

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ
НАУК

На правах рукописи

АРАКЧЕЕВ АЛЕКСЕЙ СЕРГЕЕВИЧ

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ, ИСПАРЕНИЯ И
ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕЩИН НА ВОЛЬФРАМЕ
ПРИ МОЩНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКЕ

01.04.08 — физика плазмы

01.04.07 — физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
Бурдаков Александр Владимирович
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Новосибирск — 2020

Содержание

Введение	5
Глава 1. Исторический обзор и современное состояние проблемы	21
1.1 Поглощение водорода	26
1.2 Плавление и активное испарение	28
1.3 Механическое разрушение	31
1.3.1 Экспериментальное наблюдение	31
1.3.2 Теоретические исследования	37
Глава 2. Теоретическое исследование плавления и испарения вольфрама при импульсном нагреве	42
2.1 Паровое экранирование	42
2.1.1 Аналитические модели	44
2.1.2 Численные вычисления	55
2.1.3 Обсуждение	61
2.2 Охлаждение за счёт испарения	64
2.2.1 Численное моделирование	65
2.2.2 Результаты численного моделирования и сравнение с экспериментальными данными	70
2.2.3 Обсуждение результатов	75
Глава 3. Теоретическое исследование образования перпендикулярных поверхности трещин	76
3.1 Расчёт температуры	77
3.2 Упругая деформация при импульсной тепловой нагрузке	81

3.3	Пластическая деформация	84
3.4	Временное поведение деформации и напряжений	86
3.4.1	Нагрев	90
3.4.2	Охлаждение (упругая фаза)	90
3.4.3	Охлаждение (пластическая фаза)	91
3.5	Условие образования трещин	92
3.6	Сравнение с экспериментами	94
3.7	Армированные волокнами материалы	95
3.8	Обсуждение результатов	97

Глава 4. Теоретическое исследование образования

параллельных поверхности трещин 99

4.1	Метод расчёта деформаций и напряжений	100
4.1.1	Геометрия задачи	100
4.1.2	Сведение задачи к интегральному уравнению	101
4.1.3	Численное решение интегрального уравнения	107
4.2	Результаты расчётов	111
4.2.1	Поперечные напряжения	111
4.2.2	Форма трещины и деформация поверхности	118
4.2.3	Соотношение ширины трещины и высоты подъёма поверхности у трещины	121
4.2.4	Задержка образования трещины	123

Глава 5. Измерение динамики и остаточных значений

деформации и механических напряжений в материале при импульсной тепловой нагрузке 128

5.1	Измерение остаточных деформаций и напряжений	129
-----	--	-----

5.1.1	Облучение материала	130
5.1.2	Станция рентгеновской дифрактометрии	130
5.1.3	Методика измерения остаточной деформации	131
5.1.4	Результаты измерений	134
5.2	Измерение динамики деформаций в монокристалле . .	138
5.2.1	Проект диагностики	140
5.2.2	Техническая реализация	144
5.2.3	Экспериментальное доказательство поворота кристаллической плоскости	150
5.2.4	Результаты измерения динамики дифракции	158
Заключение		167
Приложение А. Взятие вспомогательного интеграла		
	$\int_0^{\infty} g_1(\beta) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta$	171
Приложение Б. Взятие вспомогательного интеграла		
	$\int_0^{\infty} g_1(\beta) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta$	180
Приложение В. Доказательство формулы свертки неположительных полилогарифмов		186
Список литературы		188

Введение

Актуальность темы исследований

На данный момент одним из самых проработанных и близких к осуществлению методом реализации управляемого термоядерного синтеза является магнитное удержание плазмы. Наибольшие успехи в получении требуемых параметров плазмы достигнуты в установках с магнитным полем на основе геометрии токамака. Ожидается, что одной из ключевых проблем таких установок станет устойчивость материалов стенки вакуумной камеры под воздействием потока плазмы из горячей зоны реактора и обратное влияние такого воздействия на плазму. На данный момент нет проекта плазмприёмника, который сможет обеспечить долгосрочную работу реактора без значительной эрозии и деградации материала в предполагаемых условиях на стенке вакуумной камеры термоядерных установок следующего поколения (величина постоянной и импульсной тепловой нагрузки, поток частиц плазмы и нейтронов, степень доступности технологического обслуживания и другие). При этом с точки зрения эрозии материала наиболее опасными являются именно импульсные тепловые нагрузки, так как они вызывают перенос материала плазмприёмников с минимальными затратами энергии потока плазмы на единицу массы материала. Основные механизмы такого переноса: активное испарение, плавление с движением расплава и выбросом капель и механическое разрушение в виде дробления на пылевые частицы или образования трещин. Темой данной диссертации является исследование этих механизмов с помощью теоретических вычислений и разработки новых экспериментальных диагностик. Такое исследование поможет найти материалы и конструкции, которые выдержат поток плазмы на первой стенке перспективных термоядерных реакторов.

Степень разработанности темы исследований

В различных научных группах и организациях проводились теоретические и экспериментальные исследования механизмов эрозии материалов при плазменных нагрузках и различных воздействиях, моделирующих отдельные аспекты этих нагрузок [1–46]. В большинстве исследований облучаемыми материалами были считающиеся перспективными материалы на основе графита, вольфрама, бериллия и жидких металлов. В последнее время самым перспективным материалом для принятия интенсивных плазменных нагрузок считается вольфрам. Под интенсивностью плазменной нагрузки мы будем понимать поток частиц и энергии. При относительно малой интенсивности исследования были направлены на изучение следующих механизмов эрозии: распыление материала, переосаждение распылённого материала, имплантация атомов из плазмы в материал, модификация поверхности и объёма материала и другие. В ходе экспериментов было обнаружено, что при повышении интенсивности нагрузки главными механизмами эрозии и переноса материала вместо распыления становятся испарение, плавление и механическое разрушение. В отличие от эрозии за счёт распыления, во время этих процессов происходят макроскопические изменения температуры и механических напряжений. Кроме того, все эти механизмы объединяет то, что основной их причиной является именно тепловая нагрузка при облучении материалов потоком плазмы. Для плавления и испарения это очевидно, а для механического разрушения было подтверждено в экспериментах, воспроизводящих только импульсную тепловую составляющую плазменной нагрузки. Поэтому данная диссертация посвящена именно изучению особенностей поведения материалов при мощных постоянных и импульсных тепловых нагрузках. В ходе исследований в различных научных группах и орга-

низациях были обнаружены и изучены различные явления, сопутствующие испарению, плавлению и механическому разрушению при мощных тепловых нагрузках: паровое экранирование, течение расплава и разлёт его капель, дробление материалов на пылевые частицы, образование трещин и другие. Некоторые эксперименты были направлены на непосредственное измерение устойчивости к ожидаемым нагрузкам, а некоторые — на исследование закономерностей при таких процессах. В результате таких работ было получено и опубликовано большое количество экспериментальных данных о поведении материалов при мощных плазменных нагрузках. Однако из-за большого количества аспектов нагрузки и диапазона её интенсивности, а также типов материалов, эти результаты, тем не менее, не могут претендовать на полноту описания взаимодействия плазмы с материалами в ожидающихся в перспективном термоядерном реакторе условиях. Особенно не хватает данных о динамике явлений при импульсной нагрузке из-за сложностей проведения экспериментов. Именно разработка экспериментальной диагностики для измерения динамики деформации материала в таких условиях представлена в диссертации.

Полноценное всестороннее теоретическое описание взаимодействия плазмы с материалами практически невозможно из-за большого разнообразия элементарных явлений, их сильно нелинейных взаимодействий и больших диапазонов характерных временных и пространственных масштабов. Поэтому подавляющее количество численных и аналитических теоретических исследований взаимодействия плазмы с материалами фокусируется на узком круге изучаемых процессов. Поэтому результаты большинства теоретических исследований можно рассматривать как качественную демонстрацию наличия эффекта и грубую количественную оценку его параметров в реальных условиях. Кроме того, проблемой для теоретических исследова-

ний является малое количество и низкая точность имеющихся данных о свойствах материалов при высоких температурах, растворённых примесях и других сопутствующих мощной плазменной нагрузке условиях. Различные разделы представляемых в диссертации теоретических исследований аналогично сфокусированы на описании отдельных явлений (паровое экранирование, охлаждение за счёт испарения, колебания поверхности расплава и механическое разрушение при импульсной тепловой нагрузке) и используют большой набор литературных источников для получения достаточного для вычисления количественных результатов набора данных о свойствах материала.

Цели и задачи

Выявление закономерностей различных механизмов эрозии должно помочь в нахождении способов увеличения устойчивости обращённых к плазме материалов. Поэтому основная цель диссертации состоит в исследовании механизмов эрозии вольфрамовых плазмоприёмников, характерных для ожидающихся в перспективном термоядерном реакторе нагрузках: испарение, плавление и механическое разрушение. Для этого в диссертации решаются следующие задачи:

- построение численных и аналитических моделей и их использование для теоретического исследования испарения, плавления и механического разрушения материалов при импульсных тепловых нагрузках,
- создание специализированной станции рассеяния “Плазма” в бункере СИ ВЭПП-4 (бункер синхротронного излучения установки ВЭПП-4) на источнике синхротронного излучения для реализации диагностики,

позволяющей проводить экспериментальные исследования динамики деформаций в материале при импульсной тепловой нагрузке,

- проведение экспериментальных исследований динамики дифракции на монокристаллах вольфрама во время импульсной тепловой нагрузки и сразу после неё на станции рассеяния синхротронного излучения “Плазма” в бункере СИ ВЭПП-4,
- сравнение результатов теоретического исследования с экспериментальными результатами.

Научная новизна

В первой главе диссертации представлен исторический обзор и современное состояние проблемы.

Во второй главе описывается теоретическое исследование плавления и испарения при импульсной тепловой нагрузке. В этой главе рассмотрены два явления, связанные с испарением: паровое экранирование и охлаждение за счёт испарения. Впервые для описания парового экранирования была сформулирована одномерная аналитическая модель, которая позволяет вычислить количество поглощённой материалом энергии и испарённого материала. Справедливость описания охлаждения за счёт испарения доказывается сравнением с экспериментально измеренной зависимостью размера расплавленной области от времени. Впервые продемонстрирован режим, в котором во время импульсного нагрева охлаждение за счёт испарения вносит значительный вклад в энергобаланс. Для расплава вычислены характерные времена колебаний и затухания колебаний на поверхности расплава. Эти данные впервые использованы для анализа изменения формы поверхности

затвердевшей расплавленной области за время остывания. Результаты позволяют связывать формы поверхности расплава во время облучения и после затвердевания.

В третьей главе представлена усовершенствованная версия одномерной теоретической модели для расчёта деформаций и напряжений в материале при импульсной тепловой нагрузке. В новом подходе к описанию динамики деформаций и напряжений при импульсном нагреве впервые реализован плавный переход от хрупкого состояния в вязкое, что позволяет корректно описывать поведение материалов с близкими пределами прочности и текучести.

В четвёртой главе представлен двумерный расчёт деформаций и напряжений вокруг трещины, появившейся в результате импульсной тепловой нагрузки. Впервые получены распределения указанных величин с корректным учётом особой точки на конце трещины в рамках линейной теории упругости. В ходе этого расчёта два дифференциальных уравнения второго порядка на две функции от двух переменных (уравнения механического равновесия четверти пространства, заполненного упругой средой) были сведены к одному интегральному уравнению первого порядка на одну функцию одной переменной с помощью оригинального модифицированного метода интегрального граничного условия. Детали применявшихся математических приёмов подробно описаны в приложениях диссертации.

В пятой главе описана разработка физического проекта новой методики для измерения динамики распределения деформаций по глубине при импульсной тепловой нагрузке на основе рассеяния синхротронного излучения на монокристаллическом материале. Затем описана специализированная станция рассеяния синхротронного излучения “Плазма” в бункере СИ ВЭПП-4. Станция “Плазма” является первой установкой, на которой реали-

зована разработанная методика измерений. Кроме того, представлены результаты измерений динамики дифракции во время импульсных тепловых нагрузок и непосредственно после них.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные в диссертации результаты значимы для качественного и количественного описания различных механизмов эрозии материалов. В теоретических исследованиях получены следующие значимые результаты.

- В простой одномерной модели продемонстрированы основные особенности парового экранирования. Благодаря прозрачности описания явления наглядно продемонстрировано, что совпадение с экспериментальными данными по поглощению энергии потока плазмы материалом обеспечивается тем, что оно определяется в основном термодинамическими свойствами материала, а не особенностями взаимодействия потока плазмы с газом.
- Теоретически и сравнением с экспериментальными данными показано, что при облучении электронным пучком с энергией частиц около 100кэВ охлаждение за счёт испарения материала вносит один из основных вкладов в баланс энергии.
- Проанализировано поведение капиллярных волн на поверхности расплава при импульсном нагреве для определения того, как судить о форме поверхности расплава во время облучения по форме затвердевшей поверхности.
- В одномерное описание деформации при импульсном нагреве добавлено корректное описание хрупко-вязкого перехода и упрочнения материала. В результате продемонстрировано, что энергетический порог

образования трещин на произведённом по спецификациям ИТЭР вольфраме уменьшается при увеличении базовой (начальной) температуры до 1500°C из-за того, что предел текучести не становится значительно меньше предела прочности при нагреве.

- По геометрии деформации при импульсном нагреве получено, что армирование материала волокнами вдоль облучаемой поверхности не увеличивает энергетического порога образования трещин.
- Получены решения уравнений линейной теории упругости в области вокруг перпендикулярной поверхности трещины, появившейся в результате импульсного нагрева. В результате продемонстрировано, что после появления таких трещин рядом с ними появляются напряжения, которые могут приводить к образованию параллельных поверхности трещин, которые значительно опаснее для работы термоядерной установки из-за ухудшения теплоотвода от поверхности.

Для проведения измерений деформации материала при импульсном нагреве была разработана диагностика на основе дифракции синхротронного излучения. Диагностика применяется только для микроструктурных образцов, однако она позволила многократно улучшить временное разрешение по сравнению с классическим способом измерения механических напряжений в монокристаллах по рентгеновской дифракции. Основными особенностями разработанной диагностики являются возможность измерения с пространственным разрешением по глубине внутри материала и временное разрешение, позволяющее исследовать динамику характерных для термоядерных установок нагрузок на материалы. Такая диагностика реализована на станции рассеяния синхротронного излучения в бункере СИ ВЭПП-4.

Методология и методы исследования

В диссертации применяется теоретическое исследование с использованием уравнений теплопроводности, гидродинамики, механического равновесия упругой среды и уравнений Максвелла. Из специфических математических методов следует отметить применение модификации метода граничных интегральных условий и использование специальных функций (полилогарифмов). Экспериментальная часть диссертации основана на применении метода монокристаллической дифрактометрии с измерением динамики одномерным детектором во время импульсной тепловой нагрузки и остывания.

Положения, выносимые на защиту

1. Аналитическое выражение для уровня насыщения поверхностной плотности поглощенной материалом энергии потока плазмы. Показана сильно нелинейная связь уровня насыщения поверхностной плотности поглощенной материалом энергии и количества испаренного материала на единицу площади поверхности.
2. Обнаруженное при сравнении совпадение экспериментальных и теоретических данных о динамике размера расплавленной области при облучении вольфрама электронным пучком на установке ВЕТА свидетельствует о корректном учете охлаждения за счет испарения в теоретической модели.
3. Анализ поведения формы поверхности расплава при импульсном нагреве, которое определяет связь формы поверхности расплава во время облучения с формой затвердевшей поверхности.

4. Математическая модель деформаций и напряжений при импульсном нагреве, которая продемонстрировала уменьшение энергетического порога образования трещин на вольфраме, произведённом по спецификациям ИТЭР, при росте начальной температуры материала (от более $17 \text{ МДж/м}^2\text{с}^{1/2}$ при комнатной температуре до менее $8 \text{ МДж/м}^2\text{с}^{1/2}$ при 1500°C). Показано, что нехарактерное для вольфрама и вольфрамовых сплавов поведение вызвано близостью величин пределов прочности и текучести произведённого по спецификациям ИТЭР вольфрама в широком диапазоне температур, которая не даёт материалу перейти в пластическое состояние.
5. На основе решения задач теории упругости и пластичности в теле при импульсном нагреве показано, что смещения вдоль поверхности малы по сравнению с перпендикулярными смещениями как отношение толщины нагретой области к размеру облучаемой области. При такой структуре деформации армирование волокнами вдоль поверхности в такой же степени слабо влияет на энергетический порог образования трещин.
6. Решение задачи линейной теории упругости в полупространстве с перпендикулярной поверхности трещиной, образовавшейся после импульсного нагрева, с корректным учётом особой точки. На основе этого решения вычислены механические напряжения, приводящие к образованию параллельных поверхности трещин. Рассчитана форма поверхности рядом с перпендикулярной поверхности трещиной. На основе рассчитанной формы поверхности рядом с перпендикулярной поверхности трещиной предложена идея экспериментальных методик для определения наличия перпендикулярных и параллельных поверхности трещин

по рассеяния лазерного излучения на деформированной поверхности и измерениям соотношения ширины трещины и высоты подъёма поверхности рядом с трещиной.

7. Методика измерения динамики распределения деформаций по глубине при импульсной тепловой нагрузке в монокристалле по рентгеновской дифракции. Методика основана на изменении угла рассеяния рентгеновского излучения в дифракционный максимум в результате деформации при тепловом расширении. Проведение экспериментов по этой методике на созданной станции рассеяния синхротронного излучения.

Степень достоверности и апробация диссертации

Достоверность теоретических результатов подтверждается их сравнением с доступными экспериментальными результатами и использованием проверенных способов аналитического и численного моделирования. Достоверность экспериментальных результатов подтверждается качественным и количественным совпадением с результатами теоретических расчётов, в том числе с полученными до проведения экспериментов. Материалы работы опубликованы в ведущих зарубежных и российских научных журналах и неоднократно докладывались на международных конференциях и семинарах.

Основные положения диссертации опубликованы в работах [47–63]:

1. Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S., Eksaeva E.A., Marenkov E.D., Krashennnikov S.I. Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during transient events // Phys. Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – P. 022501.

2. Arakcheev A.S., Apushkinskaya D.E., Kandaurov I.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Lazareva G.G., Maksimova A.G., Popov V.A., Snytnikov A.V., Trunev Yu.A., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N. Two-dimensional numerical simulation of tungsten melting in exposure to pulsed electron beam // Fusion Eng. Des. – 2018. – Vol. 132. – P. 13-17.
3. Arakcheev A.S., Chernoshtanov I.S., Popov V.A., Shoshin A.A., Skovorodin D.I., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N., Bataev I.A., Bataev V.A. Shape evolution of surface molten by electron beam during cooling stage // Fusion Eng. Des. – 2018. – Vol. 128. – P. 154-157.
4. Lazareva G.G., Arakcheev A.S., Vasilyev A.A., Maksimova A.G. Numerical simulation of tungsten melting under fusion reactor-relevant high-power pulsed heating // Smart Innovation, Systems and Technologies (International Conference on 50 years of the development of grid-characteristic method). – 2019. – Vol. 133. – P. 41-51.
5. Arakcheev A.S., Huber A., Wirtz M., Sergienko G., Steudel I., Burdakov A.V., Coenen J.W., Kreter A., Linke J., Mertens Ph., Shoshin A.A., Unterberg B., Vasilyev A.A. Theoretical investigation of crack formation in tungsten after heat loads // J. Nucl. Mater. – 2015. – Vol. 463. – P. 246-249.
6. Arakcheev A.S., Skovorodin D.I., Burdakov A.V., Shoshin A.A., Polosatkin S.V., Vasilyev A.A., Postupaev V.V., Vyacheslavov L.N., Kasatov A.A., Huber A., Mertens Ph., Wirtz M., Linsmeier Ch., Kreter A., Lowenhoff Th., Begrambekov L., Grunin A., Sadovskiy Ya. Calculation of cracking under pulsed heat loads in tungsten manufactured according to ITER specifications // J. Nucl. Mater. – 2015. – Vol. 467. – P. 165–171.

7. Arakcheev A.S., Burdakov A.V., Huber A., Kasatov A.A., Kreter A., Linsmeier Ch., Lowenhoff Th., Mertens Ph., Shoshin A.A., Skovorodin D.I., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N., Wirtz M. Modeling of crack formation after pulse heat load in ITER-grade tungsten // AIP Conf. Proc. – 2016. – Vol. 1771. – P. 060010.
8. Vasilyev A.A., Arakcheev A.S., Bataev I.A., Bataev V.A., Burdakov A.V., Kandaurov I.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Mekler K.I., Popov V.A., Shoshin A.A., Skovorodin D.I., Trunev Yu.A., Vyacheslavov L.N. In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads // Nucl. Mater. Energy. – 2017. – Vol. 12. – P. 553-558.
9. Arakcheev A.S., Arakcheev S.A. Solution to Force Problem of Linear Elasticity Theory for Quarter Space with Edge-uniform Forces // Journal of Applied and Theoretical Physics Research. – 2018. – Vol. 2, N 2. – P. 5–12.
10. Vyacheslavov L.N., Arakcheev A.S., Bataev I.A., Burdakov A.V., Kandaurov I.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Popov V.A., Shoshin A.A., Skovorodin D.I., Trunev Yu.A., Vasilyev A.A. Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor // Phys. Scr. – 2018. – Vol. 93. – P. 035602.
11. Arakcheev A.S., Arakcheev S.A., Kandaurov I.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Lazareva G.G., Maksimova A.G., Mashukov V.I., Popov V.A., Trunev Yu.A., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N. On the mechanism of surface-parallel cracks formation under pulsed heat loads // Nucl. Mater. Energy. – 2019. – Vol. 20. – P. 100677.

12. Vasilyev A.A., Arakcheev A.S., Burdakov A.V., Bataev I.A., Kandaurov I.V., Kasatov A.A., Kurkuchekov V.V., Popov V.A., Shoshin A.A., Trunev Yu.A., Vyacheslavov L.N. Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads // Fusion Eng. Des. – 2019. – Vol. 146(B). – P. 2366-2370.
13. Arakcheev A.S., Shmakov A.N., Sharafutdinov M.R., Tolochko B.P., Popov V.A., Shoshin A.A., Vasilyev A.A., Skovorodin D.I., Polosatkin S.V., Burdakov A.V., Bataev I.A., Bataev V.A. Modeling of plasma interaction with first wall in fusion reactor – measuring residual mechanical stresses in tungsten after irradiation at GOL-3 facility // J. Struct. Chem. – 2016. – Vol. 57. – P. 1314-1320.
14. Arakcheev A.S., Ancharov A.I., Aulchenko V.M., Bugaev S.V., Burdakov A.V., Chernyakin A.D., Evdokov O.V., Kandaurov I.V., Kasatov A.A., Koidan V.S., Kosov A.V., Khripunov B.I., Kurkuchekov V.V., Piminov P.A., Polosatkin S.V., Popov V.A., Sharafutdinov M.R., Shekhtman L.I., Shmakov A.N., Shoshin A.A., Skovorodin D.I., Skovorodin I.N., Tolochko B.P., Trunev Y.A., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N., Zhulanov V.V. Applications of synchrotron radiation scattering to studies of plasma facing components at Siberian Synchrotron and Terahertz Radiation Centre // AIP Conf. Proc. – 2016. – Vol. 1771. – P. 060003.
15. Arakcheev A.S., Ancharov A.I., Aulchenko V.M., Bugaev S.V., Burdakov A.V., Chernyakin A.D., Evdokov O.V., Kasatov A.A., Kosov A.V., Piminov P.A., Polosatkin S.V., Popov V.A., Sharafutdinov M.R., Shekhtman L.I., Shmakov A.N., Shoshin A.A.,

- Skovorodin D.I., Tolochko B.P., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N., Zhulanov V.V. Status of dynamic diagnostics of plasma material interaction based on synchrotron radiation scattering at the VEPP-4 beamline 8 // Phys. Procedia. – 2016. – Vol. 84. – P. 184-188.
16. Arakcheev A.S., Aulchenko V.M., Balash I.I., Burdakov A.V., Chernyakin A.D., Dokutovich V.A., Evdokov O.V., Kasatov A.A., Kazantsev S.R., Kosov A.V., Popov V.A., Sharafutdinov M.R., Shekhtman L.I., Shoshin A.A., Tolochko B.P., Vasilyev A.A., Vyacheslavov L.N., Vaigel L.A., Zhulanov V.V. Dynamic observation of X-ray Laue diffraction on single-crystal tungsten during pulsed heat load // J. Synchrotron Radiat. – 2019. – Vol. 26, N 5. – P. 1644-1649.
17. Arakcheev A., Aulchenko V., Kudashkin D., Shekhtman L., Tolochko B., Zhulanov V. Development of a silicon microstrip detector with single photon sensitivity for fast dynamic diffraction experiments at a synchrotron radiation beam // J. Instrum. – 2017. – Vol. 12. – P. C06002.

Основные положения диссертации представлены в докладах на следующих конференциях:

1. 5th International Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion Research (PMIF2015), Julich, Germany, 7 – 9 October 2015.
2. Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application (SFR2016), 4-7 July 2016, Novosibirsk, Russia.
3. 11th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS2016), 8–12 August 2016, Novosibirsk, Russia.

4. Symposium on Fusion Technology (SOFT2016), 5-9 September 2016, Prague, Czech Republic.
5. 26th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2016), 17–22 October 2016, Kyoto, Japan.
6. XIII Забабахинские научные чтения, 20 - 24 марта 2017, Снежинск, Россия.
7. International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (PSI2018), 17-22 June 2018, Princeton University, NJ, USA.
8. Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application (SFR2018), 25-28 June 2018, Novosibirsk, Russia.
9. 12th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS2018), 27-31 August, 2018, Tsukuba, Japan.
10. 27th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2018), 22–27 October 2018, Gandhinagar, India.
11. XXII конференция “Взаимодействие плазмы с поверхностью”, 23 - 24 января 2019, Москва, Россия.

Глава 1. Исторический обзор и современное состояние проблемы

В экспериментах с плазмой её взаимодействие с материалами обычно является значимым как для параметров плазмы, так и для параметров материалов. Даже в самых первых экспериментах Ленгмюра с плазмой [64] параметры плазмы определялись в том числе поверхностной рекомбинацией и вторичными эмиссиями [65]. При росте температуры и плотности плазмы в экспериментах взаимодействие плазмы с материалами в вакуумной камере становилось интенсивнее. Особенно заметно этот рост проявился в установках для реализации управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы из-за высоких требований к параметрам плазмы. Значительные продвижения в увеличении параметров плазмы в термоядерных установках сопровождались не только увеличением интенсивности ранее наблюдавшихся механизмов эрозии, но и появлением новых, из-за чего исследование взаимодействия плазмы с материалами в термоядерных установках стало очень разноплановой задачей [1–3]. Кроме большой интенсивности плазменных нагрузок к такому разнообразию результатов воздействия на материал приводит большой диапазон параметров и типа нагрузок. По современным представлениям потоки плазмы из горячей зоны термоядерной установки могут вызывать внедрение атомов плазмы [4], распыление [5, 6], плавление [7], интенсивное испарение материала [8], разлёт частиц и капель [9, 10], деградацию материала при рекристаллизации [11], механическое разрушение в виде дробления на пылевые частицы [12] или образования трещин [13] и так далее. Для максимальной устойчивости к этим явлениям и нанесения наименьшего вреда параметрам плазмы облучаемые плазмой

материалы должны максимально соответствовать следующим свойствам:

- высокие теплоёмкость и теплопроводность,
- малое поглощение трития,
- малое распыление и высокий энергетический порог распыления,
- высокая пластичность,
- малый заряд ядер,
- малая активация термоядерными нейтронами,
- технологичность и низкая цена.

В соответствии с этими требованиями наиболее подходящими материалами для подверженных облучению плазмой конструкций считаются бериллий, вольфрам, графит и жидкие металлы (литий, олово и другие). Каждый из этих вариантов имеет свои недостатки и не удовлетворяет в полной мере указанным требованиям.

На данный момент ближайшей к запуску термоядерной установкой следующего поколения является ИТЭР (ITER, International Thermonuclear Experimental Reactor), строящийся в исследовательском центре Кадараш (Франция). Поэтому для большинства современных исследований взаимодействия плазмы с материалами по термоядерным задачам ожидаемые условия на стенке ИТЭР стали ориентиром условий, в которых исследуется поведение материалов. В частности, большинство исследований сейчас проводятся с вольфрамовыми образцами, так как материалом для самых нагруженных обращённых к плазме частей первой стенки (дивертора) в ИТЭР был

выбран вольфрам. По сообщению руководителя подразделения ИТЭР, занимающегося дивертором и взаимодействием плазмы с материалами, Ричадрас Питтса на третьей Международной летней научной школе “Физика взаимодействия плазмы с поверхностью” выбор в пользу вольфрамового дивертора был сделан в жёсткой конкуренции с вариантом использования жидкометаллического плазмоприёмника и создание только одного варианта вызвано исключительно ограниченными ресурсами на проект. Перечислим параметры ожидающихся условий на диверторе ИТЭР:

- постоянная тепловая нагрузка до $10 - 20 \text{ МВт/м}^2$ [66],
- импульсная тепловая нагрузка (для ЭЛМов первого типа и крупных срывов плотность энергии до $5 - 80 \text{ МДж/м}^2$, плотность мощности $5 - 25 \text{ ГВт/м}^2$, длительность от 0.3 до 3 мс; параметр потока тепла до $2000 \text{ МДж/м}^2\text{с}^{1/2}$) [66],
- поток ионов до $10^{25} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ [67],
- поток нейтронов (вызывающий не менее 1 смещения на атом) [68].

В диссертации в первую очередь будут обсуждаться эффекты, связанные с постоянной и импульсной тепловой нагрузкой. Указанные высокие параметры нагрузки являются следствием современной конструкции токамака, которая появилась в результате исторического развития магнитных систем для удержания и нагрева плазмы. Исторически токамаки первыми продемонстрировали получение плазмы с близкими к возможности реализации управляемого термоядерного синтеза параметрами (температура ионов $\sim 1\text{кэВ}$) [69, 70]. После этого токамаки стали самым быстро развивающимся направлением термоядерной программы. Первые токамаки имели лимитерную конфигурацию, то есть контакт плазмы с материалами осуществлял-

ся в геометрии показанной на рисунке 1(a). Существенным шагом в развитии токамаков был переход к конфигурации с дивертором (рисунок 1(b)). В этой конфигурации магнитные поверхности после некоторой становятся разомкнутыми. Последняя замкнутая магнитная поверхность называется сепаратрисой. Заряженные частицы после пересечения сепаратрисы попадают на дивертор вдоль магнитных линий. Плюсом такой конфигурации является то, что область активного взаимодействия потока плазмы с материалами вынесена дальше от плазмы по сравнению с лимитерной конфигурацией, что уменьшает транспорт материала в горячую область плазмы. Кроме того, в диверторной конфигурации частицы материала сразу попадают в вытекающий поток плазмы, который тоже способствует уменьшению потока примесей в горячую область плазмы. Однако системы для магнитного удержания плазмы с замкнутыми магнитными поверхностями имеют общий недостаток: вся вытекающая через сепаратрису плазма до контакта с дивертором распространяется узким слоем, называемым SOL (scrap-off layer) [71]. За счёт этого принципиально сложным остаётся распределение вытекающей плазмы на большую площадь. Для этого пытались использовать магнитную конфигурацию с несколькими поверхностями, вдоль которых вытекает плазма (несколько X-точек, кратная X-точка и так далее) [72]. Однако такие конфигурации на данный момент не запланированы к применению в термоядерных установках следующего поколения. Для уменьшения интенсивности плазменного потока на единицу площади плазмодриёмников применяется наклонное падение на поверхность дивертора. Причём малый угол падения плазменного потока на поверхность ($\sim 3^\circ - 5^\circ$) приводит к необходимости рассчитывать и производить плазмодриёмники с высокой точностью, учитывая особенности движения заряженных частиц в магнитном поле [73]. Заметим, что магнитные ловушки с открытыми магнитными поверхностями

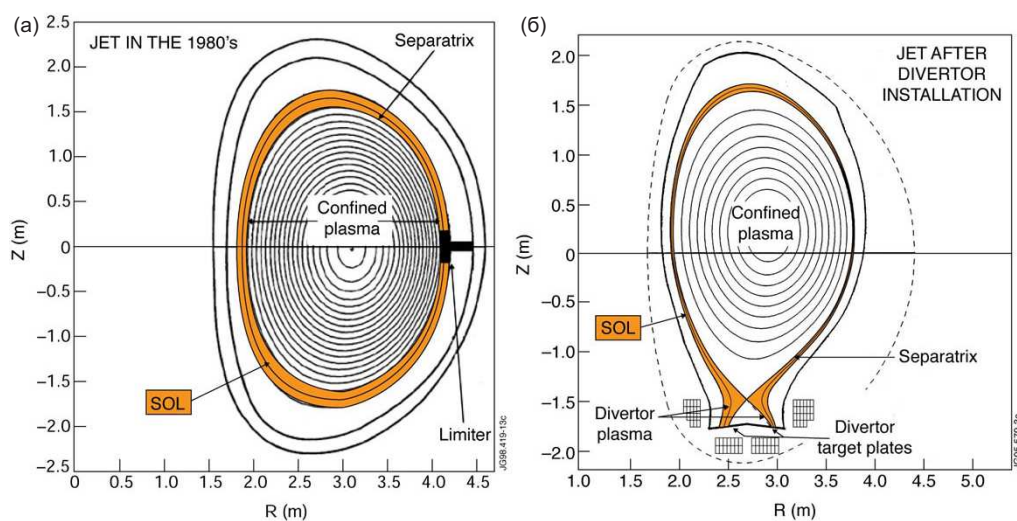


Рис. 1: Конфигурации токамаков: (а) конфигурация с лимитером, (б) конфигурация с дивертором. Картинка взята из <https://web.archive.org/web/20140110094526/http://www.efda.org/fusion/focus-on/limiters-and-divertors/>.

лишены проблемы уменьшения удельной плотности потока плазмы на плазмодриёмники, так как в них магнитные линии могут быть разведены на большую площадь. Импульсные выбросы плазмы являются результатом использования специального режима удержания плазмы, называемого H-мода, открытого на токамаке ASDEX (Гархинг, Германия) в 1982 году [74]. В этом режиме из-за транспортных барьеров удаётся достигнуть более высоких параметров плазмы. Однако для взаимодействия потока плазмы с дивертором это является проблемой, так как периодические короткие выбросы плазмы приводят к росту максимальной температуры поверхности по сравнению с равномерным потоком плазмы с той же средней плотностью потока энергии. Кроме того, термоциклирование является негативным фактором для устойчивости материалов [75].

Указанные предполагаемые условия на диверторе ИТЭР пытаются воспроизводить на специализированных стендах. Исследования воздействия плазмы на материалы проводятся, например, на следующих специализиро-

ванных установках:

- Pilot-PSI и Magnum-PSI в Голландском институте фундаментальных энергетических исследований (Эйндховен, Голландия) [14],
- МК-200 и КСПУ-Т в ГНЦ РФ ТРИНИТИ (Троицк, Россия) [15],
- КСПУ X в Харьковском физико-техническом институте (Харьков, Украина) [16],
- PSI-2, JUDITH и JUDITH-2 в Исследовательском центре Юлих (Юлих, Германия) [17–19],
- BETA (Beam of Electrons for material Test Applications) в ИЯФ СО РАН (Новосибирск, Россия) [20],
- GLADIS в Институте физики плазмы Макса Планка (Гархинг, Германия) [21].

Обычно на таких стендах воспроизводятся только отдельные аспекты воздействия потока плазмы (постоянная тепловая нагрузка, импульсная тепловая нагрузка, поток ионов, поток нейтронов или другие). Поэтому обычно стенды специализируются на изучении только отдельных процессов взаимодействия плазмы с материалами. Дальнейший обзор темы мы будем вести по этим исследуемым явлениям.

1.1 Поглощение водорода

Поглощение водорода в материалах первой стенки является очень важным явлением взаимодействия плазмы с материалами из-за необходимости соблюдать баланс трития. Дело в том, что в ходе разряда в плазме тритий

расходуется при протекании термоядерной реакции, а нарабатывается он в blankets из лития при облучении термоядерными нейтронами. При этом выработка трития не может быть существенно больше его расхода [76]. Поэтому для успешной работы термоядерного реактора нельзя допускать значительной потери трития за счёт его необратимого поглощения материалами.

Важным этапом в исследовании поглощения трития материалами стала тритиевая кампания на токамаке JET, показавшая уменьшение на порядок поглощения трития при замене графитовых конструкций на бериллиевую первую стенку и вольфрамовый дивертор [77]. После этого применение графита в плазмopриёмниках практически прекратилось и большинство исследований сейчас проводятся с бериллием и вольфрамом.

Поглощение водорода обычно исследуется на стендах на основе линейных магнитных ловушек с источниками низкотемпературной плазмы [78]. В большинстве случаев обычно используется протий и дейтерий, а не тритий, для упрощения эксперимента. А для исследования количества поглощённого водорода используется термодесорбционная спектрометрия [79] и анализ по ядерным реакциям [80].

Исследовательские стенды позволяют получить информацию о влиянии примесей в плазме на поглощение водорода [22]. Дело в том, что при воздействии низкотемпературной плазмы только тяжёлые примеси в потоке плазмы могут приводить к смещению атомов в материале, а именно изменения в атомарной структуре влияют на возможность удержания, диффузию и возможность извлечения водорода в материале. Кроме того, исследуются влияние на поглощение водорода импульсных и постоянных тепловых нагрузок [23], симулируется облучение нейтронным потоком [24] и так далее.

1.2 Плавление и активное испарение

Плавление и активное испарение материала стало существенным для изучения взаимодействия плазмы с материалами только при достижении некоторого порога интенсивности потока плазмы. При превышении таких порогов эти процессы становятся главными механизмами эрозии из-за того, что плавление и интенсивное испарение могут приводить к макроскопическому переносу материала при многократно меньшем расходе энергии на единицу переносимой массы материала по сравнению с распылением. Движение расплава вдоль поверхности многократно наблюдалось на плазменных ускорителях (КСПУ-Х, КСПУ-Т и МК-200) [25, 26]. Заметим, что для достижения существенного плавления на самом крупном действующем токамаке с диверторной конфигурацией пришлось предпринимать специальные усилия – выдвигать одну из пластинок, из которых состоит дивертор, таким образом многократно увеличивая плотность потока плазмы на поверхность по сравнению с нормальным режимом работы установки [81–83]. При плавлении часто наблюдается образование углубления в самой нагруженной части при наличии наплывов по периметру [84]. Причиной образования такого кратера могут быть давление на центральную область (давление потока плазмы, давление испаряющегося газа или другой механизм) и увлечение жидкости потоком газа. Эксперименты показывают, что давления на центр недостаточно для объяснения наблюдаемой величины смещения расплава [85]. Для количественного совпадения при использовании предположения об увлечении расплава потоком газа приходится использовать нелинейную стадию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [86]. Справедливость применения такого подхода при движении испарённого материала вдоль поверхности подтверждают наблюдением на затвердевшей поверхности релье-

фа, интерпретируемого как отдельные дорожки от движения крупных капель [87]. Существенным в таких рассуждениях является то, что выводы делаются по рельефу застывшей поверхности, при том, что интенсивный поток газа вдоль поверхности может наблюдаться только на стадии облучения. Во второй главе диссертации будет обсуждаться динамика формы поверхности расплава во время остывания и возможности применения такого анализа рельефа поверхности.

Нелинейная стадия неустойчивости Кельвина-Гельмгольца используется также для объяснения образования и разлёта капель материала. Численное моделирование показывает существование такого эффекта [88]. Альтернативной гипотезой является образование капель во время схлопывания пузырьков при кипении во время резкого прекращения нагрева [89].

В конце обсуждения плавления материала при плазменной нагрузке отметим, что использование плазмоприёмников с поверхностью из жидких металлов радикально решает проблему плавления благодаря тому, что после импульсного выброса плазмы поверхность не затвердевает, а восстанавливает изначальную форму. Для реализации идеи жидкометаллических плазмоприёмников применяются несколько методов: поток слоя жидкого металла по поверхности [90], жидкий металл на матрице из тугоплавкого материала [91, 92] и другие. Однако реализация плазмоприёмника с поверхностью из жидкого металла имеет множество нерешённых фундаментальных и технологических проблем [93].

Испарение материала в отличие от плавления не должно быть пороговым явлением. Однако зависимость темпа испарения от температуры поверхности экспоненциально быстрая [94]. Поэтому при росте температуры поверхности в какой-то момент достигается достаточно большой темп испарения, чтобы за короткое время испарилось значительное количество ма-

териала, которое может существенно влиять на набегающий поток плазмы. Поэтому испарение оказывается практически пороговым эффектом.

Наличие плотного облака газа может привести к отстранению плазменной границы от поверхности материала (detachment) [95]. В этом режиме происходит переизлучение энергии набегающего потока в газе, что эффективно увеличивает площадь облучаемой поверхности, снизив удельную поверхностную интенсивность облучения. Для достижения такого эффекта предлагается напускать тяжёлый по сравнению с водородом газ в область дивертора. К сожалению, такой режим можно реализовать только при ожидаемых стационарных потоках плазмы в ИТЭР. Хотя импульсные выбросы плазмы не приводят к нарушению режима переизлучения энергии потока между ними, но слой газа не может помешать плазме достигать поверхности во время импульсных событий [96]. Поэтому переизлучение энергии потока плазмы при импульсных процессах слабо влияет на их взаимодействие с материалами.

Активное испарение при быстром нагреве поверхности материала во время импульсного выброса плазмы является механизмом эрозии поверхности, однако с другой стороны оно же приводит к ограничению энергии, которую может поглотить материал, за счёт эффекта, называемого “паровое экранирование”. Суть эффекта заключается в том, что испарённый материал не пропускает поток плазмы до поверхности. Паровое экранирование было обнаружено экспериментально на плазменных ускорителях [27]. Численное моделирование парового экранирования даёт хорошее совпадение поглощённой материалом энергии с экспериментальными результатами. В диссертации представлена простая одномерная модель экранирования, демонстрирующая, какие именно параметры материала и импульсной нагрузки определяют уровень насыщения поглощённой материалом энергии.

Для экспериментальных исследований влияния импульсных тепловых нагрузок на некоторых стендах применяются электронные пучки. Электронный пучок значительно проще в реализации, и его применение позволяет использовать динамические оптические диагностики для исследования состояния материала во время импульсных тепловых нагрузок. При использовании электронного пучка оптическая длина поглощения энергии пучка в газе значительно больше, чем для ионов, переносящих энергию в потоке плазмы [97]. Поэтому при использовании электронного пучка либо энергетический порог парового экранирования значительно повышается, либо реализуется режим, в котором охлаждение за счёт испарения уравнивается с нагревом электронным пучком раньше, чем испарится достаточное количество материала для экранирования электронного пучка. В диссертации показано, что предсказанный в работе [98] второй режим согласуется с экспериментальными данными, полученными на установке ВЕТА.

1.3 Механическое разрушение

1.3.1 Экспериментальное наблюдение

При экспериментальном исследовании импульсной плазменной нагрузки на графитовые образцы было обнаружено механическое разрушение материала. Такое разрушение происходит в виде дробления на отдельные пылевые частицы. Впервые такое явление описано в 1994 году в цикле работ, сделанном на установке ГОЛ-3 [12, 99]. В этих работах такое поведение материала было названо взрывной эрозией (“explosive erosion”). В дальнейшем то же самое явление в публикациях называли ещё хрупким разрушением (“brittle destruction”). Хрупкое разрушение графита наблюдалось, например, на следующих установках:

- JUDITH и JUDITH-2 (Юлих, Германия) [28],
- TEXTOR (Юлих, Германия) [29],
- МК-200 (Троицк, Россия) [30],
- LHD (Токи, Япония) [31],
- MAST (Калхэм, Великобритания) [32].

Особенностью механического разрушения графита является ещё меньшие по сравнению с плавлением энергозатраты на эрозию единиц объёма материала из-за того, что для дробления материала требуется разорвать только малую долю связей атомов в материале. Так, в работе [12] показано, что энергетический порог разрушения графита при хрупком разрушении составляет всего 10кДж/г. Другая особенность механического разрушения следует из того, что оно наблюдается при мощной импульсной нагрузке длительностью до нескольких миллисекунд. За это время тепло успевает распространиться не более, чем на несколько миллиметров. Это означает, что единственным механизмом отвода тепла вглубь материала является собственная теплопроводность материала, и, соответственно, теплоотвод не может быть интенсифицирован изменением конструкции плазмоприёмника. Поэтому параметры механического разрушения определяются только свойствами материала и величиной импульсной тепловой нагрузки, а не конструкцией плазмоприёмника.

В экспериментах было показано, что распределение по размерам частиц, образующихся при механическом разрушении графита, является степенным. В самом широком диапазоне (4 порядка по размеру) распределение по размерам измерено в работе [31]. В работе [100] представлены теоретические вычисления, связывающие степенное распределение частиц по разме-

рам с самоподобием механизма дробления. Одним из выводов такого анализа стало то, что при поверхностном откалывании пылевых частиц показатель степени распределения находится в диапазоне от -3 до -1 , а при объёмном дроблении материала показатель может быть в диапазоне от -4 до -1 . Измерение показателя распределения -3.3 на установке ГОЛ-3 позволило доказать объёмный характер разрушения материала.

Для подавления дробления графита на отдельные частицы пробовали применять армированный волокнами графит (CFC композиты). Однако экспериментальная проверка показала, что существенного изменения энергетического порога разрушения материала и темпа разрушения не происходит [101], хотя при механических тестах на разрушение армированные материалы демонстрируют значительное повышение пределов прочности. В главе 3 диссертации представлен одномерный расчёт напряжений в материале при импульсном нагреве, который показывает разницу в структуре деформаций и механических напряжений при механических тестах и импульсной тепловой нагрузке.

Обнаружение механического разрушения графита изменило условную постановку главного вопроса о темпе эрозии с того, сколько микрон материала распыляется и переосаждается за час работы установки, на то, сколько сотен микрон будет превращено в пылевые частицы за один сильный импульсный выброс плазмы. Таким образом, именно механическое разрушение представлялось главным механизмом эрозии материала в перспективных термоядерных реакторах. Его обнаружение стало одной из основных причин отказа от материалов на основе графита в качестве плазмоприёмников.

После отказа от графита в качестве основного материала плазмоприёмников исследования устойчивости к постоянным и импульсным плазмен-

ным нагрузкам стали проводиться в основном на вольфраме. Касательно образования и разлёта пылевых частиц для вольфрама было обнаружено то же самое степенное распределение по размерам, что и для графитовых частиц [102]. Однако, на вольфраме механическое разрушение при плазменной нагрузке проявилось, кроме того, в виде образования сети трещин на поверхности [103]. Эксперименты с стимуляцией только тепловой составляющей импульсной плазменной нагрузки показали, что именно она является основной причиной образования трещин [104]. Первыми при импульсном нагреве образуются перпендикулярные поверхности трещины. Сами по себе они не являются проблемой, так как не препятствуют теплоотводу от поверхности, так как градиент температуры и поток тепла перпендикулярен поверхности. Однако при многократном облучении в материале рядом с перпендикулярными поверхностями трещинами образуются дефекты, которые ухудшают теплоотвод и при дальнейшей постоянной и импульсной тепловой нагрузке приводят к ускорению дальнейшего разрушения материала. При относительно слабой, но многократной нагрузке такие дефекты проявляются или в виде мелких трещин, или крупных трещин вдоль поверхности [33, 54]. Качественно механизм появления перпендикулярных поверхности трещин был описан ещё в работе [34]: на стадии нагрева материал расширяется, но вдоль поверхности ему расширяться не получается и происходит пластическая деформация сжатия вдоль поверхности, при охлаждении до начальной температуры из-за этого возникают растягивающие напряжения вдоль поверхности. Количественное описание образования трещин мы обсудим ниже при обзоре теоретических исследований.

Естественным способом предотвращения неконтролируемого появления трещин в материале при импульсной тепловой нагрузке является искусственное создание перпендикулярных разрезов в материале, чтобы ма-

териал мог расширяться вдоль поверхности и не испытывать пластическую деформацию. На этом принципе основано то, что поверхность дивертора в ИТЭР будет состоять из отдельных квадратных кусков размером около сантиметра. Это предотвращает появление крупных трещин и делает производство более технологичным благодаря уменьшению площади пайки отдельных кусков покрытия. Отметим, что, с другой стороны, разделение поверхности дивертора продольными пазами заставляет внимательно следить за точностью их взаимного расположения для предотвращения перпендикулярного падения потока плазмы на выступающую кромку [105]. Из-за характерного размера около сантиметра разделение поверхности дивертора не предотвращает появление трещин при импульсном нагреве длительностью не более нескольких миллисекунд, за которые тепло распространяется не более, чем на несколько миллиметров. Для предотвращения появления мелких трещин недавно было предложено использовать “микроструктурированный вольфрам” [106]. Поверхность такого материала представляет собой торцы тонких вольфрамовых нитей, впаянных другой стороной в сплошной материал. Сейчас этот материал проходит тесты на устойчивость к ожидаемым в термоядерном материале нагрузкам.

