого происходит повышенное поглощение излучения и нагрев, обладает ненулевой скоростью относительно поверхности расплава, то за таким возмущением будет формироваться температурный «шлейф», состоящий из приповерхностного объёма расплава, нагретого ранее. Сложная структура рельефа и одновременное развитие множества подобных эффектов неизбежно приведут к тому, что однородность температуры в «шлейфе» будет нарушена. Источником случайных температурных неоднородностей также является самая верхняя область фронта, где происходит периодическое изменение формы поверхности, влияющее на поглощение излучения и температуру поступающего вниз расплава. Такие случайные температурные неоднородности, обусловленные распределением тепла в приповерхностном слое расплава, до момента своего «исчезновения» (за счет выравнивания температуры механизмами теплопроводности) перемещаются с поверхностью расплава.

Таким образом, в процессе ЛР вдоль фронта реза со скоростью поверхности расплава перемещаются случайные температурные неоднородности, не связанные с локальным рельефом поверхности. Они могут обладать различными размерами и расстоянием друг от друга. Колебания температуры в некоторой локальной области фронта, обусловленные движением подобных неоднородностей, происходят в широком диапазоне частот. Оценим минимальный размер  $l$  образовавшейся температурной неоднородности на поверхности, которая не успеет исчезнуть за время

перемещения на расстояние 1 мм:  $\tau = 1_{\text{мм}}/\bar{V}_s$ . Время  $\tau$  выравнивания температуры можно оценить, как [77]:

$$\tau = \frac{l^2}{\pi^2 \chi},$$

тогда размер неоднородности:

$$l = \sqrt{\frac{1_{\text{мм}} \cdot \pi^2 \chi}{\bar{V}_s}} \approx 90_{\text{мкм}},$$

где  $\bar{V}_s \approx 7 \text{ м/с}$  – средняя скорость поверхности,  $\chi$  – температуропроводность.

В таком случае, для определения свойств температурных неоднородностей по анализу тепловой динамики в двух областях фронта, размер области замера температуры и расстояние между последовательными областями должны выбираться с учетом данной зависимости.

### 2.1.3 Конвективное перемешивание

В результате поглощения энергии лазерного излучения и распространения тепла в металле, в слое расплава образуется градиент температуры, направленный примерно по нормали к поверхности расплава. Оценим возможность образования неоднородного температурного поля на поверхности за счет конвективного перемешивания, путем выноса на поверхность более «холодных» глубинных объёмов расплава. Характерное число Рейнольдса для потока расплава в типичных для резки металлов условиях [78]:

$$\text{Re} = \frac{D_G \cdot V_m}{\nu} \approx \frac{30_{\text{мкм}} \cdot 5_{\text{м/с}}}{0.58_{\text{мм}^2/\text{с}}} \approx 300.$$

Здесь:  $V_m$  – скорость потока расплава,  $D_G = \frac{b \cdot d}{2 \cdot b + d}$  – гидравлический диаметр,

$b = 40_{\text{мкм}}$  – глубина потока,  $d = 300_{\text{мкм}}$  – ширина реза,  $\nu$  – кинематическая вязкость. Из оценки следует, что во время ЛР имеет место ламинарный



режим течения. При этом возможно возбуждение волн, но не происходит образования локальных вихрей [79].

Металлы характеризуются высокой теплопроводностью. Безразмерное число Прандтля, равное отношению кинематической вязкости к коэффициенту температуропроводности, в случае расплавов сталей много меньше единицы:

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\chi} \approx \frac{0.58 \text{ мм}^2/\text{с}}{6.1 \text{ мм}^2/\text{с}} = 0.095 \ll 1.$$

С учетом скорости выноса расплава вниз по фронту, конвекция доминирует на больших пространственных масштабах, обуславливая эффективность процессов удаления расплава. Число Пекле, характеризующее соотношение конвективных и молекулярных механизмов теплопередачи, в этом случае равно:  $\text{Pe} = \text{Pr} \cdot \text{Re} = 0.095 \cdot 300 \approx 30$ . Предположим, что поток вспомогательного газа, оказывающий сильное дестабилизирующее действие на течение расплава, интенсифицирует в нем вихревые конвективные процессы. Оценим характерные частоты локальных температурных колебаний, связанных с перемещением последовательности вихрей. Длина вихря не превышает нескольких толщин пленки расплава, тогда частота может быть оценена как  $\bar{V}_S / l_{\text{swirl}}$ , где  $\bar{V}_S$  – средняя скорость движения поверхности расплава,  $l_{\text{swirl}}$  – длина вихря. Для случая [78]:  $\bar{V}_S \approx 7 \text{ м/с}$  и  $l_{\text{swirl}} \approx (1 \div 3) \cdot 10^{-4} \text{ м}$ , оценка частоты составляет:  $(23 \div 70) \text{ кГц}$ . Таким образом, температурные колебания, обусловленные конвективным перемешиванием, могут происходить с частотами порядка десятков кГц, температурные колебания с более низкими частотами не связаны с внутренней структурой течения расплава.

#### ***2.1.4 Процессы, приводящие к изменению температуры одновременно на всем фронте***

Одновременное изменение температуры на большой области фронта связывается многими исследователями с процессом формирования регулярной шероховатости боковых кромок реза. Существуют различные представления о детальной структуре протекающих процессов. Рассмотрим два механизма, работающих в области низких скоростей резки – менее скорости распространения волны проплавления [9, 57-61] или скорости линейного горения [44, 60, 80]. В первом случае рассматривается механизм периодического «опережения» лазерного луча фазовой границей «расплав – твердый металл». За счет непрерывного удаления образующегося расплава газовой струей поверхность фронта перемещается на периферию или даже «выходит» из-под луча, что ведёт к изменению условий поглощения излучения и воздействия газа на всем фронте сразу. В результате температура падает, движение фазовой границы замедляется и останавливается. Затем луч «нагоняет» фронт и цикл повторяется. Второй случай описывает циклический механизм окисления при использовании кислорода в качестве режущего газа. Оксидная пленка на поверхности фронта затрудняет диффузию кислорода к железу. По мере увеличения её толщины окисление замедляется. После удаления пленки газом скорость реакции восстанавливается. Экзотермическая реакция окисления даёт существенный энергетический вклад в процесс ЛР и, протекая с переменной скоростью, приводит к колебаниям температуры на всем фронте.

Использование лазеров, работающих в импульсно–периодическом режиме, приводит к регистрируемому колебанию температуры во всей области поглощения с частотой следования импульсов.

### ***2.1.5 Влияние люминесценции на измерение температуры***

Во время обработки лазерным излучением может происходить испарение стали и частичная ионизация паров, то есть образование плазмы. Атомы и ионы железа, а также элементов примесей, таких как Si, Mn, Ni, Cu, Cr, в поле лазерного излучения могут приобретать дополнительную энергию с переводом их в возбужденное состояние. Последующий излучательный переход электронов в атомах и ионах в основное состояние даёт люминесцентные линии в спектре излучения из зоны резки.

Наличие плазмы в зоне воздействия излучения на металл является нежелательным фактором, ухудшающим качество реза. Плазма поглощает лазерное излучение (особенно дальней ИК области, в частности 10.6 мкм), экранируя обрабатываемую поверхность. Появление плазмы свидетельствует о перегреве расплава и наличии активного кипения, что также ухудшает стабильность процесса ЛР. Технологические режимы стараются подбирать таким образом, чтобы минимизировать эти эффекты, в том числе за счет изменения давления вспомогательного газа, удаляющего образующуюся плазму. Тем не менее, спектральные линии люминесценции обычно очень яркие и наличие даже небольшого количества событий люминесценции может привести к ошибке исчисления интегрального теплового излучения.

Результаты практических спектроскопических измерений излучения из зоны воздействия мощного лазерного излучения на сталь [81, 82] показывают, что наблюдаемые люминесцентные линии атомов и ионов элементов, входящих в состав сталей расположены в области менее 600 нм. Таким образом, эти линии попадают в область средней и низкой чувствительности кремниевого фотодиода и могут изменять величину измеряемой интегральной энергетической светимости, а также результирующее отношение этих светимостей, по сравнению с чисто тепловыми. В работах [83, 84] исследовалась временная динамика

интенсивности люминесцентных линий примесей стали, а также электронной температуры плазмы во время лазерной и дуговой обработки стали. Было показано, что частоты колебаний не превышают 100 Гц. Таким образом, люминесценция может внести погрешность в определение абсолютных значений яркостной температуры, но не влияет на частотные характеристики выше 100 Гц.

\* \* \*

Таким образом, диагностика, использующая измерение теплового излучения фронта реза, может применяться для изучения динамики расплава во время ЛР. В силу нелинейной зависимости коэффициента поглощения от наклона локальной площадки данный подход позволяет определять частотные характеристики возмущений рельефа поверхности. В таком случае для исследования доступны только регулярные процессы, происходящие на фронте реза.

Для получения дополнительной информации может применяться одновременная регистрация теплового излучения из нескольких локальных областей фронта. Последующий совместный анализ данных из различных областей позволит исследовать пространственно-временные характеристики поверхностных возмущений.

## **2.2 Экспериментальная установка**

Для изучения пространственно-временной динамики расплава путем анализа теплового излучения из зоны резки было разработано и сконструировано диагностическое измерительное оборудование, которое интегрировалось в промышленный лазерный комплекс. Предложенная нами схема эксперимента позволяет произвести регистрацию колебаний яркостной температуры одновременно в четырёх областях фронта реза во время

проведения обычного процесса ЛР. Схема установки, включающая в себя лазер, многоканальный пирометр собственной разработки и систему сбора данных, представлена на рисунке 4.

Это типичная схема ЛР с «летающей оптикой», при этом на лазерной головке с помощью кронштейна крепилась оптическая система пирометра. Внеосевое расположение оптической системы пирометра было выбрано для обеспечения большей равномерности условий «обзора» вдоль фронта реза, по сравнению с осевым расположением, а также для упрощения технической реализации. Ось пирометра наклонена примерно на  $30^\circ$  к плоскости листа металла. Сигналы с каналов пирометра оцифровывались, после чего полученный поток данных записывался на жесткий диск для последующей обработки.

Эксперименты проводились с использованием  $\text{CO}_2$ -лазера. Для резки использовались листы низкоуглеродистой стали марки «Ст.3» толщиной 3 мм и 6 мм. В качестве вспомогательного газа использовался кислород. Параметры процесса ЛР варьировались в широком диапазоне. Материал образцов, их толщина, а также вид вспомогательного газа были выбраны с учетом их широкого практического применения.

Яркостная температура регистрировалась одновременно в четырёх областях фронта реза. «Области наблюдения» были расположены на расстоянии примерно 0.6 мм друг под другом на глубинах: 0.6, 1.2, 1.8 и 2.4 мм от поверхности листа вдоль фронта (пример расположения при резке металла толщиной 3 мм приведен на рисунке 5).

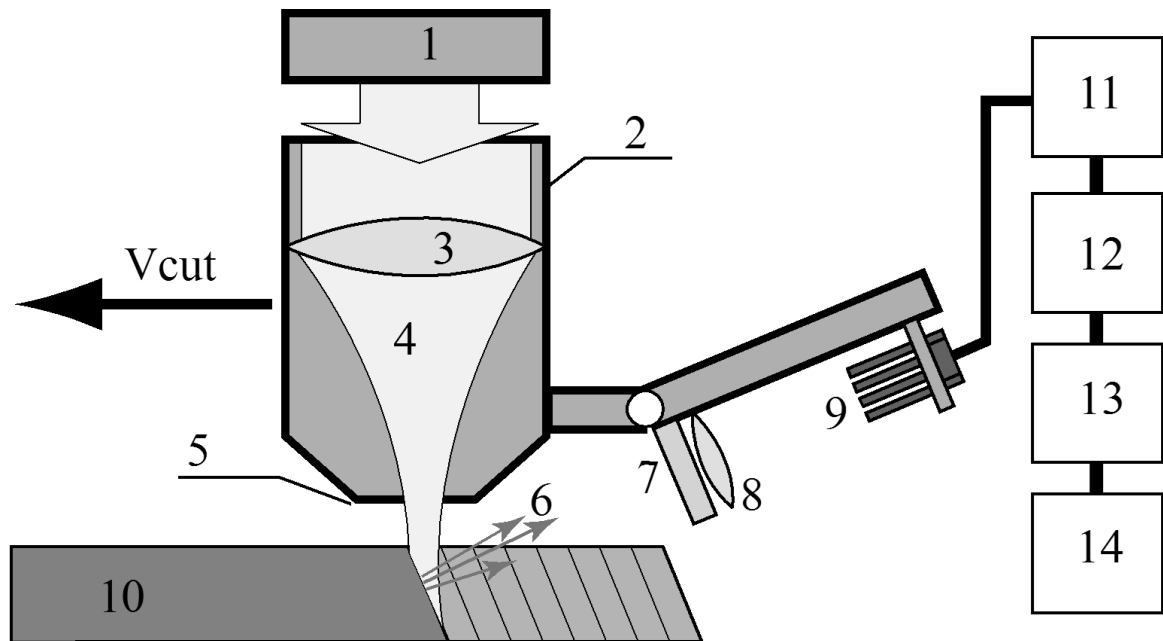


Рисунок 4 – Схема экспериментальной установки. 1 – CO<sub>2</sub>-лазер, 2 – режущая головка, 3 – линза головки, 4 – пучок лазерного излучения, 5 – сопло, 6 – тепловое излучение расплава, 7 – защитный фильтр, 8 – линза пирометра, 9 – торцы оптоволокон, 10 – обрабатываемый образец, 11 – блок сенсоров K1713-05, 12 – блок предварительного усиления, 13 – АЦП, 14 – компьютерная обработка цифровых сигналов

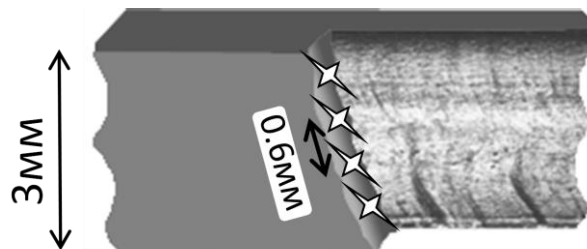


Рисунок 5 – Расположение областей наблюдения на фронте реза для образцов толщиной 3 мм

### 2.2.1 Лазер

Эксперименты проводились с использованием лазерного станка «Trumatic L2530» с CO<sub>2</sub>-лазером TLF1500 мощностью 1500 Вт (Trumpf). Скорость резки варьировались в диапазоне примерно  $\pm 20\%$  от номинального значения для данной толщины металла. Остальные параметры, устанавливались в соответствии с технологической картой.

CO<sub>2</sub>-лазер генерирует непрерывное излучение с длиной волны 10.64 мкм и круговой поляризацией. В головке применялась линза с фокусным расстоянием 127 мм, диаметр луча в перетяжке составлял 0.3 мм. Фото лазерной головки с прикрепленной оптической системой пирометра представлено на рисунке 6.

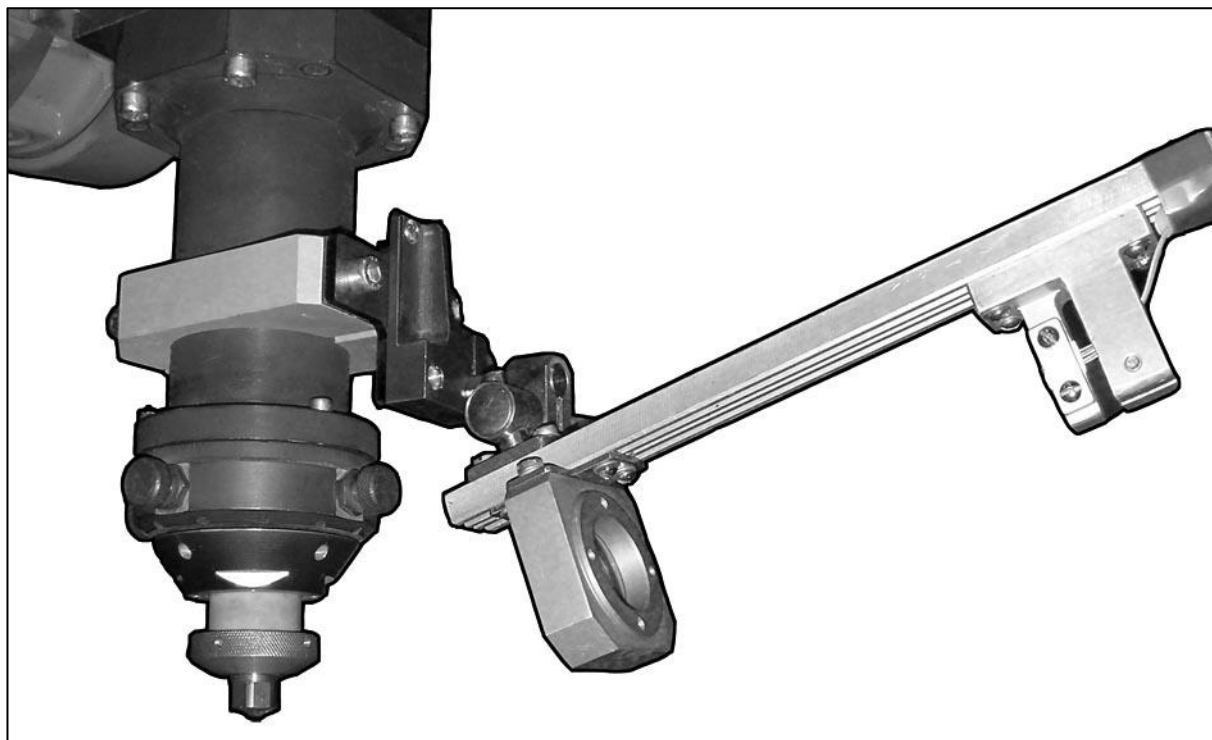


Рисунок 6 – Фотография лазерной головки с прикрепленной оптической системой пирометра

### ***2.2.2 Параметры процесса ЛР***

Параметры использованного оборудования и настроек при резке с помощью CO<sub>2</sub>-лазера: дюза с отверстием  $d = 0.8$  мм располагалась над образцом на расстоянии 0.5 мм; фокус линзы устанавливался на 0.3 мм ниже поверхности листа. Скорость резки изменялась в диапазоне 70-120% от «табличной оптимальной» скорости для конкретного металла. При резке листов 6 мм использовалось четыре варианта давления кислорода: 0.1, 0.2, 0.45 и 0.6 МПа. Скорость резки изменялась в диапазоне: 23-40 мм/с. «Табличные оптимальные» параметры для резки такого металла: скорость –

33 мм/с, давление кислорода – 0.45 МПа. При резке пластин толщиной 3 мм скорость резки варьировалась в диапазоне от 37 до 64 мм/с. Использовались давления 0.1 и 0.25 МПа. «Табличный» режим: скорость 53 мм/с, давление 0.25 МПа. Во всех экспериментах плотность мощности лазерного излучения составляла, согласно оценкам, около  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

### **2.2.3 Пирометр**

Оптическая система пирометра состоит из ZnSe линзы (фокусное расстояние 63 мм, диаметр 25.4 мм) и оптоволокон, торцы которых закреплены в ряд друг под другом на кронштейне. Конфигурация, оптической системы пирометра такова, что торцы оптоволокон освещаются излучением, испущенным из локальных областей, расположенных друг под другом вдоль фронта реза. Это позволило измерять локальные пульсации яркостной температуры в областях, отстоящих друг от друга на расстояние  $d \approx 0.6$  мм. Пространственное разрешение каждого канала пирометра, в соответствии с диаметром сердечника оптоволокон и коэффициентом усиления оптической системы, составляет около 100 мкм. Излучение из каждого оптоволокон подается на свой фотодетектор K1713-05 (Hamamatsu), состоящий из двух расположенных друг над другом фотодиодов (Si и InGaAs). Кремниевый фотодиод имеет чувствительность в диапазоне 0.45-1.05 мкм и прозрачен для излучения бóльших длин волн. Он в виде тонкой пленки располагается над InGaAs фотодиодом, чувствительном к излучению в диапазоне от 1.05 до 1.65 мкм (см. рисунок 7). Фототок с фотодиодов усиливался и оцифровывался, после чего записывался на жесткий диск для последующей обработки и расчета яркостной температуры. Всего было смонтировано четыре канала (оптоволоконно + двойной фотодетектор), что позволило нам регистрировать тепловое излучение из четырех областей фронта реза.



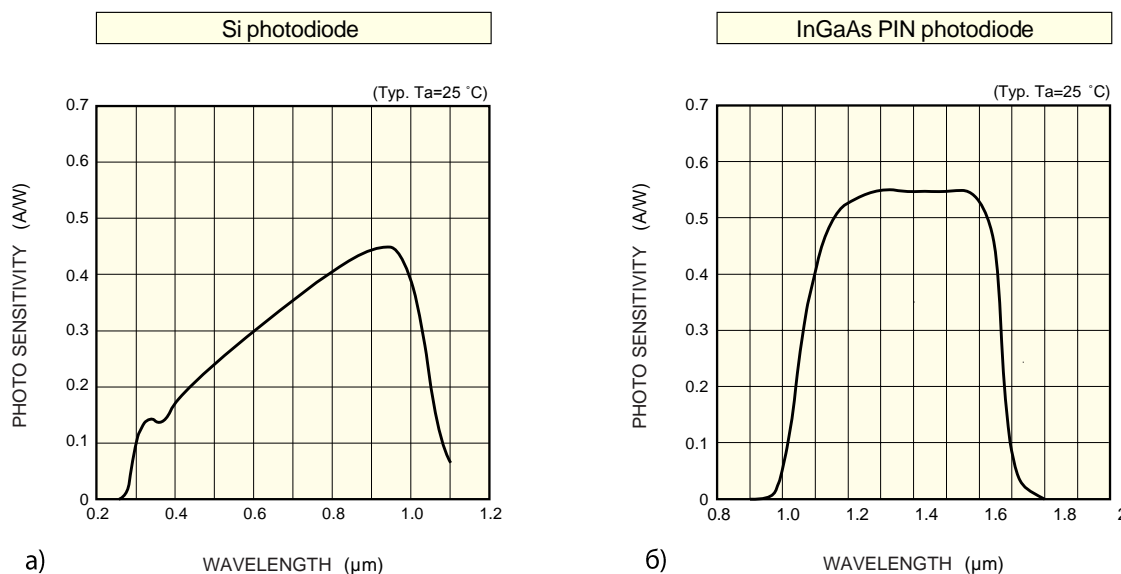


Рисунок 7 – Характеристики фотодиодов пирометра [85]

В нашем случае сигнал с каждого фотодиода можно представить интегралом по области чувствительности. Тогда искомое отношение (см. раздел 1.6) будет выглядеть:

$$r = \frac{\int_{\lambda_1} S(\lambda) K(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) E_n(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_2} S(\lambda) K(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) E_n(\lambda, T) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1} S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_2} S(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_{\lambda_1} K(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_2} K(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \cdot \frac{\int_{\lambda_1} E_n(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_2} E_n(\lambda, T) d\lambda}.$$

Отношение интегралов известных чувствительностей фотодиодов  $S(\lambda_1)$  и  $S(\lambda_2)$  рассчитывается. Следующий множитель – коэффициент, не зависящий от материала, определяется однократно калибровкой. Значения коэффициента излучения в близких диапазонах чувствительности фотодиодов считаем приближенно равными и сокращаем. Сделав это допущение, мы теряем возможности претендовать на определение реальной температуры, и всюду будем считать, что мы имеем дело с условной яркостной температурой. Оставшееся отношение интегралов формулы планка легко рассчитывается и позволяет определить яркостную температуру тела.

