

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

На правах рукописи

Черепанов Дмитрий Евгеньевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЯ
ТЕРМИЧЕСКИМИ УДАРАМИ МАТЕРИАЛОВ
ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

1.3.2. Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Вячеславов Леонид Николаевич

Новосибирск — 2024

Оглавление

| | Стр. |
|---|-----------|
| Введение | 5 |
| Глава 1. Описание установки БЕТА и in situ диагностических систем для характеристики нагрева и деформации образцов | 19 |
| 1.1 Установка БЕТА | 19 |
| 1.2 Пирометрическая система диагностики установки БЕТА | 21 |
| 1.3 Характеристика интенсивности нагрева | 25 |
| 1.4 Система диагностики динамики изгиба | 28 |
| Глава 2. Экспериментальное изучение деформации вольфрама во время термических ударов | 38 |
| 2.1 Тепловая деформация хрупко-пластичных материалов | 38 |
| 2.2 Величина остаточных механических напряжений как критерий устойчивости вольфрама к последующей нагрузке | 40 |
| 2.3 Оценка остаточных механических напряжений, исходя из характеристики нагрева и деформации вольфрама | 41 |
| 2.3.1 Первичная оценка величины изгиба пластины во время нагрева | 43 |
| 2.3.2 Демонстрация экспериментально зарегистрированной динамики изгиба образца из вольфрамовой пластины | 46 |
| 2.3.3 Поведение образца в случае нескольких импульсов нагрева с одинаковой нагрузкой и с ее постепенным ростом, растрескивание облучаемой поверхности | 47 |
| 2.3.4 Использование теоретической модели деформации вольфрама при импульсном нагреве для оценки величины остаточных напряжений | 54 |
| 2.4 Связь модификации облучаемой поверхности вольфрама с пластической деформацией | 60 |

| | |
|--|-----------|
| Глава 3. Описание лазерного стенда и реализованных на нем in situ диагностических систем для характеристики нагрева и модификации облучаемой поверхности образцов | 62 |
| 3.1 Лазерный стенд | 62 |
| 3.2 Пространственный и временной профили нагрева | 63 |
| 3.3 Регистрация мощности лазерного излучения | 66 |
| 3.4 Пирометрическая система диагностики лазерного стенда | 70 |
| 3.5 Система диагностики эрозии облучаемой поверхности керамик | 75 |
| | |
| Глава 4. Экспериментальное изучение повреждения высокотемпературной керамики во время термических ударов | 81 |
| 4.1 Повреждение поверхности хрупких материалов вследствие быстрого нагрева | 81 |
| 4.2 Повреждение поверхности керамик термическим ударом | 83 |
| 4.3 Повреждение поверхности карбида бора термическим ударом | 83 |
| 4.3.1 Характеристика нагрева поверхности карбида бора лазерным излучением | 85 |
| 4.3.2 Импульсный нагрев до температуры ниже порога выкрашивания | 87 |
| 4.3.3 Импульсный нагрев до температуры выше порога выкрашивания | 90 |
| 4.3.4 Импульсный нагрев до температуры выше порога плавления | 94 |
| 4.4 Повреждение поверхности карбида кремния термическим ударом | 95 |
| 4.4.1 Характеристика нагрева поверхности карбида кремния лазерным излучением | 97 |
| 4.4.2 Импульсный нагрев до температуры ниже порога выкрашивания | 98 |
| 4.4.3 Импульсный нагрев до температуры выше порога выкрашивания | 100 |
| 4.5 Анализ полученных результатов | 104 |
| 4.6 Испытания покрытий из карбида бора, нанесенных на вольфрам | 106 |

| | Стр. |
|--|------------|
| 4.6.1 Описание образцов | 107 |
| 4.6.2 Обсуждение результатов | 108 |
| Заключение | 113 |
| Список литературы | 115 |
| Список рисунков | 132 |
| Список таблиц | 142 |

Введение

Актуальность темы исследования

Термоядерные установки нового поколения являются амбициозными и масштабным научными проектами, среди целей которых получение энергии с использованием реакции термоядерного синтеза [1; 2] (например, дейтерий-тритиевой реакции), в несколько раз превышающей потребляемую мощность. Чтобы реакционная смесь в виде дейтерия и трития достигла условий, необходимых для протекания реакции, ее разогревают до температур $\sim 10^8$ К, и образуется квазинейтральная плазма. В качестве наиболее перспективной конфигурации термоядерного реактора рассматривается установка типа токамак [3–8]. Плазма в токамаке удерживается внутри тороидальной камеры с помощью специально создаваемого комбинированного магнитного поля – тороидальным внешним и полоидальным полем, создаваемым током, который протекает по плазменному шнуру, как показано на рисунке 1 (слева). Одной из ключевых проблем, возникающих в ходе реализации проектов термоядерных установок, является воздействие плазмы на компоненты токамака, обращенные к плазме, в число которых входят первая стенка и защита дивертора [6; 9]. Сечение токамака с расположением первой стенки и дивертора схематично показано на рисунке 1 (справа). Защитный материал обращенных к плазме компонентов должен не только предохранять от интенсивного нагрева, производимого плазмой, но и выдерживать воздействие нейтронного потока (нейтроны – результат дейтерий-тритиевой реакции), а также оказывать минимальное влияние на удерживаемую внутри вакуумной камеры токамака плазму в случае эрозии.

Обращенные к плазме компоненты термоядерной установки должны выдерживать различные сценарии нагрузок. На их целостность сильное влияние оказывают частицы плазмы, нейтроны с энергией 14 МэВ, стационарные и импульсные тепловые нагрузки. Синергетические эффекты, возникающие в результате одновременных тепловых, плазменных и нейтронных нагрузок необходимо исследовать в сложных экспериментах. Наиболее серьезными механизмами повреждения являются термические дефекты (растрескивание, плавление), термоусталостное повреждение соединений обращенного к плазме материала с системой охлаждения, блистеринг в ходе взаимодействия с водородом, образование наноразмерных кластеров вследствие взаимодействия с

гелием (альфа-частица He^{2+} – один из продуктов дейтерий-тритиевой реакции), нейтронно-индуцированная деградация за счет снижения теплопроводности, охрупчивания, трансмутации и активации [10].

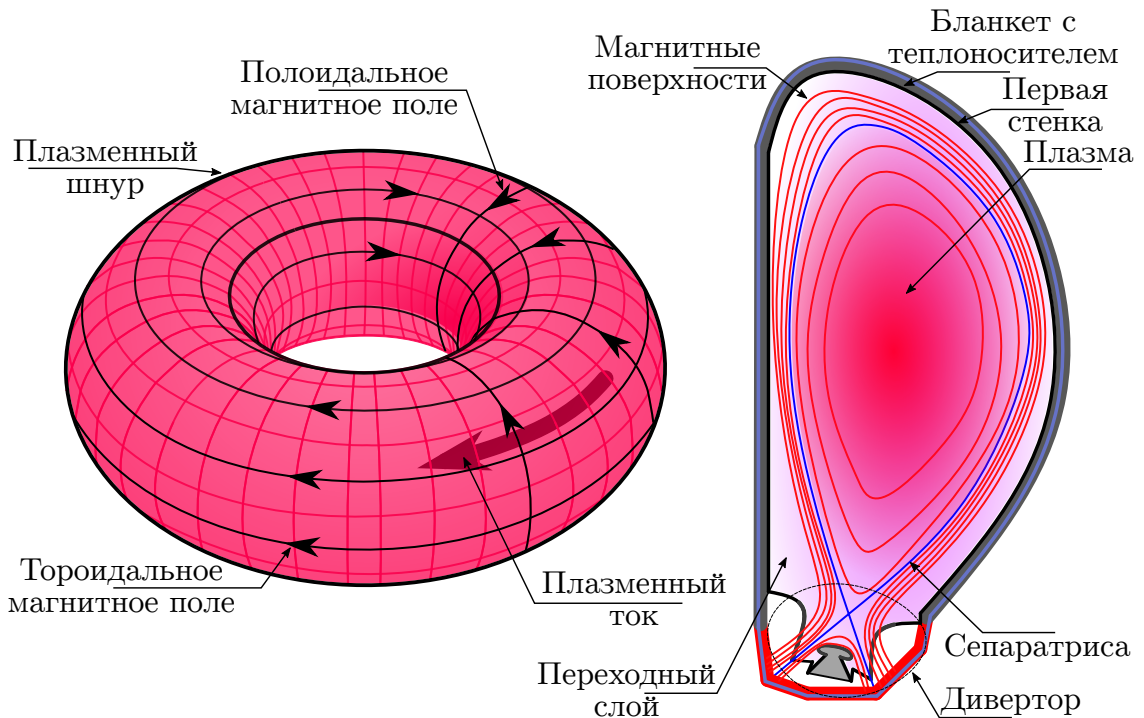


Рисунок 1 — Схема удержания плазмы в токамаке (слева) и сечение токамака с расположением дивертора (справа)

Разработка новых режимов удержания и методов подавления плазменных неустойчивостей может помочь улучшить условия работы обращенных к плазме компонентов, а улучшение конструкции (усовершенствование геометрии, новые материалы и т.д.) принесет пользу в области термоядерного синтеза в целом. Исследования материалов для экспериментов по магнитному удержанию плазмы продолжаются уже более 50 лет. Большой вклад внесли работы на токамаках среднего размера, которые успешно эксплуатировались в 1970-х годах и остро нуждались в защите стенок из нержавеющей стали [10]. Дальнейшая потребность в подходящих материалах возникла после начала строительства токамака JET в 1978 году [10; 11]. В настоящее время спецификации материалов и характерные сценарии нагрузок продиктованы проектом ИТЭР [12].

Важным является вопрос срока службы материалов в условиях облучения ионами, нейтральными атомами, электронами и нейтронами. Воздействие частиц на обращенные к плазме материалы будет ограничивать их срок службы. Облучение материалов ионами изотопов водорода (дейтерия и трития), в

зависимости от энергии, будут распылять материал защиты обращенных к плазме компонентов. Распыленные частицы будут переосаждаться на различные поверхности внутри вакуумной камеры. Имплантация ионов изотопов водорода приводит к охрупчиванию защитного материала, что оказывает сильное влияние на его устойчивость к тепловым нагрузкам. Имплантация одного из продуктов реакции термоядерного синтеза – гелия – также приводит к негативным последствиям. В вольфраме (W), который часто выбирается на роль защиты наиболее теплонагруженных элементов токамаков [9; 13–16], гелий может инициировать существенные изменения морфологии поверхности в ходе образования наноразмерных кластеров («усиков» и «пуха») [17]. Толщина модифицированного слоя может достигать размеров порядка нескольких микрометров. А эффект необходимо рассматривать как потенциальный источник выброса частиц и загрязнения плазмы. Наконец, облучение обращенных к плазме материалов термоядерными нейтронами приводит к каскадам столкновений с узлами кристаллической решетки, межузельными атомами и инициирует процессы трансмутации [10]. Вольфрам, например, преобразуется в рений (Re), который при нейтронной бомбардировке преобразуется в осмий (Os). Такие процессы могут приводить к появлению до нескольких процентов новых элементов [18]. Следовательно, изменение свойств облученного вольфрама должно быть тщательно исследовано: рений увеличивает его пластичность, а увеличение содержания осмия приводит к охрупчиванию. В течение срока службы будущего проекта европейского демонстрационного реактора ДЕМО (ДЕМО, срок 1.5 – 2 года работы на полной мощности) для отработки реакторных технологий [19; 20] предельная доза нейтронного облучения обращенных к плазме компонентов оценивается в 4–8 СНА [10]. После достижения такого диапазона значений числа смещений на атом произойдет критическая деградация физических свойств материалов, и обращенные к плазме компоненты будут требовать замены [10]. В ходе эксплуатации, например, токамака ИТЭР ожидается доза в 1 СНА [10].

Процессы взаимодействия плазмы с обращенными к ней материалами связаны в том числе с квазистационарными и импульсными тепловыми нагрузками. Данная работа посвящена исследованию эрозии вследствие экстремального импульсного нагрева материалов, которые применяются или рассматриваются в качестве защиты обращенных к плазме компонентов. Самым теплонагруженным элементом токамака является дивертор. И далее будут рассматриваться импульсные тепловые нагрузки, ожидаемые в диверторной

зоне токамака ИТЭР. Дивертор [9] – элемент токамака, предназначенный для приема и нейтрализации частиц плазмы, вышедшей из зоны удержания. Магнитное поле токамака устроено таким образом, что его силовые линии образуют «Х-точку» над местом расположения дивертора и выходят наружу через его стенки так, как показано на рисунке 1 (справа). Такая конфигурация позволяет направить частицы плазмы, покинувшие область удержания, на пластины дивертора для их сбора и нейтрализации. Удержание плазмы в желательном для управляемого термоядерного синтеза режиме улучшенного удержания (H-mode) будет неизбежно приводить к возникновению ЭЛМ (ELM – Edge Localized Mode) [21] – неустойчивостей, локализованных на краю зоны удержания плазмы, срывов и вертикальных смещений [10]. Эти процессы будут приводить к импульсным выбросам плазмы, попадающим вдоль силовых линий магнитного поля на защиту дивертора и первой стенки.

В настоящее время защитные диверторные пластины токамаков, как правило, изготавливаются из вольфрама (W) в силу ряда факторов: это тугоплавкий металл, который слабо активизируется при воздействии нейтронного потока и практически не поглощает изотопы водорода, включая радиоактивный тритий. Однако неизбежно существуют причины, по которым необходимо изучать деструктивные процессы на поверхности вольфрама: распыление, плавление и т.д. Достаточно опасным явлением можно считать даже растрескивание поверхности вольфрама [22; 23]. Проблема в данном случае состоит в том, что наряду с поперечными трещинами образуются продольные, локально затрудняющие теплоотвод от небольших участков на поверхности металла. Такие участки будут перегреваться, плавиться, и становиться причиной отделения микрочастиц вольфрама [24]. При этом микрочастицы могут попасть в плазму, ионизоваться и, в силу высокого зарядового числа вольфрама $Z_W = 74$, вызвать охлаждение плазмы и потерю устойчивости. В токамаке ИТЭР ожидаются ионы вольфрама с $Z_{Wi} \approx 60 - 64$ [25], а потери энергии плазмы на излучение составят: $P_{loss}^{brem} \sim Z_{Wi}^2$ (тормозное излучение [26, с. 87]), $P_{loss}^{rec} \sim Z_{Wi}^4$ (рекомбинационное излучение [26, с. 89]), $P_{loss}^{lin} \sim Z_{Wi}^6$ (линейчатое излучение [26, с. 90]). Помимо этого, пыль, за счёт большой площади поверхности, может поглотить заметное количество трития и представлять радиационную опасность в случае потери вакуума и попадания пыли за пределы рабочего объёма. Импульсный поток тепла в ходе взаимодействия плазмы с диверторными пластинами в случае появления ЭЛМ, согласно оценкам для токамака ИТЭР,

может достигать ~ 1 ГВт/м² при длительности ~ 1 мс [27]. Стационарный поток тепла будет составлять порядка 20 МВт/м² [10]. Кроме того, в процессе удержания плазмы ожидаются такие процессы, как срыв [9; 10] (плотность мощности до ~ 10 ГВт/м² при длительности 2–5 мс) и смещения плазмы в вертикальной плоскости (VDE – Vertical Displacement Event) [9; 10], приводящие к нагреву поверхности обращенных к плазме материалов с плотностью энергии до 60 МДж/м² за время 100–300 мс. Такие нагрузки могут вызвать значительное повреждение диверторных пластин [22; 23; 28], вплоть до плавления и достаточно интенсивного распыления. Даже при значительном смягчении ЭЛМ, когда температура вблизи диверторных пластин поддерживается ниже порога плавления вольфрама, с ними будут происходить деструктивные процессы. Один из таких процессов является предметом изучения данной работы: тепловая деформация металла в ходе нагрева тонкого приповерхностного слоя. Превышение температуры вольфрама порога хрупко-вязкого перехода (~ 400 °С [29, с. 162]) приводит к пластической деформации нагреваемого слоя. В результате возникают остаточные напряжения, которые, достигнув предела прочности, являются причиной растрескивания поверхности вольфрама. Растрескивание снижает устойчивость металла к дальнейшей нагрузке, что несет за собой более интенсивное повреждение защиты дивертора.

В материаловедении возможности методов измерения механических напряжений очень ограничены. Использование одних методов приводит к неизбежному разрушению материала [30], а другие требуют применения сложного оборудования, например, для техники дифракции рентгеновского или нейтронного излучения (как в [31]). Особую сложность вызывают неразрушающие измерения механических напряжений непосредственно во время нагрева образца внутри вакуумной камеры. В бункере ВЭПП-4 ИЯФ СО РАН создана станция «Плазма», способная измерять динамику механических напряжений в монокристаллах вольфрама в процессе их импульсного нагрева [32–34]. Однако, в силу недостаточности интенсивности синхротронного излучения, данную систему диагностики трудно использовать для исследований с поликристаллическим вольфрамом. В рамках данной работы на установке БЕТА [35; 36] в ИЯФ СО РАН была разработана и запущена система диагностики, позволяющая измерять динамику изгиба пластинки из поликристаллического вольфрама. Использование новой системы вкупе с набором диагностических систем БЕТА по наблюдению за температурой и механической модификаци-

ей нагреваемой поверхности позволило экспериментально продемонстрировать процесс деформации металла во время импульсного нагрева и после его окончания, а также описать динамику напряжений в исследуемом образце.

Для новых поколений термоядерных установок не прекращаются поиски альтернативных материалов защиты обращенных к плазме компонентов. Утвержденный ныне материальный состав защиты первой стенки и дивертора, например, токамака ИТЭР обладает рядом недостатков: недостаточная устойчивость к тепловой нагрузке, распыление микрочастиц в плазму, а также большое среднее зарядовое число. Перспективной, но крайне слабо исследованной идеей по улучшению ситуации является предложение об использовании высокотемпературных керамик в качестве защитных материалов теплонагруженных обращенных к плазме компонентов. Высокотемпературная керамика – перспективный альтернативный материал на роль защитного покрытия обращенных к плазме компонентов (ОПК) термоядерного реактора. Среди преимуществ керамики над другими материалами в данном случае можно отметить высокую устойчивость к интенсивной тепловой нагрузке и возможность получения составов с малым зарядовым числом Z (рисунок 2, построен по данным из [10; 37–45]). Недостатки – хрупкость, образование дефектов и высокая деградация теплопроводности из-за облучения нейтронами [46–49], а также высокое удержание трития, особенно в случае углерод-содержащих керамик [50–52]. В настоящее время наиболее подходящим материалом для изготовления защиты самого теплонагруженного элемента токамака – дивертора, как упоминалось выше, считается вольфрам. Однако данный металл не является идеальным кандидатом на эту роль из-за рекристаллизации [10; 53; 54], хрупкопластичной природы термической деформации [10; 55] и высокого зарядового числа $Z_W = 74$. Бериллий считается наиболее рациональным выбором в качестве материала первой стенки, но он недостаточно устойчив к нагреву [22; 56] и является канцерогеном, что осложняет работу с ним. Недостаточная устойчивость бериллия к нагреву приводит к тому, что изначально изолированные друг от друга бериллиевые моноблоки могут сплавляться между собой. Этот процесс приводит к формированию больших по площади металлических поверхностей, в которых индуцируются вихревые токи, вызывающие сильный перегрев и ускорение темпов эрозии [57; 58]. По этим причинам не прекращаются поиски лучшего альтернативного материала для изготовления защиты первой стенки и дивертора токамаков.

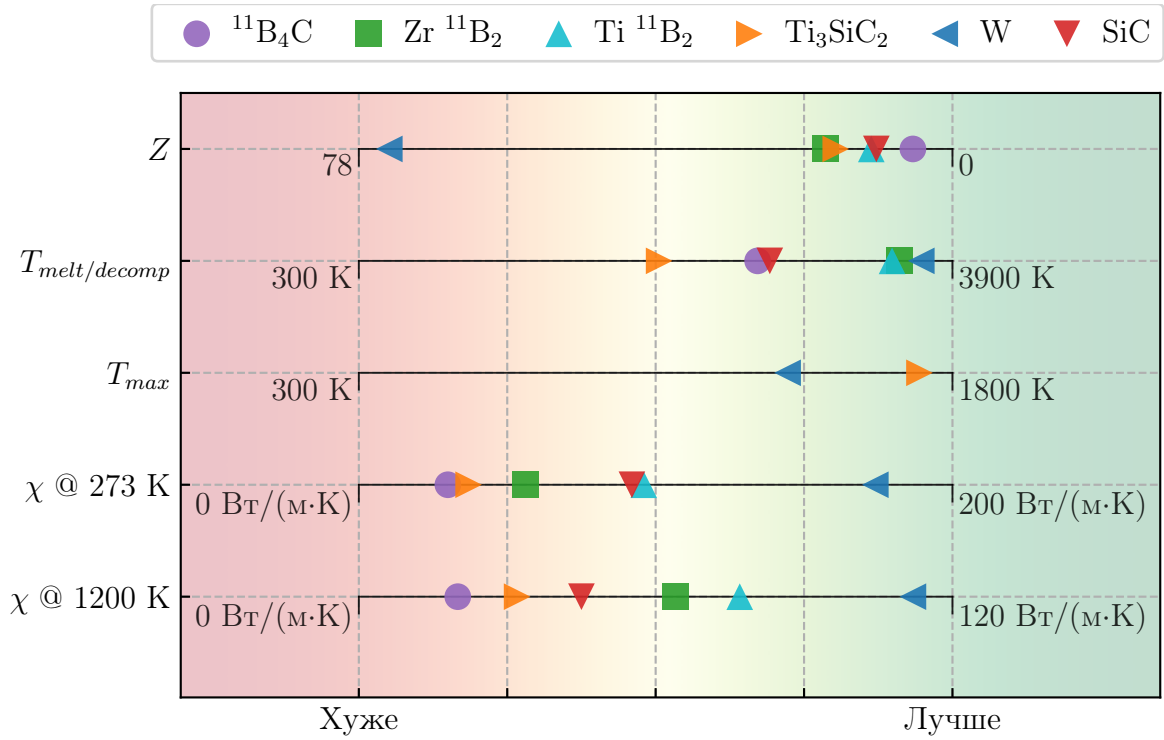


Рисунок 2 — Сравнение важных для термоядерных установок свойств со свойствами вольфрама: Z — среднее зарядовое число, $T_{melt/decomp}$ — температура плавления (B_4C [37, с. 142], ZrB_2 [38, с. 458], TiB_2 [38, с. 456], W [39, с. 606]) или декомпозиции (Ti_3SiC_2 [40, с. 429], SiC [37, с. 138]), T_{max} — максимальная рабочая температура (Ti_3SiC_2 [41, с. 1296], для W ограничивается рекристаллизацией [10, с. 4]), $\chi @ T$ — теплопроводность при температуре T (B_4C [37, с. 140], ZrB_2 [42, с. 1409], TiB_2 [43, с. 718], Ti_3SiC_2 [40, с. 436], W [44, с. 2140], SiC [45])

Проводятся исследования перспективности использования высокотемпературных керамик для изготовления обращенных к плазме компонентов [59–63]. Основным аргументом в пользу применения керамик в качестве защитного материала обращенных к плазме компонентов токамаков является низкое зарядовое число элементов, входящих в их состав. Нет материала, который во время работы токамака выдержал бы воздействие потоков тепла и частиц плазмы на поверхность без эрозии с последующим засорением плазмы микрочастицами. Таким образом, желательно минимизировать влияние засорения плазмы микрочастицами, возникающими в результате повреждения поверхности обращенных к плазме материалов. С этой точки зрения керамики, содержащие в своем составе титан или цирконий (ZrB_2 , TiB_2 , Ti_3SiC_2), несмотря на привлекательные теплофизические свойства, уступают карбиду бора и карбиду кремния. Таким образом, среди наиболее подходящих на эту роль материалов можно

выделить карбид кремния (SiC) и карбид бора (B_4C). Действительно, эти материалы и композиты на их основе обладают низким средним зарядовым числом ($Z_B = 5$, $Z_C = 6$, $Z_{\text{Si}} = 14$), высокой устойчивостью к тепловой нагрузке [64–66] и не активируются в результате облучения нейтронами. Повышение рабочей температуры позволяет значительно снизить удержание водорода для SiC и B_4C [50; 51]. Карбид бора принят в ИТЭР как внутрикамерный материал и используется в качестве элемента нейтронной защиты в диагностических портах [67; 68]. Проблема удержания трития углерод-содержащими керамиками является достаточно острой. Поэтому дибориды (ZrB_2 , TiB_2) не исключаются из списка перспективных керамик на роль защитного материала обращенных к плазме компонентов термоядерных установок.

Одним из ключевых свойств защитного материала ОПК реактора является его устойчивость к термическим ударам, производимым плазмой в ходе работы термоядерной установки. B_4C уже рассматривался в качестве материала для защиты ОПК токамаков и стеллараторов [61–63]. Однако не хватает исследований, которые позволили бы оценить устойчивость данного материала в случае импульсного нагрева, соответствующего возможному в диверторной зоне токамака при возникновении ЭЛМ I типа [21]. Нужны исследования, которые позволили бы сказать, насколько B_4C и другие перспективные на роль конструкционного материала ОПК керамики устойчивы к подобным событиям в установках нового поколения вроде CFETR [69] или ДЕМО [19; 20]. Таким образом, целью данной работы было исследование повреждения поверхности B_4C в результате импульсного нагрева. В ходе выполнения работы планировалось определить критические параметры импульсного нагрева, при достижении которых начинается повреждение облучаемой поверхности образца. В ходе исследования было необходимо во время испытания B_4C отработать *in situ* методику, позволяющую отслеживать процесс повреждения поверхности образца в ходе импульсного лазерного нагрева. Эксперименты с карбидом бора должны помочь описать физику повреждения поверхности керамики вследствие импульсного нагрева. В рамках данной работы, с использованием отработанной методики, дополнительно планировалось провести испытания другой высокотемпературной керамики: карбида кремния, который также обладает высокой механической прочностью и имеет более высокую теплопроводность по сравнению с карбидом бора.

Степень разработанности темы исследований

На данный момент нет единого мнения относительно выбора материального состава вакуумной камеры токамаков. Большинство перспективных на роль обращенных к плазме материалов требуют изучения в условиях, ожидаемых в термоядерном реакторе. В частности, в условиях наиболее разрушительного импульсного нагрева с параметрами, характерными современным токамакам и термоядерным установкам нового поколения.

Исследование эрозии материалов в результате импульсной тепловой нагрузки является одной из важнейших задач физики плазмы. Поэтому **актуальность** исследований, результаты которых представлены в диссертации, можно считать обоснованной. Результаты работы, полученные в ходе экспериментальных исследований процессов эрозии вольфрама и керамики при импульсном нагреве, послужат надежным фундаментом для развития экспериментальных методов диагностики повреждения материалов, а также помогут в выборе наиболее удачного материального состава токамаков нового поколения.

Целью данной работы является экспериментальное исследование процессов эрозии поверхности перспективных в качестве защиты обращенных к плазме компонентов материалов в результате термического удара с использованием методов *in situ* диагностики.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Создание бесконтактной неразрушающей диагностики остаточных механических напряжений вольфрамовой пластины, подвергаемой интенсивным термическим ударам. Для этого требовалось разработать систему отслеживания динамики изгиба вольфрамовой пластины как во время ее импульсного нагрева, так и после его окончания.
2. Проведение экспериментов по облучению вольфрамовых пластин с последующими обработкой и анализом полученных *in situ* данных относительно динамики изгиба пластин, температуры облучаемой поверхности и параметров импульсного нагрева.
3. Настройка системы диагностики для отслеживания динамики эрозии облучаемой поверхности образцов из высокотемпературной керамики для работы в условиях лазерного нагрева.
4. Проведение экспериментов по облучению образцов из высокотемпературной керамики с последующими обработкой и анализом полученных

in situ данных относительно динамики эрозии, температуры облучаемой поверхности и параметров импульсного нагрева с целью определения критических параметров нагрева.

5. Проведение *post mortem* анализа с использованием сканирующего электронного микроскопа, а также профилометра до и после облучения образцов.

Научная новизна:

1. Была предложена оригинальная методика оценки остаточных механических напряжений в приповерхностной области вольфрамовой пластины по её изгибу во время импульсного нагрева ее поверхности. Продемонстрировано теоретически ожидаемое поведение пластины во время ее нагрева до температуры, превышающей температуру хрупко-вязкого перехода.
2. Была применена оригинальная методика мониторинга процесса эрозии поверхности керамики в ходе нагрева импульсным лазером. Впервые была экспериментально продемонстрирована динамика эрозии поверхности керамики во время импульсного нагрева, а также были определены критические параметры нагрева, при достижении которых начинается процесс эрозии.

Теоретическая и практическая значимость

Экспериментальные результаты, описывающие динамику деформации вольфрама при импульсном нагреве, имеют высокую фундаментальную значимость. Данные, полученные с использованием разработанной в ходе выполнения работы системы диагностики изгиба вольфрамовых пластин, позволяют экспериментально описать процесс деформации хрупко-пластичного материала во время нагрева выше температуры хрупко-вязкого перехода. Показанная в работе взаимосвязь между кривизной и температурой поверхности металла дает возможность судить о величине остаточных напряжений, возникающих при пластической деформации прогреваемого слоя и приводящих к растрескиванию облучаемой поверхности.

Работа по испытанию высокотемпературных керамик термическими ударами также имеет фундаментальную значимость и представляет интерес для ряда практических приложений. Данные, полученные с использованием созданного в ходе выполнения работы экспериментального стенда, позволили описать процесс эрозии поверхности керамик вследствие импульсного нагрева. Кроме

того, полученные в ходе экспериментов данные позволили охарактеризовать предельные параметры нагрева керамик при импульсном тепловом воздействии на поверхность. Таким образом, результат помогает сделать вывод о возможности применения высокотемпературных керамик для изготовления обращенных к плазме компонентов термоядерных установок с точки зрения их устойчивости к импульсному нагреву.

Методология и методы исследования

Моделирование импульсного нагрева производилось с использованием электронного пучка в ходе экспериментов с вольфрамом и с помощью инфракрасного лазера во время работы с керамикой. Оба способа нагрева позволяют добиться тепловых потоков, ожидаемых во время переходных плазменных процессов при работе токамака ИТЭР. Основным преимуществом использованного подхода к моделированию нагрева является возможность применения *in situ* диагностических систем с целью анализа состояния образцов. Для определения температуры поверхности испытываемых образцов были реализованы диагностические системы, основанные на принципах пирометрии: температура определялась по регистрируемому тепловому излучению. Диагностика изгиба вольфрамовых образцов проводилась путем отслеживания изменения угла расходимости отражаемого от поверхности, обратной к нагреваемой, лазерного излучения. Анализ эрозии керамики проводился с использованием техники лазерного рассеяния: отслеживалось изменение распределения диффузно рассеиваемого облучаемой поверхностью образца лазерного излучения. Для анализа поверхности образцов после облучения использовались сканирующий электронный микроскоп, а также оптический профилометр.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Оптическая диагностическая система, основанная на мониторинге отраженного от поверхности обратной стороны тестовой вольфрамовой пластины лазерного излучения, позволяет дистанционно отслеживать динамику кривизны этой поверхности вплоть до величин порядка 1 м^{-1} с точностью до $\pm 12(0.95)\%$ при импульсном нагреве лицевой части пластины (длительность $\sim 0.1 - 1 \text{ мс}$).
2. Метод анализа механических напряжений с использованием теоретической модели и экспериментальных данных относительно остаточной кривизны и температуры ее поверхности, определяемых с точностью до $\pm 12(0.95)\%$ и $\pm 5(0.95)\%$, соответственно, позволяет оценить вели-

чину остаточных напряжений, возникающих в вольфрамовой пластине после импульсного нагрева с длительностью $\sim 0.1 - 1$ мс.

3. Экспериментальный стенд на основе импульсного лазера, создающего условия термического удара на поверхности керамических образцов, и оптических диагностик, измеряющих временной ход мощности излучения, динамику повреждения и температуры поверхности, позволяет определять пороги повреждения высокотемпературных керамик.
4. Методика мониторинга эрозии поверхности высокотемпературных керамик, основанная на принципах лазерного рассеяния, позволяет определить предельные параметры импульсного нагрева (длительность $\sim 0.1 - 1$ мс), которые способен выдержать до начала эрозии находящийся при комнатной базовой температуре горячепрессованный карбид бора (максимальная температура $1310 \pm 80(0.95)$ К, максимальный параметр потока тепла $10 \pm 0.7(0.95)$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}). Значение максимальной температуры согласуется с теоретической оценкой.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов обеспечивается хорошей повторяемостью. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими моделями, разработанными для описания процессов, изученных в данной работе. Выводы сформулированы на основе достаточно большого объема экспериментальных данных, полученных автором в ходе выполнения работы.

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах ИЯФ СО РАН, многократно докладывались на конкурсах молодых ученых ИЯФ СО РАН, а также представлялись на 6 международных и 3 всероссийских конференциях:

1. 17th International Conference on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications (Эйндховен, Нидерланды, 2019);
2. XLVII Международная Звенигородская Конференция по Физике Плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 2020);
3. 18th International Conference on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications (Юлих, Германия, 2021);
4. 14th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics (Юлих, Германия, 2021);
5. 25th International Conference on Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion Devices (Чеджу, Южная Корея, 2022);

6. 2nd International Fusion and Plasma Conference & 13th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Пусан, Южная Корея, 2023);
7. 53-я Школа ПИЯФ НИЦ КИ по физике конденсированного состояния (Санкт-Петербург, Россия, 2019);
8. 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ (Москва, Россия, 2021);
9. XX Всероссийская конференция – Диагностика Высокотемпературной Плазмы (Сочи, Россия, 2023).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 печатных и электронных изданиях, из них 3 [70–72] изданы в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК:

1. In situ method for studying stresses in a pulse-heated tungsten plate based on measurements of surface curvature / D. E. Cherepanov, A. S. Arakcheev, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2021. — Vol. 26. — P. 100919. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.100919> (дата публикации: 21.01.2021).
2. In situ study of thermal shock damage to high-temperature ceramics / D. E. Cherepanov, L. N. Vyacheslavov, V. A. Popov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2023. — Vol. 36. — P. 101495. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2023.101495> (дата публикации: 27.08.2023).
3. Испытания покрытий из карбида бора импульсной тепловой нагрузкой, возможной в диверторной зоне токамака ИТЭР / Д. Е. Черепанов, А. В. Бурдаков, Л. Н. Вячеславов [и др.]. — Текст : электронный // Вопросы атомной науки и техники, Серия Термоядерный синтез. — 2024. — Т. 47, № 1. — С. 89–98. — URL: http://vant.iterru.ru/vant_2024_1/8.pdf (дата обращения: 15.04.2024).

Личный вклад. Результаты работы, представленные в положениях, получены автором лично. Автор диссертации разработал, реализовал и настроил *in situ* систему диагностики изгиба вольфрамовых пластин, участвовал в калибровке пирометрической системы диагностики на установке БЕТА, произвел настройку инфракрасного лазера для моделирования импульсного нагрева поверхности высокотемпературной керамики, участвовал в наладке пиромет-

рической системы диагностики на лазерном стенде, а также реализовал и настроил систему диагностики диффузно рассеиваемого лазерного излучения на экспериментальном стенде по исследованию эрозии керамики. Автор принимал активное участие в экспериментах по изучению пластической деформации и растрескивания вольфрама в результате импульсного нагрева электронным пучком. Автор проводил экспериментальную работу по изучению эрозии карбида бора и, дополнительно, карбида кремния в ходе импульсного нагрева лазером. В постановке задач и обсуждении результатов исследований принимал активное участие научный руководитель Вячеслав Леонид Николаевич. Список публикаций, рекомендованных ВАК, приведенный во введении, содержит 3 работы. Личный вклад автора в материалах статьи 1 заключается в проведении экспериментов, обработке данных и описании экспериментально зарегистрированного процесса хрупко-пластичной деформации вольфрама во время импульсного нагрева. В статье продемонстрированы не только причины растрескивания вольфрама вследствие импульсного нагрева, но и предлагается неразрушающий бесконтактный *in situ* метод диагностики остаточных механических напряжений. Авторский вклад соискателя в статье 2 состоит в проведении экспериментов по изучению эрозии горячепрессованного карбида бора во время импульсного нагрева, исследовании поверхности образца после облучения, обработке экспериментальных данных и описании экспериментально зарегистрированного процесса эрозии при быстром нагреве до температур ниже порога плавления. Важнейшим выводом данной работы является характеристика предельной тепловой нагрузки, которую способен выдержать горячепрессованный карбид бора во время импульсного нагрева без потери вещества вследствие эрозии. Вклад в материалы статьи 3 заключается в проведении экспериментальной работы по испытанию образцов в виде вольфрамовых пластин с покрытиями из карбида бора, нанесенными разными методами. Образцы облучались на лазерном стенде и исследовались с использованием сканирующего электронного микроскопа, затем проводился анализ данных. Соискателем была выполнена вся эта работа и сделаны выводы относительно устойчивости образцов термическим ударам, ожидаемым в диверторной зоне токамака ИТЭР.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 142 страницы, включая 74 рисунка и 4 таблицы. Список литературы содержит 119 наименований.

Глава 1. Описание установки БЕТА и *in situ* диагностических систем для характеристики нагрева и деформации образцов

Данная глава посвящена описанию установки БЕТА [35; 36; 73], где проводились эксперименты с вольфрамовыми образцами, обсуждение результатов которых приведено в главе 2. Основное внимание уделено описанию *in situ* диагностических систем, а в особенности детальному описанию разработанной для выполнения работы по изучению процесса тепловой деформации вольфрама системы диагностики для отслеживания динамики изгиба образцов.

1.1 Установка БЕТА

Изучение влияния импульсного теплового воздействия на вольфрамовые образцы проводилось на установке БЕТА, где нагрев моделируется с использованием электронного пучка. Принципиальная схема установки с расположением основных компонентов показана на рисунке 1.1. Электронный пучок генерируется в многоапертурном диодном узле с плазменным катодом и после фокусировки магнитными катушками направляется на поверхность образца. Пучок транспортируется в направляющем магнитном поле, которое увеличивается от $6 \cdot 10^{-3}$ Тл вблизи источника до 0.07 – 0.2 Тл на мишени. Возможна установка ускоряющего напряжения до 120 кВ, а ток электронного пучка может достигать значения вплоть до 80 А. Наблюдение за образцом производится через диагностические окна посредством набора оптических диагностических систем. В экспериментах по изучению тепловой деформации вольфрамовых пластин обеспечивались следующие параметры электронного пучка:

- Длительность воздействия – от 0.15 до 1 мс
- Ширина на полувысоте гауссова профиля – от 10 до 20 мм (радиальный профиль нагрева может быть аппроксимирован гауссовой функцией по крайней мере на поверхности квадратного образца с размерами сторон 25×25 мм²)
- Создаваемый поток тепла – до $W_s \sim 1.5$ МДж·м⁻²

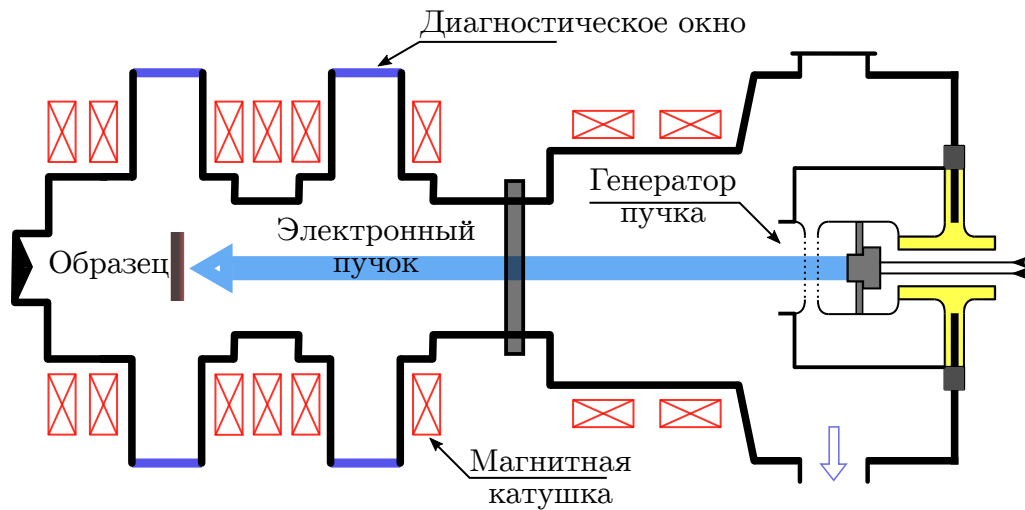


Рисунок 1.1 — Принципиальная схема установки БЕТА

Основное преимущество подхода с использованием пучка электронов для моделирования термических ударов состоит в возможности наблюдения за поведением испытываемого образца непосредственно в момент теплового воздействия. На существующих установках по изучению влияния импульсных нагрузок на материалы, где образцы облучаются потоком плазмы [74–76], реализовать подобное гораздо сложнее, поскольку излучение плазмы будет мешать наблюдению. Установка БЕТА снабжена системами диагностики для наблюдения за температурой облучаемой поверхности образца (рисунок 1.2а) по методике, основанной на принципах пирометрии [77]: измеряется как динамика температуры с большим временным разрешением (от 2 мкс на точку), так и ее распределение по облучаемой поверхности. Приборы регистрируют излучение в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, что позволяет охватить достаточно широкий диапазон температур (от 800 К до 2400 К). Кроме того, для *in situ* диагностики модификации поверхности в результате импульсного нагрева (растрескивание, изменение шероховатости) работает система регистрации рассеиваемого облучаемой поверхностью образца лазерного излучения с длиной волны 532 нм (рисунок 1.2б) [24]. Данные диагностические системы были использованы во время экспериментов по исследованию изгиба вольфрамовых пластин, подвергающихся импульсному тепловому воздействию. Пирометрическая система диагностики позволяла охарактеризовать тепловую нагрузку на поверхность образцов, а система диагностики лазерного рассеяния помогала определить момент растрескивания облучаемой поверхности вольфрама.

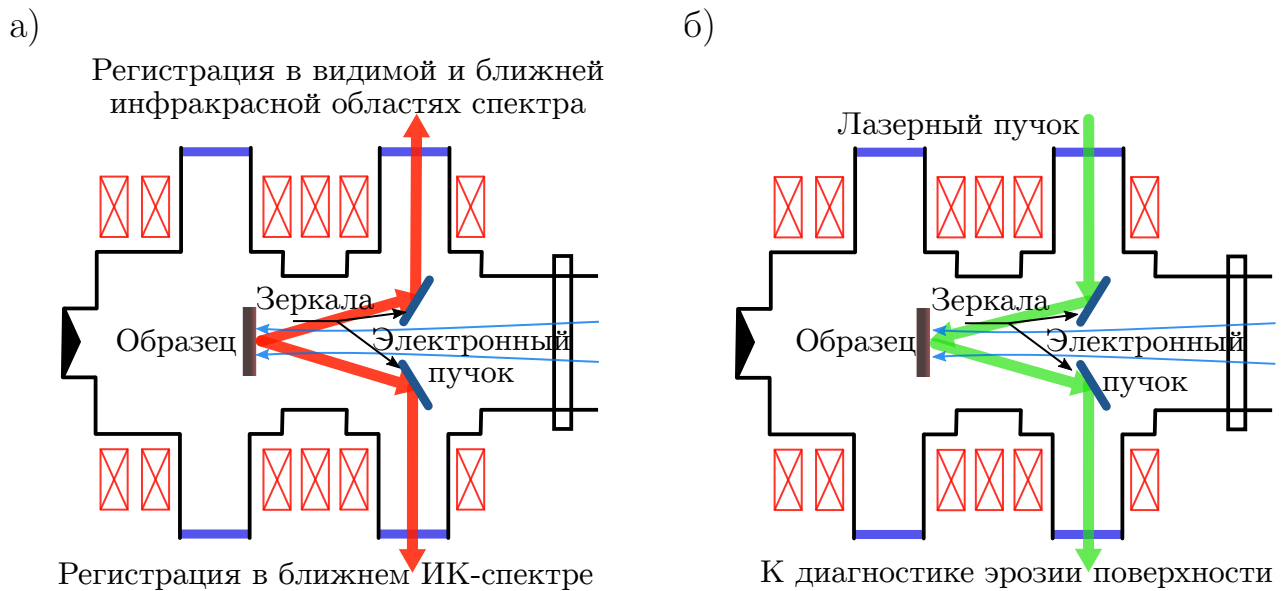


Рисунок 1.2 — Ход лучей в установке систем регистрации: а) температуры облучаемой поверхности образца; б) эрозии той же поверхности

1.2 Пирометрическая система диагностики установки БЕТА

Ход лучей для пирометрической системы диагностики был представлен на рисунке 1.2а предыдущего раздела. Подробнее схема системы с расположением детекторов излучения изображена на рисунке 1.3. Основные параметры камер и фотодиодов, входящих в состав системы диагностики, приведены в таблицах 1.1 и 1.2, соответственно. Наряду с кремниевыми детекторами используются детекторы на основе InGaAs для регистрации излучения в ближнем инфракрасном спектре, что позволяет понизить минимальную регистрируемую температуру до ~ 800 К с достаточным временным разрешением в условиях нагрева с длительностью $\sim 0.1 - 1$ мс.