Недавно начали приобретать популярность экспериментальные методы, позволяющие наблюдать динамику модификации материала непосредственно во время импульсной тепловой нагрузки и на стадии охлаждения. При облучении потоком плазмы возможность применения таких диагностик ограничена экранированием плазмой и её свечением. Однако для методов экспериментального симулирования импульсных тепловых нагрузок, не создающих плазмы на поверхности (лазерное излучение или электронный пучок), возможно применение динамических оптических диагностик. На установке ВЕТА, применяющейся для исследований импульсной тепловой на-

грузки с помощью электронного пучка, были получены фотографии теплового излучения непосредственно во время облучения [54]. По этим данным было восстановлено распределение температуры на поверхности и получены данные о перегреве материала рядом с трещинами на поверхности, который связывается с наличием горизонтальных трещин вдоль поверхности. Кроме того, на установке ВЕТА были применены активные оптические диагностики: на поверхность направлялся диагностический лазер и измерялось его рассеянное излучение. В частности, с помощью этих диагностик были измерены увеличение шероховатости и момент образования трещин. Увеличение шероховатости при импульсном нагреве может быть связано как с неоднородной деформацией внутри зёрен материала, так и с различными пластическими свойствами зёрен с различной ориентацией кристаллических осей вдоль поверхности [107]. В экспериментах по наблюдению динамики состояния поверхности при импульсной тепловой нагрузке была обнаружена неожиданно большая задержка до образования трещины после окончания нагрева [56]. Зафиксированы случаи, в которых длительность задержки превышала времени облучения более чем на три порядка. В главе 4 диссертации подробно обсуждается теоретическое исследование деформации материала вблизи трещины, которое позволило определить момент образования трещин с помощью рассеяния лазерного излучения на поверхности облучаемого материала.

Отдельный интерес представляют динамические диагностики состояния материала при импульсной тепловой нагрузке, основанные на рассеянии рентгеновского излучения. Такие диагностики являются нечувствительными к экранированию поверхности плазмой и могут использоваться для измерения модификации кристаллической структуры (вместо модификации поверхности). Измерение кристаллической структуры может позволить из-

мерять деформации и механические напряжения. Глава 5 диссертации посвящена разработке такой динамической диагностики на основе рассеяния синхротронного излучения.

Отметим, что из-за большого их количества в этом обзоре не перечислены все отдельные исследования воздействия импульсных плазменных нагрузок на материалы (исследования совместного воздействия плазменного потока и импульсного нагрева, многократное облучение, влияние на образование трещин предварительной симуляции облучения нейтронами и так далее).

1.3.2 Теоретические исследования

В современных условиях теоретическое исследование механического разрушения различных конструкций является инженерной задачей. По тематике сопротивления материалов существуют инженерные справочники, включающие данные о механических напряжениях и деформациях в различных конструкциях при приложении различных внешних сил (например, [108]). Такое положение дел возникло из-за того, что подавляющее большинство практически значимых случаев уже имеют аналитические или численные решения на основе уравнений механики твёрдых тел или в крайнем случае данные, полученные при практическом применении. В значительной степени научной в этой области остаётся только задача определения механических свойств материалов, из которых состоят конструкции, и создание материалов с заданными механическими свойствами. Для инженерных расчётов данные о свойствах материалов являются входными данными.

С учётом описанной ситуации задача теоретического исследования механического разрушения при импульсной тепловой нагрузке тоже должна

бы сводиться к применению стандартных методов. Для постоянного теплового потока и усреднённого влияния импульсных тепловых нагрузок это действительно так. Есть множество работ, демонстрирующих успешное применение инженерных кодов (ANSYS, COMSOL и другие) для расчёта деформаций и механических напряжений в такой ситуации [109]. В таких работах правильно предсказываются места образования трещин и другие параметры механического разрушения.

Однако для импульсных тепловых нагрузок оказалось, что постановка задачи имеет сочетание особенностей, которое не позволяли корректно провести такое теоретическое исследование стандартными методами:

- количественное и качественное изменение механических свойств материалов при изменении температуры,
- короткая длительность теплового воздействия,
- большие градиенты температуры,
- многократные повторения импульсных тепловых нагрузок.

Одни из первых теоретических исследований механического разрушения при импульсном нагреве были проведены группой из Технологического института Карлсруэ [110]. Их численное моделирование с помощью специально разработанного кода Pegasus-3-D представляло собой численное решение уравнений механического равновесия в приповерхностном слое. При расчёте условием разрушения графита считалось превышение критического механического напряжения, а кусок материала считался потерянным из тела, если он оказывался полностью отделён разрушенными областями.

Аналитические методы исследований долго не развивались из-за того, что аналитическое решение уравнений механического равновесия для трёх-

мерных задач не является тривиальной задачей. В качестве примера ранних аналитических методов можно выделить попытку объяснить превышение глубиной трещин в вольфраме характерной глубины распространения температуры с помощью эффективных сил, действующих на поверхность из-за деформированного поверхностного слоя ([111]). Существенным продвижением стало применение приближения тонкого нагретого слоя, которое позволило найти аналитическое решение для такого случая [51]. Заметим, что полученное решение является тривиальным случаем деформации материала при однородном сжатии материала с двух сторон, однако для ожидающихся в термоядерном реакторе условий понадобилось доказывать применимость такого решения и адаптировать метод решения для многократных нагрузок и нетипичных свойств вольфрама. Основным нетипичным для конструкционных материалов свойством вольфрама является высокая температура перехода из хрупкого состояния в вязкое (хрупкое разрушение вольфрама наблюдалось при начальных температурах до 500°C). Из-за этого становится важным учёт пластической деформации, которая за время порядка нескольких миллисекунд успевает произойти. А при термоциклировании даже превышение температуры перехода от хрупкого состояния в вязкое не гарантирует отсутствие хрупкого разрушения материала. Поэтому требуется теоретическое описание именно большого количества циклов. Кроме того, заметим, что указанный аналитический метод позволил учесть зависимость свойств материала от температуры.

Первые применения аналитического метода позволили получить результаты, воспроизводящие температурный и энергетический пороги образования трещин (сравнение с результатами установки JUDITH-2) [51]. Кроме того, в этой же работе было объяснено возникновение трещин глубиной больше характерной глубины распространения тепла за время облучения тем,

что аналитически было показано, что механические напряжения зависят от локальной температуры, а распространение тепла продолжается после конца нагрева. Заметим, что недавние работы по численному моделированию методом конечных элементов подтвердили справедливость использованных приближений, основанных на малости толщины прогретого слоя по сравнению с толщиной материала и размерами облучаемой области. В работе [112] проводилось численное моделирование импульсно нагреваемого материала с отсутствием смещений на боковых поверхностях, подтвердившее зависимость локальных напряжений и деформаций от локальной температуры. В работе [113] численно моделировался импульсный нагрев ограниченной области на поверхности тела. Результаты подтвердили, что при однородном распределении температуры вдоль поверхности в центральной части нагреваемой области там возникает однородное вдоль поверхности распределение механических напряжений. Это подтверждает возможность использования распределений температуры, напряжений и деформаций, зависящих только от расстояния до облучаемой поверхности. В главе 3 диссертации обсуждается дальнейшее развитие модели для вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР. Для теоретического вычисления деформаций и напряжений в этом материале особенно важен бесшовный переход от хрупкого состояния к вязкому из-за близких пределов прочности и текучести при любой температуре. Заметим, что описанный аналитический подход к описанию воздействия импульсных тепловых нагрузок на материалы даёт правильное описание экспериментальных данных даже при длительности облучения порядка 10 наносекунд [114]. Кроме того, заметим, что медленное термоциклирование вольфрама тоже приводит к образованию трещин (так называемые “трещины разгары”) [115]. При этом температурный порог образования таких трещин отличается примерно в 2 раза от импульсного

случая, что видимо объясняется различной геометрией задачи (соотношение толщины разогретого слоя и размера тела).

К сожалению, на данный момент ни один способ теоретического описания импульсных тепловых нагрузок не может дать достоверного результата по многократному облучению, так как отсутствуют данные о пластических свойствах вольфрама при многократных нагрузках. Тем более это справедливо при более специфических условиях: высокая температура, растворённые примеси (водород, гелий и другое). В главе 5 обсуждается разработка метода измерения динамики распределения деформаций в материале при импульсной тепловой нагрузке, которая может дать информацию о поведении вольфрама при многократном облучении и о пластических свойствах материалов при них.

Глава 2. Теоретическое исследование плавления и испарения вольфрама при импульсном нагреве

Данная глава посвящена исследованию эффектов, связанных с плавлением и активным испарением материалов при импульсной тепловой нагрузке. В первую очередь рассматриваются механизмы ограничения нагрева материала за счёт активного испарения: экранирование потока плазмы на поверхности испарившимся материалом (паровое экранирование) и охлаждение поверхности за счёт потери энергии при испарении материала. Потом рассматривается поведение формы поверхности расплавленного материала для прояснения вопроса об интерпретации формы затвердевшей поверхности с целью получения информации о процессах во время импульсной тепловой нагрузки.

Данная глава написана по материалам статей [47–50]:

2.1 Паровое экранирование

Эрозия диверторных пластин, вызванная интенсивными тепловыми нагрузками во время переходных событий, таких как ЭЛМы первого типа и срывы, может быть главным фактором, определяющим срок службы дивертора. Тепловые нагрузки в диапазоне $0.5 - 2$ МДж/м² за времена в интервале $0.3 - 0.6$ мс ожидаются во время ЭЛМов первого типа в ИТЭР. Во время стадии теплового гашения при срыве ожидаются даже большие тепловые нагрузки ($0.5 - 5$ МДж/м²) в течение $1 - 3$ мс [116]. Тепловые нагрузки с такими параметрами могут приводить к повреждению вольфрамовых моноблоков, составляющих дивертор ИТЭР. За последние годы было

проведено множество экспериментальных исследований на действующих токамаках [35–37] и линейных установках [38–46] для определения и описания множеств явлений, определяющих эрозию вольфрамового дивертора. Эти явления включают модификацию поверхности и образование трещин [40, 51], плавление тонкого поверхностного слоя и движение расплава под влиянием гравитации, градиента давления и силы Лоренца [41], образование и выбрасывание капель [42, 45], стационарное испарение материала и паровое экранирование [43–46]. Описание протекания каждого из этих явлений представляет собой сложную задачу, не говоря уже о взаимодействии между ними. В частности, настоящий раздел диссертации посвящён проблеме описания парового экранирования.

Эксперименты на квазистационарных [45] и импульсных [43, 46] плазменных источниках, как и разносторонние численные моделирования [117–120], продемонстрировали, что при превышении некоторого порога по количеству испарённого материала наблюдается сильный эффект парового экранирования при мощных импульсных тепловых нагрузках как на вольфрамовые мишени, так и на мишени из CFC композитов. В частности, образование экранирующего парового слоя приводит к насыщению поглощаемой материалом удельной поверхностной энергии на некотором уровне E_{max} даже при существенном превышении плотности потока энергии в исходном потоке плазмы над E_{max} . Отметим, что эти пороги E_{max} , измеренные на импульсном плазменном ускорителе МК-200 для вольфрамовых мишеней и мишеней из CFC композитов, практически совпадали [43, 121], несмотря на существенно отличающиеся излучательные способности атомов материалов [122].

Хорошее согласие измеренного в эксперименте и полученного в численном моделировании значения величины E_{max} (наряду с другими относительно плохо измеримыми величинами как, например, электронная плот-

ность вблизи мишени и температура поверхности мишени) часто используется как критерий для подтверждения корректности численного моделирования [117]. На основе этих моделирований можно количественно предсказать абляцию обращённых к плазме материалов при мощных тепловых нагрузках, то есть вычислить величину N_{max} – полное количество потерянных с единицы поверхности атомов материала. Чтобы проверить применимость такого подхода, мы оценим величину E_{max} , используя три разные модели парового экранирования. Для всех этих моделей мы покажем, что величина E_{max} ведёт себя как одна и та же функция длительности облучения плазменным потоком, теплопроводности, теплоёмкости и энергии испарения материала мишени.

В первом разделе мы сформулируем физические модели и получим приближённые аналитические решения, которые показывают асимптотическое поведение E_{max} для всех трёх изучаемых моделей экранирования. Следующий раздел посвящён численному подтверждению полученных аналитических решений. Последний раздел содержит обсуждения и выводы.

2.1.1 Аналитические модели

Рассмотрим паровое экранирование твёрдой мишени во время короткой тепловой нагрузки, как на упомянутом выше импульсном плазменном ускорителе МК-200. Мишень в экспериментах на этой установке состояла из кусков, каждый из которых мал по сравнению с диаметром исходного потока плазмы. Поэтому мы будем предполагать, что поток тепла однороден на отдельном куске, и будем решать однородную вдоль облучаемой поверхности задачу. Более того, при длительности импульса нагрева $t_{pulse} = 50$ мкс характерная глубина распространения тепла $l_{heat} = \sqrt{\alpha t_{pulse}}$, где α – темпе-

ратуропроводность, пренебрежимо мала по сравнению с толщиной мишени ~ 1 см. Поэтому мы будем предполагать мишень бесконечно толстой. Для простоты в аналитической части нашего исследования мы также будем предполагать термодинамические свойства материала мишени не зависящими от его температуры. При всех упомянутыми предположениями мы можем использовать хорошо известное выражение для определения температуры поверхности облучаемого материала [123]:

$$T_s = \frac{1}{\sqrt{\pi C_p \rho \kappa}} \int_0^t \frac{q(t')}{\sqrt{t-t'}} dt', \quad (2.1)$$

где C_p , ρ и κ – теплоёмкость, плотность и теплопроводность материала мишени, соответственно, а $q(t)$ – тепловой поток, достигающий мишени.

Темп испарения материала мишени в предлагаемых моделях задаётся следующим уравнением, определяющим темп испарения в вакуум [94]:

$$\frac{dN}{dt} = j_0 e^{-E_{ev}/kT_s}, \quad (2.2)$$

где E_{ev} – энергия испарения материала, j_0 – предэкспоненциальный параметр и N – число испарившихся атомов с единицы площади поверхности. Здесь мы игнорируем слабую корневую зависимость величины j_0 от температуры поверхности.

Теперь необходимо указать способ для определения теплового потока на поверхность материала. Мы будем предполагать, что начальный поток плазмы имеет постоянную плотность потока энергии q_0 всё время облучения материала. Если температура поверхности мишени достигает некоторого порога, то начинается интенсивное испарение материала мишени и испарённые частицы образуют плотный слой холодного газа и вторичную плазму. Этот так называемый паровой экран эффективно замедляет частицы потока

плазмы, переводя часть его энергии в кинетическую и внутреннюю энергию атомов и ионов парового экрана и, что важнее, частично излучает её. В то время, как тепловая часть поглощенной энергии всё ещё может быть передана мишени за счёт теплопроводности, излучение может покинуть слой газа в любом направлении.

Если экранирующий слой прозрачен для испущенного излучения, то даже полный переход энергии начального потока плазмы в излучение примесей может ослабить результирующую тепловую нагрузку на поверхность мишени только в два раза (может быть в 3-4 раза, если учесть отражение излучения от поверхности). С другой стороны, плотность вторичной плазмы и газа быстро растёт в сторону мишени и легко может достигать величин порядка $10^{21} - 10^{23} \text{ м}^{-3}$ при уменьшении температуры плазмы до нескольких эВ. Поэтому оптическая толщина слоя газа резко возрастает вблизи мишени, и поэтому разумно предполагать асимметрию в транспорте излучения. Задача об асимметрии транспорта излучения во вторичной плазме, образовавшейся при облучении твёрдых мишеней, исследовалась, например, Базилевым в Вюрце в работе [124] для случая мишеней из материала с малым зарядом ядра Z . Для некоторых профилей распределения плотности плазмы и температуры в экранирующем слое их вычисления показали разницу в порядок величины между потоком энергии излучения, достигающего поверхность мишени, и потоком энергии излучения, покидающего экранирующий слой в противоположном направлении.

Однако, в плотной и холодной вторичной плазме парового экрана становится существенным уширение спектральных линий. В результате у спектральной линии появляются “крылья”, увеличивающие прозрачность плазмы для транспорта фотонов. Это явление уменьшает обсуждаемый эффект асимметрии транспорта излучения и должно быть тщательно изучено.

Тем не менее, мы будем предполагать сильную асимметрию транспорта излучения внутри газового облака, вплоть до “абсолютного” экранирования (то есть ситуации, в которой энергия начального потока плазмы может быть полностью излучена в направлении от поверхности мишеней). Все три рассматриваемые далее модели имеют эту особенность. Разница между ними в функциональной зависимости достигающего поверхности мишени теплового потока $q(t)$ от количества испарённого материала.

Модель 1

Для первой модели мы будем использовать приближение, которое часто используют при описании эффекта парового экранирования отдельных частиц (пеллет) [125]. В этом приближении поток тепла на мишень экспоненциально уменьшается с эффективной оптической толщиной экранирующего слоя. В результате получаем выражение:

$$q = q_0 e^{-N\sigma}, \quad (2.3)$$

где q_0 – исходный неослабленный поток энергии на поверхность мишени и σ – эффективное сечение торможения на газе.

Вводя безразмерные переменные $G = E_{ev}/kT_s(t)$, $\nu = \sigma N(t)$, $\tilde{q} = q(t)/q_0$ и $\tau = t/t_1$, где $t_1 = 1/\sigma j_0$, мы можем переписать уравнения (2.1), (2.2) и (2.3) в виде

$$\tilde{q}(\tau) = e^{-\nu(\tau)}, \quad (2.4)$$

$$\nu(\tau) = \int_0^\tau e^{-G(\tau')} d\tau', \quad (2.5)$$

$$G(\tau) = G_1 \left(\int_0^\tau \frac{\tilde{q}(\tau')}{\sqrt{\tau - \tau'}} d\tau' \right)^{-1}, \quad (2.6)$$

где $G_1 = \sqrt{\pi C_p \rho \chi / t_1} E_{ev} / k q_0$. Ниже мы предполагаем, что $G_1 \gg 1$ для типичных параметров импульсов облучения на установке МК-200.

Сначала, когда поверхность мишени относительно холодная, темп испарения пренебрежимо мал. Момент времени, в который начинается интенсивное испарение, обозначим τ_1 . При $\tau \leq \tau_1$ мы можем игнорировать эффект парового экранирования. Поэтому, на этой стадии, принимая $\tilde{q} \approx 1$ в уравнении (2.6), мы получаем:

$$G(\tau) = \frac{G_1}{2\sqrt{\tau}}, \quad (2.7)$$

Подставляя выражение (2.7) в уравнение (2.5) и принимая $\nu(\tau)$ за 1, мы находим следующую оценку для τ_1 :

$$\tau_1 \approx \left(\frac{G_1}{4 \text{Lamb} \left(\frac{G_1}{4} \right)} \right)^2 \approx \left(\frac{G_1}{4 \ln(G_1)} \right)^2 \gg 1, \quad (2.8)$$

где $\text{Lamb}(z)$ – функция Ламберта: $\text{Lamb}(z)e^{\text{Lamb}(z)} = z$. Во время этой начальной стадии нагрева поглощение энергии в мишени примерно равно потоку энергии в исходном потоке плазмы:

$$E_{abs}(t) = \int_0^t q(t) dt \approx q_0 t. \quad (2.9)$$

Для того, чтобы найти аналитическое решение при временах $\tau \gg \tau_1$, мы примем $e^{-\nu(\tau)} = f(\tau)/\sqrt{\tau}$, где $f(\tau)$ – медленно меняющаяся функция. Далее мы выразим $d\nu/d\tau$ следующим образом:

$$\frac{d\nu(\tau)}{d\tau} = \frac{1 - 2 \frac{d \ln f}{d\tau} \tau}{2\tau}. \quad (2.10)$$

Подставляя $e^{-\nu(\tau)} = f(\tau)/\sqrt{\tau}$, $G(\tau) = -\ln(d\nu(\tau)/d\tau)$ (из уравнения (2.5)) и используя выражение (2.10) в уравнении (2.6), получаем следующий результат:

$$\frac{f(\tau)}{G_1} \ln \frac{2\tau}{1 - 2 \frac{d \ln f}{d\tau} \tau} = \left(\int_0^1 \frac{f(x\tau)}{f(\tau)} \frac{dx}{\sqrt{x(1-x)}} \right)^{-1}. \quad (2.11)$$

Из уравнения (2.11) при $\tau \rightarrow \infty$ с логарифмической точностью получаем:

$$f(\tau) \approx \frac{G_1}{\pi \ln(2\tau)}. \quad (2.12)$$

Таким образом, следующее выражение описывает достигающий поверхности поток тепла:

$$\tilde{q}(\tau) = \frac{q}{q_0} \approx \frac{G_1}{\pi \sqrt{\tau} \ln(2\tau)} \quad (2.13)$$

Наконец, из уравнения (2.4) получаем оценку для поглощённой в мишени энергии:

$$E_{max} = \int_0^{t_{pulse}} q(t) dt \approx \sqrt{\frac{4C_p \rho \chi}{\pi}} \frac{E_{ev}}{k} \frac{\sqrt{t_{pulse}}}{\ln(2\tau_{pulse})}, \quad (2.14)$$

где $\tau_{pulse} = t_{pulse}/t_1$. Если энерезапас потока плазмы не слишком сильно превышает порог образования парового экрана, то τ_{pulse} может быть заменено на $\tau_{pulse} \sim G_1^2$ с той же логарифмической точностью.

Модель 2

Для второй модели мы предполагаем, что потери на излучение из газового облака пропорциональны полному количеству испарённого материала (похожее приближение для потерь из-за излучения примесей было использовано в работе [126]). При этом предположении ослабление плотности потока энергии на мишень описывается следующей формулой:

$$q(t) = q_0 - \dot{E}_{rad} N(t), \quad (2.15)$$

где \dot{E}_{rad} – эффективная потеря энергии на одну частицу в газовом облаке. Заметим, что \dot{E}_{rad} может сильно зависеть от материала стенки (например, сильно отличаться для СФС композитов и вольфрама) и транспорта примесей [126]. Однако, как мы увидим дальше, величина \dot{E}_{rad} слабо влияет на значение E_{max} . Кроме того, заметим, что наша модель предполагает,

что энергия излучения покидает газовый слой в направлении от мишени. В свете этого факта \dot{E}_{rad} представляет собой эффективную плотность потока энергии, экранируемую одной частицей газового облака, что, соответственно, отличается от мощности излучения одной испарённой частицей мишени. В любом случае мы будем использовать последнее как некоторую оценку для \dot{E}_{rad} .

Опять введём безразмерные переменные $G = E_{ev}/kT_s$, $\tilde{q} = q(t)/q_0$ и $\tau = t/t_2$, где $t_2 = q_0/\dot{E}_{rad}j_0$. Из уравнений (2.15) и (2.1) получаем

$$\tilde{q}(\tau) = 1 - \int_0^\tau e^{-G(\tau')} d\tau', \quad (2.16)$$

$$G(\tau) = G_2 \left(2\sqrt{\tau} - \int_0^\tau 2\sqrt{\tau - \tau'} e^{-G(\tau')} d\tau' \right)^{-1}, \quad (2.17)$$

где $G_2 = \sqrt{\pi C_p \rho \chi / t_2} E_{ev} / k q_0$. Опять отмечаем, что $G_2 \gg 1$ для характерных параметров эксперимента.

Для относительно малого $\tau \leq \tau_2$ эффект парового экранирования, описываемый вторым слагаемым в скобках в правой части уравнения (2.17), может быть проигнорирован. Соответственно, мы получаем:

$$G(\tau) = \frac{G_2}{2\sqrt{\tau}}. \quad (2.18)$$

Для $\tau > \tau_2$ эффект парового экранирования становится существенным. Два слагаемых в скобках в правой части уравнения (2.17) при этом становятся сравнимыми:

$$\sqrt{\tau_2} \sim \int_0^{\tau_2} \sqrt{\tau_2 - \tau'} e^{-\frac{G_2}{2\sqrt{\tau'}}} d\tau'. \quad (2.19)$$

Далее мы находим оценку для τ_2 :

$$\sqrt{\tau_2} \approx \frac{G_2}{7 \cdot \text{Lamb} \left\{ \frac{1}{7} (4\sqrt{\pi} G_2)^{\frac{2}{7}} \right\}} \approx \frac{G_2}{4 \ln(G_2)}, \quad (2.20)$$

а из уравнения (2.17), беря производную по τ , находим:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{G_2}{\sqrt{\tau}G(\tau)} \right) = - \int_0^1 \frac{x}{\sqrt{1-x}} e^{-G(x\tau)} dx. \quad (2.21)$$

Анализируя уравнение 2.21, находим, что для $\tau \gg \tau_2$ можно получить следующее приближённое решение:

$$G(\tau) \approx \ln \left(\frac{2\pi\tau^{3/2}\ln\tau^{3/2}}{G_2} \right) \quad (2.22)$$

Интегрирование уравнения (2.16) с использованием выражения (2.22) даёт вложенную в мишень энергию в виде следующей формулы:

$$E_{max} \approx \sqrt{\frac{4C_p\rho\kappa}{\pi}} \frac{E_{ev}}{k} \frac{\sqrt{t_{pulse}}}{\ln \left(\tau_{pulse}^{3/2} \right)}, \quad (2.23)$$

где $\tau_{pulse} = t_{pulse}/t_2$, что, как в предыдущем разделе, можно заменить на $\tau_{pulse} \sim G_2^2$.

Модель 3

При построении предыдущих моделей мы предполагали, что радиационные потери на каждом атоме парового слоя пропорциональны некоторой константе. Однако, на практике полную мощность радиационных потерь W_{rad} из объёма газа V можно записать следующим образом [122]:

$$W_{rad} = n_e n_i L_{rad} V, \quad (2.24)$$

где L_{rad} – функция охлаждения, n_i – концентрация излучающих ионов и n_e – концентрация электронов. Выражение (2.24) соответствует корональному равновесию. Эта модель применяется для достаточно разреженной плазмы,

то есть для плазмы, прозрачной для испускаемого излучения плазмы. Моделирование холодного и плотного газа, экранирующего плазменный поток за счёт столкновительно-излучательных процессов, требует учёта многократного излучения и поглощения излучения. Более того, многократное поглощение и излучение требуется также для реализации асимметрии транспорта излучения. Однако, кажется невозможным использование такой сложной модели вместе с сохранением ясности и простоты (то есть аналитической разрешимости) описываемых явлений, которые являются главной целью данного раздела. Поэтому в третьей модели мы просто предположим, что покидающее паровой слой излучение подчиняется той же функциональной зависимости, как и в условиях коронального равновесия. Позже мы также используем функцию охлаждения коронального равновесия в качестве оценки для получения количественного результата.

Газовое облако, давление которого значительно превышает давление окружающей плазмы, расширяется со временем t ($t = 0$ соответствует моменту времени начала столкновения потока плазмы с мишенью). В одномерном приближении это соответствует увеличению объёма $V \sim U_v t$, где $U_v \sim \sqrt{T_v/M}$ – скорость расширения газа, M – масса отдельного испарённого атома и T_v – температура газа. Температура газа находится в диапазоне от температуры исходного потока плазмы до температуры поверхности мишени (вероятнее, ближе к последней). Более того, она изменяется во время облучения мишени, и эта зависимость может быть нетривиальной. Однако, изменение $\sqrt{T_v}$ мало по сравнению с изменением величины n_i . Поэтому для простоты мы будем предполагать постоянную скорость расширения газового слоя.

Концентрация электронов в экранирующем газовом слое является суммой концентрации электронов исходного плазменного потока и concentra-

ции электронов, появившихся в результате ионизации испарённых атомов вещества: $n_e = n_e^{pulse} + \langle Z \rangle n_i$, где $\langle Z \rangle$ – средний заряд ионов вторичной плазмы. Пренебрежение вторым слагаемым возвращает нас ко второй модели. Однако, эксперименты на МК-200 по исследованию парового экранирования показали рост концентрации электронов вблизи мишени на порядки по сравнению с концентрацией электронов в исходном потоке плазмы [43]. Поэтому мы пренебрежём вкладом исходной плазмы в полную концентрацию электронов и, соответственно, будем использовать следующее выражение: $n_e \cdot n_i \sim \langle Z \rangle n_i^2$, где $\langle Z \rangle$ – средний заряд ионов вторичной плазмы. При этом удельный поток энергии, приходящий на мишень, может быть записан следующим образом:

$$q(t) = q_0 - \frac{\langle Z \rangle L_{rad}}{U_v t} (N(t))^2. \quad (2.25)$$

Как и в предыдущих разделах, мы будем использовать безразмерные переменные: $G = E_{ev}/kT_s$, $\tilde{q} = q(t)/q_0$ и $\tau = t/t_3$, где $t_3 = q_0 U_v / \langle Z \rangle L_{rad} j_0^2$. Переписываем уравнения (2.25) и (2.1):

$$\tilde{q}(\tau) = 1 - \frac{1}{\tau} \left(\int_0^\tau \exp(-G(\tau')) d\tau' \right)^2, \quad (2.26)$$

$$G(\tau) = G_3 \left(\int_0^{\tau'} \frac{\tilde{q}(\tau') d\tau'}{\sqrt{\tau - \tau'}} \right)^{-1}, \quad (2.27)$$

где $G_3 = \sqrt{\pi C_p \rho \chi} / t_3 E_{ev} / k q_0$.

Для $\tau \leq \tau_3$, когда паровым экранированием можно пренебречь, мы можем оценить $G(\tau)$ с помощью уравнения (2.27):

$$G(\tau) \approx \frac{G_3}{2\sqrt{\tau}}. \quad (2.28)$$

Подставляя выражение (2.30) в уравнение (2.26) и предполагая $\tilde{q}(\tau) \approx 0$, получаем τ_3 в следующем виде:

$$\sqrt{\tau_3} \approx \frac{G_3/4}{4\text{Lamb}\left(\sqrt{G_3/4}\right)} \approx \frac{G_3}{2 \ln G_3}. \quad (2.29)$$

Далее, снова предполагая $\tilde{q}(\tau) \ll 1$ в уравнении (2.26), получаем решение для $G(\tau)$ при $\tau \gg \tau_3$:

$$G(\tau) \approx \ln(2\sqrt{\tau}). \quad (2.30)$$

Подставляя выражение (2.30) в уравнение (2.27), мы находим нулевое приближение поведения $\tilde{q}(\tau)$ при $\tau \gg \tau_3$:

$$\tilde{q}(\tau) = \frac{q}{q_0} \approx \frac{G_3}{\pi\sqrt{\tau} \ln 2\tau}. \quad (2.31)$$

Асимптотика (2.31) схожа с асимптотикой, полученной в первой модели (2.13). Таким образом, мы приходим к схожей асимптотике поглощения энергии в мишени:

$$E_{max} \approx \sqrt{\frac{4C_p \rho \chi}{\pi} \frac{E_{ev}}{k} \frac{\sqrt{t_{pulse}}}{\ln(2\tau_{pulse})}}. \quad (2.32)$$

Третья значительно отличающаяся модель приводит к тому же асимптотическому поведению поглощаемой мишенью энергии E_{abs} в зависимости от энергозапаса исходного потока плазмы $E_0 = q_0 t_{pulse}$:

$$E_{abs} = \begin{cases} E_0, & \text{for } E_0 < E_{max}, \\ E_{max}, & \text{for } E_0 > E_{max}. \end{cases} \quad (2.33)$$

Более того, уровень насыщения E_{max} поглощённой мишенью удельной энергии близок для всех трёх моделей (выражения (2.14), (2.23) и (2.32)):

$$E_{max} \approx \sqrt{\frac{4C_p \rho \chi}{\pi} \frac{E_{ev}}{k} \frac{\sqrt{t_{pulse}}}{\Lambda}}. \quad (2.34)$$

Здесь Λ – логарифмическая функция (слабо меняющаяся в зависимости от используемой модели) $\sim \ln \tau_{pulse}$. Если энергозапас исходного потока плазмы не слишком сильно превышает порог интенсивного парового экранирования и, соответственно, τ_{pulse} может быть представлено как $\tau_{pulse} \sim G_i^2$, где $i = 1, 2, 3$, то мы получаем $\Lambda \sim \ln \tau_{pulse} \sim 2 \ln G_{1,2,3}$. Таким образом, мы имеем в знаменателе логарифм большого числа, который практически нечувствителен к свойствам облака вторичной плазмы и удельной мощности в исходном потоке плазмы. Кроме того, отметим, что поглощённая мишенью удельная энергия E_{max} зависит от длительности облучения как \sqrt{t} . После того, как температура поверхности достигает некоторого максимального значения и достаточное для обеспечения парового экранирования количество материала испарилось, температура поверхности очень медленно уменьшается. В результате, для поддержания практически постоянного уровня температуры поверхности удельный поток энергии на поверхности мишени со временем уменьшается пропорционально $1/\sqrt{t}$.

2.1.2 Численные вычисления

Для проверки точности приближённого решения, полученного в предыдущем разделе, была проведена серия численных расчётов с параметрами на основе экспериментов по облучению вольфрама, проводившихся на установке МК-200 [46, 121]. Здесь приводятся результаты, полученные при совместных исследованиях коллективом из НИЯУ МИФИ [47]. В качестве параметров для расчёта использовались следующие:

- вольфрамовый образец толщиной 1 см,
- длительность облучения $t_{pulse} = 50$ мкс,

- плотность потока мощности в исходном потоке плазмы варьировалась в диапазоне $1 - 20 \text{ ГВт/м}^2$.

При этом для большей части расчётов в данном разделе использовалась вторая модель парового экранирования (за исключением рисунка 4, представляющего сравнение результатов расчётов для всех трёх моделей). Для численного расчёта одномерное уравнение теплопроводности

$$C_P(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T)\frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (2.35)$$

решалось совместно с граничным условием

$$\kappa(T_s)\frac{\partial T}{\partial x} = -q_0(t) + \dot{E}_{rad} \int_0^t j_{ev}(T_s)dt' \quad (2.36)$$

Температура обратной стороны облучаемого образца считалась фиксированной $T_l = 300 \text{ К}$. При численном решении учитывались нелинейные зависимости теплопроводности, теплопроводности и плотности вольфрама от температуры [127]. Опять же в численном расчёте не учитывалась слабая корневая зависимость j_0 от температуры поверхности. Скорость испарения рассчитывалась в соответствии со следующим выражением [94]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{8.167 \cdot 10^{34}}{\sqrt{T_s}} \exp\left(-\frac{94670}{T_s}\right), \quad (2.37)$$

где N , t и T_s выражаются в м^{-2} , с и К соответственно.

Следующим шагом мы должны найти значения \dot{E}_{rad} . Это может быть сделано с помощью коронального равновесия следующим образом:

$$\dot{E}_{rad} = n_e L_{rad}. \quad (2.38)$$

Экспериментальная оценка температуры вторичной плазмы в установке МК-200 30 эВ [46]. Поэтому может быть взято значение функции охлаждения $L_{rad} \approx 2.5 \cdot 10^{-31} \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$ и среднее зарядовое состояние ионов $\langle Z \rangle \approx 7$

в соответствии с численными расчётами [128]. Концентрация электронов во вторичной вольфрамовой плазме не измерялась в эксперименте непосредственно. Она может быть получена из численного моделирования [118] и экспериментов с образцами из CFC композитов [43] как $n_e \approx (10^{21} - 10^{23}) \text{ м}^{-3}$. В итоге мы находим удельную мощность излучения на испарённую частицу $\dot{E}_{rad} \approx 10^{-9} \text{ Вт}$. Аналитические решения из предыдущего раздела показывают, что E_{max} слабо зависит от \dot{E}_{rad} . Поэтому мы можем использовать полученную оценку для \dot{E}_{rad} . В численных расчётах величина \dot{E}_{rad} варьировалась в диапазоне $(10^{-10} - 10^{-8}) \text{ Вт}$ для проверки слабой зависимости результата расчёта от этой величины.

Температура поверхности и плотность потока энергии на поверхность мишени, рассчитанные для случая $\dot{E}_{rad} = 10^{-9} \text{ Вт}$ и $q_0 = 20 \text{ ГВт/м}^2$, представлены на рисунке 2. Видно, что плотность потока энергии остаётся почти постоянной до примерно 10 мкс, когда начинается активное испарение. Затем она быстро уменьшается при образовании экранирующего парового слоя. После этого температура поверхности уменьшается, замедляя темп испарения и стабилизируя плотность потока энергии на поверхность на уровне около 5 ГВт/м^2 . Температура поверхности при этом остаётся практически постоянной до конца облучения. Похожий результат был получен для любой начальной плотности потока энергии выше 12 ГВт/м^2 . Отметим, что при изменении плотности потока энергии менялся только момент начала активного испарения и образования экранирующего слоя, а финальное значение плотности потока энергии оставалось около 5 ГВт/м^2 . Моделирования с начальной плотностью потока мощности до 8 ГВт/м^2 не приводили к достижению температуры поверхности, необходимой для начала активного испарения. Для таких импульсов облучения плотность потока мощности оставалась практически постоянной. Импульсы нагрева с промежуточной

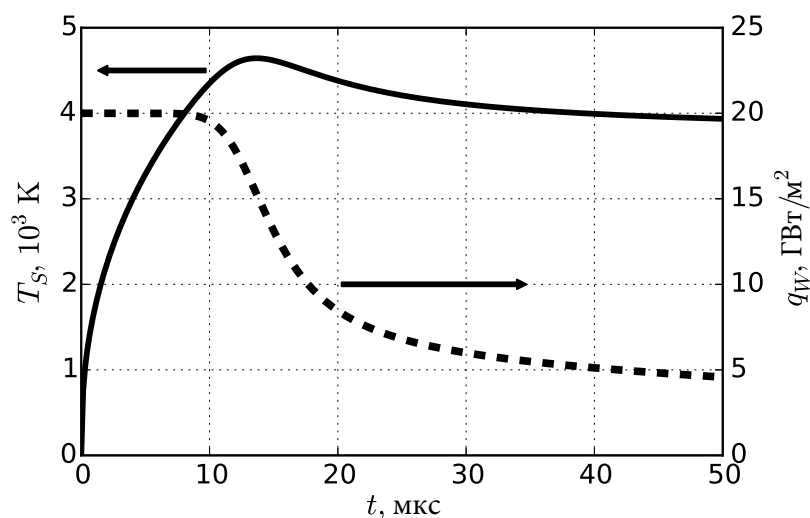


Рис. 2: Зависимость от времени температуры поверхности (сплошная линия) и плотности теплового потока, достигающего поверхности (штриховая линия) вольфрамовой мишени, рассчитанные для импульса на установке МК-200 с плотностью мощности в потоке $20 \text{ ГВт}/\text{м}^2$.

мощностью (от 8 до $12 \text{ ГВт}/\text{м}^2$) приводили к началу активного испарения только в конце времени облучения. Соответственно, времени облучения не хватало для образования экранирующего парового слоя, и к концу облучения наблюдалось только незначительное падение плотности потока энергии на мишень.

Зависимости поглощённой вольфрамовой мишенью энергии от запаса энергии в исходном потоке плазмы при различных значениях \dot{E}_{rad} представлены на рисунке 3 вместе с экспериментальными результатами, полученными на установке МК-200 [121]. Расчёты показывают линейный рост поглощённой энергии E_{abs} от исходного энергозапаса до примерно $0.5 \text{ МДж}/\text{м}^2$. Затем превышает порог образования экранирующего парового слоя и E_{abs} быстро насыщается. По рисунку 3 видно, что итоговый уровень насыщения E_{max} действительно слабо зависит от \dot{E}_{rad} . Два порядка изменения E_{max}

приводят только к 25%-ому росту E_{max} . Даже при использовании грубой оценки \dot{E}_{rad} экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами расчётов.

Предыдущие расчёты в данном разделе использовали вторую модель экранирования. Хотя полученные в предыдущем разделе аналитические решения демонстрируют, что результаты использования всех представленных моделей экранирования должны мало отличаться друг от друга, это утверждение должно быть проверено. На рисунке 4 представлено сравнение результатов использования разных моделей экранирования друг с другом и экспериментальными результатами. При расчётах использовались следующие параметры: $\dot{E}_{rad} = 10^{-9}$ Вт для второй модели; $L_{rad} \approx 2.5 \cdot 10^{-31}$ Вт \cdot м³, $\langle Z \rangle \approx 7$ and $T_v \approx 30$ эВ (значение, соответствующее типичной температуре в экспериментах в МК-200 [46]) для третьей модели; для первой модели, используя приближение, полученное для $\sigma(T_e)$ в работе [125] и полагая $T_e \approx 30$ эВ, получаем $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-16}$ см². Видно, что разница в получаемых значениях E_{max} примерно те же 25%, которые мы видели на рисунке 3. То есть разница между результатами различных моделей экранирования лежит в диапазоне, задаваемом неопределённостью используемых при моделировании параметров. Варьированием плохо определённых параметров, таких как температура плазмы в экранирующем паровом слое и эффективность излучения испарёнными частицами, можно легко свести результаты использования различных моделей экранирования. Это доказывает, что величина E_{max} нечувствительна к деталям парового экранирования, а определяется в основном параметрами материала мишени.

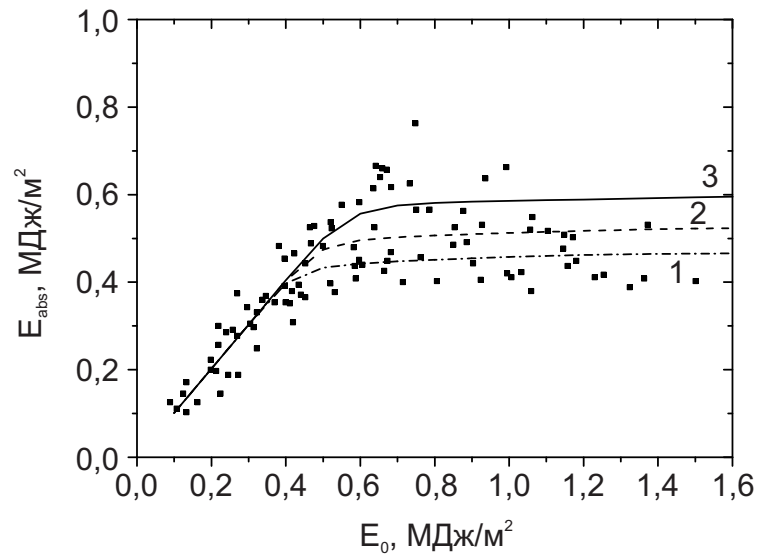


Рис. 3: Зависимость поглощённой вольфрамовой мишенью энергии от запаса энергии в исходном потоке плазмы. Точки – экспериментальные результаты, полученные на установке МК-200; кривые – результаты численных расчётов на основе второй модели. Первая кривая соответствует удельной мощности излучения на испарённую частицу $\dot{E}_{rad} = 10^{-8}$ Вт, вторая – $\dot{E}_{rad} = 10^{-9}$ Вт, третья – $\dot{E}_{rad} = 10^{-10}$ Вт.

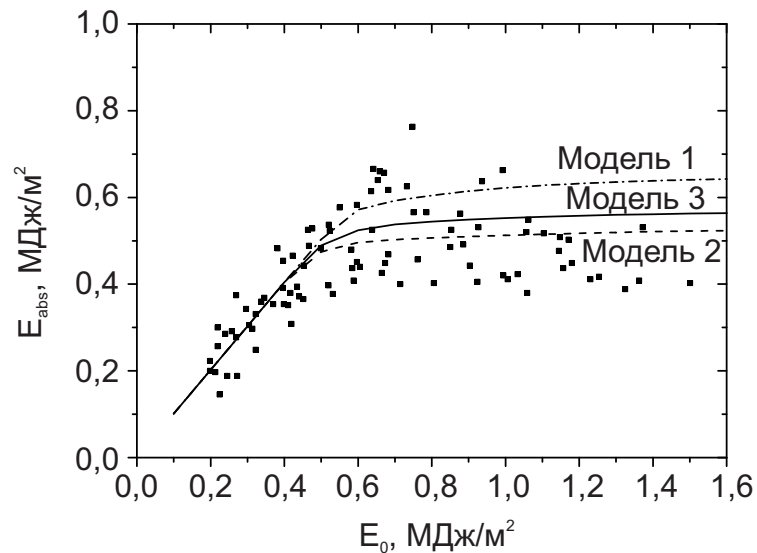


Рис. 4: Зависимость поглощённой вольфрамовой мишенью энергии от запаса энергии в исходном потоке плазмы. Точки – экспериментальные результаты, полученные на установке МК-200; кривые – результаты численных расчётов при применении различных моделей экранирования.

2.1.3 Обсуждение

Все три использовавшиеся модели экранирования дают практически одинаковые выражения для уровня насыщения поглощённой твёрдой мишенью энергии при воздействии мощного потока плазмы: $E_{max} = \sqrt{4t_{pulse}C_p\rho\chi/\pi}E_{ev}/k\Lambda$, где Λ – логарифм большого числа. Все неопределённые параметры описанных моделей, такие как \dot{E}_{rad} , σ и L_{rad} , слабо (логарифмически по Λ) влияют на E_{max} , которая в основном определяется термодинамическими параметрами материала мишени (C_p , ρ и χ) и длительностью облучения t_{pulse} . Это объясняется тем, что при $T_s \ll E_{ev}$ скорость испарения, количество испарённого вещества и интенсивность экранирования являются очень быстро меняющимися функциями температуры поверхности T_s . В результате детали модели экранирования практически полностью скрыты быстрой зависимости скоростью испарения от температуры. Заметим, что зависимости (2.14), (2.23) и (2.32) могут быть найдены из анализа размерностей, если предположить, что E_{max} определяется только термодинамическими свойствами и скоростью испарения материала мишени и не зависит от исходной плотности потока энергии q_0 . Единственный параметр, имеющий размерность энергии на единицу площади это $(E_{ev}/k) \sqrt{t_{pulse}C_p\rho\chi}$, что согласуется с полученными результатами.

Теперь мы можем оценить E_{max} для типичных экспериментов на установке МК-200 по исследованию парового экранирования на вольфраме [46, 121] при $q_0 = 10$ ГВт/м². Далее мы будем использовать вторую модель экранирования. Мы будем использовать следующие параметры вольфрама при высоких температурах [94, 127]: $\chi \approx 100$ Вт/(м·К), $C_p \approx 250$ Дж/(кг·К), $\rho \approx 18 \cdot 10^3$ кг/м³, $j_0 \approx 10^{33}$ м⁻²·с⁻¹ and $E_{ev}/k \approx 94670$ К. Удельная мощность излучения на одну испарённую частицу оценивается

как $\dot{E}_{rad} \approx 10^{-9}$ Вт. Эти параметры дают величину безразмерного параметра $G_2 \approx 5 \cdot 10^6 \gg 1$, что соответствует использованным предположениям. Для характерной длительности облучения 50 мкс находим $\Lambda = \ln \tau_{pulse}^{3/2} \approx 30$. С помощью выражения (2.34) получаем поглощённую энергию $E_{max} \approx 0.5$ МДж/м², что хорошо совпадает с экспериментальными данными. Параметры СФС композита (энергия испарения, теплопроводность и теплоёмкость) близки по величине к соответствующим значениям для вольфрама и, соответственно, дают близкую оценку для мишеней из СФС композита.

Количественные оценки на основе описанных моделей с разумной точностью совпадают с экспериментальными результатами, полученными на установке МК-200 [121] и КСПУ-Х [45]. Заметим, что в указанных статьях приводится значение $E_{max} \approx 0.4 - 0.6$ МДж/м² для нагрева длительностью $t_{pulse} = 50$ мкс и $E_{max} \approx 1.2$ МДж/м² для нагрева длительностью $t_{pulse} = 250$ мкс для вольфрамовой мишени. Эти значения согласуются с полученной корневой зависимостью от t_{pulse} (даже лучше, чем показывает численное решение уравнений). С другой стороны, для мишеней из СФС композитов измеренные значения E_{max} для длительности нагрева 250 мкс в КСПУ-Х [45] примерно равны измеренным на МК-200 [43]. Возможно, это связано с неоднородностью нагрева мишени. Во время облучения мишени на установке КСПУ-Х наблюдались “горячие пятна” на поверхности мишени в отличие от случая облучения вольфрамовой мишени, так как она плавилась до достижения порога начала активного испарения. Возможно эти “горячие пятна”, появляющиеся из-за рельефа поверхности или наличия пыли или тонкой плёнки на поверхности, являлись основным источником для испарения и обеспечивали достаточное испарение материала для обеспечения парового экранирования до того, как преодолевался формально рассчитанный

порог активного испарения для чистого материала. Описанная одномерная модель не применима для описания такого случая, так как она рассчитана только на описание однородного нагрева и испарения.