### 2.2.4 Оцифровка

Для оцифровки использовался РС-совместимый компьютер, оснащенный 14-битной платой АЦП L-1450 (L-Card). Каждый канал пирометра требует записи двух потоков данных – по одному с каждого из двух фотодиодов. Таким образом, для четырёх датчиков использовалось 8 каналов. Частота АЦП устанавливалась равной 320 кГц. В плате реализована последовательная выборка, поэтому заданная частота АЦП делится на количество «одновременно» записываемых потоков данных. На каждый из 8 используемых каналов приходилось 40 кГц – временная выборка составляла 25 мкс.

## 2.3 Осциллограммы яркостной температуры

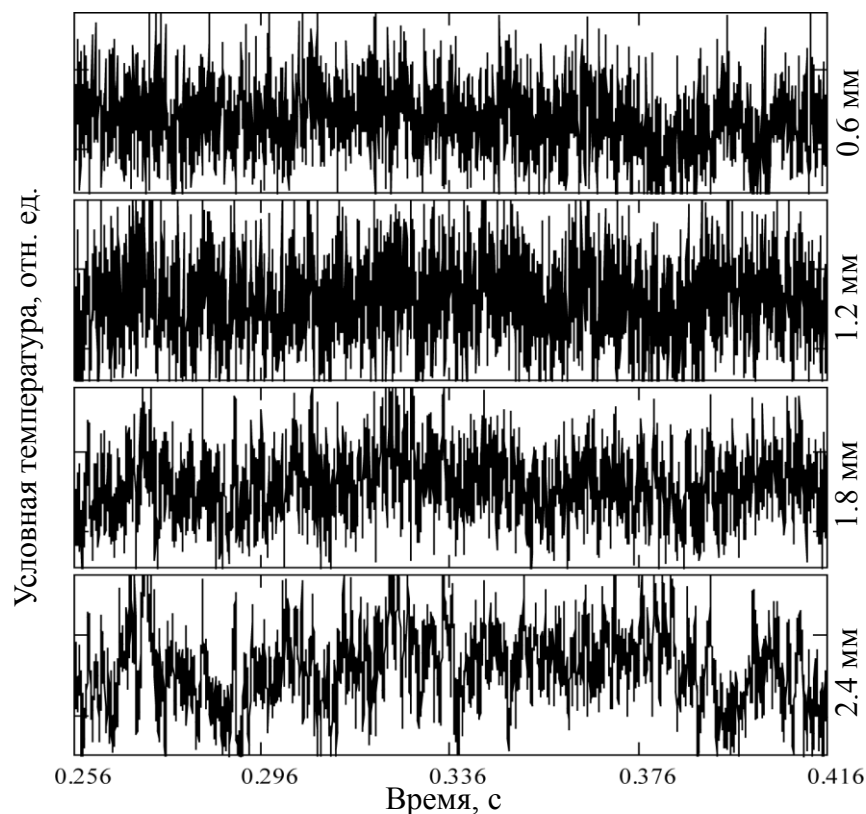


Рисунок 8 – Осциллограммы яркостной температуры в четырёх областях наблюдения. Расстояние от верхней кромки листа указано справа.

Сталь 6 мм,  $p = 0.45 \text{ МПа}$ ,  $V_c = 33.3 \text{ м/с}$

В результате оцифровки сигналов пирометра на жестком диске компьютера были сохранены файлы, содержащие многоканальные данные временной динамики фототоков фотодиодов. Используя описанный математический алгоритм, по ним рассчитывались соответствующие многоканальные осциллограммы колебаний яркостной температуры. На рисунке 8 представлены типичные временные зависимости яркостной температуры в четырёх областях наблюдения (образец 6 мм,  $p = 0.45 \text{ МПа}$ ,  $V_c = 33.3 \text{ м/с}$ ). На рисунке 9 с более крупным масштабом видно, как некоторая температурная неоднородность с задержкой появляется в последовательных областях наблюдения. Для расчета корреляционных функций неважно абсолютное значение температуры, а лишь её относительное изменение и частотные характеристики. Это снижает требования к калибровке пирометра. По этой причине на осциллограммах не указываются численные значения температуры, и соответствующая ось обозначается, как «условная температура».

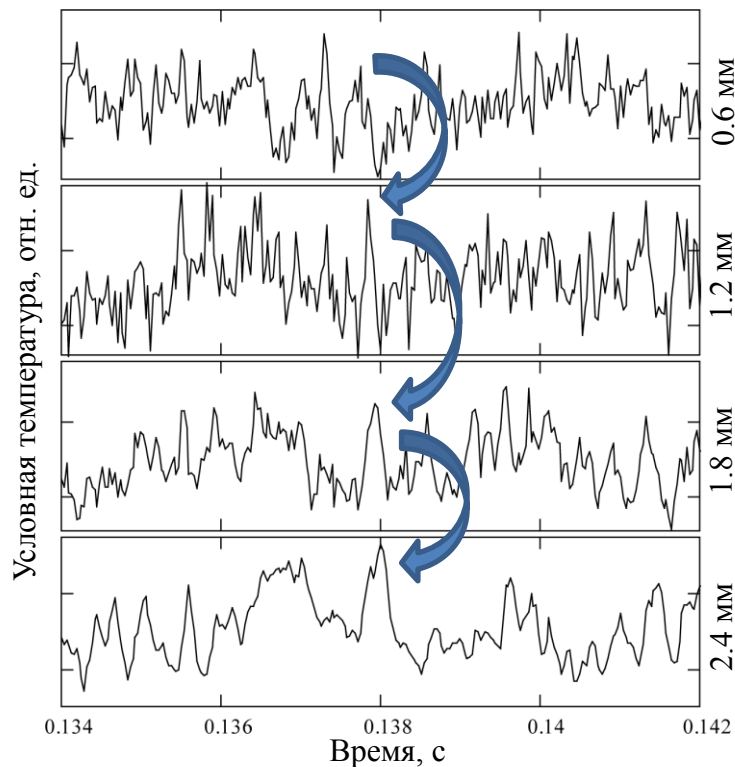


Рисунок 9 – Перемещение температурной неоднородности вдоль по фронту реза. Условия те же, что и на рисунке 8

## 2.4 Автокорреляционный анализ температурных колебаний

Используем аппарат автокорреляционного анализа для того, чтобы определить характер происходящих на фронте температурных колебаний. С этой целью массив данных был поделен на равные по длительности (примерно 10 мс) выборки, для каждой из них была рассчитана автокорреляционная функция, а затем было проведено усреднение по 49 выборкам. Полученные автокорреляционные функции можно разделить на две группы (см. рисунки 10 и 11). Для первой группы – рисунок 10 – характерно наличие двух независимых процессов, приводящих к изменению температуры на существенно отличающихся временных масштабах. Узкий пик в области нулевых значений задержки характеризует процесс с малым временем корреляции, то есть периодом, в течение которого поведение температуры зависит от своих предшествующих значений. Такая картина

типична для турбулентных режимов [86], связанных с возбуждением колебаний в широкой полосе частот.

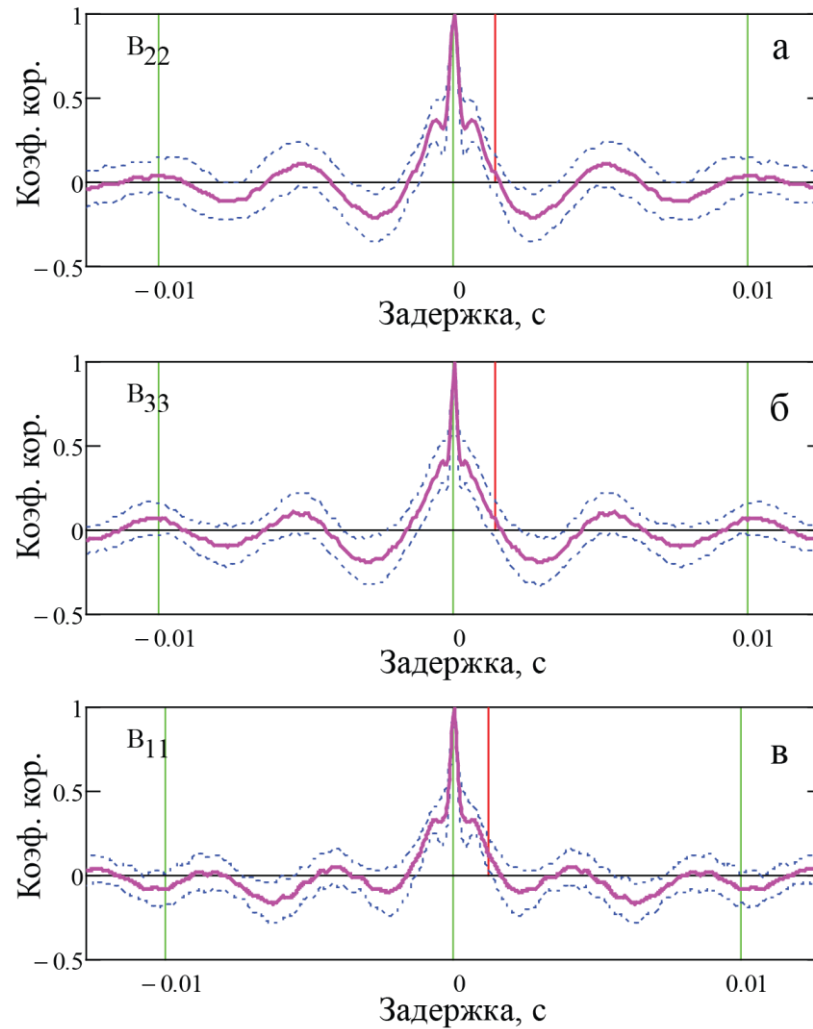


Рисунок 10 – Усредненные автокорреляционные функции. Разброс по выборкам обозначен пунктиром. Определяются два процесса. а – 6 мм,  $V_{\text{cut}}=23$  мм/с,  $P=0.2$  МПа; б – 6 мм,  $V_{\text{cut}}=30$  мм/с,  $P=0.6$  МПа; в – 3 мм,  $V_{\text{cut}}=43$  мм/с,  $P=0.25$  МПа

Второй процесс на графике автокорреляционной функции представлен более низким и широким пиком в центре, а также симметричными колебаниями по бокам. Это периодический процесс с фиксированной частотой повторения. В зависимости от параметров процесса ЛР оценка частоты по периоду колебаний даёт 70-300 Гц. На автокорреляционных

функциях из второй группы (рисунок 11) присутствует только турбулентный процесс.

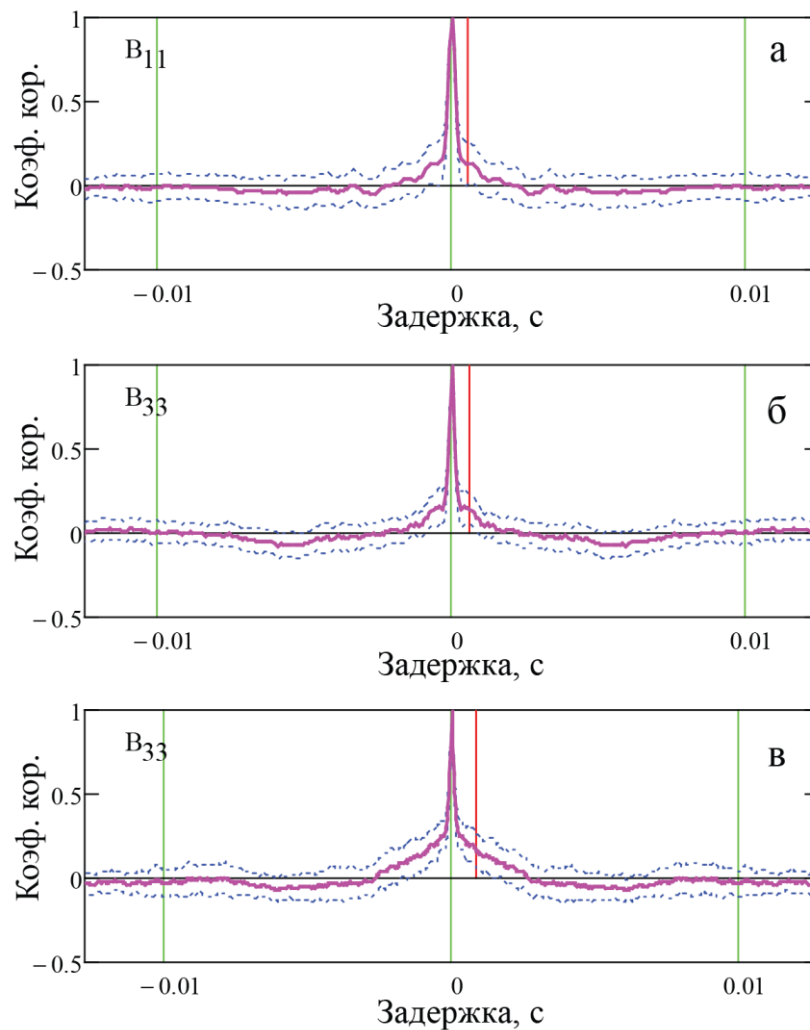


Рисунок 11 – Усредненные автокорреляционные функции. Разброс по выборкам обозначен пунктиром. Определяется один процесс. а – 6 мм,  $V_{\text{cut}}=40$  мм/с,  $P=0.2$  МПа; б – 6 мм,  $V_{\text{cut}}=40$  мм/с,  $P=0.45$  МПа; в – 3 мм,  $V_{\text{cut}}=53$  мм/с,  $P=0.1$  МПа

Два процесса определяются при ЛР образцов 6 мм с использованием скоростей резки ниже максимальной ( $< 40$  мм/с), а для образцов 3 мм – при давлении 0.25 МПа и скоростях 37-43 мм/с. Видно, что турбулентный процесс определяется во всех экспериментах, в то время как периодический процесс реализуется только при использовании скоростей резки ниже примерно 40 мм/с.

Колебаниям температуры с частотами порядка 100 Гц, с учетом движения расплава, соответствуют масштабы возмущений, превышающие длину фронта. Таким образом, такие изменения температуры присущи всему фронту в целом, либо это редкие локальные возмущения. Эффект возникновения низкочастотных колебаний температуры на фронте реза рассматривался многочисленными исследователями в связи с образованием регулярной шероховатости боковых кромок реза, например [9, 57-61] (см. раздел 2.1.4). Такие изменения температуры возникают при использовании режимов с низкой скоростью резки. В таких условиях происходит периодическое колебание фронта реза относительно луча. Это приводит к изменению поглощения излучения одновременно на всем фронте и колебаниям температуры. В ряде работ, например [44, 60, 80], этот эффект интерпретируется как результат циклического окисления: чередование процессов воспламенения, горения и затухания с соответствующим периодическим изменением температуры.

Амплитуда колебаний температуры, вызванных таким низкочастотным процессом, много больше, чем её изменение за счет модуляции поглощения на возмущениях рельефа. Применяя частотную фильтрацию можно показать, что периодический низкочастотный процесс вместе с сильными гармониками ограничен сверху частотой примерно 400 Гц (на 6 мм) или 800 Гц (на 3 мм). На более высоких частотах колебания температуры обусловлены динамикой локальных поверхностных возмущений или случайных температурных неоднородностей. Возможность влияния переменной мощности излучения мы не рассматриваем в связи с использованием лазеров непрерывной генерации. Автокорреляционные функции после обработки данных фильтрами низкой и высокой частоты приведены на рисунке 12 для тех же ранее использовавшихся сигналов. В таблице 1 представлены времена корреляции отфильтрованных сигналов. Характерно, что значения для

низкочастотного и высокочастотного диапазонов отличаются на порядок. Малое время корреляции в частотном диапазоне выше 400 Гц свидетельствует о вовлечении в процесс большого количества мод.

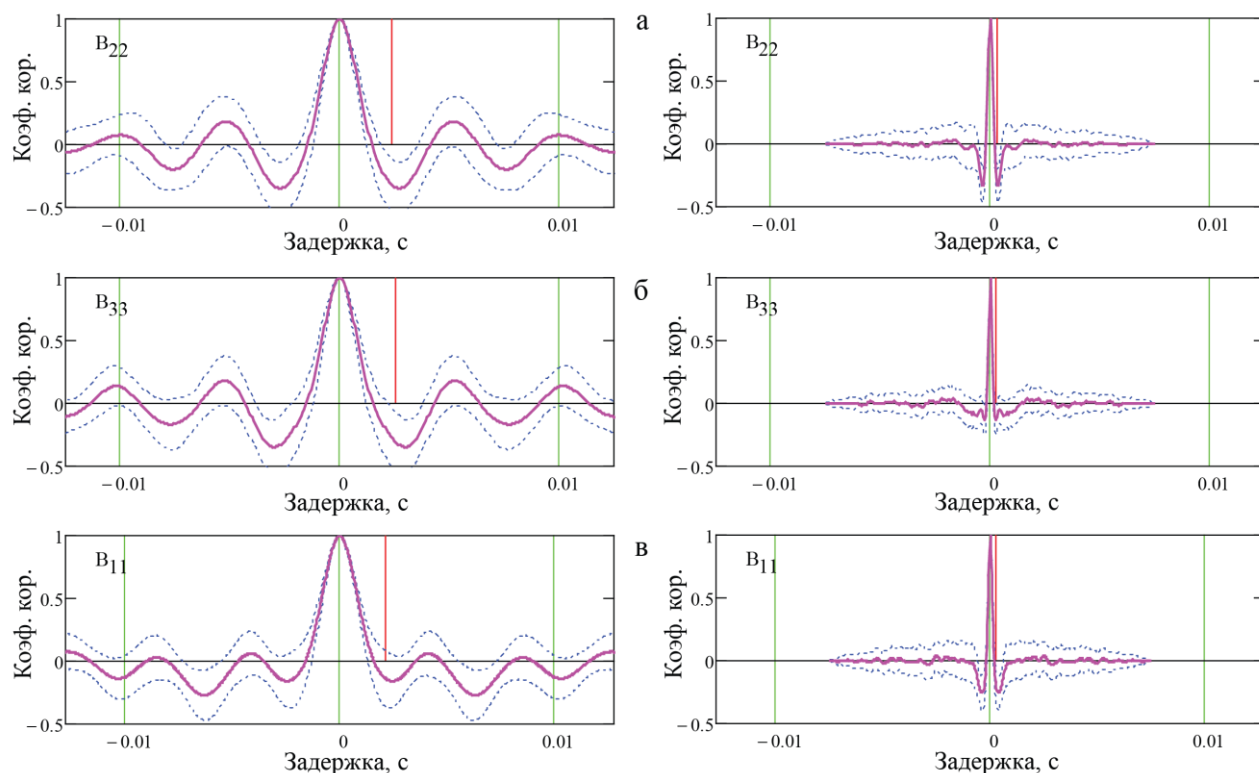


Рисунок 12 – Усредненные автокорреляционные функции фильтрованных сигналов. Обозначения те же, что и на рисунке 10. Левая колонка – диапазон частот: 0-400 Гц, правая колонка – частоты более 400 Гц

Таблица 1 – Времена корреляции отфильтрованных сигналов

эксперимент	Время корреляции, мс	
	0 - 400 Гц	> 400 Гц
6 мм, $V_{\text{cut}} = 23$ мм/с, $P = 0.2$ МПа	2,58	0,3
6 мм, $V_{\text{cut}} = 30$ мм/с, $P = 0.6$ МПа	2,4	0,24
3 мм, $V_{\text{cut}} = 43$ мм/с, $P = 0.25$ МПа	2,1	0,27

Как было показано в разделе 2.1, локальные колебания температуры могут быть обусловлены перемещением по поверхности как возмущений рельефа, так и случайных температурных неоднородностей. По данным,



полученным из одной области наблюдения, невозможно определить, сколько и какие неоднородности оказывают влияние на изменение температуры. Поскольку мы имеем дело с временным усреднением, широкополосность сигнала может быть как следствием одновременной реализацией множества колебаний с различными частотами, так и следствием зависимости параметров (скорость, пространственный масштаб) одного узкополосного процесса от времени. В такой ситуации пространственно-временные характеристики необходимо исследовать с применением частотной фильтрации в достаточно узких диапазонах, и для получения сведений о скоростях, типах и масштабах поверхностных образований использовать совместный анализ данных из нескольких областей наблюдения.

## **2.5 Выводы**

Проанализирована возможность использования теплового излучения из зоны воздействия лазерного излучения на металл для диагностики динамики расплава во время ЛР. Сделан вывод о перспективности такого подхода. Разработана и сконструирована экспериментальная установка, позволяющая регистрировать колебания яркостной температуры одновременно в четырех областях фронта реза во время проведения ЛР. В установке применяется многоканальный двухцветный пирометр собственной разработки. Проведена экспериментальная резка стальных пластин толщиной 3 и 6 мм с одновременной регистрацией яркостной температуры. Параметры процесса ЛР изменялись в широком диапазоне. Проведен автокорреляционный анализ полученных данных. Показано, что пульсации яркостной температуры в локальных областях фронта реза во время ЛР стали, происходящие с частотами выше определенного «порогового» значения, отображают перемещение локальных возмущений рельефа или случайных температурных

неоднородностей. Пороговая частота зависит от условий ЛР и связана с процессами образования регулярной шероховатости.