Кратко рассмотрим общий принцип работы этой системы. Мощность теплового излучения материала в зависимости от температуры T , регистрируемая прибором со спектральной чувствительностью $r(\lambda)$ описывается следующим интегралом [78]:

$$P(T) = \int_S dS \int_{\Omega} d\Omega \int_0^{+\infty} d\lambda \cdot r(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot R_0(\lambda, T), \quad (1.1)$$

где λ – длина волны излучения, S – площадь поверхности, с которой излучается свет, Ω – телесный угол, под которым производится наблюдение, $\varepsilon(\lambda, T)$ – спек-

тральная излучательная способность материала (определение в [78, с. 50–58], значения в [79; 80]), а $R_0(\lambda, T)$ – спектральная плотность мощности теплового излучения абсолютно черного тела, подчиняющаяся закону Планка [78, с. 17]:

$$R_0(\lambda, T) = \frac{h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{2}{e^{\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k \cdot T}} - 1}, \quad (1.2)$$

здесь h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. Соответственно, для определения температуры поверхности вольфрама путем регистрации мощности теплового излучения [77] для каждого прибора была определена зависимость $P(T)$ по специальной калиброванной лампе СИ-10-300 с вольфрамовой лентой в качестве излучателя, которая разогревается путем омического нагрева. Для этой лампы была проведена калибровка, и известна зависимость температуры ленты T от тока питания I (рисунок 1.4), что и позволяет затем определять зависимость мощности регистрируемого излучения $P(T)$ для каждого из используемых в системе диагностики приборов.

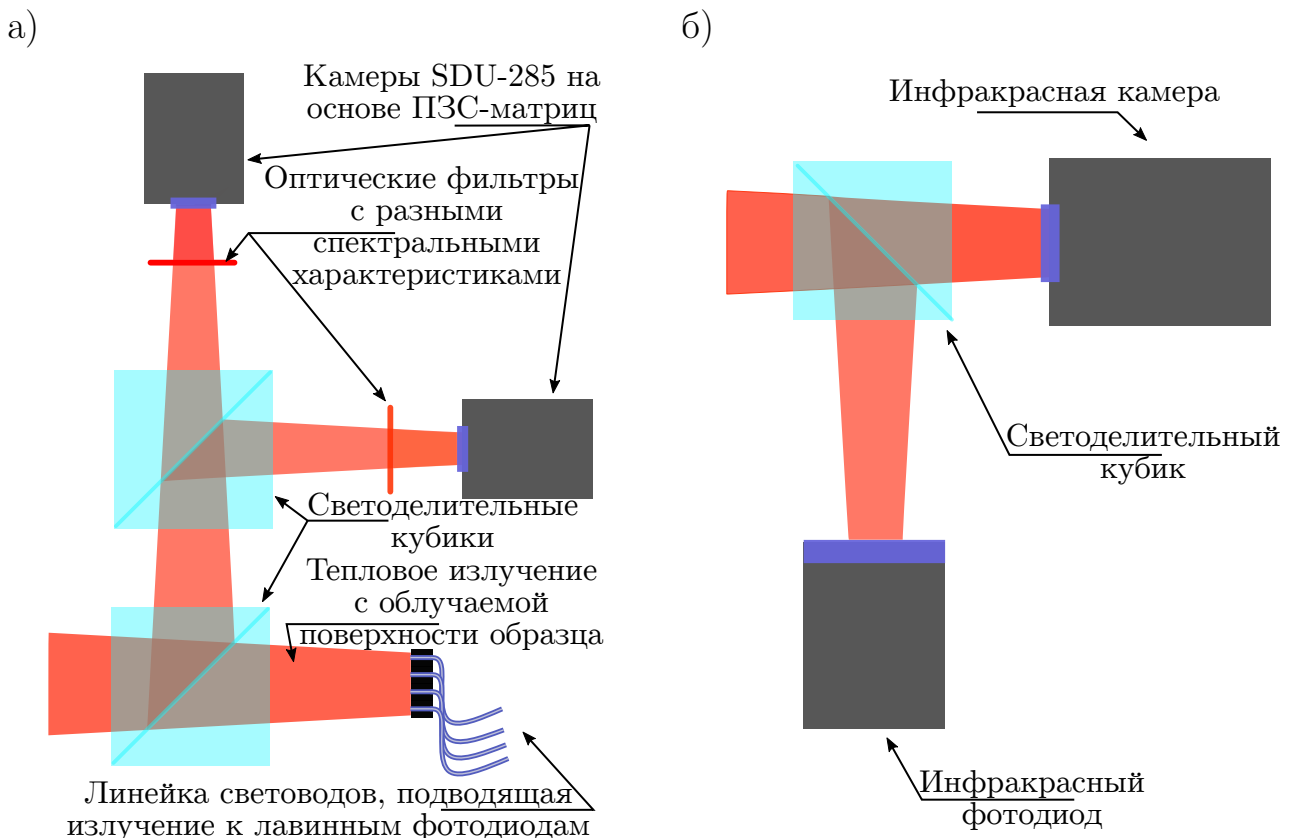


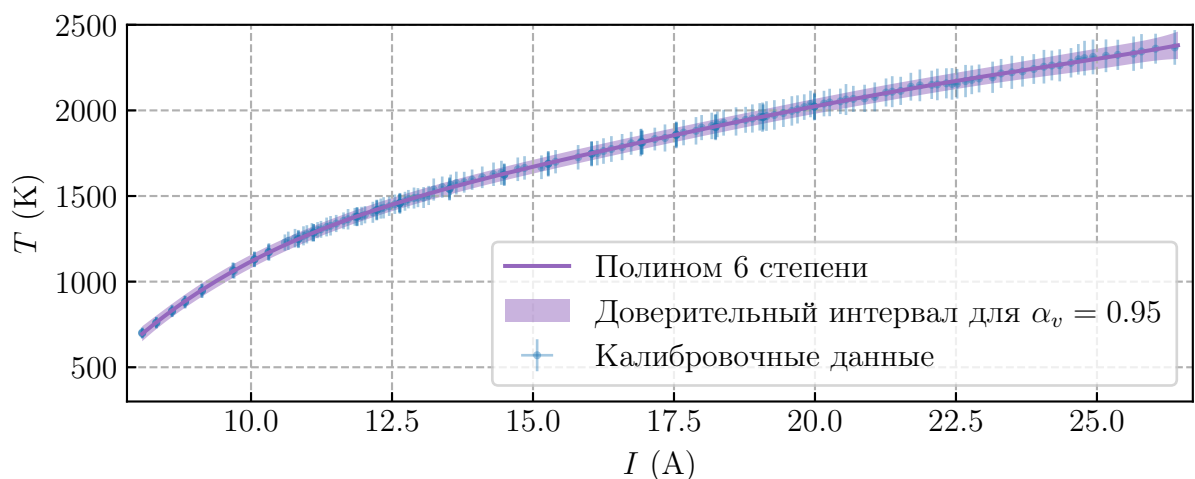
Рисунок 1.3 — Схемы систем диагностики для определения пространственной и временной динамики температуры облучаемой поверхности пирометрическим методом, регистрирующие тепловое излучение в разных спектральных диапазонах: а) от 0.4 мкм до 1 мкм; б) от 0.9 мкм до 2.6 мкм

Таблица 1.1 — Параметры камер пирометрической системы диагностики

| | | |
|-----------------------|-----------------|---------------------|
| Камера | SDU-285 | Инфракрасная камера |
| Матрица | SONY ICX285AL | Xenics XSW-320 |
| Материал фотоэлемента | Si | InGaAs |
| Разрешение | 1392 × 1032 | 320 × 256 |
| Размер пикселя | 6.45 × 6.45 мкм | 20 × 20 мкм |
| Спектральный диапазон | 0.4 – 1 мкм | 0.9 – 1.7 мкм |
| Разрешение АЦП | 12 бит | 14 бит |
| Минимальная выдержка | 7 мкс | 0.1 мкс |

Таблица 1.2 — Параметры фотодиодов пирометрической системы диагностики

| | | |
|-----------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|
| Фотодетектор | Лавинный фотодиод | Инфракрасный фотодиод |
| Модель | PerkinElmer C30659-1060-3АН | Thorlabs PDA10DT |
| Материал фотоэлемента | Si | InGaAs |
| Полоса | 20 МГц | 0.5 – 1000 кГц |
| Эквивалентная мощность шума | $\lesssim 90$ фВт/Гц ^{0.5} | $\lesssim 2$ пВт/Гц ^{0.5} |
| Спектральный диапазон | 0.4 – 1.1 мкм | 0.9 – 2.7 мкм |

Рисунок 1.4 — Зависимость температуры ленты T от тока питания I калибровочной лампы СИ-10-300

Погрешность определения температуры таким способом не превышает $\frac{\Delta T}{T} \approx \pm 5\%$ при уровне доверия $\alpha_v = 0.95$. Здесь и далее погрешность измерений для α_v определяется согласно [81; 82]:

$$\Delta X = \frac{t_{\alpha_v} \cdot S_{\langle X \rangle} + \Theta_{\Sigma}}{S_{\langle X \rangle} + \Theta_{\Sigma}/\sqrt{3}} \cdot \sqrt{S_{\langle X \rangle}^2 + \Theta_{\Sigma}^2/3}, \quad (1.3)$$

где X – наблюдаемая величина, t_{α_v} – коэффициент Стьюдента для уровня доверия α_v , $S_{\langle X \rangle}$ – среднеквадратичное отклонение среднего, $\langle X \rangle$ – среднее от X , а Θ_{Σ} – неисключенная систематическая погрешность. При оценке погрешности учтен также разброс справочных значений спектральной излучательной способности [83]) относительно используемых в данной работе [79; 80]). Вклад от этого разброса в определение температуры не превышает $\frac{\Delta T_{\varepsilon}}{T} \approx \pm 3\%$.

Чтобы исключить влияние изменения шероховатости облучаемой поверхности, которое меняет излучательную способность вольфрама и снижает точность определения температуры, был реализован метод спектрального отношения. Он заключается в том, что наблюдение за облучаемой поверхностью образца производится с использованием двух приборов со спектральной чувствительностью в разных диапазонах длин волн. Реализация показана на рисунке 1.3а. Температура же определяется исходя из отношения мощностей теплового излучения, зарегистрированных с помощью обоих приборов.

Причина использования светоделительных кубиков вместо более дешевых и простых пластинок состоит в следующем. Во-первых, применение пластин может вызвать астигматизм в неколлимированных пучках, что ухудшает качество изображения. Во-вторых, вторая поверхность пластин не идеально просветлена, и из-за этого появляется вторичное изображение, мешающее основному. В кубиках же нет астигматизма, а вторичные изображения слабы и расфокусированы.

Система диагностики, схема которой показана на рисунке 1.3б, реализована для того, чтобы регистрировать относительно низкие температуры: начиная с $T \gtrsim 800$ К. В то время как возможности системы с рисунка 1.3а ограничены снизу температурой в $T \gtrsim 1300$ К. В рамках работы по исследованию динамики деформаций данная система диагностики использовалась для характеристики тепловой нагрузки, производимой на вольфрамовую мишень в ходе облучения электронным пучком.

1.3 Характеристика интенсивности нагрева

В качестве характеристики тепловой нагрузки, производимой на поверхность образца, был выбран параметр потока тепла F_{hf} (Heat Flux Factor) в $\text{МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-0.5}$. Эта величина типична для исследований, связанных с изучением материалов, подвергающихся тепловой нагрузке [22; 54; 56; 84; 85].

В случае импульсного нагрева образца с поверхностной плотностью мощности W_s относительно большой площади, когда глубина прогрева много меньше характерного размера нагреваемой области, процесс нагрева можно описать с использованием одномерного уравнения теплопроводности с постоянными коэффициентами:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (1.4)$$

где $D = \frac{\chi}{c_v \cdot \rho}$. Такое уравнение допустимо использовать в случае слабой зависимости теплофизических свойств материала от температуры (коэффициент теплопроводности $\chi \approx \text{const}$ и теплоемкость $c_v \approx \text{const}$). Фундаментальное решение уравнения теплопроводности хорошо известно [86]: $\Phi = (4 \cdot \pi \cdot D \cdot t)^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4 \cdot D \cdot t}}$. Малое отношение глубины прогрева к толщине образца позволяет пренебречь дальней границей и решать уравнение на поверхности $-\kappa \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = W_s(t)$. В результате, зависимость температуры поверхности ($x = 0$) от времени при нагреве с поверхностной плотностью мощности W_s выглядит следующим образом:

$$T(t) = \sqrt{\frac{4}{\pi \cdot \chi \cdot \rho \cdot c_v}} \cdot \int_0^t \frac{W_s(t-t')}{2 \cdot \sqrt{t'}} dt'. \quad (1.5)$$

Параметр потока тепла определяется как:

$$F_{hf}(t) = \int_0^t \frac{W_s(t-t')}{2 \cdot \sqrt{t'}} dt'. \quad (1.6)$$

При нагреве образца с постоянной плотностью мощности, что реализуется на установке БЕТА (на рисунке 1.5а показана зависимость мощности электронного пучка от времени, площадь облучаемой поверхности постоянна), температура поверхности образца меняется следующим образом:

$$T(t) = \sqrt{\frac{4 \cdot t}{\pi \cdot \chi \cdot \rho \cdot c_v}} \cdot W_s. \quad (1.7)$$

А параметр потока тепла выражается как произведение поверхностной плотности мощности нагрева на корень из времени воздействия:

$$F_{hf}(t) = W_s \cdot \sqrt{t}, \quad (1.8)$$

что часто встречается в публикациях, посвященных изучению проблемы взаимодействия плазмы с поверхностью материалов [22; 84; 85].

Качественно, величина F_{hf} имеет смысл объемной плотности энергии, полученной образцом за все время воздействия t :

$$F_{hf} \sim \frac{E_h}{V} \sim \frac{E_h}{S \cdot \sqrt{t}}, \quad (1.9)$$

где V – объем материала, поглотивший энергию E_h , $V = S \cdot H_h$, S – площадь, подвергаемая нагреву, а H_h – глубина распространения тепла, которая, как следует из вида одномерного уравнения теплопроводности (выражение 1.4), пропорциональна \sqrt{t} .

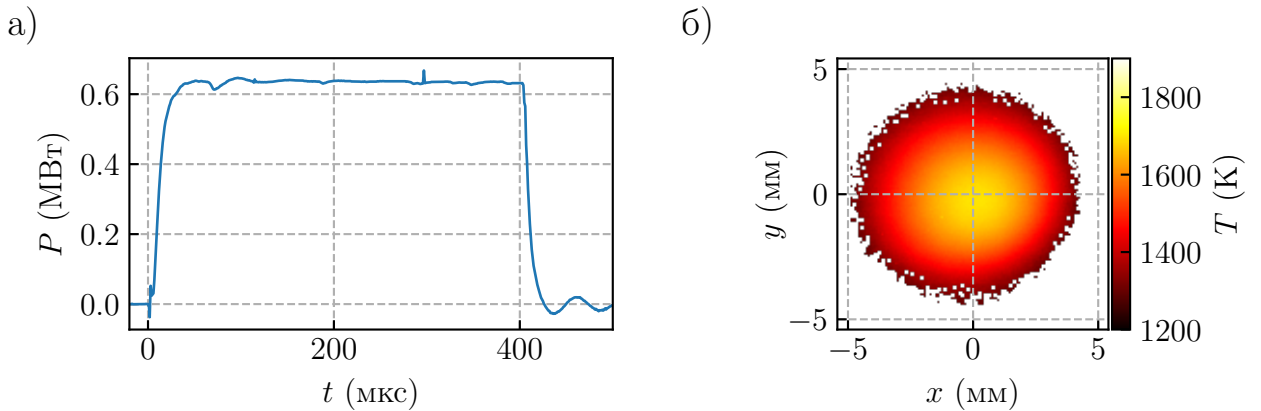


Рисунок 1.5 — а) Пример зависимости мощности электронного пучка установки БЭТА P от времени t ; б) пример пространственного распределения температуры по поверхности образца в конце нагрева

Введем обозначение $\kappa = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\pi \cdot \chi \cdot \rho \cdot c_v}$, тогда из уравнений 1.7 и 1.8:

$$F_{hf} = \kappa \cdot \Delta T, \quad (1.10)$$

где $\Delta T = T_f - T_i$ – изменение температуры металла в ходе воздействия (T_i и T_f – начальная и конечная температура, соответственно). Так как профиль нагрева на установке, как правило, пространственно неоднородный (рисунок 1.5б), то в качестве T_f будет использоваться максимальная температура поверхности в конце нагрева.

При рассмотрении вольфрама, исходя из линейной зависимости 1.10 и уже определенных величин F_{hf} ($F_{hf} \approx 0$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} при нулевом приросте температуры, и $F_{hf} \approx 50$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}, соответствующее приросту температуры до порога плавления вольфрама [22]), можно связать температуру поверхности, определяемую по окончании воздействия, с F_{hf} :

$$\kappa \approx \frac{50}{T_m - T_r}, \quad (1.11)$$

где T_m и T_r - температура плавления вольфрама и комнатная температура, соответственно. Таким образом:

$$F_{hf} \approx 50 \cdot \frac{T_f - T_i}{T_m - T_r}, \quad (1.12)$$

Температура поверхности определяется посредством системы диагностики, основанной на принципах пирометрии. Выше был кратко описан принцип ее работы. Составляющие ее приборы невозможно использовать для достоверного определения температуры вольфрама ниже 800 К из-за низкой спектральной плотности мощности теплового излучения металла в диапазоне длин волн, где сосредоточена максимальная спектральная чувствительность приборов. Однако, в этом случае, при известном токе пучка на образец I и ускоряющем напряжении U можно воспользоваться выражением 1.8, и, исходя из мощности воздействия $P_h = U \cdot I$, рассчитать F_{hf} как:

$$F_{hf} \approx K \cdot U \cdot I \cdot \sqrt{t}. \quad (1.13)$$

Здесь t – время облучения поверхности образца, а K – постоянная, определяемая для случаев, когда возможна как регистрация температуры, так и параметров пучка. Предполагается, что K зависит только от констант, характеризующих вольфрам, а также площади нагрева, и слабо меняется по крайней мере для интересующего диапазона температур. На установке БЕТА проводятся токовые измерения, поэтому возможность охарактеризовать интенсивность нагрева при относительно низких температурах, которые не могут быть зарегистрированы пирометрическим методом, все же имеется.

1.4 Система диагностики динамики изгиба

Способ определения радиуса кривизны поверхности пластины заключается в регистрации изменения поперечного размера лазерного пучка, отраженного от полированной поверхности образца, которая не подвергается нагреву электронным пучком. В качестве источника лазерного излучения использовался непрерывный лазер MGL-N-532A: длина волны 532 ± 1 нм, мощность до 5 Вт, стабильность лучше 5%. На рисунке 1.6 представлена схема системы диагностики (рисунок 1.6а) и проиллюстрирован принцип ее работы (рисунок 1.6б).

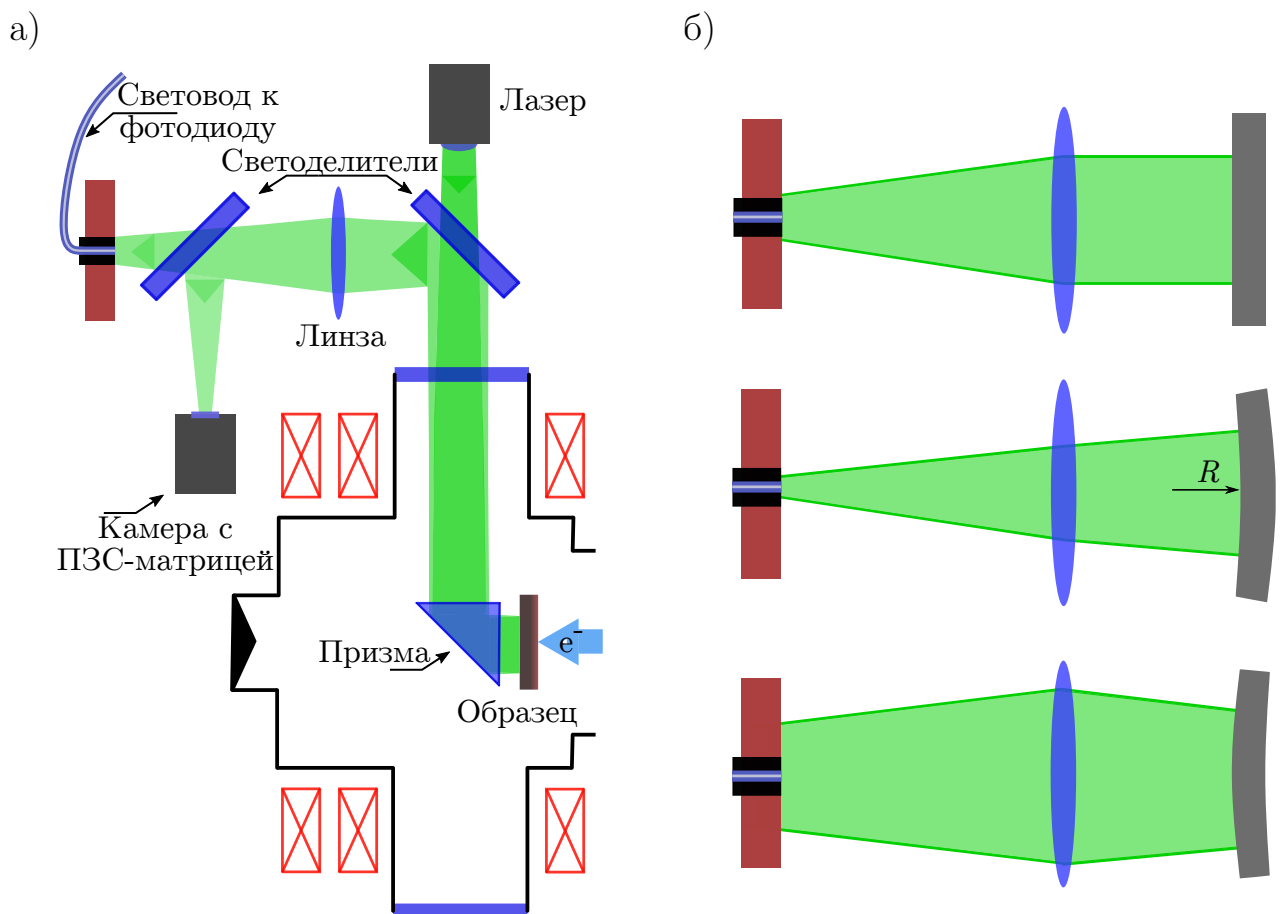


Рисунок 1.6 — а) Схема системы диагностики для изучения изгиба образца, подвергающегося импульсному тепловому воздействию; б) иллюстрация принципа ее работы

Причина создания системы именно по такой схеме состояла в следующем. Эффект остаточного обратного изгиба, направленного от источника тепла, был обнаружен еще при работе с системой диагностики эрозии облучаемой

поверхности, о которой говорилось ранее и более подробно написано в [24]. После экспериментов с вольфрамовыми мишенями точка фокусировки лазерного пучка диагностики рассеиваемого излучения (рисунок 1.2б, [24]) сдвигалась относительно первоначального состояния. Эффект, говорящий о явном заметном изгибе пластины, был замечен невооруженным глазом. Идея собрать систему диагностики для регистрации изгиба по лазерному излучению, отражающемуся от облучаемой поверхности вольфрама, выглядит логичной и более простой с уже имеющимся набором оптических элементов. Однако, стоит упомянуть, что при импульсном тепловом воздействии шероховатость поверхности металла меняется, происходит вспучивание прогреваемого слоя, и, наконец, могут возникать трещины [24; 55; 87; 88]. Такие процессы неизбежно бы вносили ошибку в определении кривизны изгиба пластины, как результата возникновения напряжений в нагреваемом слое. А учет их влияния выглядит достаточно трудоемкой задачей. Именно поэтому было решено пойти путем, когда для изучения изгиба, как конкретного интересующего процесса, была собрана система диагностики для работы с поверхностью вольфрама, обратной к облучаемой.

Регистрация лазерного излучения производилась с помощью двух приборов: лавинного фотодиода PerkinElmer C30659-1060-3АН (таблица 1.2) и камеры на основе ПЗС-матрицы SDU-285 (таблица 1.1). Их расположение и способ подвода излучения проиллюстрированы на рисунке 1.6а. Расстояние между оптическими элементами подбиралось таким образом, чтобы для предполагаемых в эксперименте параметров электронного пучка и получающегося в ходе оценки радиуса кривизны поверхности (будет обсуждаться в разделе 2.3.1) не происходило фокусировки лазерного пучка в месте расположения торца световода и матрицы камеры. Ключевая роль линзы состоит в уменьшении поперечного размера лазерного пучка, чтобы он не выходил за пределы размеров матрицы камеры, а также имел достаточную для регистрации плотность мощности. Паразитные отражения от торцов призмы и окна вакуумной камеры и отводились в сторону от области регистрации, что позволяли сделать достаточно большие расстояния между элементами (~ 1 м при характерном диаметре лазерного пучка $\sim 0.1 - 1$ см).

Влияние оптической системы на лазерный пучок можно описать следующим уравнением, используя матричный формализм [89] (в предположении, что пучок проходит через оптическую ось системы и дифракционная расходимость

не влияет на измерения):

$$G(R) \cdot \vec{v}_0 = G(R) \cdot \begin{bmatrix} r_0 \\ \alpha_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r \\ \alpha \end{bmatrix} = \vec{v}. \quad (1.14)$$

В данном равенстве применены следующие обозначения: $G(R)$ – матрица оптической системы; $|r_0|$ и $|r|$ – радиусы пучка относительно оптической оси до прохождения через оптическую систему и в интересующей точке, соответственно (r_0 и r могут быть меньше 0 в рамках рассмотрения распространения излучения с помощью выражений типа 1.14); α_0 и α – его начальная и конечная угловая расходимость. Матрица G определяется следующим образом: $G(R) = \prod_i G_i$, где G_i – матрица каждого элемента оптической системы. Под элементами оптической системы понимаются любые поверхности, имеющие кривизну, линзы, окна, а также пространства между такими объектами. Матрица для пространства длиной d и показателем преломления n между простыми оптическими элементами (в рассматриваемом случае это линза и поверхность пластины, от которой отражается лазерное излучение) записывается как:

$$G_t = \begin{bmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.15)$$

для простой линзы с оптической силой Φ :

$$G_l = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.16)$$

а для задней поверхности пластины, которая при малом изгибе представляет собой сферическую поверхность с радиусом кривизны R :

$$G_R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cdot n/R & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.17)$$

Таким образом, изменение радиуса кривизны пластины R влияет на матрицу $G(R)$, описывающую систему. Здесь положительные значения R соответствуют изгибу пластины в сторону источника электронного пучка, отрицательные – изгибу в обратную сторону. Во время изменения радиуса кривизны пластины, будет меняться радиус лазерного пучка в точке расположения детектирующего прибора, что наглядно проиллюстрировано на рисунке 1.6б. Матричный формализм поможет изящно решить задачу о нахождении радиуса кривизны

пластины, исходя из изменения радиуса лазерного пучка после прохождения через оптическую систему. В силу того, что во время процесса изгиба меняется радиус лазерного пучка, его изменение можно однозначно связать с радиусом кривизны поверхности, решая уравнение 1.14 относительно R .

Для гауссова распределения поверхностной плотности мощности в профиле лазерного пучка его основной геометрической характеристикой будем считать величину $r = \sqrt{S/\pi}$:

$$\rho(r') = A_r \cdot \exp(-S'(r')/S(r)), \quad (1.18)$$

где $S'(r') = \pi \cdot r'^2$. В реальном эксперименте использовался источник лазерного излучения с фактором $M^2 < 1.3$ (на рисунке 1.7 показано фото профиля на выходе из источника), в то время как для гауссова распределения $M^2 = 1$. То есть распределение мощности в профиле такого лазерного пучка вполне допустимо аппроксимировать функцией 1.18. Влияние дифракционных эффектов не учитывалось, так как длина волны бесконечно мала по сравнению с размерами волнового фронта в реализуемых во время экспериментов условиях. Полная мощность лазерного пучка определяется следующим образом:

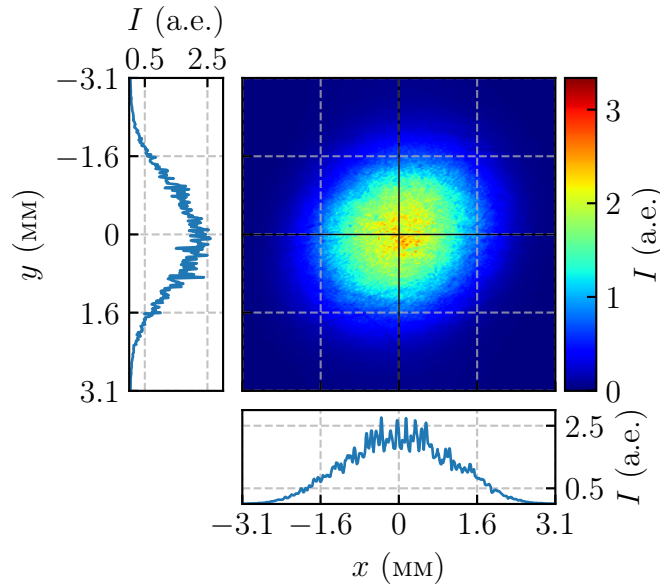
$$P = 2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\infty} \rho(r') \cdot r' dr'.$$


Рисунок 1.7 — Сечение пучка зеленого лазера, используемого в системе диагностики динамики изгиба, на выходе из источника

В условиях, реализуемых на установке БЕТА, угол падения лазера не превышает числовой апертуры световода. Тогда, в силу линейности преобразования мощности освещения рабочей поверхности в напряжение, снимаемое с

лавинного фотодиода, справедливо уравнение:

$$u_d = B_r \cdot P_d = 2 \cdot \pi \cdot B_r \cdot \int_0^{r_d} A_r \cdot \exp\left(-\frac{\pi \cdot r'^2}{S}\right) \cdot r' dr', \quad (1.19)$$

где B_r – коэффициент такого преобразования, а r_d – радиус торца световода, подводящего лазерное излучение к фотодетектору. Детектор излучения невозможно было расположить в непосредственной близости к установке БЕТА, так как электромагнитное поле, производимое во время работы установки, вносило бы существенные погрешности в измерения. Поэтому к лавинному фотодиоду, выбранному в качестве детектора для описываемой системы диагностики, излучение подводилось с использованием световода. Расположение торца световода относительно точки фокусировки лазерного пучка таково, что все излучение, попадающее на торец световода, передавалось к рабочей поверхности лавинного фотодиода эффективно для любой возможной кривизны поверхности изучаемого образца. Введем обозначения: $C_r = A_r \cdot B_r$ и u – уровень сигнала, который мог бы быть зарегистрирован, если бы все лазерное излучение было принято детектором. То есть, выражаясь более строго, S таково, что $r_d \gg \sqrt{S/\pi}$ в равенстве 1.19. Тогда:

$$u = 2 \cdot \pi \cdot C_r \cdot \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi r'^2}{S}\right) \cdot r' dr' = C_r \cdot S. \quad (1.20)$$

Запишем выражение для u_d , опираясь на переменные C_r , S и положив $S_d = \pi \cdot r_d^2$:

$$u_d = 2 \cdot \pi \cdot C_r \cdot \int_0^{r_d} \exp\left(-\frac{\pi \cdot r'^2}{S}\right) \cdot r' dr' = -C_r \cdot S \cdot \left(e^{-S_d/S} - 1\right). \quad (1.21)$$

Очевидно равенство:

$$u_d = u \cdot \left(1 - e^{-S_d/S}\right) \Rightarrow S = S_d \cdot [-\ln^{-1}(1 - u_d/u)]. \quad (1.22)$$

Тогда величина r может быть определена следующим образом у рабочей поверхности фотодиода:

$$r = \pm r_d \cdot \sqrt{-\ln^{-1}(1 - u_d/u)}. \quad (1.23)$$

Знак «+» здесь соответствуют тому случаю, когда детектор расположен между точкой фокусировки лазерного пучка и линзой (согласно схеме на рисунке 1.6а),

а « $-$ » – случаю, когда точка фокусировки оказалась между детектором и линзой. Значение r имеет смысл характерного размера в сечении лазерного пучка. Величину u можно рассчитать в самом начале эксперимента, используя уравнение 1.23, и определив полуширину на полувывоте пучка r , исходя из ее начального значения r_0 до преобразования оптической системой (заранее известная величина $r_0 = \sqrt{S_0/\pi}$), и зная начальную кривизну исследуемой поверхности пластины (измерения с помощью профилометра и простого интерферометра проводились перед каждым экспериментом). Тогда r определяется с использованием уравнения 1.14, u_d измеряется до начала облучения электронным пучком и, после подстановки в уравнение 1.23, находится значение u .

Для определения радиуса кривизны вольфрамовой пластинки необходимо решить следующее линейное уравнение относительно R :

$$LR = G_{11}(R) \cdot r_0 + G_{12}(R) \cdot \alpha_0 = r \Rightarrow R = L^{-1}r. \quad (1.24)$$

Оно следует непосредственно из уравнения 1.14, а величина r определяется согласно равенству 1.23. L понимается как линейный оператор преобразования $R \rightarrow r$, а L^{-1} – оператор обратного преобразования. Вообще говоря, система из уравнений 1.23 и 1.24 относительно R будет иметь два решения, так как в уравнении 1.23 не содержится информации относительно того, перед точкой фокусировки лазерного луча, или за ней находится детектор: знак r заранее неопределен. Другими словами, конечную угловую расходимость α , которая сделала бы решение однозначным, невозможно зарегистрировать в вышеописанной конфигурации. Верное решение (то есть « $+$ » или « $-$ » в уравнении 1.23) определяется исходя из знака R и устройства оптической системы. Например, в любой момент времени есть два решения системы уравнений 1.23 и 1.24: одно – всегда положительное, а другое – отрицательное. Отрицательное решение во время нагрева противоречит природе деформации пластины, и наоборот, положительное решение спустя длительный период времени от окончания воздействия также противоречит здравому смыслу (знаки решений во время нагрева и после остывания пластины в экспериментах всегда были противоположны). Хотя, в большинстве экспериментов конфигурация системы диагностики была такой, что детектор всегда (вне зависимости от того, на какой стадии изгиба находится пластина) располагался между точкой фокусировки лазерного пучка и линзой, то есть в уравнении 1.23 выбирался знак « $+$ ». Таким образом, более

тонкий анализ приходилось проводить только в исключительных случаях: когда интенсивность нагрева была слишком большой при относительно малой толщине пластины, и происходила непредусмотренная конфигурацией системы диагностики перефокусировка лазерного пучка. Относительная систематическая ошибка измерения кривизны $\Theta(R^{-1})/|R^{-1}|$ с использованием описанной системы диагностики в зависимости от величины кривизны R^{-1} показана на рисунке 1.8а. Основные источники ошибки – погрешности в определении расстояния между оптическими элементами системы и фокусного расстояния линзы.

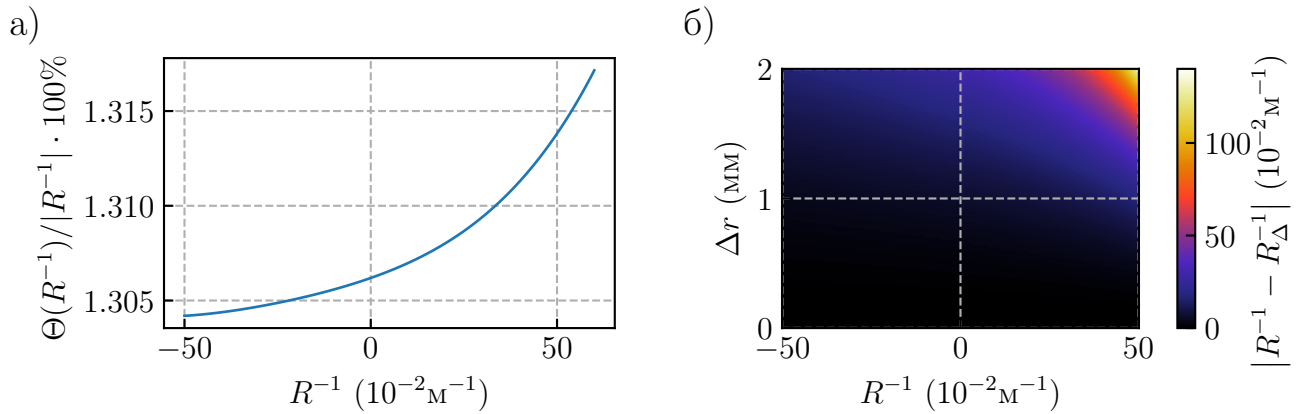


Рисунок 1.8 — Ошибки измерения кривизны пластины: а) зависимость относительной систематической ошибки определения кривизны $\Theta(R^{-1})/|R^{-1}|$ от величины кривизны R^{-1} ; б) ошибка определения кривизны $|R^{-1} - R_{\Delta}^{-1}|$ в случае сдвига лазерного пучка относительно оптической оси системы в месте расположения торца световода Δr в зависимости от кривизны R^{-1}

Важным для рассмотрения эффектом является сдвиг лазерного пучка относительно оптической оси системы. На рисунке 1.8б продемонстрирована зависимость ошибки определения кривизны поверхности пластины $|R^{-1} - R_{\Delta}^{-1}|$ от сдвига лазерного пучка относительно оптической оси системы Δr в месте расположения торца световода и от кривизны R^{-1} . Хорошо видно, что даже небольшой сдвиг лазерного пучка относительно оптической оси системы приводит к серьезным ошибкам при определении кривизны. В ходе возможных низкочастотных колебаний устройства для фиксации пластины внутри вакуумной камеры установки, а также в связи со сложностью позиционирования центра электронного пучка по поверхности пластины возможны отклонения вплоть до $\Delta r \approx 2$ мм. Здесь важно отметить, что минимальный характерный размер лазерного пучка в области торца световода больше диаметра торца световода $r > r_d$ ($r \gtrsim 2$ мм при $r_d = 1$ мм). Минимальный размер

соответствует случаю изгиба пластины в момент окончания нагрева, и для оптимизации оптической схемы проводилась оценка кривизны пластины в данный момент времени. Подробнее оценка обсуждается в разделе 2.3.1 главы 2. Рисунок 1.8б показывает, что это может создать серьезные проблемы при определении кривизны пластины. Поэтому помимо лавинного фотодиода в качестве регистратора лазерного излучения была использована камера с ПЗС-матрицей SDU-285. Добавление этого устройства в систему дает возможность корректировать данные с лавинного фотодиода в случае сдвига лазерного пучка с оптической оси системы. Расположение камеры отображено на рисунке 1.6а. Частота съемки с помощью камеры значительно ниже той, с которой производился сбор данных с лавинного фотодиода (~ 1 Гц против 200 кГц). То есть камера не способна отследить динамику деформации при временах нагрева 0.15–1 мс. Однако есть возможность детектировать величину изгиба пластинки в момент окончания воздействия электронным пучком, а так же зафиксировать остаточное значение кривизны поверхности пластины, обратной к нагреваемой.

Обработка данных для такого прибора значительно проще: характерный размер лазерного пятна r легко определяется по количеству засвеченных пикселей. Для быстрой обработки данных, исходя из определения 1.18, величину S можно найти следующим образом. Максимальное значение уровня сигнала, регистрируемое ячейками матрицы равно $\rho(0)$, а значение на окружности радиуса r равно $\rho(r)$. Соответственно, посчитав число ячеек ПЗС-матрицы с уровнем сигнала в диапазоне от $\rho(0)$ до $\rho(r)$, а затем, умножив на площадь ячейки ($6.45 \times 6.45 \cdot 10^{-8}$ см²), можно получить нужную для дальнейших вычислений величину S . Простой пример процесса вычисления наглядно проиллюстрирован на рисунке 1.9. Радиус кривизны поверхности исследуемого образца можно определить далее согласно уравнению 1.24, где $r = \pm\sqrt{S/\pi}$. Знак здесь выбирается абсолютно аналогично тому, как было описано выше для лавинного фотодиода. Система диагностики была сконфигурирована таким образом, что и для камеры выбираются исключительно положительные значения r , а перефокусировка лазерного пучка во время экспериментов не происходила.

В случае обработки экспериментальных данных, получаемых с использованием камеры, к исходным данным применяется пространственный однородный фильтр для уменьшения влияния неоднородностей лазерного профиля. То есть в обработку экспериментальных данных добавляется еще один шаг, как продемонстрировано на рисунке 1.10. Стоит отметить, что на рисунке 1.10

лазерный профиль после отражения от исследуемой поверхности образца не осесимметричный. В следующей главе будет показано, что это связано с не осесимметричным нагревом вольфрама и изгибом, форма которого соответствует профилю нагрева. Для упрощения процесса обработки данных в качестве характерного размера лазерного пучка в области регистрации камерой будем использовать величину $r = \frac{r_{min} + r_{max}}{2}$, r_{min} и r_{max} – половины минимального и максимального размера пятна на рисунке 1.10в. Эти размеры определяются стандартными средствами библиотеки компьютерного зрения OpenCV путем нахождения контура в виде прямоугольника с минимальной площадью, в который укладывается пятно, пример которого показан на рисунке 1.10в (функция `minAreaRect`). Требуется только найти размеры сторон этого прямоугольника.