Однако, расчёт E_{max} не является основной задачей моделирования парового экранирования. Более важным вопросом является, поможет ли паровое экранирование существенно ограничить эрозию обращённых к плазме конструкций и насколько эффективно может быть паровое экранирование. Следовательно, значимым параметром является количество испарённого материала с единицы площади поверхности N во время переходного процесса в токамаке или во время экспериментального моделирования переходного процесса в линейной установке. Продвинутое численные коды использовались для расчёта такой эрозии [117–120]. Эти расчёты учитывают множество процессов: плавление поверхностного слоя материала, динамику пара и плазмы, перенос энергии с излучением и так далее. Полученные при этом результаты верифицируются совпадением рассчитанных значений с некоторыми хорошо известными (например, достоверно измеренными) величинами. Одной из таких величин является уровень насыщения поглощённой мишенью энергии E_{max} . Однако, представленные модели демонстрируют, что E_{max} не может использоваться в качестве такой верифицирующей величины, так как аналитическое решение показывает, что E_{max} слабо зависит от параметров, определяющих эффективность парового экранирования (таких, как перенос энергии излучением и динамика парового слоя). В то же время, несмотря на использованное грубое приближение, оценки величины E_{max} неожиданно хорошо совпадают с наблюдаемыми в эксперименте значениями.

В отличие от E_{max} полное количество испарённых частиц на единицу поверхности ($N_{max} = \int_0^{t_{pulse}} j_{ev}(t) dt$), которое критически важно с точки зре-

ния влияния эффекта парового экранирования на время жизни обращённых к плазме конструкций, существенно зависит от деталей экранирования. Действительно, практически полное экранирование во второй модели достигается согласно уравнению (2.15) при $q(t) = q_0 - \dot{E}_{rad} \int_0^t j_{ev}(t') dt' \approx 0$. В результате полное количество испарённых частиц на единицу поверхности может быть оценено следующим образом: $N_{max} \approx q_0 / \dot{E}_{rad}$. Следовательно, оценка N_{max} существенно зависит от излучающей способности испарённого материала и переноса излучения в паровом слое, которые в представленной упрощённой модели описываются величиной \dot{E}_{rad} . Значит, величина E_{max} не может использоваться для верификации моделей парового экранирования и кодов, использующихся для оценки влияния парового экранирования на эрозию обращённых к плазме конструкций.

2.2 Охлаждение за счёт испарения

Кроме механизма ограничения нагрева поверхности за счёт экранирования потока плазмы испарившимся материалом при превышении некоторого порога плотности мощности потока энергии в исходном потоке плазмы, возможен режим, в котором ограничение нагрева происходит за счёт охлаждения поверхности материала при испарении материала [98]. В предельном случае значительного превышения порога в данном режиме равновесие между приходящим на поверхность материала потоком энергии с плазмой и потерей энергии за счёт испарения устанавливается до того, как испарится достаточное количество материала для экранирования. Так как скорость испарения является функцией температуры поверхности, то достигаемая температура поверхности определяется указанным равенством и не может быть превышена при фиксированной плотности потока энергии в исходном потоке

плазмы. Задачей данного раздела является доказательство существования такого режима нагрева и подтверждение правильности его описания в работе [98] сравнением результата расчёта с экспериментальными данными.

Для сравнения с результатами численного моделирования использовались экспериментальные данные, полученные на установке ВЕТА (Beam of Electrons for material Test Applications). Импульсная тепловая нагрузка на этой установке воспроизводится с помощью пучка электронов с энергией 80 – 90 кэВ. Воспроизведение импульсной тепловой нагрузки с помощью потока высокоэнергичных электронов позволяет подавить эффекты парового экранирования по сравнению использованием потока плазмы и, соответственно, увеличить роль охлаждения за счёт испарения. Эксперименты заключались в облучении вольфрамовых образцов с превышением температуры плавления вольфрама. Для измерения параметров материала использовались оптические диагностики, позволяющие изучать динамику состояния поверхности во время импульсного нагрева, а также остаточные эффекты воздействия. В качестве наиболее надежных абсолютных количественных результатов динамических измерений для сравнения с результатами численного моделирования мы использовали временную зависимость размера расплавленной области. Кроме того, доля энергии, поглощенной материалом и потерянной для испарения, была рассчитана для численно моделируемых условий. Обсуждаемый режим ограничения температуры поверхности охлаждением за счёт испарения предполагает высокую плотность испаряемого газа. Таким образом, магнитное поле, вероятно, не окажет существенного влияния на испарение и, следовательно, на нагрев материала.

2.2.1 Численное моделирование

В экспериментах на установке ВЕТА образцы катаного вольфрама подвергались воздействию осесимметричного электронного пучка [20]. Толщина

слоя, в котором электроны с энергией 80 – 90 кэВ выделяют свою энергию (~ 10 мкм, рассчитанная по данным [129]), значительно меньше расстояния распространения тепла при нагреве (~ 100 мкм). По этой причине в численном моделировании мы решили уравнение теплопроводности с нагревом поверхности в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} (c(T)\rho(T) + L_m\delta(T, \Delta)) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z}), \\ \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{W(t,r) - N(T|_\gamma)}{\lambda(T)} \quad \text{при } z = 0, \\ (n, \nabla T) = 0 \quad \text{на других границах,} \\ T = T_{in} \quad \text{при } t = 0, \end{cases} \quad (2.39)$$

где $T(r, z, t)$ – температура, $c(T)$ – удельная теплоемкость, $\rho(T)$ – плотность, L_m – энтальпия фазового перехода, $T_m = 3695$ К – температура плавления, $\lambda(T)$ – теплопроводность, $W(t, r)$ – мощность теплового потока электронного пучка, $N(T|_\gamma)$ – потеря мощности, вызванная испарением, $T|_\gamma$ – граничная температура, n – нормаль к поверхности, а T_{in} – начальная температура, которая была принята равной 273 К. Дельта-функция была сглажена для численного моделирования в интервале $[T_m - \Delta, T_m + \Delta]$, $\Delta = 5$ К:

$$\delta(T, \Delta) = \begin{cases} \frac{1}{2\Delta}, & |T - T_m| \leq \Delta, \\ 0, & |T - T_m| > \Delta. \end{cases} \quad (2.40)$$

На рисунке 5 представлены измеренные временная зависимость общей мощности нагрева электронным пучком и радиальное распределение поглощаемой мишенью плотности мощности теплового потока. При численном моделировании мы предполагали, что мощность нагрева постоянна по времени и равна среднему значению за период 87 мкс. Распределение средней по времени плотности мощности нагрева по поверхности измеряли с помощью рентгеновской визуализации [20]. Тепло, выделяемое на поверхности,

распространяется в глубину материала. Образец имеет размеры 25 мм на 25 мм и толщину 4 мм. Поскольку образец прогревается только до глубины порядка нескольких сотен микрон за такое короткое время, область моделирования представляла собой поперечный участок образца радиусом 7 мм и глубиной 0.5 мм. На рисунке 6 представлен эскиз, демонстрирующий геометрию расчёта. Что касается времени, численное моделирование продолжалось до затвердевания расплава.

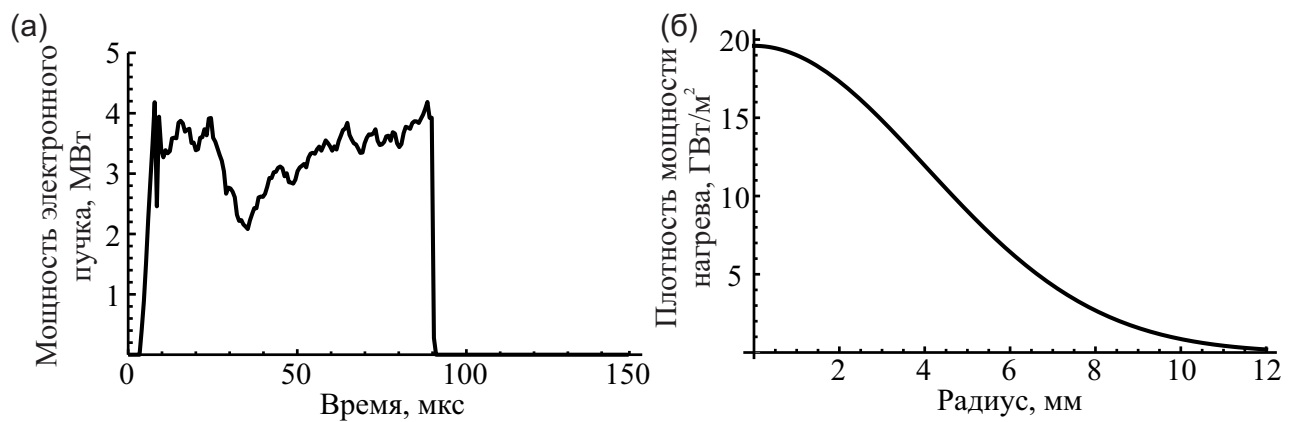


Рис. 5: (а) Зависимость общей мощности пучка от времени и (б) радиальное распределение поглощаемой мишенью мощности теплового потока.

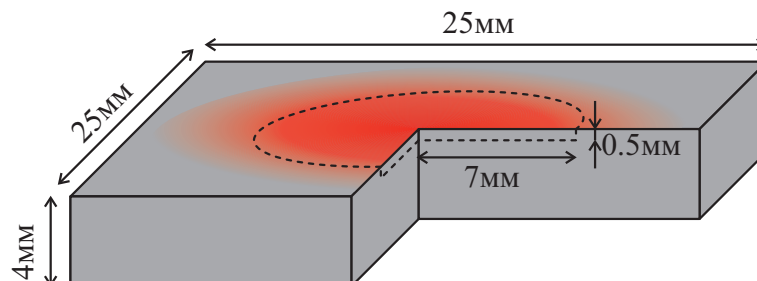


Рис. 6: Эскиз облучавшегося вольфрамового образца с вырезанной четвертью. Облучавшаяся область отмечена красным, пунктирная линия обрамляет область численного моделирования.

Для удобства при численном решении уравнений использовались безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} r^* &= \frac{r}{r_0}, & \lambda^* &= \frac{\lambda}{\lambda_0}, & \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_0}, & c^* &= \frac{c}{c_0}, & t^* &= \frac{\lambda_0 t}{\rho_0 c_0 r_0^2}, & T^* &= \frac{T}{T_0}, \\ W^* &= \frac{\lambda_0 T_0 W}{r_0}, & N^* &= \frac{N}{N_0}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Значения параметров, на которые происходило обезразмеривание, представлены в таблице 1.

Таблица 1: Размерные параметры обезразмеривания.

Параметр	Значение	Размерность
r_0	10^{-1}	мм
t_0	10^2	мкс
λ_0	10^2	Вт/мм · К
ρ_0	10^{-5}	кг/мм ³
c_0	10^7	Вт · мкс/кг · К
T_0	10^3	К
N_0	10^2	Вт/мм ²

Фазовые переходы, являющиеся неотъемлемой частью рассматриваемой задачи, включены в коэффициенты уравнений (2.39). Плотность (рисунок 7а), теплопроводность (рисунок 7б) и удельная теплоемкость (рисунок 7в) приведены в виде зависимостей от температуры материала в диапазоне от 300 К до 8000 К. Эти функции имеют разрывы или теряют гладкость в точке плавления $T_m = 3695$ К. Разрыв теплопроводности сглаживался в интервале 5 К.

Измерение теплофизических характеристик тугоплавких металлов является сложной задачей. Многие справочники и статьи дают приблизитель-

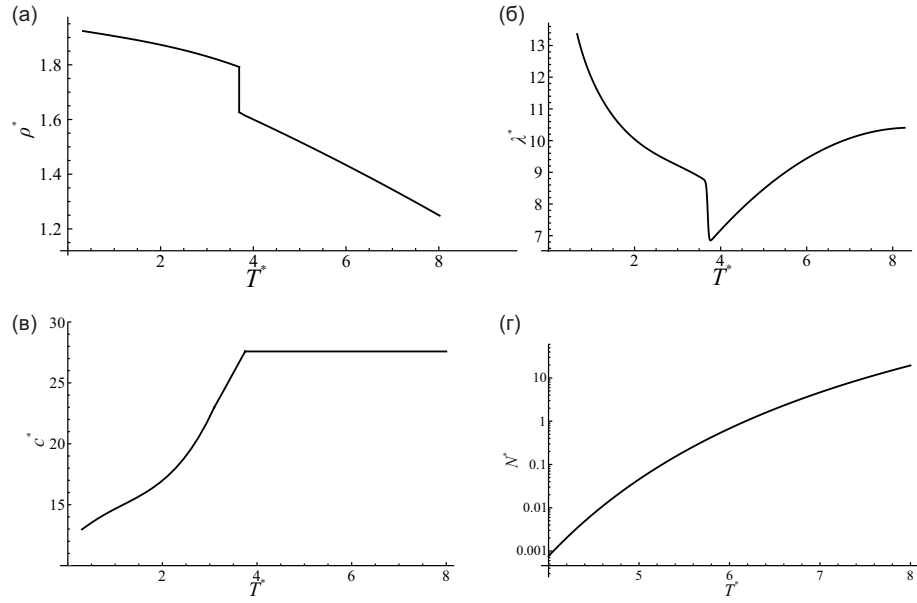


Рис. 7: Графики температурных зависимостей (а) плотности, (б) теплопроводности, (в) удельной теплоемкости и (г) мощности, теряемой за счёт испарения, которые были использованы при численном моделировании.

ные или теоретически предсказанные зависимости с оценкой точности 10% и более. Мы взяли теплопроводность и теплоёмкость твердого вольфрама из [130], оценки теплопроводности жидкого вольфрама из [131–133], Данные по энтальпии фазового перехода $L_m = 51.1 \cdot 10^5 \frac{\text{Вт} \cdot \text{мкс}}{\text{мм}^3}$ взяты из [134].

Процесс испарения на границе учитывается путем задания результирующего потока энергии $W(t) - N(T|_\gamma)$, где $N(T|_\gamma) = L_e \cdot \frac{1}{S} \frac{dm}{dt}$ – это потеря мощности (рисунок 7г):

$$\begin{aligned}
 L_e &= 4.482 \cdot 10^{12} \frac{\text{Вт} \cdot \text{мкс}}{\text{кг}}, \quad \frac{1}{S} \frac{dm}{dt} = P(T|_\gamma) \sqrt{\frac{M}{2\pi R T|_\gamma}} = \\
 &= \exp\left(26.19104 - \frac{83971.3 \text{ К}}{T|_\gamma}\right) \sqrt{\frac{0.184 \text{ К}}{2\pi \cdot 8.314 T|_\gamma}} 10^{-12} \frac{\text{кг}}{\text{мм}^2 \cdot \text{мкс}},
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

где $P(T)$ – давление насыщенного пара, а $\frac{1}{S} \frac{dm}{dt}$ – скорость испарения массы. Вывод выражения (2.42) более подробно представлен в работе [98]. В этой формуле не учитывается охлаждение поверхности из-за теплового излучения, так как плотность потока энергии в таком излучении много меньше

характерных для описываемого эксперимента величин плотности мощности нагрева порядка 10 ГВт/м^2 (рисунок 8). Поэтому тепловое излучение может быть значимым только при расчёте долгого по сравнению с длительностью импульсного нагрева охлаждения. Второе условие необходимости учёта охлаждения за счёт теплового излучения – падение температуры поверхности ниже 5000°C , когда плотность потока энергии в тепловом излучении становится больше плотности потока энергии за счёт испарения.

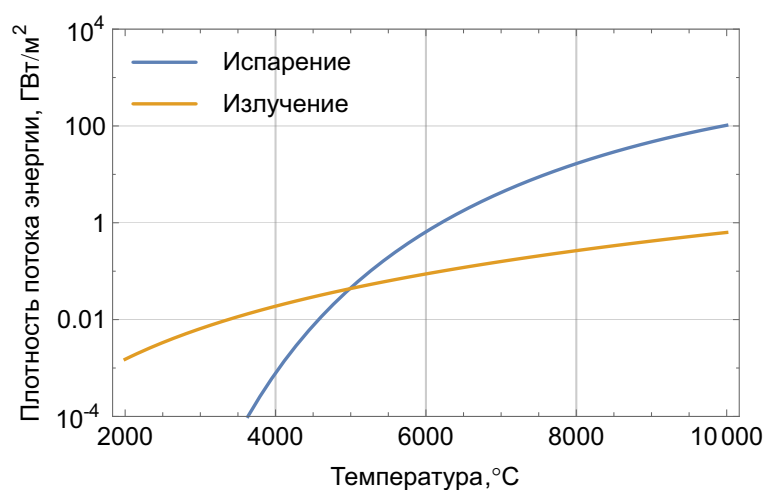


Рис. 8: Плотность потока энергии с поверхности вольфрама из-за испарения в вакуум и теплового излучения.

2.2.2 Результаты численного моделирования и сравнение с экспериментальными данными

На установке ВЕТА четыре изображения поверхности образца были сделаны во время охлаждения после импульсной тепловой нагрузки [135, 136]. Гладкий куполообразный профиль, образовавшийся благодаря характерному профилю нагрева (рисунок 5б), был вычтен из этих изображений интенсивности теплового излучения, и, таким образом, мы получили рисунок возмущений теплового свечения на поверхности. Эти возмущения

возникают на затвердевшей поверхности из-за уменьшенного отвода тепла вблизи краев трещин, в то время как они менее заметны на расплаве. После описанной обработки изображения граница расплавленной области становится отчетливо видна (рисунок 9). Измеренные значения радиуса расплавленной области при экспозиции камеры 10 мкс приведены ниже: 5.1 мм (100 – 110 мкс), 4.1 мм (120 – 130 мкс), 3 мм (140 – 150 мкс) и 1.6 мм (160 – 170 мкс). Временные интервалы в скобках – это интервалы выдержки камеры. Начало нагрева электронным пучком взято за нулевой момент времени.

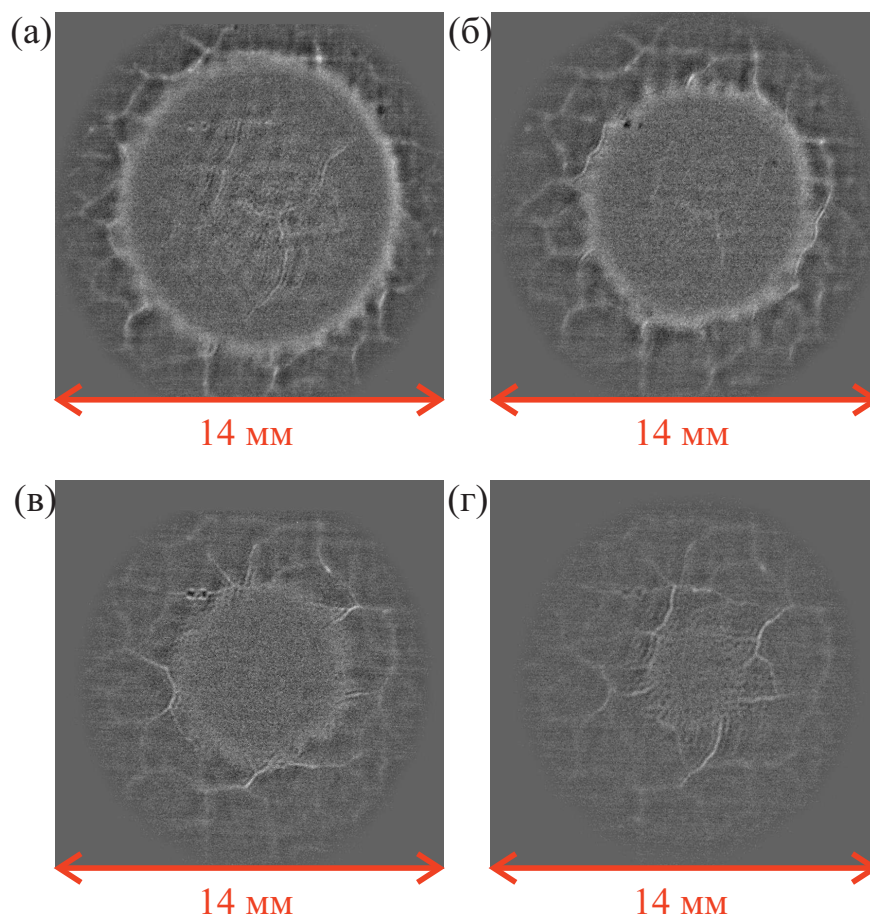


Рис. 9: Обработанные изображения теплового излучения на поверхности образца вольфрама, снятые в моменты (а) 100 – 110 мкс, (б) 120 – 130 мкс, (в) 140 – 150 мкс и (г) 160 – 170 мкс [136].

Численный расчет плавления был произведён в соответствии с условиями эксперимента. На рисунке 10 показаны результаты сравнения расчёта с экспериментальными данными. Для простоты потеря энергии с поверхности материала из-за испарения сначала не учитывалась. Рассчитанные радиусы области расплава получились больше, чем полученные из экспериментальных данных в начале охлаждения, когда радиус области расплава был большим. Для поздних стадий охлаждения разница между результатами расчетов и экспериментами возрастала еще больше. Причины такого расхождения приведены на рисунке 11. На нём видно, что температура, рассчитанная для центра облучаемой области, выше, чем температура, при которой энергия, теряемая с единичной поверхности образца за единицу времени, становится больше плотности мощности нагрева поверхности [98]. Фактически, такая ситуация не может возникнуть, поскольку материал просто перестанет нагреваться при таком соотношении потоков энергии. При численном моделировании с учетом охлаждения поверхности из-за испарения температура перестала превышать максимально возможную температуру (рисунок 11б), а рассчитанная зависимость радиуса расплавленной области совпала с экспериментальными данными (рисунок 10). Отметим, что потеря материала из-за испарения не была учтена в работе [98]. Кроме того, толстая кривая на рисунке 11 была построена на основе локальной плотности мощности нагрева поверхности (рисунок 5б). Эта зависимость локальной температуры только от локальной мощности нагрева подразумевает, что глубина прогрева много меньше градиентного размера вдоль поверхности. Рассчитанное распределение температуры внутри материала подтверждает этот подход (рисунок 12).

Из сравнения графиков на рисунке 11 видно, что учёт охлаждения поверхности из-за испарения при достаточно высокой плотности мощности на-

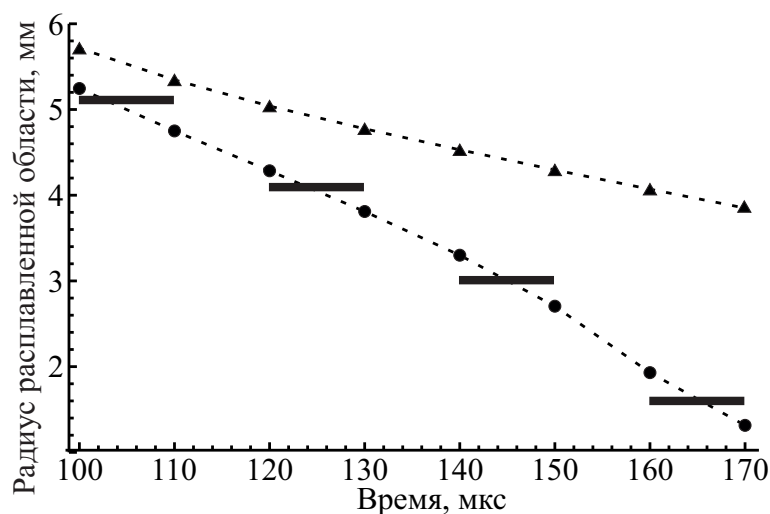


Рис. 10: Временная зависимость радиуса расплавленной области. Толстые линии: экспериментальные данные; треугольники: результат расчёта без учёта испарения; круги: результат расчёта с учётом охлаждения испарением.

грева значительно снижает температуру, до которой нагревается материал. Избыток энергии покидает вольфрам вместе с испаряющимся материалом. Доля испаренной энергии в общей энергии, поглощаемой вольфрамом, является существенным параметром импульсного нагрева, как и в случае парового экранирования. Это значение было рассчитано следующим образом:

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} N(T|_{\gamma}) r dt dr / \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} W(t, r) r dt dr. \quad (2.43)$$

Согласно расчету, 13% поглощенной энергии идет на испарение. Если мы рассчитаем эту долю не интегрально по всей моделируемой поверхности, а с параметрами облучения в центральной точке, она составит около 26%. Ожидается, что доля испаренной энергии будет увеличиваться с увеличением мощности электронного пучка или его продолжительности.

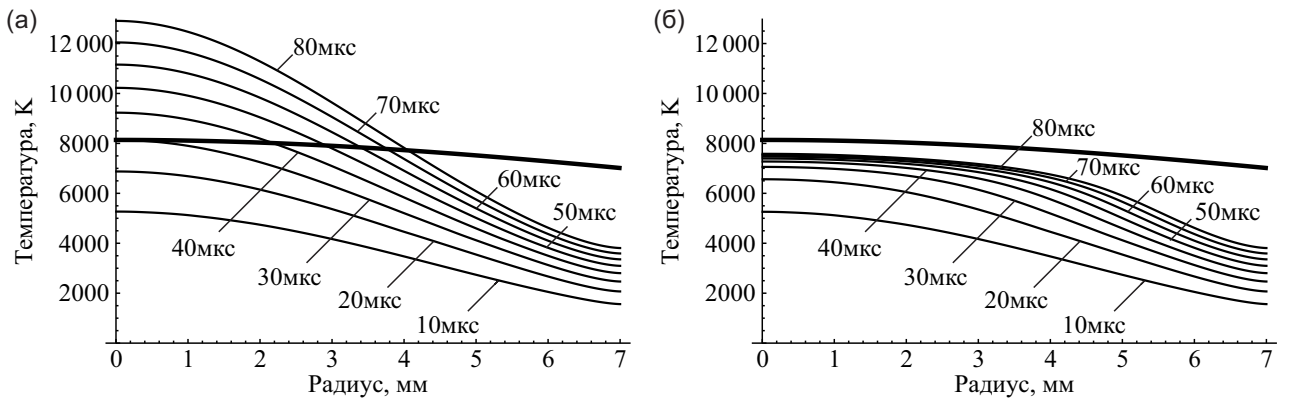


Рис. 11: Рассчитанное распределение температуры по поверхности материала в разные моменты времени; (а) без учёта охлаждения испарением, (б) с учётом охлаждения испарением. Толстая линия: температура, при которой энергия, теряемая с единицы поверхности образца в единицу времени, равна локальной плотности мощности нагрева поверхности (рисунок 5б) [98].

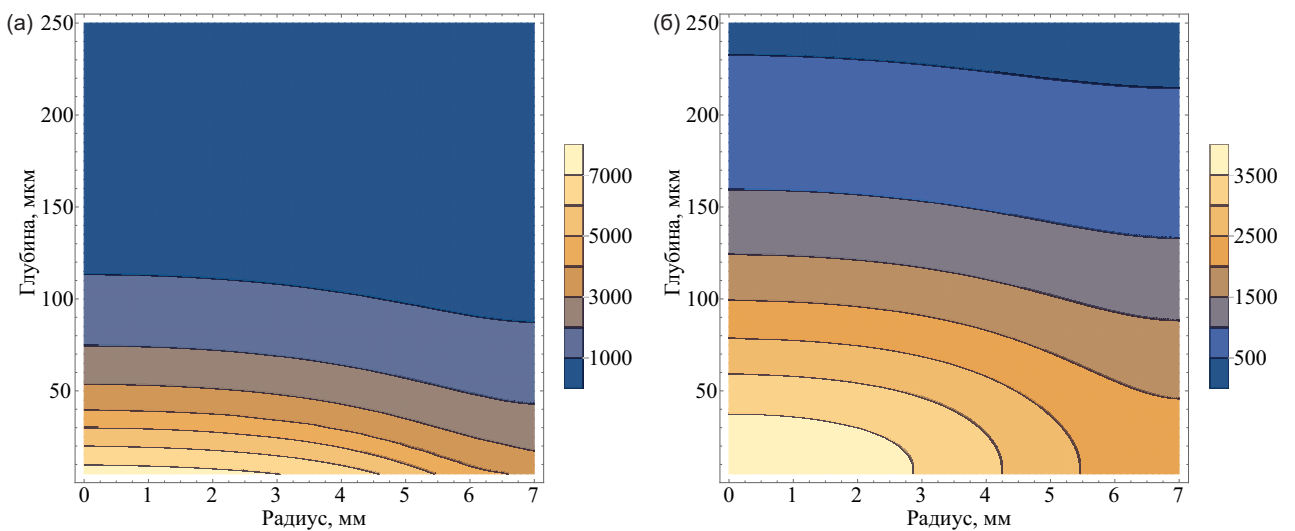


Рис. 12: Распределение температуры в объёме материала, рассчитанное с учётом охлаждения за счёт испарения. (а) 80мкс, (б) 160мкс.

2.2.3 Обсуждение результатов

Был проведён численный расчёт плавления материала при облучении электронным пучком на установке ВЕТА в ходе экспериментов по исследованию воздействия импульсных тепловых нагрузок на вольфрам в термоядерном реакторе. Сравнение экспериментальных данных с вычисленной временной зависимостью радиуса расплавленной области после импульсного нагрева показало, что предсказанный ранее эффект ограничения температуры поверхности при облучении электронным пучком из-за охлаждения испарением оказывает существенное влияние на распределение температуры при импульсном нагреве. Обсуждаемое ограничение температуры поверхности при охлаждении испарением значительно отличается от хорошо изученного парового экранирования. Учёт этого эффекта необходим для правильной интерпретации эрозии, вызванной движением расплава и разбрызгиванием, при экспериментальном воспроизведении электронными пучками импульсных тепловых нагрузок, аналогичных предсказанным условиям для дивертора ИТЭР. Рассчитанная доля энергии, поглощенной в материале, которая пошла на испарение, была довольно мала (26% при максимальной использованной плотности мощности и 13% в среднем по расчётной поверхности). Однако ожидается, что доля будет увеличиваться с увеличением мощности электронного пучка или его продолжительности.

Глава 3. Теоретическое исследование образования перпендикулярных поверхности трещин

На данный момент считается, что первая стенка и дивертор в ИТЭР будут подвергаться постоянным и импульсным тепловым нагрузкам [66]. Экспериментально обнаружено, что последние приводят к образованию трещин на поверхности материалов. Особенно актуальна эта проблема для вольфрама из-за высокой температуры перехода из хрупкого состояния в вязкое. Ранее было сделано теоретическое описание образования трещин [51]. Однако для вольфрама, произведённого согласно спецификациям ИТЭР, использованное в этом описании приближение не подходит из-за того, что его предел пластичности близок к пределу прочности [130]. Поэтому использованные уравнения были преобразованы для учёта плавного перехода от хрупкого состояния к вязкому и обратно. При этом механическое напряжение меняется гладко.

Мы начнём с расчёта температуры материала, так как возникновение напряжений вызвано неоднородным распределением температуры. Далее по распределению температуры найдём деформацию и напряжения в материале. Условием образования трещин будем считать превышение предела прочности на разрыв.

Тепловая нагрузка на материал может считаться существенно импульсной в случае, если за время тепловой нагрузки не успевают установиться тепловое равновесие. В предельном случае мощной импульсной нагрузки успевают нагреться только тонкий приповерхностный слой. В таком случае возникает неоднородное распределение температуры с большим градиентом

температуры. При этом из-за теплового расширения в материале возникают механические напряжения, которые могут приводить к механическому разрушению облучаемых материалов.

Данная глава посвящена вычислению механических напряжений, возникающих в вольфраме при импульсной тепловой нагрузке. Специфическое отличие представляемого подхода к описанию образования деформаций и напряжений заключается в непрерывном (“бесшовном”) переходе от хрупкого состояния к вязкому и учёте упрочнения материала. Кроме того, специальное внимание уделено особенностям вольфрама, произведенного по спецификациям ИТЭР.

Данная глава написана по материалу статей [51–53].

3.1 Расчёт температуры

Для вычисления деформаций и механических напряжений, возникающих в результате теплового расширения, требуется знать распределение температуры. Мы будем рассматривать нагрев материала потоком плазмы (геометрия задачи на рисунке 13). Рассмотрим одномерное распределение температуры, зависящее только от расстояния до облучаемой поверхности. Приближение одномерного распределения температуры часто применимо из-за того, что дистанция распространения температуры за время импульсных событий в термоядерных установках много меньше размеров области облучения. Кроме того, мы будем считать эту дистанцию много меньше толщины материала. Ещё мы будем использовать приближение поверхностного нагрева, так как дистанция распространения температуры за время импульсных событий обычно, наоборот, много больше глубины выделения энергии потока плазмы. При этом распределение температуры описывается уравнением

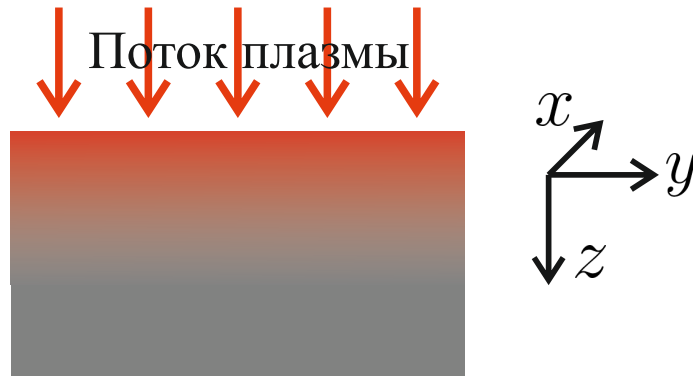


Рис. 13: Геометрия нагрева материала потоком плазмы.

теплопроводности

$$C_p(T)\rho \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right), \quad (3.1)$$

граничным условием

$$\lambda(T) \frac{\partial T(0,t)}{\partial z} = -W(t) \quad (3.2)$$

и начальным условием

$$T(z, 0) = T_0, \quad (3.3)$$

где T – температура, z – перпендикулярная поверхности координата, t – время, C_p – удельная теплоёмкость, ρ – плотность, λ – теплопроводность, W – мощность нагрева, T_0 – начальная температура. В качестве удельной теплоёмкости и теплопроводности использовались данные о свойствах вольфрама, произведенного согласно спецификациям ИТЭР [130] (см. рисунок 14). Нас будет интересовать только максимальная температура. При постоянной мощности нагрева она достигается на поверхности в конце облучения. Уравнение теплопроводности численно решалось при мощности нагрева до 1 ГВт/м^2 , времени нагрева от 0.1 мс до 5 мс , начальной температуре от 0°C до 2000°C и максимальной температуре до 3000°C . Численное решение в рассматриваемой области отличается не более чем на 70°C от аналитического

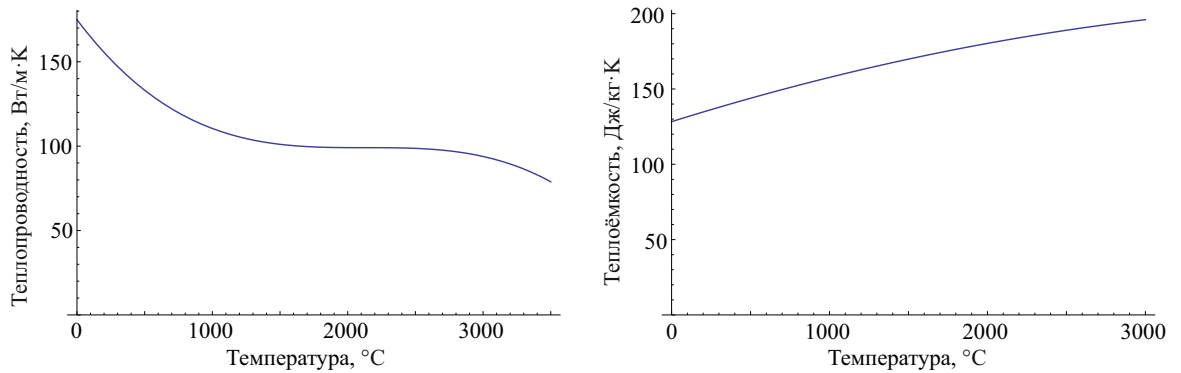


Рис. 14: Удельная теплоёмкость и теплопроводность вольфрама, произведенного согласно спецификациям ИТЭР [130].

выражения [51]:

$$T_{max} [^{\circ}\text{C}] \approx T_0 [^{\circ}\text{C}] + 2 \cdot 10^3 \sqrt{\tau [\text{ms}]} W [\text{GW}/\text{m}^2], \quad (3.4)$$

где τ – время нагрева. Далее мы будем использовать эту приближённую формулу. Для примера на рисунке 15 приведены результаты численного решения при длительности нагрева 1 мс.

Характерную дистанцию распространения температуры L за время τ согласно уравнению теплопроводности (3.1) можно вычислить по следующей формуле:

$$L = \sqrt{\chi \tau}, \quad (3.5)$$

где $\chi = \lambda/C_p$ – температуропроводность. Характерная зависимость L от τ представлена на рисунке 16.

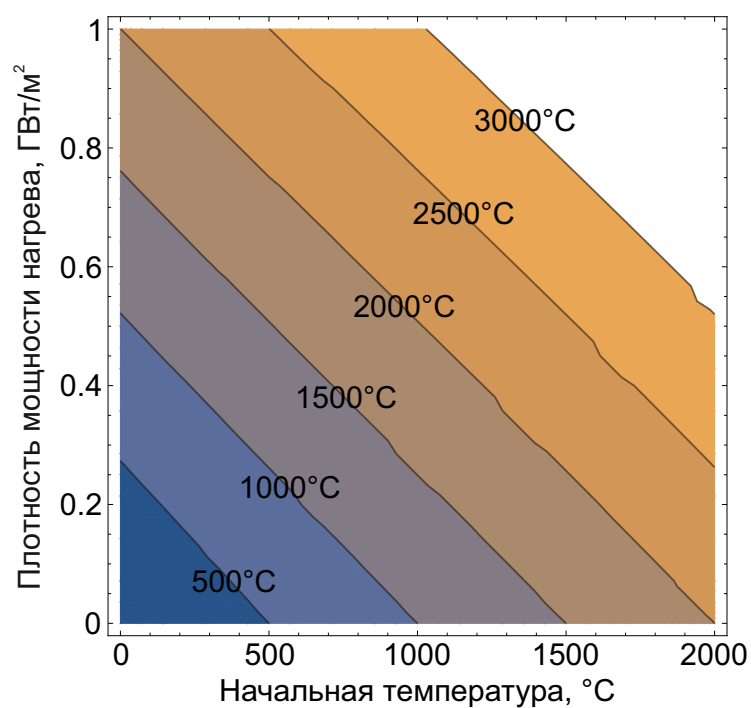


Рис. 15: Температура на поверхности произведенного по спецификациям ИТЭР вольфрама после 1 мс поверхностного нагрева в зависимости от начальной температуры и плотности мощности поверхностного нагрева.

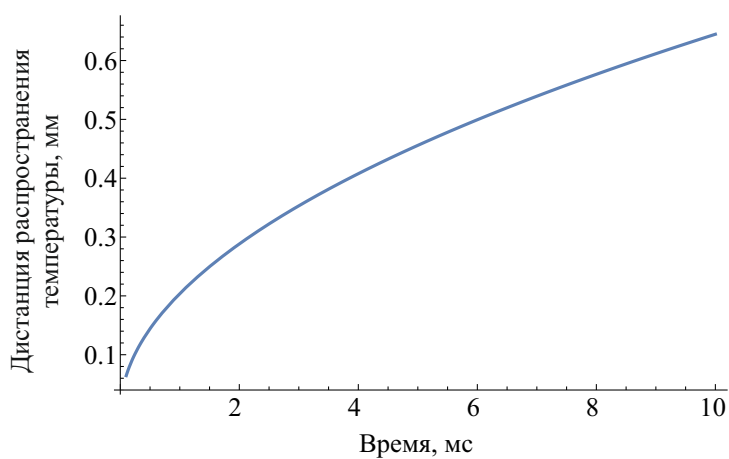


Рис. 16: Зависимость характерного расстояния распространения температуры от времени облучения.

3.2 Упругая деформация при импульсной тепловой нагрузке

Задача нахождения упругой деформации и напряжений при неоднородном распределении температуры состоит из уравнения механического равновесия

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (3.6)$$

бессилового граничного условия

$$\sigma_{ij} n_j = 0 \quad (3.7)$$

и закона Гука

$$\sigma_{ij} = E(T) \left(\frac{1}{1 + \nu(T)} \varepsilon_{ij} + \frac{\nu(T)}{(1 + \nu(T))(1 - 2\nu(T))} \varepsilon_{ll} \delta_{ij} \right) - \frac{E(T)}{1 - 2\nu(T)} u(T, T_0) \delta_{ij}, \quad (3.8)$$

где σ_{ij} – тензор напряжений, n_j – нормаль к поверхности, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, ε_{ij} – тензор деформации, $u(T, T_0)$ – относительное линейное удлинение в результате теплового расширения при однородном нагреве до температуры T от температуры T_0 [149]. При постоянном линейном коэффициенте теплового расширения α

$$u(T, T_0) = \alpha(T - T_0). \quad (3.9)$$

На данный момент предполагается, что толщина вольфрамового покрытия самых нагруженных частей обращённых к плазме элементов будет составлять несколько миллиметров. В ИТЭР она будет не менее 6 мм [150]. Такая величина толщины материала много больше характерного расстояния распространения температуры за время импульсного события в токамаке (см. рисунок 16). Облучаемая область тоже обычно имеет размеры много

больше толщины прогретого слоя. При этом поверхность дивертора предполагается сегментированной, что уменьшает влияние кривизны поверхности на возникающие механические напряжения. Поэтому для упрощения мы будем рассматривать напряжения, возникающие в материале, занимающем полупространство, с нагретым приповерхностным слоем. Кроме того, как было написано в предыдущем разделе, распределение температуры мы будем считать зависящим только от расстояния до поверхности. Границы сегментов дивертора не будут иметь значительного влияния на напряжения, возникающие в центре нагретой области, так как толщина нагретого слоя обычно много меньше размеров такого сегмента. Описанная задача линейной теории упругости имеет точное аналитическое решение [51]:

$$\sigma_{zz} = \sigma_{xy} = \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0, \quad (3.10)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = -\frac{E(T(z))}{1-\nu(T(z))}u(T(z), T_0). \quad (3.11)$$

Смещения при этом направлены только перпендикулярно поверхности материала. Важной особенностью этого решения является возможность учёта зависимости механических свойств от температуры. Это является возможным вследствие наличия простой интерпретации точного решения. Каждый слой материала из-за теплового расширения пытается увеличить свой размер в $u(T(z), T_0)$ раз. В перпендикулярном поверхности направлении материал расширяется свободно, а вдоль поверхности в силу однородности задачи в этих направлениях смещение и расширение невозможно. Поэтому происходит двухосное сжатие с коэффициентом пропорциональности между деформациями и напряжениями $\frac{E(T(z))}{1-\nu(T(z))}$. При этом толстые холодные слои играют роль жёсткой подложки, которая предотвращает смещения вдоль поверхности и изгиб нагретого слоя. Такая простая интерпретация позволяет рассматривать деформации и напряжения в каждом слое независимо

и, соответственно, использовать локальную величину температуры для вычисления локальных значений модуля Юнга и коэффициента Пуассона. С ростом температуры при увеличении интенсивности тепловой нагрузки механические свойства материала значительно изменятся. Поэтому отсутствие учёта их зависимости от температуры привело бы к невозможности использовать имеющееся решение.

Заметим, что недавние работы по численному моделированию методом конечных элементов подтвердили справедливость использованных приближений, основанных на малости толщины прогретого слоя по сравнению с толщиной материала и размерами облучаемой области. В работе [112] проводилось численное моделирование импульсно нагреваемого материала при отсутствии смещений на боковых поверхностях, подтвердившее зависимость локальных напряжений и деформаций от локальной температуры. В работе [113] моделировался импульсный нагрев ограниченной области на поверхности облучаемого тела. Результаты подтвердили, что при однородном распределении температуры вдоль поверхности в центральной части нагреваемой области там возникает однородное вдоль поверхности распределение механических напряжений. Это подтверждает возможность использования распределений температуры, напряжений и деформаций, зависящих только от расстояния до облучаемой поверхности.

При наличии пластической деформации выражения (3.10) и (3.11) станут неверны, однако, учитывая однородность задачи вдоль поверхности материала, пластическая деформация приповерхностного слоя не приведёт к появлению смещений вдоль поверхности. Упругая часть деформации вдоль поверхности при этом останется связана с напряжениями в соответствии с

формулами (3.10) и (3.11):

$$\varepsilon_{xx}^e = \varepsilon_{yy}^e = \frac{1 - \nu(T)}{E(T)} \sigma_{xx}. \quad (3.12)$$

3.3 Пластическая деформация

Для описания пластической деформации мы будем использовать уравнение Холломоны [151, 152]:

$$\sigma = K \varepsilon_p^n, \quad (3.13)$$

где σ – механическое напряжение, K – модуль пластичности, ε_p – пластическая относительная деформация, n – показатель упрочнения. Исходно это уравнение использовалось для описания удлинения при однородном одноосном растяжении. Мы будем использовать его как для сжатия, так и для растяжения. При этом мы будем использовать одни и те же величины модуля пластичности и показателя упрочнения, потому что доступны экспериментальные данные только для пластического растяжения [130]. Величину модуля пластичности можно получить из предела текучести, определённого по остаточной пластической деформации 0.2% (σ_{02}):

$$K(T) = \frac{\sigma_{02}(T)}{0.002^n}. \quad (3.14)$$

Аппроксимация кривых напряжения-деформации для вольфрама, произведенного по спецификациям ИТЭР [130], показала что оптимальная величина показателя упрочнения около 0.3 (см. рисунок 17). Мы будем использовать это значение и будем предполагать, что показатель упрочнения не зависит от температуры.

Для вычисления условий образования трещин при импульсной тепловой нагрузке нужно описать сначала пластическое сжатие, а потом растяжение. При расчёте деформации сжатия мы будем использовать уравнение

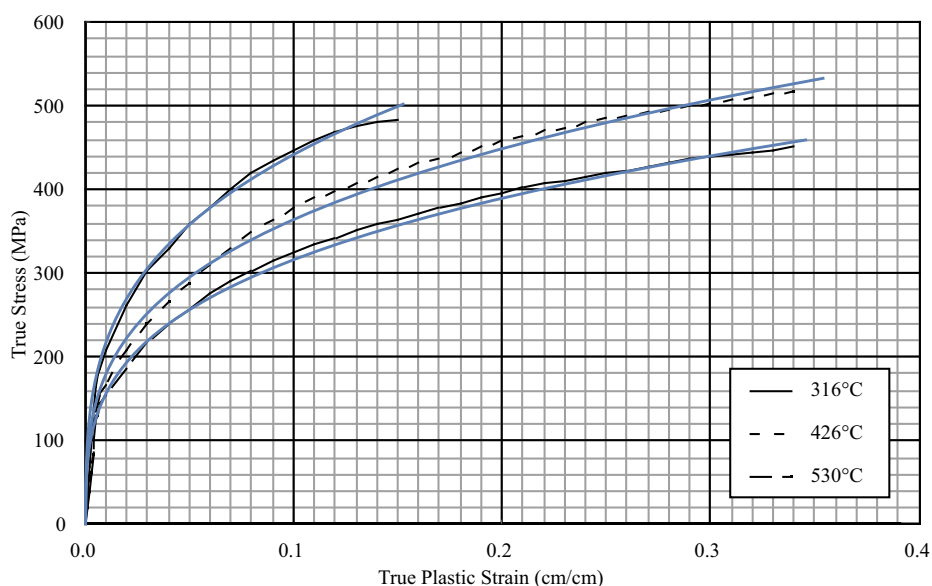


Рис. 17: На рисунок из [130] наложены аппроксимирующие кривые с показателем упрочнения $n = 0.3$.

Холломона. При уменьшении напряжения до нуля величину пластической деформации предполагаем постоянной. Для описания дальнейшего растяжения мы снова будем использовать уравнение Холломона, отсчитывая добавочную пластическую деформацию от нового начального значения. На рисунке 18 представлена схема изменения напряжения при деформации материала.