## **ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВА НА ФРОНТЕ РЕЗА**

### **3.1 Методика определения скорости температурных неоднородностей**

Совместно анализируя температурные колебания в различных областях фронта реза, можно получить информацию о пространственно-временных характеристиках течения, в частности, скорости течения и свойствах поверхностных возмущений и волн, распространение которых ведет к локальному изменению температуры. В данной главе для этого предлагается использовать методы корреляционного анализа.

#### ***3.1.1 Идея и особенности методики***

За основу предлагаемой методики взят распространенный взаимно-корреляционный метод определения скорости [87]. Предположим, что некоторое локальное распределение температуры на поверхности расплава, перемещаясь из одной области наблюдения в другую, сохранит в достаточной мере свою структуру, тогда, рассчитав взаимную корреляционную функцию, можно определить время, которое заняло это перемещение. Зная расстояние между областями наблюдения, можно вычислить скорость перемещения. Мы ограничимся рассмотрением регулярных процессов, которые приводят к регулярному формированию на поверхности расплава определенных температурных неоднородностей. Подразумевается, что в ходе «процесса» неоднородности образуются под действием конкретного физического механизма.

Частотные характеристики температурного сигнала позволяют судить о пространственном масштабе неоднородностей. Их перемещение происходит либо со скоростью локальных возмущений рельефа, либо со скоростью поверхности расплава.

Оценим максимальную и минимальную скорости, которые возможно определить этим способом. Минимально разрешимая скорость ограничена длиной корреляции температурного сигнала. При превышении такого временного интервала при движении между областями наблюдения, сигнал естественным образом изменится настолько, что уровень корреляционной связи будет недостаточным для определения задержки, тогда минимальная скорость определяется:  $v_{\min} = d_{vp} / \tau_c$ . В случае длины корреляции  $\sim 0.27 \text{ мс}$  (раздел 2.4) минимальная скорость равна:

$$v_{\min} = \frac{d_{vp}}{\tau_c} = \frac{0.6 \text{ мм}}{0.27 \text{ мс}} \approx 2.2 \text{ м/с}.$$

Максимальная скорость, которую можно измерить, определяются частотой оцифровки данных температуры в каждом канале. В нашем случае шаг дискретизации составляет:  $\tau_{ADC} = 1/f_{ADC} = 0.025 \text{ мс}$  и верхняя граница оценки скорости составит:

$$v_{\max} = \frac{d_{vp}}{\tau_{ADC}} = \frac{0.6 \text{ мм}}{0.025 \text{ мс}} \approx 24 \text{ м/с}.$$

Данная скорость будет получена, если перемещение между областями наблюдения заняло по времени ровно один дискретный отсчет.

Погрешность определения скорости зависит от точности определения временного интервала задержки  $\tau$  и может достигать значительных величин на максимальной скорости. Повышение точности достигается использованием метода параболической аппроксимации при определении положения максимума корреляции на дискретной сетке отчетов.

### ***3.1.2 Необходимость частотной фильтрации***

В разделе 2.1 показано, что вклад в регистрируемые колебания температуры могут одновременно вносить неоднородности, образованные под действием различных механизмов. При использовании традиционного широкополосного метода взаимной корреляции произойдет наложение результирующих корреляционных пиков, характеризующих запаздывание каждого возмущения. Различимость отдельных пиков зависит от ширины полосы частот каждого процесса и близости их параметров [88]. В общем случае, при использовании автоматизированных методов обработки корреляционных функций, выделена будет минимальная задержка, соответствующая самому быстрому возмущению, которое, таким образом, «экранирует» все остальные.

Различные регулярные поверхностные возмущения обладают различными скоростями и пространственными периодами повторения, таким образом, температурные сигналы, отображающие их распространение, имеют различные частотные характеристики. Следовательно, предварительная частотная фильтрация позволяет независимо определять задержку при распространении различных поверхностных возмущений. При этом частотный диапазон фильтрации должен быть с одной стороны достаточно широким, чтобы учесть сложную структуру сигнала, а с другой стороны, достаточно узким, чтобы уменьшить вероятность перекрытия частотных областей различных регулярных возмущений и «экранирования».

### ***3.1.3 Пример фильтрации.***

На рисунке 13 представлен вид температурного сигнала из одной области наблюдения до и после прохождения частотной фильтрации. Для примера представлено пять вариантов окон фильтрации. Видно, что амплитуда колебаний в отдельных частотных диапазонах изменяется,

периодически спадая до минимума. Уменьшение амплитуды означает либо затухание соответствующего регулярного поверхностного возмущения, либо изменение его параметров и переход в другой частотный диапазон. В моменты, когда амплитуда минимальна, то есть отсутствуют неоднородности, попадающие в данный частотный диапазон, происходит сбивка фазы колебаний, соответствующая смене цуга волн.

Можно заметить, что амплитуды колебаний в каждом частотном диапазоне достигают максимума в разное время. Это может быть связано с некоторой очередностью образования тех или иных видов регулярных поверхностных возмущений или с постепенным изменением их параметров.

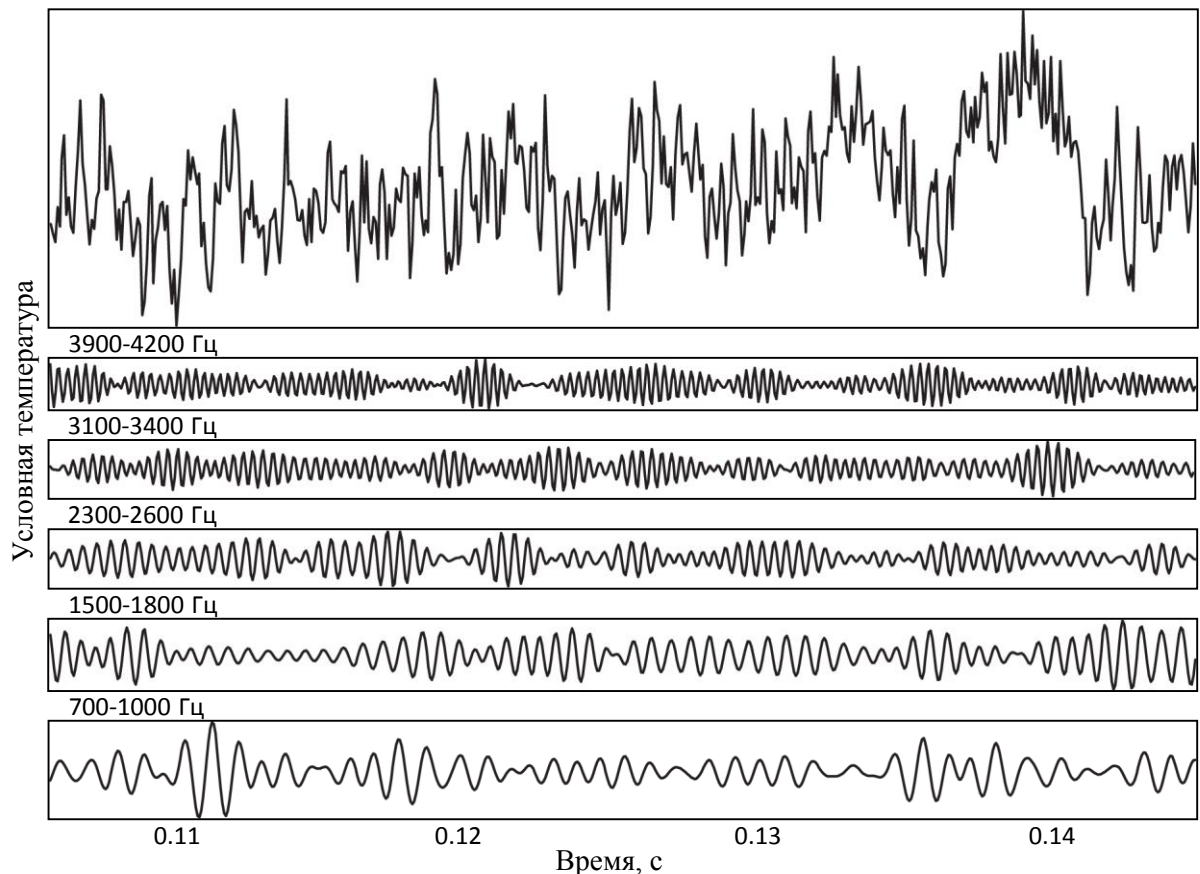


Рисунок 13 – Пример частотной фильтрации температурного сигнала

Фильтрованный сигнал не отображает форму рельефа поверхности. За счет малой ширины частотного диапазона может происходить потеря информации как о профиле сигнала, так и о его фазе. Однако постоянный

фазовый сдвиг между реальной поверхностной неоднородностью и сигналом позволяет корректно определить временную задержку по взаимной корреляционной функции.

### 3.1.4 Алгоритм

После предварительных испытаний алгоритма ширина полосы фильтрации была выбрана равной 300 Гц. Окно фильтрации последовательно сдвигалось с шагом 50 Гц. Таким образом, взаимная корреляционная функция рассчитывается для множества перекрывающихся частотных диапазонов. В частотных диапазонах выше 4 кГц степень корреляции заметно падала. Поверхностные неоднородности, соответствующие таким частотам, при перемещении между соседними областями наблюдения претерпевают изменения, не позволяющие установить достаточную корреляционную связь с их исходной формой. Соответственно, нет возможности достоверно определить задержку перемещения.

Как было показано в разделе 2.1, регулярные низкочастотные колебания вызваны процессами, приводящими к одновременному изменению температуры на всем фронте. В этом диапазоне определяются околонулевые межканальные задержки, и алгоритм даёт ложные высокие скорости, не связанные с реальным движением. При оценке запаздывания  $\tau$  сигнала, фазовый сдвиг у гармоник  $f_k$  равен фазовому сдвигу на основной частоте  $f_1$  и может быть корректно определен, если выполняется условие:

$$\tau < f_k^{-1}, \text{ где } f_k = k \cdot f_1, k \in \mathbb{N}.$$

Поскольку задержки близки к нулю, ложно высокие скорости будут определены на всех сильных гармониках. Анализируя форму спектров можно сделать вывод, что достаточно исключить из анализа частотный диапазон, соответствующий трем первым гармоникам низкочастотного сигнала. В соответствии с этим нижние границы анализируемых диапазонов были

установлены:  $150\text{Гц} \times 3 = 450\text{Гц}$  для образцов 6 мм, и  $230\text{Гц} \times 3 \approx 700\text{Гц}$  на образцах 3 мм.

Вариативность параметров регулярного возмущения, таких как скорость и частота, в течение реализации ухудшает корреляционные пики. Для того чтобы параметры не успевали существенно измениться, были использованы короткие реализации. Длительность устанавливалась равной трём периодам на центральной частоте фильтра.

Для анализа брались многоканальные температурные сигналы длительностью примерно 1 секунда, полученные во время стабильной резки. Из сигнала равномерно выбирались 69 реализаций соответствующей длины. По каждой реализации рассчитывалась взаимная корреляция для данных из соседних каналов. Корреляционные функции усреднялись по выбранным реализациям. Смещение максимума уточнялось методом параболической аппроксимации. Если степень корреляции превышала пороговое значение, то по полученной задержке  $\tau$  вычислялась скорость  $v = d_{vp} / \tau$ . В конце рассчитывалась средняя скорость перемещения вдоль фронта в данной полосе частот – усреднялись значения, полученные при перемещении между соседними областями наблюдения. Алгоритм в виде блок-схемы представлен на рисунке 14. Внешний цикл перебора частотных диапазонов не показан.



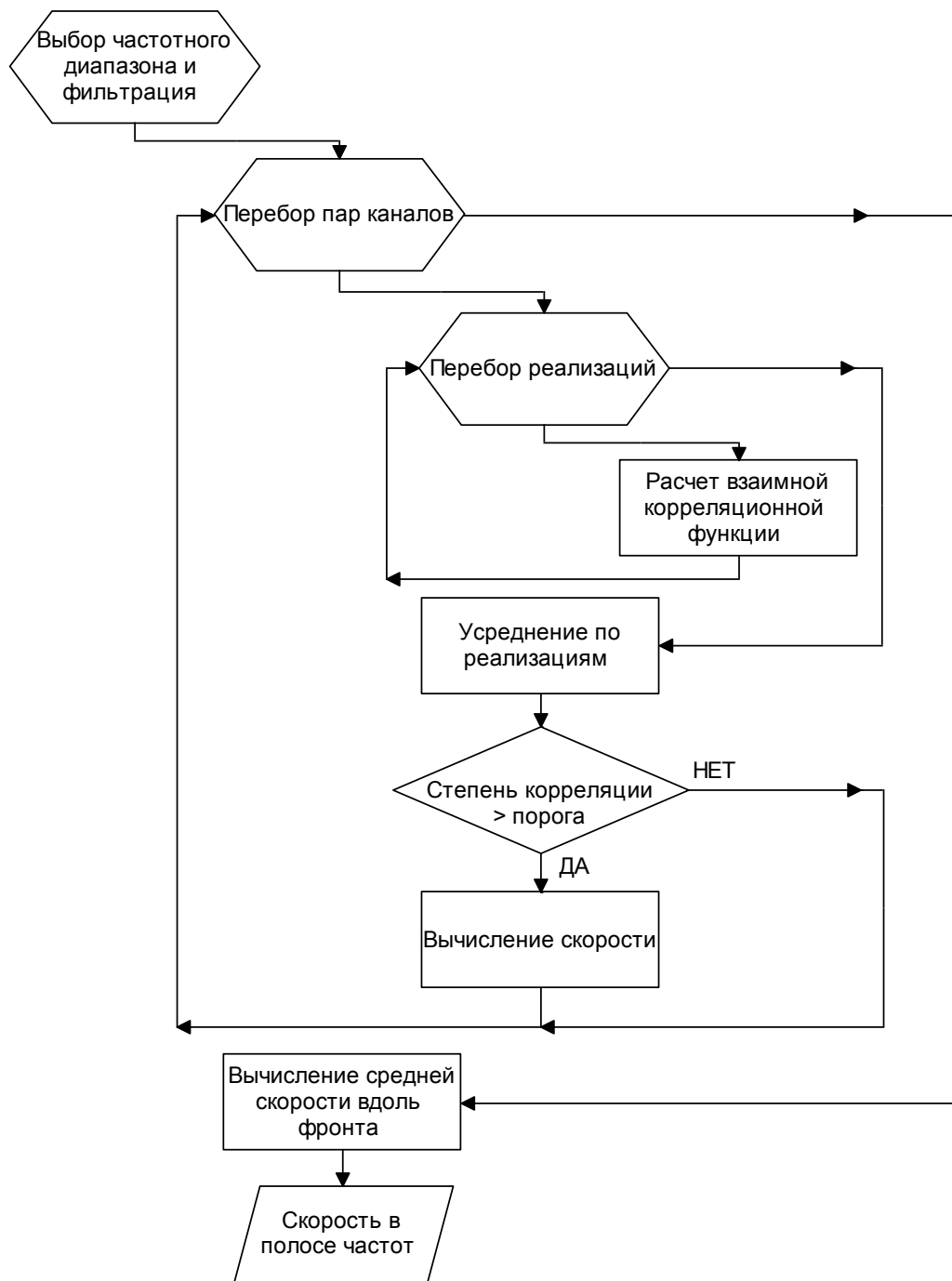


Рисунок 14 – Алгоритм вычисления скорости перемещения температурных неоднородностей корреляционным методом с предварительной фильтрацией. Внешний цикл перебора частотных диапазонов не показан

### 3.2 Результаты определения скорости температурных неоднородностей

На рисунках 15 и 16 представлены графики  $v(f)$  – зависимости полученных скоростей поверхностных неоднородностей от частотного диапазона, где  $f$  – центральная частота окна фильтрации. Зарегистрированная скорость  $v_k$  в частотном диапазоне  $[f_k \pm 150 \text{Гц}]$  обозначается точкой с координатами  $(v_k, f_k)$ . Характерно наличие широкого набора скоростей перемещения неоднородностей. Одни и те же значения скорости могут обнаруживаться в различных частотных диапазонах.

По данным, полученным в большинстве экспериментов, имеется одна или несколько частотных областей, превышающих по ширине полосу фильтрации, в которых определяются близкие значения скорости. При значительной ширине таких областей соответствующие им точки на графике  $v(f)$  формируют вытянутые вертикальные группы.

На частотах примерно до 1000 Гц для образцов 6 мм область постоянной скорости представлена облаком точек, сосредоточенных вокруг значений  $\sim(2-5)$  м/с, в зависимости от параметров процесса ЛР. В случае резки образцов 3 мм такие области не определяются.

В частотном диапазоне выше 1000 Гц вертикальные группы точек расположены в области значений из диапазона  $\sim(6-12)$  м/с (в зависимости от параметров ЛР). В большинстве случаев в этом частотном диапазоне имеется единственная область постоянной скорости. В отдельных экспериментах можно обнаружить две такие области (например: 6 мм, 0.1 МПа, 33 мм/с).

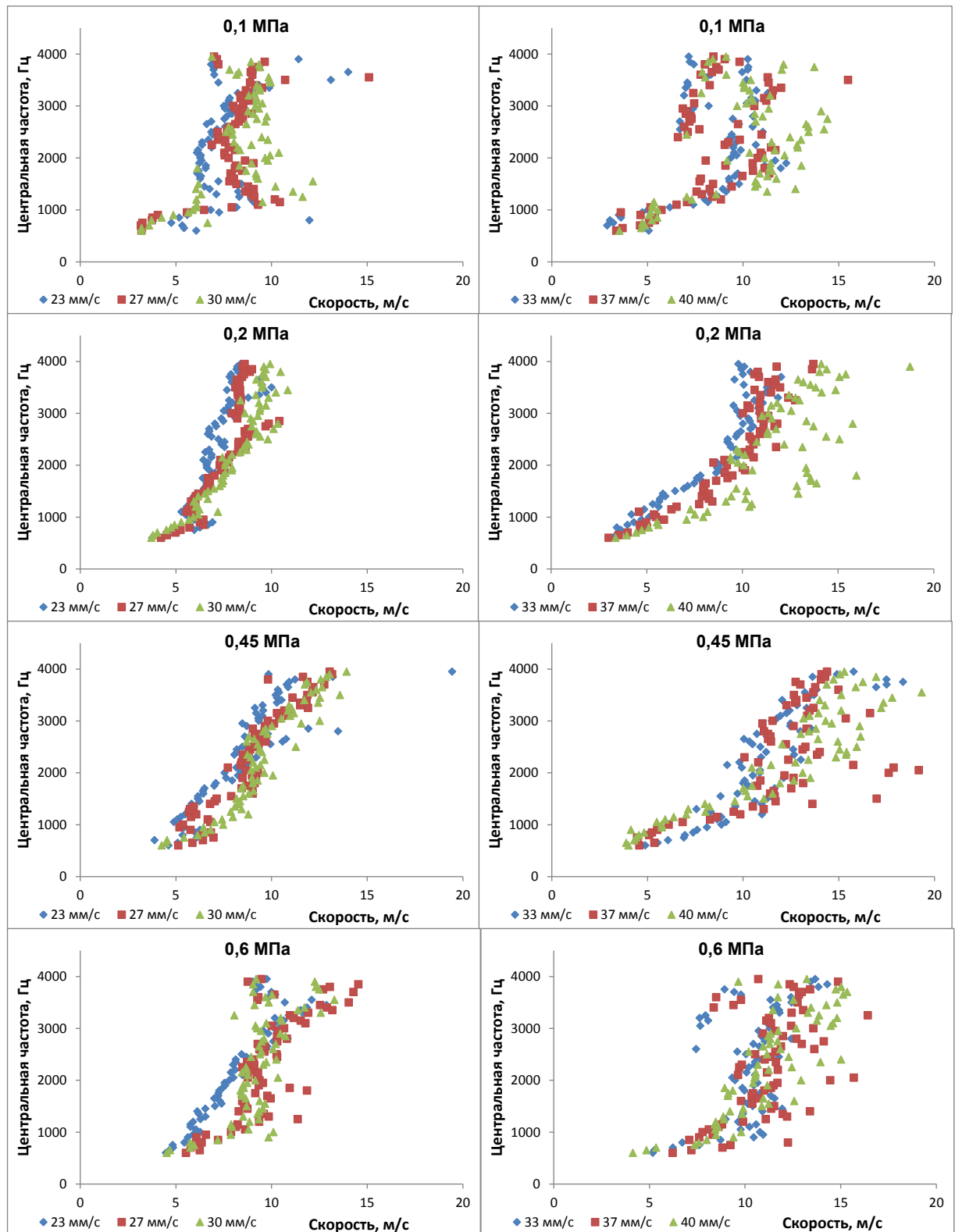


Рисунок 15 – Скорости перемещения температурных неоднородностей (абсцисса) в зависимости от центральной частоты фильтра (ордината) при различных параметрах процесса ЛР ( $\nu(f)$ ). 6 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

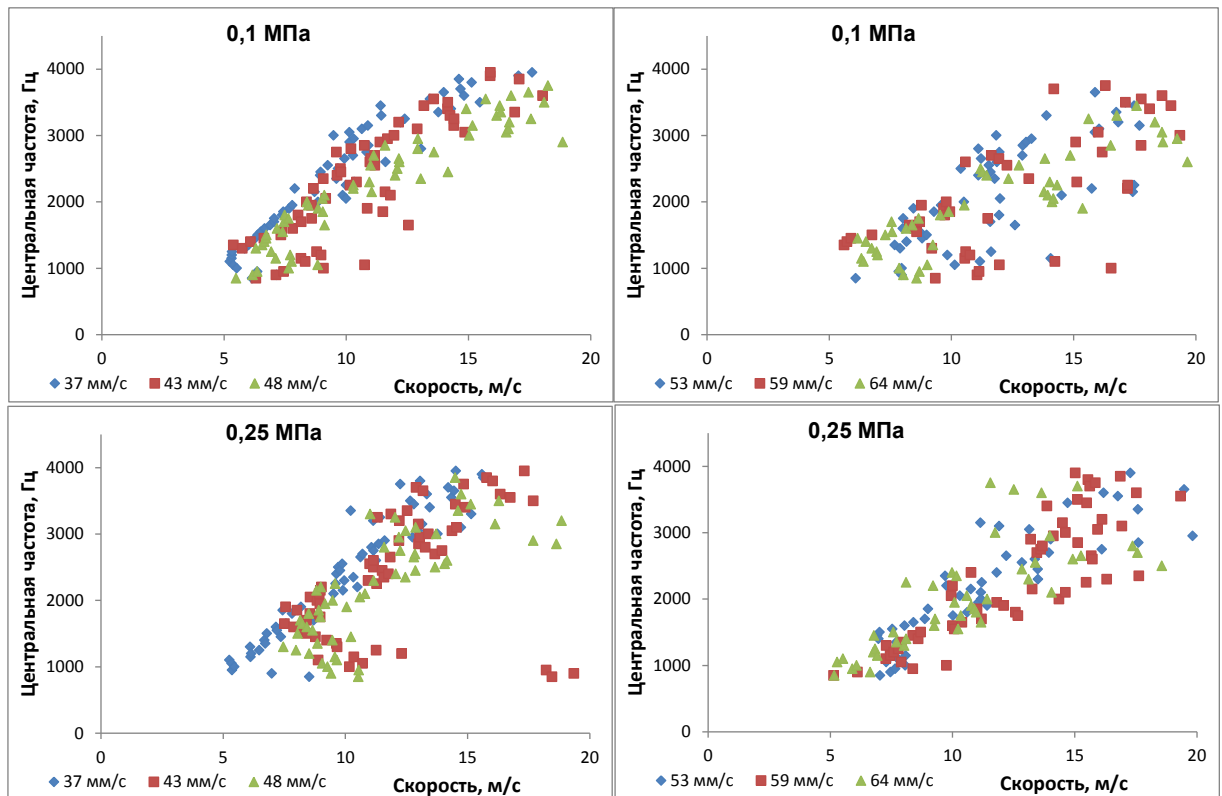


Рисунок 16 – Скорости перемещения температурных неоднородностей (абсцисса) в зависимости от центральной частоты фильтра (ордината) при различных параметрах процесса ЛР ( $v(f)$ ). 3 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

В частотном диапазоне выше ~2500 Гц (для 6 мм) или выше ~1500 Гц (для 3 мм) выделяется наклонно ориентированная группа точек. На образцах 6 мм – скорость, выявленная в диапазоне 1000-2500 Гц, повторяется и на частоте около 4000 Гц у небольшой группы точек. В отдельных случаях (например: 6 мм, 0.2 МПа, 33 мм/с) точки, соответствующие этой скорости, появляются и внутри диапазона 2500-4000 Гц.