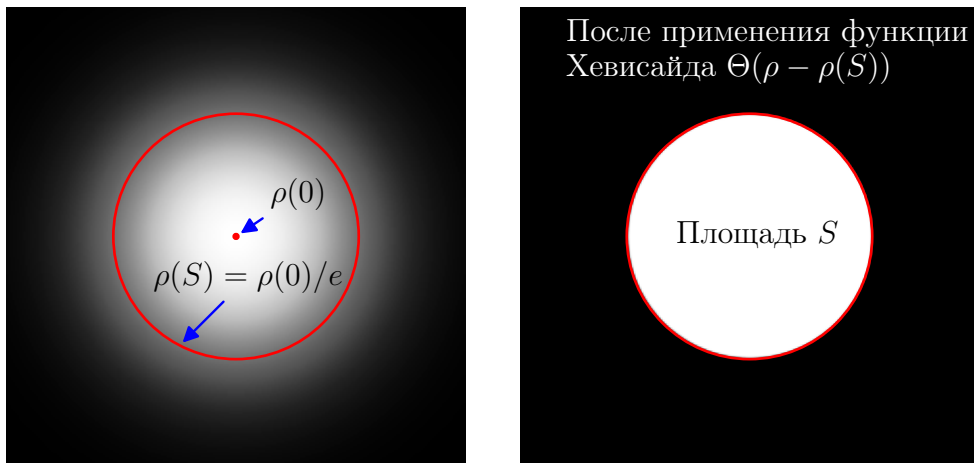


Рисунок 1.9 — Наглядная иллюстрация процесса определения величины S

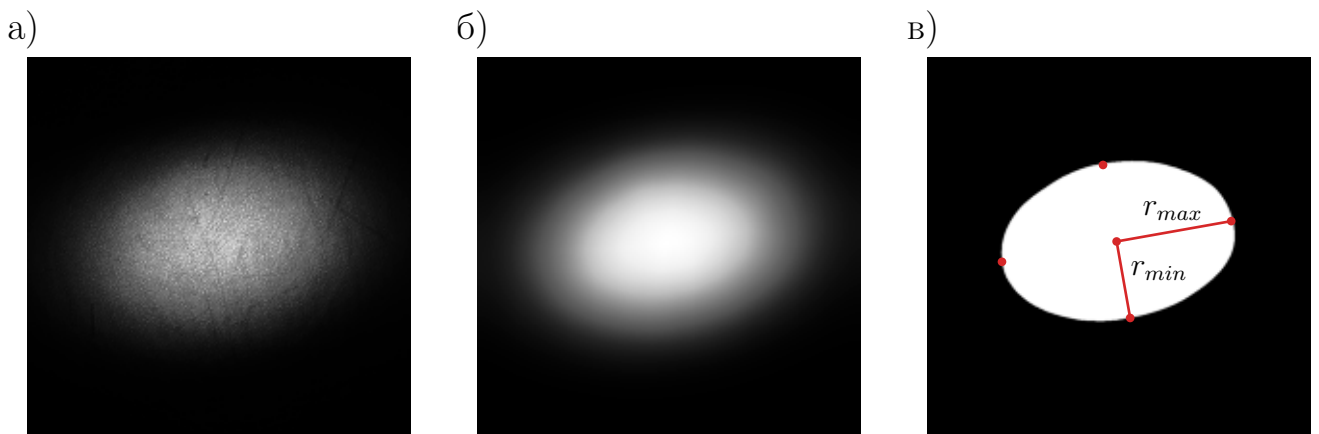


Рисунок 1.10 — Пример обработки экспериментального снимка лазерного профиля: а) исходное изображение; б) после применения однородного фильтра; в) после применения функции Хевисайда

Неточность такого подхода будет учтена в погрешности определения кривизны: вклад в систематическую ошибку вследствие такого допущения оценим как $\max(|R^{-1}(r) - R^{-1}(r_{min})|, |R^{-1}(r) - R^{-1}(r_{max})|)$, где $\max(x, y)$ – максимальное значение из пары x и y , а $R^{-1}(r')$ – кривизна для характерного радиуса лазерного пучка в области матрицы камеры r' . Как будет показано далее, модель, разработанная для описания хрупко-вязкой деформации вольфрама, предполагает осесимметричный нагрев и, как следствие, осесимметричный изгиб. Более сложный анализ изгиба не требуется, поэтому в данном случае было решено остановиться на таком упрощенном варианте обработки данных.

Глава 2. Экспериментальное изучение деформации вольфрама во время термических ударов

2.1 Тепловая деформация хрупко-пластичных материалов

Растрескивание вольфрама происходит вследствие пластической деформации прогреваемого объема металла и появления в нем остаточных растягивающих напряжений. Рассмотрим механизм появления трещин на поверхности вольфрама как хрупко-пластичного материала. Ключевой особенностью здесь является тот факт, что в зависимости от температуры характер деформации металла будет разным. Если нагрев будет недостаточным, и температура хрупко-вязкого перехода достигаться не будет, то тепловая деформация металла будет упругой.

Процесс деформации вольфрамовой пластины в результате импульсного нагрева качественно проиллюстрирован на рисунке 2.1. При тепловом воздействии на вольфрамовую пластину ее тонкий приповерхностный слой нагревается, и происходит его тепловое расширение. В силу того, что он расширяется как в нормальном к поверхности пластины направлении, так и в продольном, происходит деформация всей пластины как целого – ее изгиб в сторону источника тепла. При нагреве вольфрама более чем на ~ 400 °С происходит хрупко-вязкий переход [29, с. 162], и металл начинает деформироваться пластически.



Рисунок 2.1 — Динамика деформации вольфрамовой пластины в случае импульсного нагрева ее поверхности

Пластическая деформация связана с движением дислокаций [90, с. 165]. Если рассматривать монокристаллическую структуру, то можно выделить следующие виды дислокаций [90, с. 149-150]. Так называемая *краевая* дислокация возникает, если в кристаллической структуре есть «лишняя» полуплоскость

(рисунок 2.2а). *Винтовую* дислокацию можно наглядно описать как сдвиг относительно друг-друга двух сторон кристаллической решетки в районе разрыва при наличии такового (рисунок 2.2б). При нагреве составляющей единицы пластины в виде монокристалла вольфрама начинается движение дислокаций за счет теплового расширения. Такое движение меняет форму монокристаллов, что в макроскопическом масштабе выливается в изменение формы нагретой области поликристалла. По мере остывания нагретого объема металла, дислокации не могут вернуться в свое начальное положение, то есть монокристаллы «запоминают» свою новую форму. Это приводит к тому, что вся ранее нагретая до температуры хрупко-вязкого перехода часть вольфрама не может вернуться к своему начальному состоянию.

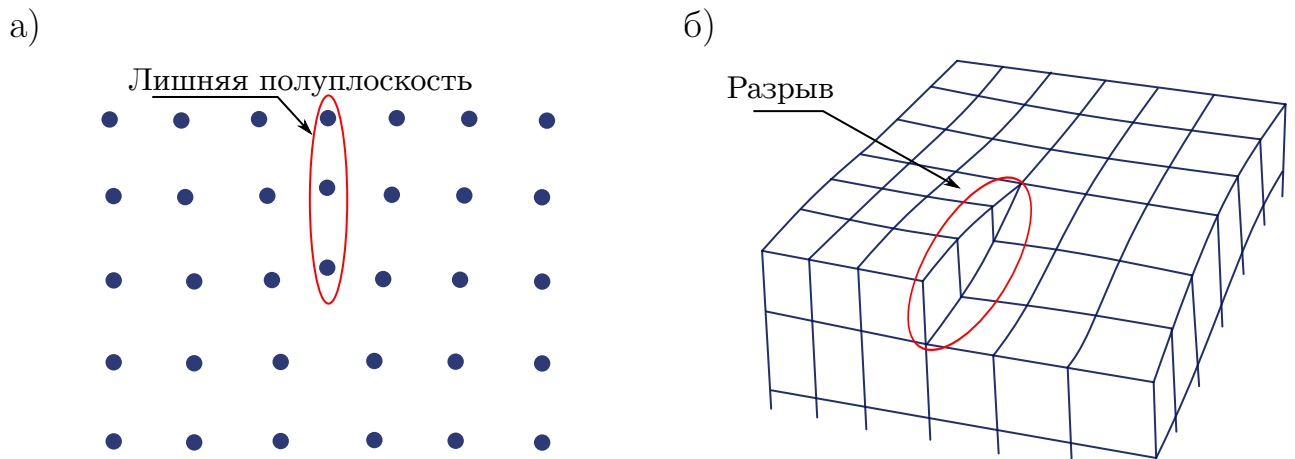


Рисунок 2.2 — Иллюстрации видов дислокации: а) *краевая* дислокация; б) *винтовая* дислокация

Эффект появления остаточной пластической деформации монокристаллического вольфрама вследствие импульсного нагрева был экспериментально подтвержден во время экспериментов на станции «Плазма» бункера ВЭПП-4 ИЯФ СО РАН [34]. Так как большая часть объема пластины не прогревается до вышеуказанной температуры, она деформируется упруго, всегда стремясь вернуться в изначальное плоское состояние. Остаточная пластическая деформация приводит к тому, что продольный размер ранее нагретого слоя при остывании становится эффективно меньше, чем был изначально, а поперечный – больше. Таким образом, пластина в ходе остывания изгибается в обратную сторону. А упруго деформирующийся объем металла, который не был достаточно нагрет, стремится «разорвать» пластически деформированный слой, и в нем возникают остаточные растягивающие напряжения. Когда весь объем металла снова

достигнет базовой температуры (~ 300 К в ходе экспериментов на установке БЕТА), кривизна его поверхности приобретет некоторое значение, которое будем называть остаточной кривизной. В зависимости от интенсивности нагрева и свойств материала, значение остаточных напряжений может превысить предел прочности, приводя к растрескиванию поверхности пластины. Растрескивание частично снимает остаточные напряжения, и происходит уменьшение остаточной кривизны.

Стоит отметить, что ключевым фактором, приводящим к растрескиванию облучаемой поверхности, является пластическая деформация металла. Здесь основную роль играет не факт того, изгибается образец или нет – изгиб лишь частично снимает остаточные напряжения и уменьшает вероятность растрескивания. В случае достаточно толстой пластины, прикрепленной к системе охлаждения, растрескивание будет более вероятным, поскольку в этом случае большая часть металла будет слабо деформироваться, либо не будет деформироваться вообще. В случае же малой относительно толщины пластины глубины прогрева металла до температуры хрупко-вязкого перехода, растрескивание будет происходить при меньшей энергии нагрева, чем в случае, скажем, относительно тонких пластин.

2.2 Величина остаточных механических напряжений как критерий устойчивости вольфрама к последующей нагрузке

Напряжения, возникающие в металле, представляют интерес для изучения в силу того, что являются причиной растрескивания. Обычно, при изучении процесса растрескивания вольфрама вследствие быстрого нагрева имеется бинарная характеристика: либо на поверхности появились трещины, либо нет. Важно иметь более детальную характеристику того, насколько образец близок к растрескиванию. Исходя из вышеизложенных рассуждений, можно заключить, что физической величиной, которая могла бы охарактеризовать близость поверхности металла к растрескиванию, является величина остаточных механических напряжений.

Однако процесс определения значения механических напряжений, как отмечалось во введении, весьма проблематичен: часть подходов приводят к

неизбежному разрушению образцов [30], другая требует применения сложного оборудования (рентгеновская или нейтронная дифракция) [31]. Одним из эффектов, связанных с возникающими в образце напряжениями, является его изгиб. По степени изгиба «холодной» части образца, поверхность которой, к тому же, не подвергается эрозии вследствие термического удара, и по интенсивности нагрева металла можно судить о величине остаточных напряжений в нагреваемом слое. Соответственно, была предложена новая неповреждающая методика, позволяющая оценивать величину остаточных напряжений *in situ*.

2.3 Оценка остаточных механических напряжений, исходя из характеристики нагрева и деформации вольфрама

Идея методики оценки остаточных напряжений состоит в наблюдении за изменением температуры облучаемой поверхности и изменением кривизны обратной поверхности образца. Предполагается, что этих данных будет достаточно для необходимых оценок при использовании теоретической модели, описывающей деформацию хрупко-пластичного материала в ходе нагрева. Ключевой особенностью подхода является *in situ* регистрация динамики вышеперечисленных физических величин. Результаты работы, которые будут обсуждаться далее, были опубликованы в статьях [70; 73].

Образцы, используемые в экспериментах, представляют собой пластины из катанного вольфрама размером 25×25 мм², толщиной 2 мм и 4 мм с полированными поверхностями. Все образцы проходили через ультразвуковую чистку с последующей мойкой водой с моющим средством, дистиллированной водой и ацетоном. Таким образом, образцы не содержали никаких примесей, что было проверено с помощью сканирующего электронного микроскопа и рентгеновского микроанализа. Одна из поверхностей пластин подвергалась облучению электронным пучком, генерируемым с помощью установки БЕТА (раздел 1.1 главы 1) [35; 36; 73]. Стоит акцентировать внимание на том, что использование электронного пучка для моделирования импульсных тепловых нагрузок позволяет использовать оптические методики для получения информации об эрозии [24; 87] и температуре облучаемой поверхности *in situ*. Образец закреплялся при помощи четырех винтов со слабой затяжкой внутри рамки держателя, как это

показано на рисунке 2.3. Температура в ходе экспериментов определялась пирометрическим методом: тепловое излучение регистрировалось фотодиодами для наблюдения за временной динамикой, а также камерой для фиксации пространственного распределения по поверхности. Оптическая схема и принцип работы представлены в разделе 1.2 главы 1. Для описания изгиба вольфрамовой пластины регистрировалось изменение кривизны полированной до зеркального блеска поверхности пластины, обратной к облучаемой. Кривизна определялась исходя из характерного размера сечения лазерного пучка, отраженного от обратной поверхности образца, а схема, принцип работы и алгоритм обработки данных описан в разделе 1.4 главы 1. Для отслеживания динамики модификации поверхности образцов на установке БЕТА реализована система диагностики для *in situ* мониторинга изменения рассеиваемого поверхностью лазерного излучения с длиной волны 532 нм. Ход лучей отмечен на рисунке 1.2б раздела 1.1 главы 1, а принцип работы подробно описан в работе [24]. То есть имеется возможность не только зарегистрировать факт появления трещин на поверхности *ex situ* с помощью фотографий, но и точно определить момент растрескивания в динамике.



Рисунок 2.3 — Фото образца в виде полированной до зеркального блеска вольфрамовой пластины, закрепленной в мишенедержателе установки БЕТА

2.3.1 Первичная оценка величины изгиба пластины во время нагрева

Для определения характерных величин изгиба и необходимого динамического диапазона для их регистрации системой диагностики далее проведем простую оценку максимального изгиба по окончании нагрева вольфрамовой пластины. Рассмотрим следующую упрощенную модель. В силу того, что область нагрева, осуществляемого на установке БЕТА, представляет собой круг с гауссовым распределением поверхностной плотности мощности нагрева W_s (это показывает распределение температуры на рисунке 1.5б), представим нагреваемую область пластины в виде равномерно прогреваемого круга, разделенного на секторы (рисунок 2.4). Каждый сектор будем считать настолько малым, что его можно представить в виде стержня с прямоугольным сечением. В рамках грубой первичной оценки будем считать секторы абсолютно идентичными. Далее рассмотрим упругий изгиб такого стержня (отдельно, вместе с некоторыми обозначениями он изображен на рисунке 2.5), возникающий при расширении разогретого участка поверхности вдоль оси z (рисунок 2.4). На рисунке изображены два осесимметричных стержня – сектора круга – с высотой (вдоль y) и длиной (вдоль z) равной высоте и длине пластины, и относительно малой толщиной (вдоль x).

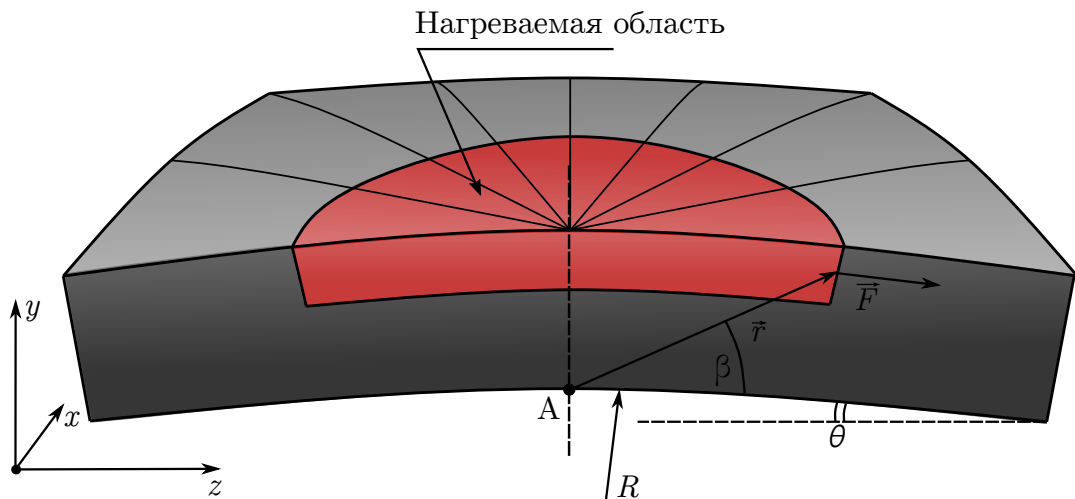


Рисунок 2.4 — Профиль пластины, рассматриваемый при оценке (нагретая область выделена красным)

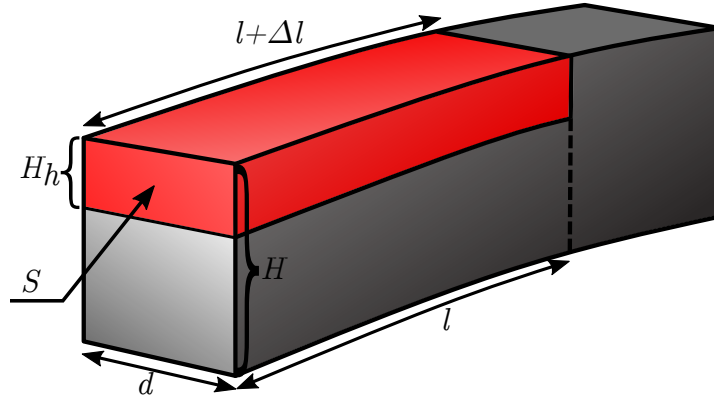


Рисунок 2.5 — Стержень, рассматриваемый в рамках первичной оценки

Сила, развиваемая при линейном тепловом расширении нагретого участка вольфрама:

$$F = \sigma \cdot S = E(T_0 + \Delta T) \cdot S \cdot \frac{\Delta l}{l} = E(T_0 + \Delta T) \cdot \alpha \cdot S \cdot \Delta T, \quad (2.1)$$

где $\sigma = E(T_0 + \Delta T) \cdot \frac{\Delta l}{l}$ – тензор напряжений (σ_{zz}) [90, с. 28], E – модуль Юнга вольфрама, S и l – площадь торца и длина рассматриваемой части пластинки соответственно ($S = H_h \cdot d$, рисунок 2.5), α – коэффициент линейного теплового расширения [39, с. 606], T_0 и ΔT – начальная температура пластины и ее изменение в зоне воздействия пучка, соответственно. Момент сил относительно точки А с плечом r :

$$M = F \cdot r \cdot \sin(\pi/2 - \beta + \theta) = l \cdot F \cdot \frac{\cos(\beta - \theta)}{\cos\beta}, \quad (2.2)$$

здесь θ – угол изгиба пластинки в данный момент. Момент сил, развиваемый при изгибе ненагретого участка (противодействующий тепловому расширению нагретого участка поверхности):

$$M = E(T_0) \cdot \frac{I_{yy}}{R} = \frac{E(T_0) \cdot (H - H_h)^3 \cdot d}{12 \cdot R}, \quad (2.3)$$

где $I_{ii} = \int r_i \cdot r_i dS$ – тензор момента инерции сечения [90, с. 96 - 97], H и H_h – толщина пластинки и толщина нагреваемого участка, соответственно, R – радиус кривизны поверхности при изгибе, а d – ширина рассматриваемого стержня (предполагается, что $d \ll H$). Далее считаем, что $H \gg H_h$, $\text{tg}\beta \approx H/l$, а теплота, полученная в ходе нагрева, может быть записана в виде:

$$E_h = \pi \cdot l^2 \cdot H_h \cdot \rho \cdot c_p \cdot \Delta T \approx \frac{E_{beam}}{2} = P_{beam} \cdot \frac{t}{2}, \quad (2.4)$$

где E_{beam} , P_{beam} и t – энергия, мощность и время воздействия электронного пучка, соответственно, а ρ и c_p – плотность и удельная теплоемкость вольфрама [39, с. 606]. В оценке 2.4 учтено, что при облучении вольфрама электронным пучком отражается примерно половина электронов. Положив $E(T_0 + \Delta T) \approx E(T_0)$, из выражений 2.1 – 2.4 получим следующее уравнение на радиус кривизны R :

$$\frac{E(T_0) \cdot H^3 \cdot d}{12 \cdot R} \approx E(T_0) \cdot \alpha \cdot H_h \cdot d \cdot \Delta T \cdot \frac{\cos(\beta - \theta)}{\cos(\beta)}, \quad (2.5)$$

$$\frac{H^3}{12 \cdot R} \approx \alpha \cdot H_h \cdot d \cdot l \cdot \frac{E_h}{\pi \cdot l^2 \cdot H_h \cdot \rho \cdot c_p} \cdot \frac{\cos(\beta - \theta)}{\cos(\beta)}. \quad (2.6)$$

Так как изгиб малый и $R \gg l, \theta \approx l/R$:

$$\frac{\cos(\beta - \theta)}{\cos(\beta)} = \frac{\cos(\beta) \cdot \cos(\theta)}{\cos(\beta)} + \operatorname{tg}(\beta) \cdot \sin(\theta) \approx \left(1 + 0 \cdot \frac{l}{R} + \frac{H}{l} \cdot \frac{l}{R}\right). \quad (2.7)$$

Таким образом:

$$\frac{H^3 \cdot l}{12 \cdot R} \approx \frac{\alpha \cdot E_h}{\pi \cdot c_p \cdot \rho} \left(1 + \frac{H}{R}\right), \quad (2.8)$$

решая это уравнение относительно радиуса кривизны R , получим следующее соотношение:

$$R \approx H \cdot \left(\frac{\pi \cdot H^2 \cdot l \cdot \rho \cdot c_p}{6 \cdot \alpha \cdot P_{beam} \cdot t} - 1 \right) \approx \frac{\pi \cdot H^3 \cdot l \cdot \rho \cdot c_p}{6 \cdot \alpha \cdot P_{beam} \cdot t}. \quad (2.9)$$

В случае нагрева поверхности пластины с $H = 4$ мм и $l = 12.5$ мм пучком мощностью $P_{beam} \approx 0.1$ МВт и длительностью $t \approx 1$ мс (что, как правило, будет воспроизводиться в ходе экспериментов), значение радиуса кривизны, оцененное с использованием выражения 2.9, составляет $R \approx 3$ м. Оценка с помощью выражения 2.9 использовалась с целью оптимизации системы диагностики изгиба перед экспериментами (чтобы избежать перефокусировки лазерного излучения, а также добиться увеличения характерной площади сечения лазерного пучка в области торца световода в момент окончания нагрева образца). В силу того, что $R \gg l$, то есть радиус кривизны много больше характерного размера образца, допустимо считать, что изогнутая пластинка составляет сектор сферы. Это значительно упрощает дальнейшие вычисления и интерпретацию экспериментальных данных. К тому же, результаты *post mortem* анализа, которые будут приведены далее, делают данное допущение полностью соответствующим реальности.

2.3.2 Демонстрация экспериментально зарегистрированной динамики изгиба образца из вольфрамовой пластины

На рисунке 2.6 продемонстрирована экспериментально зарегистрированная динамика изгиба вольфрамовой пластины во время нагрева ее поверхности электронным пучком и после его окончания. Поведение пластины полностью соответствует качественным ожиданиям. В ходе нагрева пластина изгибается в сторону источника тепла: облучаемая поверхность становится выпуклой. Заметна корреляция температуры и кривизны обратной поверхности пластины, что говорит о преимущественно линейном (упругом) характере деформации,

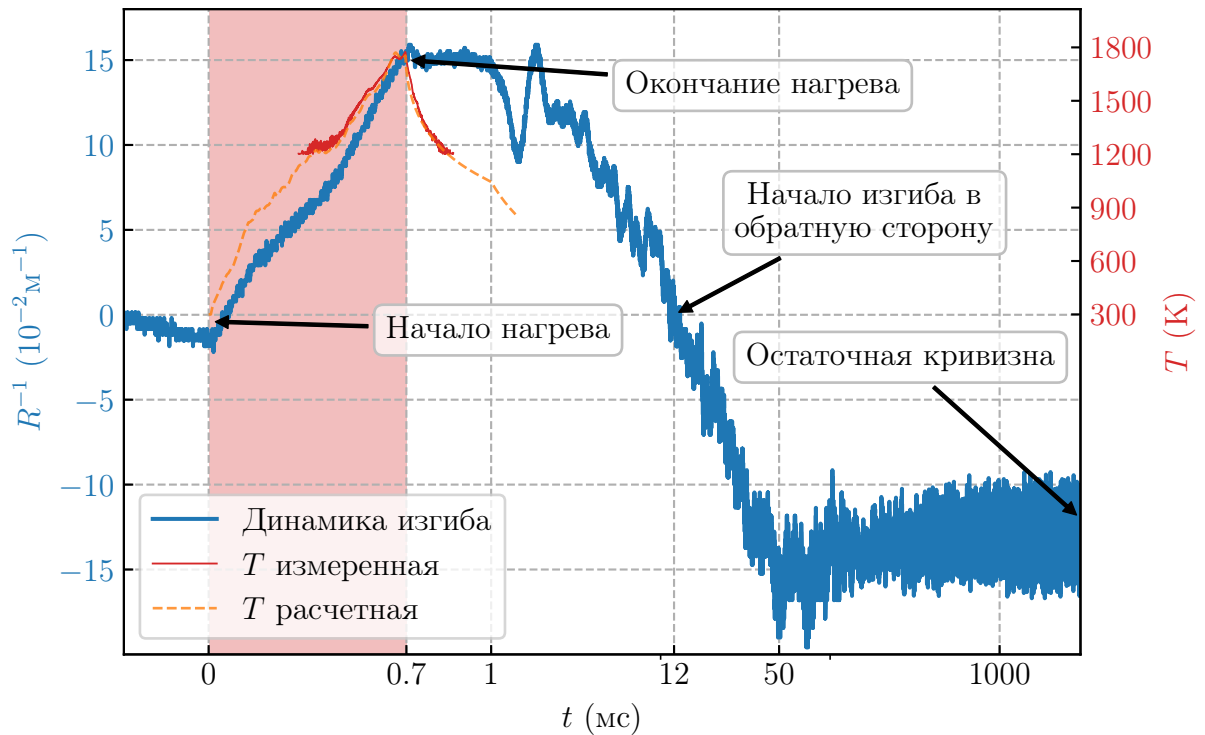


Рисунок 2.6 — Экспериментально зарегистрированная динамика изгиба вольфрамовой пластины: зависимость кривизны поверхности пластины, обратной к облучаемой, R^{-1} (синяя линия) от времени t (слева) и зависимость температуры облучаемой поверхности T , измеренной во время эксперимента (сплошная красная линия), а также рассчитанной из токовых измерений (пунктирная оранжевая линия, расчет предоставлен Поповым В. А.) от времени t (справа). Положительные значения кривизны R^{-1} соответствуют выпуклой облучаемой поверхности. Логарифмический масштаб по времени для $t > 1$ мс

определяющей изгиб на этой стадии. Здесь стоит отметить, что кривизна, достигнутая в момент окончания нагрева, согласуется с оценкой по формуле 2.9 ($R_e^{-1} \approx 0.2 \text{ м}^{-1}$). После окончания нагрева начинается остывание прогретого ранее слоя, пластина начинает возвращаться в исходное состояние. Однако, судя по достигнутой поверхностью температуре, некоторый объем металла прогрелся до температуры, превосходящей температуру хрупко-вязкого перехода ($T > 400^\circ\text{C}$ [29, с. 162]). Этот объем металла деформировался пластически и получил новую форму: он стал толще, а эффективный размер в плоскости пластины уменьшился. Таким образом, пластина уже не сможет вернуться в исходное состояние: начинается изгиб в обратную сторону, который спровоцирован сужением нагретого ранее выше температуры хрупко-вязкого перехода слоя вольфрама. Изгиб продолжается вплоть до полного остывания пластины, когда кривизна (как и величина механических напряжений в прогретом ранее слое) выходит на постоянную величину – остаточную кривизну.

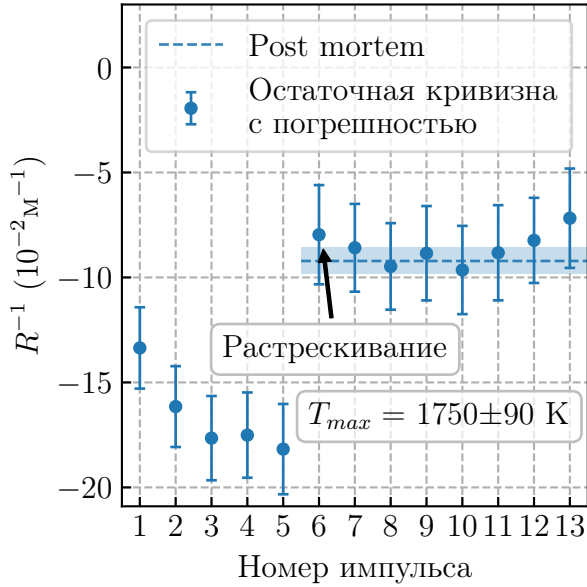
2.3.3 Поведение образца в случае нескольких импульсов нагрева с одинаковой нагрузкой и с ее постепенным ростом, растрескивание облучаемой поверхности

Для лучшего понимания процесса деформации и растрескивания поверхности вольфрама при ее многократном облучении далее будем акцентировать внимание на величине остаточной кривизны. Величина остаточной кривизны далее определялась путем усреднения данных, полученных после облучения образца, для времен $t > 100 \text{ мс}$ от начала нагрева. Погрешность при определении остаточной кривизны оценивалась согласно формуле 1.3.

Рассмотрим, как будет меняться остаточная кривизна пластины $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$ в зависимости от числа термических ударов одной длительности $t_h \approx 0.7 \text{ мс}$ и мощности. Экспериментальные данные для такого случая представлены на рисунке 2.7а. Видно, что в случае нескольких практически одинаковых импульсов нагрева, остаточная кривизна не сразу выходит на постоянное значение. Это означает, что величина пластической деформации, которая соответствовала бы полученному в ходе эксперимента нагреву, достигается не сразу. То есть пластическая деформация не успевает завершиться за

время импульса. Однако видна тенденция выхода зависимости на постоянное значение: в случае одинаковых по длительности импульсов нагрева остаточная кривизна, а значит величина остаточных напряжений, скорее всего, зависит от мощности нагрева.

а)



б)

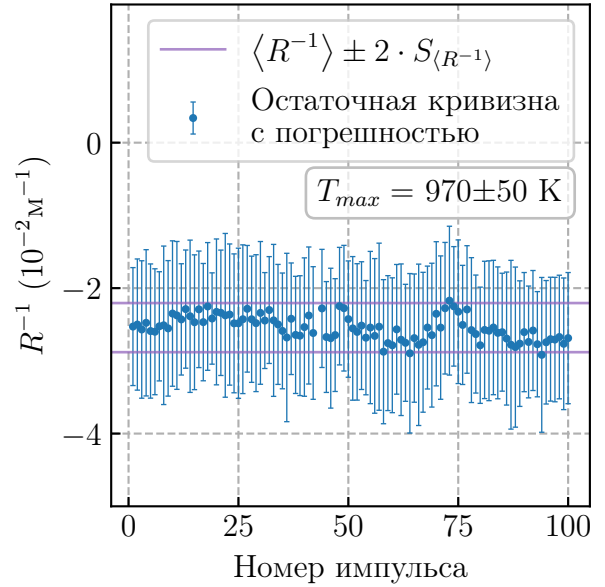


Рисунок 2.7 — Зависимость остаточной кривизны пластины R^{-1} от номера термического удара для образцов с размерами $25 \times 25 \times 4$ мм³ в случае нескольких импульсов нагрева одинаковой мощности и длительности:

а) случай растрескивания поверхности после 5 импульсов нагрева; б) результат облучения электронным пучком одной длительности и мощности сто раз

Подробнее остановимся на описании поведения вольфрамовой пластины до растрескивания ее облучаемой поверхности. При выходе на постоянное значение остаточная кривизна перестает расти, что говорит об отсутствии эффекта накопления остаточных напряжений при нагреве одинаковыми импульсами. В случае одинаковой длительности нагрева (что влияет на глубину прогрева металла) увеличение остаточных напряжений может произойти только вследствие роста тепловой нагрузки на поверхность образца. Иными словами, можно заключить, что растрескивания вольфрама не произойдет, пока не будет достигнута критическая мощность нагрева в импульсе. Металл способен выдержать любое количество термических ударов при условии, что ни один из них не приведет к появлению остаточных механических напряжений, величина которых близка или превышает предел прочности. Для экспериментальной проверки

этого предположения был проведен эксперимент, в котором поверхность вольфрамовой пластины $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$ подверглась воздействию ста одинаковых импульсов нагрева электронным пучком установки БЕТА. Результат эксперимента представлен на рисунке 2.7б. Величина остаточной кривизны не меняется в ходе всех импульсов нагрева, то есть величина остаточных механических напряжений в прогреваемом слое остается постоянной. Вывод о том, что величина остаточной кривизны не меняется, можно сделать, проверив, что выборка величин остаточной кривизны, показанная на рисунке 2.7б, имеет нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$, где $\mu = \langle R^{-1} \rangle$, $\sigma = S_{\langle R^{-1} \rangle}$ (S – среднеквадратичное отклонение среднего). То есть поведение остаточной кривизны в данном случае обусловлено случайными флуктуациями вокруг среднего значения или, иными словами, случайным шумом. Проверка с использованием критерия согласия Пирсона (критерия χ^2) [91–93] дает уровень значимости $p_v \approx 0.22$, а при проверке с помощью критерия Шапиро-Уилка [94; 95] $p_v \approx 0.2$. В обоих случаях $p_v > \alpha_v$ (α_v мы зафиксировали на уровне 0.05 в разделе 1.2 главы 1), то есть остаточная кривизна для эксперимента, результаты которого показаны на рисунке 2.7б, действительно имеет нормальное распределение.

На рисунке 2.8 проиллюстрирован случай постепенного роста нагрузки на поверхность вольфрамовой пластины $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$. На данном графике показана зависимость остаточной кривизны от максимальной температуры поверхности образца, достигнутой в ходе импульса нагрева. Нагрузка на мишень менялась ступенчатым образом сериями по несколько импульсов длительностью 1 мс. Результат демонстрирует зависимость остаточной кривизны (а значит, и остаточных напряжений) от температуры, достигнутой в ходе нагрева. Точки группируются в соответствии с производимой нагрузкой.

Для детального изучения результатов импульсного нагрева после экспериментов проводился *post mortem* анализ. В качестве проверки достоверности результатов определения кривизны проводились независимые измерения остаточной кривизны по кольцам Ньютона. Плоская стеклянная пластинка помещалась на полированную необлученную поверхность образца, которая затем освещалась лазерным пучком с диаметром, соответствующим диаметру лазерного пучка в районе мишени на экспериментальной установке ($\sim 6 - 8 \text{ мм}$). По количеству светлых интерференционных колец n определялся радиус кривизны поверхности: $R = \frac{r_s^2}{\lambda \cdot (n - \frac{1}{2})}$, где r_s – радиус лазерного пучка на поверхности образца. Результаты такого *post mortem* анализа пока-

заны пунктирной линией на рисунках 2.7а и 2.8. Хорошо видно, что данные, определенные с использованием различных подходов *in situ* и *post mortem*, согласуются друг с другом, что показывает состоятельность разработанной методики определения кривизны вольфрамовых пластин (описание в разделе 1.4 главы 1). Такие измерения проводились также перед экспериментами для определения начальной кривизны поверхности. Кроме того, дополнительно снимались профилограммы обратной поверхности пластины, кривизна которой и регистрировалась в ходе экспериментов. Профилограмма обратной поверхности пластины после эксперимента, результаты которого продемонстрированы на рисунке 2.8, представлена на рисунке 2.9. В плоскости пластины профиль изгиба скорее представляет собой эллипс, он похож на зарегистрированный профиль нагрева электронным пучком (это будет продемонстрировано далее в разделе 2.3.4). Полученные данные позволяют сказать, что профиль изгиба действительно близок к сферическому, что предполагалось в начале. А кривизна этого участка согласуется с экспериментальными данными (рисунок 2.8): кривизна вдоль большой оси эллипса составляет $|R^{-1}| \approx (8.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, вдоль малой – $|R^{-1}| \approx (5.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, средняя остаточная кривизна $|R^{-1}| \approx (7.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$.

Оба экспериментальных результата (рисунки 2.7а и 2.8) демонстрируют резкое уменьшение модуля остаточной кривизны, а значит и частичное снятие остаточных напряжений в пластически деформируемом при нагреве объеме металла. Это говорит о растрескивании облучаемой поверхности в результате достижения величиной остаточных напряжений предела прочности вольфрама – максимального растягивающего напряжения σ_t^{max} . Наличие сети трещин хорошо видно на снимках, сделанных с помощью пирометрической системы диагностики (рисунок 2.10). Подробнее рассмотрим процесс растрескивания в динамике. При появлении трещин на облучаемой поверхности образца будет увеличиваться доля диффузно рассеиваемого ею излучения. В основном, это увеличение связано с подъемом краев трещин и образованием хребтов вдоль трещин [88]. Поскольку ширина хребтов, близкая к глубине трещин, намного превосходит ширину трещин, хребты дают значительно больший вклад в рассеяние света, чем, собственно, трещины. Таким образом, с использованием системы диагностики по исследованию модификации нагреваемой поверхности образца [24], можно точно зарегистрировать момент появления трещин.

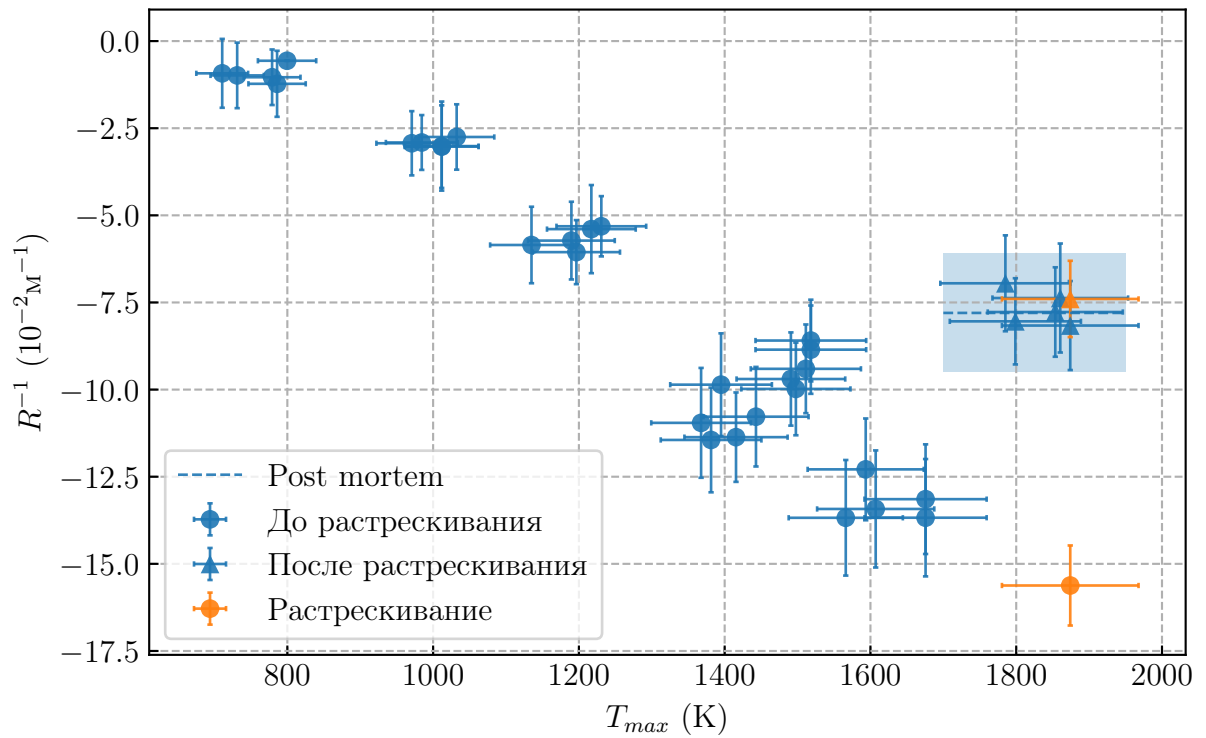


Рисунок 2.8 — Зависимость остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , достигнутой в ходе импульсного нагрева, для образца с размерами $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$

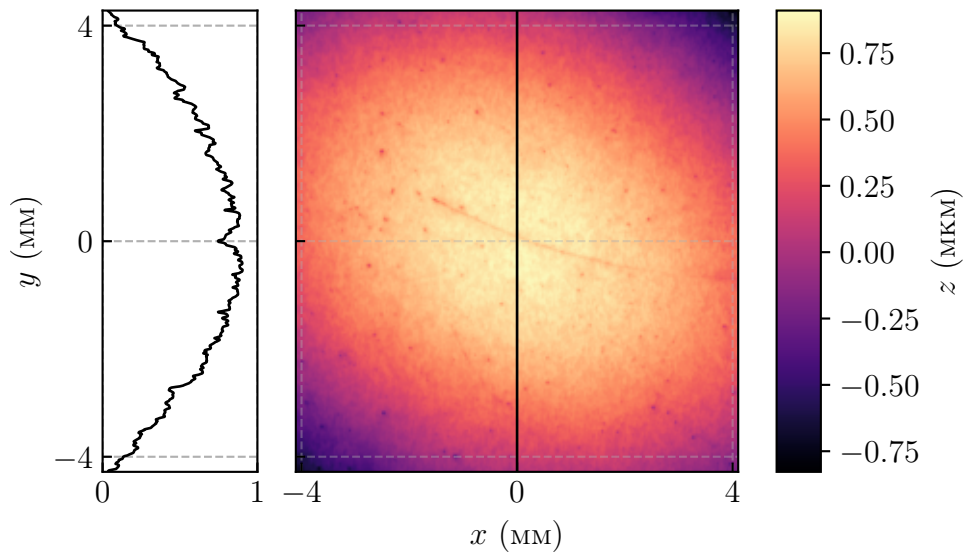


Рисунок 2.9 — Профилограмма области $8 \times 8 \text{ мм}^2$ на поверхности вольфрамовой пластины, обратной к облучаемой, после эксперимента, результаты которого продемонстрированы на рисунке 2.8. Ширина на полувысоте лазерного пучка на обратной поверхности пластины составляет $\sim 6 \text{ мм}$

Рассмотрим момент растрескивания образца толщиной 4 мм, результаты экспериментов с которым были показаны на рисунке 2.8. Данные с систем диагностики кривизны образца и эрозии его облучаемой поверхности (предоставлены Васильевым А. А.) от времени, сделанные во время импульса нагрева, после которого появились трещины, приведены на рисунке 2.11. Ступенчатое увеличение доли рассеиваемого излучения свидетельствует о появлении трещин на поверхности образца. Видно, что возникновение трещин сопровождается изменением кривизны поверхности (уменьшением ее абсолютного значения), что хорошо заметно на верхнем графике, представленном на рисунке 2.11.

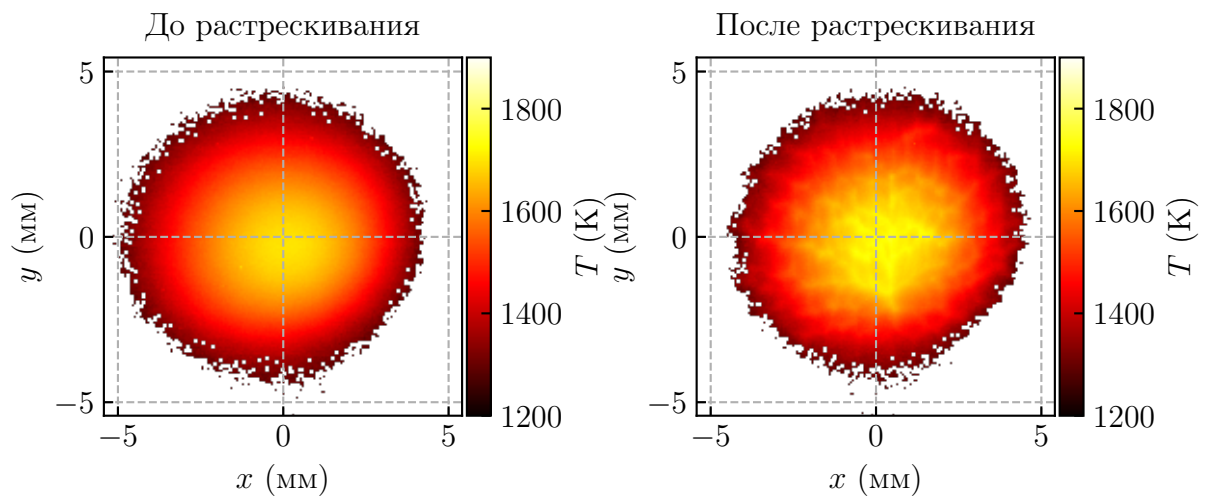


Рисунок 2.10 — Распределения температуры по поверхности вольфрама в момент максимального нагрева до (слева) и после растрескивания (справа), полученные с помощью камеры пирометрической системы диагностики в ходе эксперимента, результаты которого показаны на рисунке 2.7а

Качественные ожидания относительно поведения пластин меньшей толщины заключаются в большей устойчивости такой пластины к растрескиванию. Это связано с тем, что толщина слоя, всегда деформируемого упруго, в данном случае меньше, а значит он оказывает меньшее сопротивление при деформации объема металла, прогреваемого до температуры хрупко-вязкого перехода. Для экспериментальной проверки таких качественных ожиданий был проведен эксперимент с мишенью размерами $25 \times 25 \times 2$ мм³. Нагрузка в данном случае увеличивалась ступенчатым образом сериями по несколько импульсов длительностью 1 мс. Результаты представлены на рисунке 2.12а. График демонстрирует ступенчатый рост модуля остаточной кривизны в соответствии с тепловой нагрузкой нагрузкой. Растрескивания не произошло даже несмотря на

то, что максимальная температура поверхности приближалась к температуре плавления вольфрама (3650 К [39, с. 606]), а поверхность пластины толщиной 4 мм трескалась уже при достижении $T_{max} \approx 1750 \pm 50$ К при ровно той же длительности нагрева (что было показано на рисунке 2.7а).