Кроме того, мы будем использовать то, что пластическая деформация происходит без изменения удельного объёма материала и что всестороннее сжатие не вызывает пластическую деформацию [153]. Для однородных и изотропных вдоль поверхности материала напряжениях это означает, что действие одинаковых напряжений σ_{xx} и σ_{yy} вдоль поверхности эквивалентно действию обратного напряжения перпендикулярно поверхности σ_{zz} . Кроме

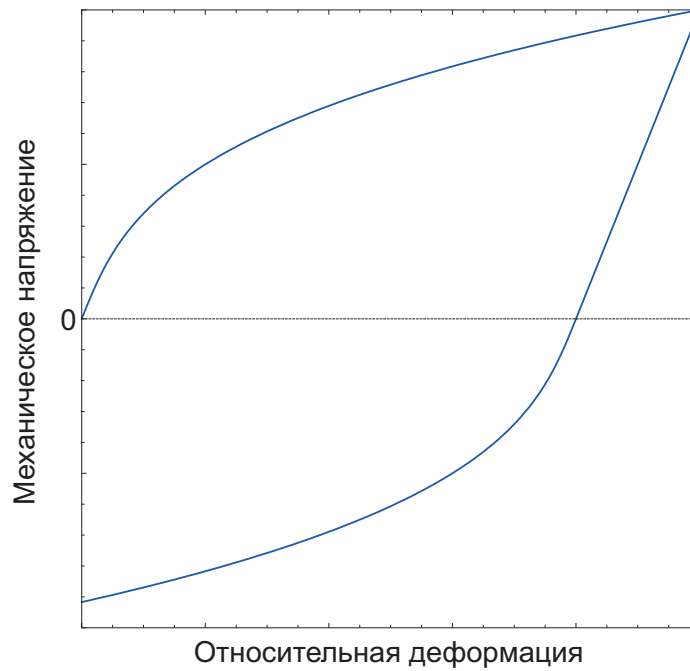


Рис. 18: Пояснительная картинка к применению уравнения Холломона.

того, это задаёт связь компонент пластической части тензора деформации:

$$\varepsilon_{xx}^p = \varepsilon_{yy}^p = -\frac{1}{2}\varepsilon_{zz}^p. \quad (3.15)$$

3.4 Временное поведение деформации и напряжений

В этом разделе вычисляется зависимость механического напряжения, упругой и пластической деформации от температуры во время цикла нагрева и охлаждения с учётом зависимости от температуры механических параметров вольфрама [130]. Предполагается, что изначально материал не был деформирован пластически.

Вычисления проводились с использованием свойств вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР. Данные были взяты из [130] (см. рисунок 19). Отдельно расчёты проводились для отпущенного и отожжённого вольфрама. Эти два сорта вольфрама отличаются термической обработкой

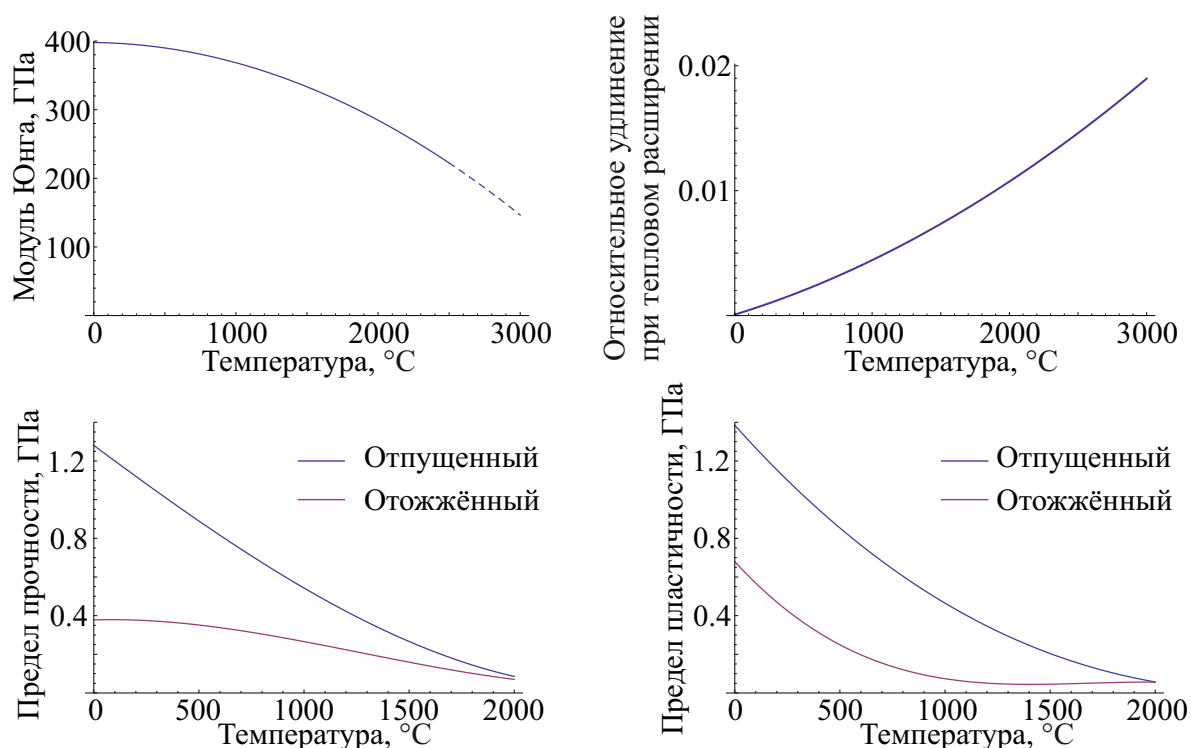


Рис. 19: Зависимость от температуры параметров вольфрама, произведённого согласно спецификациям ИТЭР по данным [130].

– температура отжига больше температуры отпуска. Предполагается, что отпуск не приводит к уменьшению пределов прочности и пластичности, а отжиг значительно уменьшает оба предела, что делает свойства материала ближе к свойствам изотропного вольфрама.

В предыдущем разделе продемонстрировано, что локальная упругая деформация и механические напряжения зависят только от локальной температуры. Это позволяет рассматривать деформацию отдельно в каждом слое материала на заданной глубине. А так как пластическая деформация происходит из-за локальных напряжений, то и она будет зависеть только от локальной температуры. При этом каждый слой отличается только величиной максимальной температуры, которая в нём достигается. Мы будем рассматривать временную эволюцию деформации и напряжений в слое ма-

териала, который грелся от начальной температуры T_0 до некоторой максимальной температуры T_{max} , а затем остыл до начальной температуры. В качестве примера на рисунке 20 изображены зависимости, которые мы получим при $T_0 = 0^\circ\text{C}$ и $T_{max} = 1500^\circ\text{C}$ для отпущенного вольфрама (со снятыми напряжениями).

В предыдущем разделе было показано, что упругая деформация, полученная при решении линейной задачи теории упругости, допускает простую интерпретацию, согласно которой из-за однородности задачи вдоль облучаемой поверхности не происходит смещений и, соответственно, удлинений в этих направлениях. При вычислении пластических деформаций мы будем использовать именно это свойство:

$$\varepsilon_{xx} = 0. \quad (3.16)$$

Удлинение вдоль поверхности состоит из трёх частей (тепловое расширение, упругая и пластическая деформация):

$$u(T, T_0) + \varepsilon_{xx}^e + \varepsilon_{xx}^p = 0. \quad (3.17)$$

Для того, чтобы найти упругую и пластическую деформации как функции температуры, кроме этого выражения требуется найти ещё одну связь между ними. Так как пластическая деформация не является функцией напряжений, то эту связь нельзя выразить универсальным способом. Мы свяжем пластическую деформацию с механическим напряжением, которое связано с упругой деформацией универсальным выражением 3.12, для каждой стадии цикла нагрева-охлаждения. С учётом связи упругой и пластической деформаций (ε_{xx}^e и ε_{xx}^p) и механического напряжения (σ_{xx}) выражение (3.17) можно рассматривать как уравнение на любую из этих величин как функцию температуры.

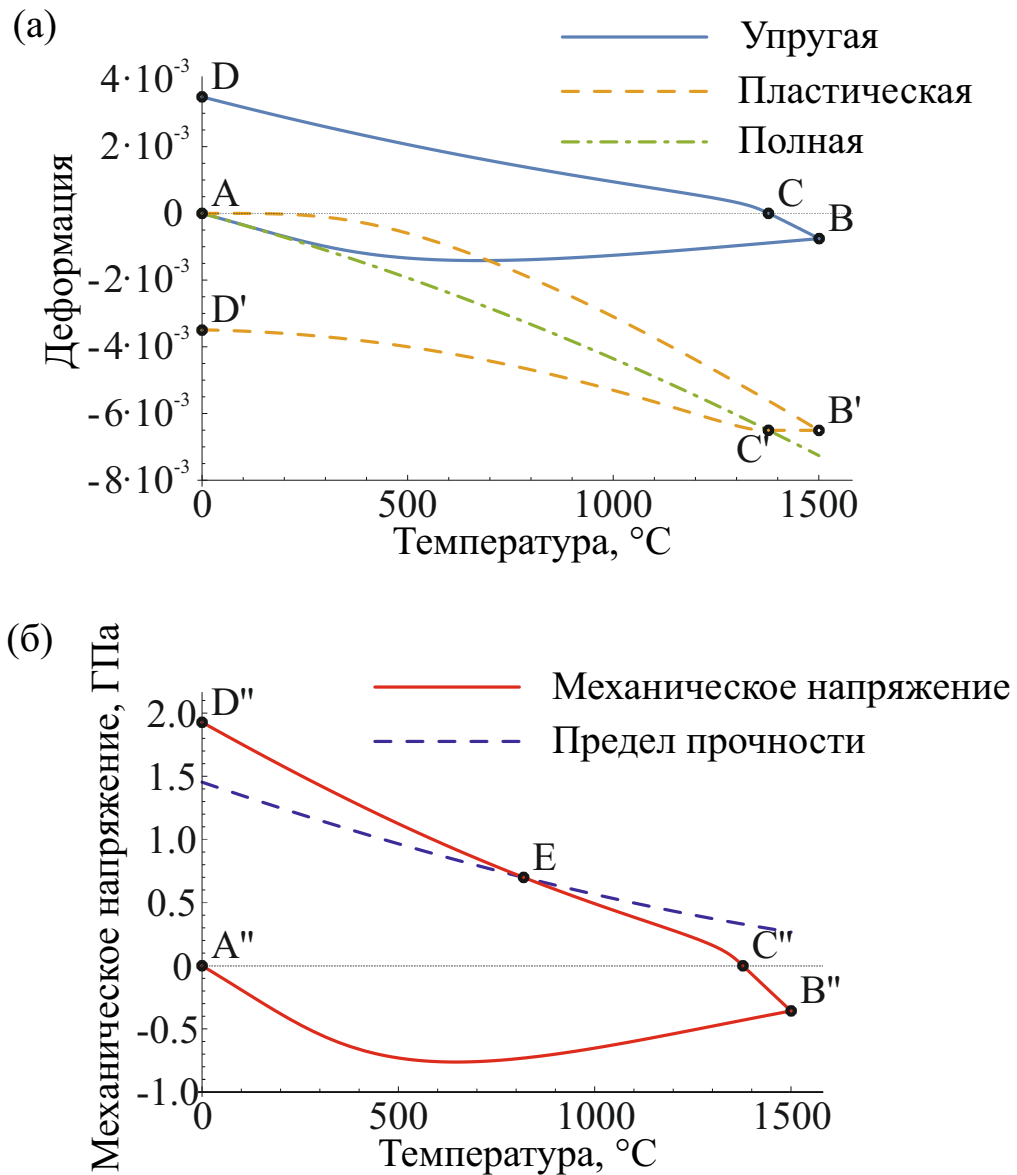


Рис. 20: Зависимости упругой и пластической деформации и механического напряжения (σ_{xx}) в отпущенном вольфраме, призведённом по спецификациям ИТЭР, при нагреве от $T_0 = 0^\circ\text{C}$ до $T_{max} = 1500^\circ\text{C}$ и обратном охлаждении. Отрезки АВ, АВ' и АВ'' – нагрев; ВС, В'С' и В''С'' – упругая стадия охлаждения; CD, C'D' и C''D'' – пластическая стадия охлаждения; E – разрушение. (а) Сплошная кривая – упругая деформация (ε_{xx}^e), пунктирная линия – пластическая деформация (ε_{xx}^p), штрих-пунктирная линия – суммарная деформация ($\varepsilon_{xx}^e + \varepsilon_{xx}^p$). (б) Сплошная линия – механическое напряжение (σ_{xx}), пунктирная линия – предел прочности.

3.4.1 Нагрев

Уравнение Холломона (3.13), постоянство объёма (3.15) и отсутствие влияния на пластическую деформацию всестороннего сжатия дают следующую связь пластической деформации и механического напряжения:

$$\varepsilon_{xx}^p = - \left(-\frac{\sigma_{xx}}{K(T)} \right)^{1/n}. \quad (3.18)$$

Используя выражения (3.12) и (3.18), мы запишем выражение (3.17) в виде уравнения на пластическую деформацию как функцию температуры:

$$u(T, T_0) - \frac{K(T)(1 - \nu(T))}{E(T)} (-\varepsilon_{xx}^p)^n + \varepsilon_{xx}^p = 0. \quad (3.19)$$

Далее нам понадобится максимальная величина пластической деформации $\tilde{\varepsilon}_{xx}^p$. Она достигается при максимальной температуре и может быть найдена из следующего уравнения:

$$u(T_{max}, T_0) - \frac{K(T_{max})(1 - \nu(T_{max}))}{E(T_{max})} (-\tilde{\varepsilon}_{xx}^p)^n + \tilde{\varepsilon}_{xx}^p = 0. \quad (3.20)$$

На рисунке 20 при нагреве до примерно 300°C практически вся деформация упругая. После этого материал начинает деформироваться пластически и упругое удлинение растёт мало, а после некоторой температуры даже начинает убывать вместе с напряжением из-за того, что материал становится пластичнее (уменьшение модуля пластичности).

3.4.2 Охлаждение (упругая фаза)

При охлаждении сжимающее напряжение уменьшается из-за уменьшения теплового расширения. Уменьшение механического напряжения не может приводить к пластической деформации. Величина пластической деформации остаётся постоянной и равна $\tilde{\varepsilon}_{xx}^p$. Уравнение на упругую деформацию

при этом имеет следующий вид:

$$u(T, T_0) + \varepsilon_{xx}^e + \tilde{\varepsilon}_{xx}^p = 0. \quad (3.21)$$

3.4.3 Охлаждение (пластическая фаза)

Во время охлаждения при некоторой температуре знак упругой деформации и механического напряжения меняется. Согласно используемому описанию пластической деформации при этом её величина снова начинает изменяться согласно уравнению Холломона, если отсчитывать пластическую деформацию от $\tilde{\varepsilon}_{xx}^p$:

$$\varepsilon_{xx}^p = \tilde{\varepsilon}_{xx}^p + \left(\frac{\sigma_{xx}}{K(T)} \right)^{1/n}. \quad (3.22)$$

Уравнение на напряжение при этом записывается следующим образом:

$$u(T, T_0) + \frac{(1 - \nu(T))}{E(T)} \sigma_{xx} + \tilde{\varepsilon}_{xx}^p + \left(\frac{\sigma_{xx}}{K(T)} \right)^{1/n} = 0. \quad (3.23)$$

На рисунке 20 темп роста напряжения с уменьшением температуры на этой стадии увеличивается. Это связано с тем, что материал становится менее пластичным и для продолжения пластической деформации требуется всё большее механическое напряжение. Кроме того, на рисунке 20 показана зависимость предела прочности на разрыв от температуры. При пересечении кривой напряжения и предела прочности должна образоваться трещина.

Максимальное напряжение $\tilde{\sigma}_{xx}$ достигается при минимальной температуре (T_0). Величину $\tilde{\sigma}_{xx}$ можно найти из уравнения (3.23) при $T = T_0$:

$$\frac{(1 - \nu(T_0))}{E(T_0)} \tilde{\sigma}_{xx} + \tilde{\varepsilon}_{xx}^p + \left(\frac{\tilde{\sigma}_{xx}}{K(T_0)} \right)^{1/n} = 0. \quad (3.24)$$

Здесь мы использовали очевидное равенство $u(T_0, T_0) = 0$.

3.5 Условие образования трещин

Процедура расчёта напряжения в материале, описанная в предыдущем разделе, позволяет найти напряжение ($\tilde{\sigma}_{xx}$), остающееся в материале после цикла нагрева-охлаждения. Для этого нужно использовать уравнение (3.24). Искомое напряжение при этом будет зависеть от начальной температуры T_0 и максимальной температуры T_{max} . Максимальная температура входит в уравнение (3.24) через величину $\tilde{\varepsilon}_{xx}^p$, для вычисления которой требуется решить уравнение (3.20).

В предыдущем разделе мы работали с максимальной температурой, достигаемой в слое на определённой глубине. Если мы ищем условие образования трещин, то значение имеет максимальная температура, достигаемая в материале. Для сравнения с экспериментальными данными будет удобнее использовать коэффициент нагрева $F = W\sqrt{\tau}$ вместо максимальной температуры. Для этого мы будем использовать формулу (3.4).

Результаты численного расчёта механического напряжения $\tilde{\sigma}_{xx}$ после цикла нагрева-охлаждения в зависимости от начальной температуры T_0 и коэффициента нагрева F приведены на рисунке 21. Численный расчёт произведён по данным для вольфрама, произведённом согласно спецификациям ИТЭР, приведённым в [130]. Результат расчёта есть только для максимальной температуры до 2500°C , так как нет данных о механических свойствах вольфрама для более высоких температур. Кроме того, в этом источнике указаны различные механические свойства для отпущенного и отожжённого вольфрама. Отдельного внимания заслуживает только один параметр: предел текучести для отожжённого вольфрама. В [130] указана аппроксимационная формула для него:

$$\sigma_{02}[\text{MPa}] = 94.154 - 2.142 \cdot 10^{-2}T - 2.119 \cdot 10^{-6}T^2 - 7.483 \cdot 10^{-10}T^3. \quad (3.25)$$

Такой низкий по сравнению с пределом прочности предел текучести гарантирует отсутствие трещин после одного цикла нагрева-охлаждения. Мы вернёмся к этому вопросу при обсуждении результатов. Однако формула (3.25) не учитывает данные из работы [154] из-за того, что предел текучести отожжённого материала близок к пределу прочности. Мы используем формулу, учитывающую эти данные:

$$\sigma_{02}[\text{MPa}] = 679.5315 - 1.1877T + 7.2605 \cdot 10^{-4}T^2 - 1.4404 \cdot 10^{-7}T^3. \quad (3.26)$$

Трещины образуются, если напряжение в материале после цикла нагрева-охлаждения (рисунок 21) больше предела прочности на разрыв. Причём надо сравнивать с пределом прочности при начальной температуре. Результат такого сравнения на рисунке 22.

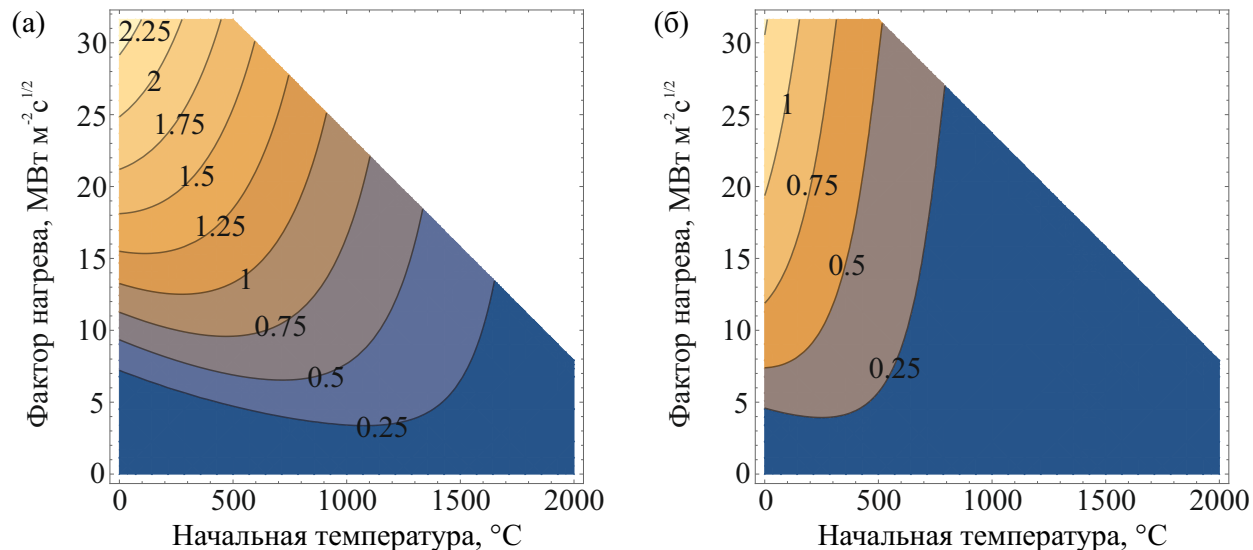


Рис. 21: Максимальное механическое напряжение в вольфраме, произведённом согласно спецификациям ИТЭР, в ГПа после цикла нагрева-охлаждения в зависимости от начальной температуры T_0 и коэффициента нагрева F . (а) Отпущенный вольфрам, (б) Отожжённый вольфрам.

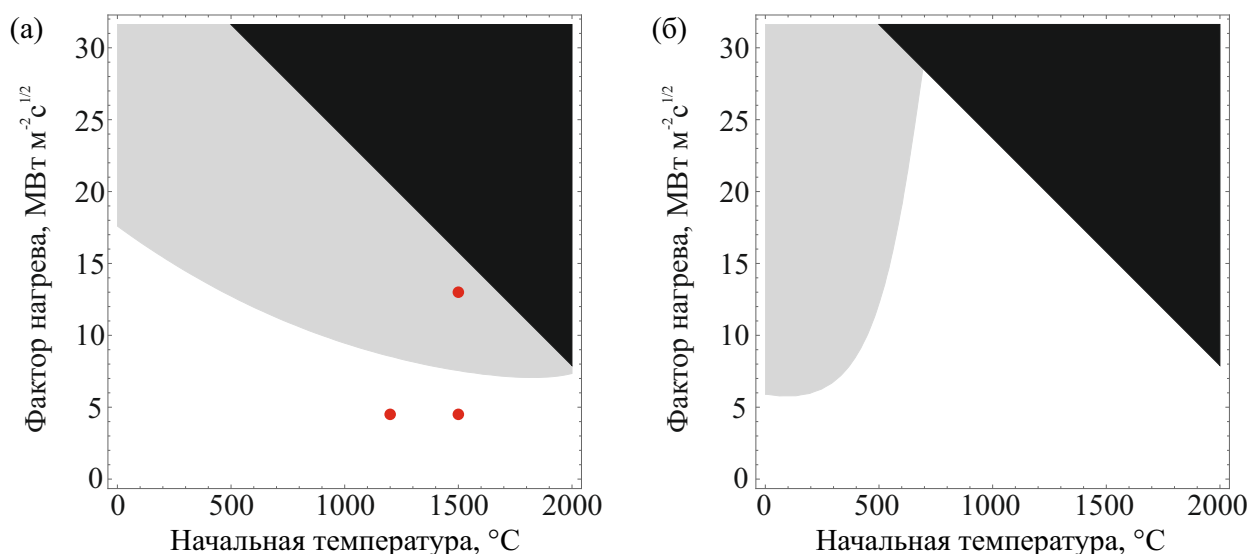


Рис. 22: Результат импульсного нагрева вольфрама, произведённого согласно спецификациям ИТЭР, после цикла нагрева-охлаждения в численном расчёте в зависимости от начальной температуры T_0 и коэффициента нагрева F . Серая область – образование трещин, чёрная область – отсутствуют данные о механических свойствах материала. Красные точки – параметры импульсной нагрузки в работе [155]. (а) Отпущенный вольфрам, (б) Отожжённый вольфрам.

3.6 Сравнение с экспериментами

Сравним результаты численного расчёта образования трещин на вольфраме, произведённом согласно спецификациям ИТЭР, с результатами экспериментов по импульсным тепловым нагрузкам на него [104, 155].

В работе [104] импульсная тепловая нагрузка симулировалась при помощи 100 или 1000 импульсов лазерного излучения. Экспериментально определённый порог мощности облучения, выше которого образуются трещины, при комнатной температуре оказался между $1.2 \cdot 10^7$ Вт/м²с^{1/2} и $2.4 \cdot 10^7$ Вт/м²с^{1/2}. При 400°C трещин после облучения не образовалось. Первый результат соответствует результатам численного расчёта для отпущенного вольфрама, а второй ближе к отожжённому вольфраму. Достоверной

информации о свойствах использовавшегося в эксперименте вольфрама нет.

В работе [155] эксперименты проводились на отпущенном вольфраме. Импульсный нагрев производился электронным пучком на установке JUDITH-2 в исследовательском центре Юлих. Коэффициент нагрева был $4.5 \cdot 10^6$ Вт/м²с^{1/2} и $13 \cdot 10^6$ Вт/м²с^{1/2}. При 400°С импульсная нагрузка проводилась 17800 или 100000 раз. Кроме того, постоянная тепловая нагрузка использовалась для поддержания начальной температуры 1200°С или 1500°С. Условия проведения экспериментов отмечены на рисунке 22. Во всех этих экспериментах трещины образовались. Образование трещин при коэффициенте нагрева $4.5 \cdot 10^6$ Вт/м²с^{1/2}, видимо, связано с усталостью. Для того, чтобы в численном расчёте при этих условиях образовалась трещина, требуется изменение предела прочности менее чем на 30%. Однако поддерживаемая во время эксперимента постоянная высокая температура могла приводить к отжиганию вольфрама. Возникающее в результате снижение предела пластичности увеличивает амплитуду пластической деформации. Первое уменьшает напряжения, а второе увеличивает влияние усталости. Поэтому даже простая качественная оценка влияния усталости в такой задаче невозможна.

3.7 Армированные волокнами материалы

Отдельно рассмотрим вопрос о применении армированных волокнами материалов в качестве приёмников потоков плазмы. Такие материалы демонстрируют большую прочность и жёсткость при механических тестах. Однако импульсный нагрев существенно отличается от механических испытаний тем, что механические напряжения возникают не из-за приложения внешних сил, а из-за теплового расширения. Математически это выража-

ется тем, что в первом случае “правой частью” уравнения является сила в граничных условиях (3.7), а при импульсном нагреве тепловое расширение в законе Гука (3.8). Отличие в деформации заключается в том, что при импульсном нагреве не происходит удлинения в направлениях, в которых возникают механические напряжения (см. рисунок 23). Смещения вдоль поверхности малы по сравнению с перпендикулярными смещениями как отношение толщины нагретой области к размеру облучаемой области.

Это значит, что при импульсном нагреве волокна не растягиваются. Поэтому они в такой же степени слабо влияют на возникающие в основном материале напряжения и деформации. То есть наличие волокон в материале не может изменить порога образования трещин. Однако они могут связывать стороны трещины и таким образом замедлить распространение трещины вглубь материала.

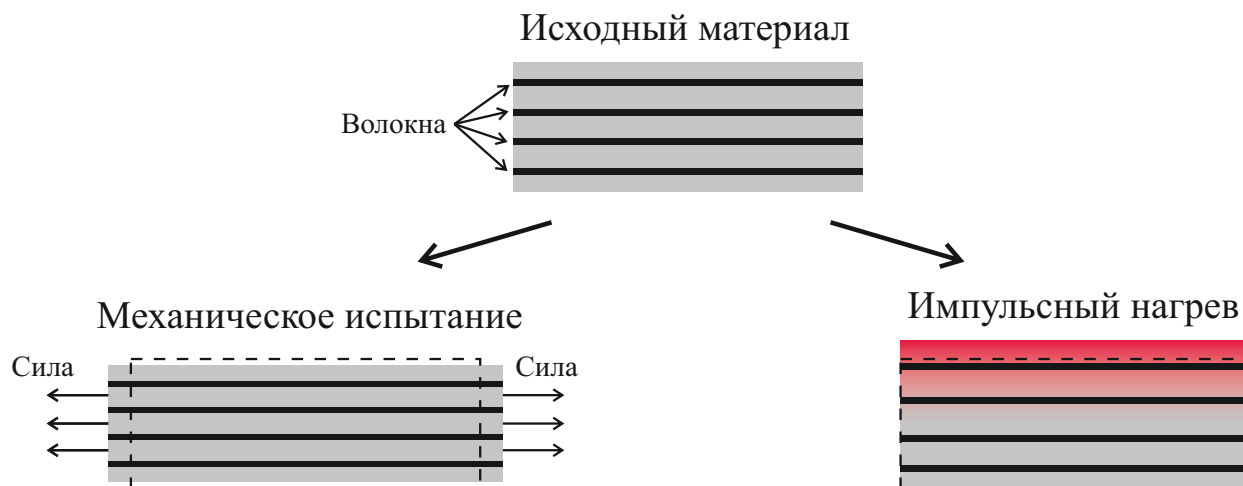


Рис. 23: Схематическое изображение воздействия на материал во время механических тестов и импульсного нагрева. Штрихованный контур – исходное положение материала.

3.8 Обсуждение результатов

В результате теоретического расчёта продемонстрировано, что отпущенный вольфрам, произведённый согласно спецификациям ИТЭР, при повышении начальной температуры становится менее устойчивым к образованию трещин в результате импульсной тепловой нагрузки. Это существенно отличает его от отожжённого вольфрама и некоторых других марок вольфрама и вольфрамовых сплавов [156]. Основной отличительной особенностью отпущенного вольфрама является высокий предел пластичности. Он близок к пределу прочности при любом значении температуры [130] (см. рисунок 19). Из-за этого материал слабо деформируется пластически и значительная часть деформации, задаваемой температурным расширением, остаётся упругой. Благодаря этому могут достигаться значительные механические напряжения. Такое поведение материала при нагреве недопустимо для материала самых нагруженных обращённых к плазме элементов.

Можно получить условие на соотношение предела прочности и пластичности, гарантирующее отсутствие трещин при импульсной тепловой нагрузке. С помощью выражения (3.20) можно оценить максимальную пластическую деформацию, пренебрегая упругой деформацией (второе слагаемое):

$$\tilde{\varepsilon}_{xx}^p = -u(T_{max}, T_0). \quad (3.27)$$

Используя эту величину, оценим максимальное возникающее растягивающее напряжение по выражению (3.24), пренебрегая упругой деформацией (первое слагаемое) и выражая модуль пластичности через предел текучести:

$$\tilde{\sigma}_{xx} = \sigma_{02}(T_0) \left(\frac{u(T_{max}, T_0)}{0.002} \right)^n. \quad (3.28)$$

Это напряжение должно быть меньше предела прочности на разрыв (σ_t),

чтобы трещины не образовывались:

$$\frac{\sigma_t(T_0)}{\sigma_{02}(T_0)} > \left(\frac{u(T_{max}, T_0)}{0.002} \right)^n . \quad (3.29)$$

Максимальное значение $u(T_{max}, T_0)$ можно оценить по увеличению линейных размеров от комнатной температуры до температуры плавления (далее теория упругости не работает). Для вольфрама это около 2.3%. Итоговое достаточное требование для отсутствия трещин:

$$\frac{\sigma_t(T_0)}{\sigma_{02}(T_0)} > 2.1 . \quad (3.30)$$

Для отожжённого вольфрама, произведённого согласно спецификациям ИТ-ЭР, с аппроксимацией предела текучести выражением (3.25) даже такая грубая оценка сверху требования к устойчивости не выполняется только при температурах выше 1900°C. Влияние усталости материала на подобную оценку можно вычислить, считая пределы прочности и пластичности зависящими от количества циклов нагрева-охлаждения.

Теоретически показано, что армирование материала волокнами не может значительно увеличить порог образования трещин по интенсивности импульсного нагрева. Армирование волокнами может только замедлить развитие трещины. Но для теоретического изучения этого явления требуется решение минимум двумерной задачи о развитии трещин.

Глава 4. Теоретическое исследование образования параллельных поверхности трещин

Представленный в предыдущей главе теоретические расчёты можно использовать только для описания условия образования перпендикулярной облучаемой поверхности трещины, так как она базируется на однородности задачи вдоль облучаемой поверхности. Однородность нарушается после образовании трещины. Описание дальнейшего распространения трещины требует по крайней мере двумерного расчёта деформаций и напряжений. Данная глава посвящена описанию такого расчёта.

Недавние экспериментальные работы продемонстрировали образование параллельных поверхности трещин и их влияние на перегрев областей рядом с сетью трещин на поверхности [54]. Для краткости в дальнейшем мы будем называть перпендикулярные облучаемой поверхности трещины просто “перпендикулярными”, а параллельные ей – “параллельными”. Обнаруженные на сечении разреза облученного вольфрама параллельные трещины расходились от перпендикулярных. Поэтому естественно предположить, что рядом с перпендикулярной трещиной образуются механические напряжения, приводящие к образованию параллельных трещин и отрыву поверхностного слоя. Такие напряжения могут возникнуть из-за того, что в материале после облучения остаточная пластическая деформация максимальна у поверхности и убывает вглубь материала. То есть для поверхностного слоя естественно было бы выгнуться. До образования перпендикулярной трещины материал однороден вдоль поверхности, поэтому перпендикулярные поверхности напряжения не появляются [51]. Но после образования перпендикулярной

трещины поверхностный слой начинает отгибаться от неё. Таким образом механические напряжения вдоль поверхности из-за появления перпендикулярной трещины могут преобразоваться в напряжения поперёк поверхности, которые могут привести к появлению параллельных трещин. Для краткости мы будем называть напряжения вдоль поверхности “продольными”, а поперёк поверхности – “поперечными”. Разумно предположить, что поперечные напряжения максимальны непосредственно рядом с перпендикулярной трещиной, так как в её отсутствии их нет. В данной главе мы будем вычислять возникающие рядом с перпендикулярной трещиной поперечные механические напряжения. Мы оценим возможность появления рядом с перпендикулярной трещиной поперечных напряжений, достаточных для образования параллельных трещин. Кроме того, мы вычислим форму перпендикулярной трещины (зависимость ширины трещины от расстояния до поверхности) и форму поверхности рядом с перпендикулярной трещиной.

Данная глава написана по материалу статей [54–58].

4.1 Метод расчёта деформаций и напряжений

4.1.1 Геометрия задачи

Мы будем вычислять деформации и механические напряжения вокруг перпендикулярной трещины, которая появилась на поверхности материала в результате импульсной тепловой нагрузки. Мы будем считать эту тепловую нагрузку однородной по поверхности материала. Эксперименты и численное моделирование методом конечных элементов демонстрируют, что самые большие перпендикулярные трещины появляются в области с наибольшей импульсной тепловой нагрузкой и их образование не связано с градиентами нагрузки вдоль поверхности [54, 113]. Поэтому приближение однородной

нагрузки не должно существенно влиять на совпадение результатов численного моделирования с реальной ситуацией. Кроме того, мы не будем учитывать влияние на деформации и напряжения вокруг одной перпендикулярной трещины воздействия других трещин. То есть, мы будем считать, что в материале появилась одна бесконечная вдоль поверхности перпендикулярная трещина постоянной глубины. В таком случае задача является плоской. Сечение материала с перпендикулярной трещиной изображено на рисунке 24а. Заметим, что геометрия этой задачи похожа на геометрию задачи Гриффитса (рисунок 24б). Поэтому мы будем использовать математические методы, которые можно применять для решения задачи Гриффитса.

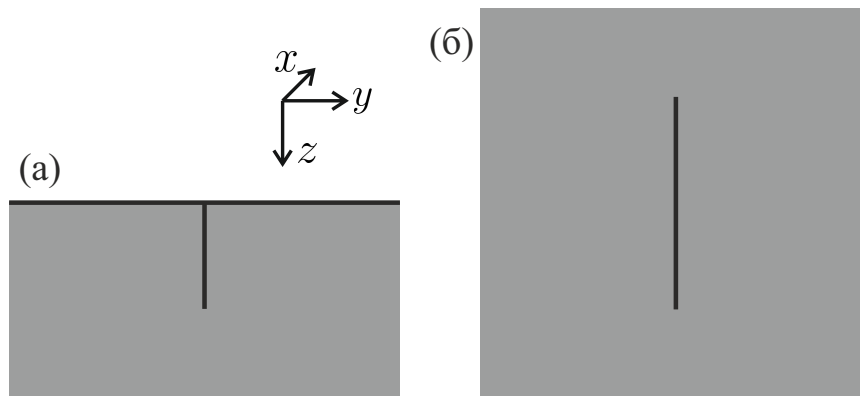


Рис. 24: Геометрия задач теории упругости. (а) Геометрия задачи о напряжениях и деформациях вокруг перпендикулярной трещины, появившейся в результате импульсной тепловой нагрузки. (б) Геометрия задачи Гриффитса.

4.1.2 Сведение задачи к интегральному уравнению

Перпендикулярные трещины, появляющиеся в результате импульсной тепловой нагрузки, образуются на стадии остывания, так как для образования трещины требуется значительное растягивающее продольное напряжение, которое может появиться только после перехода в хрупкое состояние при остывании [56]. Поэтому мы будем считать, что после образования

перпендикулярной трещины дополнительных пластических деформаций не происходит. Это означает, что деформации и напряжения в материале до образования перпендикулярной трещины можно рассчитывать согласно одномерным вычислениям из предыдущей главы. При использовании одномерного подхода остаточные напряжения направлены вдоль поверхности и зависят от расстояния до облученной поверхности (координата z на рисунке 24а). До образования перпендикулярной трещины две её стороны действуют друг на друга с поверхностной силой, равной этому продольному напряжению. После образования перпендикулярной трещины эта сила исчезает. Поэтому деформация материала и напряжения в нём равны деформации и напряжениям в результате одномерного расчёта и добавки, появившейся в результате действия обратных сил на стороны перпендикулярной трещины (см. рисунок 25). А для поиска формы перпендикулярной трещины и поперечных напряжений достаточно найти только вторую из этих компонент, так как вклад первой равен нулю. Поэтому в дальнейшем мы будем рассчитывать деформацию и напряжения, появляющиеся только от действия эффективных сил на стороны перпендикулярной трещины. В дальнейшем мы будем обозначать зависящее от расстояния до поверхности эффективное давление на стороны трещины $p(z)$.

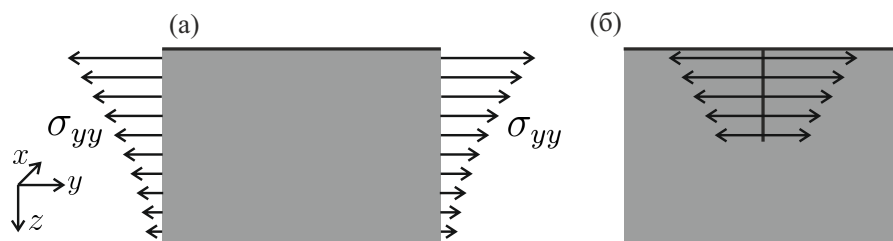


Рис. 25: (а) Напряжения в поверхностном слое материала после импульсной тепловой нагрузки до образования трещины. (б) Схема приложения эффективных сил в материале после образования трещины.

Похожая ситуация возникает при решении задачи Гриффитса, если вычесть однородное растяжение [157]. Задача Гриффитса имеет аналитическое решение, но стандартный способ её решения через предел эллиптической трещины [158] не подходит для задачи о перпендикулярной трещине, начинающейся от поверхности. Математически эта задача является системой из двух дифференциальных уравнений второго порядка на две функции двух аргументов. Мы будем использовать менее требовательный к вычислительной мощности компьютера и позволяющий аналитический анализ особенности на конце трещины метод, основанный на сведении задачи к интегральному уравнению.

Для трещины Гриффитса при действии сил на её стороны можно получить связь зависимости ширины трещины и нормальных напряжений в плоскости трещины как функции от координаты z . Они связаны преобразованием Гильберта [149]:

$$\frac{\partial h(z)}{\partial z} = -\frac{2(1-\nu^2)}{\pi E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_{yy}(a)}{z-a} da, \quad (4.1)$$

где $h(z)$ – полуширина трещины, ν – коэффициент Пуассона, E – модуль Юнга и σ_{yy} – компонента тензора напряжений. Заметим, что интегралы в этой главе берутся в смысле главного значения. При этом полуширина считается нулевой там, где трещины нет, а нормальное напряжение в трещине задаётся граничными условиями. Обычно такой подход используется при выводе теории трещин Баренблатта-Дагдейла для учета нелинейных сил на конце трещины [158]. Пользуясь свойствами преобразования Гильберта, перепишем это выражение через первообразные от этих функций:

$$h(z) = -\frac{2(1-\nu^2)}{\pi E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Sigma_{yy}(a)}{z-a} da, \quad (4.2)$$

где $\Sigma_{yy}(a)$ – первообразная $\sigma_{yy}(a)$. Заметим, что в формуле (4.2) ядром интегрального оператора в правой части является нормальное смещение в плоскости трещины при действии нормальной силы $\delta'(y - a)$ на упругое полупространство. Это объясняется тем, что плоскость трещины, в которой определены функции в выражении (4.2), делит бесконечную упругую среду на два полупространства, деформация которых полностью определяется заданными в этой плоскости напряжениями. Для перпендикулярной трещины от поверхности можно написать аналогичное выражение, в котором ядром будет нормальное смещение в плоскости трещины при действии нормальной силы $\delta'(z - a)$ на упругую четверть пространства. Из свойств автомодельности такой деформации это выражение будет иметь следующий вид [55]:

$$h(z) = \int_0^{\infty} \frac{1}{a} K\left(\frac{z}{a}\right) \Sigma_{yy}(a) da. \quad (4.3)$$

Функция K была аналитически найдена в виде ряда по степеням интегрального преобразования с помощью модификации метода граничных интегральных условий [55]:

$$K(z) = \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(\frac{4(1 - \nu^2)}{\pi E(1 - z^2)} \right), \quad (4.4)$$

$$\Gamma f(z) = \int_0^{\infty} g(\xi) f(z\xi) d\xi, \quad (4.5)$$

$$g(\xi) = \frac{16\xi(1 - \xi^2 + (1 + \xi^2)\ln(\xi))}{\pi^2(\xi^2 - 1)^3}. \quad (4.6)$$

Замена $z^2 \rightarrow \alpha$, $\xi^2 \rightarrow \beta$ упрощает выражения:

$$K(\sqrt{\alpha}) = \frac{4(1 - \nu^2)}{\pi E} \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \right) = \frac{4(1 - \nu^2)}{\pi E} \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i(1 + \text{Li}_0(\alpha)), \quad (4.7)$$

$$\Gamma f(\alpha) = \int_0^{\infty} g_1(\beta) f(\alpha\beta) d\beta, \quad (4.8)$$

$$g_1(\beta) = \frac{4}{\pi^2} \frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(\beta-1)^3}. \quad (4.9)$$

Оказалось, что каждое слагаемое в ряде выражается через константу и конечную сумму слагаемых вида $\text{Li}_{-n}(\alpha) \ln^m(\alpha)$ при целых $n \geq 0$, $0 < m \leq n$ (здесь и далее используются специальные функции - полилогарифмы [159]). Данное утверждение будет подтверждено результатом вычислений. Заметим, что в выражении (4.8) только первое интегральное преобразование берётся от функции с особыми точками. Легко проверить прямым вычислением, что после взятия первого интегрального преобразования от $\frac{4(1-\nu^2)}{\pi E(1-\alpha)}$ получается функция без особых точек. Следующие слагаемые в сумме тоже будут ограничены в силу того, что интегральное преобразование является сжимающим по норме максимума модуля [55]. Процедура взятия интегрального преобразования от константы тривиальна, а от функции без особых точек вида $\sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(\alpha) \ln^m(\alpha)$ описана в приложении А. Благодаря этой процедуре легко найти коэффициенты разложения слагаемых ряда (4.4) по $\text{Li}_{-n}(z^2) \ln^m(z^2)$ и константе. При этом для численного получения функции $K(z)$ достаточно ограниченного числа членов ряда, так как они убывают по норме максимума модуля не медленнее, чем экспоненциально с знаменателем $4/\pi^2 \approx 0.405$ [55]. Важным доказанным свойством этой функции является то, что константа и степень полюса в точке $y = a$ те же, что и для случая деформации упругого полупространства. Нормированная функция $K(z)$ представлена на рисунке 26.

Сформулируем порядок процедуры нахождения деформаций и напряжений вокруг перпендикулярной трещины. Как уже обсуждалось выше, распределение напряжений вдоль поверхности до образования трещины задаёт эффективные силы, действующие на стороны трещины. Затем интеграл в

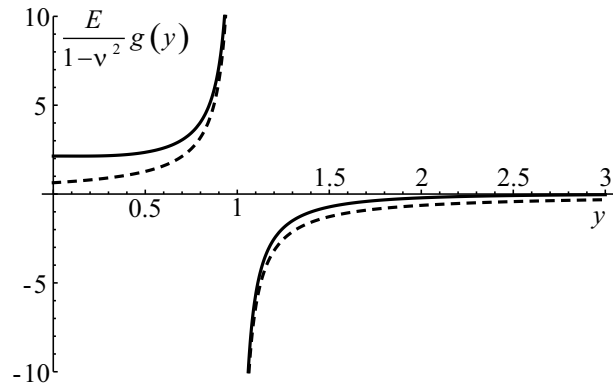


Рис. 26: Нормированные нормальные смещения при действии силы $\delta'(y - a)$ на упругую четверть пространства. Для сравнения пунктирной линией аналогичные смещения для упругой половины пространства.

формуле (4.3) разделяется на две части: по отрезку в трещине и по лучу на её продолжении. Получаемое таким образом выражение можно решать как уравнение Фредгольма первого рода на нормальные (продольные) напряжения на продолжении трещины. После того, как становятся известны продольные напряжения в плоскости трещины (а остальные напряжения там равны нулю), становится возможным вычислить все деформации и напряжения благодаря разработанному методу нахождения деформации упругой четверти пространства. Нас будут интересовать поперечные напряжения, приводящие к образованию параллельных трещин вдоль поверхности (σ_{yy}), и формы перпендикулярной трещины и поверхности рядом с ней. Формы будут вычисляться как деформации четверти пространства. Напряжения в плоскости трещины проще всего вычислить по закону Гука с использованием условия $u_{xx} = 0$ в следующем виде:

$$\sigma_{zz} = \frac{\nu}{1 - \nu} \sigma_{yy} + \frac{E}{1 - \nu^2} u_{zz}, \quad (4.10)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{\nu}{1 - \nu} \sigma_{yy} + \frac{E\nu}{1 - \nu^2} u_{zz}. \quad (4.11)$$

Дополнительно нужно отметить, что глубину перпендикулярной тре-

щины мы будем задавать искусственно (как внешний параметр). Дело в том, что трещина распространяется по крайней мере до глубины, на которой остаточное продольное напряжение равно пределу прочности. Но при этом наличие перпендикулярной трещины облегчает дальнейшее её распространение. На самом деле нахождение положения конца перпендикулярной трещины должно быть самосогласованной задачей.

4.1.3 Численное решение интегрального уравнения

Запишем в явном виде обсуждавшееся интегральное уравнение:

$$\int_L^{\infty} \frac{1}{a} K\left(\frac{z}{a}\right) \Sigma_{yy}(a) da = - \int_0^L \frac{1}{a} K\left(\frac{z}{a}\right) \Sigma_{yy}(a) da, \quad \text{при } z > L, \quad (4.12)$$

где L – глубина трещины. В правой части этого уравнения первообразная напряжений задаётся описанной в предыдущем разделе эффективной силой, которую мы считаем известной:

$$\int_L^{\infty} \frac{1}{a} K\left(\frac{z}{a}\right) \Sigma_{yy}(a) da = \int_0^L \frac{1}{a} K\left(\frac{z}{a}\right) P(a) da, \quad \text{при } z > L, \quad (4.13)$$

где P – первообразная p . Выражение (4.13) является уравнением Фредгольма первого рода на первообразную напряжений на интервале (L, ∞) . Для численного решения разобьём этот интервал на конечное число отрезков $(\frac{n}{i+1}L, \frac{n}{i}L)$. Здесь параметр $1 \leq i \leq n - 1$ нумерует отрезки. Заменяем значения функции Σ_{yy} на этих отрезках постоянными величинами C_i и для получения определенной линейной системы уравнений запишем выражение

(4.13) в точках, пронумерованных параметром j : $\frac{2n}{2j+1}L$:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{n-1} C_i \int_{\frac{n}{i+1}L}^{\frac{n}{i}L} \frac{1}{a} K \left(\frac{2nL}{a(2j+1)} \right) da = \\ = \int_0^L \frac{1}{a} K \left(\frac{2nL}{a(2j+1)} \right) P(a) da, \quad \text{при } 1 \leq j \leq n-1. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Заметим, что выражение (4.14) записывается в точках, не совпадающих с границами отрезков интегрирования, так как на точках разрыва, появившихся из-за замены функции $\Sigma_{yy}(a)$ на кусочно-постоянную, результат интегрирования имеет особенности. Кроме того, при переходе к кусочно-постоянной функции предполагается, что на отрезке (nL, ∞) функция $\Sigma_{yy}(a)$ равна нулю. В противном случае интеграл по этому промежутку расходится. С другой стороны эта ситуация не испортит значительно предложенную численную схему решения интегрального уравнения из-за того, что вклад этого интервала давления в деформацию мал при достаточно большом n .