С увеличением скорости резки точки располагаются более хаотично. На максимальных скоростях часто нет возможности выделить «вертикальные» или «наклонные» группы точек.

### **3.3 Обсуждение результатов**

Параметры поверхностных возмущений неизбежно изменяются с течением времени в некотором диапазоне. Скорость расплава, по поверхности которого перемещаются возмущения, также является переменной величиной. Таким образом, при обработке корреляционным методом с частотной фильтрацией, перемещение поверхностных возмущений одного и того же вида в разные моменты времени может регистрироваться в соседних частотных диапазонах. Так происходит фиксация «мгновенных» значений параметров поверхностных возмущений.

Полученным температурным сигналам соответствует перемещение лазерного луча, в зависимости от скорости резки, на расстояние от 23 до 40 мм на образцах 6 мм и от 37 до 64 мм на образцах 3 мм. Поскольку реализации равномерно распределены по длине сигнала, то в случае циклического развития процессов на фронте для анализа отбираются различные моменты цикла. Может так произойти, что на температурные колебания в одном частотном диапазоне оказывают влияние различные процессы. Используемый метод корреляционного определения скоростей регистрирует только одну скорость для каждого частотного диапазона.

Причем определена будет минимальная корреляционная задержка, то есть максимальная скорость. Однако, благодаря применению усреднения задержек по реализациям, определяемая алгоритмом скорость зависит также от статистических характеристик реализации процессов.

Пусть каждый из двух независимых процессов приводит к образованию регулярных температурных неоднородностей в некотором диапазоне частот. Предположим, что эти частотные диапазоны частично накладываются. В реализациях, в которых в общем частотном диапазоне регистрируются оба процесса, будет определена только максимальная скорость неоднородностей. Поэтому стабильно реализующийся процесс «экранирует» другие процессы с более низкой скоростью в своём частотном диапазоне. В случае если неоднородности, вызванные разными процессами и делящие один частотный диапазон, реализовывались в разные моменты времени, то их скорости будут определены независимо – в различных реализациях. В ходе дальнейшей обработки происходит усреднение полученных скоростей. Результирующая скорость будет иметь некоторое промежуточное значение, в соответствии со статистическими характеристиками двух процессов. Так могут возникать «переходные области» в приграничном частотном диапазоне между двумя процессами. Граничная (максимальная или минимальная) частота процесса – статистическая величина. Начиная с некоторой частоты вероятность реализации соответствующих неоднородностей уменьшается. Таким образом, при смещении окна фильтрации через граничную частоту, результирующая задержка после усреднения плавно изменяется между значениями, соответствующими первому и второму процессам.

Наличие точки с координатами  $(v_k, f_k)$  на графике  $v(f)$  говорит о том, что в течение эксперимента вдоль фронта реза перемещалась «группа» температурных неоднородностей со скоростью  $v_k$  и расстоянием между

последовательными неоднородностями  $\Lambda_k = v_k / f_k$ . Количество неоднородностей в «группе», как и количество таких «групп» остаются неизвестными. Теоретически, однократной реализации последовательности из нескольких волн или неоднородностей с фиксированными  $\{\Lambda_k, v_k\}$  будет достаточно для её определения алгоритмом, при условии, что за время эксперимента не будет реализовано другой серии с параметрами  $\{\Lambda_n, v_n\}$ , такими, что:

$$\frac{v_n}{\Lambda_n} \approx \frac{v_k}{\Lambda_k}.$$

Точки на полученных графиках  $v(f)$  (рисунки 15 и 16) расположены специфическим образом. В их распределении можно выделить следующие характерные области:

- а) вертикальная группа точек – процесс с постоянной скоростью;
- б) наклонная группа точек – процесс с переменной скоростью;
- с) переходная область.

Как было уже сказано, переходные области «с)» являются искусственными образованиями, возникающими вследствие особенностей алгоритма определения скоростей. Представляют собой группу точек с постепенно меняющейся скоростью между значениями в двух соседних областях.

Рассмотрим области «а)» и «б)» подробнее.

### ***3.3.1 Интерпретация вертикальных областей***

Определение постоянной скорости в диапазоне частот более широком, чем полоса фильтрации, означает, что существует некоторый набор регулярных поверхностных возмущений, которые имеют различный пространственный масштаб, но одинаковую скорость. Независимость

скорости некоторого процесса от частоты говорит об отсутствии или низкой дисперсии. Такими процессами могут быть:

- 1) перемещение случайных температурных неоднородностей вместе с поверхностью расплава;
- 2) длинноволновая часть каскада капиллярной турбулентности.

В разделе 2.1.2 было показано, что на поверхности расплава вероятно образование случайных температурных неоднородностей, не связанных с рельефом. Перемещаясь вместе с приповерхностным объёмом расплава, они регистрируются корреляционным методом.

Капиллярные волны являются основным механизмом диссипации энергии прочих поверхностных возмущений, в том числе, возникших в результате гидродинамических неустойчивостей. Параметры возбуждаемых на поверхности расплава капиллярных волн подчиняются дисперсионным уравнениям (1) или (2). В частотный диапазон до 4 кГц (с учетом скорости поверхности), в котором возможно определение задержек корреляционным методом, попадают только длинные капиллярные волны с  $\lambda > 2\text{ мм}$ . Такие волны имеют собственные скорости до 0.4 м/с, что составляет порядка 5% от скорости поверхности.

Таким образом, для обоих процессов характерны: сплошной спектр и постоянная скорость, равная (или близкая) скорости движения поверхности расплава. Соответствующие этим процессам вертикальные группы точек имеют характерный легко различаемый вид. Это даёт возможность использовать их для определения скорости поверхности расплава.

Для развития каскада капиллярных волн, а также для реализации множества случайных температурных неоднородностей необходимо определенное время. Тогда, выявление постоянной скорости в широком частотном диапазоне показывает, что скорость течения была постоянна некоторое время.



Изменение скорости расплава приводит к соответствующему изменению положения точек на графике  $v(f)$ . Поэтому, наличие единственной вертикальной группы точек, охватывающей широкий частотный диапазон, свидетельствует о реализации режима стабильного течения расплава, то есть о том, что большую часть времени расплав двигался с постоянной скоростью.

Наличие нескольких «вертикальных областей» постоянной скорости свидетельствует о реализации квазистационарного режима течения расплава, при котором происходит периодическая смена нескольких значений скорости его поверхности. Поскольку полученное распределение скоростей неоднородностей по частотам учитывает статистические характеристики течения, дискретное расположение вертикальных областей позволяет говорить о временной устойчивости таких значений скорости: то есть длительность изменения скорости расплава оказывается много меньше длительности движения с постоянной скоростью. С увеличением скорости резки и давления, точки располагаются более хаотично – вертикальные области «расплываются». Длительность движения расплава с постоянной скоростью сокращается – статистический вес промежуточных значений скорости увеличивается.

При резке пластин толщиной 3 мм образование капиллярных волн с длиной волны 3 мм и более невозможно. В этих случаях определение скорости расплава корреляционным методом в основном происходит за счет регистрации случайных температурных неоднородностей.

### ***3.3.2 Интерпретация наклонных областей***

Наклонная область точек на графике  $v(f)$  отражает процесс, обладающий дисперсией: скорость образующихся температурных неоднородностей зависит от частоты. Это соответствует возбуждаемым на

поверхности расплава волновым движениям. Для анализа их параметров необходимо исследовать зависимости пространственного масштаба  $\Lambda_k(v_k)$ , где  $\Lambda_k = v_k / f_k$ . Это будет сделано в разделе 3.6.

Здесь же рассмотрим характерный при резке образцов 6 мм эффект группирования точек с близкими скоростями на частотах около 4000 Гц и ниже в дополнение к процессу с переменной скоростью (например: 6 мм, 0.6 МПа, 30 мм/с). Это, очевидно, является свидетельством одновременного развития двух различных процессов в частотном диапазоне выше 2500 Гц. Стабильно реализующийся процесс «экранирует» определение других процессов с более низкой скоростью в том же частотном диапазоне. Если же более быстрый процесс реализуется не всегда или не на всех частотах, то определение других процессов становится возможным. В данном случае кроме процесса с переменной скоростью в тот же частотный диапазон попадает процесс с постоянной скоростью ( $v_{4000}$ ) – стабильное течение расплава. В некоторых случаях скорость процесса  $v_{4000}$  совпадает со скоростью  $v_{1000}$ , определяемой по вертикальной группе точек на 1000-2500 Гц:  $v_{4000} \approx v_{1000}$ . В таком случае, это, вероятно, является проявлением единого процесса с постоянной скоростью, расположенного в частотном диапазоне 1000-4000 Гц. В других случаях скорость процесса  $v_{4000}$  оказывается выше:  $v_{4000} > v_{1000}$ . Это значит, что расплав также может стабильно двигаться с другой, более высокой скоростью. Характерно, что в данных, полученных при резке стали толщиной 3 мм, такого эффекта не наблюдается. Процесс с переменной скоростью, который на 3 мм занимает частотный диапазон от ~1500 Гц и выше оказывается стабильным и реализуется всегда, не позволяя определить («экранируя») скорость течения расплава в том же частотном диапазоне.

### 3.4 Метод статистической обработки результатов

Для определения устойчивых значений скорости поверхности расплава был разработан и использован статистический метод. Для высоких давлений и скоростей резки характерно увеличение разброса моментальных значений. Применение статистических методов расчета плотности распределения скоростей позволяет точнее определить наиболее вероятные значения скоростей температурных неоднородностей. Полученные таким образом скорости соответствуют вертикальным областям точек на  $v(f)$ . В дальнейшем, подразумевая определенные таким образом значения, мы будем говорить об «устойчивых значениях скорости поверхности», как о статистически наиболее часто реализующихся значениях скорости её движения.

Алгоритмически метод основан на анализе частотного распределения скоростей неоднородностей  $v(f)$ : подсчитывается количество точек, попадающих в некоторую окрестность значений скорости с шагом 0.1 м/с (см. рисунок 17). Физический смысл метода – определение вероятности перемещения температурных неоднородностей с определенной скоростью. Поскольку частота характеризует количество возмущений, перемещающихся с определенной скоростью, в единицу времени, то для определения вероятности  $P(v)$  реализации скорости  $v$  производится суммирование величин частот  $f_n$  на которых была определена искомая скорость  $v \pm 0.5 \text{ м/с}$ :

$$P(v) = \sum_n f_n K(f_n), \text{ при } |v(f_n) - v| < 0.5 \text{ м/с}.$$

Суммирование проводится с использованием весовой функции  $K(f_n) = f_n^{-0.5}$ , позволяющей придать больший вес низкочастотным компонентам.

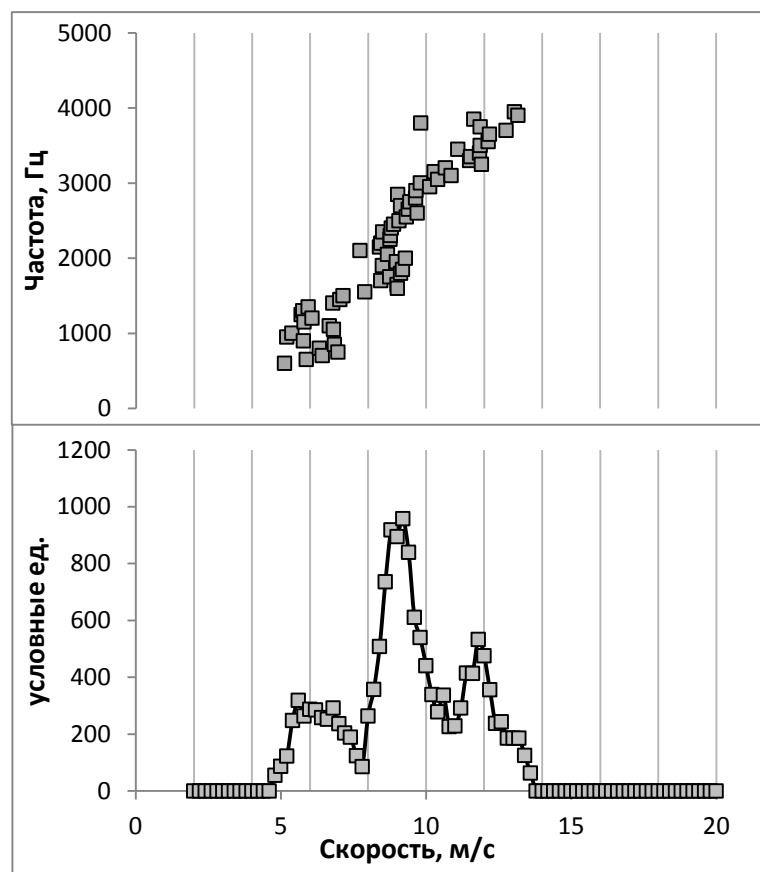


Рисунок 17 – Пример получения статистического распределения скоростей температурных неоднородностей по данным зависимости  $v(f)$ . 6 мм,  $P = 0.45$  МПа,  $V_C = 27$  мм/с

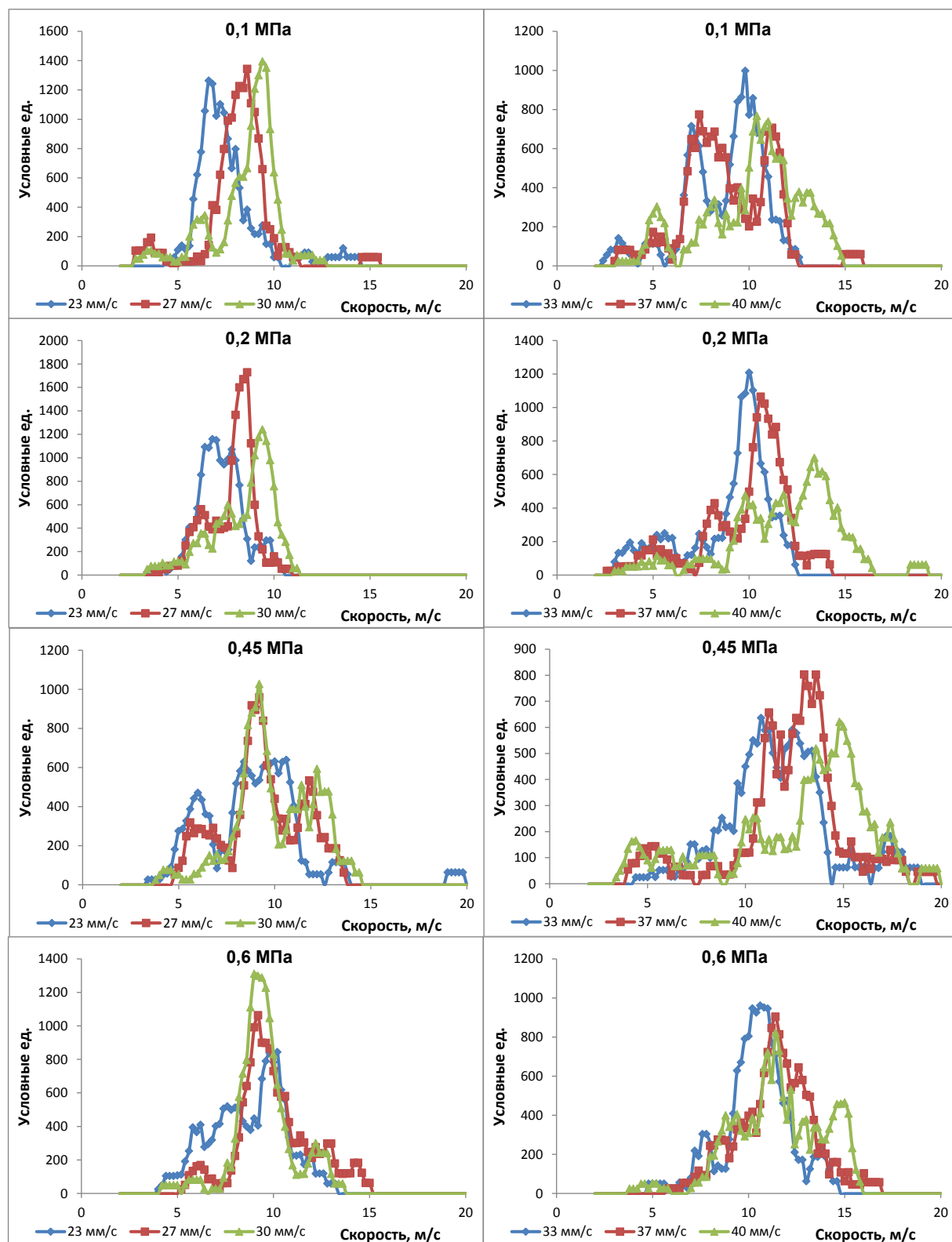


Рисунок 18 – Плотность распределения скоростей температурных неоднородностей при различных параметрах процесса ЛР. 6 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

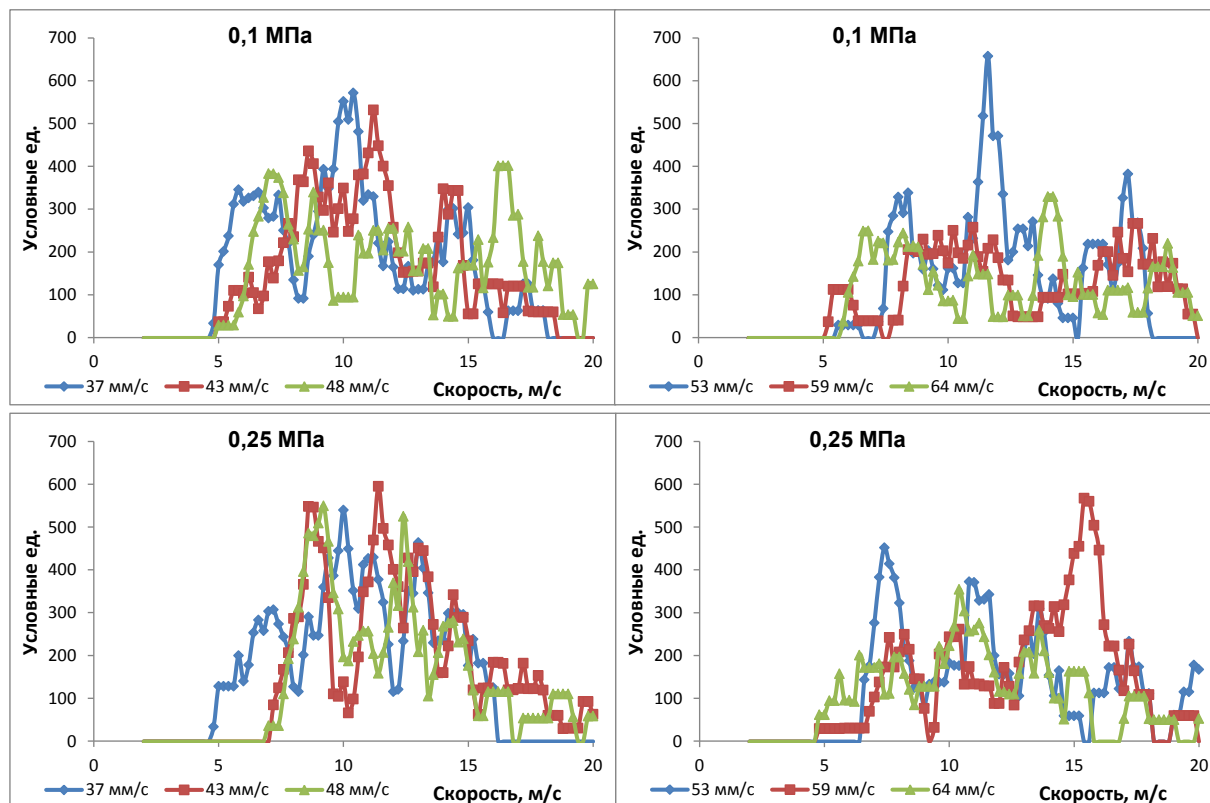


Рисунок 19 – Плотность распределения скоростей температурных неоднородностей при различных параметрах процесса ЛР. 3 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

### ***3.4.1 Результаты статистической обработки***

На рисунках 18 и 19 представлены полученные плотности распределения скоростей поверхностных неоднородностей. Статистические графики, построенные по данным резки 6 мм стали, характеризуются малым количеством пиков. При давлении 0.1 МПа и минимальной скорости резки 23 мм/с определяются: сильный пик на 6.6 м/с, а также практически сливающейся с ним малый пик на 5 м/с. При использовании скорости резки 27 мм/с сильный пик смещается вправо до 7 м/с, а слабый – влево до 3.6 м/с. С дальнейшим увеличением скорости резки точки в представлении  $\nu(f)$  теряют упорядоченность. Это приводит к разделению сильного пика сначала на два, а на скорости 40 мм/с – на три отдельных пика. С ростом скорости резки от 30 до 40 мм/с все пики смещаются вправо.