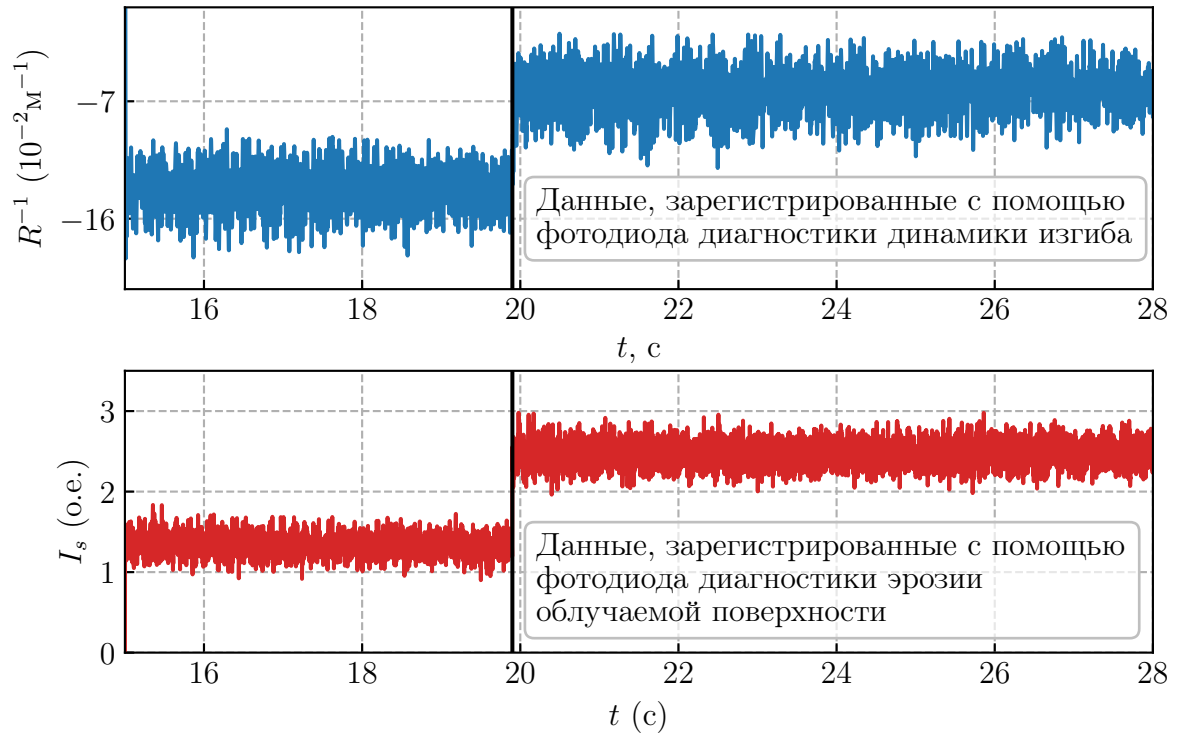


Рисунок 2.11 — Момент появления трещин на поверхности образца, зарегистрированный с использованием систем диагностики модификации облучаемой поверхности и изгиба образца

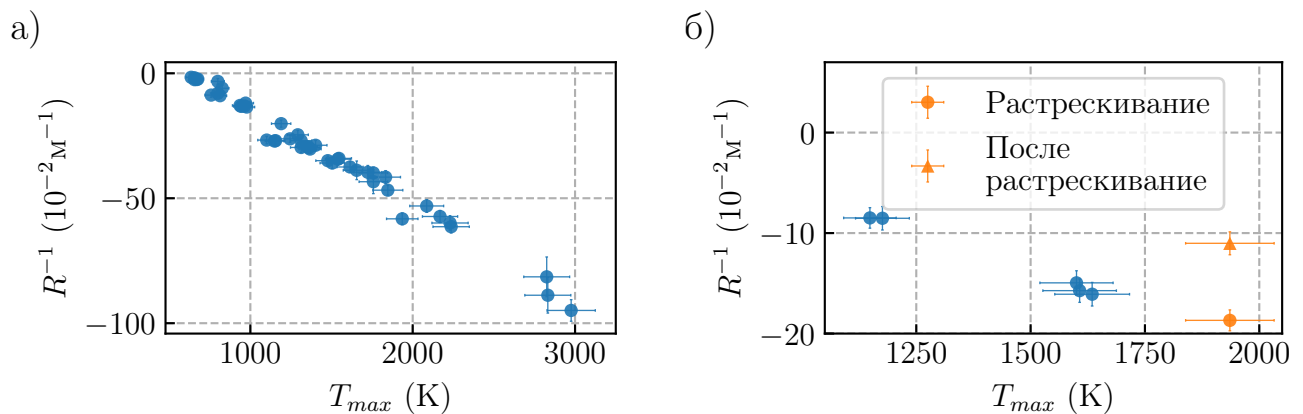


Рисунок 2.12 — Зависимость остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , достигнутой в ходе импульсного нагрева, для образцов с размерами $25 \times 25 \times 2$ мм³ для случаев импульсного нагрева разной длительности: а) длительность 1 мс; б) длительность 0.15 мс

Время нагрева также является важным параметром, влияющим на вероятность растрескивания. График на рисунке 2.12б демонстрирует результаты экспериментов с мишенью $25 \times 25 \times 2$ мм³, которая облучалась короткими импульсами по 0.15 мс. Несмотря на полную идентичность образца тому, результаты экспериментов с которым были представлены на рисунке 2.12а, здесь очевидна куда меньшая устойчивость к нагреву: растрескивание произошло при меньшей максимальной температуре поверхности (а значит и мощности нагрева), чем смогла выдержать пластина на рисунке 2.12а. Объяснение такого поведения образца, как и в предыдущем случае, кроется в доле объема прогреваемого до температуры хрупко-вязкого перехода металла. В силу конечной теплопроводности металла, за короткое время сильного нагрева успевает прогреться более тонкий слой. Глубина прогрева, как следует из одномерного уравнения теплопроводности (выражение 1.4), пропорциональна корню из времени импульсного нагрева $\lambda_h \sim \sqrt{t}$. То есть в случае эксперимента, результаты которого приведены на рисунке 2.12а, глубина прогрева будет примерно в $\frac{\sqrt{10^{-3}}}{\sqrt{0.15 \cdot 10^{-3}}} \approx 2.6$ раз больше, чем для эксперимента, результаты которого показаны на рисунке 2.12б. Для данных, показанных на рисунке 2.12б, больший по сравнению со случаем, показанным на рисунке 2.12а, объем упруго деформируемого вольфрама при одинаковой площади прогрева производит больший момент сил, стремящийся выпрямить пластину, приводя к возникновению больших по величине остаточных напряжений в пластически деформированном слое. Поэтому в эксперименте на рисунке 2.12б растрескивание наступило при значительно менее интенсивном нагреве, чем во время эксперимента, результаты которого показаны на рисунке 2.12а. Эти качественные соображения подтверждаются теоретической моделью, обсуждение которой приведено в следующем разделе.

2.3.4 Использование теоретической модели деформации вольфрама при импульсном нагреве для оценки величины остаточных напряжений

Для оценки остаточных напряжений была использована теоретическая модель тепловой деформации хрупко-пластичных материалов, разработанная

Аракчеевым А. С. Краткое описание модели и предпосылки к ее созданию изложены в работах [55; 70]. Вольфрамовая пластина в модели представляет собой свободный цилиндр (рисунок 2.13) с радиусом, равным 12.5 мм (половина ширины пластин). Толщина цилиндра соответствует толщине пластины, для которой осуществляется расчет. Цилиндр разбивается на блоки в виде колец, а далее для каждого блока вычисляются необходимые параметры. Процесс моделирования деформации вольфрамовой пластины состоит из следующих ключевых этапов:

1. Расчет распределения температуры по поверхности и вглубь образца для каждого момента времени. Радиальный профиль нагрева на установке БЕТА может быть аппроксимирован функцией распределения Гаусса по крайней мере на поверхности образца. В ходе расчета задаются значения температуры на поверхности, соответствующие достигнутому в ходе эксперимента. Если разбить цилиндр на кольца достаточно малой ширины, то можно считать, что на поверхности каждого отдельного кольца, которая подвергается нагреву, температура распределена равномерно в каждый момент времени. В таком случае, для определения распределения температуры вглубь каждого кольца решается одномерное уравнение теплопроводности:

$$c_v \cdot \frac{\partial T(t, z)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T(t, z)}{\partial z} \right). \quad (2.10)$$

2. Исходя из распределения температуры, рассчитываются упругие и пластические тепловые деформации и напряжения. Результат используется для определения моментов сил M , которые возникают в объеме металла согласно тому, как это описано в работе [55].
3. Величину изгиба пластины характеризует отклонение нейтральной поверхности ω от исходного положения. Для нахождения этой величины необходимо решить уравнение слабого изгиба пластины:

$$\Delta (D \cdot \Delta \omega - M) = 0, \quad (2.11)$$

где $D = \frac{E \cdot h^3}{12 \cdot (1 - \nu^2)}$ – цилиндрическая жесткость, E – модуль Юнга, h – толщина пластины, ν – коэффициент Пуассона, M – средний момент сил, действующий в сечении пластины [96].

Упрощение, которое заключается в представлении квадратной пластины в виде цилиндра, допустимо в силу слабого влияния далеких от нагреваемой части образца участков на деформации и напряжения в самых нагруженных частях.

В качестве граничного условия использовалось равенство нулю момента сил из-за отсутствия жесткого закрепления образца на краю (как упоминалось ранее, вольфрамовые пластины зажимаются винтами со слабой затяжкой: рисунок 2.3).

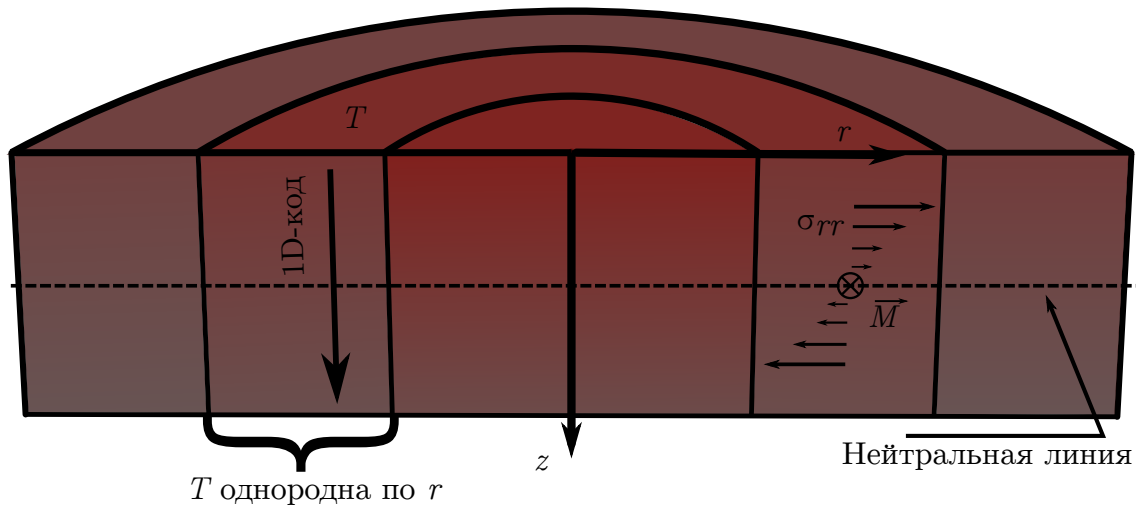


Рисунок 2.13 — Представление вольфрамовой пластины в модели

Чтобы продемонстрировать возможности использования модели с целью описания деформации вольфрамовой пластинки в случае нагрева и охлаждения небольшого приповерхностного слоя с переходом из хрупкого состояния в пластичное и обратно, рассмотрим результаты моделирования для экспериментов, зависимость остаточной кривизны от температуры для которых были представлены выше на рисунках 2.8, 2.12а и 2.12б. Сравнение экспериментальных значений остаточной кривизны пластин размерами $25 \times 25 \times 2$ мм³ с результатом моделирования проиллюстрировано на рисунке 2.14. Видно хорошее соответствие экспериментальных данных результатам моделирования: результаты согласуются не только качественно, но и количественно. Это значит, что получаемые в ходе моделирования процесса деформации вольфрама распределения остаточных напряжений могут соответствовать реальности. Величины остаточных напряжений в таком случае позволят судить о близости облучаемой поверхности металла к растрескиванию. Для того, чтобы убедиться в этом, рассмотрим следующий пример.

На рисунке 2.15 показано сравнение результатов теоретического моделирования с экспериментальными данными, представленными на рисунке 2.8. Здесь также видно хорошее соответствие расчетов эксперименту. Подробнее остановимся на точках, выделенными красными овалами. Эти точки примечательны

тем, что при нагреве поверхности вольфрама с повышением нагрузки (а значит и максимальной температуры, достигаемой в ходе воздействия электронным пучком) произошло растрескивание с последующим частичным снятием напряжений и уменьшением остаточной кривизны пластины. То есть остаточные растягивающие напряжения, возникшие в приповерхностном слое после нагрева до $T_{max} \approx 1670 \pm 50$ К, были близки к предельным растягивающим напряжениям, соответствующим $\sigma_t^{max} \approx 0.98 - 1.83$ ГПа [97, с. 1759], [98, с. 1562], [39, с. 606-609].

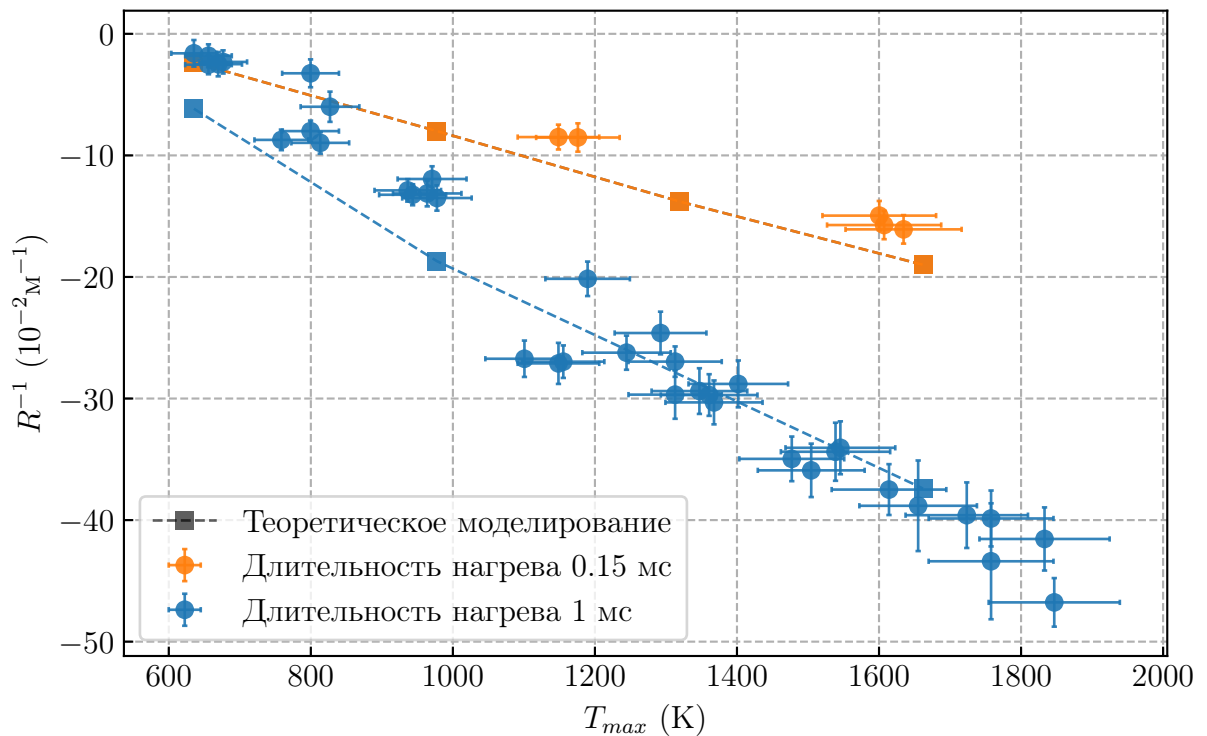


Рисунок 2.14 — Зависимости остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , полученные в ходе экспериментов и теоретического моделирования, для образцов с размерами $25 \times 25 \times 2$ мм³

На рисунке 2.16 показано распределение температуры по поверхности образца в конце одного из импульсов нагрева, выделенных красным овалом на рисунке 2.15. Стоит отметить, что форма изгиба, которая была зафиксирована с помощью оптического профилометра (рисунок 2.9) для образца, участвующего в описываемом эксперименте, соответствует профилю нагрева (рисунок 2.16). Кроме того, радиальное распределение температуры действительно может быть с хорошей точностью аппроксимировано гауссовой функцией (выделено пунктиром на рисунке 2.16). Для радиального распределения температуры,

полученного в ходе эксперимента, было получено близкое теоретически смоделированное значение остаточной кривизны (квадратная точка внутри красного овала на рисунке 2.15). Отсюда можно предположить, что в ходе эксперимента имело место распределение остаточных напряжений, которое продемонстрировано на рисунке 2.16 справа. Согласно результатам расчета, в центральной области приповерхностного слоя возникли остаточные напряжения, близкие к пределу прочности вольфрама σ_t^{max} . На рисунке 2.15 видно, что после повышения мощности нагрева произошло растрескивание поверхности пластины, и это является еще одним подтверждением правильности расчетов.

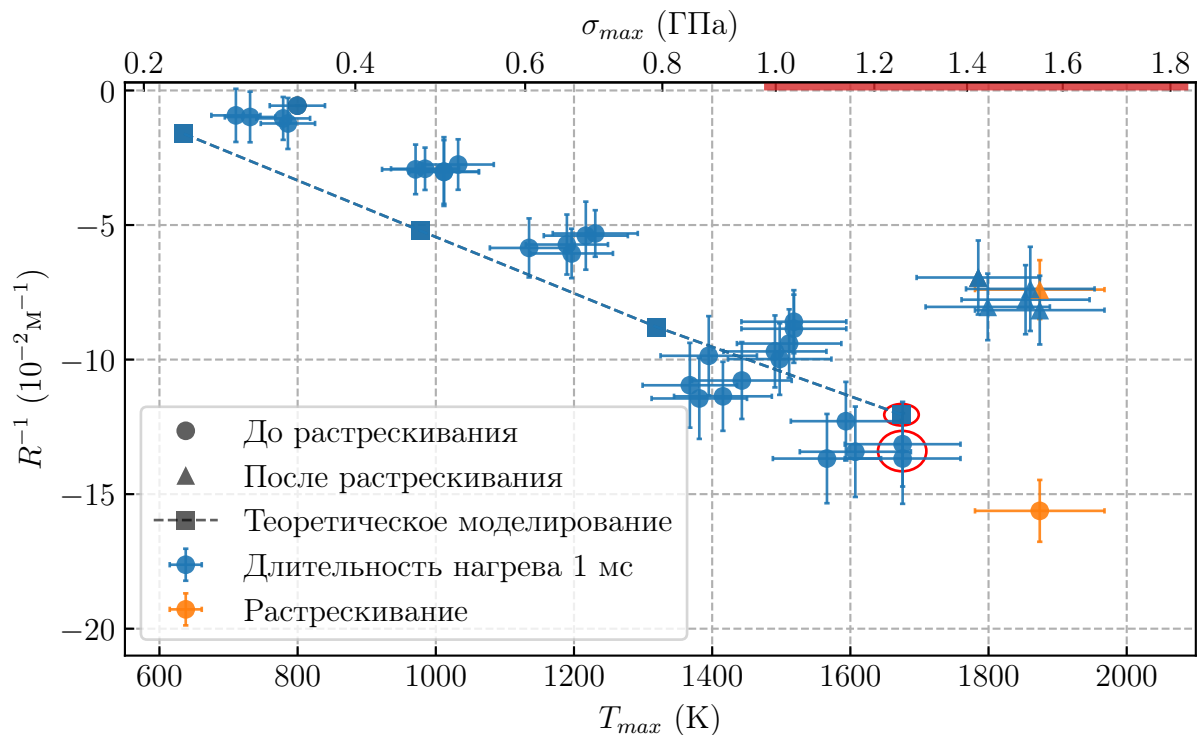


Рисунок 2.15 — Зависимости остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , полученных в ходе экспериментов и теоретического моделирования, для образца с размерами $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$. Сверху указаны смоделированные максимальные значения остаточных напряжений σ_{max} , диапазон предельных растягивающих напряжений из справочных данных отмечен красной прямой

Важным выводом из результатов работы является экспериментальная демонстрация механизма растрескивания вольфрама вследствие быстрого нагрева и последующего остывания. Исходя из вышеописанного, можно заключить, что при работе термоядерной установки нельзя допускать быстрого перехода вольфрама из хрупкого состояния в пластичное и обратно вследствие

интенсивного импульсного нагрева постоянно охлаждаемой части моноблока. Результаты экспериментов показали, что поверхность вольфрамовой пластины толщиной 4 мм растрескивается при импульсном нагреве длительностью $t_h \approx 1$ мс до температуры $T \approx 1750 \pm 50$ К. Это соответствует нагреву с параметром потока тепла $F_{hf} \approx 21.3 \pm 0.6$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} (выражения 1.8, 1.10 и 1.12). Данное значение согласуется с опубликованными в более ранних работах других научных групп [22; 23]. В случае вольфрама большей толщины, когда не будет остаточного изгиба образца (то есть не произойдет частичного снятия остаточных напряжений), растрескивание возможно при меньших достигаемых за импульс нагрева температурах. Таким образом, при импульсном нагреве поверхности металла с плотностью мощности $W_s \sim 0.7$ ГВт/м² за время $t \sim 1$ мс с последующим охлаждением и возвращением в хрупкое состояние, будет происходить растрескивание, провоцирующее все более разрушительную эрозию вольфрама.

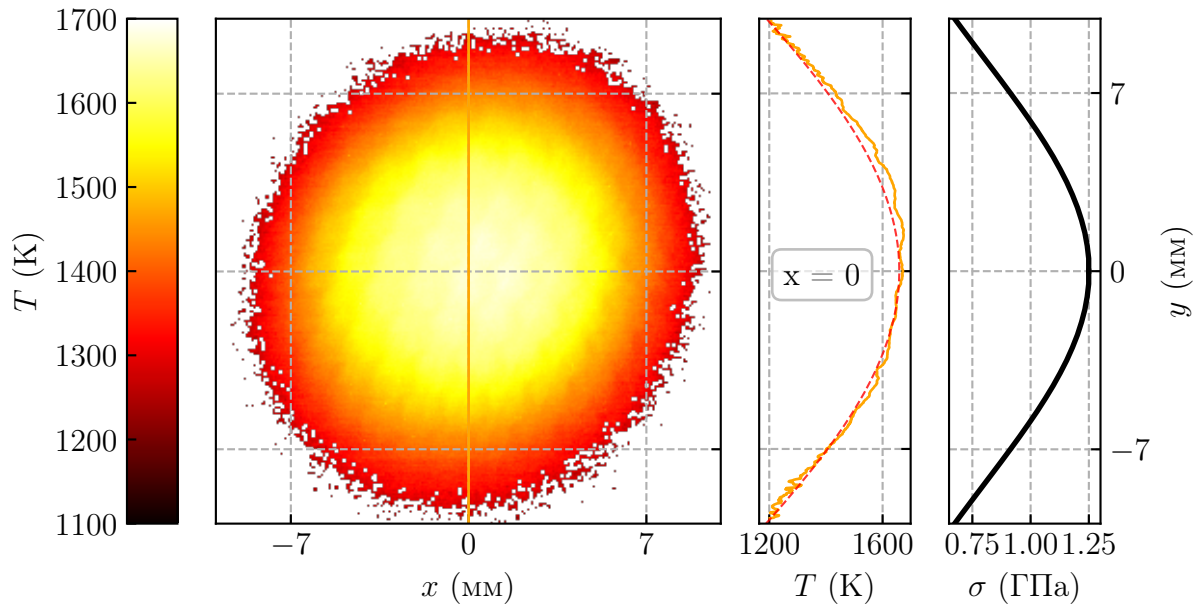


Рисунок 2.16 — Экспериментально зарегистрированное распределение температуры T по поверхности вольфрамовой пластины в конце нагрева для круглых точек из рисунка 2.15, выделенных красным овалом, а также распределение остаточных напряжений σ , полученное в ходе моделирования

2.4 Связь модификации облучаемой поверхности вольфрама с пластической деформацией

Развитая в ходе выполнения работы экспериментальная методика определения остаточных напряжений в вольфрамовом образце не может быть применена для диагностики защиты дивертора реального токамака. Хотя возможность простой проверки вольфрама на предмет критической близости к повреждению обращенной к плазме поверхности оказалась бы полезной: это помогло бы предупредить растрескивание и последующую за ним более серьезную эрозию с вылетом микрочастиц, позволив заблаговременно обслужить ненадежный участок защиты дивертора. Но необлучаемая поверхность вольфрамовых диверторных моноблоков просто недоступна для диагностики, а облучаемая поверхность не годится для похожих наблюдений из-за ее модификации при импульсном нагреве. Однако применяемый в ходе исследования подход помог обнаружить связь изменения шероховатости облучаемой поверхности пластин с пластической деформацией в прогреваемом слое вольфрама.

На рисунке 2.17 представлено сравнение остаточного относительного изменения доли рассеиваемого лазерного излучения на длине волны 532 нм, полученного с использованием системы диагностики модификации облучаемой поверхности [24] (данные предоставлены Васильевым А. А.), с изменением остаточной кривизны обратной поверхности пластины в зависимости от температуры (для результатов, представленных на рисунке 2.8). Видно, что изменение шероховатости облучаемой поверхности вольфрама, которое и является причиной увеличения доли рассеиваемого ею лазерного излучения, коррелирует с изменением остаточного изгиба пластины по мере увеличения мощности нагрева. Так как остаточный изгиб обусловлен пластической деформацией в некотором приповерхностном слое металла, значит и изменение шероховатости облучаемой поверхности обусловлено тем же процессом. То есть рост шероховатости облучаемой поверхности металла связан с пластической деформацией и появлением остаточных напряжений. Из этого наблюдения следует, что изменение шероховатости облучаемой поверхности вольфрама может быть использовано для оценки величины остаточных напряжений при импульсном нагреве металла. Это требует развития теоретической модели, которая бы позволила связать мелкомасштабные изменения на поверхности вольфрама с

пластической деформацией и механическими напряжениями, возникающими при нагреве металла до температуры, превосходящей температуру хрупко-вязкого перехода.

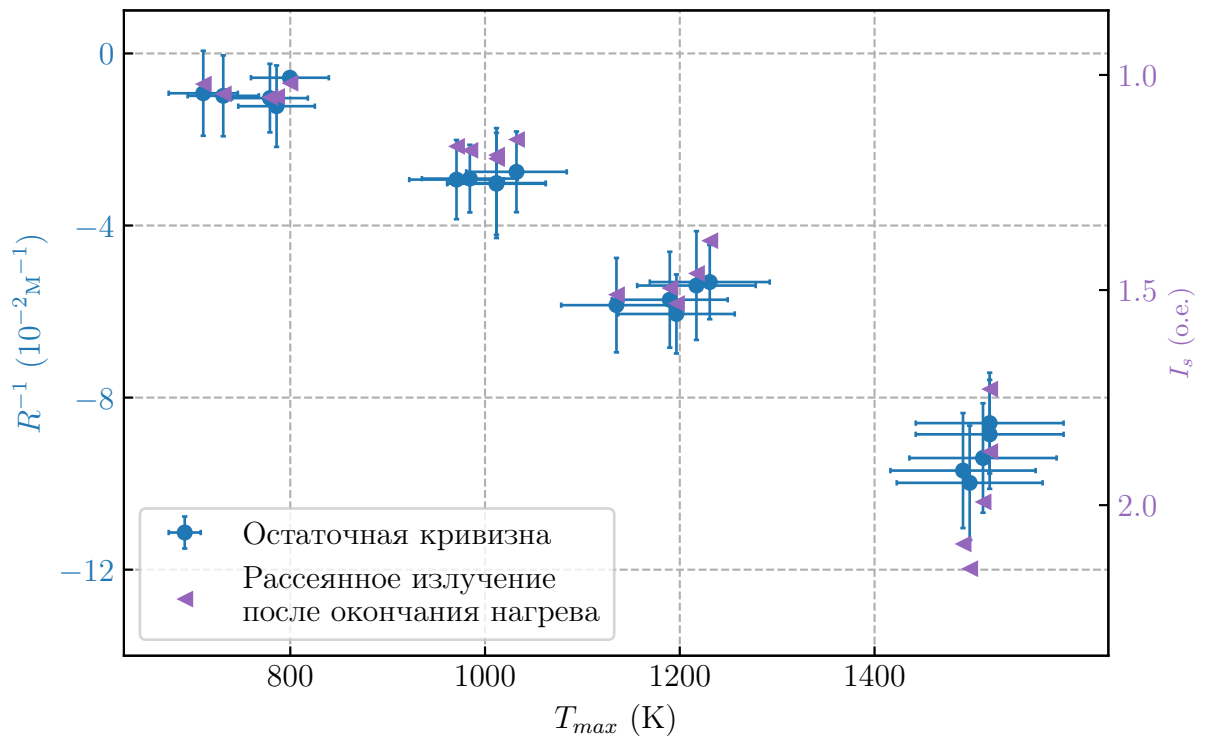


Рисунок 2.17 — Сравнение зависимости остаточного изгиба R^{-1} и относительного изменения рассеиваемого облучаемой поверхностью образца лазерного излучения с длиной волны 532 нм I_s от максимальной температуры облучаемой поверхности T_{max} для эксперимента с рисунка 2.8

Глава 3. Описание лазерного стенда и реализованных на нем *in situ* диагностических систем для характеристики нагрева и модификации облучаемой поверхности образцов

В данной главе приводится описание стенда, сделанного для экспериментальной работы по изучению эрозии высокотемпературной керамики вследствие термического удара. Здесь приводится описание технических решений по обеспечению приемлемого пространственного профиля нагрева образцов, обсуждение реализованных на стенде диагностических систем для отслеживания динамики эрозии поверхности образцов и характеристики их нагрева, а также описание процесса обработки данных.

3.1 Лазерный стенд

Термические удары в ходе экспериментальной работы с высокотемпературными керамиками моделировались с помощью неодимового лазера на силикатном стекле с импульсной накачкой ксеноновыми лампами ГОС-1001, работающего в режиме свободной генерации. Данный лазер обеспечивает генерацию излучения суб-миллисекундной длительности на длине волны 1.06 мкм. Полная энергия в импульсе может достигать 200 Дж, а, применяя линзы и рассеиватели излучения, можно обеспечить поток тепла на поверхность образца вплоть до 10 ГВт/м². Это позволяет проводить моделирование тепловых нагрузок, возможных в ходе протекания переходных процессов во время удержания плазмы в термоядерных установках нового поколения [10; 27]. Основная мотивация применения лазера для моделирования термических ударов состоит в возможности использования *in situ* диагностических систем для наблюдения за состоянием образцов прямо во время импульсного нагрева. Кроме того, с точки зрения обеспечения импульсного нагрева, в силу малой глубины скин-слоя по сравнению с характерной глубиной распространения тепла, лазер будет эквивалентен электронным и плазменным пучкам. Как в случае применения лазера для моделирования термических ударов, так и в случае применения электрон-

ного и плазменного пучков, получаются эквивалентные результаты, что было показано в работе [99].

3.2 Пространственный и временной профили нагрева

Для испытания материалов термическими ударами должно быть сформировано наиболее простое распределение плотности мощности нагрева по поверхности образца. Это нужно для лучшей интерпретации результатов с использованием теоретических моделей.

Пространственный профиль излучения в сечении лазерного пучка регистрировался с использованием камеры SDU-285 по схеме, продемонстрированной на рисунке 3.1. Идея состоит в регистрации рассеиваемого матовой поверхностью вольфрамовой пластины излучения в точке, где объектив строит изображение поверхности пластины. В данном случае мощность теплового излучения из-за нагрева пластины много меньше мощности рассеиваемого ею излучения, то есть камера фиксирует пространственное распределение интенсивности в сечении лазерного пучка.

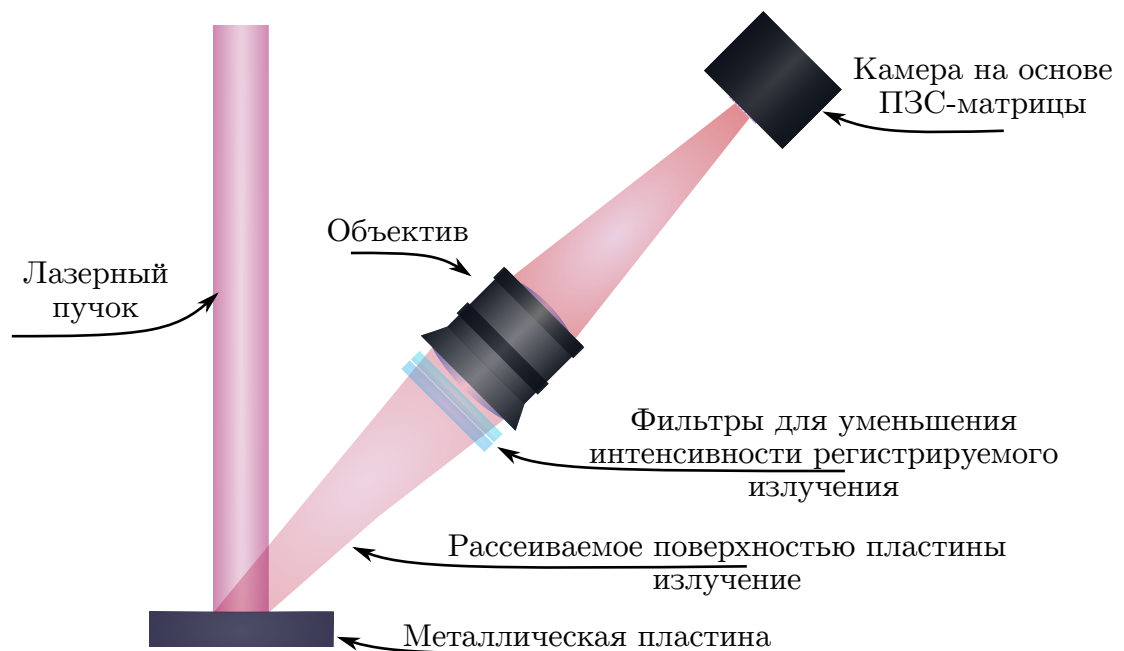


Рисунок 3.1 — Схема фотографирования пространственного профиля лазерного излучения

Изначально лазер имел профиль нагрева, который продемонстрирован на рисунке 3.2а. При таком нагреве на поверхности образца образуется небольшая перегретая область в центре, которая мешает изучать процессы эрозии материалов при интересующих параметрах нагрева. Кроме того, такой профиль нагрева затрудняет интерпретацию получаемых экспериментальных данных и применение теоретических моделей для описания поведения испытываемых образцов. Поэтому было решено применить дифракционный рассеиватель HOLO/OR NM-212-I-Y-A, который формирует практически равномерный нагрев внутри квадрата, как показано на рисунке 3.2б. Дифракционный рассеиватель состоит из набора небольших дифракционных решеток. При попадании на поверхность рассеивателя сходящегося одномодового лазера с гауссовым радиальным распределением плотности мощности, каждая из дифракционных решеток формирует пик в случайном месте внутри квадрата. Если лазер многомодовый, то дифракционные пики будут уширяться, благодаря чему на выходе из рассеивателя формируется практически равномерное распределение плотности мощности.

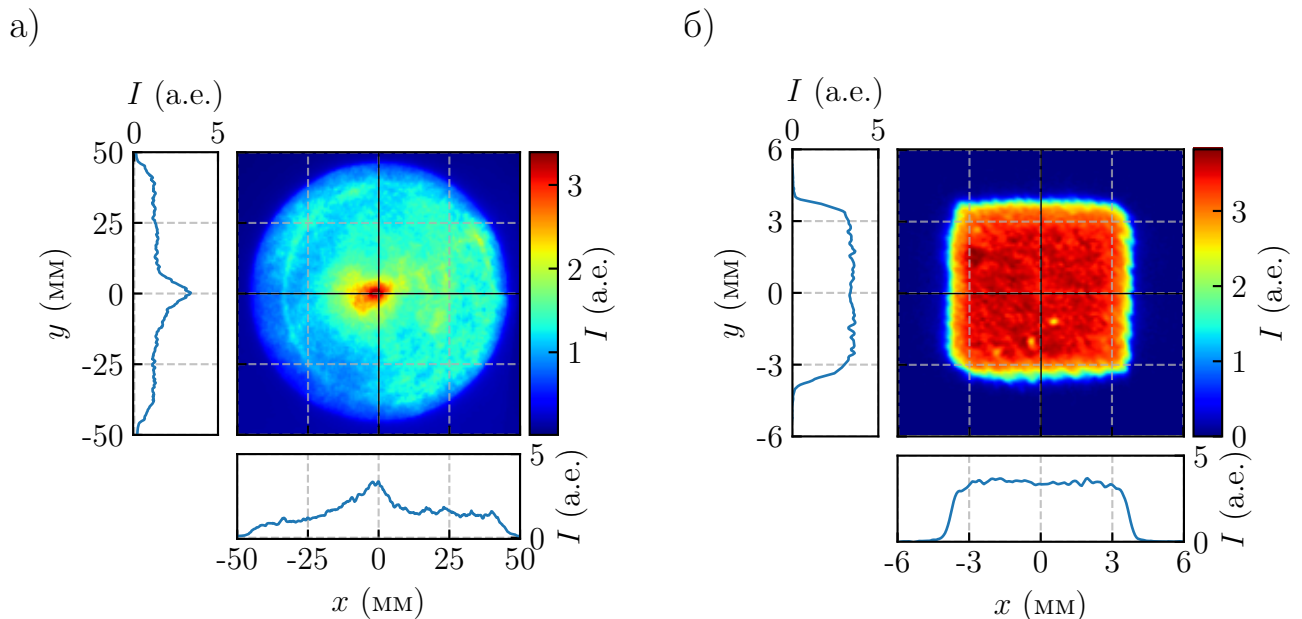


Рисунок 3.2 — а) Исходный пространственный профиль лазерного излучения без линзы и рассеивателя; б) Лазерный профиль в случае применения дифракционного рассеивателя и линзы

Помимо формирования приемлемого пространственного профиля нагрева важно обеспечить облучение образца таким образом, чтобы его поверхность нагревалась лазером синхронно в каждой точке. Для изучения динамики

лазерного излучения была сделана работа по регистрации временного хода плотности мощности лазера в двух точках с помощью двух лавинных фотодиодов PerkinElmer C30659-1060-3АН (основные свойства приведены в таблице 1.2), позволяющих регистрировать быстрые процессы с высоким временным разрешением (полоса до 50 МГц [100]). Оптическая схема с расположением приборов показана на рисунке 3.3.

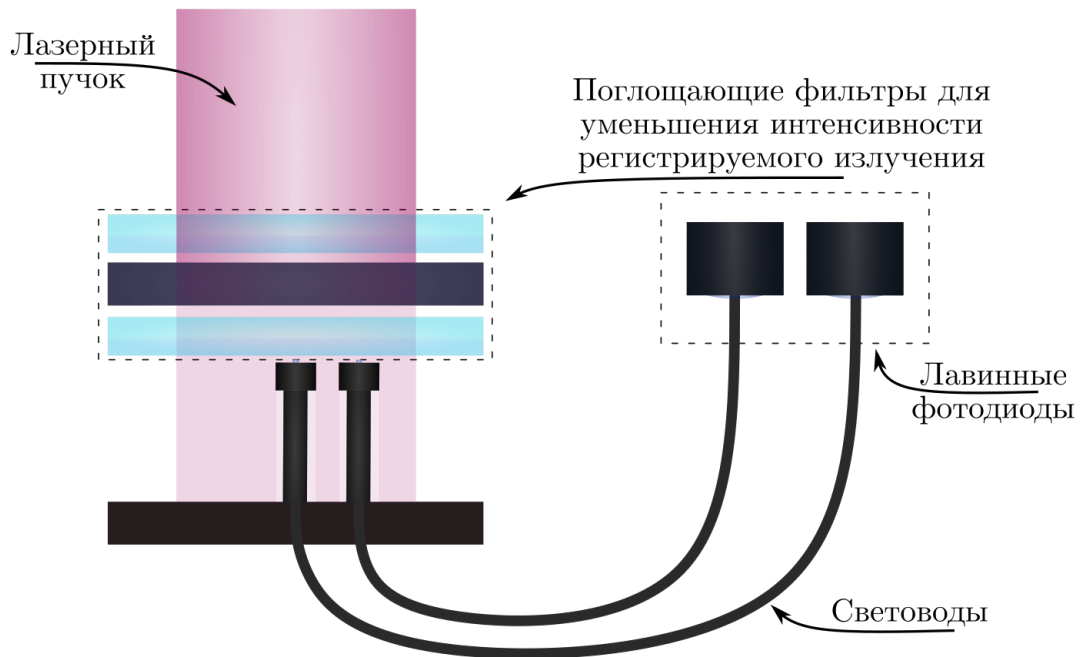


Рисунок 3.3 — Схема регистрации динамики лазерного излучения в двух точках

В ходе работы было обнаружено, что исходно лавинные фотодиоды регистрируют различающуюся динамику излучения (рисунок 3.4а). Однако, из краткого описания принципа работы дифракционного рассеивателя, можно предположить, что его использование может помочь добиться не только более приемлемого для испытания материалов пространственного профиля нагрева, но и сделать нагрев синхронным по всему сечению лазера. Действительно, при использовании дифракционного рассеивателя динамика лазерного излучения в двух точках оказалась практически идентичной, что продемонстрировано на рисунке 3.4б.