Предложенная численная схема была проверена на задаче Гриффитса, имеющей точное аналитическое решение. Решаемая нами задача может быть сведена к задаче Гриффитса оставлением только первого слагаемого в ряде (4.4). Точное аналитическое решение известно для постоянного давления на стенке трещины в бесконечной упругой среде ($p = -1$) [160]:

$$\sigma_{yy} = -1 + \frac{|z/L|}{\sqrt{(z/L)^2 - 1}}, \quad (4.15)$$

$$\Sigma_{yy} = z/L - \sqrt{(z/L)^2 - 1}. \quad (4.16)$$

На рисунке 27 представлено сравнение результатов численного решения с аналитическим ответом. Их совпадение гарантирует, что численная схема

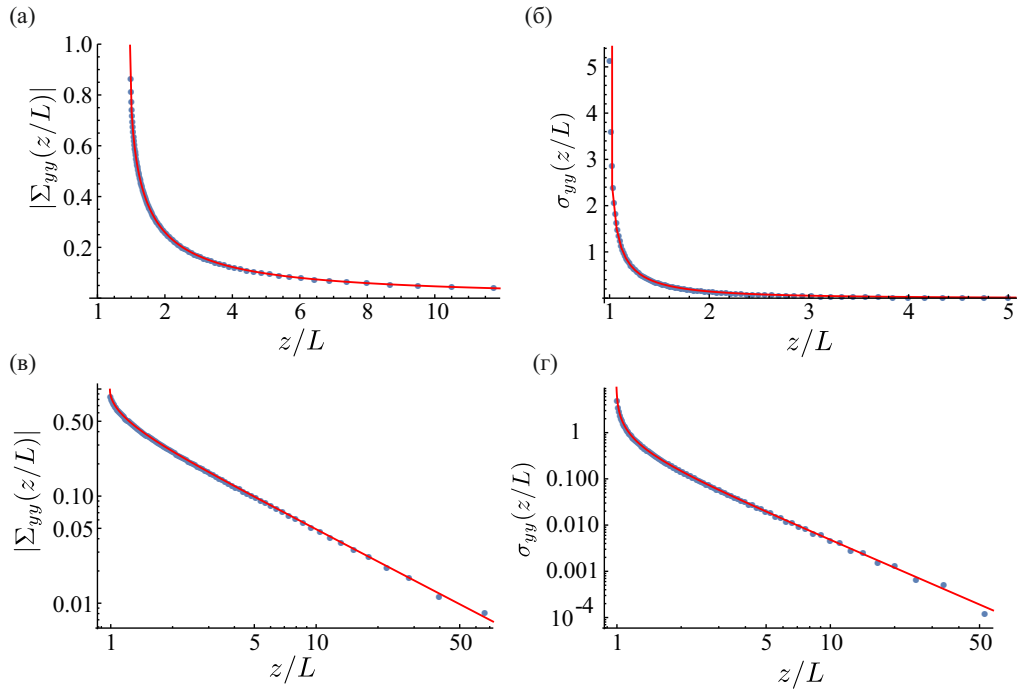


Рис. 27: Сравнение результата численного расчёта с аналитическим решением задачи Гриффитса. Синие точки – результат численного расчёта, красная линия – аналитический ответ. (а) Модуль первообразной напряжений, (б) напряжения, (в) модуль первообразной напряжений в логарифмическом масштабе, (г) напряжения в логарифмическом масштабе.

корректно описывает даже особенность напряжений вблизи конца трещины и может использоваться при решении задачи для трещины в упругом полупространстве.

С помощью представленной численной схемы можно получить напряжения σ_{yy} в плоскости трещины. Однако нашей целью является получение напряжения σ_{zz} , как приводящие к появлению напряжений поперёк поверхности и к отрыву поверхностного слоя. Мы будем вычислять напряжения σ_{zz} тоже в плоскости трещины, так как ожидается, что они имеют там максимальное значение. Поэтому мы воспользуемся выражением (4.10), справедливым в плоскости трещины. Для этого, кроме σ_{yy} , нам понадобится u_{zz} . Смещения u_z можно вычислить по известным напряжениям на границах

четверти пространства упругой среды аналогично u_y [55]:

$$u_z(z) \Big|_{y=0} = \int_0^{\infty} \frac{1}{a} K_1 \left(\frac{z}{a} \right) \Sigma_{yy}(a) da. \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} K_1(z) &= \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(\frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{E} \delta(z-1) \right) + \\ &+ \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(\int_0^{\infty} \frac{4a}{(1+a^2)^2} \frac{4(1+\nu)(1-\nu+(2-\nu)a^2z^2)}{\pi E(1+a^2z^2)^2} da \right) = \\ &= \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{E} \delta(z-1) - \\ &- \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(\frac{16(1+\nu)(1-2\nu)}{\pi^2 E} \frac{z^2(1-z^2+(1+z^2)\ln(z))}{(1-z^2)^3} \right) + \\ &+ \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(\frac{8(1+\nu)(1-\nu-z^2(3-\nu))}{\pi^2 E(1-z^2)^2} - \frac{8(1+\nu)(\nu z^2+z^4(2-\nu))\ln(z^2)}{\pi^2 E(1-z^2)^3} \right) = \\ &= \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{E} \delta(z-1) + \frac{8(1-\nu^2)}{\pi^2 E} \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i (1 + \text{Li}_0(z^2) + \text{Li}_{-1}(z^2) \ln(z^2)) - \\ &- \frac{32}{\pi^2 E} (1-\nu^2) \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma^i \left(\text{Li}_{-1}(z^2) + \frac{1}{2} \text{Li}_{-2}(z^2) \ln(z^2) \right). \quad (4.18) \end{aligned}$$

Численное вычисление этого ряда проводится аналогично выражениям с (4.4) по (4.9) по процедуре, описанной в приложении А. Далее u_{zz} находится дифференцированием u_z по z .

Кроме того, заметим, что учёт только вклада первого слагаемого с дельта-функцией в σ_{zz} и σ_{xx} по формулам (4.10) и (4.11) позволяет выделить вклад полюса в конце трещины в отдельное слагаемое:

$$\sigma_{zz} = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{yy} + \frac{E}{1-\nu^2} u_{zz} = \sigma_{yy} + \dots, \quad (4.19)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{yy} + \frac{E\nu}{1-\nu^2} u_{zz} = 2\nu \sigma_{yy} + \dots. \quad (4.20)$$

Многоточия в этих выражениях обозначают вклад остальных слагаемых, которые дают ограниченный вклад в σ_{zz} и в σ_{xx} .

4.2 Результаты расчётов

4.2.1 Поперечные напряжения

Основной целью описанных в предыдущем разделе расчётов было вычисление поперечных напряжений после появления перпендикулярной трещины. Напомним, что мы будем вычислять значения этих напряжений в плоскости трещины, так как ожидаем, что именно там они будут максимальны. В этих расчётах будем использовать свойства отожжённого вольфрама, так как в экспериментах интенсивное образование параллельных поверхности трещин наблюдалось именно на аналогичных типах вольфрама [54]. Для примера на рисунке 28 приведён результат расчёта для облучения отожжённого вольфрама с фактором нагрева $30 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$ (плотность мощности $\sim 950 \text{ ГВт/м}^2$, длительность 1 ns). В этом расчёте мы предполагали, что трещина распространяется только до глубины, на которой продольное напряжение до образования трещины равно пределу прочности ($\sim 377 \text{ МПа}$). В данном случае эта глубина 350 мкм . Напомним, что положительное значение σ_{yy} соответствует именно растягивающему напряжению. При использовании линейной теории упругости на продолжении трещины у ее конца напряжения обращаются в бесконечность. Эта нефизическая особенность в модели Баренблатта-Дагдейла устраняется учетом нелинейных сил вблизи конца трещины [149, 158]. При этом напряжения и деформация модифицируются в малой окрестности конца трещины, в результате чего бесконечное напряжение исчезает и конец трещины становится острым. При этом на продолжении конца трещины растягивающие напряжения всё равно мо-

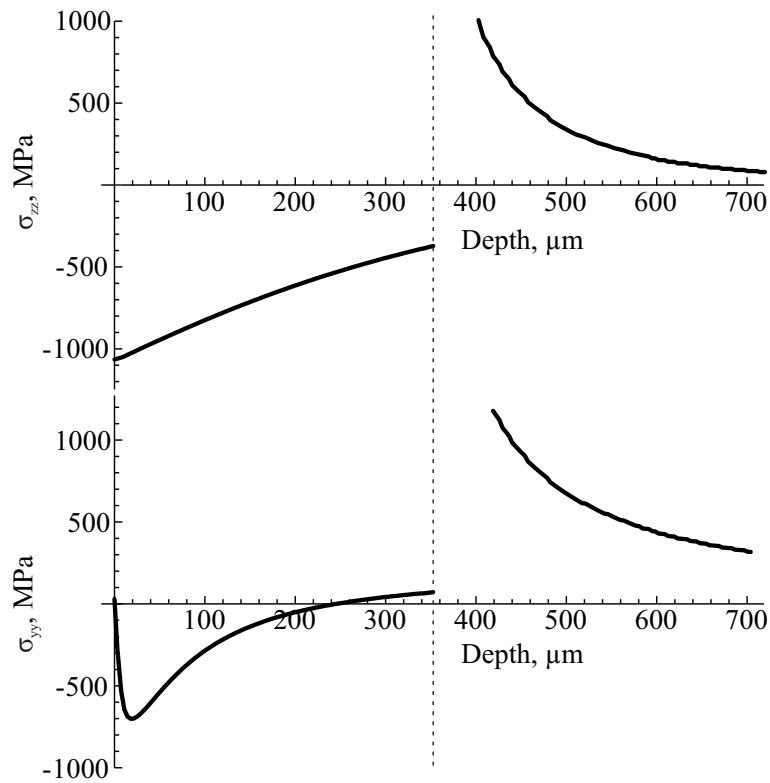


Рис. 28: Рассчитанные напряжения в плоскости перпендикулярной трещины при облучении отожжённого вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР, с фактором нагрева $30 \text{ МДж/м}^2\text{с}^{1/2}$ и длительностью 1 мс.

гут достигать значений выше предела прочности. Однако из формул (4.19) и (4.20) видно, что напряжения во всех направлениях растут синхронно с напряжениями σ_{yy} , которые привели к образованию перпендикулярной поверхности трещины. И, видимо, напряжения на продолжении трещины будут способствовать только распространению трещины дальше вглубь материала. Поэтому при обсуждении появления трещин вдоль поверхности мы будем рассматривать только поперечные напряжения σ_{zz} на стенках трещины.

В представленных результатах расчета на рисунке 28 растягивающее поперечное напряжение достигает максимального значения на конце трещины. Однако величина этого напряжения относительно мала по сравнению с пределом прочности ($\sim 377 \text{ МПа}$). Для оценки того, насколько оно может быть большим, мы рассчитали его величину при варьировании глубины

перпендикулярной трещины и мощности нагрева. Напомним, что глубина трещины в представленном подходе является свободным параметром, а не рассчитывается.

Результаты варьирования мощности нагрева представлены на рисунке 29. Эти данные рассчитаны при постоянной длительности нагрева 1 мс. Даже при достижении плавления максимальное отрывающее поверхностный слой напряжение не достигает величин, продемонстрированных при увеличении глубины трещины (рисунок 30). При увеличении мощности нагрева отрывающие напряжения растут из-за увеличения эффективных сил.

Результаты варьирования глубины трещины при постоянном факторе нагрева $30 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{м}^{1/2}$ представлены на рисунке 30. Для представления характерных масштабов глубин зависимость продольных напряжений, которые были до образования трещины, от расстояния до поверхности приведена на рисунке 31. Из сравнения этих двух рисунков видно, что даже незначительное увеличение глубины трещины дальше координаты, при которой напряжения вдоль поверхности были равны пределу прочности, значительно увеличивает максимальное растягивающее поперечное напряжение. При увеличении глубины трещины максимальное поперечное напряжение на сторонах трещины стремится к постоянной величине. Это соответствует тому, что если глубина трещины становится значительно больше, чем характерный размер распределения напряжений в материале до образования трещины, то две половинки материала можно считать деформирующимися под действием эффективных сил независимо. Из рисунков 30 и 31 можно предположить, что для достижения значительного поперечного напряжения требуется, чтобы возникал значительный момент эффективных сил, действующих на сторону трещины. Близкая к равномерно распределенной по стороне трещины эффективная сила не приводит к появлению отрывающих верхний

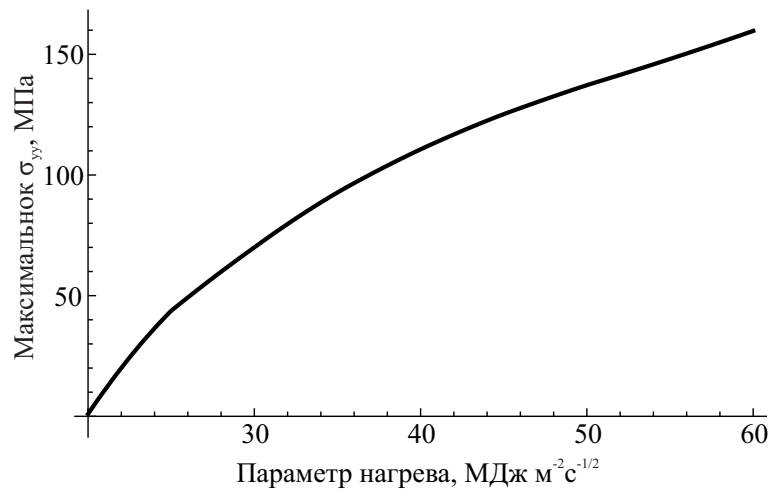


Рис. 29: Зависимость от фактора нагрева максимального поперечного напряжения. Длина трещины считалась равной глубине слоя с остаточным продольным напряжением, равным пределу прочности.

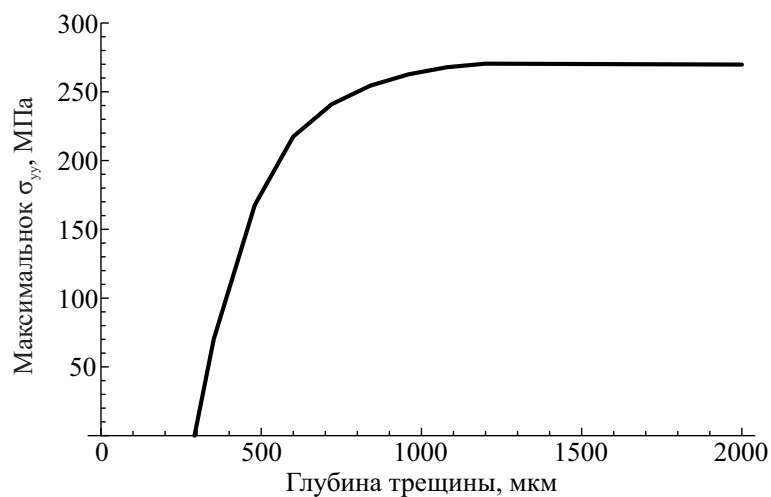


Рис. 30: Зависимость от глубины трещины максимального поперечного напряжения при постоянном факторе нагрева $30 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$ и равномерном по времени нагреве в течение 1 мс.

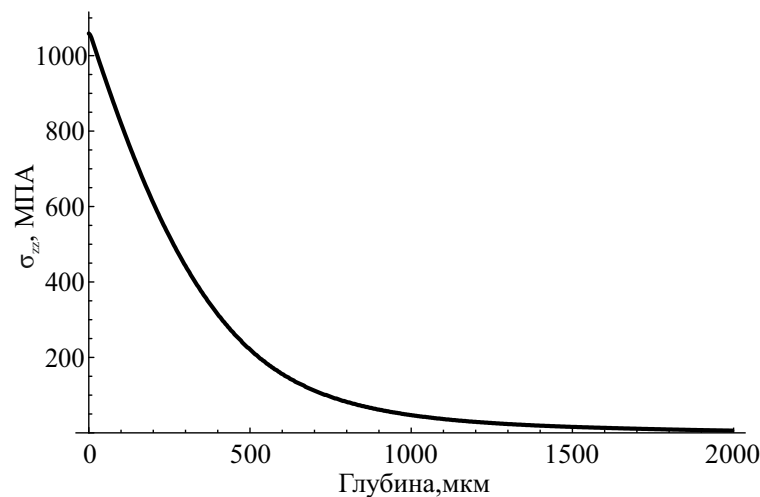


Рис. 31: Зависимости продольных напряжений, которые были до образования перпендикулярной трещины, от глубины при параметре нагрева $30 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$ и равномерном по времени нагреве в течении 1 мс.

слоем напряжений. При увеличении глубины растёт разница между эффективной силой, действующей у поверхности и на конце трещины.

На рисунке 32 представлен результат расчёта, аналогичного расчёту на рисунке 28, но с увеличенной глубиной перпендикулярной трещины. Перпендикулярная трещина в этом случае достигает глубины, на которой продольные напряжения до образования трещины в два раза меньше предела прочности (~ 550 мкм). Поперечное напряжение в этом случае достигает 200 МПа (более половины предела прочности). Причём значительная величина растягивающих механических напряжений возникает не только вблизи конца трещины, а практически на половине её длины. Это принципиально важно для того, чтобы напряжения привели к распространению трещины вдоль поверхности, так как обычно трещина возникает в ослабленном дефектами месте материала и нужно, чтобы ослабленное место с большой вероятностью попало в область с растягивающими напряжениями.

Расчеты поперечных напряжений на стенках перпендикулярной трещины продемонстрировали, что эти напряжения могут быть не пренебрежимо

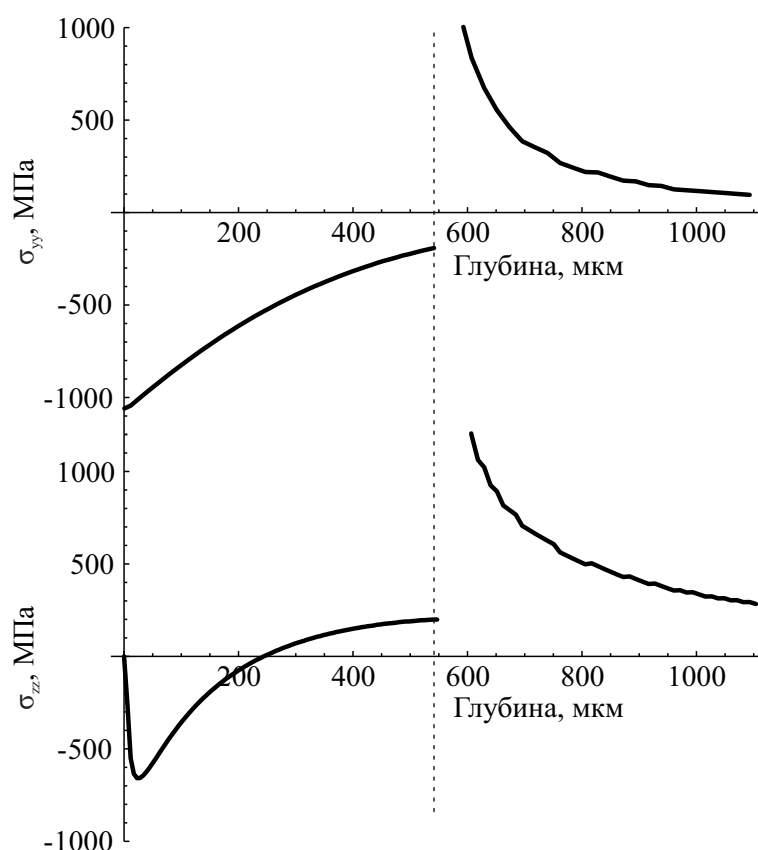


Рис. 32: Рассчитанные напряжения в плоскости перпендикулярной трещины при облучении отожжённого вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР, с фактором нагрева $30 \text{ МДж/м}^2\text{с}^{1/2}$ и длительностью 1 мс и увеличенной глубиной трещины.

малы по сравнению с пределом прочности. При этом увеличению этих отрывающих напряжений способствует увеличение мощности облучения и глубины трещины. Расчет напряжений проводился с аналитическим вычислением упругой деформации четверти пространства и проверкой метода численного решения получающегося уравнения Фредгольма первого рода на задаче Гриффитса с известным аналитическим решением. Такая сложная процедура потребовалась для того, чтобы быть уверенными в корректности получаемого ответа, так как особая точка на конце трещины может приводить к непредсказуемым результатам при применении стандартного метода конечных элементов. Дальнейшее усложнение расчётов для учета многократности облучения, неоднородности нагрева и так далее, видимо, потребует примене-

ния метода конечных элементов. Корректность его применения к геометрии задачи с перпендикулярной трещиной может быть проверена по полученному в данной главе решению.

Проведённые вычисления не претендуют на прецизионное совпадение с напряжениями, возникающими в реальном материале после импульсного нагрева, из-за того, что многие факторы не учитывались. Поэтому полученные величины напряжения поперек поверхности нельзя напрямую сравнивать с пределом прочности материала для определения условий образования и распространения трещин вдоль поверхности. Так, например, появлению параллельных трещин способствуют следующие неучтённые факторы:

- усталость материала при многократном облучении,
- наличие пересечения трещин на поверхности (подробнее в следующем разделе),
- наличие локальных дефектов материала,
- увеличенная остаточная пластическая деформация при облучении после образования перпендикулярных трещин из-за отсутствия связи сторон перпендикулярной трещины,
- инерция движения при образовании перпендикулярной трещины.

Надо отметить, что есть и факторы, мешающие появлению параллельных трещин. Например, вольфрам, произведённый по спецификациям ИТЭР, планируется использовать именно для усложнения распространения трещин вдоль поверхности за счёт ориентации зёрен.

Основным результатом вычисления поперечных напряжений является то, что было продемонстрировано образование поперечных напряжений ря-

дом с перпендикулярной поверхности трещине, образовавшейся после импульсной тепловой нагрузки. Было показано, что эти напряжения могут быть не малы по сравнению с пределом прочности. Поэтому такие поперечные напряжения могут быть причиной образования трещин вдоль поверхности.

4.2.2 Форма трещины и деформация поверхности

В экспериментах рядом с трещинами, появившимися на поверхности после импульсного нагрева, наблюдается поднятие уровня поверхности [56]. Величина этого подъема, как мы увидим, по величине сравнима с толщиной трещины и, соответственно, обычно мала. Поэтому для наблюдения этого эффекта лучше использовать предварительно полированные образцы. Трещины, появившиеся после импульсного нагрева, образуют сеть на облученной поверхности. Поэтому возвышения тоже объединяются в сеть и представляют из себя “хребты” вдоль трещин на поверхности. Примеры профиллограммы и снимка SEM облученного образца представлены на рисунках 33 и 34. Данный образец был из вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР фирмой POLEMA. Поверхность образца перед облучением была отполирована. Образец облучался один раз с параметром нагрева в центре $45 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$ и шириной на полувысоте 16.7 мм в течение 195 мкс. Для этих условий была рассчитана зависимость ширины трещины от расстояния до поверхности (координата y) и высоты “хребта” от расстояния до трещины вдоль поверхности (координата z). Для расчёта ширины трещины был применён метод и формула 4.3, описанные в разделе 4.1.2. Для получения формы “хребта” нужно использовать аналогичный метод, но с другим ядром

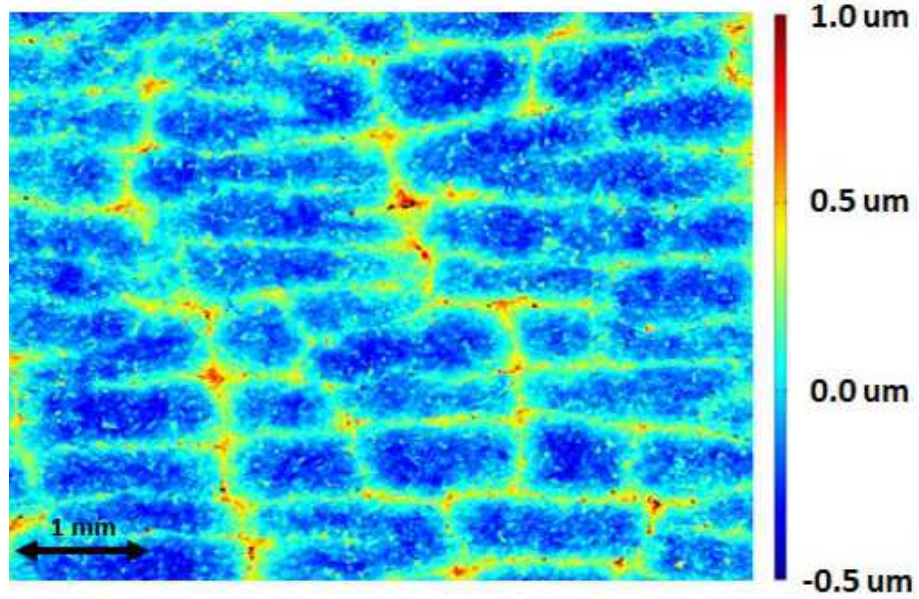


Рис. 33: Профилограмма вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР фирмой РОЛЕМА, после облучения один раз с параметром нагрева $45 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$ и шириной на полувысоте 16.7 мм в течении 195 мкс на установке ВЕТА [57].

интегрального преобразования:

$$u_z(y) \Big|_{z=0} = \int_0^{\infty} \frac{1}{a} K_2 \left(\frac{y}{a} \right) \Sigma_{yy}(a) da. \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} K_2(y) &= \frac{8(\nu^2 - 1)}{\pi^2 E} \sum_{i=0}^{\infty} I^i \left(\frac{1 + y^2 - y^2 \ln(y^2)}{(1 + y^2)^2} \right) = \\ &= \frac{8(\nu^2 - 1)}{\pi^2 E} \sum_{i=0}^{\infty} I^i (1 + \text{Li}_0(-y^2) + \text{Li}_{-1}(y^2) \ln(y^2)). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Процедура взятия интегрального преобразования от слагаемых вида $\text{Li}_{-n}(y^2) \ln^m(y^2)$ описана в приложении Б.

Экспериментально из обсуждаемых зависимостей была измерена только зависимость высоты “хребта” от расстояния до трещины. Результаты расчётов формы трещины и “хребта” представлены на рисунке 35. Наилучшее совпадение расчётной формы “хребта” с экспериментальными данными были

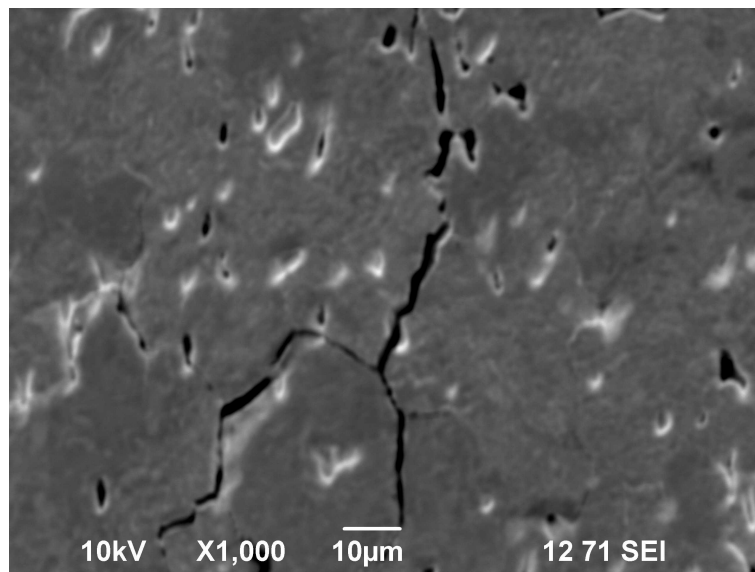


Рис. 34: Снимок SEM трещины на поверхности вольфрама, произведённого по спецификациям ИТЭР фирмой POLEMA, после облучения один раз с параметром нагрева $45 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$ и шириной на полувысоте 16.7 мм в течении 195 мкс на установке ВЕТА.

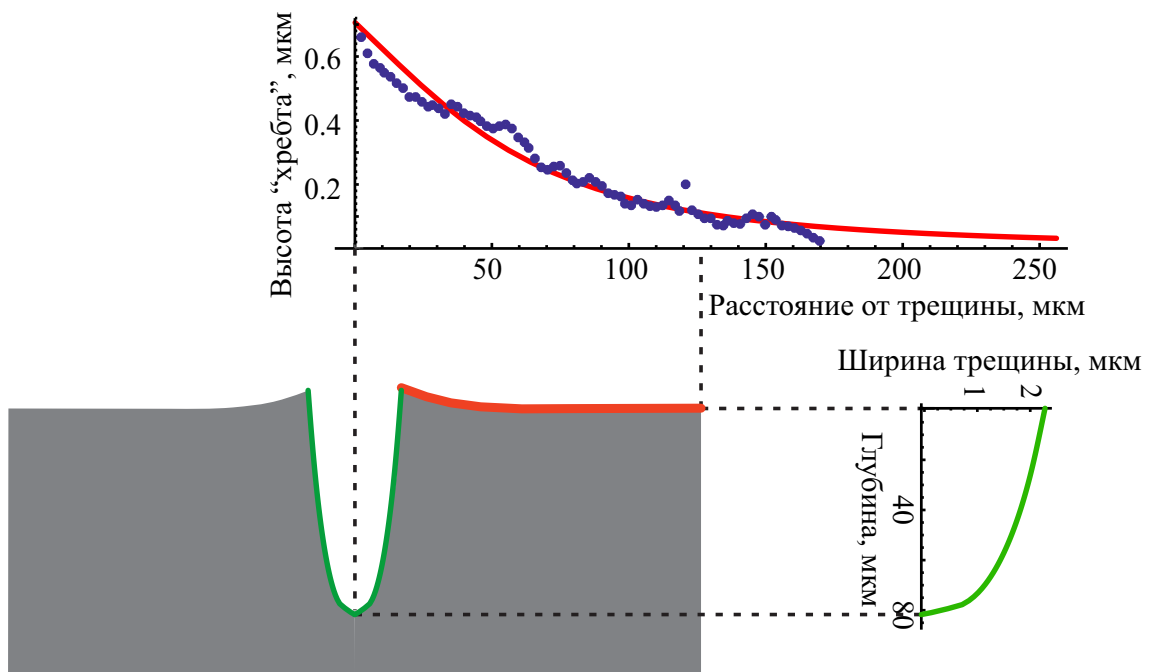


Рис. 35: Рассчитанная зависимость ширины трещины от расстояния до поверхности и высоты "хребта" от расстояния до трещины. Синие точки – экспериментальные данные с профилограммы (рисунок 33).

получены в предположении, что перпендикулярная трещина доходит до глубины, на которой остаточные напряжения равны пределу прочности, и при параметре нагрева $40 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$. Последняя величина параметра нагрева согласуется с тем, что форма “хребта” измерялась на расстоянии 3–4 мм от центра облучавшейся области. Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных требует уточнения, что кроме использованных для расчёта параметров материала есть только два свободных параметра: глубина перпендикулярной поверхности трещины и величина импульсной тепловой нагрузки. Обе эти величины достаточно точно определимы.

4.2.3 Соотношение ширины трещины и высоты подъёма поверхности у трещины

В общем случае оказывается, что процедура вычисления деформации многостадийна и довольно сложна. Однако можно найти некоторые общие закономерности, выражающиеся простыми формулами. Смещения по y и z выражаются формулами вида 4.3. При $y = 0$ и $z = 0$ функции K и K_2 выносятся из-под интеграла в выражениях (4.3) и (4.21). Соответственно, при нахождении отношения смещений по y и z интегралы сокращаются и остается константа. Из этого отношения можно найти отношение ширины трещины и высоты “хребта”. Оно находится аналитически и равно π . По профилограмме (рисунок 33) и снимкам SEM (рисунок 34) получено, что высота “хребтов” около 0.7 мкм, а ширина трещин около 2 мкм. Эти измеренные величины хорошо согласуются с теоретически предсказанным значением их отношения. Заметим, что это отношение остается постоянным для любой перпендикулярной трещины.

Заметим, что при выводе данного выражения (как и во всей гла-

ве) предполагается, что все пластические деформации происходили только до образования трещины. Поэтому отношение ширины трещины к высоте “хребта” может отличаться от π при многократном облучении. О причинах применимости такого приближения мы подробнее поговорим в следующие разделе. Однако, более существенная причина изменения отношения ширины трещины к высоте “хребта” заключается в образовании параллельных поверхности трещин. После этого отслоившийся слой должен значительно легче отгибаться, что приведёт к существенному росту высоты “хребтов”.

Расчет деформации в рассмотренной задаче показывает, что есть два характерных масштаба (рисунок 35). Один – ширина трещины и высота “хребта” порядка единиц микрон, второй – глубина трещины и ширина хребта порядка сотни микрон. Ширина трещины и высота “хребта” при отсутствии параллельных трещин, действительно, линейно связаны и относятся друг к другу как π . Это свойство можно использовать для неразрушающей диагностики появления параллельных поверхности трещин. При их появлении высота “хребта” будет расти значительно быстрее, чем ширина трещины. Кроме того, сам факт появления “хребта” можно использовать для диагностики появления перпендикулярных трещин. На этом основана диагностика по лазерному рассеянию на поверхности в работе [56]. Дело в том, что появление “хребта” заметить легче, чем появление трещины, так как его ширина много больше ширины трещины. Ширина “хребта” одного порядка с глубиной трещины, так как именно глубина перпендикулярной трещины определяет, в области какого характерного размера вокруг нее снимаются остаточные напряжения и, соответственно, деформируется материал.

4.2.4 Задержка образования трещины

На установке ВЕТА (Beam of Electrons for materials Test Applications) в ИЯФ СО РАН поднятие уровня поверхности использовали для создания диагностики, измеряющей момент образования перпендикулярных поверхности трещин [56]. Идея заключается в том, что при образовании трещин рядом с ними быстро возникают “хребты”. Таким образом, возникновение трещин должно сопровождаться резким ростом шероховатости облученной поверхности.

Установка ВЕТА в ИЯФ СО РАН была разработана для проведения *in situ* измерений во время импульсной тепловой нагрузки на материалы. Такая нагрузка в ней производится при помощи источника пучка электронов, а для измерений используются различные оптические диагностики. Диагностика, основанная на рассеянии лазерного излучения на облучаемой электронным пучком поверхности, позволяет измерять сигнал, связанный с шероховатостью поверхности. Схема диагностики представлена на рисунке 36. Зеркальное отражение лучей от поверхности поглощается, а рассеянное собирается в световод и далее направляется в фотодиод. Появление шероховатости на поверхности приводит к увеличению сигнала из-за роста интенсивности диффузного рассеяния.

Результат измерения рассеянного лазерного излучения представлен на рисунке 37. Во время импульсного нагрева шероховатость увеличивается, а на стадии охлаждения уменьшается. Это связано не с образованием трещин (на стадии нагрева трещины на облучаемой поверхности в принципе не могут образоваться, так как в это время есть только сжимающие механические напряжения вдоль поверхности), а с неоднородной по поверхности пластической деформацией. Измерение различной деформации в зёрнах ма-

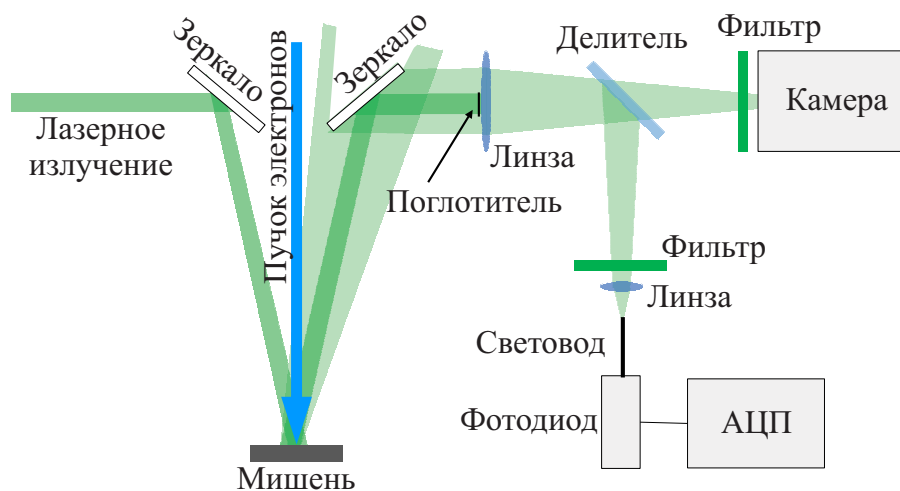


Рис. 36: Схема *in situ* диагностики на основе рассеяния лазерного излучения на поверхности.

териала с различной кристаллической ориентацией при импульсной тепловой нагрузке продемонстрировано в работе [161]. Дальнейшее уменьшение шероховатости связано с остыванием поверхностного слоя после окончания нагрева. Возникновение обратных механических напряжений приводит к обратной пластической деформации. При этом легче поддаются пластической деформации те же места, что легче деформировались при нагреве. Поэтому там, где образовались самые большие выступы, они и уменьшаются сильнее, чем в остальных местах. В результате шероховатость на стадии остывания уменьшается.

Образование трещин по резкому росту шероховатости наблюдалось с неожиданно большой задержкой после импульсного нагрева. На рисунке 37 эта задержка составила около 0.4 с при следующих параметрах облучения: гауссовский профиль облучения с шириной на полувысоте 17 мм и максимальным фактором нагрева $30 \text{ МДж/м}^2 \cdot \text{с}^{1/2}$, длительность облучения 250 мкс. Таким образом, длительность задержки до образования трещин бо-

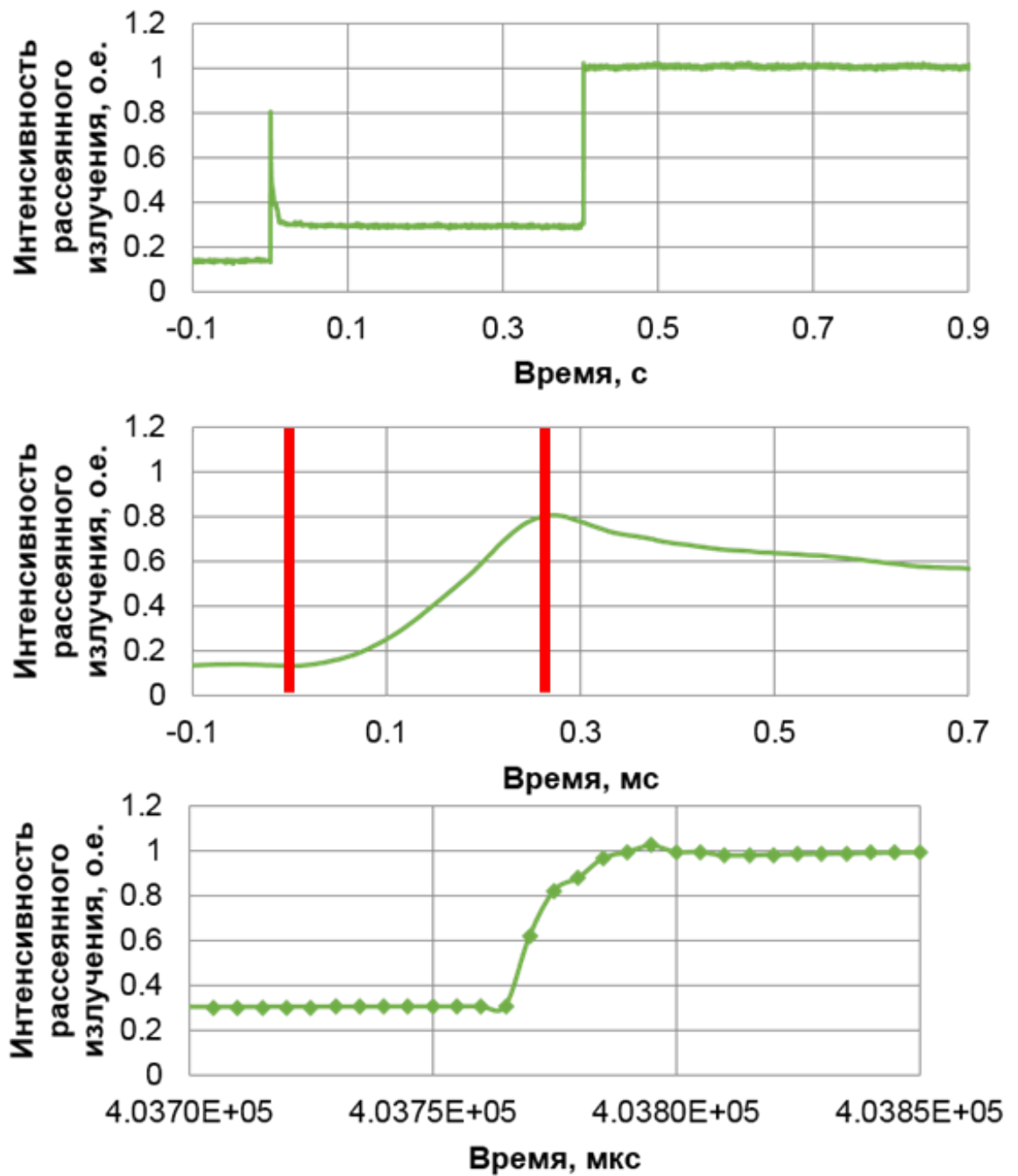


Рис. 37: Зависимость от времени интенсивности лазерного излучения, рассеянного на поверхности вольфрамового образца. Материал облучался электронным пучком с 0 мкс до 250 мкс. Второе резкое изменение сигнала произошло в момент времени приблизительно 0.4 с, и оно соответствует образованию трещин на облучённой поверхности.

лее чем на 3 порядка превышает время импульсного нагрева. При этом к моменту образования трещин образец успел прогреться на всю толщину и температура материала опустилась ниже 50°C . О возвращении температуры к низкой величине, близкой к комнатной температуре, косвенно свидетельствует и стабилизация шероховатости за менее чем 0.1 с после импульсного нагрева. В любом случае, измеренная задержка образования трещин после окончания нагрева минимум на 2 порядка больше, чем время, за которое вольфрам после нагрева возвращается в хрупкое состояние.

Уже после проведения эксперимента, результаты которого представлены на рисунке 37, повторные эксперименты продемонстрировали большой разброс величины задержки образования трещин после нагрева. Максимальные измеренные задержки составляли более 10 минут, а минимальные – порядка длительности облучения электронным пучком. Такой большой разброс, видимо, говорит о статистическом характере механизма, приводящего к различной задержке образования трещин. На данный момент не предложено количественного описания такого механизма.

Отметим, что быстрый рост шероховатости в эксперименте длится около 10 мкс. Эта величина по порядку совпадает с временем распространения звука по облучаемой области: $9 \text{ мм} / 5173 \text{ м/с} \approx 1.7 \text{ мкс}$. Это свидетельствует о том, что образование сети трещин начинается с одного места и быстро распространяется по поверхности. Известно, что трещины легче образуются при наличии затравочной трещины [153]. Место образования первой трещины становится затравкой для быстрого растрескивания всей облученной области. При такой интерпретации отсутствует противоречие быстрого образования трещин по всей поверхности с различной интенсивностью облучения и большим разбросом длительности задержки между нагревом и образованием трещин.

Наличие обнаруженной задержки означает, что после импульсной тепловой нагрузки до образования трещин деформация и механические напряжения успевают достичь равновесного состояния. Именно поэтому для расчёта деформации и напряжений вокруг трещины можно использовать распределение по глубине механических напряжений, полученных с помощью одномерного расчёта, по крайней мере после последней импульсной тепловой нагрузки, приведшей к образованию трещины.

Основные результаты этого раздела:

- Рядом с перпендикулярными поверхности трещинами, появившимися после импульсной тепловой нагрузки, появляются области поднятия уровня поверхности материала. Появление таких “хребтов” использовалось для реализации оптической *in situ* диагностики, позволяющей определять момент появления перпендикулярных поверхности трещин.
- Расчёт деформаций в области рядом с перпендикулярной поверхности трещиной показал, что при отсутствии параллельных поверхности трещин отношение ширины трещины к высоте “хребта” рядом с ней равно π . Уменьшение этого отношения может использоваться для диагностики появления параллельных трещин.

Глава 5. Измерение динамики и остаточных значений деформации и механических напряжений в материале при импульсной тепловой нагрузке

При экспериментальном исследовании механического разрушения материалов вообще и образования трещин в частности одной из основных проблем является сложность определения того, насколько воздействие в эксперименте было близко к порогу разрушения. Эта проблема проявляется и при превышении порога, и при его недостижении. Например, при отсутствии трещин в результате облучения по внешнему виду поверхности невозможно установить, на сколько нужно увеличить интенсивность импульсной тепловой нагрузки для преодоления порога образования трещин. Аналогично, при наличии трещин на поверхности после импульсного нагрева определение того, на сколько был превышен порог образования трещин, по внешнему виду поверхности является нетривиальной задачей. Частично решить указанную проблему помогает измерение параметров других явлений, происходящих при импульсной тепловой нагрузке, например, измерение модификации поверхности. Однако многообразие модификаций поверхности, особенно при сопутствующей плазменной нагрузке, ставит под сомнение возможность использования такого подхода.

В предыдущих главах было показано, что основной причиной образования трещин на поверхности после импульсной тепловой нагрузки является растягивающее вдоль поверхности механическое напряжение, которое появляется в результате упругих и пластических деформаций. Именно величина остаточных механических напряжений является критерием того, произой-

дёт ли образование трещин. Поэтому для изучения образования трещин при импульсной тепловой нагрузке разумно измерять остаточные напряжения и деформации, а для исследования механизмов образования этих напряжений требуется измерение динамики напряжений и деформаций во время импульсного нагрева и во время остывания. В данной главе описываются результаты использования диагностик на основе рассеяния синхротронного излучения (СИ) для измерения остаточных напряжений и разработки методики измерения динамики распределения деформаций в материале с временным разрешением во время импульсной тепловой нагрузки.

Представленные результаты опубликованы в статьях [59–63].

5.1 Измерение остаточных деформаций и напряжений

Основной задачей измерения остаточных механических напряжений в вольфрамовых образцах, подвергавшихся импульсной тепловой нагрузке, было изучение структуры напряжений для разработки методики измерения динамики деформаций и напряжений при импульсом нагреве и во время остывания. Кроме того, изучалась анизотропия напряжений при наличии выделенного направления (направление прокатки), вдоль которого образование трещин происходит легче. Именно поэтому для экспериментов не подходил классический способ измерения механических напряжений по изменению угла рассеяния дифракционного максимума при различных ориентациях образца относительно исходного пучка рентгеновского излучения [162]. Для измерения анизотропии требовался способ, для использования которого не требовалось предположение о равенстве напряжений во всех направлениях вдоль поверхности. Для измерения остаточных напряжений использовался образец, облучённый на установке ГОЛ-3.

5.1.1 Облучение материала

Облучение образцов вольфрама проводилось в выходном узле установки ГОЛ-3 [163]. Плазма в основном соленоиде нагревалась электронным пучком, создаваемым ускорителем У-2 (~ 1 МВ, ~ 10 мкс). В выходном узле плазменный поток расширяется и состоит из дейтериевой плазмы температурой ~ 1 кэВ с временем облучения около 1 мс и потока электронов с широким спектром [103, 164, 165] и временем облучения ~ 10 мкс. Схема эксперимента показана в [103, 165, 166], пример расчетного энерговыделения в мишени от данного плазменного потока представлен на рисунке 1 в [167]. Плотность потока энергии на мишени измерялась различными методами [168, 169] и составила в данной серии экспериментов 0.6 МДж/м². Данный режим облучения был выбран из-за того, что он близок к порогу трещинообразования. Соответственно ожидаются значительные остаточные механические напряжения, сравнимые с пределом прочности вольфрама. После облучения модификация поверхности вольфрама изучалась с помощью сканирующего электронного микроскопа. Плотность потока энергии в плазменном потоке была недостаточна для плавления поверхности [103, 165, 170], в основном произошло увеличение шероховатости поверхности.

5.1.2 Станция рентгеновской дифрактометрии

В качестве источника СИ в данной работе использовался трехполюсный вигглер с полем 2 Тл на накопителе электронов ВЭПП-3 в Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения. Энергия электронов в накопителе 2.0 ГэВ, средний ток 100 мА. Измерение дифракции СИ проводилось на станции “Аномальное рассеяние” [171]. Можно отметить следующие ключевые для дальнейшего изложения особенности станции:

- для монохроматизации первичного “белого” пучка СИ используется совершенный плоский кристалл Si,
- во время измерений производится мониторинг интенсивности входного монохроматического пучка,
- рабочий диапазон энергий СИ на станции 5 – 20 кэВ,
- дифрактометр, установленный на станции, создан на базе двух прецизионных гониометров, обеспечивающих независимое движение образца и детектора с минимальным шагом по углу 0.001° ,
- между образцом и детектором установлен плоский совершенный кристалл Ge(111), выполняющий функцию анализатора.