При давлении 0.2 МПа с увеличением скорости резки сильный пик раздваивается, а затем, на скорости 40 мм/с, появляются 3 пика. При этом они смещаются вправо. Слабый «медленный» пик напротив – плавно замедляется с 6 м/с до 5 м/с.

При давлении 0.45 МПа во всем диапазоне скоростей резки присутствует 3-4 сильных пика. С увеличением скорости резки самый «медленный» пик смещается влево с 6 м/с до 4 м/с. Остальные пики располагаются группой, шириной примерно 2 м/с, а центр группы смещается вправо примерно с 9 до 14 м/с.

При давлении 0.6 МПа во всем диапазоне скоростей резки присутствует 2-3 сильных пика. Они располагаются группой с расстоянием между крайними пиками примерно 4 м/с. При увеличении скорости резки с 23 мм/с до 30 мм/с положение пиков меняется слабо, лишь изменяется их амплитуда. При дальнейшем росте скорости резки, группа смещается вправо: положение её центра изменяется примерно с 8 м/с до 11 м/с.

Для графиков плотности распределения скоростей, полученных в экспериментах с листами толщиной 3 мм, характерен более «изрезанный» вид. Из-за большого количества пиков прямой анализ эволюции отдельных элементов затруднителен. Характерно отсутствие пиков со скоростями ниже 4.5 м/с.

### ***3.4.2 Обсуждение результатов***

Анализ зависимости плотности распределения скоростей позволяет выделить устойчивые значения скорости поверхности расплава. Процесс с переменной скоростью, у которого все промежуточные состояния равновероятны, не изменяет статистическое распределение скоростей. Он равномерно «добавляет вероятность» реализации в целом диапазоне значений и не приводит к созданию новых пиков. На практике в представлении  $v(f)$  такие процессы могут иметь «неравномерное заполнение» точками. Вероятность реализации отдельных состояний отличается, либо определяемые скорости оказываются смещены из-за пересечения частотных диапазонов с другим процессом. В таких ситуациях на статистических графиках появляются дополнительные пики. Отсюда возникает необходимость совместного анализа графиков плотности распределения скоростей и графиков  $v(f)$ .



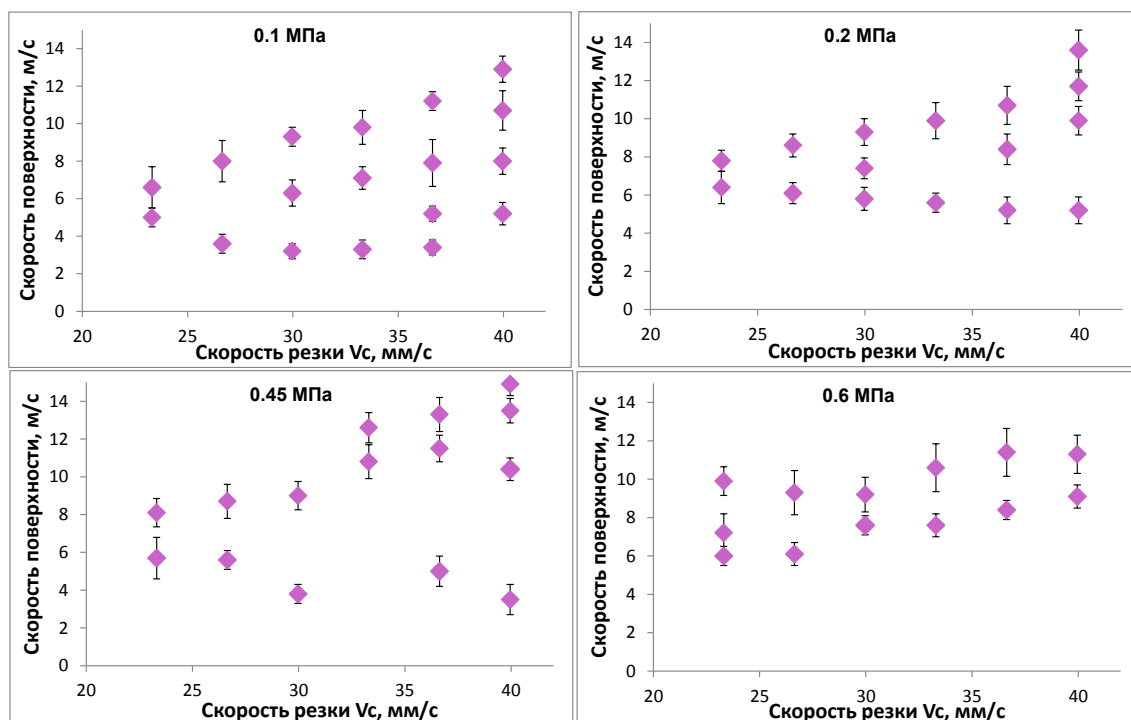


Рисунок 20 – Устойчивые значения скорости движения поверхности расплава в зависимости от скорости ЛР. 6 мм. Давление кислорода указано на графиках

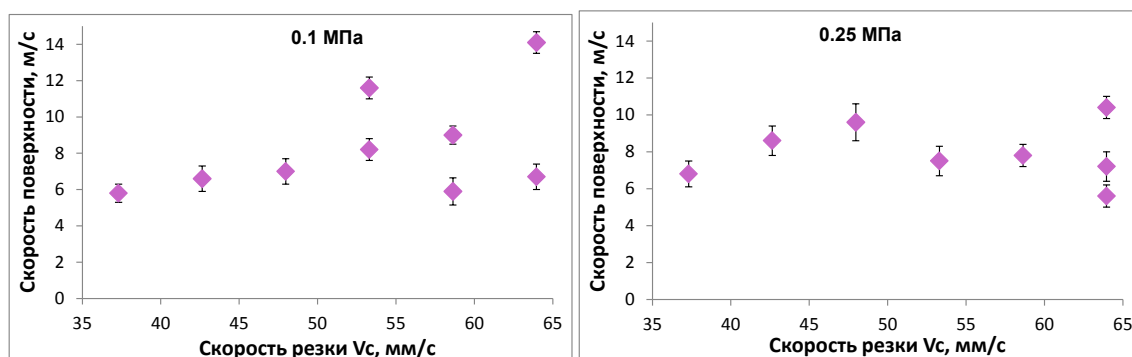


Рисунок 21 – Устойчивые значения скорости движения поверхности расплава при различных параметрах процесса ЛР. 3 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

### **3.5 Зависимость скорости движения поверхности расплава от скорости резки**

Устойчивые значения скорости поверхности расплава, определенные по пикам на статистических графиках, в зависимости от параметров процесса ЛР, представлены на рисунках 20 и 21. Пики, образованные за счет неоднородности элементов, составляющих «процессы с переменной скоростью», отфильтровывались и не показаны. Обозначенная на рисунках погрешность оценивалась по ширине пика, характеризующей разброс устойчивого значения скорости.

Во время ЛР 3 мм стали на скорости 48 мм/с и менее – расплав стабильно движется с постоянной скоростью. Скорость поверхности расплава увеличивается со скоростью ЛР. При увеличении скорости резки более 50 мм/с у потока расплава начинают реализовываться дополнительные более высокие устойчивые значения скорости, минимальная реализующаяся скорость при этом уменьшается.

При резке образцов толщиной 6 мм регистрируется минимум два устойчивых значения скорости. Скорость поверхности периодически изменяется, поочередно принимая эти значения. При использовании давлений ниже 0.6 МПа с ростом скорости резки расширяется диапазон реализующихся значений скорости поверхности, а так же увеличивается количество её устойчивых значений: начинают реализовываться как более высокие, так и медленные скорости. При давлении 0.45 МПа с ростом скорости резки появляется и увеличивается разрыв между значениями быстрых и медленных устойчивых значений скорости. На давлении 0.6 МПа «замедления» скоростей не происходит – соответствующий пик на статистическом графике сильно уменьшается или пропадает.

Оценим диапазон реализующихся устойчивых значений скорости поверхности расплава при изменении скорости резки от

минимальной (23 мм/с) до максимальной (40 мм/с) на образцах 6 мм. При использовании давления 0.1 МПа диапазон увеличивается от (5–6) м/с до (5.2–12.9) м/с. При давлении 0.2 МПа: от (5.6–7.8) м/с до (5.2–13.6) м/с. На 0.45 МПа: от (5.7–8.1) м/с до (3.5–14.9) м/с. На 0.6 МПа: от (6–9.9) м/с до (9.1–14.4) м/с. Таким образом, самый большой диапазон скоростей наблюдается на 0.45 МПа при использовании высоких скоростей резки. Характерно, что в этом случае реализуются только высокие ~12 м/с и низкие ~4 м/с скорости, в то время как между этими значениями нет «устойчивых значений» скорости.

На высоких, для фиксированной толщины металла, скоростях резки течение расплава становится менее упорядоченным. Поверхность расплава чаще меняет свою скорость, статистический вес её промежуточных значений увеличивается, что приводит к регистрации их корреляционным методом. При этом разброс значений реализующихся скоростей – наибольший.

### **3.6 Анализ пространственных параметров поверхностных неоднородностей**

Корреляционный метод используется совместно с частотной фильтрацией и усреднением, и, как следствие, регистрирует скорость регулярных температурных неоднородностей. Зная скорость перемещения и частоту следования таких неоднородностей, их пространственный период повторения можно оценить как  $\Lambda(v) = v/f$ .

Для линейных капиллярных волн:  $\Lambda(v)$  является длиной волны и характеризует размеры возмущений. Вместе с тем можно предположить сильное влияние нелинейных эффектов на происходящие на фронте волновые процессы. Это оказывает влияние на форму гребня волны. Длина гребня может быть много меньше расстояния между последовательными

гребнями. Для нелинейных волн оценка  $\Lambda(v)$  не даёт информации относительно реальных размеров, а свидетельствует о величине пространственного периода повторения.

Построим графики  $\Lambda(v) = v/f$ , которые можно интерпретировать, как пространство параметров «скорость – период повторения» образующихся поверхностных неоднородностей. Полученные зависимости представлены на рисунках 22 и 23. Видно, что «процессы с переменной скоростью» (наклонные области в представлении  $v(f)$ ) на графиках  $\Lambda(v)$  отображаются горизонтальными группами точек. Таким образом, фиксированному пространственному периоду повторения температурных неоднородностей соответствует множество скоростей.

Наличие горизонтальной группы точек на пространстве параметров  $\Lambda(v)$  свидетельствует о стабильном возбуждении в процессе ЛР волнового движения поверхности с фиксированной длиной волны. Выявление множества скоростей может объясняться как ускорением волн газовым потоком, так и нелинейными эффектами: зависимостью скорости волны от амплитуды, переменной скоростью вдоль профиля волны, распадом волны на моды, имеющие разные скорости [89].

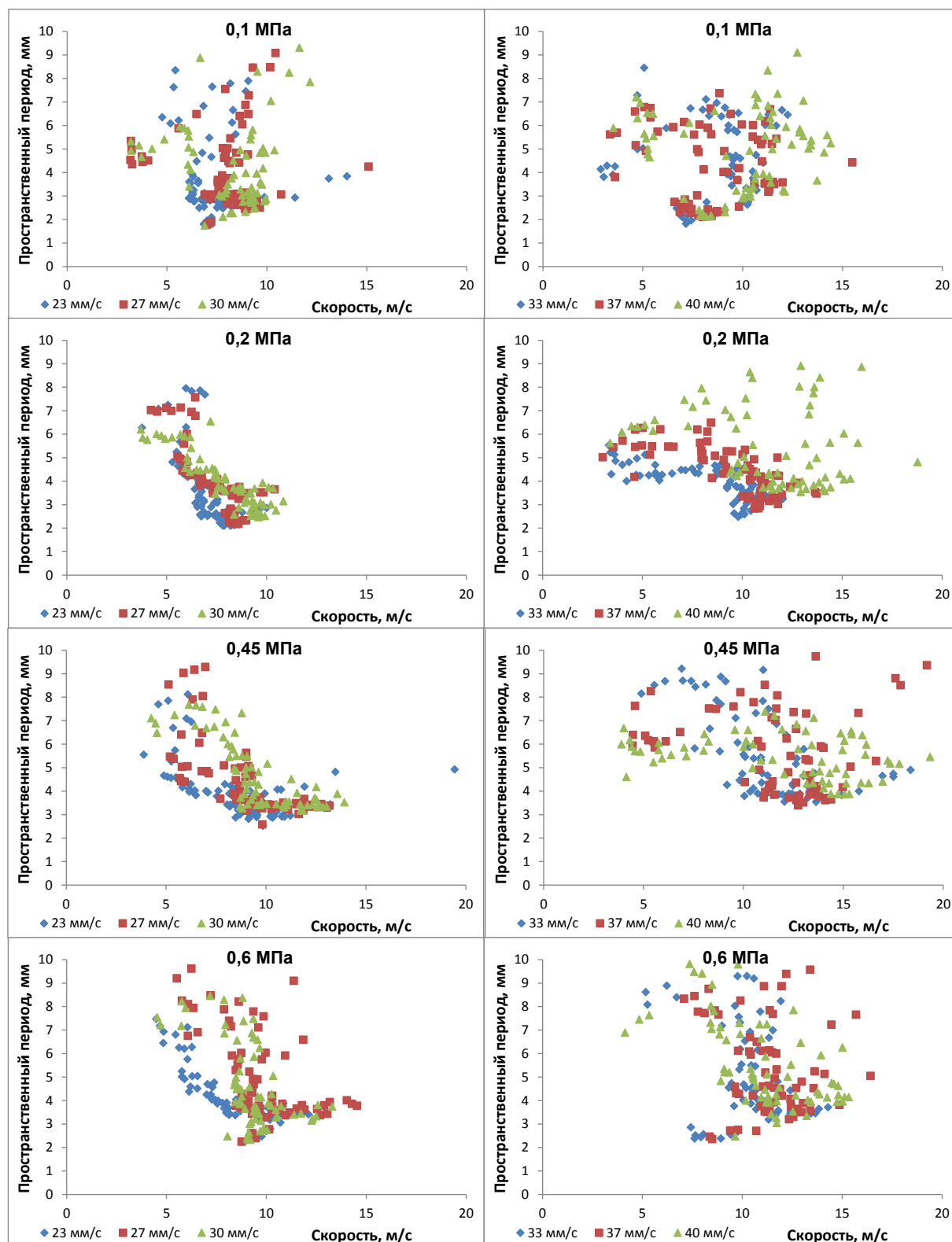


Рисунок 22 – Пространство параметров «скорость – период повторения» температурных неоднородностей при различных параметрах процесса ЛР. 6 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

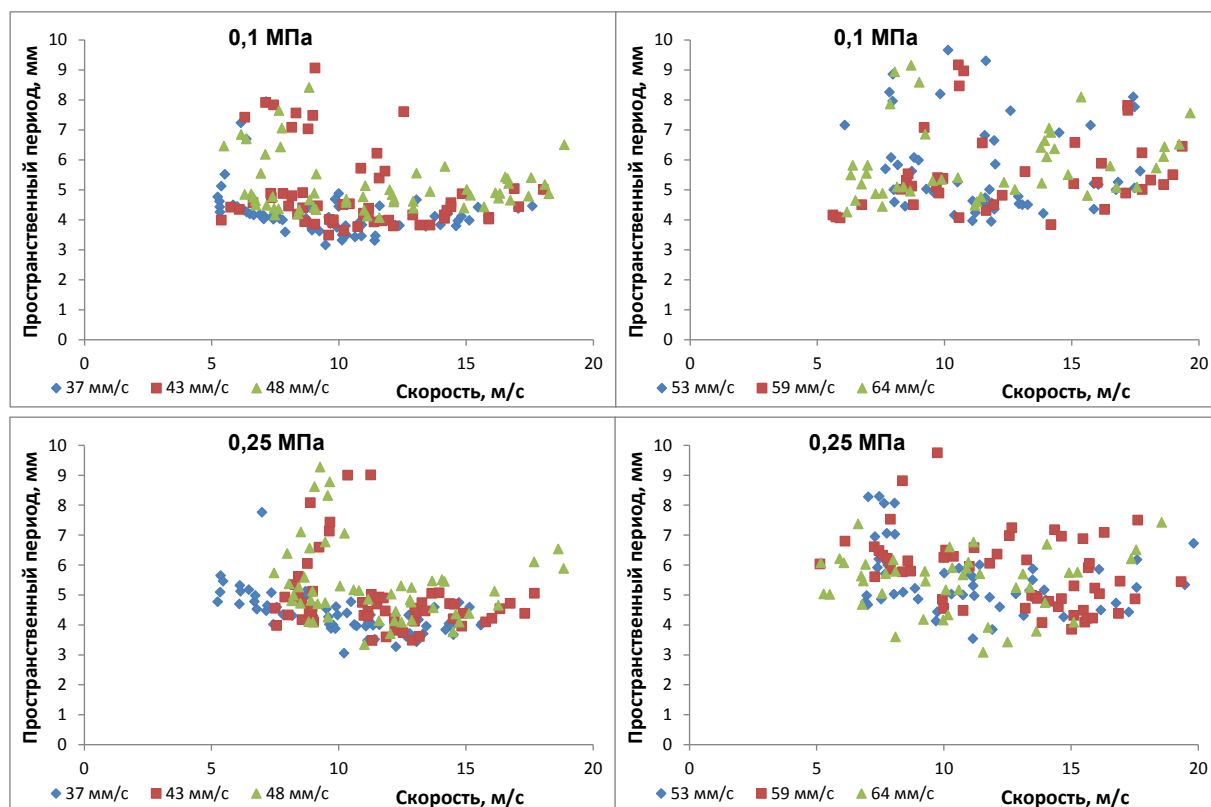


Рисунок 23 – Пространство параметров «скорость – период повторения» температурных неоднородностей при различных параметрах процесса ЛР. 3 мм. Скорость ЛР и давление кислорода указаны на графиках

Регистрируемый корреляционным методом диапазон скоростей возбуждаемых волн ограничен снизу скоростью поверхности, а сверху – максимальной скоростью  $v_{\max} = \Lambda/4000\Gamma_{\text{ц}}$ , которую можно зарегистрировать для волн такой длины в используемом частотном диапазоне фильтрации – до 4000 Гц. Тем не менее, мы предполагаем, что реально реализующийся диапазон скоростей шире с обеих сторон, так как оба предела являются инструментальными ограничениями: скорости ниже скорости поверхности «экранируются», а частотные диапазоны выше 4000 Гц не анализируются.

Положение горизонтальных групп точек на пространстве параметров при резке 3 мм стали соответствует пространственным периодам 3-5.5 мм. Генерация таких волн невозможна, так как их размеры превышают длину фронта. Расчет предсказывает генерацию волн с длиной волны порядка 1-2.5 мм в таких условиях (см. раздел 4.1.2). Большая часть таких волн имеет частоту, которая лежит за пределами рабочего частотного диапазона корреляционного метода, что исключает возможность непосредственной их регистрации. Полученные в эксперименте скорости волн, по-видимому, определены на субгармониках этих волновых процессов (см. раздел 3.1.4). Это приводит к удвоению регистрируемой длины волны.

На рисунке 24 показаны зависимости длины волны образующихся волн от скорости резки при различных параметрах процесса ЛР. Для образцов толщиной 3 мм длины волн уменьшены в два раза с учетом сделанных предположений. Планками погрешности обозначен разброс в горизонтальных группах точек на  $\Lambda(v)$ .