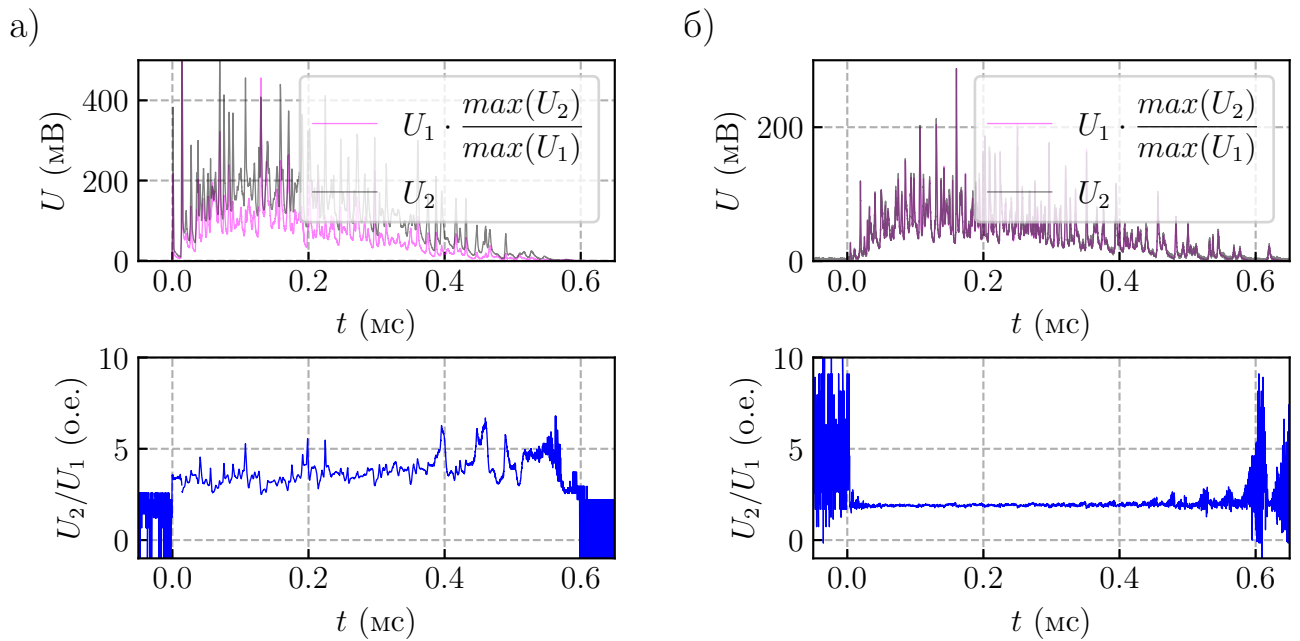


Рисунок 3.4 — а) Исходная динамика лазерного излучения в двух точках; б) Динамика лазерного излучения в двух точках при применении дифракционного рассеивателя

3.3 Регистрация мощности лазерного излучения

Для характеристики нагрева образцов необходимы измерения динамики мощности лазерного излучения P^{full} . С целью создания простой системы диагностики для отслеживания мощности нагрева образцов был использован ИК фотодиод OSRAM Opto Semiconductors SFH 2500 FA. Чтобы проводить достоверные измерения, используемый фотодиод должен работать в линейном режиме. То есть связь снимаемого с него напряжения U и мощности лазерного излучения P должна быть такой: $P = A_u \cdot U$ ($A_u = const$). Кроме того, в соответствии с описанием временного хода лазера, сделанного выше, регистрация лазерного излучения должна проводиться после его прохождения через дифракционный рассеиватель, так как в таком случае лазерное излучение в каждой точке пространства синхронизировано. То есть фотодиод будет регистрировать тот же временной ход плотности мощности, что будет попадать на поверхность образца.

Во время подготовки системы диагностики было установлено, что при интенсивности излучения, попадающей на рабочую поверхность фотодиода, такой, что напряжение, снимаемое с детектора, не превосходит 0.8 В, он линейно

преобразует мощность излучения в ток. Линейность была проверена с помощью лавинного фотодиода, который устанавливался рядом с проверяемым ИК фотодиодом. Лавинный фотодиод PerkinElmer С30659-1060-3А имеет полосу 50 МГц (таблица 1.2) и работает в линейном режиме. На рисунке 3.5 приведен пример сигнала U_{ir} , снимаемого с проверяемого ИК фотодиода для случая, когда интенсивность излучения, попадающего на рабочую зону фотодетектора слишком велика, и происходит насыщение при достижении напряжения $U_{ir} \approx 0.8$ В. Чтобы такого не происходило во время экспериментов, была подобрана комбинация из поглощающих оптических фильтров, которая позволяет избежать насыщения. На рисунке 3.6а сверху показана динамика лазерного излучения, одновременно записанная с помощью двух детекторов, а внизу спектры показанных сигналов. Коэффициент корреляции Пирсона двух сигналов составляет $\rho_{U_{ir}, U_{apd}} \approx 0.99$ – это позволяет заключить, что ИК фотодиод линейно преобразует падающее на него излучение в ток. Кроме того, спектры сигналов слабо отличаются.

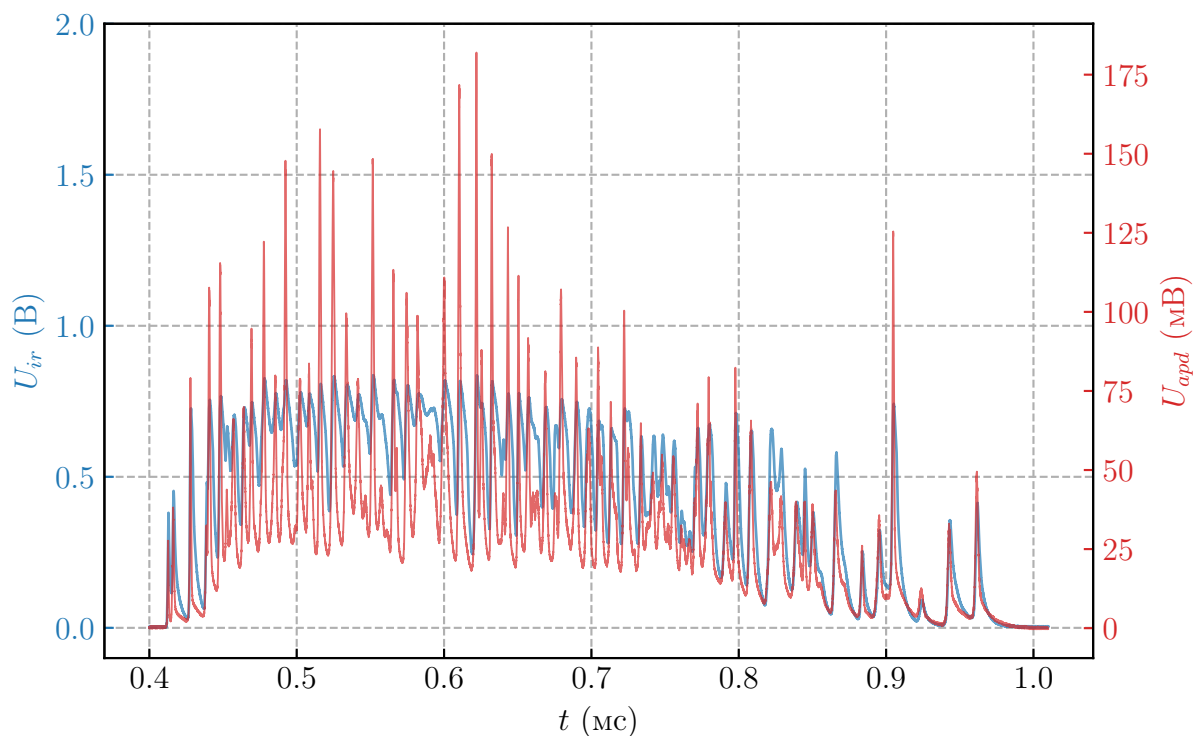


Рисунок 3.5 — Поведение сигнала, снимаемого с ИК фотодиода, в случае слишком большой интенсивности регистрируемого излучения. U_{ir} – напряжение, снимаемое с ИК фотодиода, U_{apd} – напряжение, снимаемое с лавинного фотодиода

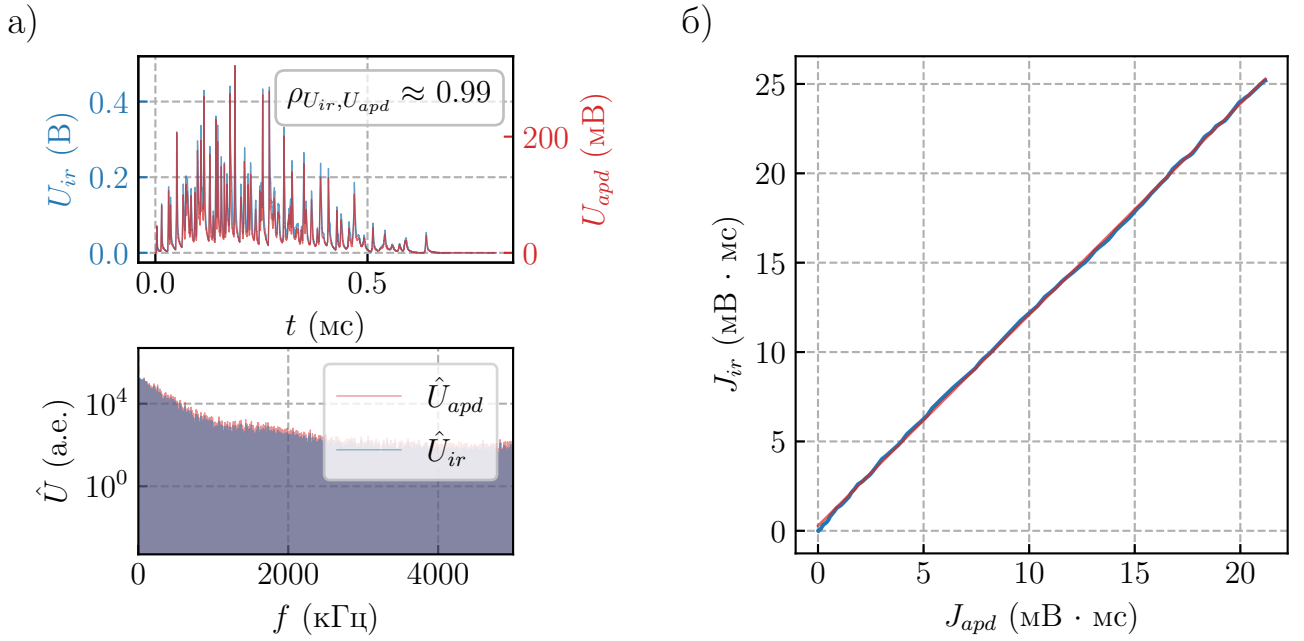


Рисунок 3.6 — а) Верх: сигнал U_{ir} , регистрируемый с помощью ИК фотодиода системы регистрации динамики плотности мощности лазерного излучения (голубой), в сравнении с сигналом U_{apd} , записанным с помощью лавинного фотодиода (красный); низ: фурье-спектр сигналов; б) зависимость интеграла напряжения по времени для проверяемого ИК фотодиода J_{ir} от аналогичного интеграла J_{apd} (красным показана прямая, вписанная методом наименьших квадратов)

Показания детектора должны быть пригодными для характеристики нагрева образцов: например, для оценки энергии нагрева E . Так как $E = \int_{t_{laser}} P dt$, а $P \sim U$, тогда нужно убедиться, что выполняется $E(t) \sim J(t) = \int_{t_0}^t U(t') dt'$ (t_0 — момент начала генерации излучения лазером). На рисунке 3.6б показана зависимость интеграла $J_{ir}(t)$ для проверяемого ИК фотодиода в зависимости от аналогичного интеграла $J_{apd}(t)$, определенного по показаниям лавинного фотодиода. Хорошо видно, что $J_{ir}(t) \sim J_{apd}(t)$. То есть для ИК фотодиода верно: $E(t) \sim J_{ir}(t)$.

С целью регистрации динамики мощности лазерного излучения необходимо было провести калибровку фотодиода для преобразования снимаемого с него напряжения в плотность мощности на поверхность образца. Принципиальная схема установки фотодиода показана на рисунке 3.7. Здесь же показано расположение оптических элементов и приборов, используемых для калибровки. Использование тонкого покровного стекла вносит минимальные искажения при

проходе через него лазерного излучения, а оптические фильтры подобраны так, чтобы при всех реализуемых режимах работы напряжение, снимаемое с фотодиода, не превышало 0.5 В. В качестве калориметра использовался детектор Ophir 50A-BB-26. Призма сделана из стекла К-8, показатель преломления которого для излучения с длиной волны 1.06 мкм составляет 1.507. Таким образом, при падении неполяризованного излучения под углом 45° , коэффициент отражения составляет $\eta_{1.06}^{K8} \approx 0.051$. При регистрации калориметром энергии E_{cal} , полная энергия лазера, падающая на поверхность образца составляет $E = E_{cal}/\eta_{1.06}^{K8}$. Связь полной энергии лазерного пучка E и снимаемого во время калибровки с фотодиода напряжения U_c выглядит следующим образом:

$$E = \int_{t_{laser}} P(t)dt = A_p \cdot \int_{t_{laser}} U_c(t)dt, \quad (3.1)$$

где t_{laser} – время генерации лазерного излучения, которое было зарегистрировано осциллографом. Таким образом, смысл калибровки заключается в нахождении коэффициента A_p по формуле:

$$A_p \approx \frac{E_{cal}}{\eta_{1.06}^{K8} \cdot \int_{t_{laser}} U_c(t)dt}. \quad (3.2)$$

Плотность мощности нагрева поверхности образца, считая, что облучение происходит равномерно по всей площади сечения лазерного пучка на поверхности S (что было продемонстрировано на рисунке 3.2б), можно записать так: $W_s^{full}(t) = P(t)/S$. Площадь сечения лазерного пучка S у поверхности образца определялась с помощью фотографий, сделанных по схеме, приведенной на рисунке 3.1. Таким образом, динамика поверхностной плотности мощности $W_s(t)$, поглощаемой образцом с коэффициентом поглощения ζ , вычисляется из временного хода сигнала ИК фотодиода $U(t)$ (рисунок 3.7) по формуле:

$$W_s(t) = \zeta \cdot W_s^{full}(t) \approx \frac{A_p \cdot \zeta \cdot U(t)}{S}. \quad (3.3)$$

Будем считать, что на нагрев образца уходит все не отраженное излучение: $\zeta = 1 - \eta$. Коэффициент отражения η неполяризованного излучения с длиной волны λ в случае нормального падения из вакуума на поверхность образца с комплексным показателем преломления $\bar{n}_\lambda = n_\lambda - i \cdot k_\lambda$, согласно [101, с. 59] и [78, с. 95], определяется следующим образом:

$$\eta = \frac{(n_\lambda - 1)^2 + k_\lambda^2}{(n_\lambda + 1)^2 + k_\lambda^2}. \quad (3.4)$$

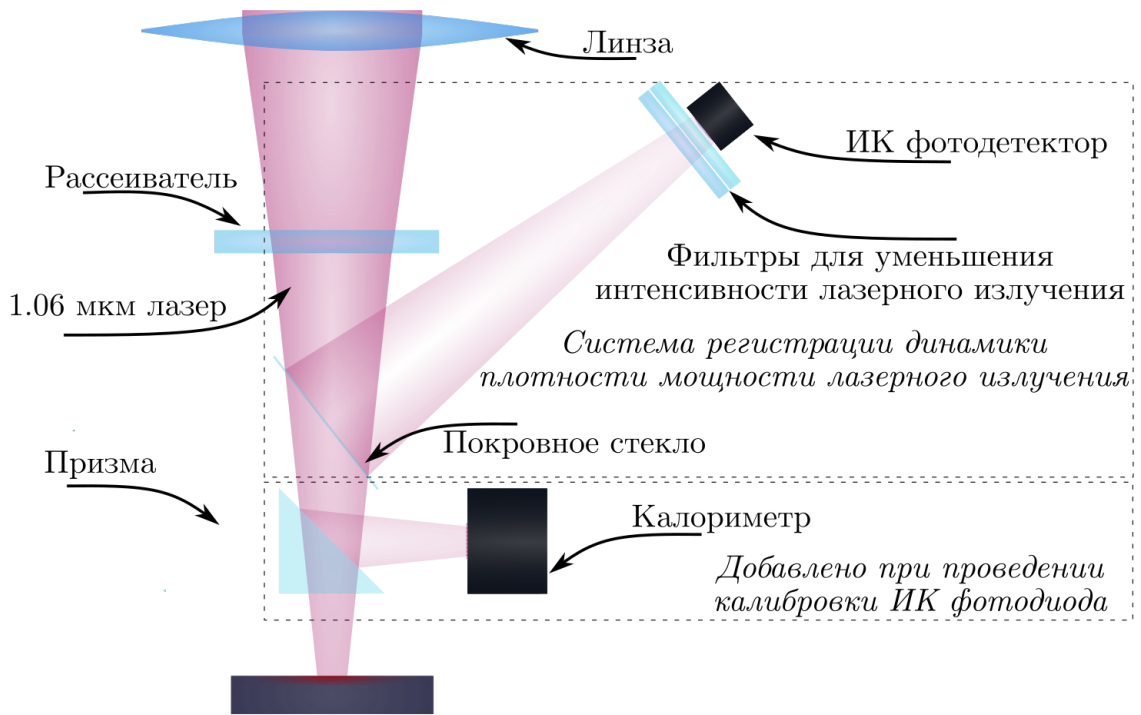


Рисунок 3.7 — Схема *in situ* системы диагностики динамики плотности мощности лазерного излучения, а также расположение оптических элементов и приборов, используемых для калибровки

Излучение лазера считается неполяризованным, так как в оптической системе отсутствуют поляризационно-селективные элементы. При вычислении значения η будем полагать, что показатель преломления n_λ и коэффициент экстинкции k_λ в реализуемом при проведении экспериментов диапазоне температур слабо изменяются при нагреве. То есть $\zeta \approx const$.

Относительная погрешность определения поглощенной поверхностной плотности мощности по показаниям детектора, вычисленная исходя из ошибки при калибровке (нахождении коэффициента A_p) и при определении площади сечения лазерного пучка, не превышает $\frac{\Delta W_s}{W_s} \approx \pm 6\%$.

3.4 Пирометрическая система диагностики лазерного стенда

Для наиболее полной характеристики нагрева образцов на стенде реализована пирометрическая система диагностики для оценки температуры поверхности (рисунок 3.8). Комбинация из ИК детектора и SWIR-камеры позволяет отслеживать как временную динамику температуры в небольшой области

на поверхности образца, так и фиксировать пространственное распределение температуры по поверхности в интересующий момент времени. Определение температуры, исходя из теплового излучения поверхности карбида бора, возможно благодаря известной спектральной излучательной способности $\varepsilon(\lambda, T)$ [78, с. 50–58] в интересующем диапазоне температур и длин волн [102; 103]. Для карбида кремния значения спектральной излучательной способности $\varepsilon(\lambda, T)$ определялись по данным из [102–105]. Расчет температуры происходит путем численного решения уравнения 1.1 относительно T для каждого из детекторов. Данная система диагностики снабжена комбинацией из поглощающих фильтров и узкополосного интерференционного фильтра-пробки Thorlabs NF1064-44 для защиты от ИК излучения импульсного лазера, производящего нагрев образца.

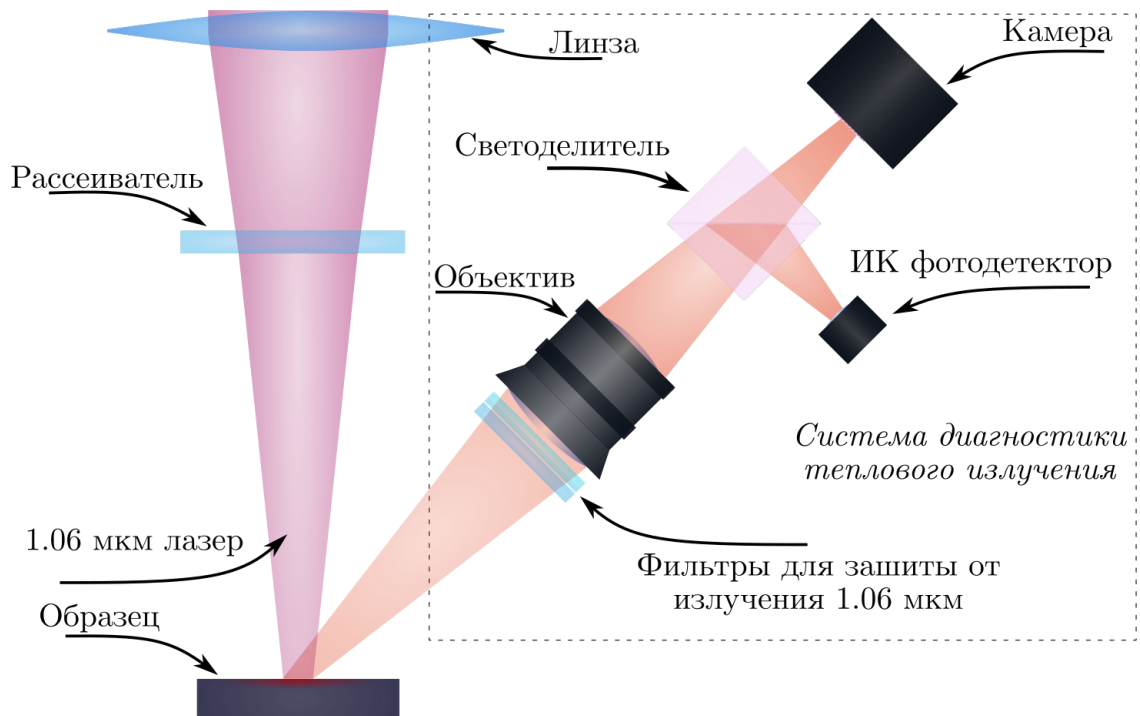


Рисунок 3.8 — Схема системы диагностики теплового излучения поверхности образца

В качестве ИК детектора для регистрации динамики температуры поверхности образцов использовался InGaAs детектор с усилением сигнала Thorlabs PDA10DT, максимум спектральной чувствительности которого расположен в диапазоне длин волн от 0.9 до 2.6 мкм. Из-за использования оптических фильтров для защиты детектора от излучения лазера, производящего нагрев поверхности, мощность попадающего на рабочую поверхность детектора

теплового излучения была значительно снижена. По этой причине приходилось использовать встроенный в детектор усилитель, что сказывалось на амплитудно-частотных характеристиках сигнала, снимаемого с детектора. Это продемонстрировано на рисунке 3.9а: график, который был представлен в документации к прибору, показывает отклонение усиления от установленного значения при повышении частоты сигнала. Необходимо было понять, насколько достоверно данный детектор при выбранных в ходе экспериментов параметрах способен воспроизводить временной ход температуры поверхности. Самым быстрым процессом в случае работы на лазерном стенде является излучение лазера, используемого для моделирования термических ударов. Поэтому рассмотрим то, как ИК детектор пирометрической системы диагностики воспроизводит временной ход мощности лазерного излучения (сигнал U_{pda}) в сравнении с лавинным фотодиодом PerkinElmer C30659-1060-3A (сигнал U_{apd}) (рисунок 3.9б – верх). Видно, что данный детектор достаточно плохо воспроизводит высокочастотные импульсы инфракрасного лазера с коэффициентом корреляции Пирсона $\rho_{U_{pda}, U_{apd}} \approx 0.7$. Из спектров сигналов (рисунок 3.9б – низ) хорошо видно, что спектр сигнала, зарегистрированного ИК детектором Thorlabs PDA10DT, существенно отличается от спектра сигнала, снятого лавинным фотодиодом, начиная с частоты $f \gtrsim 120$ кГц.

Стоит понимать, что частота изменения мощности теплового излучения поверхности образца будет значительно ниже, чем частота нагрева. При лазерном нагреве вольфрамового образца динамика температуры поверхности, определенная по показаниям детектора Thorlabs PDA10DT, хорошо согласуется с рассчитанной из динамики поглощенной поверхностной плотностью мощности W_s , что продемонстрировано на рисунке 3.10. При определении поглощенной W_s использовался коэффициент поглощения вольфрама $\zeta \approx 0.4$ лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм. При определении коэффициента поглощения использовались значения показателя преломления $n_{1.06}$ и коэффициента экстинкции $k_{1.06}$ из работы [106, с. 1208]. Значения спектральной излучательной способности вольфрама при определении температуры брались из работы [79]. На стадии нагрева теоретический расчет хорошо согласуется с экспериментальными данными. Ясно, что ИК детектор пирометрической системы диагностики хорошо подходит для определения динамики температуры поверхности вольфрама при лазерном нагреве. Однако, не очевидно, что в случае экспериментов с керамиками будет получаться такой же результат, так как теплофизические

свойства керамик (а особенно карбида бора) существенно отличаются от теплофизических свойств вольфрама [37–39; 44].

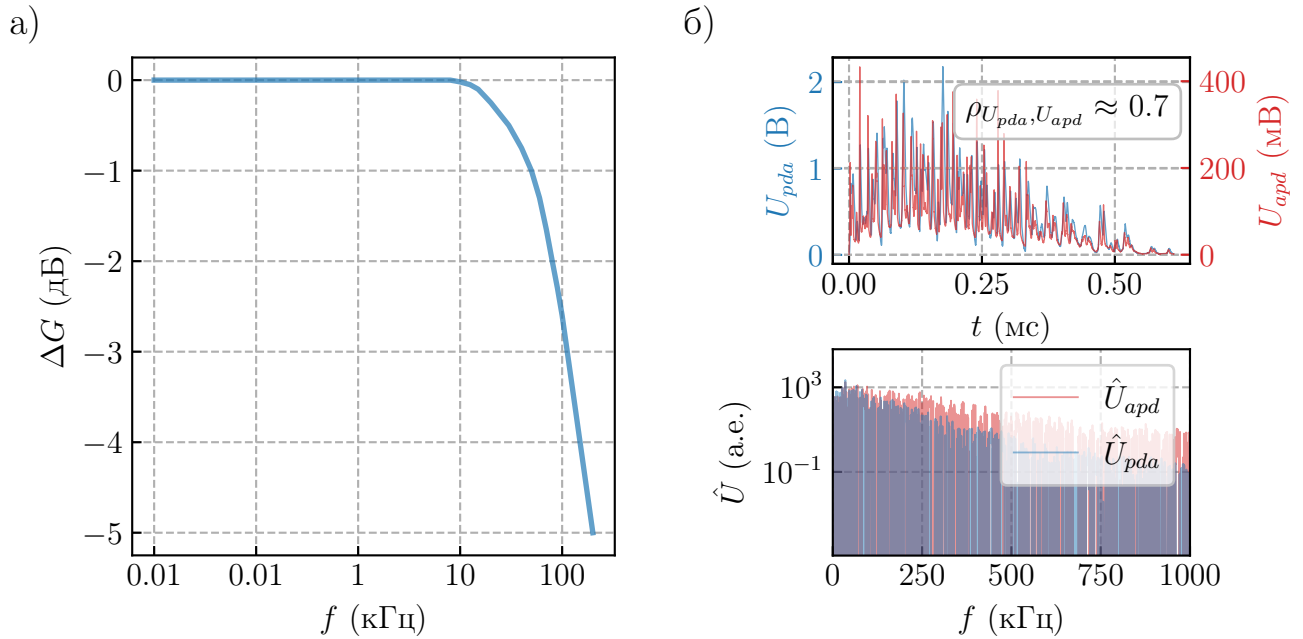


Рисунок 3.9 — Частотная характеристика ИК детектора пирометрической системы диагностики: а) зависимость отклонения в усилении сигнала ИК детектора ΔG от частоты f (взято из документации Thorlabs PDA10DT); б) верх: сигнал U_{pda} , регистрируемый с помощью ИК детектора пирометрической системы диагностики (голубой), в сравнении с сигналом U_{apd} , записанным с помощью лавинного фотодиода С30659Е (красный); низ: спектры сигналов

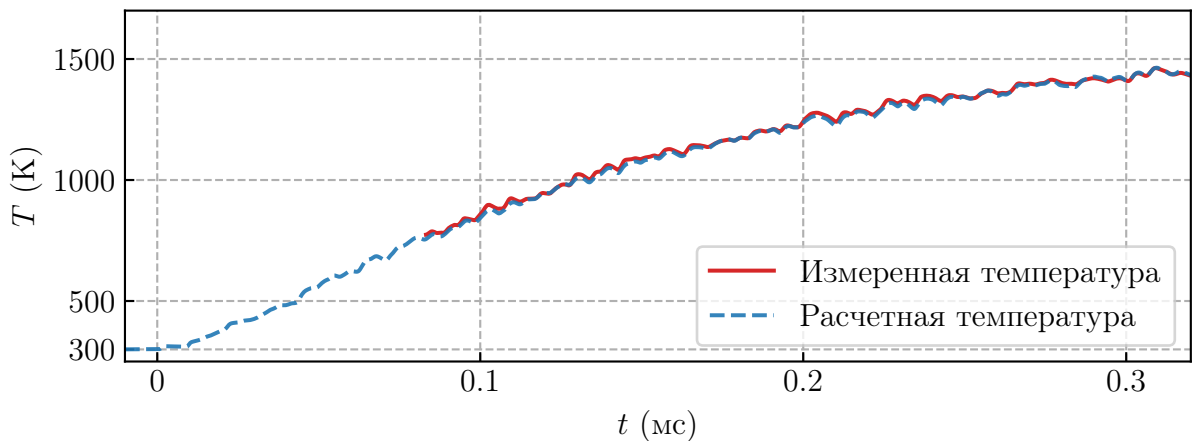


Рисунок 3.10 — Сравнение динамики температуры поверхности вольфрама, определенной согласно показаниям ИК детектора Thorlabs PDA10DT, с теоретически рассчитанной из динамики поглощенной поверхностной плотностью мощности W_s при лазерном нагреве (стадия нагрева, расчет предоставлен Поповым В. А.)

Рассмотрим поведение сигнала U_{pda} , снимаемого с ИК детектора пирометрической системы диагностики, в случае, когда он регистрирует тепловое излучение поверхности В₄С во время нагрева импульсным лазером. Детектор линейно преобразует мощность падающего на его рабочую поверхность излучения, поэтому, согласно закону Стефана-Больцмана [77], $T \sim U_{pda}^{\frac{1}{4}}$. С другой стороны, поведение температуры поверхности образца во время нагрева с поверхностной плотностью мощности W_s в приближении постоянных теплоемкости и теплопроводности может быть определена согласно уравнению 1.5. Не очевидно, насколько допустимо пользоваться таким приближением, поэтому здесь сосредоточимся на качественном сравнении поведения величин, пропорциональных температуре. Этого будет достаточно, чтобы выяснить, насколько сильно применение ИК фотодиода Thorlabs PDA10DT может исказить реальную динамику температуры. Так как лавинный фотодиод работает в линейном режиме, то есть регистрируемый им уровень сигнала $U_{apd} \sim W_s$, тогда можно вычислить временной ход величины $F_U = \int_0^t \frac{U_{apd}(t-t')}{\sqrt{t'}} dt'$, а для температуры поверхности, согласно уравнению 1.5, верно $T \sim F_U$. Сравним поведение $U_{pda}^{\frac{1}{4}}$ и F_U для одного эксперимента: временной ход величин показан на рисунке 3.11. $U_{pda}^{\frac{1}{4}}$ и F_U с коэффициентом корреляции $\rho_{F_U, U_{pda}^{\frac{1}{4}}} \approx 0.98$ воспроизводят величину, пропорциональную температуре поверхности. Здесь важно отметить, что согласно данным, приведенным на рисунке 3.9, ИК фотодиод точно воспроизводит низкочастотную составляющую сигнала. Кроме того, очевидно, что, как показано на рисунке 3.11, поведение средних линий величин $U_{pda}^{\frac{1}{4}}$ и F_U совпадают с хорошей точностью. Это позволяет предположить, что для карбида бора выполняется закон 1.5. Более детально вопрос легитимности применения уравнения 1.5 для описания импульсного нагрева керамик будет рассмотрен далее в главе 4. А пока можно заключить, что на качественном уровне это достаточно грубое приближение выполняется. Видно, что ИК детектор с хорошей точностью воспроизводит временной ход мощности теплового излучения мишени: неплохо согласуются высокочастотные составляющие $U_{pda}^{\frac{1}{4}}$ и F_U . Детектор позволит достоверно зарегистрировать среднюю линию зависимости температуры от времени с небольшими отклонениями в высокочастотной составляющей сигнала. Этого достаточно для оценки температуры поверхности образцов во время нагрева лазером.

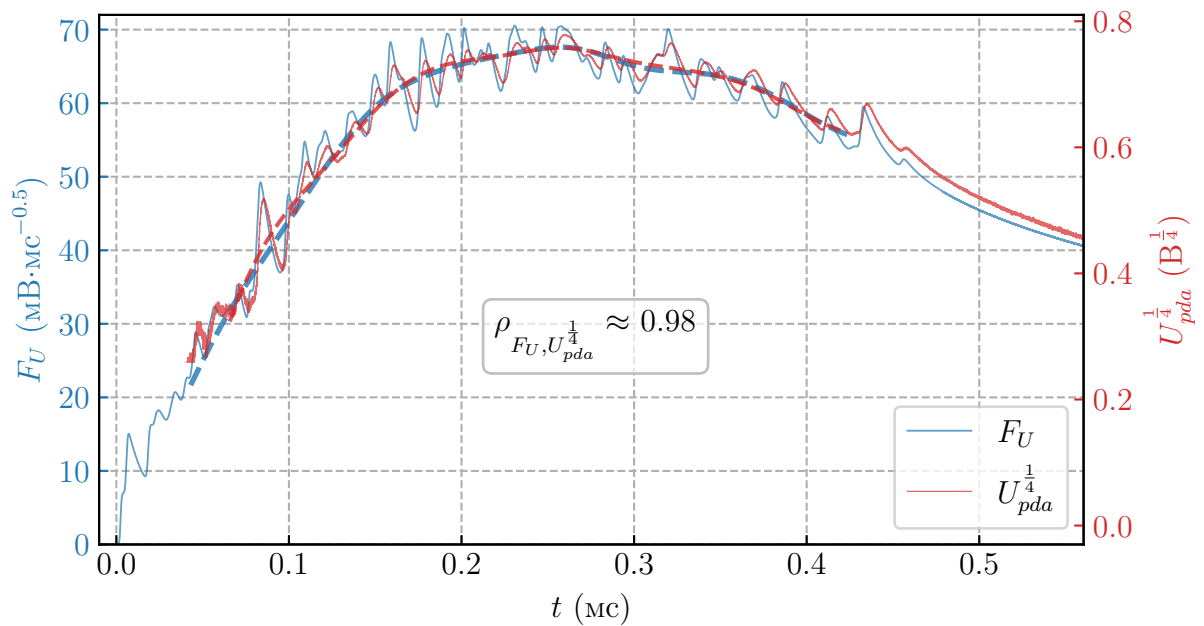


Рисунок 3.11 — Сравнение временного хода значения интеграла F_U для лавинного фотодиода, регистрирующего лазер (синий), с корнем четвертой степени сигнала ИК детектора пирометрической системы диагностики $U_{pda}^{1/4}$ (красный) в случае, когда он регистрирует тепловое излучение В₄С.

Пунктиром отмечены средние линии F_U (синий) и $U_{pda}^{1/4}$ (красный)

Систематическая ошибка определения температуры, возникающая вследствие неточности при нахождении геометрических факторов (коэффициента переноса и телесного угла), а также ошибок при определении оптических свойств приборов и фильтров, входящих в состав диагностической системы (согласно документации к оборудованию), составляет около $\frac{\Delta T}{T} \approx \pm 5\%$.

3.5 Система диагностики эрозии облучаемой поверхности керамик

Принципиальная схема с ходом лучей нагревного и диагностического лазеров продемонстрирована на рисунке 3.12. Для отслеживания динамики повреждения поверхности производилось наблюдение за диффузно рассеиваемым лазерным излучением на длине волны 532 нм с помощью лавинного фотодиода PerkinElmer C30659-1060-3A. В качестве источника лазерного излучения с длиной волны 532 нм использовался непрерывный лазер MGL-N-532A: длина волны 532 ± 1 нм, мощность до 5 Вт, стабильность лучше 5%. Похожая по принципу работы система диагностики применялась для *in situ* исследования вольфрама

во время импульсного нагрева электронным пучком [24; 35; 36]. Для защиты от инфракрасного лазера, с помощью которого производится нагрев образца, применялась комбинация из поглощающих ИК излучение фильтров и узкополосных 532 нм интерференционных фильтров. Таким образом, фотодетектор фиксировал только излучение зондирующего лазера с длиной волны 532 нм. Для проверки был сделан эксперимент, в котором поверхность карбида бора облучалась ИК лазером с выключенным зеленым лазером системы диагностики рассеяния, результат которого продемонстрирован на рисунке 3.13а. Видно, что во время нагрева поверхности лазерным излучением с длиной волны 1.06 мкм до достаточно высоких температур система диагностики рассеиваемого излучения не регистрирует никаких паразитных сигналов. Поведение сигнала обусловлено случайным шумом. Рассмотрим рисунок 3.14, где приведены гистограмма $\Delta U/U_0$ с 1000 бинов и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$, с $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$ (среднее от $\Delta U/U_0$), $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$ (среднеквадратичное отклонение $\Delta U/U_0$). Проверим гипотезу о соответствии распределения $U - U_0$ нормальному $N(\mu, \sigma^2)$, используя критерий согласия Пирсона (критерий χ^2). При проверке этой гипотезы уровень значимости достигает $p_v \approx 0.14$, что доказывает верность гипотезы. Нормальность распределения также показывает гистограмма на рисунке 3.14.

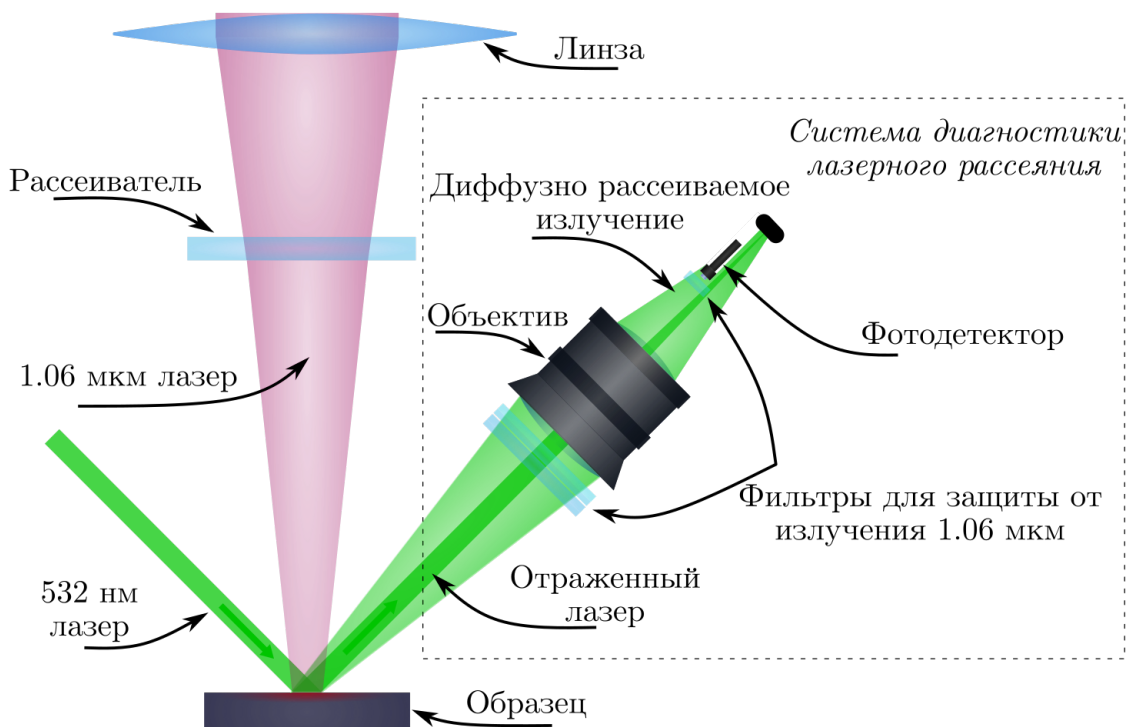


Рисунок 3.12 — Схема *in situ* системы диагностики динамики повреждения облучаемой поверхности образца

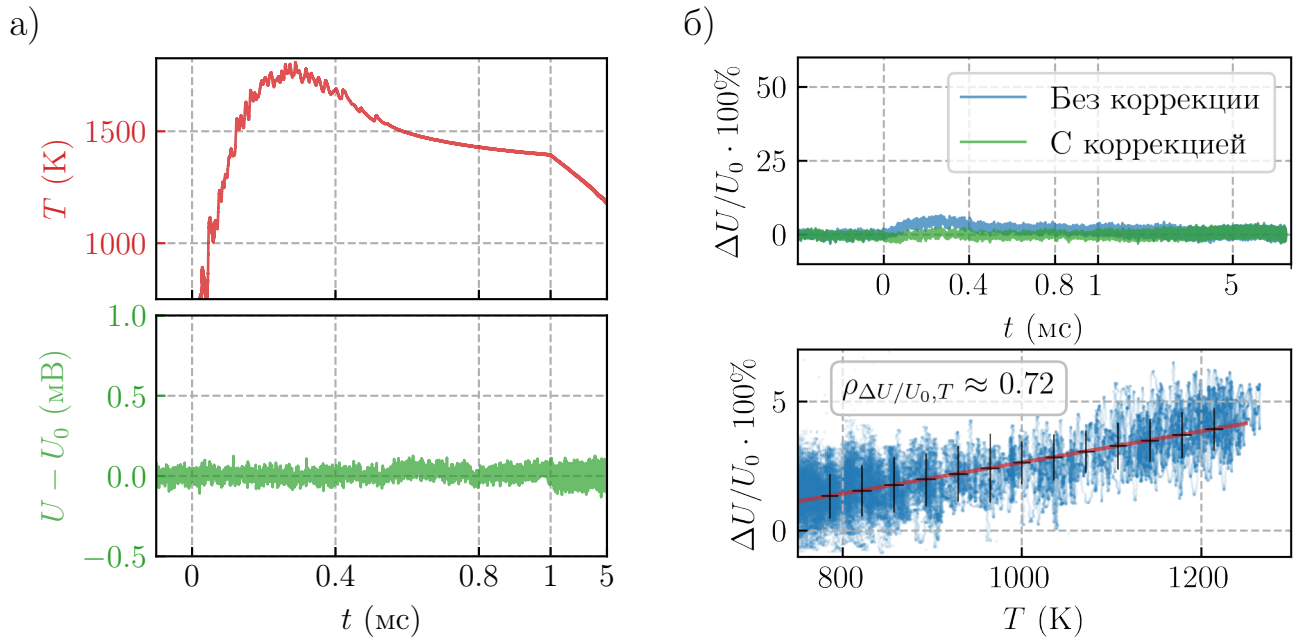


Рисунок 3.13 — а) Верх: динамика температуры поверхности T для B_4C ; низ: изменение сигнала с системы диагностики рассеяния зеленого лазера $U - U_0$ относительно U_0 (средний уровень сигнала для $t < 0$ мс) с выключенным зеленым лазером; б) верх: результат коррекции сигнала системы диагностики лазерного рассеяния. Низ: зависимость $\Delta U/U_0$ от температуры T (синий) и линейная аппроксимация (красный). При $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени

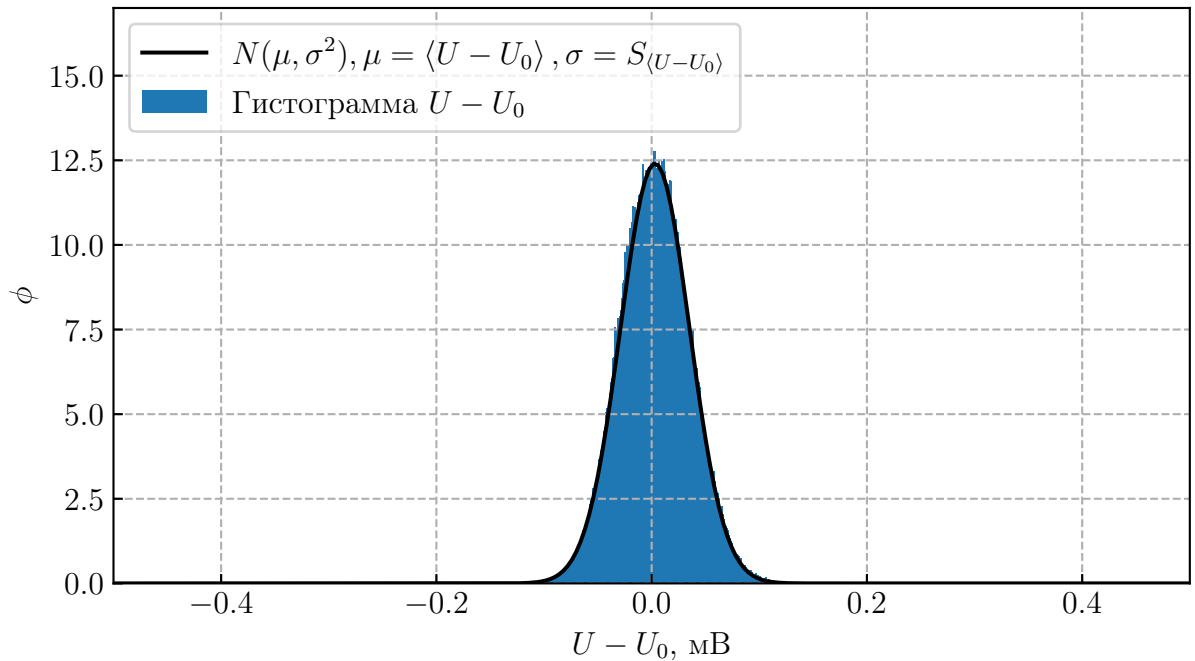


Рисунок 3.14 — Гистограмма $U - U_0$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle U - U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle U - U_0 \rangle}$), для результата, показанного на рисунке 3.13а

Коэффициент отражения веществом излучения зависит от температуры. Так как изменение коэффициента отражения в процессе нагрева и эрозия поверхности образца могут одновременно оказывать влияние на поведение сигнала, регистрируемого детектором системы диагностики рассеяния зеленого лазера, точность определения момента начала эрозии будет снижена. Рассмотрим динамику относительного изменения сигнала $\Delta U/U_0$ ($\Delta U = U - U_0$, U_0 – средний уровень сигнала до начала облучения лазером, то есть для $t < 0$ мс), регистрируемого фотодиодом системы диагностики рассеиваемого излучения в случае, когда в результате облучения поверхности образца из V_4C не произошло эрозии и величина рассеиваемого излучения до и после облучения совпадает. Пример таких данных продемонстрирован на верхнем графике рисунка 3.13б синим. Видно, что непосредственно во время облучения образца ИК лазером происходит рост сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения $\Delta U/U_0$. На рисунке 3.13б внизу показана зависимость $\Delta U/U_0$ от температуры T (начиная с температуры, которая достоверно может быть определена пирометрической системой диагностики): она может быть аппроксимирована линейной функцией. Коэффициент корреляции Пирсона $\Delta U/U_0$ и T составляет $\rho_{\Delta U/U_0, T} \approx 0.72$. То есть для учета влияния нагрева на коэффициент отражения зеленого лазера ($\eta_{0.532} \sim T$) достаточно рассмотреть линейный вклад температуры в изменение коэффициента отражения в широком диапазоне температур. Изменение сигнала рассеяния будет в таком случае определяться следующим образом: $\Delta U_{corr}/U_0 = \Delta U/U_0 - A_T \cdot T$, где $A_T \cdot T + B_T = \Delta U/U_0$ для $T \lesssim T_{critical}$ ($T_{critical}$ – температура, при достижении которой начинается эрозия поверхности; A_T и B_T находятся методом наименьших квадратов). Результат учета продемонстрирован сверху на рисунке 3.13б зеленым. Так как в данном случае не произошло эрозии поверхности образца (уровень сигнала спустя $t > 4$ мс после остывания не отличается от уровня сигнала перед облучением при $t < 0$ мс, а снимки поверхности с помощью СЭМ до и после облучения не демонстрируют модификации поверхности, что будет продемонстрировано далее в главе 4), то для линейной аппроксимации можно использовать весь диапазон температур, приведенный на рисунке 3.13б внизу. Хорошо видно, что учета линейного вклада температуры в изменение коэффициента отражения керамики достаточно для учета данного физического эффекта.