5.1.3 Методика измерения остаточной деформации

Измерение остаточной деформации основано на измерении межплоскостного расстояния в различных направлениях. Межплоскостное расстояние измеряется по зависимости угла рассеяния от ориентации материала относительно падающего СИ [172].

Угол рассеяния определяется условием Вульфа-Брэгга [173]:

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (5.1)$$

где n – порядок дифракции, λ – длина волны СИ, d – межплоскостное расстояние, θ – половина угла рассеяния. Выразим, как меняется угол рассеяния при упругой деформации:

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{2} \frac{1}{d_0 + \delta d}, \quad (5.2)$$

где d_0 – межплоскостное расстояние до деформации и δd – изменение межплоскостного расстояния. Заметим, что далее речь идет только об упругой части деформации, так как пластическая деформация не меняет межплоскостное расстояние. В формулы (5.1) и (5.2) входит расстояние между плоскостями, ориентированными так, что их нормаль направлена вдоль вектора $\vec{k} - \vec{k}'$ (рисунок 38). Изменение расстояния между плоскостями с единичной нормалью n_i в деформированном теле с точностью до первого порядка по деформации определяется следующим образом [149]:

$$\delta d = d_0 \varepsilon_{ij} n_i n_j, \quad (5.3)$$

где ε_{ij} – тензор деформации. При этом изменение направления нормали к плоскостям в первом порядке малости по деформации можно не учитывать. Согласно рисунку 38, угол между этой нормалью n_i и плоскостью поверхности образца α выражается через угол падения СИ на образец ψ и угол рассеяния θ :

$$\alpha = \frac{\pi}{2} + \psi - \theta. \quad (5.4)$$

Кроме того, в образце, в котором измерялось напряжение, имеется выделен-

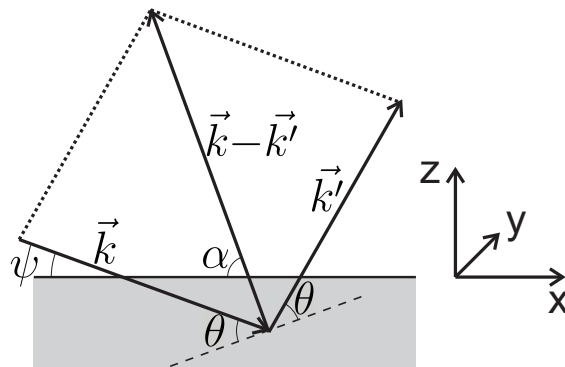


Рис. 38: Схема дифракции в плоскости рассеяния. \vec{k} и \vec{k}' – волновые вектора падающего и рассеянного СИ, штриховая линия – кристаллическая плоскость, на которой происходит отражение.

ные направления в плоскости поверхности – направления прокатки и шлифования. Поэтому измерения рассеяния проводились при различных положениях вращения падающего СИ вокруг оси z . Угол вращения вокруг этой оси обозначим ϕ . Компоненты нормали к кристаллической плоскости, от которой происходит отражение, выражаются следующим образом:

$$n_x = \cos \alpha \cos \phi = \sin(\psi - \theta) \cos \phi, \quad (5.5)$$

$$n_y = \cos \alpha \sin \phi = \sin(\psi - \theta) \sin \phi, \quad (5.6)$$

$$n_z = \sin \alpha = \cos(\psi - \theta). \quad (5.7)$$

Подставляя формулы (5.3), (5.5), (5.6) и (5.7) в (5.2), получаем зависимость угла рассеяния от направления падения СИ:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sin \theta} = \frac{2d_0}{n\lambda} & (1 - \varepsilon_{xx} \sin^2(\psi - \theta) \cos^2 \phi - \varepsilon_{yy} \sin^2(\psi - \theta) \sin^2 \phi - \varepsilon_{zz} \cos^2(\psi - \theta) - \\ & - 2\varepsilon_{xy} \sin^2(\psi - \theta) \cos \phi \sin \phi - 2\varepsilon_{xz} \sin(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \cos \phi - \\ & - 2\varepsilon_{yz} \sin(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \sin \phi). \quad (5.8) \end{aligned}$$

Получить значения тензора деформации образца можно, измерив угол рассеяния при различных направлениях падения СИ на образец и подбирая значения компонент тензора деформации и коэффициента $2d_0/n\lambda$ так, чтобы формула (5.8) описывала экспериментальные результаты. Однако при этом возникает неоднозначность такой процедуры, так как изменение невозмущенного межплоскостного расстояния может быть компенсировано всесторонним растяжением. Однако такое всестороннее растяжение противоречит механическому равновесию. Поэтому мы воспользуемся законом Гука для устранения неоднозначности. Из-за бессиловых граничных условий на поверхности образца $\sigma_{zz} = 0$ [149]. Так как предполагается измерять деформацию вблизи поверхности, то σ_{zz} не успевает вырасти до значительной

величины. Кроме того, при однородном облучении материала σ_{zz} остаётся малым на любой глубине под поверхностью [51]. Из отсутствия нормального к поверхности напряжения следует связь компонент тензора деформации, устраняющая неоднозначность:

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{\sigma}{1 - \sigma} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}), \quad (5.9)$$

где σ – коэффициент Пуассона. Такой подход позволяет устранить проблемы, связанные с тем, что для материала, подвергнутого симуляции импульсной тепловой нагрузки и сопутствующих воздействий, неизвестно точное состояние материала и, соответственно, невозмущенное межплоскостное расстояние.

5.1.4 Результаты измерений

Угол отражения СИ от облученного вольфрама измерялся при дифракции первого порядка на кристаллических плоскостях (211) и (321) с энергией СИ 8.048 кэВ. Для этих условий углы рассеяния 2θ примерно равны 73° и 131° [174]. Для каждого положения образца относительно падающего СИ, задаваемого углами ψ и ϕ , измерялась интенсивность рассеянного излучения при значениях 2θ угла рассеяния $\pm 1^\circ$ с шагом 0.01° . Угол рассеяния 2θ определялся по результату аппроксимации результата суммой Гауссовского и Лоренцевского профилей (пример на рисунке 39). На рисунке 40 изображены графики полученных экспериментальных данных и их аппроксимация по формуле (5.8). При нахождении параметров аппроксимации в формуле (5.9) использовано значение коэффициента Пуассона вольфрама 0.28 [176]. Угол ϕ выбран так, что СИ падает на образец вдоль направления прокатки и шлифования при $\phi = 0^\circ$. Используя закон Гука, из полученных при подборе аппроксимации компонент тензора деформации можно получить значения

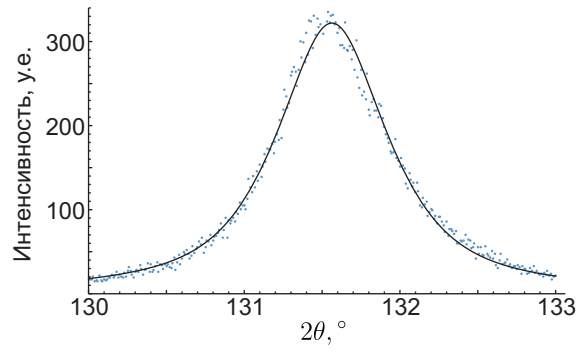


Рис. 39: Интенсивность рассеянного СИ в зависимости от угла рассеяния при $\psi = 65^\circ$, $\phi = 90^\circ$.

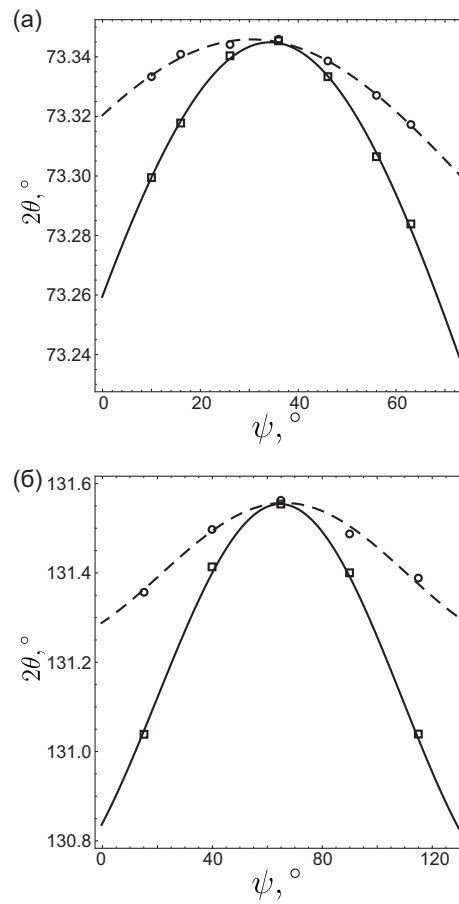


Рис. 40: Зависимости угла рассеяния СИ 2θ от угла наклона образца ψ и их аппроксимация. (а) – дифракция на плоскости (211), (б) – (321). Квадраты и сплошная линия – $\phi = 0^\circ$, круги и штриховая линия – $\phi = 90^\circ$.

компонент тензора напряжений [149]:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1 + \sigma} \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\sigma}{1 - 2\sigma} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right), \quad (5.10)$$

где E – модуль Юнга. При дальнейших расчетах использовалось значение модуля Юнга вольфрама 410 ГПа [176]. Из формулы (5.8) видно, что для определения компонент тензоров u_{xy} и σ_{xy} требуются измерения угла рассеяния при значении ϕ , отличном от 0° и 90° . Такие измерения не проводились, так как из симметрии задачи предполагалось, что u_{xy} и σ_{xy} малы.

Значения компонент тензора деформации и напряжений были независимо получены по измерениям дифракции на плоскостях (211) и (321). Подобранные при аппроксимации компоненты тензора деформации и вычисленные компоненты тензора напряжений приведены в таблице 2. Разница между значениями, определёнными по дифракции на различных плоскостях, не превосходит 10% от максимальных компонент соответствующего тензора.

Результаты измерений в соответствии с теоретическими предсказаниями [51] показали, что недиагональные компоненты тензора напряжений в вольфраме после импульсной тепловой нагрузки малы по сравнению с диагональными. Однако механические напряжения вдоль направления шлифования и прокатки x оказались почти в 3 раза выше, чем в перпендикулярном. Наибольшее растягивающее напряжение оказалось близко к пределу прочности вольфрама [176], что соответствует тому, что материал облучался в режиме, близком к образованию трещин.

Причиной значительной разницы механических напряжений вдоль направления прокатки и шлифования и перпендикулярном направлении может быть анизотропная шероховатость поверхности или анизотропия механических свойств. Глубина проникновения СИ с энергией 8.048кэВ в воль-

Таблица 2: Компоненты тензоров деформации и напряжений.

Кристаллическая плоскость	(211)	(321)
u_{xx}	0.00222	0.00244
u_{yy}	0.0002	0.00022
u_{zz}	-0.00094	-0.00104
u_{xz}	0.00013	0.00005
u_{yz}	0.00013	-0.00002
σ_{xx} , МПа	1010	1115
σ_{yy} , МПа	364	403
σ_{xz} , МПа	42	15
σ_{yz} , МПа	40	5

фрам 3 мкм. На поверхности образца сканирующим электронным микроскопом была обнаружена шероховатость в виде царапин вдоль направления шлифования. Высота поверхностного рельефа оказалась сопоставима с глубиной проникновения СИ в материал. Такой рельеф может приводить к тому, что материал имеет возможность расширяться в направлении поперек трещин, уменьшая тем самым напряжения в этом направлении. Для определения анизотропии механических свойств использовавшегося вольфрама будут проведены механические испытания.

В этом разделе получены следующие основные результаты:

В результате измерения зависимости угла рассеяния дифракционного пика в зависимости от положения образца относительно падающего СИ измерено остаточное механическое напряжение в вольфраме после симуляции

импульсной тепловой нагрузки в термоядерном реакторе на установке ГОЛ-3. Используемая методика позволяет измерять механические деформации и напряжения без знания невозмущенного межплоскостного расстояния, что важно в случаях, когда точное состояние материала не известно. Измерения проводились на образце, облученном при мощности потока плазмы, близкой к порогу трещинообразования. Измеренные напряжения растяжения оказались близки к пределу прочности вдоль направления прокатки и шлифования и примерно в три раза ниже в перпендикулярном направлении, что может быть связано с неровностью поверхности после шлифования. Измеренные недиагональные компоненты тензора напряжений малы по сравнению с диагональными.

5.2 Измерение динамики деформаций в монокристалле

Используемая в предыдущем разделе методика измерения остаточных механических напряжений имеет существенное ограничение по необходимому для одного измерения напряжения времени. На современных дифрактометрах для измерения формы и определения угла рассеяния дифракционного пика требуется не менее минуты. При этом для измерения одного значения механического напряжения обычно требуется измерение угла рассеяния дифракционного пика по крайней мере в нескольких положениях образца. Поэтому такой метод не подходит для измерения динамики деформаций и напряжений во время импульсных событий. Исследуемое с помощью такой методики явление должно иметь характерное время изменения параметров не менее нескольких минут. Так, например, можно измерять релаксацию напряжений в материале при медленном нагреве или удержании

высокой температуры по возвращению угла рассеяния дифракционного максимума к величине угла рассеяния на материале без остаточных напряжений. Тестовые эксперименты на медных образцах, облучённых на установке ВЕТА в ИЯФ СО РАН, проводились на станции рассеяния синхротронного излучения “дифракционное кино” в бункере СИ ВЭПП-3. Однако, на данный момент не было получено интерпретируемых результатов.

Для исследования механизмов формирования механических напряжений в материале при импульсном нагреве, ожидаемом в термоядерном реакторе, требуется диагностика, позволяющая измерять деформации и напряжения с временным разрешением на уровне 10 мкс. Кроме того, важной особенностью необходимой диагностики является возможность измерять распределение деформаций по глубине, так как происходящие деформации и появляющиеся механические напряжения локализованы в тонком приповерхностном слое. Предыдущие главы о теоретическом исследовании деформаций и напряжений показывали, что именно анализ распределений деформаций и напряжений по глубине позволяет понять происходящие процессы. Значит, новая диагностика тоже должна быть основана на использовании рассеяния синхротронного излучения, так как только с его помощью можно неразрушающим способом получить данные о свойствах вольфрама на расстоянии долей миллиметра от поверхности с нужным временным разрешением. Такая диагностика была разработана на основе рассеяния синхротронного излучения в монокристалле, и в следующем пункте обсуждается её проект.

5.2.1 Проект диагностики

Для улучшения временного разрешения новой диагностики по сравнению с описанной в предыдущей главе диагностики на основе порошковой дифрактометрии требуется использовать в качестве основы методы с более интенсивным детектируемым потоком фотонов. Наиболее подходящими кандидатами в порядке убывания интенсивности являются малоугловое рассеяние и монокристаллическая дифрактометрия. Малоугловое рассеяние обычно используется для получения данных о распределении по размерам частиц или неоднородностей [175]. Способа использовать его для измерения деформаций и механических напряжений придумать не удалось. Интенсивность дифракционных максимумов при монокристаллической дифракции значительно повышается по сравнению с порошковой дифракцией за счёт того, что рассеянные фотоны не распределяются по кольцу и условие Вульфа-Брэгга может быть выполнено во всём облучаемом объёме, а не только в удачно ориентированных кристаллитах [173]. Для описания положения дифракционных максимумов при монокристаллической дифракции используется то же условие Вульфа-Брэгга, что и для порошковой дифракции:

$$n\lambda = 2d \sin \theta. \quad (5.11)$$

Однако, при монокристаллической дифракции обычно используется полихроматическое синхротронное излучение (“белый пучок”), и положение дифракционных пиков определяется не набором имеющихся в материале кристаллических плоскостей с различными межплоскостными расстояниями, а ориентацией различных кристаллических плоскостей в монокристаллическом образце. При этом в дополнение к условию Вульфа-Брэгга (5.11) требуется использовать условие интерференции излучения, рассеянного на ячейках в самой кристаллической плоскости, а не только интерференцию рас-

сеяния от соседних кристаллических плоскостей между собой. Это условие выражается в том, что угол падения на кристаллическую плоскость должен быть равен углу отражения от неё. При этом энергия рассеиваемых в дифракционный пик фотонов определяется условием Вульфа-Брэгга (5.11), то есть при различном наклоне рассеивающей кристаллической плоскости относительно исходного пучка синхротронного излучения в дифракционный максимум, соответствующий этой кристаллической плоскости, будут рассеиваться фотоны с различной энергией. Условие равенства угла падения и угла отражения от кристаллической плоскости позволяет использовать монокристаллическую дифракцию для измерения деформаций. Вызванный деформацией поворот рассеивающей кристаллической плоскости приведёт к изменению угла рассеяния и, соответственно, положения дифракционного пика.

Из-за описанного закона отражения от кристаллической плоскости угол рассеяния дифракционного пика изменяется двукратно по сравнению с изменением угла поворота кристаллической плоскости. Рассчитаем изменение угла φ между плоскостью дифракции кристалла и облучаемой поверхностью в результате импульсной тепловой нагрузки (то есть при деформации, описываемой выражениями из главы 3 этой диссертации). При этом мы будем использовать приближение линейного теплового расширения. Пояснительная картинка геометрии деформации представлена на рисунке 41. Тангенс угла φ есть отношение катета, перпендикулярного поверхности, к катету параллельному поверхности. При известной деформации, удельное удлинение первого катета описывается величиной ε_{zz} , а длина последнего остается фиксированной. Итак, тангенс угла φ изменяется в соответствии со следующим

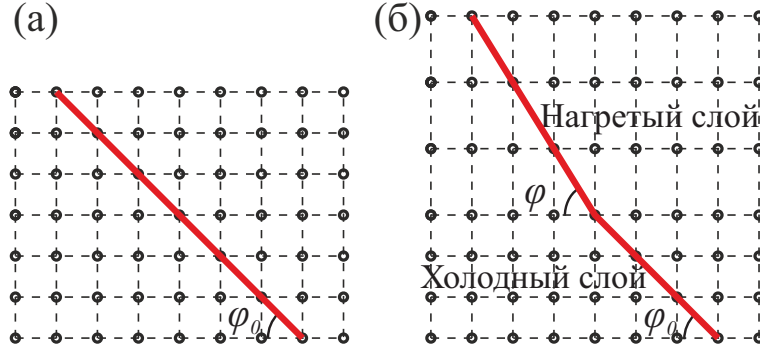


Рис. 41: Пояснительная картинка к геометрии поворота кристаллической плоскости при импульсной тепловой нагрузке. (а) образец до импульсной тепловой нагрузки; (б) образец с нагретой верхней половиной (нагрев со свободной поверхности сверху).

выражением:

$$\operatorname{tg}(\varphi) = (1 + \varepsilon_{zz})\operatorname{tg}(\varphi_0) = \left(1 + \frac{1 + \nu}{1 - \nu}\alpha(T - T_0)\right)\operatorname{tg}(\varphi_0), \quad (5.12)$$

где φ_0 – начальное значение φ до импульсного нагрева. Предполагая, что изменение φ мало, разложим $\operatorname{tg} \varphi$ в ряд до первого порядка:

$$\operatorname{tg}(\varphi_0) + \frac{1}{\cos^2(\varphi_0)}(\varphi - \varphi_0) = \left(1 + \frac{1 + \nu}{1 - \nu}\alpha(T - T_0)\right)\operatorname{tg}(\varphi_0). \quad (5.13)$$

Напомним, что α – коэффициент теплового расширения и ν – коэффициент Пуассона. Отбрасывая нулевой порядок, получаем выражение для изменения угла φ :

$$\varphi - \varphi_0 = \frac{1 + \nu}{2(1 - \nu)}\alpha(T - T_0)\sin(2\varphi_0). \quad (5.14)$$

Итого, получаем изменение угла рассеяния дифракционного пика 2θ :

$$\delta 2\theta = \frac{1 + \nu}{1 - \nu}\sin(2\varphi)\alpha(T - T_0). \quad (5.15)$$

Из выражения (5.15) следует, что максимальное изменение угла рассеяния при одинаковом нагреве будет при $\varphi = 45^\circ$. Заметим, что параллельные и перпендикулярные облучаемой поверхности кристаллические плоскости не

поворачиваются. Постоянство угла рассеяния дифракционного максимума на таких плоскостях при импульсной тепловой нагрузке может быть проверкой предполагаемой структуры деформации. Выражение (5.15) показывает, что изменение угла рассеяния, вызванное упругой деформацией, зависит линейно от локальной температуры. При импульсной тепловой нагрузке в материале образуется неоднородное распределение температуры, зависящее от расстояния до облучаемой поверхности. При неоднородном распределении температуры разные области образца рассеивают синхротронное излучение с различными углами рассеяния. Значит, по изменению формы дифракционного пика можно восстановить распределение деформаций в материале. Заметим, что метод расчета дифракции рентгеновских лучей, исходя из локальных свойств, приемлем только для существенно мозаичного кристалла (набор из слегка разориентированных кристаллитов) [177]. Этот метод предполагает кинетический подход к описанию дифракции (некогерентное наложение интенсивностей рассеяния). То есть для эксперимента нельзя использовать идеальные монокристаллы из-за того, что в нём характерная длина, на которой происходит дифракция, существенно сокращается из-за экстинкции. Итак, дифракция в деформированном монокристалле может быть представлена как отражение на изогнутой плоскости атомной решетки (рисунок 42). Заметим, что геометрия Лауэ выбрана для схемы дифракции из-за того, что при ней пучок исходного синхротронного излучения проходит через всю толщину прогретого слоя, и, следовательно, форма дифракционного пика несёт информацию о всём распределении деформации по глубине. С другой стороны, необходимость пропускать синхротронное излучение через вольфрамовый образец требует использовать образцы ограниченной толщины и жёсткое синхротронное излучение.

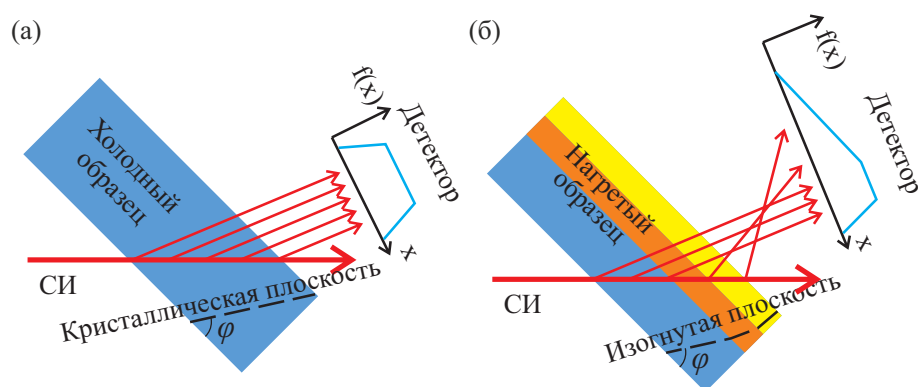


Рис. 42: Схематическое изображение дифракции в мозаичном монокристалле под воздействием импульсной тепловой нагрузки. (а) Дифракция до нагрева. (б) Дифракция во время импульсного нагрева.

5.2.2 Техническая реализация

Эксперименты по предложенной методике проводились на специально созданной станции рассеяния “Плазма” в бункере синхротронного излучения ВЭПП-4 (рисунки 43 и 44). Для импульсного нагрева использовался Nd:YAG генератор лазерного излучения в режиме свободной генерации и усилитель лазерного излучения. Длительность импульса лазера около 140 мкс, энергозапас импульса генератора излучения 0.5 Дж, энергозапас после трёх проходов через усилитель до 50 Дж. Многопиковый режим нагрева не меняет существенно результат измерений по сравнению с однородным по времени нагревом, поскольку разница в распределении температуры имеет место только в тонком поверхностном слое. Лазерное излучение доводится до образца с помощью системы диэлектрических зеркал и фокусируется в пятно диаметром 5 мм на поверхности образца. Коэффициент поглощения для излучения с длиной волны 1064 нм на поверхности вольфрама составляет около 0.4 [178]. Эти параметры нагрева позволяют оценить повышение температуры поверхности в 2000°C. Неоднородность выброса энергии лазера в ме-

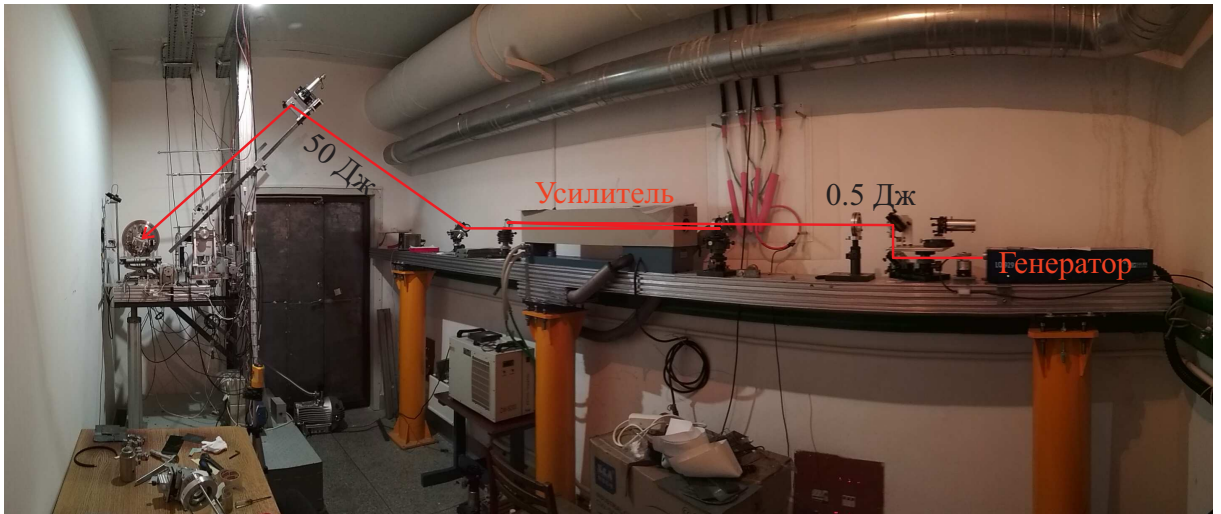


Рис. 43: Станция рассеяния синхротронного излучения “Плазма” в бункере синхротронного излучения ВЭПП-4. Отмечен оптический путь лазера, используемого для импульсной тепловой нагрузки.

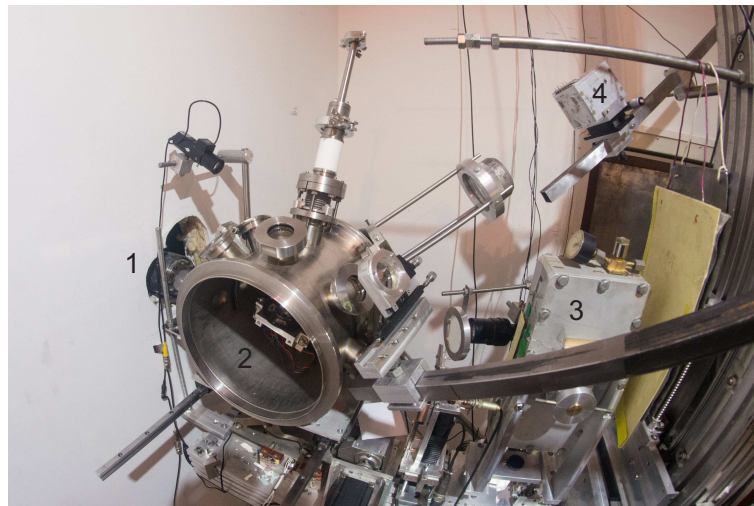


Рис. 44: Станция рассеяния синхротронного излучения “Плазма” в бункере синхротронного излучения ВЭПП-4. 1 – канал синхротронного излучения, 2 – вакуумная камера с держателем образца, 3 – детектор синхротронного излучения, 4 – пирометр.

сте нагрева может привести к значительной неточности оценки. Поэтому для контроля температуры поверхности во время импульсной тепловой нагрузки использовался пирометр на основе фотодиода IG26X1000S4i с чувствительной поверхностью площадью 1 мм на 1 мм. Для фокусировки теплового излучения с поверхности образца на фотодиоде использовалась симметричная оптическая схема с линзой с фокусным расстоянием 40 см. Следовательно, тепловое излучение на фотодиод собиралось с площади 1 мм × 1 мм. Во время экспериментов фотодиод закрывался германиевым фильтром для ликвидации влияния рассеянного лазерного излучения. С учётом пропускания германиевого фильтра и чувствительности детектора для пирометрии использовалась спектральная область вблизи длины волны 2 мкм. Кроме того, чтобы избежать изменения коэффициента серости поверхности из-за окисления, импульсная тепловая нагрузка производилась только внутри вакуумной камеры при вакууме с давлением ниже 10 Па. Для пропускания синхротронного излучения в вакуумной камере сделаны два бериллиевых порта. Для настройки положения образца имеется возможность убирать вакуумную камеру.

Согласно формуле (5.15) расчетное изменение угла рассеяния составляет около 1° . Такое значительное изменение угла рассеяния приведёт к относительному изменению энергии рассеиваемого излучения на величину порядка $\delta 2\theta/2\theta$. Это означает, что для того, чтобы дифракционный пик не исчезал при импульсной тепловой нагрузке, требуется использовать полихроматическое исходное синхротронное излучение. Поэтому для экспериментов применялось синхротронное излучение из вигглера на кольце ВЭПП-4. Спектр этого излучения представлен на рисунке 45.

Длительность нагрева определяет характерную дистанцию распростра-

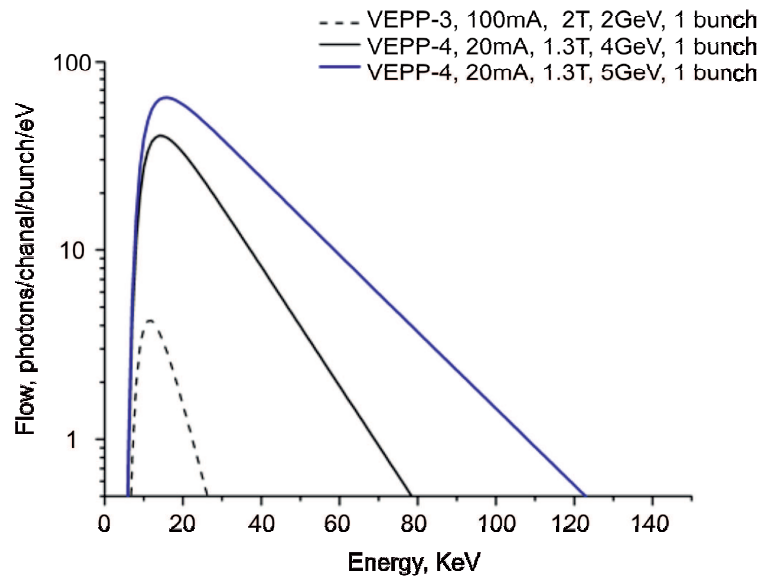


Рис. 45: Спектр синхротронного излучения из вигглера в бункере СИ ВЭПП-4.

нения температуры L :

$$L = \sqrt{\chi\tau}, \quad (5.16)$$

где χ – температуропроводность, τ – длительность нагрева. При длительности нагрева 140 мкс характерная дистанция распространения температуры около 200 мкм. Это означает, что толщина образца для воспроизведения реальной ситуации с толстым вольфрамовым покрытием диверторных пластин должна быть не менее 200 мкм, а лучше быть значительно больше. Для экспериментов требуется прохождение синхротронного излучения через такой образец. Поэтому в экспериментах была использована область энергий ниже К-края вольфрама (69.525 кэВ) для увеличения длины поглощения в материале (рисунок 46). Максимальная длина поглощения вблизи К-края вольфрама тоже около 200 мкм. Кроме оптимизации энергии синхротронного излучения по поглощению в материале для увеличения интенсивности детектируемого излучения нужно использовать дифракцию на кристаллической плоскости с минимальными индексами Миллера. Первый исчезаю-

щий по правилам отбора дифракционный пик в вольфраме как в материале с объёмноцентрированной кубической решёткой имеет индексы 110. На рисунке 46 представлена зависимость угла рассеяния дифракционного пика 2θ от энергии для нескольких первых неисчезающих по правилам отбора дифракционных пиков. В используемой области энергий угол рассеяния дифракционного пика 2θ менее 5° . То есть угол поворота образца относительно исходного пучка синхротронного излучения для максимизации изменения угла рассеяния близок к 45° . Схема эксперимента на основе физического проекта диагностики с импульсным нагревом с помощью лазерного излучения представлена на рисунке 47.

Для позиционирования и ориентирования образца относительно исходного пучка синхротронного излучения был сделан держатель образца с тремя поступательными и двумя вращательными степенями свободы (рисунок 48). Поступательные степени свободы позволяют выбирать место на образце, на котором происходит рассеяние, а вращательные степени свободы позволяют вывести дифракционный максимум в вертикальную плоскость и изменить угол падения на рассеивающую кристаллическую плоскость. Кроме того, держатель спроектирован для свободного прохождения исходного пучка и рассеянного синхротронного излучения. Образец в держателе фиксируется по периметру для устранения возможности изгиба образца.

Для измерения динамики формы дифракционного пика использовался одномерный детектор [63]. Расстояние от образца до детектора было около 300 мм. Детектор записывал 100 кадров по 512 каналов. Ширина каждого канала составляла 100 мкм. Детектор может работать с временным разрешением, определяемым частотой следования сгустков синхротронного излучения (~ 625 нс). На практике требующаяся длительность кадра значительно больше. Поэтому детектор работал в режиме интегрирования сигнала от

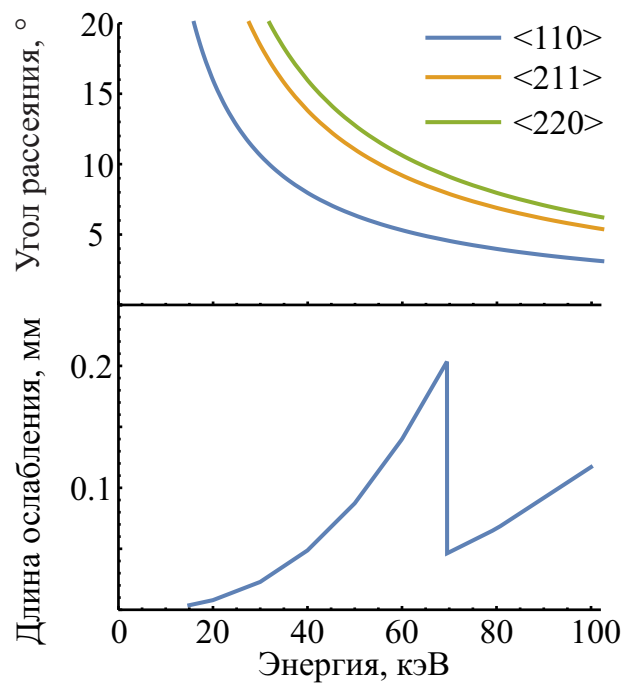


Рис. 46: Зависимость угла рассеяния дифракционного пика и длины поглощения в вольфреме от энергии синхротронного излучения.

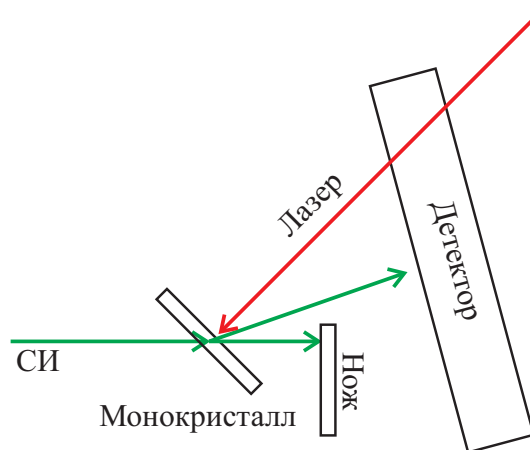


Рис. 47: Схема эксперимента.

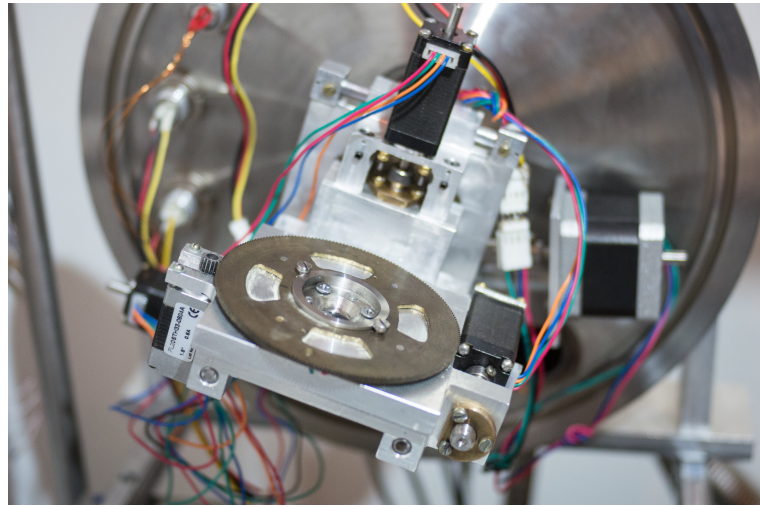


Рис. 48: Держатель образца.

нескольких сгустков, и временное разрешение определялось интенсивностью детектируемого излучения.

Образцы для экспериментов сначала отрезались от монокристаллического вольфрамового прута, а затем проводилась их электрополировка в растворе NaOH для удаления повреждённого поверхностного слоя.

5.2.3 Экспериментальное доказательство поворота кристаллической плоскости

Задачей первых экспериментов было подтверждение наличия предсказанного эффекта поворота кристаллической плоскости во время импульсной тепловой нагрузки. Эти эксперименты по измерению динамики дифракции во время импульсной тепловой нагрузки проводились ещё до запуска усилителя лазерного излучения, создания вакуумной системы, появления возможности зажимать образец в держателе по периметру для предотвращения изгиба и начала применения электрополировки для снятия повреждённого слоя. Поэтому для получения значительного изменения локальной темпе-

ратуры и согласно выражению (5.15) угла рассеяния лазерное излучение было сфокусировано в пятно диаметром 1 мм. Пучок синхротронного излучения обрезался щелью и коллиматором до сечения 2 мм × 2 мм. Рассеяние проводилось на монокристаллическом вольфраме с ориентацией поверхности (111) и толщиной 250 мкм. Ориентация образца относительно исходного пучка синхротронного излучения производилась по изображению на люминофорном экране. Расположение кристаллических осей и плоскостей определялось с помощью нахождения дифракционных пиков из зоны оси (111). На рисунке 49 представлена фотография рефлексов этой зоны. Процедура ориентации образца заключалась в выводе рефлекса от нужной плоскости (110) в вертикальную плоскость и подстройка угла падения исходного пучка синхротронного излучения на кристаллическую плоскость (110). На рисунке 50 представлен результат такой процедуры. Для того, чтобы убедиться, что выведенный рефлекс – действительно результат отражения от плоскости (110), проверялось, что при уменьшении угла рассеяния около значения $2\theta \approx 4.5^\circ$ происходит резкое изменение интенсивности дифракционного максимума, соответствующее превышению энергией рассеиваемого в дифракционный максимум излучения К-края поглощения вольфрама. После этого вместо люминофорного экрана ставился детектор синхротронного излучения с вертикальным расположением щели. Затем производилась юстировка зеркал для того, чтобы пятно лазера на поверхности образца совпадало с местом попадания в образец пучка синхротронного излучения. В таком положении производилась запись дифрактограмм во время выстрела лазером. В результате каждого измерения получалось записать 30 кадров по 512 каналов.

Видимого изменения формы дифракционного пика не наблюдалось. Поэтому для анализа в дифракционный пик в каждом кадре вписывался

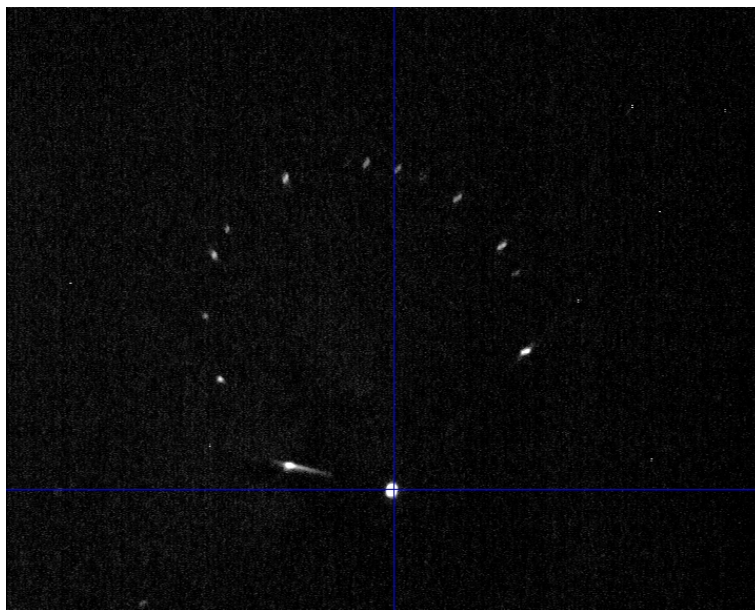


Рис. 49: Рефлексы на люминоформном экране. В синем перекрестье прямой пучок.

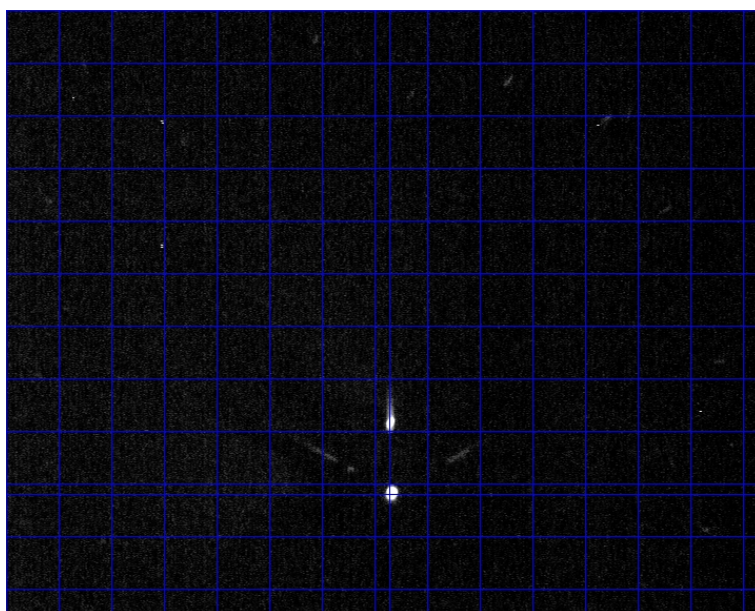


Рис. 50: Рефлексы на люминоформном экране. Над прямым пучком расположен рефлекс на плоскости (110).

гауссовский профиль (пример на рисунке 51). В дальнейшем анализировались параметры аппроксимирующей кривой: смещение центра, амплитуда, полуширина. Пример полученных зависимостей от времени представлен на рисунке 52. Существенное изменение во время импульсной тепловой нагрузки наблюдалось только у смещения центра дифракционного пика. Однако в соответствии с теоретическим предсказанием изменение угла рассеяния при нагреве может быть только положительным, а в эксперименте наблюдалось отрицательное смещение. Наблюдаемое смещение в сторону меньших углов рассеяния может быть объяснено тем, что локальный нагрев вызывает общий изгиб образца. Для проверки этого утверждения были проведены эксперименты, в которых место фокусировки лазерного излучения на образец и место прохождения синхротронного излучения через образец не совпадали. Дело в том, что предсказанный поворот кристаллических плоскостей без изгиба образца приводит к изменению угла рассеяния, зависящему только от локальной температуры. То есть, в новой постановке эксперимента эффекта, связанного с поворотом кристаллической плоскости быть не должно, а общий изгиб образца должен остаться. Фотография использовавшегося в этом эксперименте образца с отмеченными областями фокусировки лазерного излучения и места прохождения через образец синхротронного излучения представлена на рисунке 53. При выстрелах лазером в точки 2 и 3 смещения дифракционного пика зафиксировано не было. Результаты измерения смещения дифракционного пика при выстрелах лазером в точки 1 и 4 представлены на рисунке 54. Изменение угла рассеяния при совмещении области прохождения синхротронного излучения и области фокусировки лазерного излучения в этом эксперименте было положительным. Видимо, в этот раз удалось лучше совместить эти две области. При фокусировке лазерного излучения в точку 4 смещение было отрицательным, что, видимо, является

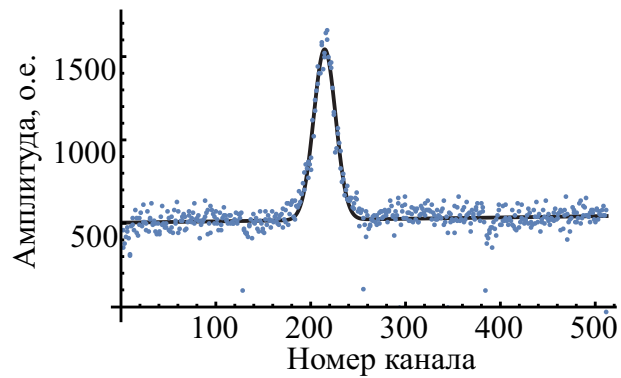


Рис. 51: Один из кадров измеренной динамики дифракционного пика 110 при импульсной тепловой нагрузке. Синие точки – экспериментальный результат, чёрная крива – аппроксимирующий гауссовский профиль.

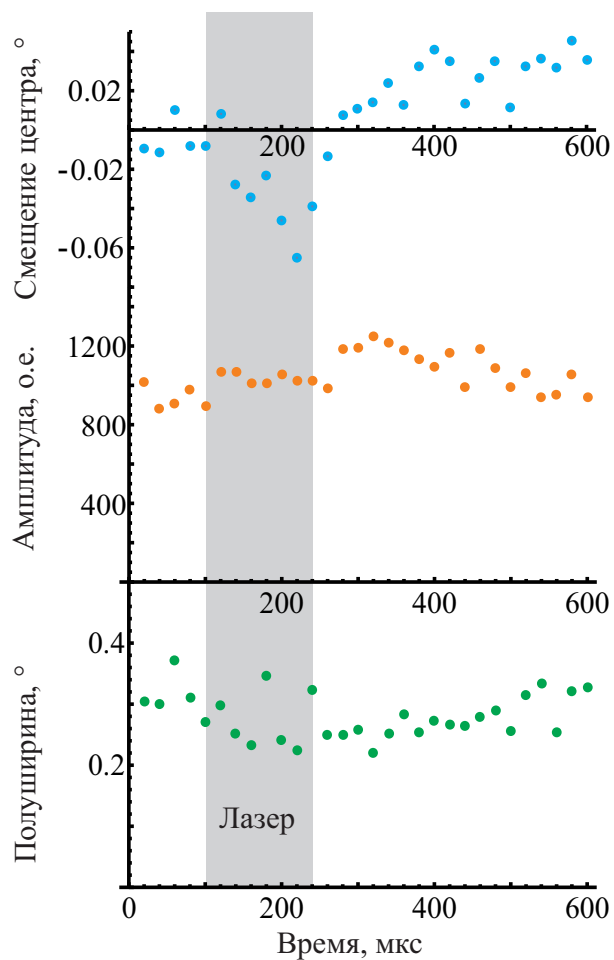


Рис. 52: Зависимость от времени параметров аппроксимирующего гауссовского профиля дифракционного пика 110 во время импульсной тепловой нагрузки.



Рис. 53: Вольфрамовый образец. Синхротронное излучение проходило через образец в точке 1. В точки 1, 2, 3 и 4 последовательно фокусировалось лазерное излучения при экспериментах по изучению роли изгиба образца. В точку 5 лазерное излучение фокусировалось в другой серии экспериментов.

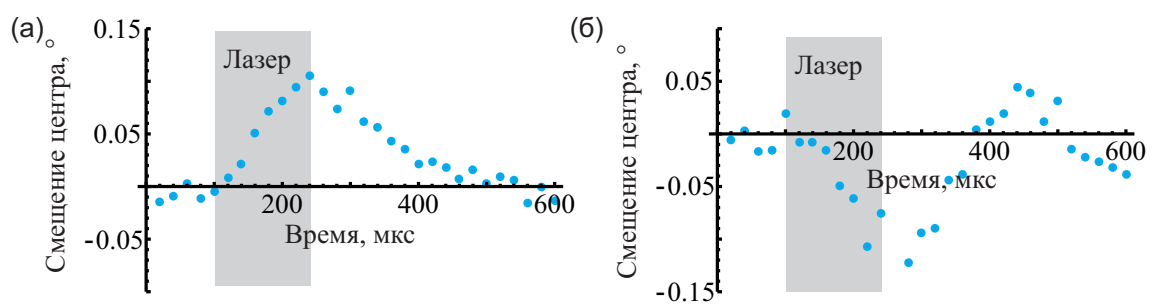


Рис. 54: Зависимость от времени смещения дифракционного пика 110 во время импульсной тепловой нагрузки. (а) - лазер фокусировался в точку 1, (б) – лазер фокусировался в точку 4.