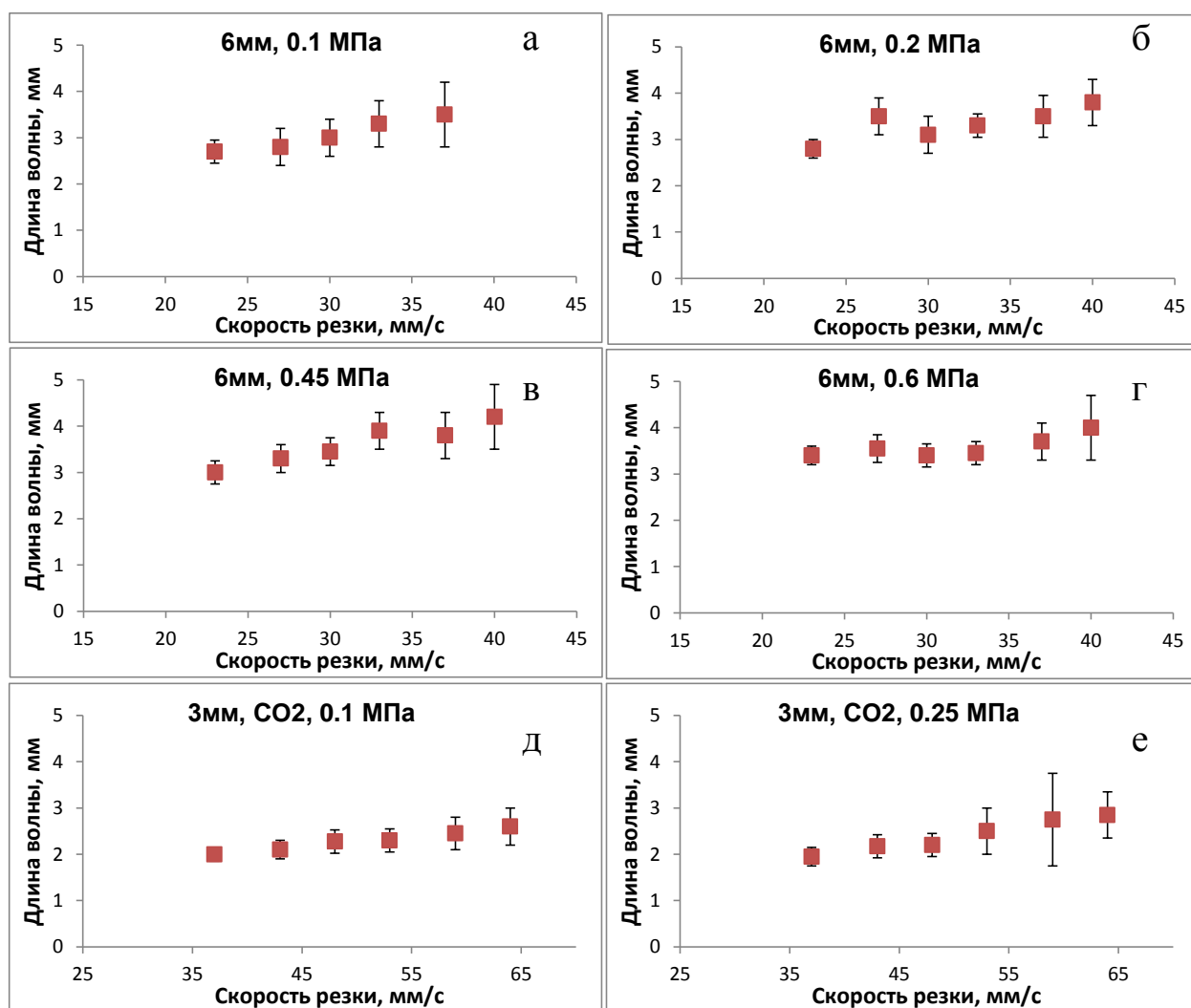


Рисунок 24 – Длина волны в зависимости от скорости ЛР. а-г – 6 мм; д,е - 3 мм. Давление кислорода указано на графиках



На высоких скоростях резки увеличивается погрешность определения длины волны из-за повышенного разброса точек на  $v(f)$ . В эксперименте: 6 мм, 0.1 МПа,  $V_c = 40 \text{ мм/с}$  – определить длину волны не представлялось возможным. Во всех проведенных экспериментах длина волны слабо зависит от скорости резки и давления режущего газа и составляет 2-2.8 мм в случае резки образцов толщиной 3 мм; и 2.7-4 мм в случае резки образцов толщиной 6 мм.

### 3.7 Обсуждение структуры течения расплава

Из полученных экспериментальных результатов следует, что на низких и средних для данной толщины металла скоростях ЛР поверхность расплава большую часть времени движется с постоянной скоростью. В зависимости от параметров процесса ЛР могут существовать квазистационарные режимы течения расплава, при которых происходит периодическая смена нескольких устойчивых значений скорости перемещения его поверхности. При этом длительность изменения скорости расплава оказывается много меньше длительности движения с постоянной скоростью.

На высоких, для фиксированной толщины металла, скоростях резки течение расплава становится менее упорядоченным. Поверхность расплава чаще меняет свою скорость, статистический вес её промежуточных значений увеличивается, что приводит к регистрации их корреляционным методом. При этом разброс значений реализующихся скоростей – наибольший.

Максимальную длительность цикла изменения скорости при резке образцов 6 мм можно оценить по периоду шероховатости на боковых кромках реза. Очевидно, что структура гидродинамических процессов на фронте реза и результирующая шероховатость кромок связаны. Изменение скорости движения поверхности влияет на эффективность удаления расплава, что непосредственно связано с качеством ЛР. Регулярная

шероховатость обусловлена циклическим характером развития процессов на фронте реза, и поэтому любые периодические изменения параметров потока расплава происходят внутри этого цикла.

Рассматриваемые в разделе 2.1.4 механизмы образования регулярной шероховатости описывают периодическое колебание поверхности фронта реза относительно лазерного луча и, соответственно, газового потока. Мы связываем наличие «медленной» скорости течения расплава с моментом «дальнего» положения поверхности фронта по отношению к оси пучка. При таком его положении общее поглощение излучения на фронте ниже, и температура уменьшается. Снижение температуры расплава приводит к увеличению вязкости, замедляющей его движение вниз, кроме того, возможно ухудшение разгоняющих свойств газового потока на его периферии. Также низкая скорость выноса может обуславливаться малой толщиной пленки расплава и соответствующим увеличением вязких сил. Другой вероятный механизм изменения скорости расплава – это пороговое возникновение волн на поверхности расплава, наличие которых существенно меняет эффективность разгона расплава газовым потоком.

Диапазоны используемых скоростей резки для листов толщиной 3 мм и 6 мм пересекаются в узком интервале 37-40 мм/с. Характер течения расплава при резке металла разной толщины различается во всем диапазоне использованных параметров, в том числе и в общей области. В проведенных экспериментах при резке образцов толщиной 6 мм устанавливался квазистационарный режим течения расплава, при котором происходила периодическая смена двух или более устойчивых значений скорости его поверхности. При резке образцов толщиной 3 мм дополнительные значения скорости поверхности появлялись только на высоких скоростях резки, что вероятно обусловлено нестабильностью параметров течения расплава.

Эксперименты на образцах толщиной 3 мм со скоростями резки ниже 37 мм/с не проводились, так как они выходили за определённый заранее исследуемый диапазон: 70-120% от «оптимальной» табличной скорости резки. Нам представляется вероятным, что при использовании скоростей резки менее 37 мм/с для образцов толщиной 3 мм также будет устанавливаться квазистационарный режим течения расплава с периодическим изменением скорости.

Стабильное возбуждение волнового движения с фиксированной длиной волны на поверхности фронта отображается горизонтальной группой точек на пространстве параметров  $\Lambda(v)$ . Можно сделать вывод, что большую часть времени, когда волновой процесс реализуется, он имеет постоянные параметры. Однако по имеющимся данным невозможно определить: возбуждаются ли волны периодически или непрерывно. Можно предположить, что параметры волн зависят от скорости поверхности расплава, однако в экспериментах, в которых устанавливался квазистационарный режим течения с периодической сменой двух или более значений скорости поверхности, не определялось другого вида волнового движения. Это может объясняться возбуждением волн только при определенных устойчивых значениях скорости течения расплава, либо может быть связано с «экранированием», то есть методологической невозможностью регистрации второго волнового движения.

На скоростях резки близких к максимальной для данной толщины металла расположение точек в представлении  $\Lambda(v)$  теряет упорядоченность. Перестают распознаваться вертикальная и горизонтальная группы точек. По всей видимости, нестабильными становятся характеристики как течения расплава, так и волнового движения на его поверхности. По результатам статистической обработки данных определяются дополнительные

«устойчивые» значения скорости поверхности, характеризуя статистически более вероятные значения.

Скорость ЛР порядка 40 мм/с при резке металла толщиной 6 мм приводит к нестабильному течению расплава. На тех же значениях скорости при резке стали 3 мм наблюдается стабильное течение.

Предложенные методы позволяют определять важные характеристики течения расплава (скорость потока и параметры гидродинамических волн на его поверхности) по данным, получаемым непосредственно в процессе ЛР. Их вычисление может быть реализовано в режиме реального времени для использования в приборах и средствах контроля качества выполнения технологических операций. Таким образом, описанная методика сбора информации о процессах, происходящих в зоне воздействия лазерного излучения на металл, а также методы обработки полученной информации, могут применяться при разработке аппаратной и программной частей спецоборудования для устройств квантовой электроники.

### **3.8 Выводы**

Корреляционным методом с предварительной частотной фильтрацией температурных данных определены скорости перемещения вдоль фронта реза поверхностных неоднородностей температуры и рельефа. Показано, что применение частотной фильтрации позволяет независимо определять параметры различных регулярных поверхностных неоднородностей.

Установлено, что стабильному движению поверхности расплава соответствует выявление корреляционным методом постоянной скорости неоднородностей в диапазоне частот более широком, чем полоса фильтрации. Это происходит за счет регистрации параметров широкополосных шумовых процессов: перемещения вместе с поверхностью

расплава случайных температурных неоднородностей и длинных капиллярных волн.

Предложена оригинальная методика определения устойчивых значений скорости поверхности расплава по данным корреляционного метода. С помощью методики установлены зависимости таких скоростей от параметров процесса ЛР. Показано, что в зависимости от параметров процесса ЛР могут устанавливаться квазистационарные режимы течения расплава, при которых происходит периодическая смена нескольких устойчивых значений скорости перемещения его поверхности.

При ЛР образцов толщиной 6 мм излучением 10.6 мкм плотностью мощности около  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> при давлении кислорода 0.1-0.6 МПа диапазон реализующихся устойчивых значений скорости поверхности расплава расширяется с ростом скорости ЛР. Разница между максимальным и минимальным устойчивыми значениями увеличивается в среднем с 2 м/с до 8 м/с при изменении скорости резки с 23 мм/с до 40 мм/с.

Проведен анализ пространства параметров  $\Lambda(v)$  «скорость – период повторения» образующихся поверхностных неоднородностей. Обнаружено возбуждение на поверхности расплава гидродинамических волн с устойчивым значением длины волны. В случае резки образцов толщиной 6 мм излучением 10.6 мкм с плотностью мощности около  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> при давлении кислорода 0.1-0.6 МПа возбуждаются волны с длиной волны 2.7-4 мм при изменении скорости резки от 23 до 40 мм/с; а в случае резки образцов 3 мм при давлении кислорода 0.1-0.25 МПа возбуждаются волны с длиной волны 2-2.8 мм при изменении скорости резки от 37 до 64 мм/с.

Показано, что на высоких, для фиксированной толщины металла, скоростях резки параметры течения расплава и гидродинамических волн на его поверхности становятся нестабильными при одинаковых значениях прочих параметров процесса ЛР.

Разработанные методы сбора данных в процессе ЛР, а также их последующей обработки могут использоваться при создании приборов и средств контроля качества выполнения технологических операций. Они могут применяться в режиме реального времени в составе спецоборудования для устройств квантовой электроники.

## **ГЛАВА 4. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОГО ДВИЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ РАСПЛАВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ**

В этой главе предпринимается попытка провести интерпретацию экспериментальных результатов на основе физико-математической модели течения расплава. Проводится расчет характеристик гидродинамических волн, возбуждающихся на фронте во время ЛР.

Рассмотрим гидродинамику течения тонкой пленки расплава, образующегося под воздействием лазерного излучения. Расплав стекает вдоль по фронту реза, увлекаемый струей вспомогательного газа. Как показано в [12], стационарное состояние гладкой поверхности «расплав – газ» неустойчиво, на поверхности расплава неизбежно образуются изгибы, и распространяются поверхностные волны. В работе [90] проводится классификация неустойчивостей параллельных двухфазных потоков. Показано, что для вертикального течения жидкость-газ наибольший вклад оказывает неустойчивость, связанная с неоднородностью сдвигового напряжения вдоль поверхности. В работе [91] утверждается, что турбулентная струя газа может способствовать образованию на поверхности пленки расплава нелинейных гидродинамических волн. Более подробно течение тонкой пленки по твердой стенке под действием струи газа рассмотрено в работе [92]. Показано, что вариации сдвигового напряжения и градиента давления на волнистой поверхности играют определяющую роль в образовании кинематической, а также т.н. “быстрой” и “медленной” динамических волн.

#### 4.1 Модель течения пленки расплава под действием газового потока

Будем считать, что условия на фронте реза таковы, что на нем всегда есть слой расплава, и он никогда не кипит. В используемом диапазоне параметров ЛР это предположение соответствует действительности. Во время ЛР генерация расплава происходит вдоль всего фронта. Поскольку основными механизмом удаления расплава является его вынос сверху вниз, то на любой глубине, за исключением самой верхней области, количество поступающего сверху расплава превышает локально генерируемый объем. Это позволяет использовать модель неустойчивости течения жидкости, увлекаемой газом, предполагающую равномерное поступление жидкости сверху. Мы будем рассматривать течение расплава «в отрыве» от его источника. Пренебрежем зависимостями параметров расплава (вязкости и плотности) от температуры. Возмущения свободной поверхности расплава из-за действия термокапиллярных сил, обусловленных зависимостью поверхностного натяжения расплава от температуры, несущественны. При математическом описании динамики течения расплава при ЛР будем следовать модели течения пленки жидкости под действием газового потока, предложенной (безотносительно к процессам при ЛР) в работе [92].

Экспериментальные исследования пленочного течения жидкости при ускорении её газом, например [93], показывают, что образующиеся при этом волны можно рассматривать как двухмерные. Будем рассматривать задачу в двухмерной постановке. Считаем, что возникающие на пленке возмущения  $\lambda$  много больше её толщины  $h_0$ . В таком случае для описания течения жидкости можно использовать погранслоное приближение. Известно, что его применение допустимо при  $Re \sim 1/\varepsilon \gg 1$ , где  $\varepsilon = h_0/\lambda \ll 1$  – малый параметр. В работах [89, 94] показано, что в случае длинноволновых возмущений диапазон применения может быть расширен до:  $1 < Re < 1/\varepsilon^2$ .



Запишем стационарные уравнения Навье-Стокса для течения в пограничном слое, а также граничные условия:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \sin \theta = 0, \quad (5)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g \cos \theta = 0, \quad (6)$$

$$u = 0, \text{ при } y = 0,$$

$$p = p_s(x); \quad \mu \frac{\partial u}{\partial y} = \tau_s, \text{ при } y = h.$$

Здесь:  $x, y$  – декартовы координаты,  $\rho$  – плотность,  $\nu, \mu$  – кинематическая и динамическая вязкости,  $g$  – ускорение свободного падения,  $h$  – толщина пленки,  $u(y)$  – скорость течения,  $p$  – давление,  $\theta$  – угол наклона пленки. Индексы: «0» – обозначает невозмущенные значения, а «s» – значения величин на поверхности. Воздействие газа на устойчивость жидкой пленки учитывается через пульсации давления  $p_s$  и касательного напряжения  $\tau_s$  на межфазной поверхности.

Распределение гидростатического давления по пленке можно записать, используя (6):

$$p_0 = p_{s0}(x) + \rho g \cdot (h_0 - y) \cdot \cos \theta.$$

Отсюда, с учетом (5) и граничных условий, параболический профиль скорости запишется, как:

$$u_0 = \frac{(\tau_{s0} + \rho g h_0 \sin \theta - h_0 dp_{s0}/dx)}{\mu} y - \frac{(\rho g \sin \theta - dp_{s0}/dx)}{2\mu} y^2. \quad (7)$$

В случае отсутствия волнообразования невозмущенный расход определяется:

$$q_0 \equiv \int_0^{h_0} u_0 dy = \frac{\tau_{s0} h_0^2}{2\mu} + \frac{(\rho g \sin \theta - dp_{s0}/dx)}{3\mu} h_0^3. \quad (8)$$

Распределение скорости по потоку характеризуется величиной  $\chi = \chi(x, t)$ :

$$\chi \equiv \frac{1}{hu_a^2} \int_0^h u^2 dy, \text{ где } u_a - \text{средняя скорость.}$$

В случае умеренных чисел Рейнольдса и длинноволнового приближения ( $\lambda \gg h_0$ ) применяется «интегральный» метод. Он состоит в интегрировании уравнений пограничного слоя по толщине пленки. Переходя к безразмерным величинам:

$$x/h_0 \rightarrow x, \quad y/h_0 \rightarrow y, \quad tu_{a0}/h_0 \rightarrow t, \quad h/h_0 \rightarrow h, \\ u/u_{a0} \rightarrow u, \quad p/\rho u_{a0}^2 \rightarrow p, \quad \tau/\rho u_{a0}^2 \rightarrow \tau, \quad q/|q_0| \rightarrow q,$$

а также вводя безразмерные параметры:

$$\text{Число Рейнольдса: } Re = |q_0|/\nu,$$

$$\text{Число Фруда: } Fr = g|\cos\theta|h_0/u_{a0}^2,$$

$$\text{Число Вебера: } We = \sigma/\rho h_0 u_{a0}^2,$$

полученные в [92] интегральные уравнения для нестационарного случая принимают вид:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{2\chi}{h} q \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{q^2}{h} \frac{\partial \chi}{\partial x} - \frac{q^2}{h^2} \chi \frac{\partial h}{\partial x} = \tau_s - \tau_w - h \frac{\partial p_s}{\partial x} - Fr h \left( \frac{\partial h}{\partial x} + \tan\theta \right) + We h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим образование слабонелинейных волн, возникающих на начальной стадии эволюции рельефа, для которых:

$$h = 1 + H, \quad q = 1 + Q, \quad \chi = \chi_0 + \kappa, \quad \text{причем}$$

$$|H|, |Q| \ll 1, \quad |\kappa| \ll \chi_0, \quad \langle Q \rangle = 0, \quad \langle H \rangle, \langle \kappa \rangle \neq 0.$$

Напряжения на поверхности, в соответствии с [95], можно записать, как:

$$\tau_s = \tau_{s0} + \tau'_s = \tau_{s0} + \hat{\tau}_{sR} H + \hat{\tau}_{sI} H_x, \\ p_s = p_{s0} + p'_s = p_{s0} + \hat{p}_{sR} H + \hat{p}_{sI} H_x. \quad (11)$$

Индексы «х» обозначают частную производную по  $x$ .  $\hat{\tau}_{sR}, \hat{\tau}_{sI}, \hat{p}_{sR}, \hat{p}_{sI}$  — амплитуды вариаций давления и касательного напряжения на границе раздела. В уравнении (9) учитывается только квадратичная нелинейность;

затем исключается  $Q$ , используя приближенное равенство:  $Q = cH$ . В результате получаем одно уравнение на возмущение толщины пленки [92]:

$$\frac{3}{\text{Re}} \left( \frac{\partial}{\partial t} + c_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) H + \left( \frac{\partial}{\partial t} + c_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial}{\partial t} + c_2 \frac{\partial}{\partial x} \right) H + n_0 H_{xxx} + We H_{xxxx} = n_1 H H_x + n_2 (H H_x)_x + n_3 (H H_t)_t + n_4 (H H_t)_x + n_5 H_x H_{xx} + n_6 H H_{xxx} + n_7 (H H_x)_{tx} + n_8 (H_x H_{xx})_x + n_9 (H H_{xxx})_x, \quad (12)$$

$$\text{где } c_0 = 3 + \text{Re}(\hat{\tau}_{sR} - \tau_{s0})/2,$$

$$c_{1,2} = v_s \pm \left\{ v_s^2 - 1.2 + Fr + \hat{p}_{sR} - 3\hat{\tau}_{sI}/2 + \right. \\ \left. + \text{Re} \tau_{s0} (2 \text{Re} \hat{\tau}_{sR} + 3 \text{Re} \tau_{s0} + 6 + 6\hat{\tau}_{sR}/\tau_{s0})/120 \right\}^{1/2},$$

$$v_s = 1.2 + \text{Re} \tau_{s0}/40,$$

$$n_0 = -\hat{p}_{sI} - \text{Re} \hat{\tau}_{sI} (\text{Re} \tau_{s0} + 3)/60.$$

Итоговое нелинейное эволюционное уравнение (12) имеет двухволновую структуру. Первый волновой оператор описывает кинематическую волну, движущуюся со скоростью  $c_0$ , но его вклад незначителен при больших  $\text{Re}$ . Второй оператор описывает две инерционные волны, распространяющиеся со скоростями  $c_1$  и  $c_2$  в противоположных направлениях относительно движущейся поверхности жидкости.

#### 4.1.1 Параметры газа

Для получения численных результатов по представленной модели необходимо оценить входящие в неё величины, характеризующие свойства газового потока. В соответствии с (11), воздействие газа на динамику жидкой пленки можно разделить на постоянную и переменную части. Постоянная часть, определяемая величинами  $\tau_{s0}$  и  $p_{s0}$ , зависит от параметров процесса ЛР: используемого давления и геометрии задачи. Переменная часть помимо этого зависит от локального рельефа поверхности и при этом оказывает определяющее значение на образование неустойчивостей поверхности. Она характеризуется коэффициентами  $\hat{\tau}_{sR}, \hat{\tau}_{sI}, \hat{p}_{sR}, \hat{p}_{sI}$ .

Невозмущенные компоненты градиента давления  $\partial p_{s0}/\partial x$  и касательного напряжения  $\tau_{s0}$ , в зависимости от давления вспомогательного газа, оценивались в соответствии с [96]. Для того, чтобы определить значения коэффициентов  $\hat{\tau}_{sR}, \hat{\tau}_{sI}, \hat{p}_{sR}, \hat{p}_{sI}$  будем использовать «модель D\*» [93]. В ней применяется система координат, связанная с пограничным слоем, а также модифицированная модель длины пути смещения с демпфирующей функцией ван Дриста [97]. Безразмерные величины амплитуд и фазовых углов, характеризующие зависимость вариаций давления  $p_s$  и касательного напряжения  $\tau_s$ , показаны на рисунке 25. Они представлены в зависимости от безразмерного волнового числа  $\alpha_G^+$ :

$$\alpha_G^+ = \frac{v_G \alpha}{v_G^*}, \text{ где } v_G^* = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho_G}} - \text{ скорость трения,}$$

$v_G$  — кинематическая вязкость газа,  $\rho_G$  — плотность газа.