Более строго рассмотрим допустимость такой корректировки данных. До начала облучения поверхности образца инфракрасным лазером никаких измене-

ний в сигнале системы диагностики рассеиваемого излучения зеленого лазера произойти не может. То есть поведение $\Delta U/U_0$ для $t < 0$ мс должно быть обусловлено случайным шумом. Осциллограф позволяет сохранять данные с «предзаписью», благодаря чему имеется возможность рассмотреть такой случай. После остывания в случае отсутствия повреждения поверхности мы будем ожидать, что остаточный сигнал $\Delta U/U_0$ будет иметь такое же распределение, как и до облучения. На рисунке 3.15 слева и по центру показаны гистограммы $\Delta U/U_0$ для $-0.4 \text{ мс} < t < 0 \text{ мс}$ и $5 \text{ мс} < t < 10 \text{ мс}$, соответственно. Визуально гистограммы соответствуют нормальному распределению и похожи друг на друга.

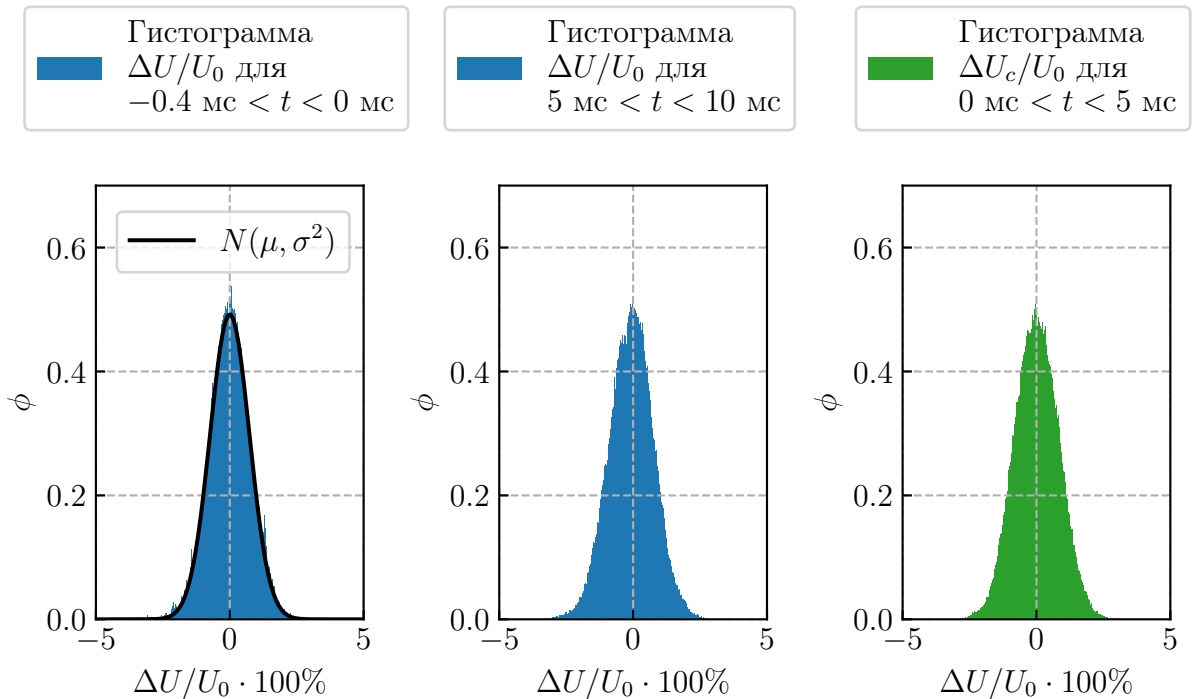


Рисунок 3.15 — Слева направо: гистограмма $\Delta U/U_0$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$) для $-0.4 \text{ мс} < t < 0 \text{ мс}$, гистограмма $\Delta U/U_0$ для $5 \text{ мс} < t < 10 \text{ мс}$ и гистограмма сигнала после коррекции $\Delta U_c/U_0$ для $0 \text{ мс} < t < 5 \text{ мс}$ для данных, показанных на рисунке 3.13б

Проверим гипотезу о соответствии распределения $\Delta U/U_0$ для $-0.4 \text{ мс} < t < 0 \text{ мс}$ нормальному $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$), используя критерий согласия Пирсона (критерий χ^2). При проверке этой гипотезы уровень значимости достигает $p_v \approx 0.11$, $p_v > \alpha_v$, то есть гистограмма слева на рисунке 3.15 соответствует нормальному распределению. Гистограммы слева и

по центру, согласно критерию согласия Пирсона, соответствуют одинаково распределенным величинам с $p_v \approx 0.07$. Это показывает, что до и после облучения сигнал системы диагностики рассеяния обусловлен одним и тем же случайным шумом. Остается проверить, что после корректировки сигнала его поведение становится обусловленным тем же случайным шумом. Гистограмма скорректированного сигнала $\Delta U_c/U_0$ для $0 \text{ мс} < t < 5 \text{ мс}$ справа на рисунке 3.15 визуально похожа на две другие. А проверка гипотезы об одинаковости их распределения с использованием критерия согласия Пирсона с $p_v \approx 0.053$ показывает, что учета линейного вклада температуры в коэффициент отражения достаточно для анализа данных, получаемых с использованием системы диагностики рассеиваемого излучения. Далее, в главе 4, будет показано, как с использованием описанной системы диагностики можно определить температуру начала эрозии высокотемпературных керамик в ходе импульсного нагрева.

Глава 4. Экспериментальное изучение повреждения высокотемпературной керамики во время термических ударов

4.1 Повреждение поверхности хрупких материалов вследствие быстрого нагрева

Керамики, рассматриваемые в рамках данной главы, всегда находятся в хрупком состоянии и деформируются упруго. Физика тепловой деформации хрупкого материала проще, чем у хрупко-пластичного вольфрама, обсуждение которого представлено в главе 2.

Подробнее рассмотрим процесс повреждения поверхности пластины из поликристаллической керамики в ходе быстрого нагрева небольшого участка на поверхности. Схематическое изображение керамического образца показано на рисунке 4.1а. Поликристаллические керамики содержат дефекты (например,

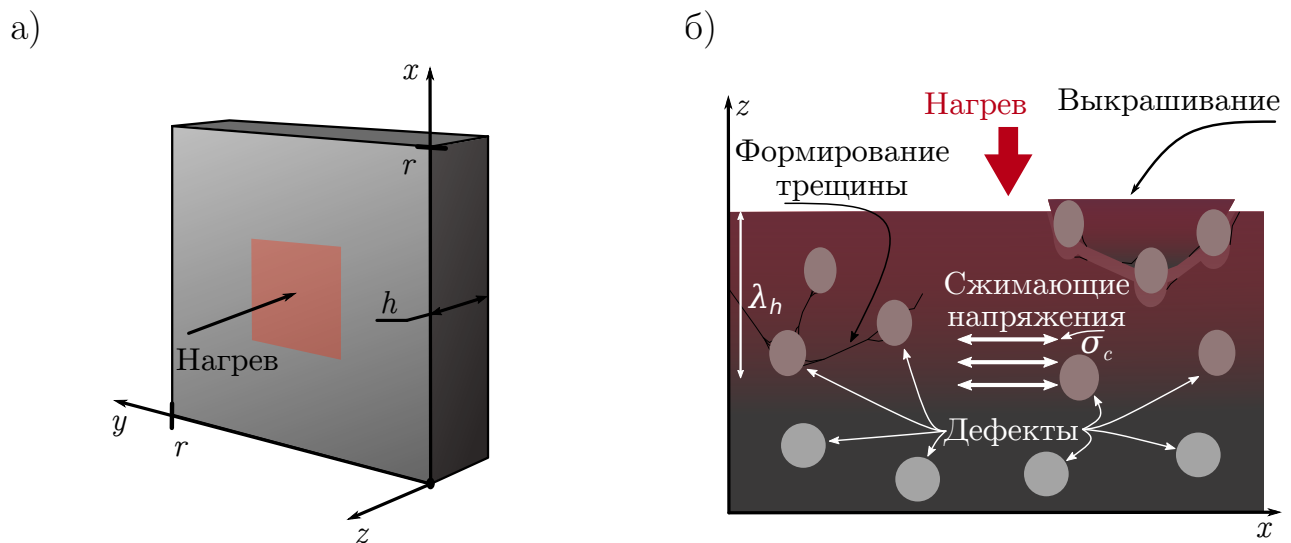


Рисунок 4.1 — а) Изображение образца из хрупкого материала;
б) иллюстрация процесса эрозии при термическом ударе

поры, границы зерен и примеси, механические свойства которых отличаются от средних), которые схематически показаны на рисунке 4.1б. В ходе быстрого нагрева поверхности происходит тепловое расширение вещества, что приводит к появлению сжимающих напряжений σ_c на глубине прогрева λ_h (рисунок 4.1б). Сжимающие напряжения будут больше в продольном направлении относительно плоскости пластины, и тепловое расширение будет происходить

преимущественно в поперечном направлении. Такое асимметричное давление на дефекты будет приводить к переходу сжимающих напряжений в одном направлении в растягивающие напряжения σ_t в другом на границе дефектов [107; 108]. Когда растягивающие напряжения достигают предельного значения, происходит зарождение трещины, и отделение небольшого объема вещества с образованием кратеров в результате выкрашивания или скалывания. Статистически это происходит, когда сжимающие напряжения σ_c достигают предельного напряжения при двухточечном сжатии σ_{max} . Принципиально процесс повреждения происходит похожим образом, как в случае двухточечного сжатия керамики.

Предполагается, что такой процесс ограничивает максимальную рабочую температуру керамик, так как может происходить при достигаемых за импульс нагрева температурах ниже порога плавления или декомпозиции и явиться причиной засорения плазмы микрочастицами вещества. Далее, для случая быстрого импульсного нагрева, рассмотрим оценку значения температуры $T_{critical}$, при достижении которой сжимающие напряжения в приповерхностной области достигают значения σ_{max} . Глубина диффузии тепла λ_h может быть оценена следующим образом:

$$\lambda_h \sim \sqrt{\frac{\chi \cdot t}{\pi \cdot c_v \cdot \rho}}, \quad (4.1)$$

где χ – коэффициент теплопроводности, t – характерное время нагрева, c_v – удельная теплоемкость, а ρ – плотность. При малом времени нагрева, а также в продольном и поперечном размере образца h и r таких, что $\lambda_h \ll h, r$, можно считать, что тепловое расширение происходит однородно, и для его описания допустимо использовать одномерное приближение. Линейная плотность $\rho_s = \int \rho dh$ измениться не может, и макроскопически происходит лишь деформация в направлении вектора нормали. Тогда будем использовать линейную теорию упругости [90] (вывод уравнения для оценки $T_{critical}$ был проделан Поповым В. А. и опубликован в [71]):

$$\sigma_{\alpha\beta} = -K \cdot 3 \cdot \alpha \cdot \delta T \cdot \delta_{\alpha\beta} + K \cdot u_{\gamma\gamma} \cdot \delta_{\alpha\beta} + 2 \cdot \mu \cdot (u_{\alpha\beta} - u_{\gamma\gamma} \cdot \delta_{\alpha\beta}/3), \quad (4.2)$$

где $K = \frac{E}{3 \cdot (1-2\sigma)}$ – объемный модуль упругости (модуль объемного и всестороннего сжатия), $\mu = \frac{E}{2 \cdot (1+\sigma)}$ – модуль сдвига, E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона, α – коэффициент линейного теплового расширения. В приближении малой глубины прогрева по сравнению с толщиной материала и характерным

поперечным размером прогреваемой области ($\lambda_h \ll h, r$), а также однородности по поперечным координатам можно получить связь возникающих в прогреваемом объеме напряжений с температурой:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = -\frac{E}{1 - \sigma} \cdot \alpha \cdot \delta T. \quad (4.3)$$

Повреждение поверхности керамики начнется, когда напряжение сжатия из уравнения 4.3 достигнет предельного значения $\sigma_{max} = |\sigma_{xx}| = |\sigma_{yy}|$. Тогда критическая разница температур, достигаемая в ходе нагрева, при которой начинается эрозия поверхности, может быть записана следующим образом:

$$\delta T_{critical} = \frac{1 - \sigma}{\alpha \cdot E} \cdot \sigma_{max}. \quad (4.4)$$

4.2 Повреждение поверхности керамик термическим ударом

Экспериментальная работа по испытанию керамик проводилась на лазерном стенде, описанию которого посвящена глава 3, а основные результаты были изложены в статье [71]. Моделирование термических ударов проводилось с использованием импульсного лазера, подробнее о котором написано в разделе 3.1. На стенде реализована система регистрации плотности мощности нагрева поверхности образцов (раздел 3.3), пирометрическая система диагностики (раздел 3.4) для мониторинга температуры поверхности, а также система диагностики диффузно рассеиваемого зеленого лазера (длина волны 532 нм, раздел 3.5) для *in situ* регистрации динамики эрозии облучаемой поверхности образца. Образец находился при комнатной базовой температуре внутри вакуумной камеры, где обеспечивалось давление ~ 4.5 Па для избежания протекания химических реакций в ходе нагрева.

4.3 Повреждение поверхности карбида бора термическим ударом

Образец из B_4C , над которым проводились эксперименты, был изготовлен компанией Virial Ltd (Россия, г. Санкт-Петербург) методом горячего прессования. Он представлен в виде пластины $50 \times 50 \times 10$ мм³. Плотность составляет

$\rho = 2.51 - 2.52 \text{ г/см}^3$, содержание примесей не превышает 1% (O: 0 – 0.18%, Al: 0 – 0.1%, Si: 0.1 – 0.21%, Fe: 0 – 0.13%) [109]. Облучаемая поверхность была предварительно отполирована для максимального уменьшения доли диффузно рассеиваемого ею света: изображение поверхности, полученное с помощью СЭМ, показано на рисунке 4.2а, результат оптической профилометрии поверхности представлен на рисунке 4.2б.

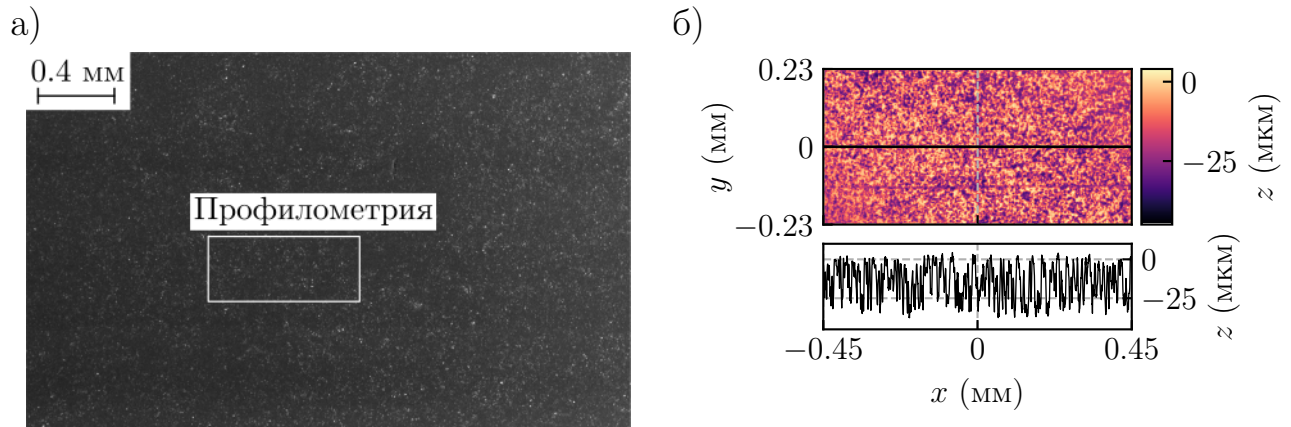


Рисунок 4.2 — Поверхность образца из карбида бора, подготовленная к проведению экспериментов: а) изображение, полученное с помощью СЭМ; б) результат оптической профилометрии

На рисунке 4.3 продемонстрирован пример типичного распределения температуры по поверхности образца в момент максимального нагрева лазерным пучком. Видно, что во время термического удара происходит практически равномерный нагрев поверхности с отклонениями температуры не более 20%. Диагностический лазер системы диагностики рассеяния (длина волны излучения $\lambda = 532 \text{ нм}$) освещает примерно 80% нагреваемой площади. Таким образом, эрозия поверхности будет существенно влиять на изменение сигнала с системы диагностики диффузно рассеиваемого зеленого лазера: сигнал будет расти быстро, что позволит наиболее точно определить момент начала повреждения поверхности образца.

В случае нагрева поверхности карбида бора импульсом длительностью $t \sim 1 \text{ мс}$ глубина прогрева, согласно уравнению 4.1, не превосходит $\lambda_h \sim 0.1 \text{ мм}$. Значения χ и c_v взяты из [37, с. 146] и приведены в таблице 4.1. При вышеуказанных размерах образца и характерных размерах нагреваемой области выполняется $\lambda_h \ll h, r$, тогда для оценки критической температуры можно пользоваться уравнением 4.4. Разница температур, достигаемая за импульс нагрева, начиная с которой поверхность образца из $\text{В}_4\text{С}$ начнет повреждаться:

$\delta T_{critical} \approx 900 - 1200$ К (значения E , α и σ были предоставлены производителем – они согласуются со справочными данными для карбида бора [37, с. 141-150], значение σ_{max} взято из [37; 38]; все значения приведены в таблице 4.1). Оценка показана в виде диапазона, так как $\delta T_{critical}$ рассчитывалась по разным отличающимся справочным данным. Если считать, что изначально образец находится при комнатной температуре $T_0 \approx 300$ К, то критическая температура $T_{critical} = T_0 + \delta T_{critical} \approx 1200 - 1500$ К.

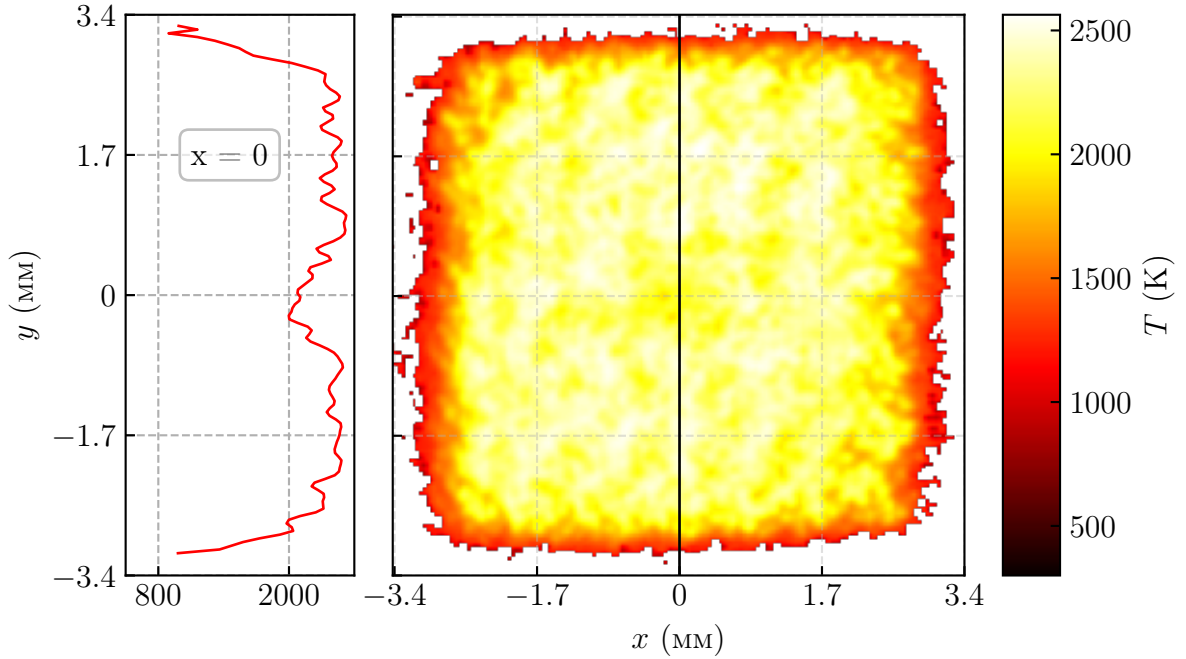


Рисунок 4.3 – Распределение температуры по поверхности B_4C в момент максимального нагрева

Таблица 4.1 – Термомеханические свойства B_4C , использованные при оценках

| χ (Вт/(м·К)) | c_v (Дж/(г·К)) | σ | α ($10^{-6}/K$) | E (ГПа) | σ_{max} (ГПа) |
|-------------------|------------------|----------|--------------------------|-----------|----------------------|
| 18 – 30 | 0.9 – 2.5 | 0.2 | 4.5 – 5.6 | 440 | 2.75 |

4.3.1 Характеристика нагрева поверхности карбида бора лазерным излучением

Перед оценкой критических параметров нагрева проверим соответствие поведения температуры закону, приведенному в уравнении 1.5. Это позволит

понять, насколько допустимо пользоваться параметром потока тепла F_{hf} , определенным согласно 1.6, для характеристики импульсного нагрева поверхности карбида бора. Введем обозначение:

$$A = \sqrt{\frac{4}{\pi \cdot \chi \cdot \rho \cdot c_v}}. \quad (4.5)$$

Тогда, согласно уравнению 1.5, получим:

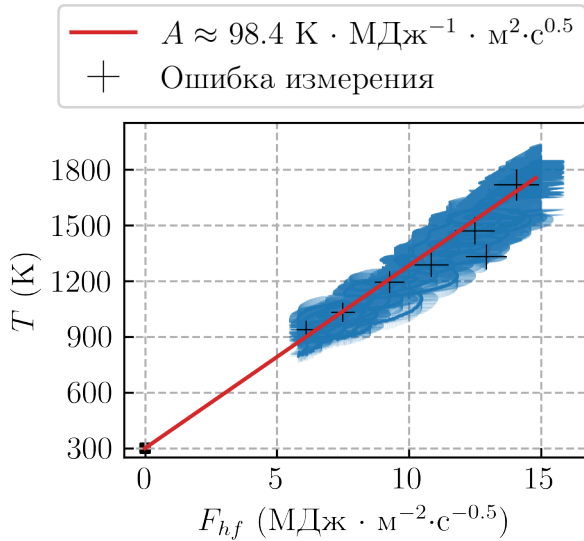
$$T(t) = A \cdot F_{hf}(t). \quad (4.6)$$

Временной ход поверхностной плотности мощности лазера W_s определялся по сигналу инфракрасного детектора системы диагностики, описанной в разделе 3.3, согласно уравнению 3.3. Для карбида бора показатель преломления и коэффициент экстинкции на длине волны лазера $\lambda \approx 1.06$ мкм составляют, соответственно, $n_{1.06} \approx 3.26$, $k_{1.06} \approx 0.23$ [110], тогда, из уравнения 3.4, $\eta \approx 0.28$. Считая, что на нагрев материала уходит все не отраженное излучение, коэффициент поглощения $\zeta = 1 - \eta \approx 0.72$.

На рисунке 4.4а показана зависимость температуры поверхности образца из B_4C от значения F_{hf} . В диапазоне температур, где выполняется приведенный в уравнении 4.6 закон, можно, вписав методом наименьших квадратов прямую, оценить значение коэффициента A . Инфракрасный детектор пирометрической системы диагностики (раздел 3.4) в режиме работы, используемом в приведенной на графике экспериментальной серии, не позволяет достоверно определять температуры ниже $T \approx 800$ К. Видно, что для температур выше $T \approx 800$ К на стадии нагрева до максимальной достигаемой в ходе эксперимента температуры зависимость T от F_{hf} может быть аппроксимирована линейной функцией (красная прямая). Наклон прямой, которую можно вписать методом наименьших квадратов, должен соответствовать значению коэффициента A , определенного согласно выражению 4.5. Рисунок 4.4б показывает сравнение значений A (формула 4.5), рассчитанных по справочным значениям χ , ρ , c_v для карбида бора [37; 111], с наклоном прямой, аппроксимирующей экспериментальные данные, приведенные на рисунке 4.4а. Различия можно объяснить тем, что конкретные значения теплоемкости, теплопроводности, коэффициента поглощения лазерного излучения, а также излучательной способности для образца, над которым проводились эксперименты, неизвестны – они брались из справочных данных.

Тем не менее, показанные на рисунке 4.4 данные позволяют сделать положительный вывод о возможности применения параметра потока тепла F_{hf} для характеристики нагрева поверхности.

а)



б)

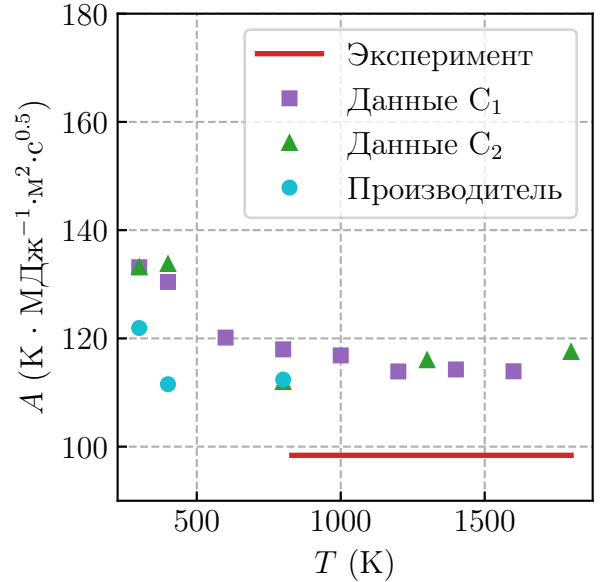


Рисунок 4.4 — Проверка зависимости 4.6 по экспериментальным данным для образца из горячепрессованного V_4C : а) зависимость температуры поверхности T от значения F_{hf} (красная прямая вписана методом наименьших квадратов, черный квадрат соответствует комнатной температуре, при которой образец находился перед облучением); б) сравнение значения коэффициента A (формула 4.5), определенного по экспериментальным данным, с рассчитанным из справочных данных (данные C_1 взяты из [37], данные C_2 взяты из [111])

4.3.2 Импульсный нагрев до температуры ниже порога выкрашивания

Прежде чем перейти к более детальному экспериментальному изучению эрозии поверхности карбида бора во время импульсного нагрева, проверим, не происходит ли какой-либо заметной модификации поверхности при нагреве до температуры ниже порога выкрашивания. Временные зависимости динамики диффузно рассеиваемого излучения, температуры и поглощенной плотности мощности для такого эксперимента показаны на рисунке 4.5. Главное, что здесь

нужно отметить – это отсутствие изменений доли рассеиваемого излучения зеленого лазера в ходе импульсного нагрева. Это говорит о том, что не произошло изменения шероховатости поверхности, которое могло бы быть задетектировано системой диагностики рассеиваемого излучения (раздел 3.5). Отсутствие модификации облученной поверхности образца доказывают ее изображения, сделанные с помощью СЭМ до и после облучения (рисунок 4.6). На рисунке 4.5 не было обнаружено трещин, кратеров, углублений или сколов, которые явились бы свидетельством эрозии поверхности и потери вещества.

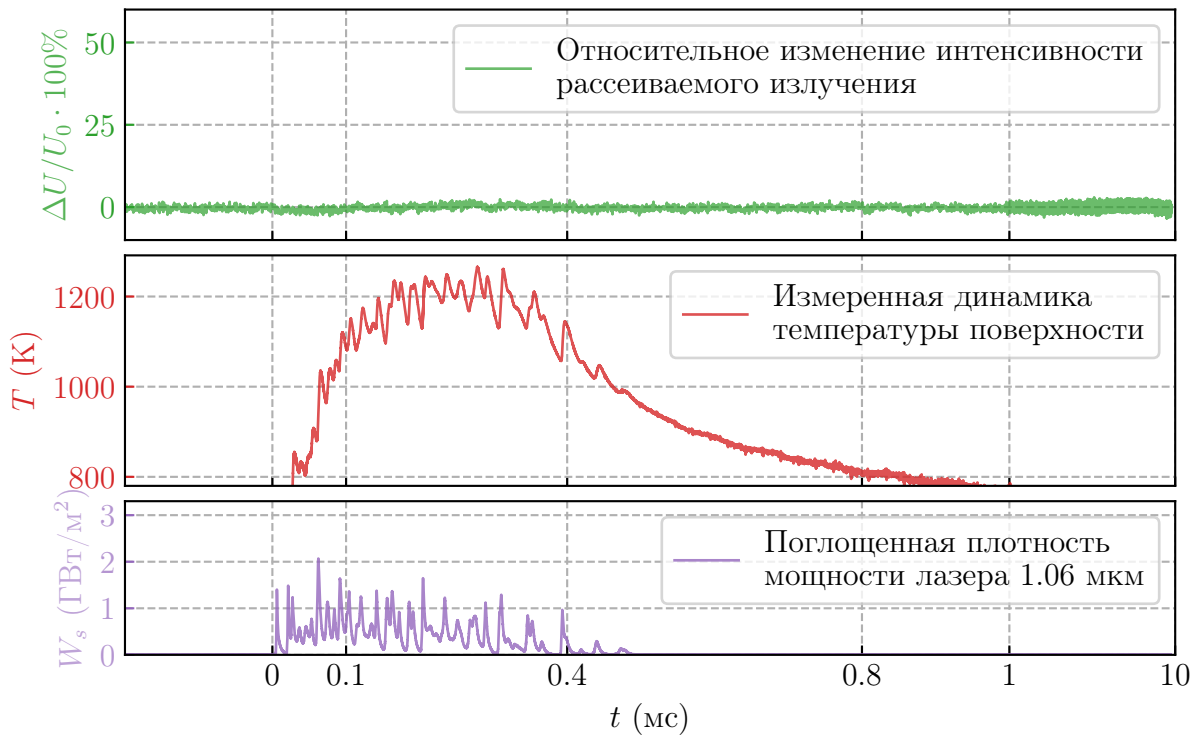


Рисунок 4.5 — Результат облучения полированного образца из V_4C (нагрев до температуры ниже порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени

Для случаев с протеканием эрозии на поверхности образца потребуется выдвигание строгих критериев с целью нахождения момента начала эрозии. Поэтому предварительно проанализируем поведение относительного изменения сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения. Рассмотрим, какое распределение имеет величина $\Delta U/U_0$. Скорее всего, поведение сигнала в данном случае обусловлено случайным шумом (как и в разделе 3.5). Рассмотрим гистограмму $\Delta U/U_0$ с 1000 бинов и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$, где

$\mu = \langle \Delta U / U_0 \rangle$ – среднее $\Delta U / U_0$, $\sigma = S_{\langle \Delta U / U_0 \rangle}$ – среднеквадратичное отклонение $\Delta U / U_0$ (рисунок 4.7). Проверим гипотезу о соответствии распределения $\Delta U / U_0$ нормальному, используя критерий согласия Пирсона (критерий χ^2). Уровень значимости, как и ранее, зададим равным $\alpha_v = 0.05$. При проверке этой гипотезы уровень значимости достигает $p_v \approx 0.24$, $p_v > \alpha_v$, поэтому мы не можем отвергнуть данную гипотезу. Соответственно, далее будем иметь ввиду, что поведение сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения в случае отсутствия повреждения поверхности образца из карбида бора при нагреве до температуры $T \lesssim 1270 \pm 60$ К обусловлено случайным шумом.

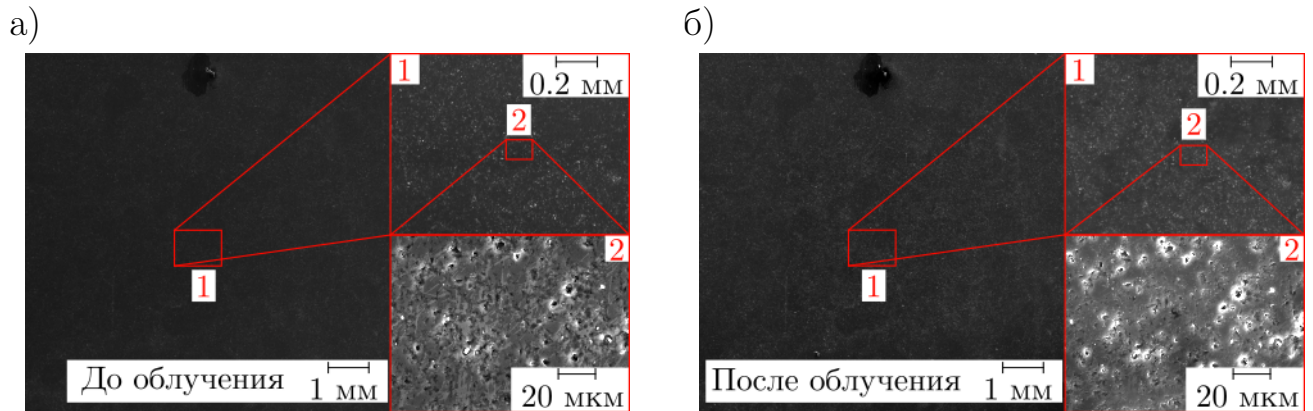


Рисунок 4.6 – СЭМ-изображения поверхности B_4C до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.5

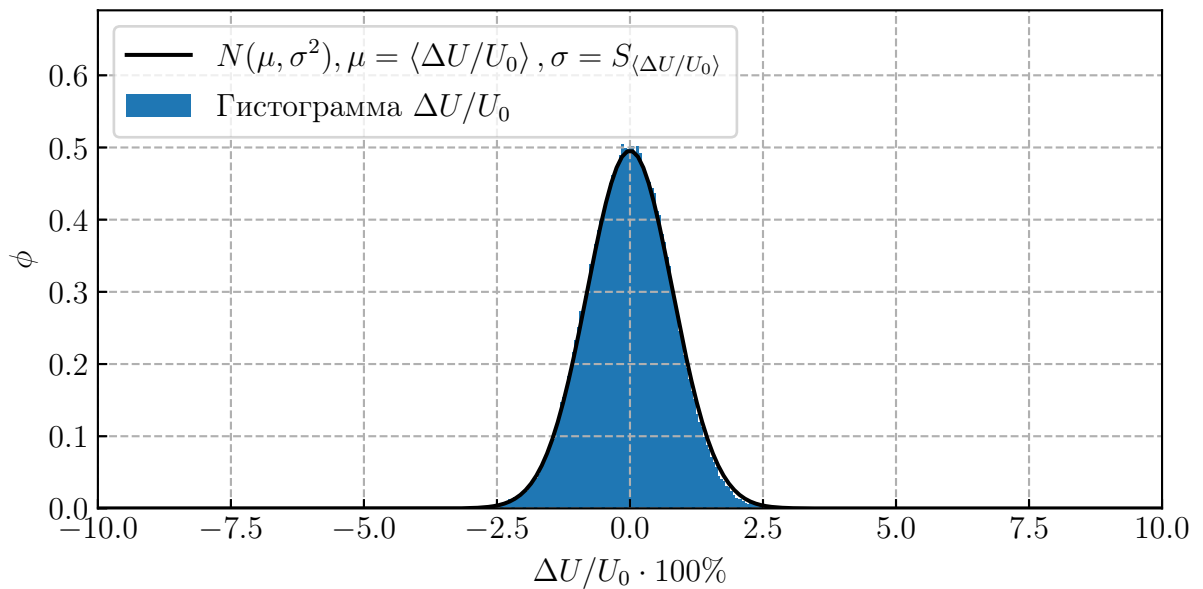


Рисунок 4.7 – Гистограмма $\Delta U / U_0 \cdot 100\%$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U / U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U / U_0 \rangle}$), для результата, показанного на рисунке 4.5

4.3.3 Импульсный нагрев до температуры выше порога выкрашивания

На рисунке 4.8 продемонстрирован результат импульсного нагрева поверхности образца из B_4C до температуры, превосходящей порог выкрашивания. Поведение сигнала, полученного с использованием системы диагностики рассеиваемого излучения, демонстрирует необратимые изменения, появившиеся после облучения образца: остаточный уровень $\Delta U/U_0$ отличается от начального.

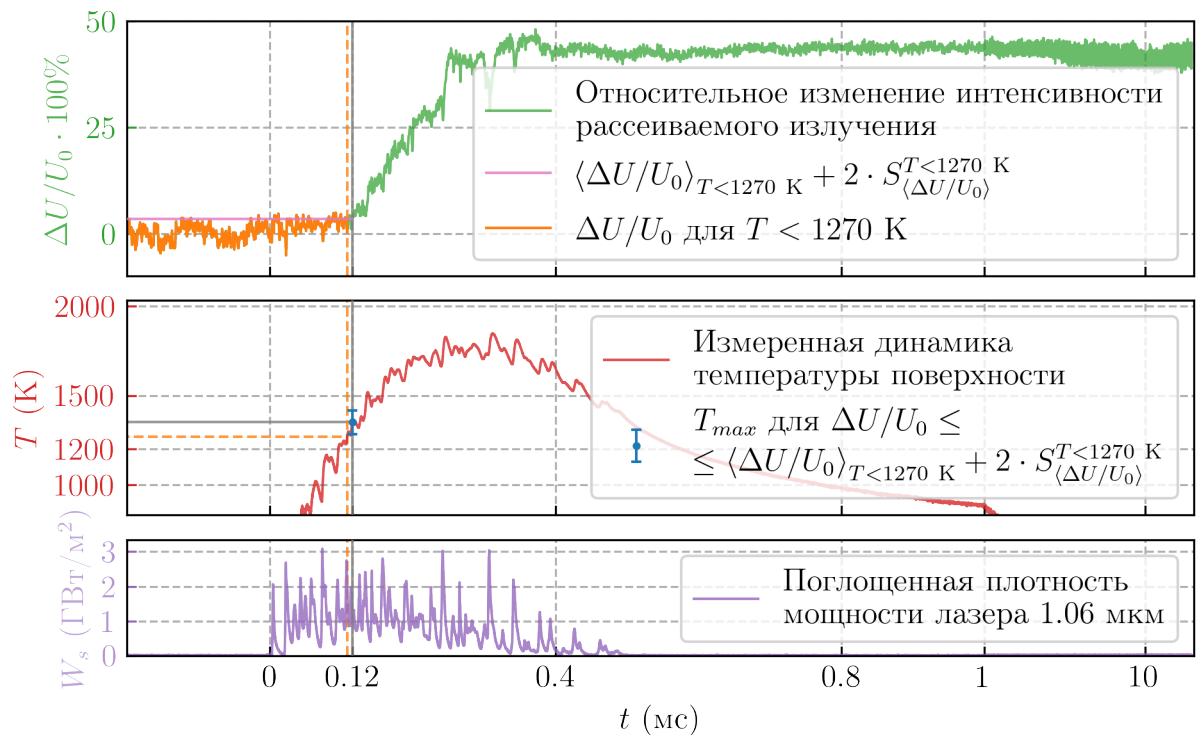


Рисунок 4.8 — Результат облучения полированного образца из B_4C (нагрев до температуры выше порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени

Такое поведение сигнала произошло вследствие роста шероховатости облученной поверхности карбида бора. Рост шероховатости поверхности обусловлен выкрашиванием с образованием кратеров, что подтверждается изображениями, сделанными с использованием СЭМ (рисунок 4.9). Под кратерами здесь понимаются повреждения поверхности в виде углублений (рисунок 4.9б) с

характерным размером много больше характерного размера открытых пор, хорошо заметных на неповрежденной поверхности (рисунок 4.9а). Видно, что некоторые края кратеров имеют плавные границы, характерные для расплава. Предполагается, что такой эффект происходит вследствие появления параллельных поверхности трещин, локально затрудняющих теплоотвод, что и приводит к оплавлению небольших участков на поверхности образца. Так как такое явление происходит на небольшой площади, это вносит несущественный вклад при определении температуры и крайне слабо влияет на рассеиваемое излучение диагностического лазера с длиной волны 532 нм.

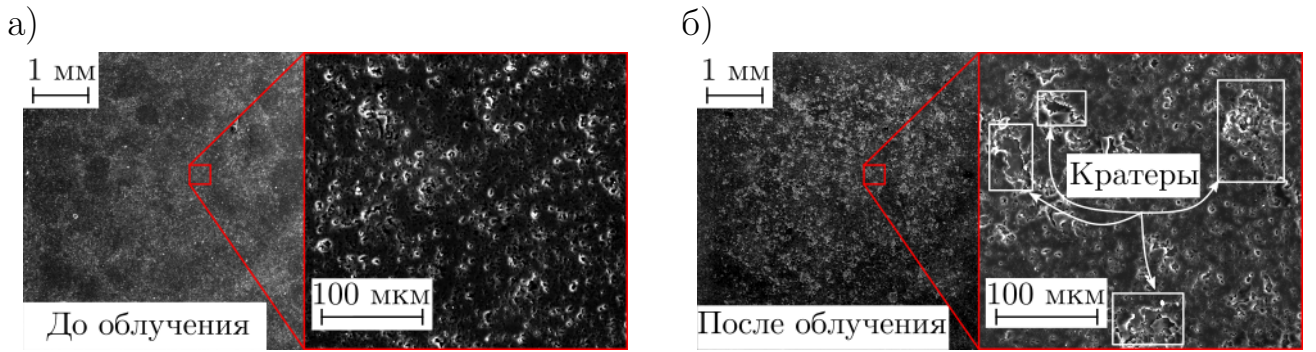


Рисунок 4.9 — СЭМ-изображения поверхности B_4C до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.8

Рассмотрим, при каких температурах облучаемой поверхности начинается процесс выкрашивания. Ранее было показано, что поведение относительного изменения сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения $\Delta U/U_0$ при температуре поверхности $T \lesssim 1270 \pm 60$ К и отсутствии эрозии обусловлено случайным шумом. При уровне доверия $\alpha_t = 1 - \alpha_v = 0.95$ границу для случайного шума можно зафиксировать на уровне $\langle \Delta U/U_0 \rangle_{T < 1270 \text{ К}} \pm 2 \cdot S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}^{T < 1270 \text{ К}}$ (где $\langle \Delta U/U_0 \rangle_{T < 1270 \text{ К}}$ — среднее значение $\Delta U/U_0$, а $S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}^{T < 1270 \text{ К}}$ — среднеквадратичное отклонение $\Delta U/U_0$ для $T \lesssim 1270 \pm 60$ К и до момента достижения максимальной температуры за импульс нагрева). Таким образом, будем считать, что эрозия начинается в точке с наибольшим временем, когда еще выполняется $\Delta U/U_0 \leq \langle \Delta U/U_0 \rangle_{T < 1270 \text{ К}} + 2 \cdot S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}^{T < 1270 \text{ К}}$. То есть последнюю точку временного хода относительного изменения сигнала системы диагностики рассеяния (точка с наибольшим t), которая с уровнем доверия $\alpha_t = 0.95$ может считаться случайным шумом. На рисунке 4.8 показано, что последняя точка $\Delta U/U_0$ начинает преодолевать уровень $\langle \Delta U/U_0 \rangle_{T < 1270 \text{ К}} + 2 \cdot S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}^{T < 1270 \text{ К}}$, когда поверхность карбида бора разогревается до температуры $T_{critical} \approx 1350 \pm 70$ К. Начиная с

этой температуры, поведение сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения, в соответствии с выдвинутым критерием, перестает быть обусловлено случайным шумом и начинает меняться по причине роста шероховатости поверхности вследствие эрозии.