результатом изгиба образца. Для проверки этого утверждения были проведены измерения динамики дифракции при фокусировке лазерного излучения в точки 2 и 3. Дело в том, что при локальном нагреве изгиб образца должен возникать в виде выпуклости в месте нагрева. То есть, если при попадании лазером в точку 4 образец изгибался так, что рассеивающая синхротронное излучение область образца изгибалась, уменьшая угол рассеяния, то при нагреве в точках 2 и 3 дифракционный максимум будет смещаться в горизонтальном направлении, и, соответственно, смещения вдоль щели однокоординатного детектора не должно наблюдаться.

Главным результатом описанной серии экспериментов являлось то, что эффекты, связанные с предсказанным поворотом кристаллической плоскости и изгибом образца, могут давать вклад сопоставимой величины. Поэтому следующими шагом стала попытка разделить влияние изгиба и поворота кристаллической плоскости. Сделать это можно по измерению динамики возвращения дифракционного пика к исходному углу рассеяния. Изменение угла рассеяния, вызванное поворотом кристаллической плоскости, пропорционально локальному изменению температуры (формула (5.15)), а изгиб пропорционален градиенту температуры поперёк поверхности. Уменьшение эффекта, связанного с поворотом кристаллической плоскости, происходит за счёт остывания рассеивающей синхротронное излучение области при распространении тепла вдоль поверхности. То есть длительность релаксации определяется временем распространением тепла по всему образцу. При остывании нагретой малой области на плоскости согласно решению уравнения теплопроводности уменьшение температуры происходит обратно пропорционально времени остывания. С другой стороны, изгиб пропорционален моменту сил, действующих на сечение. Поэтому он уменьшается вместе с градиентом температуры поперёк поверхности, который убывает экспоненциально.

Показатель экспоненты соответствует самой медленно убывающей гармонике, то есть характерному времени распространения тепла на толщину образца ($\sim 200\text{мкс}$). На рисунке 55 представлен результат измерения динамики смещения дифракционного пика 110 во время импульсной тепловой нагрузки и во время остывания. Меньшие требования к временному разрешению в этом эксперименте позволили уменьшить сечение пучка исходного синхротронного излучения для того, чтобы гарантировать, что рассеивающая область значительно нагревается сфокусированным лазерным излучением. На графике указаны погрешности определения среднего по нескольким измерениям. Экспериментальные данные однозначно лучше соответствуют тому, что эффект изменения угла рассеяния вызван поворотом кристаллической плоскости.

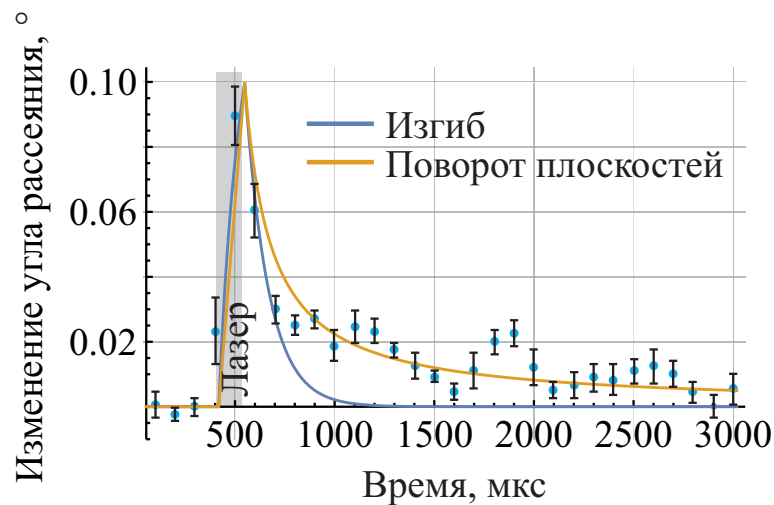


Рис. 55: Зависимость от времени смещения дифракционного пика 110 во время импульсной тепловой нагрузки и после неё на стадии остывания. Синие точки – экспериментальные данные (указаны статические погрешности определения среднего по нескольким измерениям), кривые – нормированные на максимум теоретические зависимости от времени в случае эффекта, вызванного изгибом и поворотом кристаллической плоскости.

Кроме того, отметим, что в эксперименте наблюдаются периодические по времени отклонения от теоретической кривой. Возможно, их причиной являются звуковые изгибные колебания образца после импульсной тепловой нагрузки. Минимальную частоту таких колебаний ω_{min} можно оценить по формуле:

$$\omega_{min} \approx \frac{3.52}{d^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho S}}, \quad (5.17)$$

где d – диаметр образца, E – модуль Юнга, I – главный момент тензора инерции, ρ – плотность, S – площадь сечения образца [149]. Для параметров использовавшегося образца $\omega_{min} \approx 8700 \text{ с}^{-1}$. При этом период колебания равен ~ 725 мкс, что согласуется с экспериментальными данными.

Главным результатом этого раздела является доказательство наличия предсказанного эффекта поворота кристаллической плоскости при импульсной тепловой нагрузке. Наличие этого эффекта является необходимым условием для применения предложенной методики измерения динамики распределения деформаций в монокристалле.

5.2.4 Результаты измерения динамики дифракции

В предыдущем разделе внимание было уделено только динамике нескольких усреднённых параметров дифракционного пика, хотя в изначальном обосновании методики измерения динамики распределения деформаций предполагалось измерение динамики формы дифракционного пика. Это было связано с тем, что энергозапас импульса лазерного излучения не позволял существенно нагреть область, достаточную для наблюдения на ней рассеяния синхротронного излучения. Для того, чтобы измерения динамики формы дифракционного пика стало возможным, были сделаны следующие улучшения станции рассеяния “Плазма”:

- был сделан и запущен усилитель лазерного излучения,
- сделан зажим образца по периметру для уменьшения эффектов изгиба,
- сделана вакуумная камера для предотвращения окисления поверхности при импульсной тепловой нагрузке.

Измерения динамики дифракционного пика 110 монокристалла вольфрама проводились на монокристалле с ориентацией поверхности (100) толщиной 200 мкм по схеме, представленной в предыдущих разделах. Ориентация поверхности (100) выбрана для того, чтобы обеспечить наличие плоскости (110) под углом 45° к поверхности при отсутствии выделенного направления вдоль поверхности. На рисунке 56 показана динамика формы пика, а также его начальное и конечное состояния. Начальное состояние пика измеряли до импульсного нагрева, а конечное состояние измерялось по прошествии времени, достаточного для достижения теплового равновесия при комнатной температуре. Ширина исходного состояния дифракционного пика значительно превышает угловой разброс исходного синхротронного излучения. Таким образом, в анализе результатов экспериментов последним можно пренебречь. Во время импульсной тепловой нагрузки пирометр измерял температуру поверхности образца (рисунок 57). Можно четко различить три стадии эволюции дифракционного пика: нагрев поверхности, выравнивание распределения температуры по глубине перпендикулярно поверхности и охлаждение до комнатной температуры. При анализе динамики деформаций во время этих стадий мы будем приводить параллельно с измеренной динамикой формы дифракционного пика рассчитанную динамику распределения температуры по глубине.

На первом этапе, примерно от 0 мкс до 140 мкс (нагрев лазерным импульсом), температура поверхности растет, и толщина нагреваемого слоя

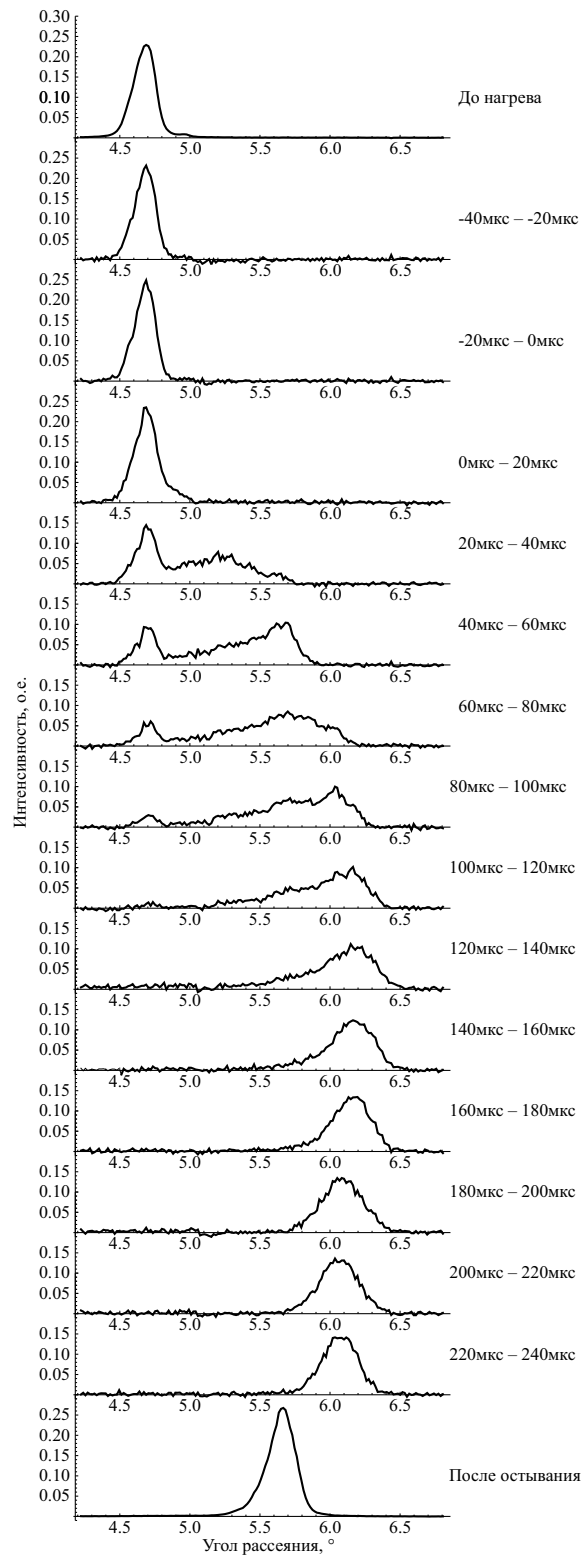


Рис. 56: Исходное состояние, конечное состояние и динамика дифракционного пика 110 от монокристаллического вольфрама с ориентацией (100) толщиной 200 мкм при импульсной тепловой нагрузке. Нагрев начался примерно в 0 мкс и завершился в 140 мкс.

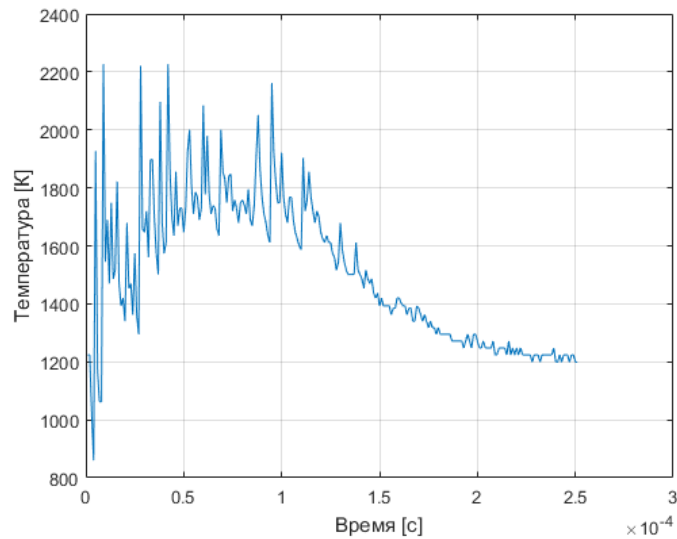


Рис. 57: Измеренная зависимость температуры от времени при импульсной тепловой нагрузке.

увеличивается. Угол рассеяния рентгеновских лучей растет с ростом температуры в нагретом слое в соответствии с выражением (5.15). Следовательно, на рисунке 58 часть исходного дифракционного пика сдвигается вправо. На этом этапе температура обратной стороны образца остается близкой к начальной. Это означает, что в распределении температуры представлены слои со всеми температурами от начальной до мгновенного максимума. Следовательно, сигнал рассеянного излучения охватывает весь диапазон от исходного положения до движущейся правой стороны дифракционного пика. Распределение деформации определяется довольно резким распределением температуры. В результате, дифракционный пик имеет сложную форму, отличную от колоколообразной. Еще одной особенностью этого этапа является практически постоянное положение начального пика дифракции. Положение пика около $4,7^\circ$ является результатом дифракции на монокристалле при начальной температуре. Поэтому, при уменьшении толщины слоя при начальной температуре из-за распространения теплового фронта амплитуда

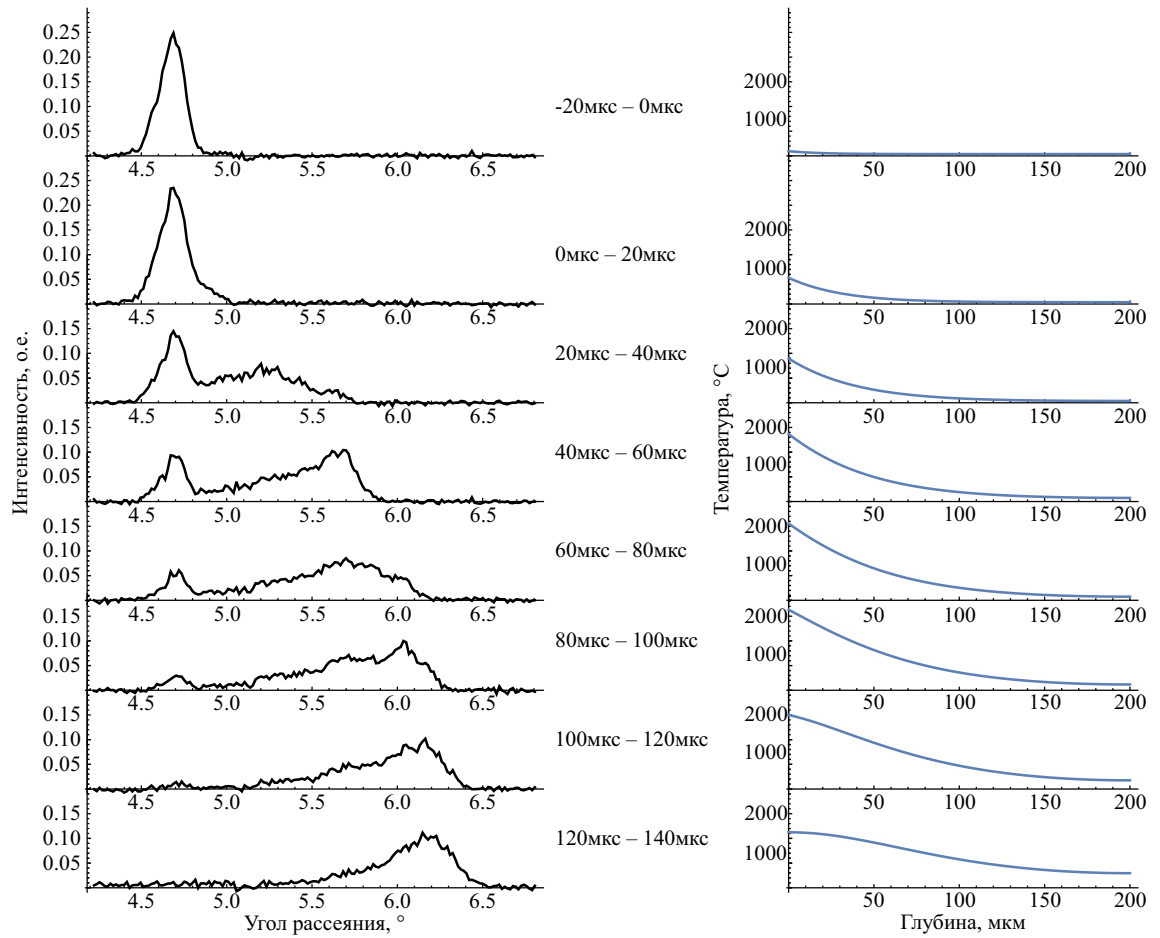


Рис. 58: Измеренная динамика формы дифракционного пика и рассчитанная динамика распределения температуры во время нагрева.

пика также уменьшается. Постоянство положения пика подтверждает отсутствие изгиба образца. Значит, все изменения формы дифракционного пика вызваны локальным вращением дифракционной плоскости атомной решетки. Наблюдаемое изменение формы дифракционного пика является прямым доказательством предсказанного эффекта вращения атомарной плоскости решетки из-за локального нагрева, потому что изгиб образца не может привести к образованию наблюдаемой сложной формы дифракционного пика. По качественной оценке, изогнутый образец должен просто увеличить угловой разброс рассеянного синхротронного излучения. Отметим, что рассматриваемый пик при положении начального дифракционного пика появляется в конце первого этапа, что является случайным совпадением. Действительно, продолжительность нагрева задается внешним воздействием, а продолжительность распространения температуры по образцу зависит от материала и толщины образца. Это совпадение в данном конкретном случае было связано с оптимизацией этого показательного эксперимента.

Выравнивание распределения температуры перпендикулярно поверхности происходит на втором этапе (приблизительно с 140 мкс до 240 мкс). В начале выравнивания распределение температуры по глубине неоднородно: нагреваемая сторона горячая и имеет увеличенный угол рассеяния, тогда как у другой стороны почти начальная температура и, следовательно, начальное значение угла рассеяния. Уравнивание температуры означает, что более холодные слои нагреваются, более горячие слои остывают. Таким образом, изменение угла рассеяния является положительным при малых углах рассеяния и отрицательным при больших углах рассеяния. В результате, дифракционный пик становится уже (рисунок 59). Однако в конце этого этапа дифракционный пик шире исходного пика из-за наличия пластической деформации. Эволюция формы дифракционного пика значительно замед-

ляется после второго этапа, потому что дальнейшее изменение распределения температуры вызвано отводом тепла вокруг поверхности образца. Отвод тепла вокруг поверхности и затем к держателю образца намного медленнее, чем уравнивание в поперечном направлении к поверхности, потому что тепло переносится на значительно большее расстояние. На последующих 14 кадрах, которые не показаны на рисунке 59, нет заметных изменений формы дифракционного пика.

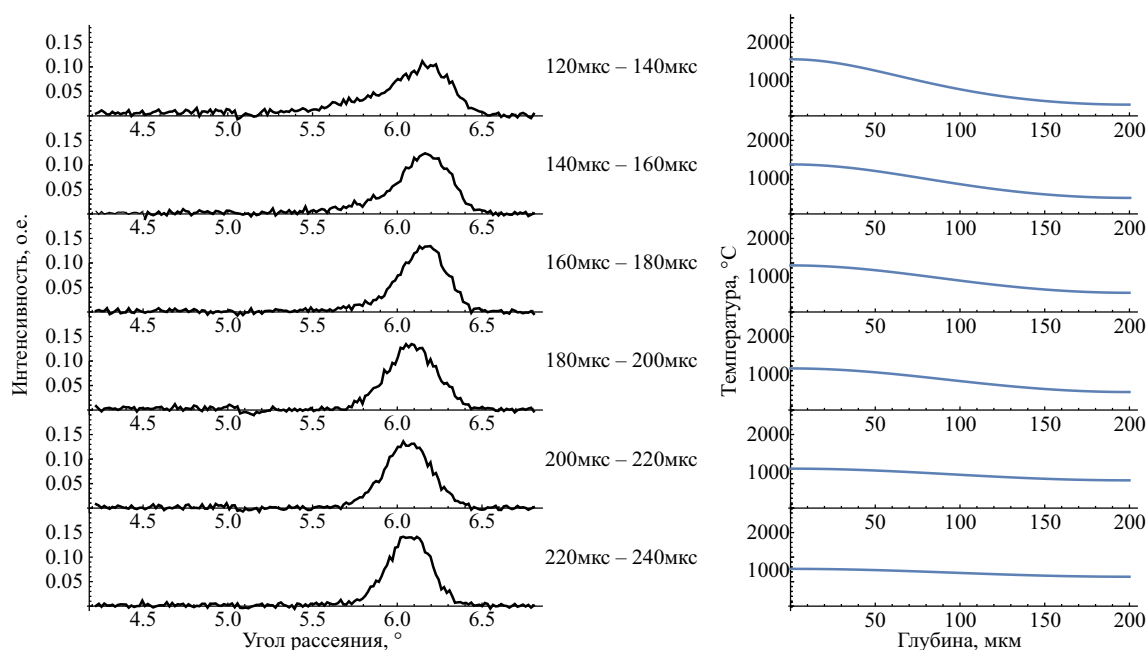


Рис. 59: Измеренная динамика формы дифракционного пика и рассчитанная динамика распределения температуры во время выравнивания температуры.

Эволюция формы дифракционного пика на третьем этапе (охлаждение до комнатной температуры) не измерялась, потому что охлаждение требует гораздо больше времени, чем другие этапы, а используемый детектор не подходил для длительных измерений. Конечное состояние формы дифракционного пика измеряли через несколько секунд после конца нагрева, когда температура образца вернулась к комнатной (рисунок 60). Согласно соотношению между температурой и углом рассеяния, последний уменьшается

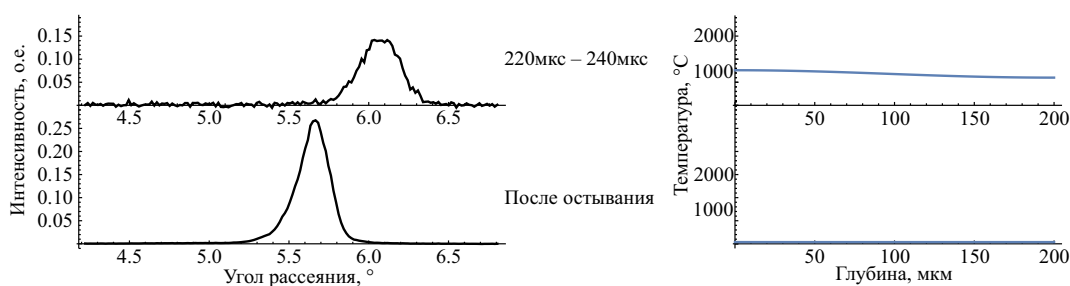


Рис. 60: Измеренная динамика формы дифракционного пика и рассчитанная динамика распределения температуры во время остывания до комнатной температуры.

после охлаждения. Однако, дифракционный пик не вернулся к исходному положению. Это означает формирование остаточной пластической деформации. Заметим, что начальное и конечное состояния являются статическими. Поэтому дифрактограммы были измерены гораздо точнее.

Было сделано еще два нагревательных импульса. Динамика формы дифракционного пика была похожа на динамику при первом нагреве. Был более примечательный момент изменения окончательных форм и положений дифракционных пиков после второго и третьего импульсов (рисунок 61). Устойчивый сдвиг в сторону больших углов рассеяния после каждого

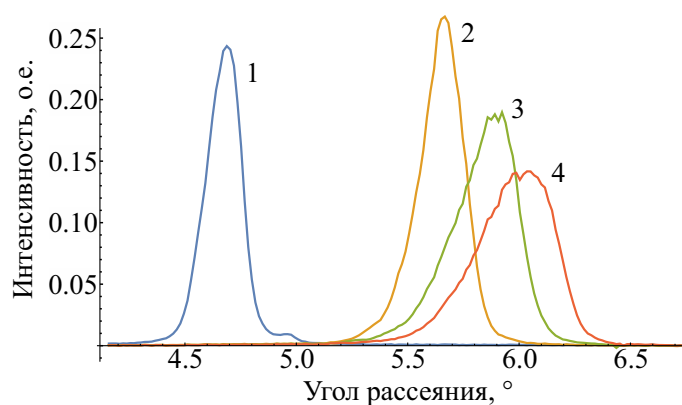


Рис. 61: Статический дифракционный пик 110 до импульсного нагрева и после каждого из трех импульсов нагрева. 1 – до импульсного нагрева, 2 – после первого импульсного нагрева, 3 – после второго импульсного нагрева, 4 – после третьего импульсного нагрева.

импульса означает, что каждый импульс приводит к увеличению пластического сжатия вдоль поверхности. Зависимость остаточной деформации от глубины приводит к уширению дифракционного пика. Увеличение ширины дифракционного пика после каждого импульса нагрева хорошо видно на рисунке 61. Очевидно, что длительности импульсного нагрева (~ 140 мкс) недостаточно для достижения пластической деформации, соответствующей максимальной достигнутой температуре. Поэтому ранее использовавшийся подход статических расчетов пластической деформации [51, 52] не распространяется на достаточно короткие импульсные процессы.

Заключение

Для теоретического описания парового экранирования при воздействии потока плазмы на материал сформулирована одномерная модель. С её помощью получено выражение для уровня насыщения поглощённой материалом энергии на единицу площади. Результаты расчётов хорошо согласуются с экспериментальными результатами установки МК-200. Аналитическими вычислениями показано, что уровень насыщения поглощённой материалом энергии на единицу площади в основном определяется только термодинамическими свойствами и скоростью испарения материала и слабо зависит от деталей механизмов потери энергии потока плазмы в паровом слое. Поэтому уровень насыщения поглощённой материалом энергии хорошо воспроизводится при теоретических вычислениях и измерениях в экспериментах. С другой стороны, этот уровень оказывается связан с количеством испарённого вещества через параметры взаимодействия потока плазмы с газом над поверхностью, которые известны значительно хуже, чем термодинамические свойства материалов. Следовательно, уровень насыщения поглощённой материалом энергии не может использоваться для проверки более сложных кодов для моделирования взаимодействия потока плазмы с материалами. Тем более, если основной интересующей характеристикой результата импульсной плазменной нагрузки является количество испарённого материала

Численными расчётами показано, что охлаждение за счёт испарения существенно влияет на динамику температуры материала. Сравнение результатов расчётов с измеренной в эксперименте на установке ВЕТА динамикой размера расплавленной области подтверждает справедливость использовавшейся модели учёта охлаждения за счёт испарения. При росте интенсивности потока плазмы охлаждение за счёт испарения может стать значимым

для исследования не только импульсной тепловой нагрузки электронным пучком, но и для случая импульсной плазменной нагрузки.

Для анализа формы затвердевшей после плавления поверхности теоретически получены характерные времена колебаний и затухания капиллярных волн на расплаве вольфрама при импульсном нагреве на установке ВЕТА. С помощью полученных характерных времён затухания показано, что имеющиеся на затвердевшем расплаве неровности не могли образоваться во время облучения. Соответственно, есть механизмы и кроме неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, приводящие к образованию возмущения формы поверхности расплава.

Проведены теоретические расчёты динамики деформации и напряжений в материале при импульсной тепловой нагрузке с учётом упрочнения материала и “бесшовным” переходом из хрупкого состояния в вязкое. С их помощью показано, что энергетический порог образования трещин на произведённом по спецификациям ИТЭР вольфраме уменьшается при росте базовой (начальной) температуры материала. Такое необычное поведение объясняется близкими при любой температуре пределами прочности и пластичности. Сделана оценка снизу параметров пластичности материала, гарантирующая отсутствие хрупкого разрушения при импульсной тепловой нагрузке. Кроме того, по структуре деформации показано, что армирование материала волокнами вдоль поверхности не может увеличить энергетический порог образования трещин.

В рамках линейной теории упругости решена задача расчёта деформаций и напряжений в области вокруг перпендикулярной поверхности трещины, появившейся в результате импульсной тепловой нагрузки. Для этого задача сведена к интегральному уравнению Фредгольма первого рода, которое поддаётся численному решению. Численные расчёты показали, что после

образования перпендикулярной поверхности трещины появляются механические напряжения, которые могут приводить к образованию и распространению параллельных поверхности трещин. Теоретически объяснён подъём поверхности рядом с перпендикулярными поверхности трещинами и вычислено отношение высоты подъёма к ширине трещины. Продемонстрировано совпадение рассчитанной формы поверхности вокруг перпендикулярной поверхности трещины с измеренными профилограммами вольфрама, облученного на установке ВЕТА. На основе полученных теоретических данных о деформации в области вокруг перпендикулярной поверхности трещины предложены экспериментальные методики определения по форме поверхности момента образования перпендикулярных поверхности трещин и наличия параллельных поверхности трещин под поверхностью без разрушения образца.

Предложена методика измерения динамики распределения деформаций по глубине при импульсной тепловой нагрузке на монокристаллы на основе рентгеновской дифрактометрии. Для её реализации создана станция рассеяния синхротронного излучения “Плазма” в бункере СИ ВЭПП-4. На станции ней измерена динамика дифракции во время импульсной тепловой нагрузки. Полученные результаты качественно согласуются с теоретическими предсказаниями о деформации при импульсном нагреве. Измерения дифракции между импульсными нагревами показали, что при длительности облучения порядка 100 мкс требуется несколько импульсов для достижения финальной величины остаточной деформации и напряжений. Соответственно, при такой длительности нагрева нельзя использовать предположение, что пластическая деформация соответствует равновесному состоянию при мгновенном распределении температуры.

В конце заключения я хотел бы выразить благодарность всем причаст-

ным к получению результатов диссертации и её написанию. В частности:

- Коллег теоретиков и математиков: С.А. Аракчеев, А.Д. Беклемишев, С.И. Крашенинников, Г.Г. Лазарева, К.В. Лотов, А.Г. Максимова, В.И. Машуков, В.А. Попов, Д.И. Сковородин, И.С. Черноштанов;
- Коллег, получавших экспериментальные результаты на установках плазменных лабораторий ИЯФ СО РАН: А.В. Аржанников, А.А. Васильев, Л.Н. Вячеславов, И.А. Иванов, И.В. Кандауров, А.А. Касатов, В.В. Куркучеков, Ю.А. Трунев, А.А. Шошин;
- Коллег, участвовавших в создании станции рассеяния синхротронного излучения “Плазма” и работе на ней и других станциях рассеяния: В.М. Аульченко, И.И. Балаш, С.В. Бугаев, Л.А. Вайгель, В.А. Докотович, О.В. Евдоков, В.В. Жуланов, С.Р. Казанцев, Б.П. Толочко, А.Д. Чернякин, М.Р. Шарафутдинов, Л.И. Шехтман, А.Н. Шмаков;
- Немецких коллег с установок JUDITH и JUDITH-2: A. Huber, A. Kreter, Ch. Linsmeier, Th. Loewenhoff, Ph. Mertens, M. Wirtz;
- Коллег из НГТУ: И.А. Батаев;
- Коллег из НИЯУ МИФИ: Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин, Е.А. Ексаева, Е.Д. Маренков, А.А. Пшенов, Я.А. Садовский;
- Команды установок ГОЛ-3, ВЕТА в ИЯФ СО РАН, МК-200 в ГНЦ РФ ТРИНИТИ, станций рассеяния синхротронного излучения “Аномальное рассеяния” в бункере СИ ВЭПП-3 и “Плазма” в бункере СИ ВЭПП-4 и комплекса ВЭПП-4М.

Приложение А. Взятие вспомогательного интеграла $\int_0^{\infty} g_1(\beta) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta$

Задачей данного приложения является взятие интеграла:

$$J(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta, \quad (\text{A.1})$$

где $\text{Li}_{-n}(\alpha)$ – полилогарифм порядка $-n$. Напомним рекуррентное определение полилогарифмов [159]:

$$\text{Li}_0(\alpha) = \frac{\alpha}{1-\alpha}, \quad (\text{A.2})$$

$$\text{Li}_{-s-1}(\alpha) = \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \text{Li}_{-s}(\alpha), \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A.3})$$

Результат нужно представить в виде разложения по базовым функциями вида $\text{Li}_{-i}(\alpha) \ln^j(\alpha)$ с целыми i и j . Кроме того, мы будем использовать то, что подынтегральная функция не имеет особых точек. Начнем преобразования с неопределённого интеграла:

$$\begin{aligned} I(\alpha, \beta) &= \\ &= \int \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta = \\ &= \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \int \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta = \\ &= \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} I_{n,m}(\alpha, \beta), \quad (\text{A.4}) \end{aligned}$$

где введено обозначение

$$I_{n,m}(\alpha, \beta) = \int \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{A.5})$$

Введём следующее обозначение:

$$I_{n,m,i,j}^1(\alpha, \beta) = \int \frac{\text{Li}_{-i}(\beta) \ln^j(\beta)}{\beta} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{A.6})$$

$I_{n,m}(\alpha, \beta)$ можно выразить через $I_{n,m,i,j}^1(\alpha, \beta)$:

$$\begin{aligned} I_{n,m}(\alpha, \beta) &= \int \left(2 \frac{\text{Li}_{-1}(\beta)}{\beta} + \frac{\text{Li}_{-2}(\beta) \ln(\beta)}{\beta} \right) \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta = \\ &= 2I_{n,m,1,0}^1(\alpha, \beta) + I_{n,m,2,1}^1(\alpha, \beta). \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Следующая формула позволяет понижать индекс j у $I_{n,m,i,j}^1(\alpha, \beta)$:

$$I_{n,m,i,j}^1(\alpha, \beta) = I_{n,m+1,i,j-1}^1(\alpha, \beta) - \ln(\alpha) I_{n,m,i,j-1}^1(\alpha, \beta). \quad (\text{A.8})$$

Воспользуемся формулой (A.8) для сведения к нулю четвёртого индекса у I^1 в формуле (A.7):

$$I_{n,m}(\alpha, \beta) = 2I_{n,m,1,0}^1(\alpha, \beta) + I_{n,m+1,2,0}^1(\alpha, \beta) - \ln(\alpha) I_{n,m,2,0}^1(\alpha, \beta). \quad (\text{A.9})$$

Введём следующее обозначение:

$$I_{n,m,i}^2(\alpha, \beta) = I_{n,m,i,0}^1(\alpha, \beta) = \int \frac{\text{Li}_{-i}(\beta)}{\beta} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{A.10})$$

Тогда формула (A.9) записывается следующим образом:

$$I_{n,m}(\alpha, \beta) = 2I_{n,m,1}^2(\alpha, \beta) + I_{n,m+1,2}^2(\alpha, \beta) - \ln(\alpha) I_{n,m,2}^2(\alpha, \beta). \quad (\text{A.11})$$

Следующая формула, полученная интегрированием по частям, позволяет понижать индекс i у $I_{n,m,i}^2(\alpha, \beta)$:

$$\begin{aligned} I_{n,m,i}^2(\alpha, \beta) &= \\ &= -\delta_{i-1,0} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) - I_{n+1,m,i-1}^2(\alpha, \beta) - m I_{n,m-1,i-1}^2(\alpha, \beta) + o(\beta, 1/\beta), \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

где $\delta_{i,j}$ – символ Кронекера и введено обозначение $o(x, y)$ – некоторая функция, которая обращается в ноль при стремлении любого аргумента к нулю. Введение обозначения $o(x, y)$ позволяет избежать громоздкой записи слагаемых, которые обратятся в ноль при подстановке пределов интегралов. Воспользуемся формулой (A.12) для сведения к нулю третьего индекса у I^2 в формуле (A.11):

$$\begin{aligned}
I_{n,m}(\alpha, \beta) &= (1 - m)I_{n,m,1}^2(\alpha, \beta) - I_{n+1,m+1,1}^2(\alpha, \beta) + \\
&\quad + \ln(\alpha)(I_{n+1,m,1}^2(\alpha) + mI_{n,m-1,1}^2(\alpha, \beta)) + o(\beta, 1/\beta) = \\
&\quad = (1 - m)\delta_{n,0} \ln^m(\alpha\beta) + \ln(\alpha)\delta_{n,0}m \ln^{m-1}(\alpha\beta) - \\
&\quad - (1 - m)mI_{n,m-1,0}^2(\alpha, \beta) + I_{n+2,m+1,0}^2(\alpha, \beta) + 2mI_{n+1,m,0}^2(\alpha, \beta) - \\
&\quad - \ln(\alpha)(I_{n+2,m,0}^2(\alpha, \beta) + 2mI_{n+1,m-1,0}^2(\alpha, \beta) + m(m-1)I_{n,m-2,0}^2(\alpha, \beta)) + o(\beta, 1/\beta).
\end{aligned} \tag{A.13}$$

Введём следующее обозначение:

$$I_{n,m}^3(\alpha, \beta) = I_{n,m,0}^2(\alpha, \beta) = \int \frac{1}{1 - \beta} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \tag{A.14}$$

С этим обозначением формула (A.13) записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
I_{n,m}(\alpha, \beta) &= \\
&= (1 - m)\delta_{n,0} \ln^m(\alpha\beta) + \ln(\alpha)\delta_{n,0}m \ln^{m-1}(\alpha\beta) - (1 - m)mI_{n,m-1}^3(\alpha, \beta) + \\
&\quad + I_{n+2,m+1}^3(\alpha, \beta) + 2mI_{n+1,m}^3(\alpha, \beta) - \ln(\alpha)(I_{n+2,m}^3(\alpha, \beta) + \\
&\quad + 2mI_{n+1,m-1}^3(\alpha, \beta) + m(m-1)I_{n,m-2}^3(\alpha, \beta)) + o(\beta, 1/\beta).
\end{aligned} \tag{A.15}$$

Формулу (A.15) можно упростить, воспользовавшись условием, что при $n =$

0 по условию возможно только одно значение $m = 0$:

$$\begin{aligned}
I_{n,m}(\alpha, \beta) &= \\
&= \delta_{n,0} - (1-m)mI_{n,m-1}^3(\alpha, \beta) + I_{n+2,m+1}^3(\alpha, \beta) + 2mI_{n+1,m}^3(\alpha, \beta) - \\
&- \ln(\alpha)(I_{n+2,m}^3(\alpha, \beta) + 2mI_{n+1,m-1}^3(\alpha, \beta) + m(m-1)I_{n,m-2}^3(\alpha, \beta)) + o(\beta, 1/\beta).
\end{aligned} \tag{A.16}$$

Мы выразили I через I^3 . Далее мы будем вычислять $I_{n,m}^3(\alpha, \beta)$ при $n \geq 0$ и $0 \leq m \leq n-1$. Для этого воспользуемся формулой свёртки неположительных полилогарифмов:

$$\sum_{i=0}^n C_n^i \text{Li}_{-i}(x) \text{Li}_{-(n-i)}(y) = \frac{y \text{Li}_{-n}(x) - x \text{Li}_{-n}(y)}{x-y}, \tag{A.17}$$

где $C_n^i = \frac{n!}{i!(n-i)!}$ – биномиальный коэффициент. Справедливость данной формулы доказана в приложении В. Сделаем в формуле (A.17) замену $x \rightarrow \alpha\beta$, $y \rightarrow \alpha$ и отделим от суммы слагаемое с $i = 0$:

$$\frac{\alpha\beta}{1-\alpha\beta} \text{Li}_{-n}(\alpha) + \sum_{i=1}^n C_n^i \text{Li}_{-i}(\alpha\beta) \text{Li}_{-(n-i)}(\alpha) = -\frac{\alpha \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) - \alpha\beta \text{Li}_{-n}(\alpha)}{\alpha(1-\beta)}. \tag{A.18}$$

Теперь разделим на β , распишем $\frac{1}{\beta(1-\beta)} = \frac{1}{\beta} + \frac{1}{1-\beta}$ и умножим на $\ln^m(\alpha\beta)$:

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{1-\beta} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) = \\
&= \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i \frac{\ln^{m-i}(\beta)}{1-\beta} - \alpha \sum_{j=1}^n \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) \frac{\text{Li}_{-j}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta)}{\alpha\beta} C_n^j - \\
&\quad - \alpha \frac{\text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta)}{\alpha\beta} - \alpha \text{Li}_{-n}(\alpha) \frac{\ln^m(\alpha\beta)}{1-\alpha\beta}.
\end{aligned} \tag{A.19}$$

Введём следующие обозначения:

$$I_m^5(\beta) = \int \frac{\ln^m(\beta)}{1-\beta} d\beta, \tag{A.20}$$

$$I_{n,m}^6(\beta) = \int \frac{\text{Li}_{-n}(\beta) \ln^m(\beta)}{\beta} d\beta. \quad (\text{A.21})$$

В этих обозначениях, проинтегрировав выражение (A.19) по β , получаем:

$$I_{n,m}^3(\alpha, \beta) = \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i I_{m-i}^5(\beta) - \sum_{j=1}^n \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) I_{j,m}^6(\alpha\beta) C_n^j - \\ - I_{n,m}^6(\alpha\beta) - \text{Li}_{-n}(\alpha) I_m^5(\alpha\beta). \quad (\text{A.22})$$

Следующий этап процедуры связан с переходом к определённому интегралу. Напомним, что исходное подынтегральное выражение в формуле (Б.1) не имеет особых точек. Поэтому нам нужно подставить только нижний предел 0 и верхний предел ∞ . Мы выразили исходный неопределённый интеграл $I(\alpha, \beta)$ через $I_{n,m}^3(\alpha, \beta)$, а $I_{n,m}^3(\alpha, \beta)$ через $I_m^5(\beta)$ и $I_m^6(\beta)$. Мы не можем подставить указанные пределы в интегралы $I_m^5(\beta)$ и $I_m^6(\beta)$, так как они расходятся при стремлении верхнего предела к бесконечности. Поэтому мы найдём асимптотику $I_m^5(\beta)$ и $I_m^6(\beta)$ при стремлении верхнего предела к бесконечности. Вычислим асимптотику I^5 :

$$J_m^5(\lambda) = \int_0^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{1-\beta} d\beta = \int_0^1 \frac{\ln^m(\beta)}{1-\beta} d\beta + \int_1^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{1-\beta} d\beta = \\ = \int_0^1 \frac{\ln^m(\beta)}{1-\beta} d\beta + \int_1^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{\beta(1-\beta)} d\beta - \int_1^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{\beta} d\beta. \quad (\text{A.23})$$

Первые два интеграла выражаются через дзета-функцию, а третий интегрируется в элементарных функциях:

$$J_m^5(\lambda) \sim -\frac{\ln^{m+1}(\lambda)}{m+1} + ((-1)^m - 1)m! \text{Li}_{1+m}(1) = \\ = -\frac{\ln^{m+1}(\lambda)}{m+1} + ((-1)^m - 1)m! \zeta(1+m), \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty. \quad (\text{A.24})$$

Интегрированием по частям, повышая порядок полилогарифма и понижая степень логарифма, сводим $J^6(\lambda)$ к $J^5(\lambda)$:

$$J_{n,m}^6(\lambda) = \int_0^\lambda \frac{\text{Li}_{-n}(\beta) \ln^m(\beta)}{\beta} d\beta \quad (\text{A.25})$$

$$J_{n,m}^6(\lambda) \sim 0, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty \text{ и } m \leq n - 2 \quad (\text{A.26})$$

$$J_{n,m}^6(\lambda) \sim (-1)^n m!, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty \text{ и } m = n - 1 \quad (\text{A.27})$$

$$J_{n,m}^6(\lambda) \sim (-1)^n \frac{m!}{(m-n+1)!} \ln^{m-n+1}(\lambda) (1 - \delta_{n,0}) + (-1)^n \frac{m!}{(m-n)!} J_{m-n}^5(\lambda),$$

при $\lambda \rightarrow \infty$ и $m \geq n$ (A.28)

Пользуясь формулами (A.24), (A.25), (A.26), (A.27) и (A.28) находим асимптотику интеграла (A.22):

$$J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) = \int_0^\lambda \frac{1}{1-\beta} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{A.29})$$

$$\begin{aligned}
J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) &\sim -\text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i \frac{\ln^{m-i+1}(\lambda)}{m-i+1} + \\
&+ \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) - \\
&- \sum_{j=1}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j + \\
&+ \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j)!} \frac{\ln^{m-j+1}(\alpha\lambda)}{m-j+1} C_n^j - \\
&- \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j)!} ((-1)^{m-j} - 1) (m-j)! \zeta(1+m-j) C_n^j - \\
&- (-1)^n m! \delta_{n,m+1} + \text{Li}_{-n}(\alpha) \frac{\ln^{m+1}(\alpha\lambda)}{m+1} - \text{Li}_{-n}(\alpha) ((-1)^m - 1) m! \zeta(1+m).
\end{aligned} \tag{A.30}$$

Преобразуем дальше:

$$\begin{aligned}
J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) &\sim -\text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i \frac{\ln^{m-i+1}(\lambda)}{m-i+1} - \\
&- \sum_{j=1}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j + \\
&+ \sum_{j=0}^m \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j - \\
&- (-1)^n m! \delta_{n,m+1} - \text{Li}_{-n}(\alpha) ((-1)^m - 1) m! \zeta(1+m) + \\
&+ \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) - \\
&- \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j)!} ((-1)^{m-j} - 1) (m-j)! \zeta(1+m-j) C_n^j.
\end{aligned} \tag{A.31}$$

Преобразуем дальше:

$$\begin{aligned}
J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) &\sim \frac{\text{Li}_{-n}(\alpha)}{m+1} \ln^{m+1}(\alpha) - \\
&- \sum_{j=0}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j + \\
&+ \sum_{j=0}^m \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j - \\
&- (-1)^n m! \delta_{n,m+1} - \text{Li}_{-n}(\alpha) ((-1)^m - 1) m! \zeta(1+m) + \\
&+ \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) - \\
&- \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j)!} ((-1)^{m-j} - 1) (m-j)! \zeta(1+m-j) C_n^j.
\end{aligned} \tag{A.32}$$

Преобразуем дальше:

$$\begin{aligned}
J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) &\sim -(-1)^n m! \delta_{n,m+1} + \\
&+ \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^{m+1} \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) - \\
&- \sum_{j=0}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j m! ((-1)^{m-j} - 1) \zeta(1+m-j) C_n^j.
\end{aligned} \tag{A.33}$$

Важно, что формулы с (A.23) по (A.33) можно использовать только в выражении (Б.1) благодаря тому, что подынтегральное выражение не имеет особых точек, а по отдельности некоторые неопределённые интегралы расходятся.

Заметим, что зависимость от λ исчезла. Поэтому полученное выражение и является финальным результатом вычисления исходного определённого

ного интеграла. Кроме того, при подстановке формулы А.33 в формулу А.16 вклад первого слагаемого сократится. Запишем финальный ответ:

$$\begin{aligned}
 J(\alpha) &= \int_0^{\infty} \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta = \\
 &= \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} J_{n,m}(\alpha), \quad (\text{A.34})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 J_{n,m}(\alpha) &= J_{n+2,m+1}^7(\alpha) + 2mJ_{n+1,m}^7(\alpha) + (m-1)mJ_{n,m-1}^7(\alpha) - \\
 &\quad - \ln(\alpha)(J_{n+2,m}^7(\alpha) + 2mJ_{n+1,m-1}^7(\alpha) + m(m-1)J_{n,m-2}^7(\alpha)), \quad (\text{A.35})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 J_{n,m}^7(\alpha) &= \text{Li}_{-n}(\alpha) \sum_{i=0}^{m+1} \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) - \\
 &\quad - \sum_{j=0}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(\alpha) (-1)^j m! ((-1)^{m-j} - 1) \zeta(1+m-j) C_n^j. \quad (\text{A.36})
 \end{aligned}$$

Финальный ответ содержит зависимость от α только в виде слагаемых $\text{Li}_{-i}(\alpha) \ln^j(\alpha)$. При этом $0 < j \leq i$, что позволяет использовать описанную процедуру для многократного использования.

То, что случай $n = 0$ и $m = 0$ описывается общими формулами (А.34)-(А.36), проверяется прямым вычислением.

Приложение Б. Взятие вспомогательного интеграла $\int_0^{\infty} g_1(\beta) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta$

Задачей данного приложения является взятие интеграла:

$$J(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta, \quad (\text{Б.1})$$

где $\text{Li}_{-n}(\alpha)$ – полилогарифм порядка $-n$. Результат нужно представить в виде разложения по базовым функциями вида $\text{Li}_{-i}(-\alpha) \ln^j(\alpha)$ с целыми i и j .

Процедура вычислений в этом разделе аналогична вычислениям в предыдущем разделе. Более того, вычисления в этом разделе можно было бы ещё упростить так как базовые функции не имеют особенностей в точке $\alpha = 1$. Поэтому мы не будем полностью её повторять, а где возможно будем выписывать аналоги соответствующих формул.