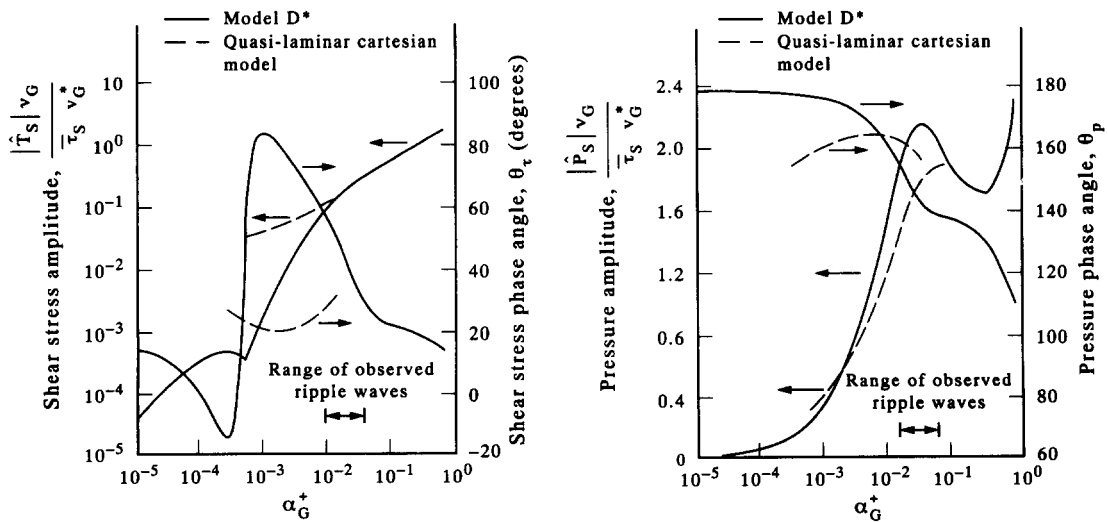


Рисунок 25 – Зависимости пульсаций касательного напряжения  $\tau_s$  и давления  $p_s$  от безразмерного волнового числа. Из [93]

#### 4.1.2 Оценка характеристик гидродинамических волн

Для проведения анализа линейной устойчивости течения возмущение толщины пленки представляется в виде:

$$H \sim \exp(ik(x - ct) + \beta t)$$

и подставляется в линеаризованное уравнение (12). Полученная система дисперсионных уравнений имеет вид:

$$\beta^2 - k^2(c^2 - c_1 c_2 c + c_1 + c_2) + \frac{3\beta}{\text{Re}} + \text{We} k^4 = 0,$$

$$\beta = \frac{3}{\text{Re}} \frac{c - c_0 + n_0 k^2 \frac{\text{Re}}{3}}{c_1 c_2 - 2c}.$$

Здесь:  $k$  – волновое число,  $c$  – фазовая скорость.

На рисунке 26 представлены дисперсионные кривые для условий: сталь 3 мм,  $P = 0.25$  МПа,  $V_{\text{cut}} = 53$  мм/с. Волны, соответствующие максимуму инкремента неустойчивости, являются наиболее быстро растущими («волны максимального роста») и будут преимущественно возбуждаться.

Чтобы проверить возможность измерения скорости движения образующихся волн корреляционным методом, оценим время развития неустойчивостей как величину, обратную значению инкремента волн максимального роста ( $\beta^{-1}$ ). Соответствующие времена составляют порядка несколько микросекунд. Условно можно считать, что неустойчивость наблюдаема, если она успевает развиться за время перемещения между соседними областями наблюдения. Пороговое значение инкремента можно определить как:  $\beta_{LC} = \bar{V}_s / d_{VP}$ , где  $\bar{V}_s$  – средняя скорость движения поверхности расплава [78]. В случае  $\bar{V}_s = 7$  м/с значение  $\beta_{LC} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Полученное значение показано пунктирной горизонтальной линией на рисунке 26. Видно, что волны максимального роста заведомо успевают развиться, пока расплав перемещается между соседними областями наблюдения, и, в этом смысле, наблюдаемы.

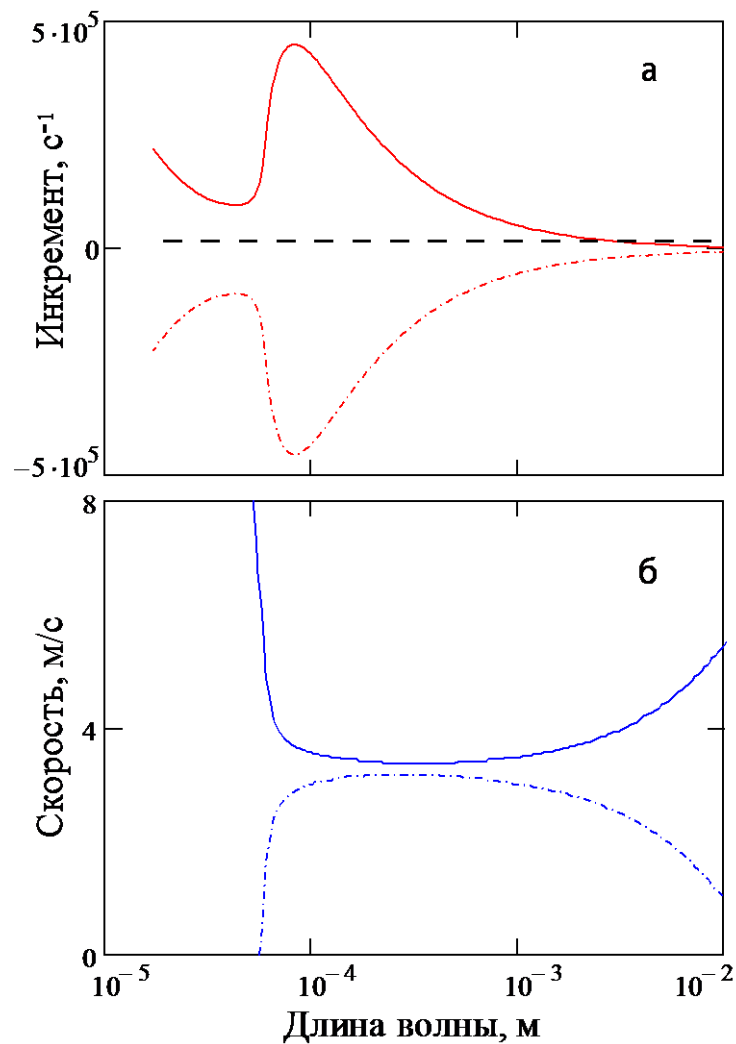


Рисунок 26 – Дисперсионные кривые. Сталь 3 мм,  $P = 0.25$  МПа,  $V_{\text{cut}} = 53$  мм/с. Горизонтальная пунктирная линия – пороговое значение инкремента.

Характерно наличие двух ветвей дисперсионных кривых, описывающих две волновые моды. Нижняя ветвь соответствует сильно затухающим возмущениям.

Длины волн максимального роста имеют величины порядка 100 мкм. В эксперименте наблюдаются волны миллиметрового диапазона. На рисунке 26 «б» видно, что зависимость  $\lambda(c)$  – двузначна, то есть может существовать другая волна, одновременно перемещающаяся с той же скоростью, что и у волны максимального роста. Из теории нелинейных волн известно, что взаимодействие между волнами, имеющими одинаковую

скорость, сильнее, чем между волнами, движущимися с различными скоростями [98]. В работах [99, 100] экспериментально и теоретически рассматривается механизм резонанса волновых мод на пленке жидкости, обтекаемой турбулентным потоком газа. Описывается усиление длинноволновой моды, находящейся в состоянии виртуального резонанса с волной максимального роста, обусловленное равенством их скоростей. Схема возбуждения длинноволновой моды показана на рисунке 27. Важно отметить, что инкремент неустойчивости низкочастотной резонансной моды также больше порогового значения  $\beta_{LC}$ .

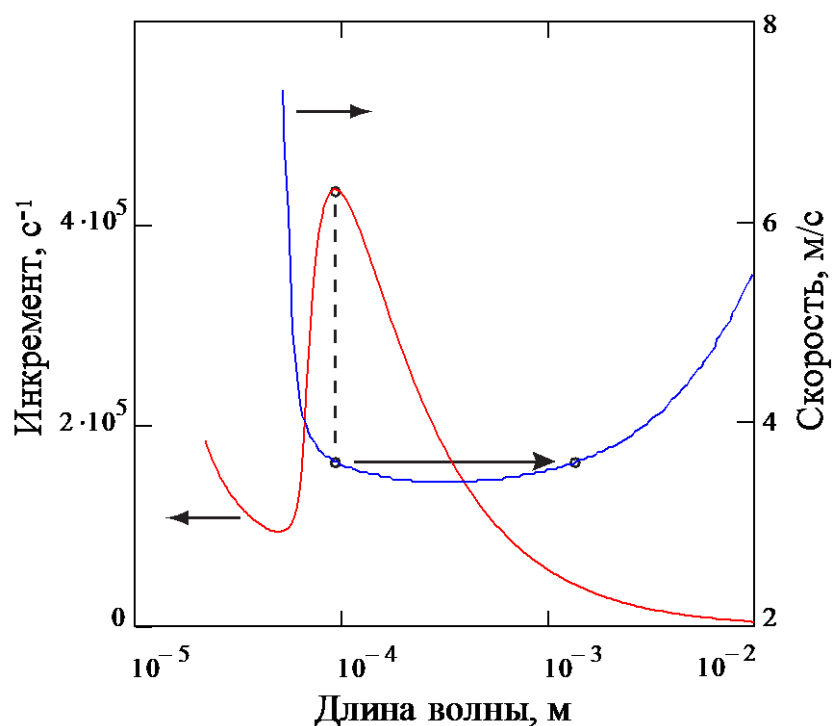


Рисунок 27 – Схема возбуждения длинноволновой моды при синхронизме скоростей с волнами максимального роста.

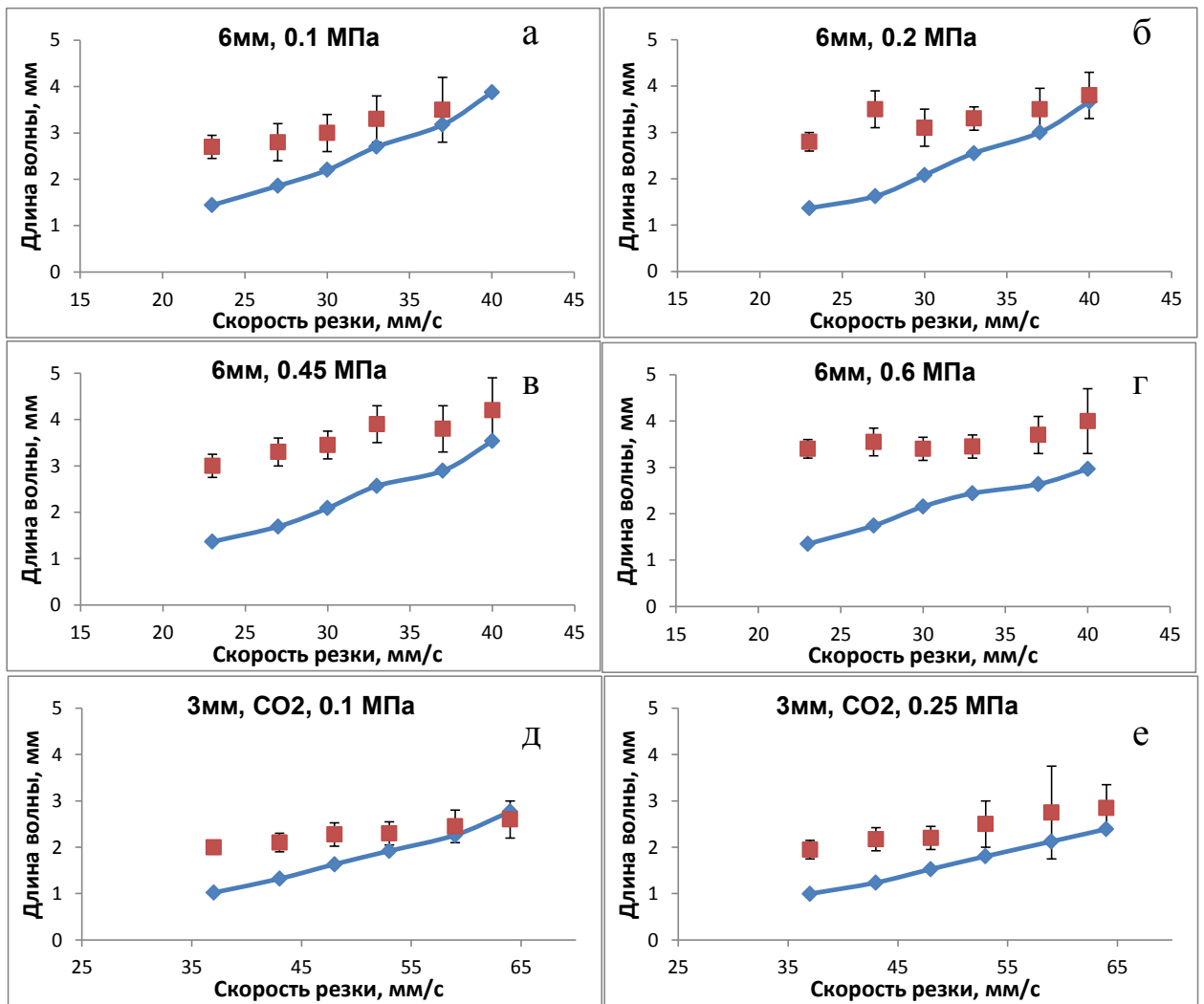


Рисунок 28 – Длина волны в зависимости от скорости ЛР.  
Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) данные. а-г - 6 мм;  
д,е - 3 мм. Давление кислорода указано на графиках



Используя механизм синхронизма волн, из полученных дисперсионных зависимостей были определены характеристики длинноволновых мод. На рисунке 28 совместно представлены зависимости от скорости резки расчетной длины волны резонансной моды (сплошные линии), и длины волны, экспериментально полученной корреляционным методом (точки). При использовании давления до 0.25 МПа и близких к максимальным скоростей резки, экспериментальные и расчетные величины совпадают в пределах погрешности как на образцах толщиной 3 мм, так и 6 мм. В остальных случаях расчетные длины волн меньше, чем экспериментально полученные. Различия увеличиваются с замедлением скорости резки. На минимальной скорости резки расчетные и экспериментальные длины отличаются примерно в два раза.

#### ***4.1.3 Обсуждение***

Использованная физико-математическая модель позволяет предсказать тенденции в изменении длины волны образующихся гидродинамических волн при изменении скорости резки, но не в состоянии достаточно точно рассчитать их величины. Совпадение расчетных результатов с экспериментальными данными наблюдается на высоких, для фиксированной толщины металла, скоростях резки вместе с низким или умеренным давлением режущего газа.

Тем не менее, проведенные расчеты показывают возможность развития неустойчивости течения расплава с образованием волн в процессе ЛР с использованием вспомогательного газа. Кроме того, они согласуются с интерпретацией экспериментальных данных как проявления волнового движения поверхности потока расплава.

Следует заметить, что данная модель описывает линейную стадию развития неустойчивостей. Дальнейшая эволюция параметров волн

происходит под сильным влиянием нелинейных эффектов. Условия нашей задачи – ограниченная длина фронта и расположение областей наблюдения в верхней части (в случае 6 мм) – означают наблюдение только начального этапа развития неустойчивостей. Применение данной модели, таким образом, адекватно рассматриваемой задачи.

Одной из возможных причин расхождения экспериментальных и расчетных результатов является неоптимальность использованной оценки параметров газового потока. Течение газа вдоль фронта с переменной в пространстве и времени кривизной окружающих поверхностей, с учетом эффектов растекания газа вдоль листа и входа в щель, чрезвычайно сложно для моделирования. Использование экспериментально полученных, на конкретных лазерных установках, данных по газовой динамике, возможно, позволит продвинуться в этом направлении.

В соответствии с экспериментальными результатами, в зависимости от параметров процесса ЛР, могут устанавливаться квазистационарные режимы течения расплава, при которых происходит периодическая смена двух или более устойчивых значений скорости его поверхности. Это приводит к согласованному изменению толщины пленки. В используемой модели невозмущенные параметры потока определяются из расхода металла и условий воздействия газа и не зависят от времени. Если волнообразование происходит в момент быстрого течения, то реальная толщина расплава превышает расчетное значение. Учет этого явления позволит при расчете получить больший размер волн – ближе к наблюдаемым значениям.

Используемая модель не учитывает локальные тепловые эффекты, связанные с воздействием лазерного излучения. Взаимодействие излучения и металла рассматривается исключительно в контексте стабильной генерации расплава. В литературе рассматриваются неустойчивости при лазерном воздействии, приводящие к образованию и перемещению волн на

поверхности расплава. В [101] приводится оценка величины инкремента термокапиллярной неустойчивости. Для условий, близких к используемым в данной работе, время развития неустойчивости составляет порядка 30-300 мкс, в зависимости от коэффициента поглощения, учитывающегося в расчете. В работе [76] теоретически исследована неустойчивость поверхности расплавленного металла на стенках глубокой парогазовой каверны, поглощающей однородный поток энергии лазерного излучения. Рассмотрен испарительно-капиллярный механизм образования волн. Для расплава стали получены численные оценки инкремента неустойчивости  $\gamma \approx 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует времени развития неустойчивости  $\sim 30$  мкс. В разделе 4.1.2 показывается, что времена развития чисто гидродинамической неустойчивости составляют порядка единиц микросекунд, то есть на один-два порядка меньше, чем у термо- или испарительно-капиллярной неустойчивостей. Таким образом, в условиях газолазерной резки, когда происходит интенсивный обдув расплава газом, дестабилизирующий эффект газового потока превышает влияние тепловых эффектов на устойчивость течения. Это допускает использование для оценки течения чисто гидродинамического подхода.

## 4.2 Выводы

Проведена оценка параметров течения расплава вдоль фронта реза на основе гидродинамической модели течения жидкой пленки, увлекаемой турбулентным потоком газа, при учете вариации касательного и нормального напряжений вдоль волнистой поверхности и с использованием механизма резонансного усиления длинноволновой моды.

Показано, что в условиях ЛР металлов с использованием вспомогательного газа возможно развитие гидродинамических неустойчивостей с образованием волн миллиметрового диапазона.

Рассмотрен механизм резонанса мод с усилением длинноволновой моды. Расчет для экспериментальных условий предсказывает возбуждение волн: в случае образцов толщиной 6 мм – с длиной волны 1.5-4 мм, а в случае образцов 3 мм – с длиной волны 1-2.5 мм, в зависимости от скорости резки и давления режущего газа.

Расчетные и экспериментально полученные значения длины волны возбуждаемых волн удовлетворительно согласуются. Совпадение расчетных результатов с экспериментальными данными наблюдается на высоких, для фиксированной толщины металла, скоростях резки вместе с низким или умеренным давлением режущего газа. Полученные данные подтверждают интерпретацию результатов корреляционного метода, как проявления волнового движения поверхности расплава.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы можно сформулировать следующим образом:

1. Показано, что анализ теплового излучения фронта реза может применяться для изучения динамики расплава в процессе ЛР. В силу нелинейной зависимости коэффициента поглощения от наклона локальной площадки данный подход применим для определения частотных характеристик возмущений рельефа поверхности. С его помощью могут исследоваться регулярные процессы, происходящие на фронте реза.
2. Разработано и сконструировано диагностическое измерительное оборудование, позволяющее регистрировать колебания яркостной температуры одновременно в четырех областях фронта реза во время проведения ЛР.
3. Проведена экспериментальная резка стальных пластин толщиной 3 и 6 мм излучением  $\text{CO}_2$ -лазера в потоке кислорода с одновременной регистрацией яркостной температуры. Параметры процесса ЛР изменялись в широком диапазоне.
4. Проведен автокорреляционный анализ полученных данных. Показано, что пульсации яркостной температуры в локальных областях фронта реза в процессе ЛР металлов, происходящие с частотами выше определенного «порогового» значения, отображают перемещение локальных возмущений рельефа или случайных температурных неоднородностей. Пороговая частота зависит от условий ЛР и связана с процессами образования регулярной шероховатости.
5. Корреляционным методом с предварительной частотной фильтрацией определены скорости перемещения вдоль фронта реза поверхностных

неоднородностей температуры и рельефа. Показано, что применение частотной фильтрации позволяет независимо определять параметры различных регулярных поверхностных неоднородностей.

6. Установлено, что стабильному движению поверхности расплава соответствует выявление корреляционным методом постоянной скорости неоднородностей в диапазоне частот более широком, чем полоса фильтрации. Это происходит за счет регистрации параметров широкополосных шумовых процессов: перемещения вместе с поверхностью расплава случайных температурных неоднородностей и длинных капиллярных волн.
7. Разработана оригинальная статистическая методика определения устойчивых значений скорости поверхности расплава по данным корреляционного метода. С помощью методики установлены зависимости таких скоростей от параметров процесса ЛР. Показано, что в зависимости от параметров процесса ЛР могут устанавливаться квазистационарные режимы течения расплава, при которых происходит периодическая смена нескольких устойчивых значений скорости перемещения его поверхности.
8. При ЛР образцов низкоуглеродистой стали в потоке кислорода излучением  $\text{CO}_2$ -лазера с плотностью мощности  $10^6 \text{ Вт/см}^2$  наблюдается: от 1 до 3 устойчивых значения скорости поверхности в случае резки образцов толщиной 3 мм (давление режущего газа 0.1 или 0.25 МПа, скорость резки от 37 до 64 мм/с), и от 2 до 4 устойчивых значений в случае резки образцов толщиной 6 мм (давление 0.1-0.6 МПа, скорости резки от 23 до 40 мм/с).
9. В процессе газолазерной резки стали на поверхности потока расплава развиваются гидродинамические волны, длина волны которых слабо зависит от скорости резки и давления режущего газа, и составляет

2-2.8 мм в случае резки образцов толщиной 3 мм; и 2.7-4 мм в случае резки образцов толщиной 6 мм.