Параметры нагрева образца до порога выкрашивания являются важными для рассмотрения, поскольку определяют нижний предел тепловой нагрузки, который способен выдержать карбид бора во время импульсного нагрева до начала эрозии с отделением небольших объемов вещества. Так как сигналы, получаемые с системы диагностики рассеиваемого излучения (рисунки 4.5 и 4.8), содержат достаточно большой уровень шума, то для минимизации его влияния на определение пороговой температуры было решено реализовать следующий подход к обработке данных. Чтобы получить более полное представление об устойчивости В₄С термическим ударам, рассмотрим зависимости относительного изменения сигнала рассеяния $\Delta U/U_0$ от температуры T для десяти экспериментов (рисунок 4.10). Каждый эксперимент проводился с неповрежденным участком на поверхности образца. Для минимизации влияния шума на определение пороговой температуры данные делились на блоки с границами $(T_0, T_1, \dots, T_i, \dots)$. Относительная погрешность определения температуры составляет $\frac{\Delta T}{T} \approx \pm 0.05$, поэтому границы определялись так, что $T_i = 1.05 \cdot T_{i-1}$. Внутри каждого полуинтервала $[T_i, T_{i+1})$ по температуре находились средние значения относительного изменения сигнала рассеиваемого излучения $\overline{\Delta U/U_0}$ и средние значения температуры \bar{T} . Зависимость $\overline{\Delta U/U_0}$ от \bar{T} показана на рисунке 4.10 оранжевыми (для $\bar{T} \leq 1270$) и синими точками. Погрешности для $\alpha_t = 0.95$ посчитаны в соответствии с формулой 1.3. Критерий критической температуры здесь сделаем аналогичным выдвинутому выше: будем искать максимальную температуру, когда $\overline{\Delta U/U_0}$ еще не превосходит $\left\langle \overline{\Delta U/U_0} \right\rangle_{\bar{T} < 1270 \text{ К}} + 2 \cdot S_{\overline{\Delta U/U_0}}^{\bar{T} < 1270 \text{ К}}$, где $\left\langle \overline{\Delta U/U_0} \right\rangle_{\bar{T} < 1270 \text{ К}}$ – среднее значение, а $S_{\overline{\Delta U/U_0}}^{\bar{T} < 1270 \text{ К}}$ – среднеквадратичное отклонение среднего для выборки точек $\overline{\Delta U/U_0}$ с $\bar{T} < 1270 \text{ К}$ (выделенных оранжевым). То есть мы ищем максимальное значение температуры для точек $\overline{\Delta U/U_0}$, когда их поведение с $\alpha_t = 0.95$ можно считать обусловленным случайным шумом. Таким образом, средняя температура начала эрозии карбида бора составляет $T_{critical} \approx 1310 \pm 80(0.95) \text{ К}$. Это значение согласуется с оценкой, сделанной в конце раздела 4.3 ($T_{critical} \approx 1200 - 1500 \text{ К}$). Действуя абсолютно аналогичным

образом, определим параметр потока тепла F_{hf} , при котором достигается критическая температура (рисунок 4.11). Критическое значение параметра потока тепла, при достижении которого начинается выкрашивание V_4C , составляет $F_{hf}^{critical} \approx 10 \pm 0.7(0.95)$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}.

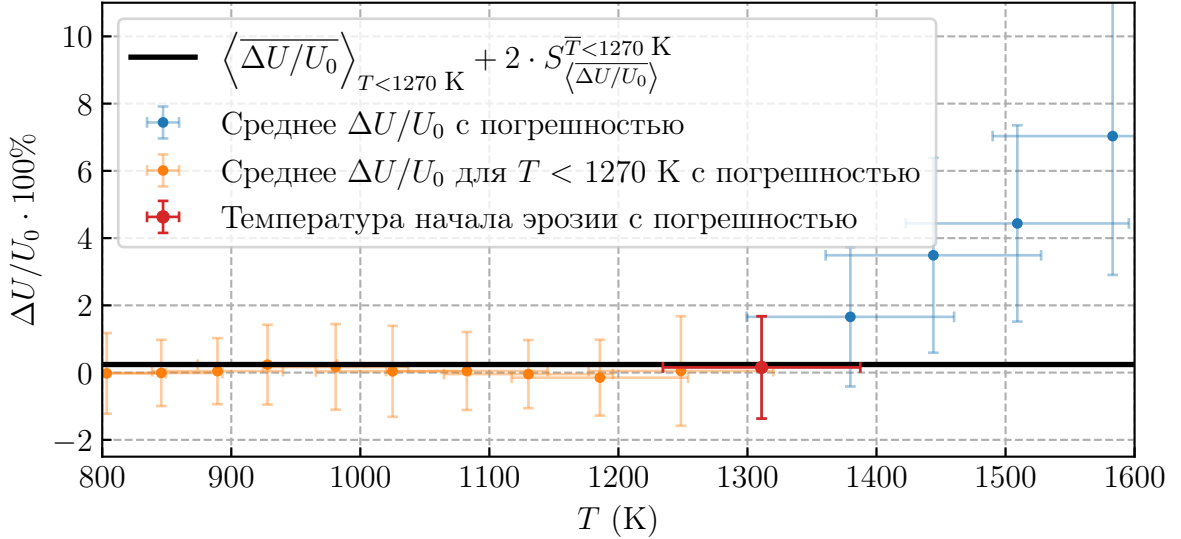


Рисунок 4.10 — Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из V_4C лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от температуры поверхности T для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева

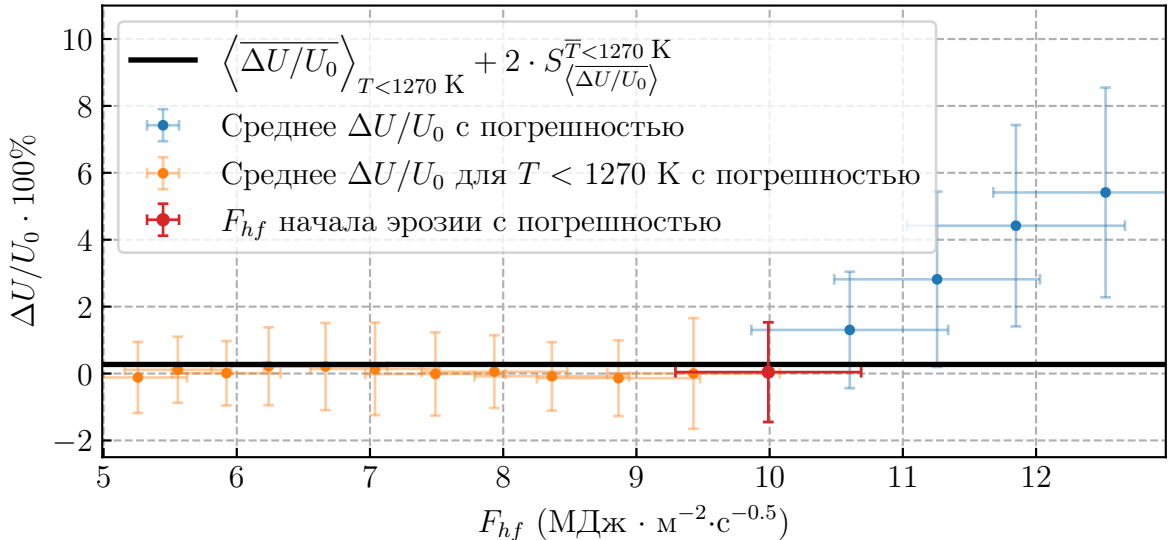


Рисунок 4.11 — Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из V_4C лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от параметра потока тепла F_{hf} для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева

4.3.4 Импульсный нагрев до температуры выше порога плавления

График на рисунке 4.12 демонстрирует пример данных для случая импульсного нагрева поверхности образца из V_4C до порога плавления и выше.

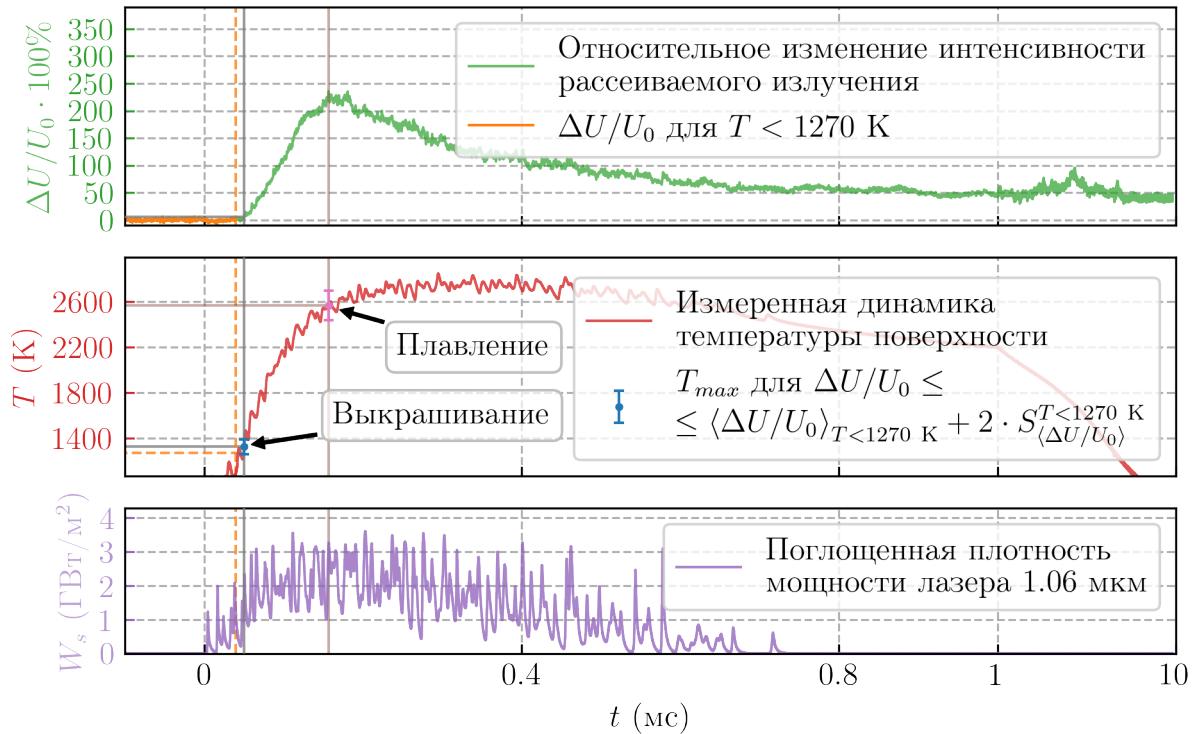


Рисунок 4.12 — Результат облучения полированного образца из V_4C (нагрев до температуры выше порога плавления): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени

В данном случае сигнал, зарегистрированный детектором системы диагностики рассеиваемого излучения, демонстрирует более сложное поведение. При нагреве поверхности до температур $T \approx 1320 \pm 70$ К начинается быстрый рост сигнала. Это свидетельствует о начале выкрашивания с образованием кратеров. Рост продолжается до момента, пока температура поверхности не достигнет $T \approx 2570 \pm 130$ К. Далее сигнал системы диагностики рассеиваемого поверхностно излучения падает, а после охлаждения поверхности ниже $T \approx 2600 \pm 130$ К выходит на постоянное значение. Снижение сигнала говорит об уменьшении шероховатости поверхности. Процессом, который может послужить причиной

этого, является плавление. Действительно, температура плавления карбида бора составляет $T_{melt} \approx 2673$ К [37, с. 150], близка к $T \approx 2570 \pm 130$ К, при нагреве до которой началось уменьшение шероховатости поверхности. О протекании процесса плавления на поверхности образца свидетельствуют изображения, сделанные с помощью СЭМ после рассматриваемого эксперимента (рисунок 4.13). На рисунке 4.13б хорошо видна характерная для застывшего расплава картина.

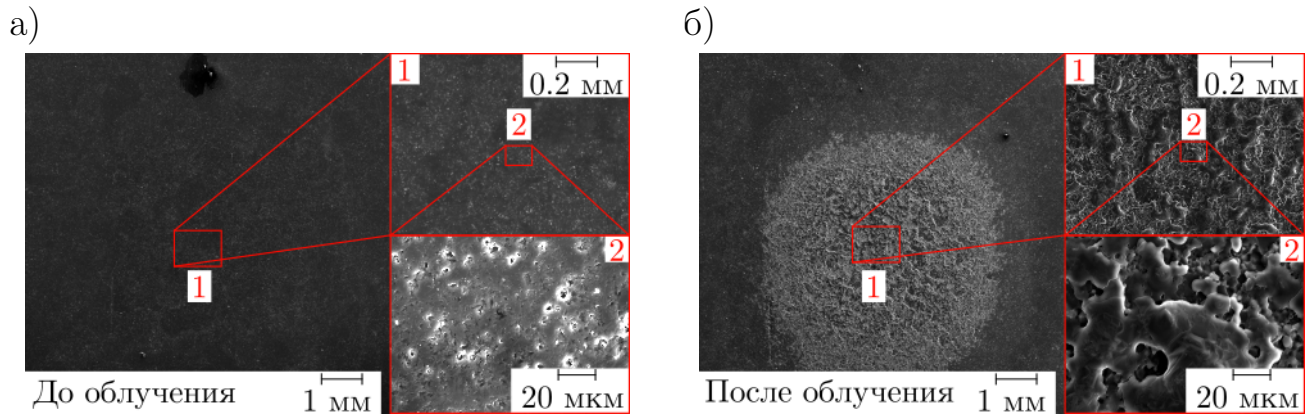


Рисунок 4.13 — СЭМ-изображения поверхности B_4C до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.12

Результаты экспериментов с карбидом бора показали перспективность методики определения критических параметров нагрева керамики по изменению диффузно рассеиваемого поверхностью излучения в ходе термического удара. Разработанный подход был применен для изучения эрозии другой керамики, считающейся перспективной на роль материалов для изготовления защиты обращенных к плазме компонентов термоядерных установок – карбида кремния. Обсуждение этой работы представлено далее.

4.4 Повреждение поверхности карбида кремния термическим ударом

Образец из карбида кремния, над которым проводились эксперименты, был изготовлен компанией Lianyungang Baibo New Material (Цзянсу, Китай) методом горячего прессования при температуре 2500 – 2600 К. Он представлен в виде пластины $11 \times 11 \times 5$ мм³. Плотность составляет $\rho = 3.21$ г/см³. Облучаемая поверхность была предварительно отполирована для максимального

уменьшения доли диффузно рассеиваемого ею света. Изображение поверхности, сделанное с помощью СЭМ, показано на рисунке 4.14а, результат профилометрии – на рисунке 4.14б.

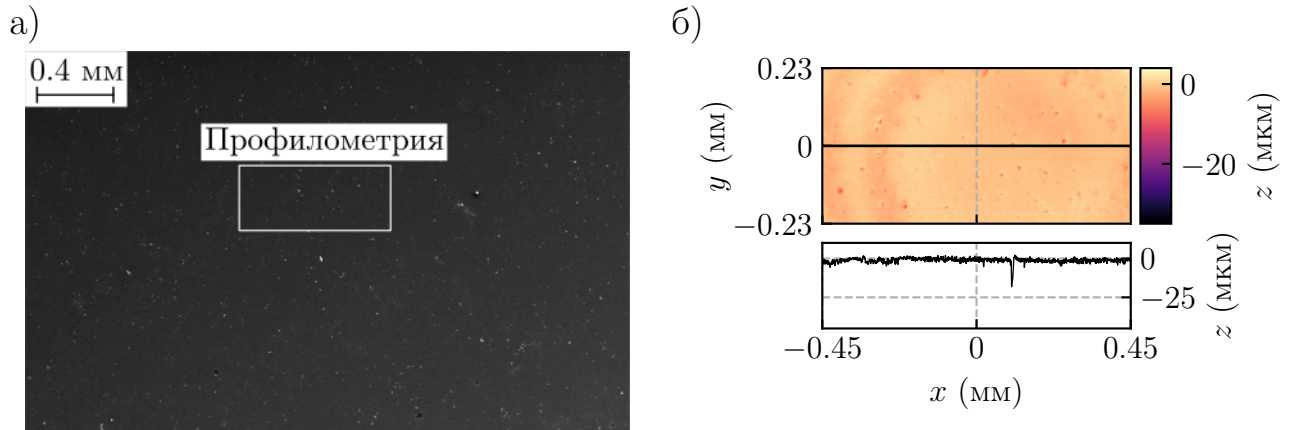


Рисунок 4.14 — Поверхность образца из карбида бора, подготовленная к проведению экспериментов: а) изображение, полученное с помощью СЭМ; б) результат оптической профилометрии

При нагреве поверхности карбида кремния импульсом длительностью $t \sim 1$ мс глубина прогрева, согласно уравнению 4.1, не превосходит $\lambda_h \sim 0.1$ мм. Значения χ и c_v взяты из [37; 45] и приведены в таблице 4.2. При вышеуказанных размерах образца выполняется $\lambda_h \ll h, r$, тогда для оценки критической температуры можно пользоваться выражением 4.4. Достижимая за импульс нагрева разница температур, начиная с которой поверхность образца из SiC начнет повреждаться: $\delta T_{critical} \approx 1000 - 1400$ К (значения E взяты из [37, с. 150], α из [37, с. 141], σ из [37, с. 139] и σ_{max} из [112, с. 5] и [113, с. 27], а также приведены в таблице 4.1). В качестве оценки указан диапазон значений, так как справочные данные для σ_{max} из разных источников отличаются. Если считать, что изначально образец находится при комнатной температуре $T_0 \approx 300$ К, то критическая температура $T_{critical} \approx 1300 - 1700$ К. Видно, что оценка критической температуры слабо отличается от значений, полученных при рассмотрении карбида бора. И это полностью соответствует ожиданиям, так как термомеханические свойства данных керамик похожи.

Таблица 4.2 — Термомеханические свойства SiC, использованные при оценках

| χ (Вт/(м·К)) | c_v (Дж/(г·К)) | σ | α ($10^{-6}/\text{К}$) | E (ГПа) | σ_{max} (ГПа) |
|-------------------|------------------|----------|---------------------------------|-----------|----------------------|
| 41 – 90 | 0.8 – 1.5 | 0.18 | 4 – 4.3 | 475 | 2.4 – 3.4 |

4.4.1 Характеристика нагрева поверхности карбида кремния лазерным излучением

Рассмотрим процесс нагрева поверхности образца из SiC, изготовленного методом горячего прессования, во время облучения ИК-лазером: построим зависимость температуры поверхности T от значения F_{hf} (выражение 4.6) и оценим значение коэффициента A (выражение 4.5). Показатель преломления и коэффициент экстинкции на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм, равны, соответственно, $n_{1.06} \approx 3.25$, $k_{1.06} \approx 0.09$ [114], а значит, согласно уравнению 3.4, $\eta \approx 0.28$. Здесь, как в случае экспериментов с карбидом бора, будем считать, что на нагрев уходит все не отраженное излучение, а значит коэффициент поглощения лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм будет равен $\zeta = 1 - \eta \approx 0.72$.

Как показано на рисунке 4.15а, в широком диапазоне температур зависимость T от F_{hf} может быть аппроксимирована линейной функцией.

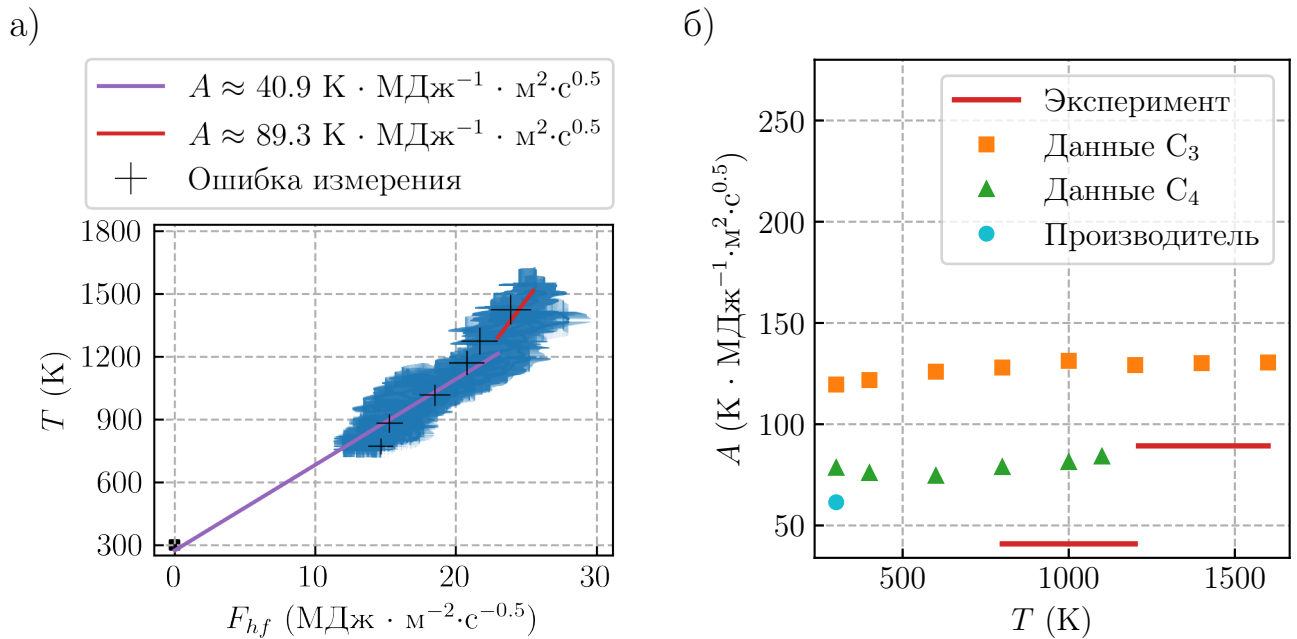


Рисунок 4.15 — Проверка зависимости 4.6 по экспериментальным данным для образца из горячепрессованного SiC: а) зависимость температуры поверхности T от значения F_{hf} . Прямые вписаны методом наименьших квадратов (черный квадрат соответствует комнатной температуре, при которой образец находился перед облучением); б) сравнение значения коэффициента A (уравнение 4.5), определенного по экспериментальным данным, с рассчитанным из справочных данных (данные C_3 взяты из [37], данные C_4 взяты из [45])

Наклон прямой, которую можно вписать методом наименьших квадратов, должен соответствовать значению коэффициента A , определенному согласно уравнению 4.5. График на рисунке 4.15б показывает значения A , рассчитанные по справочным значениям χ, ρ, c_v для карбида кремния [37; 45], в сравнении с экспериментальной оценкой. Отличия для большинства доступных данных невелики, и это позволяет заключить, что в ограниченном диапазоне температур (по крайней мере, до $T \approx 1200 \pm 60$ К) допустимо применять определение параметра потока тепла, записанное в виде выражения 4.6. С повышением интенсивности нагрева до такой степени, что температура поверхности превышает $T \approx 1200 \pm 60$ К, закон 1.5 для карбида кремния выполняется хуже.

4.4.2 Импульсный нагрев до температуры ниже порога выкрашивания

Как и при описании экспериментальной работы с карбидом бора, начнем с рассмотрения результата, полученного в случае импульсного нагрева поверхности SiC до температуры ниже порога выкрашивания. Пример *in situ* данных для такого случая показан на рисунке 4.16. Хорошо видно полное отсутствие каких-либо изменений сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения до и после облучения, что свидетельствует об отсутствии эрозии поверхности. Этот факт подтверждают СЭМ-изображения облучаемого участка, сделанные до и после воздействия (рисунок 4.17). На рисунке 4.17б нет трещин, кратеров или сколов, которые говорили бы об эрозии поверхности и потере вещества.

Как и в разделе 4.3.2 проверим, обусловлено ли поведение сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения случайным шумом. На рисунке 4.18 показана гистограмма $\Delta U/U_0$ с 1000 бинов и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$, где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$. Проверим гипотезу о соответствии распределения $\Delta U/U_0$ нормальному, используя критерий согласия Пирсона (критерий χ^2). При проверке этой гипотезы уровень значимости достигает $p_v \approx 0.054$, поэтому мы не можем отвергнуть данную гипотезу при $\alpha_v = 0.05$. Соответственно, далее будем иметь в виду, что поведение сигнала системы диагностики рассеиваемого излучения в случае отсутствия повреждения поверх-

ности образца из карбида кремния при нагреве до температуры $T \lesssim 1230 \pm 60$ К обусловлено случайным шумом.

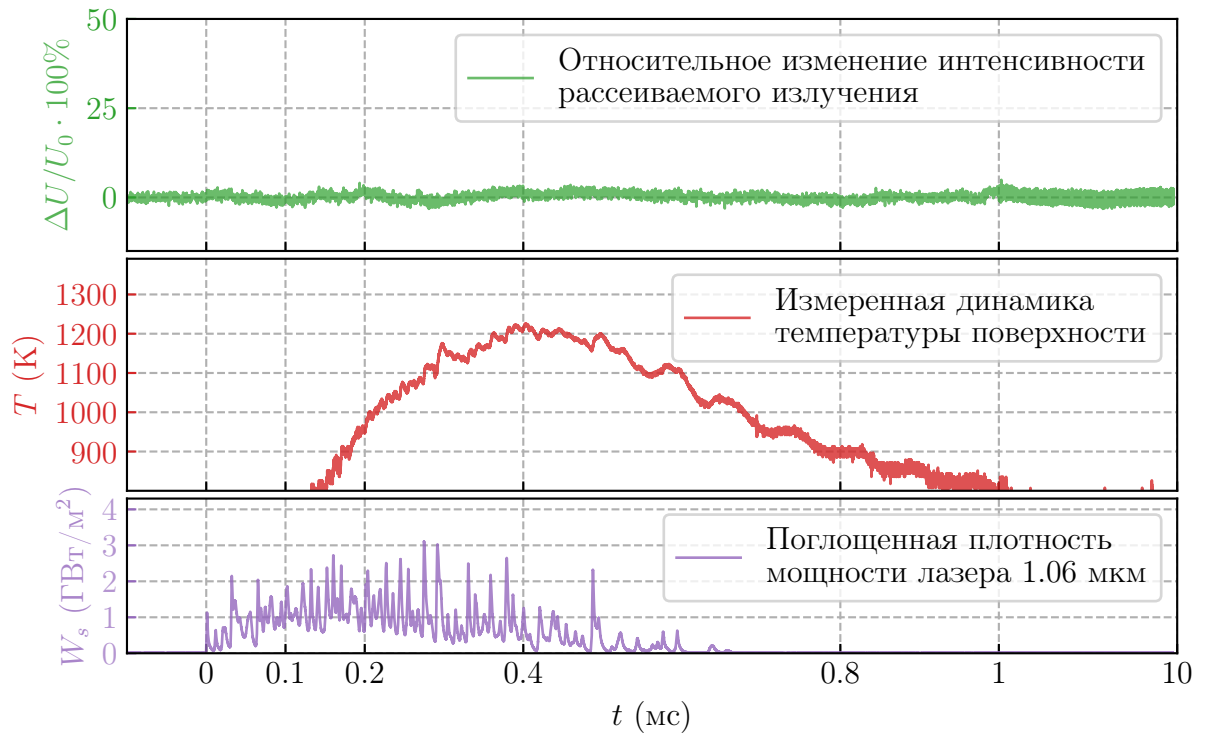


Рисунок 4.16 — Результат облучения полированного образца из SiC (нагрев до температуры ниже порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени

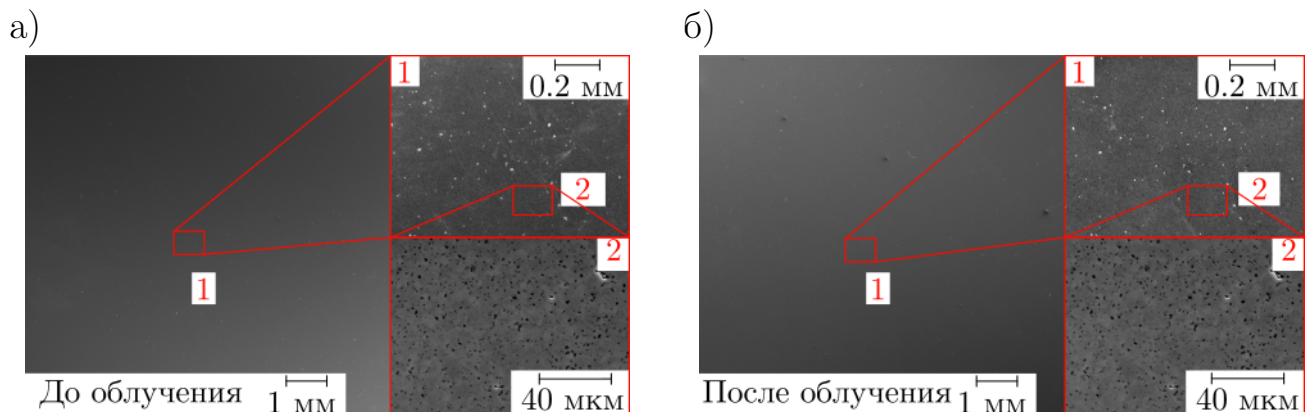


Рисунок 4.17 — СЭМ-изображения поверхности SiC до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.16

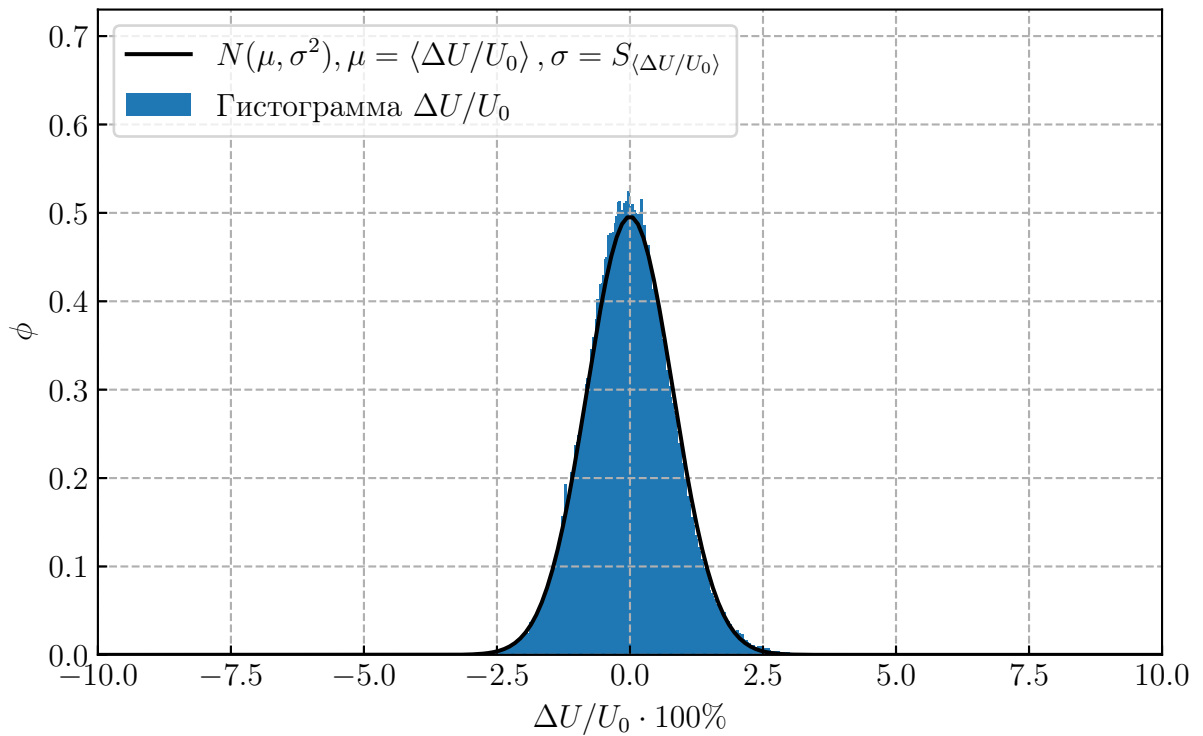


Рисунок 4.18 — Гистограмма $\Delta U/U_0 \cdot 100\%$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$), для результата, показанного на рисунке 4.16

4.4.3 Импульсный нагрев до температуры выше порога выкрашивания

При повышении мощности нагрева поверхность образца из карбида кремния разогревается до температуры, превосходящей порог выкрашивания. Данные с *in situ* диагностических систем для такого случая показаны на рисунке 4.19. Видно, что качественно данные похожи на результаты, полученные во время экспериментов с карбидом бора (рисунок 4.8). Действуя абсолютно аналогичным образом, как в случае определения порога выкрашивания для карбида бора в разделе 4.3.3, найдем, что критическая температура импульсного нагрева карбида кремния до начала эрозии составляет $T \approx 1310 \pm 70$ К. СЭМ-изображения поверхности SiC до и после облучения, показанные на рисунке 4.20, демонстрируют появление кратеров вследствие выкрашивания.

Дальнейшее повышение нагрузки приводит к повышению максимальной температуры, достигаемой за импульс, и более серьезной эрозии. Повреждение поверхности образца из карбида кремния в результате нагрева до температуры $T_{max} \approx 1800 \pm 90$ К продемонстрировано на рисунке 4.21.

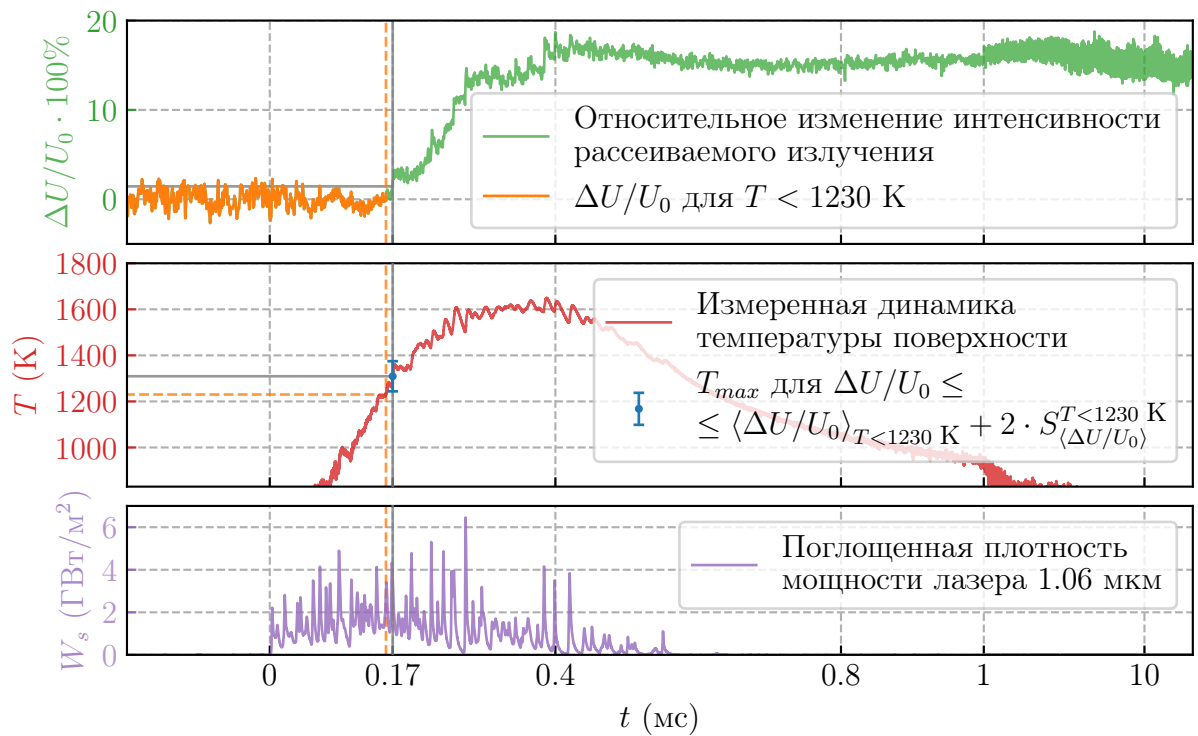


Рисунок 4.19 — Результат облучения полированного образца из SiC (нагрев до температуры выше порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени

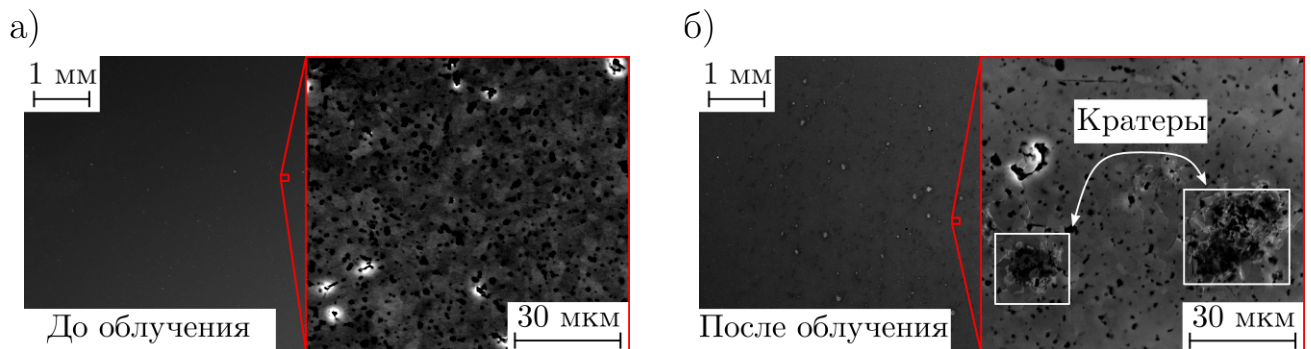


Рисунок 4.20 — СЭМ-изображения поверхности SiC до (а) и после облучения (а) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.19

Масштаб повреждений оказывается более значительным. При детальном рассмотрении кратеров можно заключить, что их рост происходил в ходе последовательного выкрашивания или скалывания керамики. Качественно характер повреждений как в случае нагрева до максимальной температуры $T_{max} \approx 1600 \pm 80$ К (рисунок 4.20б), так и до $T_{max} \approx 1800 \pm 90$ К (рисунок 4.21б) схож. В обоих случаях на поверхности образца образуются кратеры и трещины. В силу

того, что при сильном нагреве карбида кремния не происходит плавления, а при достижении температуры $T \approx 2800$ К [37, с. 138] начинается декомпозиция, в отличие от карбида бора, который отличается наличием стадии плавления, результат экспериментов с SiC является отличным подтверждением качественных ожиданий характера повреждения керамики. Рисунки 4.20б и 4.21б демонстрируют результат хрупкого разрушения в виде выкрашивания так, как это было описано в начале главы.

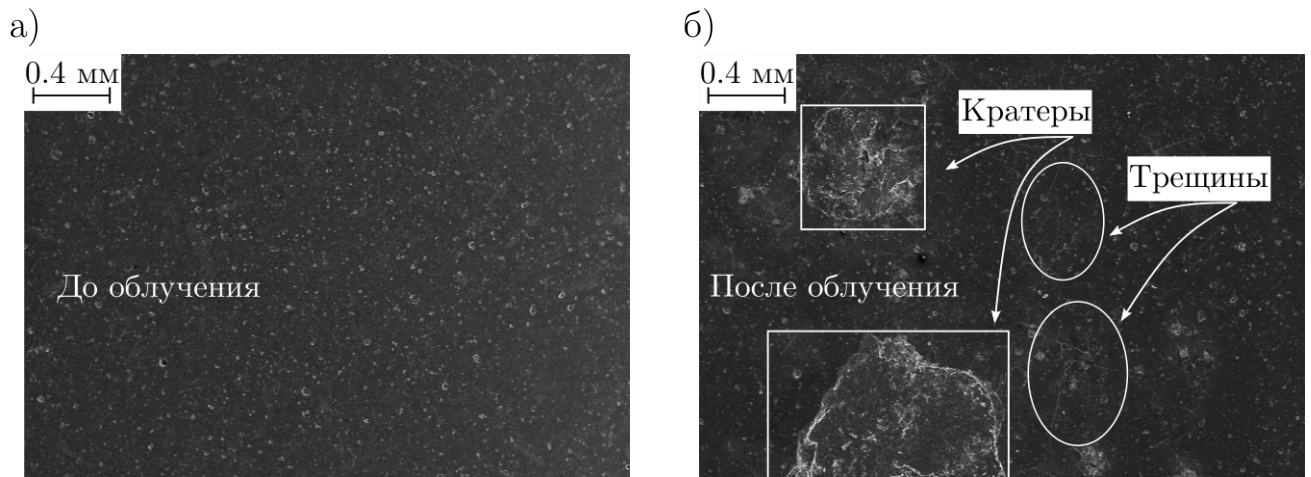


Рисунок 4.21 — СЭМ-изображения поверхности SiC до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, в котором за импульс поверхность разогрелась до температуры $T_{max} \approx 1800 \pm 90$ К

Более детально рассмотрим пороговые параметры импульсного нагрева, при достижении которых происходит эрозия карбида кремния с образованием кратеров. На рисунках 4.22 и 4.23 показана зависимость относительного изменения сигнала рассеяния $\Delta U/U_0$ от температуры T и от параметра потока тепла F_{hf} , соответственно, для пяти экспериментов с SiC. Каждый эксперимент, как и в случае работы с карбидом бора, проводился с неповрежденным участком на поверхности образца. Нахождение момента начала эрозии проведено также, как это было сделано в разделе 4.3.3 при обработке аналогичных данных. Поверхность образца разогревается до температуры, при достижении которой начинается выкрашивание ($T_{critical} \approx 1320 \pm 80(0.95)$ К – рисунок 4.22), в случае нагрева с $F_{hf} \approx 23.9 \pm 1.6(0.95)$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} (рисунок 4.23). Значение критической температуры укладывается в оценку, сделанную с использованием уравнения 4.4 в конце раздела 4.4. Температуры, при достижении которых в ходе импульсного нагрева начинается процесс выкрашивания, для карбида

кремния и карбида бора слабо отличаются, что полностью соответствует ожиданиям. Однако, параметры потока тепла, при которых такие температуры достигаются, для рассмотренных керамик отличаются более чем в два раза. Эту разницу можно объяснить достаточно большим различием в теплопроводности (таблицы 4.1 и 4.2).