Аналог формулы (А.4):

$$\begin{aligned} I(\alpha, \beta) &= \\ &= \int \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta = \\ &= \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} I_{n,m}(\alpha, \beta) d\beta. \quad (\text{Б.2}) \end{aligned}$$

Аналог формулы (А.5):

$$I_{n,m}(\alpha, \beta) = \int \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta)\ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{Б.3})$$

Аналог формулы (А.6):

$$I_{n,m,i,j}^1(\alpha, \beta) = \int \frac{\text{Li}_{-i}(\beta) \ln^j(\beta)}{\beta} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{Б.4})$$

Формулы (A.7), (A.8) и (A.9) остаются без изменений. Аналог формулы (A.10):

$$I_{n,m,i}^2(\alpha, \beta) = I_{n,m,i,0}^1(\alpha, \beta) = \int \frac{\text{Li}_{-i}(\beta)}{\beta} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{B.5})$$

Аналог формулы (A.12):

$$\begin{aligned} I_{n,m,i}^2(\alpha, \beta) &= \\ &= -\delta_{i-1,0} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) - I_{n+1,m,i-1}^2(\alpha, \beta) - m I_{n,m-1,i-1}^2(\alpha, \beta) + o(\beta, 1/\beta). \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Формула (A.13) остаётся без изменений. Аналог формулы (A.14):

$$I_{n,m}^3(\alpha, \beta) = I_{n,m,0}^2(\alpha, \beta) = \int \frac{1}{1-\beta} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{B.7})$$

Формула (A.16) остаётся без изменений. Формула свёртки полилогарифмов (A.17), использованная с заменами $x \rightarrow -\alpha\beta$ и $y \rightarrow -\alpha$, даёт аналог формулы (A.19):

$$\begin{aligned} \frac{1}{1-\beta} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) &= \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i \frac{\ln^{m-i}(\beta)}{1-\beta} - \\ &- \alpha \sum_{j=0}^n \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) \frac{\text{Li}_{-j}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta)}{\alpha\beta} C_n^j - \alpha \frac{\text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta)}{\alpha\beta}. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Обозначения (A.20) остаётся без изменений, а аналог определения (A.21):

$$I_{n,m}^6(\beta) = \int \frac{\text{Li}_{-n}(-\beta) \ln^m(\beta)}{\beta} d\beta. \quad (\text{B.9})$$

После интегрирования по β выражения (B.8) и использования обозначений (A.20) и (B.9) получаем аналог формулы (A.22):

$$\begin{aligned} I_{n,m}^3(\alpha, \beta) &= \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i I_{m-i}^5(\beta) - \\ &- \sum_{j=0}^n \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) I_{j,m}^6(\alpha\beta) C_n^j - I_{n,m}^6(\alpha\beta). \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Переход к асимптотике определённого интеграла J_i^5 по верхнему пределу проводится по формуле (А.24). Однако асимптотика интеграла J_i^6 в этом приложении, в отличие от предыдущего приложения, сводится не к асимптотике J_i^5 , а к асимптотике J_i^8 :

$$J_m^8(\lambda) = \int_0^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{1+\beta} d\beta. \quad (\text{Б.11})$$

Асимптотика J_i^8 вычисляется аналогично формуле (А.23):

$$\begin{aligned} J_m^5(\lambda) &= \int_0^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{1+\beta} d\beta = \int_0^1 \frac{\ln^m(\beta)}{1+\beta} d\beta + \int_1^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{1+\beta} d\beta = \\ &= \int_0^1 \frac{\ln^m(\beta)}{1+\beta} d\beta - \int_1^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{\beta(1+\beta)} d\beta + \int_1^\lambda \frac{\ln^m(\beta)}{\beta} d\beta. \end{aligned} \quad (\text{Б.12})$$

Первые два интеграла выражаются через дзета-функцию, а третий интегрируется в элементарных функциях:

$$\begin{aligned} I_m^8(\lambda) &\sim \frac{\ln^{m+1}(\lambda)}{m+1} + ((-1)^m - 1)m!(1 - 2^{-m})\text{Li}_{1+m}(1) = \\ &= \frac{\ln^{m+1}(\lambda)}{m+1} + ((-1)^m - 1)m!(1 - 2^{-m})\zeta(1+m), \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (\text{Б.13})$$

Интегрированием по частям, повышая порядок полилогарифма и понижая степень логарифма, сводим $J^6(\lambda)$ к $J^8(\lambda)$:

$$J_{n,m}^6(\lambda) = \int_0^\lambda \frac{\text{Li}_{-n}(-\beta) \ln^m(\beta)}{\beta} d\beta \quad (\text{Б.14})$$

$$J_{n,m}^6(\lambda) \sim 0, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty \text{ и } m \leq n - 2 \quad (\text{Б.15})$$

$$J_{n,m}^6(\lambda) \sim (-1)^n m!, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty \text{ и } m = n - 1 \quad (\text{Б.16})$$

$$J_{n,m}^6(\lambda) \sim (-1)^n \frac{m!}{(m-n+1)!} \ln^{m-n+1}(\lambda)(1 - \delta_{n,0}) + (-1)^n \frac{m!}{(m-n)!} J_{m-n}^8(\lambda),$$

при $\lambda \rightarrow \infty$ и $m \geq n$ (Б.17)

Пользуясь формулами (А.24), (Б.13), (Б.14), (Б.15), (Б.16) и (Б.17) находим асимптотику интеграла (Б.10):

$$J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) = \int_0^\lambda \frac{1}{1-\beta} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta. \quad (\text{Б.18})$$

$$\begin{aligned} J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) = & -\text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i \frac{\ln^{m-i+1}(\lambda)}{m-i+1} + \\ & + \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) - \\ & - \sum_{j=1}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j + \\ & + \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j)!} \frac{\ln^{m-j+1}(\alpha\lambda)}{m-j+1} C_n^j + \\ & + \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j)!} ((-1)^{m-j} - 1) (m-j)! (1-2^{-m+j}) \zeta(1+m-j) C_n^j - \\ & - (-1)^n m! \delta_{n,m+1} + \text{Li}_{-n}(-\alpha) \frac{\ln^{m+1}(\alpha\lambda)}{m+1} + \\ & + \text{Li}_{-n}(-\alpha) ((-1)^m - 1) m! (1-2^{-m}) \zeta(1+m). \quad (\text{Б.19}) \end{aligned}$$

Преобразуем дальше:

$$\begin{aligned}
J_{n,m}^3(\alpha, \lambda) &= \text{Li}_{-n}(-\alpha) \frac{\ln^{m+1}(\alpha\lambda)}{m+1} - \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) C_m^i \frac{\ln^{m-i+1}(\lambda)}{m-i+1} - \\
&\quad - \sum_{j=1}^{m+1} \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j + \\
&\quad + \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j \frac{m!}{(m-j+1)!} \ln^{m-j+1}(\alpha\lambda) C_n^j + \\
&\quad + \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^m \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) + \\
&\quad + \sum_{j=1}^m \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j m! ((-1)^{m-j} - 1) (1 - 2^{-m+j}) \zeta(1+m-j) C_n^j + \\
&\quad + \text{Li}_{-n}(-\alpha) ((-1)^m - 1) m! (1 - 2^{-m}) \zeta(1+m) - (-1)^n m! \delta_{n,m+1} = \\
&\quad = -\text{Li}_{-(n-m-1)}(-\alpha) (-1)^{m+1} m! C_n^{m+1} + \\
&\quad + \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^{m+1} \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) + \\
&\quad + \sum_{j=0}^m \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha) (-1)^j m! ((-1)^{m-j} - 1) (1 - 2^{-m+j}) \zeta(1+m-j) C_n^j - (-1)^n m! \delta_{n,m+1}.
\end{aligned} \tag{B.20}$$

Аналогично формулам (A.34), (A.35) и (A.36) запишем финальный ответ:

$$\begin{aligned}
J(\alpha) &= \\
&= \int_0^\infty \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{2(1-\beta) + (1+\beta) \ln(\beta)}{(1-\beta)^3} \right) \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} \text{Li}_{-n}(-\alpha\beta) \ln^m(\alpha\beta) d\beta = \\
&= \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n A_{n,m} J_{n,m}(\alpha), \tag{B.21}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J_{n,m}(\alpha) &= J_{n+2,m+1}^7(\alpha) + 2m J_{n+1,m}^7(\alpha) + (m-1)m J_{n,m-1}^7(\alpha) - \\
&\quad - \ln(\alpha) (J_{n+2,m}^7(\alpha) + 2m J_{n+1,m-1}^7(\alpha) + m(m-1) J_{n,m-2}^7(\alpha)), \tag{B.22}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J_{n,m}^7(\alpha) = & -\text{Li}_{-(n-m-1)}(-\alpha)(-1)^{m+1}m!C_n^{m+1}+ \\
& + \text{Li}_{-n}(-\alpha) \sum_{i=0}^{m+1} \ln^i(\alpha) \frac{m!}{i!} ((-1)^{m-i} - 1) \zeta(1+m-i) + \\
& + \sum_{j=0}^m \text{Li}_{-(n-j)}(-\alpha)(-1)^j m! ((-1)^{m-j} - 1) (1 - 2^{-m+j}) \zeta(1+m-j) C_n^j. \quad (\text{B.23})
\end{aligned}$$

Приложение В. Доказательство формулы свертки неположительных полилогарифмов

Докажем справедливость формулы

$$\sum_{i=0}^n C_n^i \text{Li}_{-i}(x) \text{Li}_{-(n-i)}(y) = \frac{y \text{Li}_{-n}(x) - x \text{Li}_{-n}(y)}{x - y} \quad (\text{B.1})$$

при целом неотрицательном n . Напомним рекуррентное определение полилогарифмов [159]:

$$\text{Li}_0(x) = \frac{x}{1 - x}. \quad (\text{B.2})$$

$$\text{Li}_{-s-1}(x) = x \frac{\partial}{\partial x} \text{Li}_{-s}(x). \quad (\text{B.3})$$

Последнюю формулу можно, очевидно, итерировать следующим образом:

$$\text{Li}_{-s}(x) = \left(x \frac{\partial}{\partial x} \right)^n \text{Li}_0(x). \quad (\text{B.4})$$

Доказательство проведём индукцией по n . При $n = 0$ равенство

$$\text{Li}_0(x) \text{Li}_0(y) = \frac{y \text{Li}_0(x) - x \text{Li}_0(y)}{x - y} \quad (\text{B.5})$$

легко проверяется подстановкой нулевого полилогарифма (формула (B.2)).

Применим оператор $\left(x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right)^n$ к левой части выражения (B.5):

$$\left(x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right)^n (\text{Li}_0(x) \text{Li}_0(y)) = \sum_{i=0}^n C_n^i \left(x \frac{\partial}{\partial x} \right)^i \text{Li}_0(x) \left(y \frac{\partial}{\partial y} \right)^{n-i} \text{Li}_{-(n-i)}(y). \quad (\text{B.6})$$

Воспользовавшись свойством (B.4) получаем:

$$\left(x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right)^n (\text{Li}_0(x) \text{Li}_0(y)) = \sum_{i=0}^n C_n^i \text{Li}_{-i}(x) \text{Li}_{-(n-i)}(y). \quad (\text{B.7})$$

Для дальнейшего запишем следующее выражение:

$$\left(x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{y \text{Li}_{-s}(x) - x \text{Li}_{-s}(y)}{x - y} = \frac{y \text{Li}_{-s-1}(x) - x \text{Li}_{-s-1}(y)}{x - y}, \quad (\text{B.8})$$

которое проверяется прямым вычислением с использованием выражения (В.3). С помощью этого равенства по индукции можно получить результат действия оператора $\left(x\frac{\partial}{\partial x} + y\frac{\partial}{\partial y}\right)^n$ на правую часть выражения (В.5):

$$\left(x\frac{\partial}{\partial x} + y\frac{\partial}{\partial y}\right)^n \left(\frac{y\text{Li}_0(x) - x\text{Li}_0(y)}{x - y}\right) = \frac{y\text{Li}_{-n}(x) - x\text{Li}_{-n}(y)}{x - y}. \quad (\text{В.9})$$

Мы получили, что применение оператора $\left(x\frac{\partial}{\partial x} + y\frac{\partial}{\partial y}\right)^n$ к базовому тождеству превращает его в доказываемое равенство (В.1). Таким образом, равенство (В.1) доказано.

Литература

- [1] Winter J. Dust in fusion devices – a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics // Plasma Phys. Control. Fusion – 2004. – Vol. 46. – P. B583–B592.
- [2] Krasheninnikov S. Multifaceted physics of edge plasma in magnetic fusion devices // Plasma Phys. Control. Fusion – 2011. – Vol. 53. – P. 074017.
- [3] Krasheninnikov S., Pigarov A.Yu., Lee W. Physics of the edge plasma and first wall in fusion devices: synergistic effects // Plasma Phys. Control. Fusion – 2015. – Vol. 57. – P. 044009.
- [4] Brezinsek S., JET-EFDA contributors. Plasma-surface interaction in the Be/W environment: Conclusions drawn from the JET-ILW for ITER // J. Nucl. Mater. – 2015. – Vol. 463. – P. 11-12.
- [5] Nishijima D., Kreter A., Baldwin M.J. et al. Influence of heavier impurity deposition on surface morphology development and sputtering behavior explored in multiple linear plasma devices // Nucl. Mater. Energy. – 2019. – Vol. 18. – P. 67-71.
- [6] Hwangbo D., Kajita Sh., Tanaka H. et al. Growth process of nano-tendrils bundles with sputtered tungsten // Nucl. Mater. Energy. – 2019. – Vol. 18. – P. 250-257.
- [7] Coenen J.W., Arnoux G., Bazylev B. et al. ELM induced tungsten melting and its impact on tokamak operation // J. Nucl. Mater. – 2015. – Vol. 463. – P. 78-84.

- [8] Hassanein A.M., Kulcinski G.L., Wolfer W.G. Vaporization and melting of materials in fusion devices // J. Nucl. Mater. – 1981. – Vol. 103. – P. 321-326.
- [9] De Temmerman G., Daniels J., Bystrov K. et al. Melt-layer motion and droplet ejection under divertor-relevant plasma conditions // Nucl. Fusion. – 2013. – Vol. 53. – P. 023008.
- [10] Makhraj V.A., Garkusha I.E., Aksenov N.N. et al. Plasma-surface interaction and mechanisms of dust production in ITER elm simulation experiments with QSPA Kh-50 // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Thermonuclear Fusion. – 2012. – Vol. 6. – P. 55-57.
- [11] Suslova A., El-Atwani O., Sagapuram D. et al. Recrystallization and grain growth induced by ELMs-like transient heat loads in deformed tungsten samples // Sci. Rep. – 2014. – Vol. 4. – P. 6845.
- [12] Burdakov A.V., Chagin M.N., Filippov V.V. et al. On a possibility of explosive material erosion under conditions of ITER disruption event // J. Nucl. Mater. – 1996. – Vol. 233-237. – P. 697-700.
- [13] Barabash V.R., Baranov A.G., Burtseva T.A. et al. Damage of refractory metals and carbon-based materials under simulation of the thermal influence at plasma disruption // Fusion Eng. Des. – 1991. – Vol. 18. – P. 145-150.
- [14] Groot B., Rooij G.J., Veremiyenko V. et al. Magnum-psi, a plasma generator for plasma-surface interaction research in ITER-like conditions // Fusion Eng. Des. – 2005. – Vol. 74, issue 1-4. – P. 155-159.
- [15] Safronov V.M., Arkhipov N.I., Klimov N.S. et al. Erosion mechanisms and erosion products in tungsten targets exposed to plasma heat loads relevant

to ELMS and mitigated disruptions in ITER // *Probl. Atom. Sci. Tech. Plasma Physics.* – 2010. – Vol. 6. – P. 51-53.

- [16] Garkusha I.E., Aksenov N.N., Byrka O.V. et al. Simulation of plasma–surface interactions in a fusion reactor by means of QSPA plasmastreams: recent results and prospects // *Phys. Scr.* – 2016. – Vol. 91. – P. 094001.
- [17] Kreter A., Brandt C., Huber A. et al. Linear Plasma Device PSI-2 for Plasma-Material Interaction Studies // *Fusion Sci. Technol.* – 2005. – Vol. 68, issue 1. – P. 8-14.
- [18] Hirai T., Ezato K., Majerus P. ITER Relevant High Heat Flux Testing on Plasma Facing Surfaces // *Mater. Trans.* – 2005. – Vol. 46, N 3. – P. 412-424.
- [19] Majerus P., Duwe R., Hirai T. et al. The new electron beam test facility JUDITH II for high heat flux experiments on plasma facing components // *Fusion Eng. Des.* – 2005. – Vol. 75-79. – P. 365-369.
- [20] Trunev Yu.A., Arakcheev A.S., Burdakov A.V. et al. Heating of tungsten target by intense pulse electron beam // *AIP Conf. Proc.* – 2016. – Vol. 1771. – 060016.
- [21] Greuner H., Boeswirth B., Boscary J. et al. High heat flux facility GLADIS:: Operational characteristics and results of W7-X pre-series target tests // *J. Nucl. Mater.* – 2007. – Vol. 367-370, Part B. – P. 1444-1448.
- [22] Kreter A., Nishijima D., Doerner R.P. et al. Influence of plasma impurities on the fuel retention in tungsten // *Nucl. Fusion.* – 2019. – Vol. 59, N 8. – P. 086029.

- [23] Huber A., Sergienko G., Wirtz M. et al. Impact on the deuterium retention of simultaneous exposure of tungsten to a steady state plasma and transient heat cycling loads // Phys. Scr. – 2016. – Vol. T167. – P. 014046.
- [24] Zibrov M., Gasparyan Yu., Ryabtsev S. et al. Isolation of peaks in TDS spectra of deuterium from ion irradiated tungsten // Phys. Procedia. – 2015. – Vol. 71. – P. 83–87.
- [25] Garkusha I.E., Makhlai V.A., Aksenov N.N. et al. Tungsten melt losses under QSPA Kh-50 plasma exposures simulating ITER ELMs and disruptions // Fusion Sci. Technol. – 2014. – Vol. 65, issue 2. – P. 186-193.
- [26] Poznyak I.M., Safronov V.M., Zybenko V.Yu. Movement of the melt metal layer under conditions typical of transient events in ITER // Phys. At. Nucl. – Vol. 80, issue 7, P. 1261-1267.
- [27] Arkhipov N.I., Zhitlukhin A.M., Safroniv V.M. et al. Interaction of a high temperature plasma with solid targets // Fusion Technology 1992: Proceedings of the 17th Symposium on Fusion Technology, Rome, Italy, 14 - 18 September 1992, P. 171-175.
- [28] Linke J., Rubel M., Malmberg J.A. et al. Carbon particles emission, brittle destruction and co-deposit formation: experience from electron beam experiments and controlled fusion devices // Phys. Scr. – 2001. – Vol. T91. – P. 36-42.
- [29] Rubel M., Cecconello M., Malmberg J.A. et al. Dust particles in controlled fusion devices: morphology, observations in the plasma and influence on the plasma performance // Nucl. Fusion. – 2001. – Vol. 41, N 8. – P. 1087-1099.

- [30] Safronov V., Arkhipov N., Bakhtin V. et al. Macroscopic erosion of divertor materials under plasma heat loads typical for iter hard disruptions // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Plasma Physics. – 2002. – Vol. 5. – P. 27-29.
- [31] Koga K., Iwashita S., Kiridoshi S. et al. Characterization of Dust Particles Ranging in Size from 1 nm to 10 μm Collected in the LHD // Plasma and Fusion Research: Regular Article. – 2009. – Vol. 4. – P. 034.
- [32] Temmerman G., Bacharis M., Dowling J. et al. Dust particles in controlled fusion devices: morphology, observations in the plasma and influence on the plasma performance // Nucl. Fusion. – 2010. – Vol. 50, N 10. – P. 105012.
- [33] Lowenhoff T., Linke J, Pintsuk G. et al. Tungsten and CFC Degradation Under Combined High Cycle Transient and Steady State Heat Loads // Fusion Eng. Des. – 2012. – Vol. 87. – P. 1201-1205.
- [34] Linke J., Loewenhoff T., Massaut V. et al. Performance of different tungsten grades under transient thermal loads // Nucl. Fusion. – 2011. – Vol. 51. – P. 073017.
- [35] Coenen J., Bazylev B., Brezinsek S. et al. Tungsten melt layer motion and splashing on castellated tungsten surfaces at the tokamak TEXTOR // J. Nucl. Mater. – 2011. – Vol. 415, issue 1. – P. S78-S86.
- [36] Krieger K., Lunt T., Dux R. et al. Controlled tungsten melting and droplet ejection studies in ASDEX Upgrade // Phys. Scr. – 2011. – Vol. T145. – P. 014067.
- [37] Lipschultz B., Coenen J., Barnard H. et al. Divertor tungsten tile melting and its effect on core plasma performance // Nucl. Fusion. – 2012. – Vol. 52. – P. 123002.

- [38] Astrelin V., Burdakov A., Chebotaev V. et al. Hot electron target interaction experiments at the GOL-3 facility // Nucl. Fusion. – 1997. – Vol. 37. – P. 1541.
- [39] Makhraj V., Garkusha I., Aksenov N. et al. Tungsten damage and melt losses under plasma accelerator exposure with ITER ELM relevant conditions // Phys. Scr. – 2014. – Vol. T159. – P. 014024.
- [40] Garkusha I., Bandura A., Byrka O. et al. Damage to preheated tungsten targets after multiple plasma impacts simulating ITER ELMs // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 127. – P. 127-131.
- [41] Garkusha I., Bazylev B., Bandura A. et al. Tungsten melt layer erosion due to $J \times B$ force under conditions relevant to ITER ELMs // J. Nucl. Mater. – 2007. – Vol. 363-365. – P. 1021-1025.
- [42] Klimov N., Podkovyrov V., Zhitlukhin A. et al. Experimental study of PFCs erosion under ITER-like transient loads at plasma gun facility QSPA // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 390-391. – P. 721-726.
- [43] Safronov V., Arkhipov N., Landman I. et al. Evaporation and vapor shielding of CFC targets exposed to plasma heat fluxes relevant to ITER ELMs // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 386-388. – P. 744-746.
- [44] Tereshin V., Bandura A., Byrka O. et al. Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat loads on divertor surfaces // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2007. – Vol. 49. – P. A231-A240.
- [45] Garkusha I., Makhraj V., Chebotarev V. et al. Experimental study of plasma

energy transfer and material erosion under ELM-like heat loads // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 390-391. – P. 814-817.

- [46] Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В. et al. Свойства примесей вольфрама, образующихся в плазме при облучении вольфрамовых мишеней мощными плазменными потоками // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2014. – Т. 37, вып. 1. – С. 70-79.
- [47] Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S. et al. Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during transient events // Phys. Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – P. 022501.
- [48] Arakcheev A.S., Apushkinskaya D.E., Kandaurov I.V. et al. Two-dimensional numerical simulation of tungsten melting in exposure to pulsed electron beam // Fusion Eng. Des. – 2018. – Vol. 132. – P. 13-17.
- [49] Arakcheev A.S., Chernoshtanov I.S., Popov V.A. et al. Shape evolution of surface molten by electron beam during cooling stage // Fusion Eng. Des. – 2018. – Vol. 128. – P. 154-157.
- [50] Lazareva G.G., Arakcheev A.S., Vasilyev A.A. et al. Numerical simulation of tungsten melting under fusion reactor-relevant high-power pulsed heating // Smart Innovation, Systems and Technologies (International Conference on 50 years of the development of grid-characteristic method). – 2019. – Vol. 133. – P. 41-51.
- [51] Arakcheev A.S., Huber A., Wirtz M. et al. Theoretical investigation of crack formation in tungsten after heat loads // J. Nucl. Mater. – 2015. – Vol. 463. – P. 246-249.

- [52] Arakcheev A.S., Skovorodin D.I., Burdakov A.V. et al. Calculation of cracking under pulsed heat loads in tungsten manufactured according to ITER specifications // *J. Nucl. Mater.* – 2015. – Vol. 467. – P. 165–171.
- [53] Arakcheev A.S., Burdakov A.V., Huber A. et al. Modeling of crack formation after pulse heat load in ITER-grade tungsten // *AIP Conf. Proc.* – 2016. – Vol. 1771. – P. 060010.
- [54] Vasilyev A.A., Arakcheev A.S., Bataev I.A. et al. In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads // *Nucl. Mater. Energy.* – 2017. – Vol. 12. – P. 553-558.
- [55] Arakcheev A.S., Arakcheev S.A. Solution to Force Problem of Linear Elasticity Theory for Quarter Space with Edge-uniform Forces // *Journal of Applied and Theoretical Physics Research.* – 2018. – Vol. 2, N 2. – P. 5–12.
- [56] Vyacheslavov L.N., Arakcheev A.S., Bataev I.A. et al. Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor // *Phys. Scr.* – 2018. – Vol. 93. – P. 035602.
- [57] Arakcheev A.S., Arakcheev S.A., Kandaurov I.V. et al. On the mechanism of surface-parallel cracks formation under pulsed heat loads // *Nucl. Mater. Energy.* – 2019. – Vol. 20. – P. 100677.
- [58] Vasilyev A.A., Arakcheev A.S., Burdakov A.V. et al. Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads // *Fusion Eng. Des.* – 2019. – Vol. 146(B). – P. 2366-2370.
- [59] Arakcheev A.S., Shmakov A.N., Sharafutdinov M.R. et al. Modeling of plasma interaction with first wall in fusion reactor – measuring residual

mechanical stresses in tungsten after irradiation at GOL-3 facility // J. Struct. Chem. – 2016. – Vol. 57. – P. 1314-1320.

- [60] Arakcheev A.S., Ancharov A.I., Aulchenko V.M. et al. Applications of synchrotron radiation scattering to studies of plasma facing components at Siberian Synchrotron and Terahertz Radiation Centre // AIP Conf. Proc. – 2016. – Vol. 1771. – P. 060003.
- [61] Arakcheev A.S., Ancharov A.I., Aulchenko V.M. et al. Status of dynamic diagnostics of plasma material interaction based on synchrotron radiation scattering at the VEPP-4 beamline 8 // Phys. Procedia. – 2016. – Vol. 84. – P. 184-188.
- [62] Arakcheev A.S., Aulchenko V.M., Balash I.I. et al. Dynamic observation of X-ray Laue diffraction on single-crystal tungsten during pulsed heat load // J. Synchrotron Radiat. – 2019. – Vol. 26, N 5. – P. 1644-1649.
- [63] Arakcheev A., Aulchenko V., Kudashkin D. et al. Development of a silicon microstrip detector with single photon sensitivity for fast dynamic diffraction experiments at a synchrotron radiation beam // J. Instrum. – 2017. – Vol. 12. – P. C06002.
- [64] Langmuir I. Oscillations in ionized gases // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. – 1928. – Vol. 14, N 8. – P. 627–637.
- [65] Langmuir I. Scattering of electrons in ionized gases // Phys. Rev. – 1925. – Vol. 26. – P. 585–613.
- [66] Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status // J. Nucl. Mater. – 2013. – Vol. 438. – P. S48-S56.

- [67] Rapp J., De Temmerman G., Van Rooij G.J. et al. Plasma-Facing Materials Research for Fusion Reactors at FOM Rijnhuizen // *Rom. Journ. Phys.* – Vol. 56 Supplement. – P. 30–35.
- [68] Biel W., Albanese R., Ambrosino R. et al. Diagnostics for plasma control – From ITER to DEMO // *Fusion Eng. Des.* – 2019. – Vol. 146, Part A. – P. 465-472.
- [69] Arcimovich L.A., Bobrovskij G.L., Gorbunov E.P. et al. Experiments in Tokamak Devices // *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. – Proceedings of the Third International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Held by the International Atomic Energy Agency at Novosibirsk, 1-7 August 1968.* – Vienna: International Atomic Energy Agency, 1969. – Vol. 1. – P. 157–173.
- [70] Peacock N.J., Robinson D.C., Forrest M.J. et al. Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3 // *Nature.* – 1969. – Vol. 224. – P. 488-490.
- [71] Lipschultz B., Bonnin X., Counsell G. et al. Plasma–surface interaction, scrape-off layer and divertor physics: implications for ITER // *Nucl. Fusion.* – 2007. – Vol. 47, N 9. – P. 1189.
- [72] Ryutov D.D., Soukhanovskii V.A. The snowflake divertor // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22. – P. 110901.
- [73] Gunn J.P., Carpentier-Chouchana S., Dejarnac R. et al. Ion orbit modelling of ELM heat loads on ITER divertor vertical targets // *Nucl. Mater. Energy.* – 2017. – Vol. 12. – P. 75-83.

- [74] Wagner F., Fussmann G., Grave T. et al. Development of an edge transport barrier at the H-mode transition of ASDEX // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 53, N 15. – P. 1453-1456.
- [75] Abernethy R.G. Predicting the performance of tungsten in a fusion environment: a literature review // *J. Mater. Sci. Technol.* – 2017. – Vol. 33, N 4. – P. 388-399.
- [76] Nishikawa M. Study on tritium balance in a D-T fusion reactor // *Fusion Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 57. – P. 120-128.
- [77] !!! Brezinsek S., Loarer T., Philipps V. et al. Fuel retention studies with the ITER-Like Wall in JET // *Nucl. Fusion.* – 2013. – Vol. 53, N 8. – P. 083023.
- [78] Unterberg B., Jaspers R., Koch R. et al. New linear plasma devices in the trilateral euregio cluster for an integrated approach to plasma surface interactions in fusion reactors // *Fusion Eng. Des.* – 2011. – Vol. 86. – P. 1797-1800.
- [79] El-Atwani O., Taylor C.N., Frishkoff J. et al. Thermal desorption spectroscopy of high fluence irradiated ultrafine and nanocrystalline tungsten: helium trapping and desorption correlated with morphology // *Nucl. Fusion.* – 2018. – Vol. 58, N 1. – P. 016020.
- [80] Pelicon P., Vavpetic P., Grlj N. et al. Fuel retention study in fusion reactor walls by micro-NRA deuterium mapping // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.* – 2011. – Vol. 269. – P. 2317–2321.
- [81] Matthews G.F., Bazylev B., Baron-Wiechec A. et al. Melt damage to the JET ITER-like wall and divertor // *Phys. Scr.* – 2016. – Vol. T167. – P. 014070.

- [82] Coenen J.W., Arnoux G., Bazylev B. et al. ELM-induced transient tungsten melting in the JET divertor // Nucl. Fusion. – 2015. – Vol. 55, N 2. – P. 023010.
- [83] Coenen J.W., Matthews G.F., Kriegerm et al. Transient induced tungsten melting at the Joint European Torus (JET) // Phys. Scr. – 2017. – Vol. T170. – P. 014013.
- [84] Garkusha I.E., Bandura A.N., Byrka O.V. et al. Tungsten erosion under plasma heat loads typical for ITER type I ELMs and disruptions // J. Nucl. Mater. – 2005. – Vol. 337-339. – P. 707-711.
- [85] Safronov V.M., Arkhipov N.I., Klimov N.S. et al. Erosion mechanisms and erosion products in tungsten targets exposed to plasma heat loads relevant to elms and mitigated disruptions in ITER // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Thermonuclear Fusion. – 2010. – Vol. 6, N 16. – P. 51-53.
- [86] Martynenko Yu.V. Movement of melt metal layer and droplet erosion under plasma flow action typical for ITER transient regimes // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Thermonuclear Fusion. – 2014. – Vol. 37, N 2. – P. 53-59.
- [87] Poznyak I.M., Klimov N.S., Podkovyrov V.L. et al. Erosion of metals under the action of intense plasma stream // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Thermonuclear Fusion. – 2012. – Vol. 4. – P. 23-33.
- [88] Miloshevsky G., Hassanein A. Modelling of Kelvin-Helmholtz instability and splashing of melt layers from plasma-facing components in tokamaks under plasma impact // Nucl. Fusion. – 2010. – Vol. 50. – P. 115005.
- [89] Shi Y., Miloshevsky G., Hassanein A. Boiling induced macroscopic erosion

- of plasma facing components in fusion devices // Fusion Eng. Des. – 2011. – Vol. 86. – P. 155-162.
- [90] Ruzic D.N., Xu W., Andruczyk D., Jaworski M.A. Lithium–metal infused trenches (LiMIT) for heat removal in fusion devices // Nucl. Fusion. – 2011. – Vol. 51, N 10. – P. 102002.
- [91] Mirnov S. Plasma-wall interactions and plasma behaviour in fusion devices with liquid lithium plasma facing components // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 390-391. – P. 876-885.
- [92] Apicella M.L., Mazzitelli G., Pericoli Ridolfini V. et al. First experiments with lithium limiter on FTU // J. Nucl. Mater. – 2007. – Vol. 363-365. – P. 1346-1351.
- [93] Nygren R.E., Tabares F.L. Liquid surfaces for fusion plasma facing components – A critical review. Part I: Physics and PSI // Nucl. Mater. Energy. – 2016. – Vol. 9. – P. 6-21.
- [94] Schiller S., Heisig U., Panzer S. Electron beam technology. – New York NY, USA, John Wiley & Sons, 1982.
- [95] Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S. Physics of ultimate detachment of a tokamak divertor plasma // J. Plasma Phys. – 2017. – Vol. 83. – P. 155830501.
- [96] Field A.R., Balboa I., Drewelow P. et al. Dynamics and stability of divertor detachment in H-mode plasmas on JET // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2017. – Vol. 59. – P. 095003.

- [97] Berger M.J., Inokuti M., Anderson H.H. et al. Stopping powers for electrons and positrons // Journal of the ICRU. – 1984. – Vol. os19, issue 2. – Report 37.
- [98] Popov V.A., Arakcheev A.S., Burdakov A.V. et al. Theoretical modeling of shielding for plasma flow and electron beam heating // AIP Conf. Proc. – 2016. – Vol. 1771. – 060009.
- [99] Burdakov A.V., Filippov V.V., Koidan V.S. et al. Test of divertor materials under simulated ITER plasma disruption conditions at the GOL-3 facility // J. Nucl. Mater. – 1994. – Vol. 212-215. – P. 1345-1348.
- [100] Arakcheev A.S., Lotov K.V. Analytical model of brittle destruction based on hypothesis of scale similarity // JETP. – Vol. 115, issue 2. – P. 242-248.
- [101] Koza Y., Amouroux S., Bazylev B.N. et al. Brittle Destruction of Carbon Based Materials // Phys. Scr. – 2004. – Vol. T111. – P. 167-172.
- [102] Budaev V.P. Results of high heat flux tests of tungsten divertor targets under plasma heat loads expected in iter and tokamaks (review) // Phys. At. Nucl. – 2016. – Vol. 79, N 7. – P. 1137-1162.
- [103] Shoshin A.A., Arzhannikov A.V., Burdakov A.V. et al. Plasma-surface interaction during ITER type I ELMs: comparison of simulation with QSPA Kh-50 and the GOL-3 facilities // Fusion Sci. Technol. – 2011. – Vol. 59, N 1T. – P. 57-60.
- [104] Huber A., Arakcheev A., Sergienko G. et al. Investigation of the impact of transient heat loads applied by laser irradiation on ITER-grade tungsten // Phys. Scr. – 2014. – Vol. T159. – P. 014005.

- [105] Gunn J.P., Carpentier-Chouchana S., Escourbiac F. et al. Surface heat loads on the ITER divertor vertical targets // Nucl. Fusion. – 2017. – Vol. 57. – P. 046025.
- [106] Terra A., Sergienko G., Tokar M. et al. Micro-structured tungsten: an advanced plasma-facing material // Nucl. Mater. Energy. – 2019. – Vol. 19. – P. 7-12.
- [107] Lassner E., Schubert W.-D. Tungsten Properties, Chemistry, Technology of the Element, Alloys, and Chemical Compounds. – New York, USA, Kluwer Academic / Plenum Publisher, 1999.
- [108] Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В. Справочник по сопротивлению материалов. – Киев, Украина, Наукова думка, 1988.
- [109] Sun Zh., Li Q., Wang W. et al. Post examination of tungsten monoblocks subjected to high heat flux tests of ITER full-tungsten divertor qualification program // Fusion Eng. Des. – 2017. – Vol. 121. – P. 60-69.
- [110] Pestchanyi S., Wuerz H. 3-D simulation of macroscopic erosion of CFC under ITER off-normal heat loads // Fusion Eng. Des. – 2003. – Vol. 66-68. – P. 271-276.
- [111] Pestchanyi S., Garkusha I., Landmana I. Simulation of residual thermostress in tungsten after repetitive ELM-like heat loads // Fusion Eng. Des. – 2011. – Vol. 86. – P. 1681-1684.
- [112] Changjun L., Dahuan Zh., Xiangbin L. et al. Thermal-stress analysis on the crack formation of tungsten during fusion relevant transient heat loads // Nucl. Mater. Energy. – 2017. – Vol. 13. – P. 68-73.

- [113] Li M., Werner E., Youb J.-H. Cracking behavior of tungsten armor under ELM-like thermal shock loads: A computational study // Nucl. Mater. Energy. – 2015. – Vol. 2. – P. 1-11.
- [114] Besozzi E., Maffini A., Dellasega D. et al. Nanosecond laser pulses for mimicking thermal effects on nanostructured tungsten-based materials // Nucl. Fusion. – 2018. – Vol. 58, N 3. – P. 036019.
- [115] Бомбардиров П.П. Вагонные буксы с подшипниками скольжения, 2-е изд., перераб. и доп. - Москва, Транспорт, 1979.
- [116] Loarte A., Saibene G., Sartori R. et al. ELMs and disruptions in ITER : Expected Energy Fluxes on Plasma Facing Components from Multi-machine Experimental Extrapolations and Consequences for ITER Operation // Proceedings of the 21st IAEA Conference at Chengdu, 16-21 October 2006.
- [117] Pestchanyi S., Landman I. Experimental verification of FOREV-2D simulations for the plasma shield // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 390-391. – P. 822-825.
- [118] Pestchanyi S., Arkhipov N., Landman I. et al. Simulation of tungsten plasma transport along magnetic field under ELM-like heat loads // J. Nucl. Mater. – 2013. – Vol. 438. – P. S459-S462.
- [119] Karlykhanov N., Martynenko Y., Matveenko Y. et al. Interaction of a plasma flow with a solid target // Plasma Phys. Rep. – 1996. – Vol. 22, N 11. – P. 903-911.
- [120] Genco F., Hassanein A. Simulation of damage to tokamaks plasma facing components during intense abnormal power deposition // Fusion Eng. Des. – 2014. – Vol. 89. – P. 335-341.

- [121] Arkhipov N., Karelov S., Poznyak I. et al. Experimental study of tungsten impurity formation and its dynamics under condition relevant to transient events in ITER // Proceedings of the 39th International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion in Zvenigorod, 06-10 February 2012.
- [122] Post D., Jensen R., Tarter C. et al. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas // At. Data Nucl. Data Tables. – 1977. – Vol. 20, issue 5. – P. 397.
- [123] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика (Том 6, Гидродинамика), 3-е издание. – Москва, Наука, 1986.
- [124] Bazylev B., Wurz H. Two-level model for line radiation transfer in low Z target plasmas. – Karlsruhe, Forschungszentrum Report FZKA 6573, 2001.
- [125] Parks P., Turnbull R., Foster C. A model for the ablation rate of a solid hydrogen pellet in a plasma // Nucl. Fusion. – 1977. – Vol. 17, N 3. – P. 539.
- [126] Tokar M., Kelly F. The role of plasma-wall interactions in thermal instabilities at the tokamak edge // Phys. Plasmas. – 2003. – Vol. 10. – P. 4378.
- [127] Zinoviev V.E. Thermodynamic properties of metals at high temperatures. – Moscow, Metallurgy, 1989.
- [128] Putterich T., Neu R., Dux R. et al. Calculation and experimental test of the cooling factor of tungsten // Nucl. Fusion. – 2010. – Vol. 50, N 2. – P. 025012.

- [129] Berger M.J., Seltzer S.M. Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons. 2nd ed. – Washington, National Bureau of Standards, 1983.
- [130] Davis J.W., Smith P.D. ITER material properties handbook // J. Nucl. Mater. – 1996. – Vol. 233. – P. 1593-1596.
- [131] Ho C.Y., Powell R.W., Liley P.E. Thermal conductivity of elements // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1972. – Vol. 1, issue 2. – 279-421.
- [132] Pottlacher G. Thermal conductivity of pulse-heated liquid metals at melting and in the liquid phase
J. Non-Cryst. Solids. – 1999. – Vol. 250-252, part 1. – P. 177–181.
- [133] Талуц С.Г. Экспериментальное исследование теплофизических свойств переходных металлов и сплавов на основе железа при высоких температурах : Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.14 / С.Г. Талуц; Урал. гос. ун-т им. А. М. Горького. - Екатеринбург : Изд-во Урал. горн.-геол. акад., 2001.
- [134] Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. – Москва, Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
- [135] Vyacheslavov L., Arakcheev A., Burdakov A. et al. Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads // AIP Conf. Proc. – 2016. – Vol. 1771. – 060004.
- [136] Vasilyev A.A., Arakcheev A.S., Bataev I.A. et al. In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads // Nucl. Mater. Energy. – 2017. – Vol. 12. – P. 553-558.

- [137] Miloshevsky G., Hassanein A. Modeling of macroscopic melt layer splashing during plasma instabilities // J. Nucl. Mater. – 2011. – Vol. 415. – P. S74-S77.
- [138] Martynenko Y. Metal surface erosion due to wave relief formation under power plasma flow // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Plasma Physics. – 2012. – Vol. 3. – P. 41-43.
- [139] Hassanein A., Belan V., Konkashbaev I. et al. Modeling and simulation of melt-layer erosion during plasma disruption // J. Nucl. Mater. – 1995. – Vol. 241-243. – P. 288-293.
- [140] Garkusha I., Bandura A., Byrka O. et al. Melt layer macroscopic erosion of tungsten and other metals under plasma heat loads simulating iter off-normal events // Probl. Atom. Sci. Tech. Ser. Plasma Physics. – 2002. – Vol. 5. – P. 30-32.
- [141] Coenen J., Philipps V., Brezinsek S. et al. Melt-layer ejection and material changes of three different tungsten materials under high heat-flux conditions in the tokamak edge plasma of TEXTOR // Nucl. Fusion. – 2011. – Vol. 51, N 11. – P. 113020.
- [142] Lorrain P., Lorrain F., Houle S. Magneto-Fluid Dynamics. – New York, Springer-Verlag, 2006.
- [143] Sanochkin Y. Viscosity effect on free surface waves in fluids, Fluid Dynam. – 2000. – Vol. 35, issue 4. – P. 599-604.
- [144] Paradis P.-F., Ishikawa T., Fujii R. et al. Physical properties of liquid and undercooled tungsten by levitation techniques // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – P. 041901.

- [145] Desai P., Chu T., James H. et al. Electrical resistivity of selected elements // J. Phys. Chem. Ref. – 1984. Vol. 13, issue 4. – P. 1069-1096.
- [146] Faber T. Fluid dynamics for physicists. – Cambridge, Cambridge University Press, 1995.
- [147] Chase M. Jr. NIST-JANAF Thermochemical Tables, Fourth Edition. – Physical chemical reference data Monograph 9 (Part I and Part II), 1998.
- [148] Paradis P.-F., Ishikawa T., Yoda S. Viscosity of liquid undercooled tungsten // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – 106101.
- [149] Landau L., Lifshitz E. Theory of Elasticity (Vol. 7). – Oxford, Pergamon Press, 1970.
- [150] Temmerman G., Hirai T., Pitts R.A. The influence of plasma-surface interaction on the performance of tungsten at the ITER divertor vertical targets // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2018. – Vol. 60. – P. 044018.
- [151] Hollomon J.H. Tensile Deformation // Transactions of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers. – 1945. – Vol. 162. – P. 268-290.
- [152] Zhongping Z., Weihua W., Donglin C. et al. New formula relating the yield stress-strain with the strength coefficient and the strain-hardening exponent // J. Mater. Eng. Perform. – 2004. – Vol. 13, issue 4. – P. 509-512.
- [153] Kachanov L.M. Foundations of the theory of plasticity. – Amsterdam/London, Publishing Company, 1971.
- [154] Report on the Mechanical and Thermal Properties of Tungsten and TZM Sheet Produced in the Refractory Metal Sheet Rolling Program Part 1 to

bureau of naval weapons contract No. N600(19)-59530. – Southern Research Institute, Birmingham, Alabama, 1966.

- [155] Loewenhoff Th., Linke J., Pintsuk G. et al. ITER-W monoblocks under high pulse number transient heat loads at high temperature // J. Nucl. Mater. – 2015. – Vol. 463. – P. 202-205.
- [156] Wirtz O.M. Thermal shock behaviour of different tungsten grades under varying conditions. – Forschungszentrum Julich GmbH, Institute of Energy and Climate Research (IEK), Microstructure and Properties of Materials (IEK-2), ISSN 1866-1793, ISBN 9783893368426, Vol. 161, 2013.
- [157] Atroshchenko E., Bordas S.P.A. Fundamental solutions and dual boundary element methods for fracture in plane Cosserat elasticity // Proceedings of the Royal Society of London A. –2015. Vol. 471, issue 2179. – P. 20150216.
- [158] Leibowitz H. Fracture, an Advanced Treatise, Volume II Mathematical Fundamentals. – New York, Academic Press, 1968.
- [159] Weisstein E.W. CRC Concise Encyclopedia of Mathematics, Second Edition. – Boca Raton, CRC Press , 2002.
- [160] Математические основы теории разрушения. Том 2 серии Разрушение. Редактор Г. Либовиц. Перевод под редакцией А.Ю. Ишлинского. – Москва, Мир, 1975.
- [161] Loewenhoff Th.W. Combined steady state and high cycle transient heat load simulation with the electron beam facility JUDITH 2. – Forschungszentrum Julich GmbH, Institute of Energy and Climate Research (IEK), Microstructure and Properties of Materials (IEK-2), ISSN 1866-1793, ISBN 978-3-89336-869-3, Vol. 173, 2013.

- [162] Monine V.I., Filho J.C.P., Gonzaga R.S. et al. X-ray diffraction technique for residual stress measurement in NiCrMo alloy weld metal. – Adv. Mater. Sci. Eng. – 2018. - Vol. 2018, N 9. – 8986423.
- [163] Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V. et al. Status and prospects of GOL-3 multiple-mirror trap // Fusion Sci. Technol. – 2009. – Vol. 55, N 2T. – P. 63-70.
- [164] Arzhannikov A.V., Makarov M.A., Sinitsky S.L. et al. Energy spectrum of electrons in flow from plasma column heated by REB at GOL-3 facility // Fusion Sci. Technol. – 2011. – Vol. 59, N 1T. – P. 304-306.
- [165] Garkusha I.E., Burdakov A.V., Ivanov I.A. et al. Plasma-surface interaction during iter transient events: simulation with QSPA KH-50 and GOL-3 facilities // Probl. Atom. Sci. Tech. Series: Plasma Physics. – 2008. – Vol. 6. – P. 58-60.
- [166] Ivanov I.A., Burdakov A.V., Ivanenko V.G. et al. Stabilization of relativistic electron beam by dense plasma cloud in GOL-3 expander // Fusion Sci. Technol. – 2011. – Vol. 59, N 1T. – P. 196-198.
- [167] Shoshin A.A., Arzhannikov A.V., Burdakov A.V. et al. Structure modification of different graphite and glassy carbon surfaces under high power action by hydrogen plasma // Fusion Sci. Technol. – 2011. – Vol. 59, N 1T. – P. 268-270.
- [168] Polosatkin S.V., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T. et al. Spectroscopic studies of the interaction of a high-power plasma stream with a solid on the GOL-3 facility // Instrum. Exp. Tech. – 2008. – Vol. 51, N 2. – P. 251-257.

- [169] Akent'ev R.Yu., Burdakov A.V., Ivanov I.A. et al. Spectral diagnostics for plasma research at the GOL-3 facility // *Instrum. Exp. Tech.* – 2004. – Vol. 47, N 2. – P. 224-229.
- [170] Arzhannikov A.V., Bataev V.A., Bataev I.A. et al. Surface modification and droplet formation of tungsten under hot plasma irradiation at the GOL-3 // *J. Nucl. Mater.* – 2013. – Vol. 438. – P. S677-S680.
- [171] Shmakov A.N. High precision X-ray diffraction studies of polycrystalline materials on synchrotron radiation. // *J. Struct. Chem.* – 2012. – Vol. 53. – P. S133-S149.
- [172] Barrett C.S., Massalski T.B. *Structure of metals.* – Oxford, Pergamon Press, 1980.
- [173] Warren B.E. *X-Ray diffraction.* – New York, Dover publications, 1990.
- [174] Swanson H.E., Tatge E. Standard x-ray diffraction powder patterns // *Natl. Bur. Stand. Circ.* – 1953, – N 539, Vol. 359.
- [175] Glatter O., Kratky O. *Small angle x-ray scattering.* – London, Academic Press, 1982.
- [176] Smid I., Akiba M., Vieider G. et al. Development of tungsten armor and bonding to copper for plasma-interactive components // *J. Nucl. Mater.* – 1998. – Vol. 258-263. – P. 160-172.
- [177] R.W. James. *The optical principles of the diffraction of X-rays.* – G. Bell and Sons, London, 1950.
- [178] Vos J.C. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon // *Physica.* – 1954. – Vol. 20, issues 7-12. – P. 690-714.