10. Показано, что на высоких (для фиксированной толщины металла) скоростях резки характеристики течения расплава и гидродинамических волн на его поверхности становятся нестабильными при одинаковых значениях прочих параметров процесса ЛР.
11. Разработанные методы сбора данных в процессе ЛР, а также их последующей обработки могут использоваться при создании приборов и средств контроля качества выполнения технологических операций. Они могут применяться в режиме реального времени в составе спецоборудования для устройств квантовой электроники.
12. Проведена оценка параметров течения расплава вдоль фронта реза на основе гидродинамической модели течения жидкой пленки, увлекаемой турбулентным потоком газа, при учете вариации касательного и нормального напряжений вдоль волнистой поверхности и с использованием механизма резонансного усиления длинноволновой моды. Показано, что в условиях ЛР металлов с использованием вспомогательного газа возможно развитие гидродинамических неустойчивостей с образованием волн миллиметрового диапазона. Расчет по модели предсказывает возбуждение волн: в случае образцов толщиной 3 мм – с длиной волны 1-2.5 мм, а в случае образцов 6 мм – с длиной волны 1.5-4 мм, в зависимости от скорости резки и давления режущего газа. Совпадение расчетных результатов с экспериментальными данными наблюдается на высоких (для фиксированной толщины металла) скоростях резки совместно с низким или умеренным давлением режущего газа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Голубев В.С. О механизмах удаления расплава при газолазерной резке материалов – Е-принт №3 – Шатура:ИПЛИТ РАН, 2004 – 109 с.
2. Мирзоев Ф. Х., Панченко В. Я., Шелепин Л. А. Лазерное управление процессами в твердом теле //Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166. – №. 1. – С. 3-32.
3. Sullivan A. B. J., Houldcroft P. T. Gas-jet laser cutting //BRIT WELD J. – 1967. – Т. 14. – №. 8. – Р. 443-445. р. 443.
4. Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н., Мисюров А.И Технологические процессы лазерной обработки: Учеб. Пособие для вузов / Под ред. А.Г. Григорьянца. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
5. Schulz W. et al. Simulation of laser cutting //The Theory of Laser Materials Processing. – Springer Netherlands, 2009. – С. 21-69.
6. Ковалев О. Б. и др. Сопряженные задачи механики сплошных сред в процессах газолазерной резки металлов //Прикладная механика и техническая физика. – 2001. – Т. 42. – №. 6. – С. 106-116.
7. Коваленко В. С. и др. Малоотходные процессы резки лучом лазера / В. С. Коваленко, В. В. Романенко, Л. М. Олещук.— К.: Техніка, 1987. – 112 с.
8. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 208 с.
9. Sforza P., Santacesaria V. CO2 laser cutting: analytical dependence of the roughness of the cut edge on the experimental parameters and process monitoring //Europto High Power Lasers and Laser Applications V. – SPIE, 1994. – С. 836-847.
10. Schuocker D. Ind. Las. Handbook : дис. – Ed. D. Belforte & M. Levitt, Penwell, Tulsa, OK, 1987.



11. Olsen F. O. Fundamental mechanisms of cutting front formation in laser cutting //Europto High Power Lasers and Laser Applications V. – International Society for Optics and Photonics, 1994. – С. 402-413.
12. Vicanek M. et al. Hydrodynamical instability of melt flow in laser cutting //Journal of Physics D: Applied Physics. – 1987. – Т. 20. – №. 1. – С. 140.
13. Tsai M. J., Weng C. I. Linear stability analysis of molten flow in laser cutting //Journal of Physics D: Applied Physics. – 1993. – Т. 26. – №. 5. – С. 719.
14. Макашов Н. К. и др. Газогидродинамика резки металлов непрерывным лазерным излучением в инертном газе //Квантовая электрон. – 1992. – Т. 19. – №. 9. – С. 910-915.
15. Leidinger D. et al. Nozzle design and simulation of gas flow for the laser cutting process //Europto High Power Lasers and Laser Applications V. – International Society for Optics and Photonics, 1994. – С. 469-479.
16. Zefferer H. et al. Laser beam fusion cutting: Diagnostics and modelling of melt drag and ripple formation //Laser in der Technik/Laser in Engineering. – Springer Berlin Heidelberg, 1994. – С. 574-579.
17. Hansmann M., Decker I. A., Ruge J. L. On-line control of the laser cutting process by monitoring the shower of sparks //Power Beam Technology. – 1986. – С. 440-445.,.
18. Edler R., Berger P. New nozzle concept for cutting with high power lasers //Proceedings-SPIE The International Society For Optical Engineering. – 1992. – С. 253-253.
19. La Rocca A. V., Borsati L., Cantello M. Nozzle design to control fluid-dynamics effects in laser cutting //Europto High Power Lasers and Laser Applications V. – International Society for Optics and Photonics, 1994. – С. 354-368.
20. Han S., Taghavi R. Effects of boundary layer swirl on supersonic underexpanded rectangular jet oscillations //AIAA paper. – 1999. – С. 99-0900.

21. Зайцев А. В. и др. Лазерная резка толстых стальных листов при использовании сверхзвуковой струи кислорода //Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – №. 9. – С. 891-892.
22. Bazyleva I. O., Galushkin M. G., Golubev V. S., Dubrovina E. A., Karasev V.A. Thermal losses in the process of gas-assisted laser cutting of metals // 7 Int Conference on Laser and Laser Information Technologies. – SPIE, 2002. – С. 73-82.
23. Chen S. L. The effects of gas composition on the CO<sub>2</sub> laser cutting of mild steel //Journal of materials processing technology. – 1998. – Т. 73. – №. 1. – С. 147-159.
24. Johnson R. L., O'Keefe J. D. Laser Burnthrough Time Reduction Due to Tangential Airflow-An Interpolation Formula //AIAA Journal. – 1974. – Т. 12. – №. 8. – С. 1106-1109.
25. Островский Л. А., Потапов А. И. Введение в теорию модулированных волн. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 400 с. - ISBN 5-9221-0370-9.
26. Захаров В. Е. Слабая турбулентность в средах с распадным спектром //ПМТФ. – 1965. – Т. 4. – С. 35.
27. Либенсон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Конспект лекций. Часть I. Поглощение лазерного излучения в веществе. / Под общ. ред. В.П. Вейко – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2008. – 141 с. р. 141 с.
28. Olsen F. O. Cutting with polarized laser beams //DVS-berichte. – 1980. – Т. 63. – С. 197-200.
29. Niziev V. G., Nesterov A. V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency //Journal of Physics D: Applied Physics. – 1999. – Т. 32. – №. 13. – С. 1455.
30. Onuseit V. et al. Space-resolved spectrometric measurements of the cutting front //Physics Procedia. – 2011. – Т. 12. – С. 584-590.

31. Xie J. et al. Temperature-dependent absorptivity and cutting capability of CO<sub>2</sub>, Nd: YAG and chemical oxygen–iodine lasers //Journal of Laser Applications. – 1997. – Т. 9. – №. 2. – С. 77-85.
32. Beyer E., Wissenbach E., Herziger G. Werkstoffbearbeitung mit Laserstrahlung //Feinwerktechnik Messtechnik. – 1984. – Т. 92. – №. 3. – С. 141-143.
33. Kaplan A. F. H. Fresnel absorption of 1 $\mu$ m-and 10 $\mu$ m-laser beams at the keyhole wall during laser beam welding: Comparison between smooth and wavy surfaces //Applied Surface Science. – 2012. – Т. 258. – №. 8. – С. 3354-3363.
34. С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Воротеев, В.Н. Семиногов. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика// УФН, 147 (12), стр.675-745 (1985).
35. Абрамов, Д. В., Аракелян, С. М., Маков, С. А., Прокошев, В. Г., & Хорьков, К. С. Формирование системы микрократеров на поверхности титана при воздействии фемтосекундным лазерным излучением в условиях быстрого охлаждения. Письма в ЖТФ, 2013, 39(16).
36. Ivarson A., Powell J., Magnusson C. The role of oxidation in laser cutting stainless and mild steel //Journal of laser applications. – 1991. – Т. 3. – №. 3. – С. 41-45.
37. Chen R. Y., Yeun W. Y. D. Review of the high-temperature oxidation of iron and carbon steels in air or oxygen //Oxidation of metals. – 2003. – Т. 59. – №. 5-6. – С. 433-468.
38. Powell J. et al. Fibre laser cutting of thin section mild steel: an explanation of the ‘striation free’effect //Optics and Lasers in Engineering. – 2011. – Т. 49. – №. 8. – С. 1069-1075.
39. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом: Курс лекций: Учеб руководство – М.: Наука, 1989 – 280 с.

40. Brandt A. D., Settles G. S. Effect of nozzle orientation on the gas dynamics of inert-gas laser cutting of mild steel //Journal of Laser Applications. – 1997. – Т. 9. – №. 6. – С. 269-277.
41. Kovalev O. B., Yudin P. V., Zaitsev A. V. Modeling of flow separation of assist gas as applied to laser cutting of thick sheet metal //Applied Mathematical Modelling. – 2009. – Т. 33. – №. 9. – С. 3730-3745.
42. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: Учеб. пособие / Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В. – Новосиб.: Новосиб. гос. ун-т. – 2008. – 412 с.
43. Fushimi T. et al. Fundamental study of laser cutting using high-speed photography //Advanced High-Power Lasers and Applications. – International Society for Optics and Photonics, 2000. – С. 90-95.
44. Arata Y. et al. Dynamic Behavior in Laser Gas Cutting of Mild Steel (Welding Physics, Processes & Instruments) //Transactions of JWRI. – 1979. – Т. 8. – №. 2. – С. 175-186.
45. Gropp A. et al. Laser beam cutting //Optical and quantum electronics. – 1995. – Т. 27. – №. 12. – С. 1257-1271.
46. Yudin P., Kovalev O. Visualization of events inside kerfs during laser cutting of fusible metal //Journal of Laser Applications. – 2009. – Т. 21. – №. 1. – С. 39-45.
47. Riveiro A. et al. Study of melt flow dynamics and influence on quality for CO<sub>2</sub> laser fusion cutting //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2011. – Т. 44. – №. 13. – С. 135501.
48. Hirano K., Fabbro R. Experimental observation of hydrodynamics of melt layer and striation generation during laser cutting of steel //Physics Procedia. – 2011. – Т. 12. – С. 555-564.

49. Schober A. et al. Experimental investigation of the cutting front angle during remote fusion cutting //Physics Procedia. – 2012. – Т. 39. – С. 204-212.
50. HPSSL Plus cutting head - angled version. URL: <http://www.precitec.de/en/products/laser-cutting/solid-state-laser/hpssl-plus/hpssl-plus-cutting-head-angled-version> (дата обращения: 01.05.2014).
51. PLASMO PROCESSOBSERVER ADVANCED. URL: <http://www.plasmo.eu/site/en/produkte-english/sensorbasierte-produkte/9-products/87-processobserver-classic-english> (дата обращения: 01.05.2014).
52. Wen P., Zhang Y., Chen W. Quality detection and control during laser cutting progress with coaxial visual monitoring //Journal of Laser Applications. – 2012. – Т. 24. – №. 3. – С. 032006.
53. Olsen F. et al. Investigations in methods for adaptive control of laser cutting //Proceedings of LAMP. – 1987. – Т. 87. – С. 267-272.
54. Huang M. Y., Chatwin C. R. A knowledge-based adaptive control environment for an industrial laser cutting system //Optics and lasers in engineering. – 1994. – Т. 21. – №. 5. – С. 273-295.
55. Lim S. Y., Chatwin C. R. Intelligent digital control of a laser cutting process //Laser Eng. – 1994. – Т. 3. – С. 99-112.
56. Tonshoff H. K. et al. Process and condition monitoring features incorporated in laser heads //ICALEO 1999: Laser Materials Processing Conference. – 1999.
57. De Keuster J., Duflou J. R., Kruth J. P. Monitoring of high-power CO2 laser cutting by means of an acoustic microphone and photodiodes //The International Journal of Advanced Manufacturing Technology. – 2007. – Т. 35. – №. 1-2. – С. 115-126.
58. Jorgensen H. Investigations of On-line Process Monitoring and Control in CO2 Laser Cutting – PhD thesis, Technical University of Denmark – Lyngby, Denmark, 1990.

59. Leidinger D. In-process monitoring during CO<sub>2</sub>-laser cutting //Lasers in Engineering. – 1995. – T. 4. – №. 3. – C. 243-254.
60. Kaplan A., Wangler O., Schuöcker D. Laser cutting Fundamentals of the periodic striations and their on-line detection //Lasers in Engineering. – 1997.
61. Decker I. et al. Process monitoring in laser beam cutting on its way to industrial application //SPIE. – 1997. – T. 3097. – C. 29-37.
62. Bardin F. et al. Real time temperature measurement for process monitoring of laser conduction welding //Proceedings of the 23rd International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, San Francisco, California. – 2004. – C. 4-7.
63. Bertrand P., Smurov I., Grevey D. Application of near infrared pyrometry for continuous Nd: YAG laser welding of stainless steel //Applied surface science. – 2000. – T. 168. – №. 1. – C. 182-185.
64. Smurov I., Doubenskaia M. Optical sensing in laser machining //SPIE Europe Optics+ Optoelectronics. – International Society for Optics and Photonics, 2009. – C. 73560T-73560T-12.
65. Wen P., Zhang Y., Chen W. Quality detection and control during laser cutting progress with coaxial visual monitoring //Journal of Laser Applications. – 2012. – T. 24. – №. 3. – C. 032006.
66. Duflou J. et al. Development of a real time monitoring and adaptive control system for laser flame cutting //Proc of the 28th Intern. Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, Nov 2-5, 2009-Orlando, Fl, USA. – 2009. – T. 102. – C. 527-536.
67. Mall R. Real-Time Systems: Theory and Practice. – Pearson Education India, 2009.
68. Wilf H. S. Algorithms and Complexity – AK Peters, Ltd., 2nd edition, 2002 – ISBN: 1-56881-178-0.

69. Happe M., Lübbers E., Platzner M. A self-adaptive heterogeneous multi-core architecture for embedded real-time video object tracking //Journal of real-time image processing. – 2013. – Т. 8. – №. 1. – С. 95-110.
70. Семерников Е. А. и др. Формирование адресных последовательностей для конвейерных вычислителей БПФ //Искусственный интеллект. – 2006. – №. 3. – С. 68-78.
71. Kaplan A. F. H. An analytical model of metal cutting with a laser beam //Journal of applied physics. – 1996. – Т. 79. – №. 5. – С. 2198-2208.
72. Al-Mashikhi S. O. et al. An explanation of ‘striation free’ cutting of mild steel by fibre laser //Proceedings of the Fifth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing. – 2009.
73. Kaplan A. F. H. Absorptivity modulation on wavy molten steel surfaces: The influence of laser wavelength and angle of incidence //Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 101. – №. 15. – С. 151605.
74. Леденев В. И., Мирзоев Ф. Х. О термокапиллярной неустойчивости в глубоких металлических кавернах //Квантовая Электроника. – 1993. – Т. 20. – №. 12. – С. 1185-1190.
75. Емельянов, В.И., Заярный, Д.А., Ионин, А.А. и др. Наномасштабная гидродинамическая неустойчивость расплава при абляции тонкой пленки золота фемтосекундным лазерным импульсом. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, 2014, 99(9), 601-605.
76. Мирзоев Ф. Х. Испарительно-капиллярная неустойчивость в глубокой парогазовой каверне //Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. – №. 2. – С. 147-150.
77. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. — 3-е изд., перераб. — М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. — 736 с.

78. Chen K., Lawrence Yao Y. Striation formation and melt removal in the laser cutting process //Journal of Manufacturing Processes. – 1999. – Т. 1. – №. 1. – С. 43-53.
79. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика: 2е изд. – М.:Физматгиз, 1959. – 700 с.
80. Ermolaev G. V., Kovalev O. B. Simulation of surface profile formation in oxygen laser cutting of mild steel due to combustion cycles //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2009. – Т. 42. – №. 18. – С. 185506.
81. Bruncko J., Uherek F., Michalka M. Monitoring of laser welding by optical emission spectroscopy //LASER PHYSICS-LAWRENCE-. – 2003. – Т. 13. – №. 4. – С. 669-673.
82. Gruber J. et al. Rapid in-situ analysis of liquid steel by laser-induced breakdown spectroscopy //Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. – 2001. – Т. 56. – №. 6. – С. 685-693.
83. Sibillano T. et al. A real-time spectroscopic sensor for monitoring laser welding processes //Sensors. – 2009. – Т. 9. – №. 5. – С. 3376-3385.
84. Sforza P., de Blasiis D. On-line optical monitoring system for arc welding //NDT & E International. – 2002. – Т. 35. – №. 1. – С. 37-43.
85. Hamamatsu. Infrared Detectors. Selection Guide – Dec. 2009. – Cat. No. KIRD0001E04.
86. Яглом А. М. Корреляционная теория стационарных случайных функций. – Л.:Гидрометеоиздат, 1981. – 280 с.
87. Beck M. S. Correlation in instruments: cross correlation flowmeters //Journal of Physics E: Scientific Instruments. – 1981. – Т. 14. – №. 1. – С. 7.
88. Бендат Дж., Пирсол А. Применения корреляционного и спектрального анализа: Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 312 с.
89. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости – Новосибирск: ВО “Наука“, 1992. — 256 с.



90. Boomkamp P. A. M., Miesen R. H. M. Classification of instabilities in parallel two-phase flow //International Journal of Multiphase Flow. – 1996. – T. 22. – C. 67-88.
91. Jurman L. A., McCready M. J. Study of waves on thin liquid films sheared by turbulent gas flows //Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. – 1989. – T. 1. – №. 3. – C. 522-536.
92. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow //International journal of heat and mass transfer. – 1995. – T. 38. – №. 11. – C. 2127-2134.
93. Asali J. C., Hanratty T. J. Ripples generated on a liquid film at high gas velocities //International journal of multiphase flow. – 1993. – T. 19. – №. 2. – C. 229-243.
94. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. Y., Pokusaev B. G. Wave formation on a vertical falling liquid film //AIChE Journal. – 1985. – T. 31. – №. 9. – C. 1446-1460.
95. Hanratty T. J. Interfacial instabilities caused by air flow over a thin liquid layer //Waves on fluid interfaces. – 1983. – C. 221-259.
96. Chen K., Yao Y. L., Modi V. Gas jet–workpiece interactions in laser machining //Journal of manufacturing science and engineering. – 2000. – T. 122. – №. 3. – C. 429-438.
97. Kays W. M., Loyd R. J., Moffat R. J. The turbulent boundary on a porous plate: an experimental study of the fluid dynamics with strong favorable pressure gradients and blowing – Report No. HMT-13, Stanford Univ., CA., 1970.
98. Cheng M., Chang H. C. Competition between subharmonic and sideband secondary instabilities on a falling film //Physics of Fluids. – 1995. – T. 7. – №. 1. – C. 34-54.

99. McCready M. J., Chang H. C. Formation of large disturbances on sheared and falling liquid films //Chemical Engineering Communications. – 1996. – Т. 141. – №. 1. – С. 347-358.
100. Bruno K., McCready M. J. Origin of roll waves in horizontal gas-liquid flows //AIChE journal. – 1988. – Т. 34. – №. 9. – С. 1431-1440.
101. Голубев В.С. Нестационарная гидродинамика в процессах взаимодействия лазерного излучения с веществом // Известия Академии Наук. Серия физическая. 1999. Т.63, N10. С.2029-2035.

## **ПРИЛОЖЕНИЕ. ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА, В КОТОРЫХ ОПУБЛИКОВАНЫ ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ**

### **Публикации в изданиях из перечня ВАК**

- A1. Дубров А.В., Завалов Ю.Н., Дубров В.Д. Оценка скорости выноса расплава в технологии лазерной резки металлов оптическим корреляционным методом // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, вып. 11. С. 87-94.
- A2. Dubrov A.V., Zavalov Y.N., Dubrov V.D., Grezev A.N., Grezev N.V., Makarova E.S., Dubrovin N.G. Spectrum of temperature pulsations of the melt in gas-assisted cutting with fiber laser // Optical Engineering. 2012. Vol.51 (9), P. 094301. doi:10.1117/1.OE.51.9.094301.
- A3. Dubrov A.V., Dubrov V.D., Zavalov Y.N., Makarova E.S., Dubrovin N.G. Pyrometry diagnostic in laser cutting technology // LASER SOURCES AND APPLICATIONS, Editor(s): Graf, T; Mackenzie, JI; Jelinkova, H; Powell, J, Proceedings of SPIE, v.8433, p.84330W (2012). Accession Number: WOS:000305709300027.
- A4. Dubrov A.V., Dubrov V.D., Zavalov Y.N., Panchenko V.Y. Application of optical pyrometry for on-line monitoring in laser-cutting technologies // Applied Physics B. 2011. Vol.105, N. 3, P. 537-543. doi:10.1007/s00340-011-4611-3.

### **Прочие публикации**

- A5. Дубров А.В., Завалов Ю.Н., Дубров В.Д.. Современные методы исследования физических явлений при взаимодействии лазерного излучения с веществом в процессах термических лазерных технологий // Современные лазерно-информационные технологии : кол. моногр. под ред. В.Я. Панченко, Ф.В. Лебедева – М.: Интерконтакт Наука, 2014. С.

430–454

- A6. Zavalov Y.N., Dubrov A.V., Dubrov V.D., Dubrovin, N.G., Makarova, E.S., Antonov, A.N. The technique of measuring the velocity of melt removal in gas-laser cutting technology using multi-channel pyrometer // In: International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), 9-13 Sept. 2013, Sudak, pp. 98-99 (2013). ISSN:2160-1518, doi: 10.1109/CAOL.2013.6657541
- A7. Dubrov A.V., Zavalov Y.N., Dubrov V.D. Pyrometric Monitoring of Gas-Assisted Cutting of Steel Using Fiber Laser // In: Proceedings of Advanced Laser Technologies (ALT12), Sept. 2-6, 2012, Thun, v.1, p.47 (2012). doi: 10.12684/alt.1.47
- A8. Dubrov A.V., Dubrov V.D., Zavalov Y.N. Thermocapillary effects in CO<sub>2</sub> laser cutting of metals // In: 11-th Int. Conf. on Laser & Fiber-Optical Networks Modeling LFNМ\*2011, Sept. 5-8, 2011, Kharkov, pp.1-2 (2011). ISBN 978-1-61284-811-2, doi: 10.1109/LFNМ.2011.6144968
- A9. Golubev V.S., Dubrov A.V., Zavalov Y.N., Dubrov V.D., Dubrovin N.G. Diagnostics of laser radiance penetration into material by multi-channel pyrometer // Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), 2010, Sevastopol, P. 182 – 184 (2011). 978-1-4244-7043-3, doi: 10.1109/CAOL.2010.5634219
- A10. Дубров А.В., Завалов Ю.Н., Дубров В.Д. Исследования процессов воздействия лазерного излучения на металл с помощью многоканального пирометра // В сб. Труды X Межвузовской научной школы молодых специалистов “Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине”, Москва, 2009, КДУ, С. 69-72
- A11. Дубров А.В., Завалов Ю.Н., Дубров В.Д. Алгоритмы оптимизации для систем мониторинга качества лазерных технологических процессов // В сб. Труды X Межвузовской научной школы молодых специалистов “Концентрированные потоки энергии в космической технике,

электронике, экологии и медицине”, Москва, 2009, КДУ, С. 75-80

- A12. Дубров А.В., Завалов Ю.Н. Он-лайн диагностика процесса газолазерной резки металлов с помощью многоканального пирометра // В сб. Труды IX Межвузовской научной школы молодых специалистов “Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине”, Москва, 2008, КДУ, С.141-144.