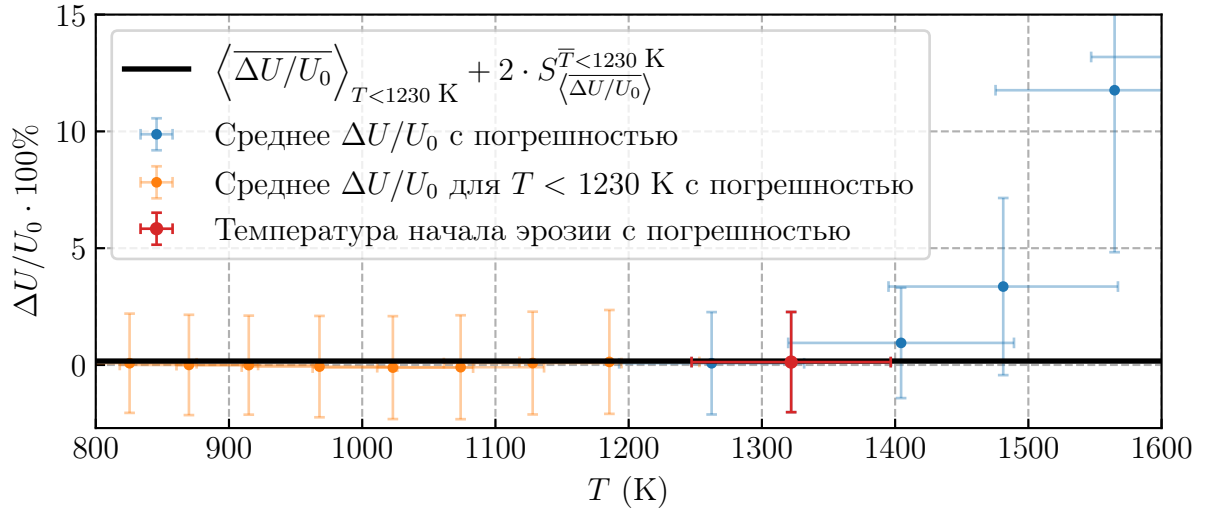


Рисунок 4.22 — Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из SiC лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от температуры поверхности T для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева

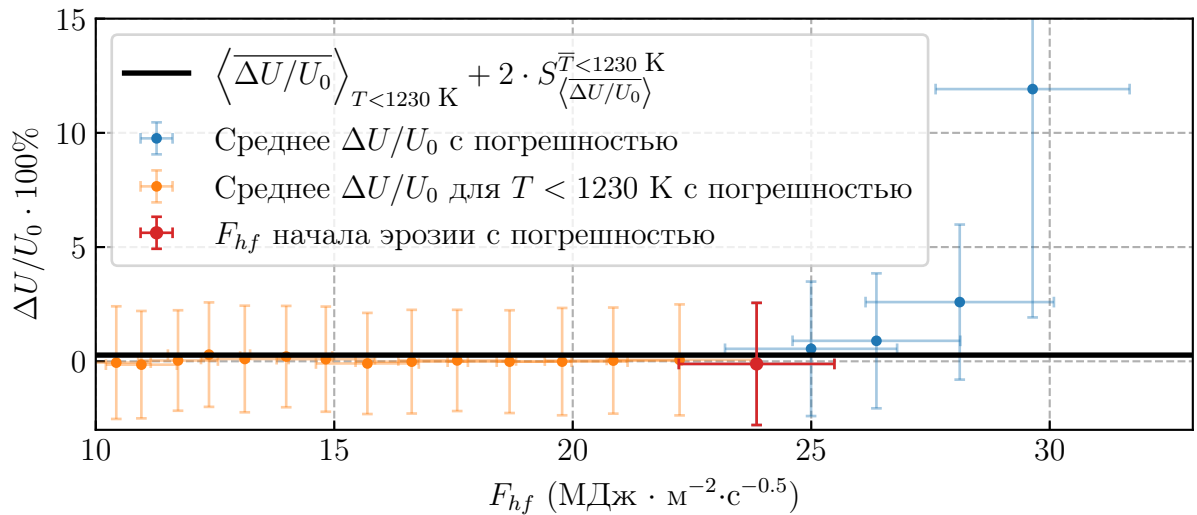


Рисунок 4.23 — Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из SiC лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от параметра потока тепла F_{hf} для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева

4.5 Анализ полученных результатов

Основной результат, полученный в ходе экспериментальной работы, показал, что описание эрозии керамики в процессе импульсного нагрева до температур ниже порога плавления или декомпозиции соответствует реальности. Однако, это не единственный вывод, который можно сделать, анализируя полученные данные. Используя значения параметра потока тепла F_{hf} , при которых достигаются критические температуры выкрашивания, можно сравнить рассмотренные в работе керамики с вольфрамом и бериллием, считающимися на данный момент перспективными материалами для защиты дивертора и первой стенки токамаков [14; 115; 116]. Сфокусируемся на характеристике пороговой нагрузки, которая может ограничить применение материалов внутри токамака. Потеря вещества и засорение плазмы примесями начинается уже при растрескивании поверхностей вольфрама и бериллия. В ходе испытания вольфрама термическими ударами было обнаружено, что во время растрескивания поверхности происходит появление не только поперечных, но и продольных трещин. Последние затрудняют теплоотвод, приводят к плавлению небольших участков на поверхности вольфрама и образованию микрочастиц [24]. Таким образом, так как растрескивание происходит при меньших нагрузках, чем все остальные эрозионные процессы, то в случае металлов будем считать, что параметры импульсного нагрева, при достижении которых происходит растрескивание, будут выступать порогом, ограничивающим их применение в роли защитного материала обращенных к плазме компонентов токамака. Аналогичным процессом в случае монолитных керамик, как было показано в данной главе, выступает выкрашивание. Таким образом, в случае карбида бора и карбида кремния пороговой нагрузкой, ограничивающих их применение в качестве защитного материала обращенных к плазме компонентов токамака, будем считать параметр потока тепла F_{hf} , соответствующий порогу выкрашивания.

Характерные значения F_{hf} и процессы, которые происходят при их достижении на поверхности материалов во время импульсного теплового воздействия, показаны на рисунке 4.24. Оценки F_{hf} для карбида бора и карбида кремния определены с использованием формулы 4.6 по температурам, рассчитанным в разделах 4.3 и 4.4. Рисунок 4.24 демонстрирует, что параметры импульсного нагрева керамик, при достижении которых начинается эрозия на

их поверхности, сравнимы с параметрами импульсного нагрева вольфрама, при достижении которых происходит растрескивание его поверхности. В силу того, что вольфрам рассматривается в качестве защитного материала самой теплонагруженной части токамака – дивертора, полученный в ходе выполнения работы результат позволяет заключить, что высокотемпературные керамики, а, в частности, карбид кремния, перспективны в качестве защиты обращенных к плазме компонентов термоядерной установки с точки зрения устойчивости к импульсному нагреву. Рисунок 4.24 также показывает, что рассмотренные в ходе работы керамики превосходят бериллий или эквивалентны данному металлу с точки зрения устойчивости к термическим ударам. Этот результат демонстрирует, что карбид бора и карбид кремния могут рассматриваться в качестве защитного материала первой стенки токамака, так как обладают низким средним зарядовым числом Z и достаточно высокой устойчивостью к тепловому воздействию.

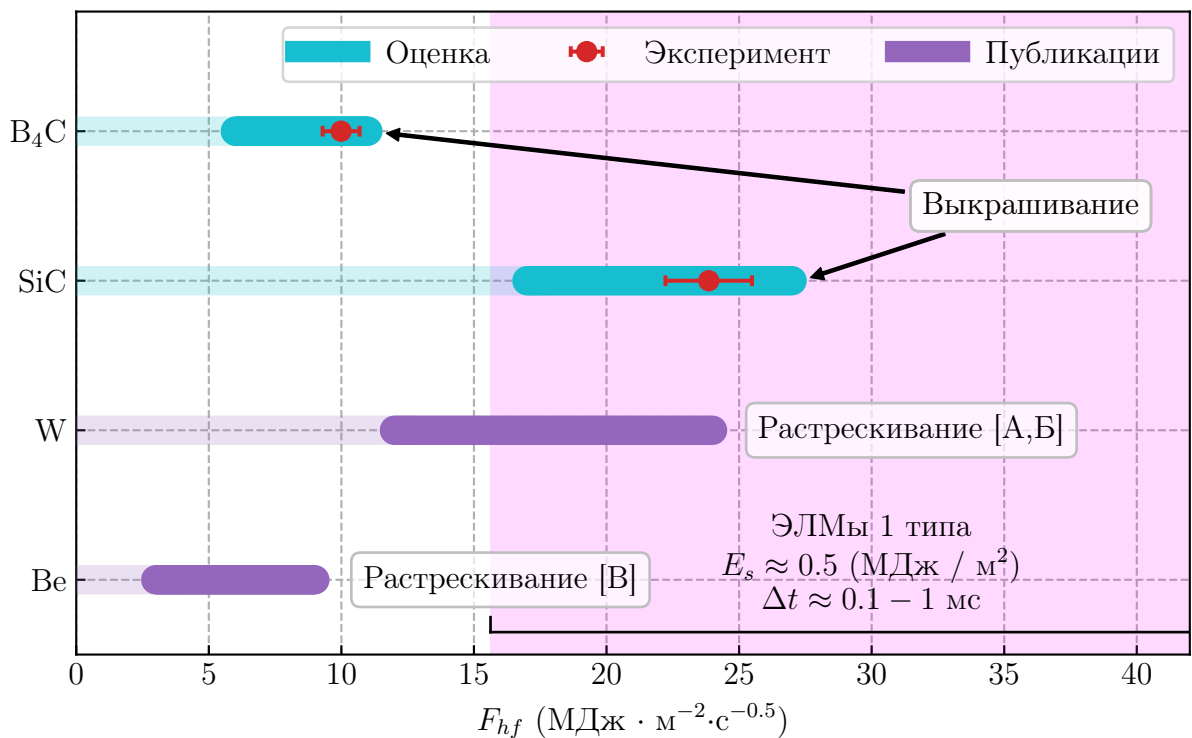


Рисунок 4.24 — Параметры потока тепла F_{hf} , ограничивающие применение карбида бора и карбида кремния в термоядерной установке, в сравнении с пороговыми параметрами потока тепла растрескивания вольфрама и бериллия, также являющимися ограничивающими факторами применения данных материалов в качестве ОПК. Работа А [23], работа Б [73], работа В [56]

4.6 Испытания покрытий из карбида бора, нанесенных на вольфрам

Результаты, полученные в ходе исследований повреждения термическими ударами высокотемпературной керамики в виде монолитных образцов, показали перспективность продолжения работы. Помимо выбора обращенного к плазме материала важно определиться с тем, в каком виде он будет наиболее эффективно применен: в виде покрытия или в виде моноблока с теплообменником. В силу того, что рассмотренная в данной работе керамика склонна к сильной деградации теплофизических свойств вследствие нейтронного облучения [47; 48], ее, на первый взгляд, разумнее всего применять в виде покрытия. В реакторных условиях данный материал будет повреждаться, но при этом не станет источником сильного загрязнения плазмы примесями с большим зарядовым числом Z . В таком случае необходимо выбрать наиболее эффективную технологию нанесения керамического покрытия, которая не только будет способна обеспечить создание качественного покрытия, но и позволила бы в кратчайшие сроки восстановить его в случае сильного повреждения во время паузы в работе термоядерной установки. Для проведения исследований в данном направлении было выбрано три метода нанесения керамических покрытий: детонационное напыление (ДН) [117], атмосферное плазменное напыление (АПН) [118] и электронно-лучевой синтез (ЭЛС) [119]. В качестве подложки был выбран вольфрам, так как он в настоящее время обычно выбирается как обращенный к плазме материал наиболее теплонагруженных компонентов токамаков [9; 13–16]. Материалом покрытия был выбран карбид бора, так как он обладает достаточно высокой устойчивостью к тепловой нагрузке (что было показано ранее в данной работе) при низком зарядовом числе входящих в его состав элементов.

С использованием описанного в главе 3 экспериментального стенда были проведены испытания образцов с покрытиями из карбида бора импульсной тепловой нагрузкой, ожидаемой в диверторной зоне токамака ИТЭР. Из-за плохого качества обработки поверхности образцов система диагностики рассеиваемого излучения не использовалась. Характер повреждений после однократного облучения импульсным лазером определялся с использованием СЭМ *post mortem*, а тепловая нагрузка характеризовалась температурой T (с помощью пиромет-

рической системы диагностики, описанной разделе 3.4) и параметром потока тепла F_{hf} (с использованием уравнения 1.6 по данным системы диагностики, описанной в разделе 3.3). Результаты испытаний были опубликованы в работе [72].

4.6.1 Описание образцов

Эксперименты проводились с тремя образцами из вольфрама, покрытыми карбидом бора с использованием трех методов (ДН, АПН, ЭЛС). Фотографии образцов приведены на рисунке 4.25.

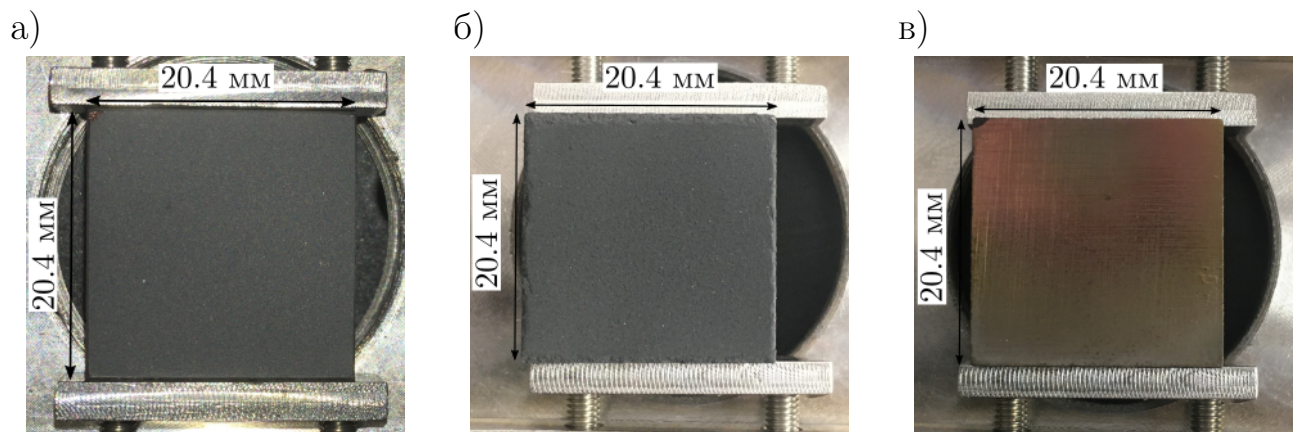


Рисунок 4.25 — Фотографии вольфрамовых образцов с покрытиями из карбида бора, нанесенными тремя методами: а) детонационное напыление; б) атмосферное плазменное напыление; в) электронно-лучевой синтез

Во время детонационного напыления [117] частицы порошка напыляемого материала с характерным размером $\sim 10 - 20$ мкм импульсно разогреваются до температуры плавления и ускоряются продуктами газовой детонации в стволе газодетонационного аппарата. За один рабочий цикл частицы порошка прочно соединяются с поверхностью подложки и образуют покрытие толщиной до 10 мкм. Имеется возможность нанесения покрытий толщиной вплоть до 1 мм серией выстрелов при перемещении образца с помощью манипулятора. Перед напылением керамического покрытия на поверхность образца наносился слой вольфрама тем же детонационным методом для увеличения шероховатости поверхности и улучшения адгезии.

При реализации атмосферного плазменного напыления [118] формирование покрытия происходит из порошка карбида бора, который разогревается до температуры плавления и ускоряется плазменной струей. Перед напылением поверхность вольфрама была обработана с использованием пескоструйного аппарата для повышения шероховатости и улучшения связи покрытия с подложкой.

Электронно-лучевой синтез [119] использует электронный пучок, который в ходе облучения монолитного керамического образца испаряет материал вблизи подложки. Испаренная керамика осаждается на поверхность подложки, формируя высококачественное покрытие толщиной до ~ 10 мкм.

4.6.2 Обсуждение результатов

В результате импульсного нагрева поверхности образца ДН W_4C с $F_{hf} \approx 4 - 4.4 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ температура достигла значений в диапазоне $T_{max} \approx 1500 - 1700 \text{ К}$. В таком случае не наблюдалось серьезных повреждений, что видно на рисунках 4.26а и 4.26б, где показаны изображения поверхности, полученные с помощью СЭМ до и после облучения, соответственно. Можно отметить наплавление или отделение небольших микрочастиц, которые, скорее всего, были изначально плохо связаны с покрытием. Повышение интенсивности нагрева до $F_{hf} \approx 9 - 11 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ приводит к нагреву поверхности до температур $T_{max} \approx 2200 - 2300 \text{ К}$, и на ней появляются небольшие участки с застывшим расплавом и небольшими трещинами, что свидетельствует о достижении температуры плавления в районе этих участков (рисунки 4.26в и 4.26г). Эрозии с существенной потерей вещества обнаружено не было. Дальнейший рост тепловой нагрузки до $F_{hf} \approx 12 - 18 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ привел к отслаиванию покрытия от подложки, о чем свидетельствуют СЭМ-изображения образца на рисунках 4.27а и 4.27б. Светлые участки на рисунке 4.27б – это поверхность вольфрама, что доказывают результаты элементного анализа. Максимальная температура в ходе такого процесса составила более $T_{max} \gtrsim 2250 \text{ К}$ и не могла быть адекватно определена, так как отслаивание покрытия существенно повлияло на динамику теплового излучения. Поскольку нижняя граница диапазона F_{hf} , при достижении которого произошло отслаивание, близка к зарегистриро-

ванному F_{hf} плавления, то можно заключить, что $F_{hf} \approx 12 - 18 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ соответствует порогу отслаивания покрытия от вольфрамовой подложки.

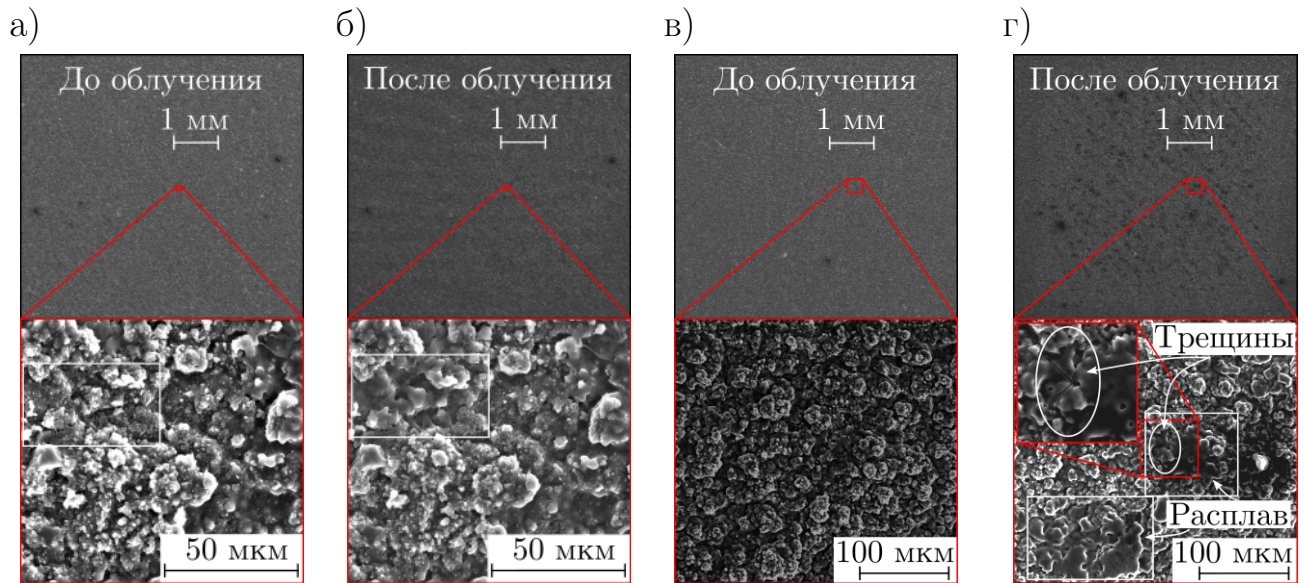


Рисунок 4.26 — СЭМ-изображения поверхности образца ДН W_4C до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 1600 \pm 100 \text{ К}$ с $F_{hf} \approx 4 - 4.4 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$, а также до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 2200 - 2300 \text{ К}$ с $F_{hf} \approx 9 - 11 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$

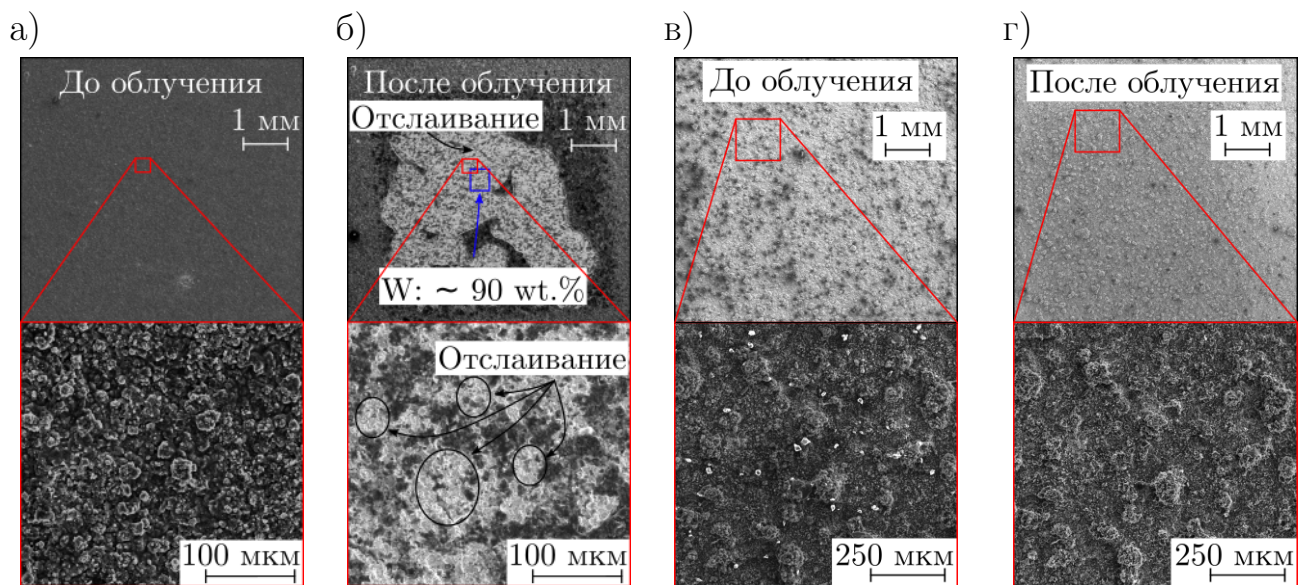


Рисунок 4.27 — СЭМ-изображения поверхности образца ДН W_4C до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \gtrsim 2250 \text{ К}$ с $F_{hf} \approx 12 - 18 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$; и СЭМ-изображения поверхности образца АПН W_4C до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 1300 - 1500 \text{ К}$ с $F_{hf} \approx 2 - 3 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$

После импульсного нагрева поверхности образца АПН В₄С с $F_{hf} \approx 2 - 3 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ ее максимальная температура составила $T_{max} \approx 1300 - 1500 \text{ К}$. Приведенные на рисунках 4.27в и 4.27г изображения поверхности до и после нагрева, соответственно, демонстрируют только отделение или наплавление изначально плохо связанных с поверхностью покрытия микрочастиц без существенной потери вещества. Увеличение импульсной тепловой нагрузки до $F_{hf} \approx 7 - 9.5 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ привело к повышению максимальной температуры поверхности до $T_{max} \approx 2000 - 2150 \text{ К}$ и образованию небольших кратеров вследствие выкрашивания, а также участков с отслаиванием покрытия, что видно на рисунках 4.28а и 4.28б. Рост импульсной тепловой нагрузки до $F_{hf} \approx 10 - 11 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ и до $F_{hf} \approx 19 - 21 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$ привел к нагреву поверхности покрытия до температуры, превышающей $T_{max} \gtrsim 2200 - 2300 \text{ К}$, плавлению и потере вещества вследствие отслаивания карбида бора, что видно на рисунках 4.28в, 4.28г, 4.29а и 4.29б. Здесь стоит отметить, что масштабы потери вещества не так велики, как в случае образца ДН В₄С, где на перегретом участке практически не осталось покрытия (рисунки 4.27б и 4.29б) при меньшем максимальном F_{hf} .

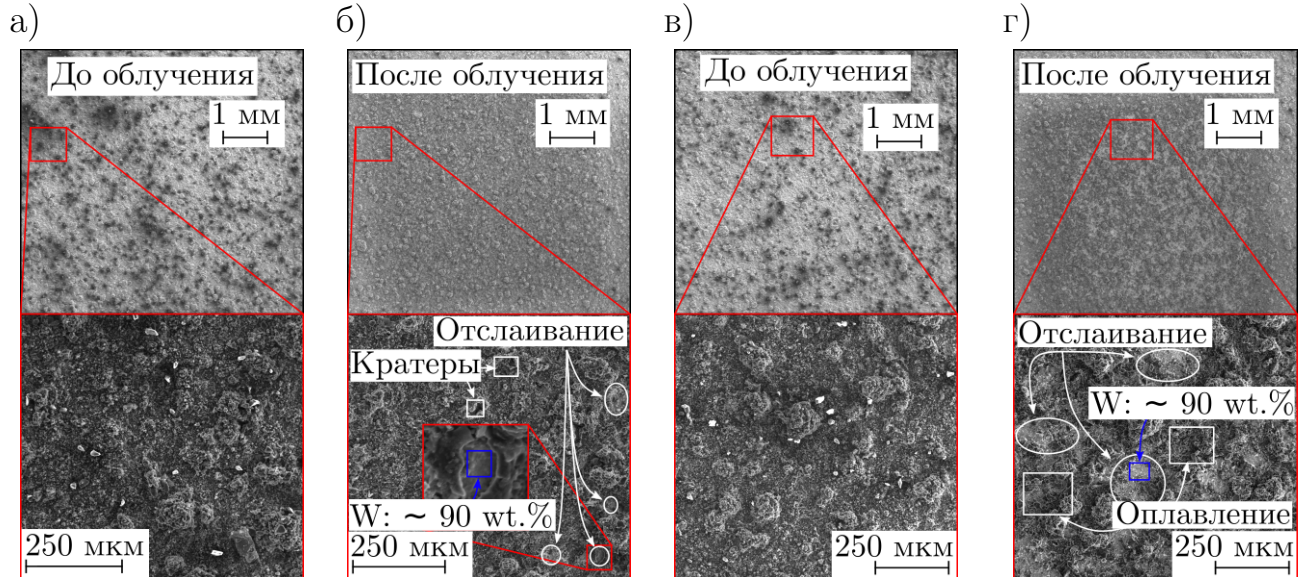


Рисунок 4.28 — СЭМ-изображения поверхности образца АПН В₄С до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 2000 - 2150 \text{ К}$ с $F_{hf} \approx 7 - 9.5 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$; а также до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 2150 \pm 110 \text{ К}$ с $F_{hf} \approx 10.5 \pm 0.6 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$

Эксперименты с ЭЛС В₄С показали, что отслаивание покрытия начинается уже при импульсном нагреве поверхности с $F_{hf} \approx 3 - 4 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0.5}$

(рисунки 4.29в и 4.29г). Пирометрическая диагностика не зарегистрировала теплового излучения с поверхности образца, поэтому в данном случае можно лишь предположить, что ее максимальная температура составила $T_{max} \lesssim 600 - 800$ К.

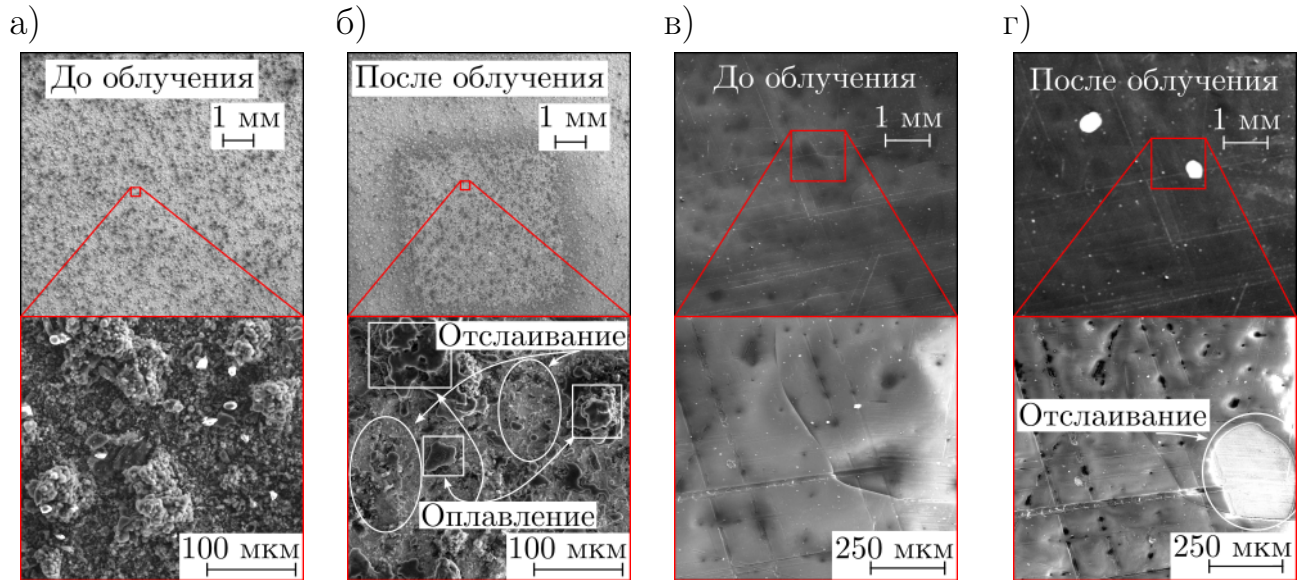


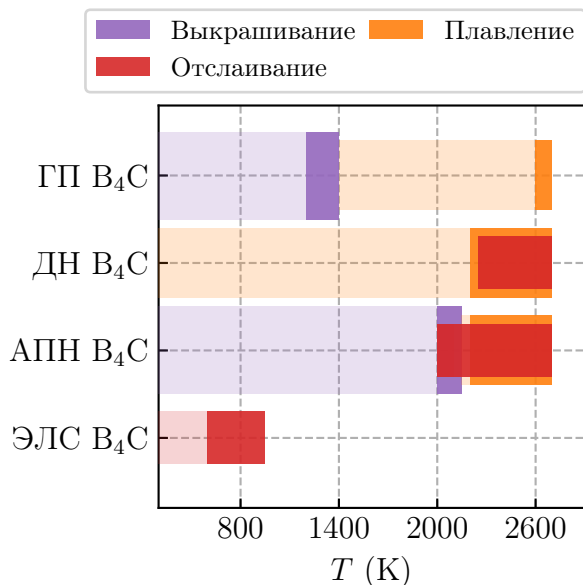
Рисунок 4.29 — СЭМ-изображения поверхности образца АПН В₄С до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \gtrsim 2300$ К с $F_{hf} \approx 19 - 21$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}; и СЭМ-изображения поверхности образца ЭЛС В₄С до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \lesssim 600 - 800$ К с $F_{hf} \approx 3 - 4$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}

На рисунке 4.30а приведены температуры, при достижении которых во время импульсного нагрева рассмотренных в работе покрытий и монолитного горячепрессованного карбида бора (ГП В₄С) происходят эрозионные процессы с потерей вещества. Видно, что для ДН В₄С и АПН В₄С минимальные температуры, при достижении которых во время импульсного нагрева происходит выкрашивание или отслаивание, выше, чем температура выкрашивания ГП В₄С. Этот результат свидетельствует о хороших механических свойствах покрытий, а также неплохой адгезии. ЭЛС В₄С уступает всем приведенным на рисунке 4.30а методам изготовления карбида бора, по причине плохой связи покрытия с вольфрамовой подложкой. Для улучшения адгезии требуется предварительная обработка поверхности с целью увеличения шероховатости или подбор материала для формирования промежуточного слоя.

Рисунок 4.30б демонстрирует значения параметров потока тепла F_{hf} , при достижении которых во время импульсного нагрева поверхности ГП В₄С, ис-

следованных покрытий из B_4C , вольфрама и бериллия начинаются эрозионные процессы с потерей вещества. Значение F_{hf} плавления карбида бора оценено согласно уравнению 4.6, где коэффициент A определяется с использованием формулы 4.5 по данным из [37]. Сравнивая поведение покрытий и монолитной керамики, можно заметить, что при нагреве с одинаковым параметром потока тепла F_{hf} в случае покрытий достигается большая максимальная температура, что говорит о затрудненном теплоотводе. Тем не менее, покрытия ДН B_4C и АПН B_4C демонстрируют хорошую устойчивость к импульсному нагреву, немного уступая вольфраму. Отслаивание с большой потерей вещества происходит при нагрузках, сравнимых с порогом растрескивания вольфрама.

а)



б)

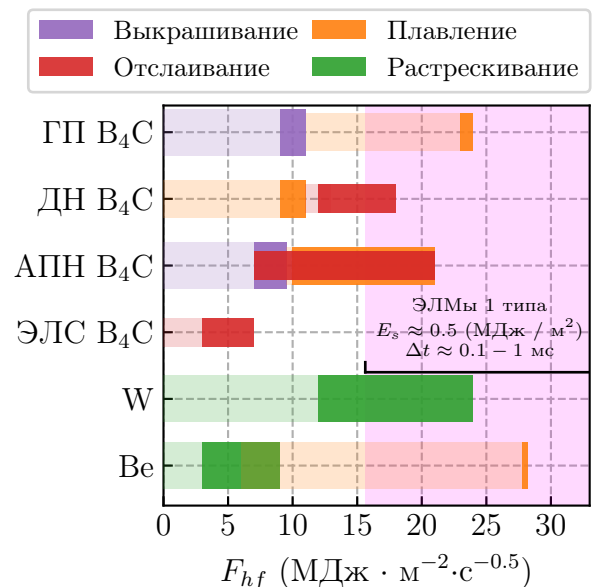


Рисунок 4.30 — Результаты испытания покрытий из B_4C : а) значения температур T , соответствующие процессам эрозии поверхности покрытий из B_4C , и сравнение рассмотренных покрытий с монолитным горячепрессованным карбидом бора (ГП B_4C); б) полученные в ходе экспериментов значения параметра потока тепла F_{hf} , соответствующие процессам эрозии поверхности покрытий из B_4C , и сравнение с ГП B_4C , вольфрамом W [23; 73] и бериллием Be [56]

Заключение

В ИЯФ СО РАН на базе установки БЕТА были проведены исследования эрозии высокотемпературных материалов в результате импульсного нагрева, создаваемого с использованием мощного суб-миллисекундного электронного пучка, а также импульсного инфракрасного лазера. Эрозия материалов исследовалась с использованием разработанных и настроенных в ходе выполнения работы оптических *in situ* диагностических систем, позволяющих проводить:

- регистрацию теплового излучения нагреваемой поверхности материала с высоким пространственным и временным разрешением для определения распределения температуры;
- регистрацию динамики изгиба поверхности вольфрама, не подвергающейся нагреву;
- регистрацию динамики диффузно рассеиваемого поверхностью образца лазерного излучения, позволяющей описать эрозию поверхности во время быстрого нагрева и остывания.

Среди основных результатов, опубликованных в [70—73] можно выделить следующие:

1. В ходе работы, посвященной изучению тепловой деформации вольфрамовых пластин, была разработана уникальная методика для отслеживания их изгиба;
2. Совокупность экспериментальных данных, полученных с диагностических систем установки БЕТА, работающих вместе с диагностикой изгиба пластин, позволила качественно описать хрупко-пластичную природу деформации вольфрама, а также показать, как это приводит к растрескиванию поверхности в результате импульсного нагрева;
3. Количественные данные относительно температуры облучаемой поверхности и кривизны необлучаемой обратной к ней поверхности образцов, определяемые с точностью $\pm 5(0.95)\%$ и $\pm 12(0.95)\%$, соответственно, помогли оценить величину остаточных напряжений, возникающих в тонком приповерхностном слое вольфрама в результате импульсного нагрева с длительностью $\sim 0.1 - 1$ мс и последующего остывания;

4. Дополнительно было показано, что изменение шероховатости облучаемой поверхности вольфрама в результате импульсного нагрева связано с пластической деформацией металла в прогреваемом слое. Этот факт также может быть использован для создания неразрушающих методик, позволяющих оценивать механические напряжения в металлических образцах;
5. Результаты, полученные во время экспериментов с высокотемпературной керамикой, позволили проверить теоретическое описание процесса эрозии в ходе импульсного нагрева поверхности;
6. Была экспериментально определена критическая температура, при достижении которой во время импульсного нагрева поверхности керамики начинается процесс эрозии с потерей вещества: для карбида бора она составила $1310 \pm 80(0.95)$ К;
7. Данные, полученные с использованием примененных *in situ* диагностических систем, позволили сделать выводы об устойчивости исследованной высокотемпературной керамики импульсному нагреву с длительностью $\sim 0.1 - 1$ мс. Значение параметра потока тепла, при достижении которого начинается процесс эрозии, для карбида бора составило $10 \pm 0.7(0.95)$ МДж·м⁻²·с^{-0.5};
8. Экспериментальный стенд на основе импульсного лазерного источника позволил провести эксперименты по испытанию образцов с керамическим покрытием, нанесенным разными методами, и выбрать технологию нанесения с наилучшей устойчивостью к импульсной тепловой нагрузке.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Вячеславу Л. Н. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит Касатова А. А., Васильева А. А., Аракчеева А. С, Попова В. А., Кандаурова И. В., Бурдакова А. В., Сквородина Д. И., Рыжкова Г. А., Попова С. С., Иванова И. А., Полосаткина С. В. за помощь с экспериментальной работой и ценные советы, Шошина А. А. за предоставленные образцы и обсуждение результатов, Ровенских А. Ф. за помощь в наладке систем управления установкой и синхронизации диагностических систем и всех, кто сделал настоящую работу автора возможной.

Список литературы

1. Роуз, Д. Дж. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции / Д. Дж. Роуз, М. Кларк ; перевод с английского Ю. А. Березина [и др.]. — Москва : Госатомиздат, 1963. — 489 с. — ISBN 978-5-4458-4557-7(в пер.). — Текст : непосредственный.
2. Арцимович, Л. А. Управляемые термоядерные реакции / Л. А. Арцимович. — Москва : Физматгиз, 1961. — 468 с. — Текст : непосредственный.
3. Kikuchi, M. *Frontiers in Fusion Research II: Introduction to Modern Tokamak Physics* / M. Kikuchi, M. Azumi. — Springer, 2015. — 402 p. — ISBN 978-3-319-18905-5. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-18905-5> (дата публикации: 15.01.2015).
4. К истории исследований по управляемому термоядерному синтезу / В. Д. Шафранов, Б. Д. Бондаренко, Г. А. Гончаров [и др.]. — Текст : электронный // *Успехи физических наук*. — 2001. — Т. 171, № 8. — С. 877—886. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2001/8/o/> (дата обращения: 19.12.2023).
5. Bromberg, J. L. *Fusion: Science, Politics, and the Invention of a New Energy Source* / J. L. Bromberg. — The MIT Press, 1982. — 372 p. — ISBN 978-0-262-52106-2. — Текст : непосредственный.
6. ITER Team. *ITER: design overview* / ITER Team, К. Tomabechi. — Текст : электронный // *Journal of Nuclear Materials*. — 1991. — Vol. 179—181. — P. 1173—1178. — URL: [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(91\)90316-Y](https://doi.org/10.1016/0022-3115(91)90316-Y) (дата обращения: 19.12.2023).
7. Mirnov, S. V. *Tokamak evolution and view to future* / S. V. Mirnov. — Текст : электронный // *Nuclear Fusion*. — 2018. — Vol. 59. — P. 015001. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/aaee92> (дата публикации: 13.12.2018).
8. *All superconducting tokamak: EAST* / J. Hu, W. Xi, J. Zhang [et al.]. — Текст : электронный // *AAPPS Bulletin*. — 2023. — Vol. 33, nr 8. — URL: <https://doi.org/10.1007/s43673-023-00080-9> (дата публикации: 11.04.2023).

9. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status / R. Pitts, S. Carpentier, F. Escourbiac [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2013. — Vol. 438. — P. S48—S56. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.008> (дата публикации: 10.01.2013).
10. Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion / J. Linke, J. Du, T. Loewenhoff [et al.]. — Текст : электронный // Matter and Radiation at Extremes. — 2019. — Vol. 4, nr 5. — P. 056201. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5090100> (дата публикации: 21.08.2019).
11. Huguet, M. Design, Manufacture and Assembly of the JET Machine / M. Huguet, R. S. Pease. — Текст : электронный // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. — 1987. — Vol. 322, nr 1563. — P. 31—46. — URL: <http://www.jstor.org/stable/37739> (дата обращения: 22.04.2024).
12. Armour Materials for the ITER Plasma Facing Components / V. Barabash, G. Federici, R. Matera [et al.]. — Текст : электронный // Physica Scripta. — 1999. — Vol. 1999, nr T81. — P. 74. — URL: <https://dx.doi.org/10.1238/Physica.Topical.081a00074> (дата обращения: 22.04.2024).
13. Greenwald, M. 10 - Alcator C-Mod and the high magnetic field approach to fusion. Magnetic Fusion Energy / M. Greenwald. — Woodhead Publishing, 2016. — P. 295—322. — ISBN 978-0-08-100315-2. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-100315-2.00010-6> (дата обращения: 19.12.2023).
14. Materials for the plasma-facing components of fusion reactors / H. Bolt, V. Barabash, W. Krauss [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2004. — Vol. 329—333. — P. 66—73. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.04.005> (дата обращения: 19.12.2023).
15. Overview of the JET ITER-like Wall Project / V. Philipps, P. Mertens, G. Matthews [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2010. — Vol. 85, nr 7. — P. 1581—1586. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.04.048> (дата публикации: 02.06.2010).
16. Design, research and development for plasma facing components in JT-60SA / D. Tsuru, M. Fukumoto, T. Hayashi [et al.]. — Текст : электронный //

- Physica Scripta. — 2020. — Vol. 2020, nr T171. — P. 014023. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1402-4896/ab43f6> (дата публикации: 02.03.2020).
17. Morphologies of tungsten nanotendrils grown under helium exposure / K. Wang, R. P. Doerner, M. J. Baldwin [et al.]. — Текст : электронный // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7, nr 1. — P. 42315. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep42315> (дата публикации: 14.02.2017).
 18. Gilbert, M. Spatial heterogeneity of tungsten transmutation in a fusion device / M. Gilbert, J. Sublet, S. Dudarev. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2017. — Vol. 57, nr 4. — P. 044002. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/aa5e2e> (дата публикации: 02.03.2017).
 19. European DEMO design strategy and consequences for materials / G. Federici, W. Biel, M. Gilbert [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2017. — Vol. 57, nr 9. — P. 092002. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/57/9/092002> (дата публикации: 09.06.2017).
 20. Initial DEMO tokamak design configuration studies / C. Bachmann, G. Aiello, R. Albanese [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2015. — Vol. 98–99. — P. 1423–1426. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.05.027> (дата публикации: 11.06.2015).
 21. Leonard, A. W. Edge-localized-modes in tokamaks / A. W. Leonard. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2014. — Vol. 21, nr 9. — P. 090501. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4894742> (дата публикации: 11.09.2014).
 22. Investigation of tungsten and beryllium behaviour under short transient events / G. Pintsuk, W. Kühnlein, J. Linke [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2007. — Vol. 82, nr 15. — P. 1720–1729. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.06.030> (дата публикации: 06.08.2007).
 23. Investigation of the impact of transient heat loads applied by laser irradiation on ITER-grade tungsten / A. Huber, A. Arakcheev, G. Sergienko [et al.]. — Текст : электронный // Physica Scripta. — 2014. — Vol. 2014, nr T159. — P. 014005. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/2014/T159/014005> (дата публикации: 01.04.2014).

24. Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads / A. A. Vasilyev, A. S. Arakcheev, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2019. — Vol. 146. — P. 2366—2370. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379619305253> (дата публикации: 21.04.2019).
25. Spectroscopy of highly charged tungsten ions relevant to fusion plasmas / C. Biedermann, R. Radtke, R. Seidel [et al.]. — Текст : электронный // Physica Scripta. — 2009. — Vol. 2009, nr T134. — P. 014026. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/2009/T134/014026> (дата публикации: 19.05.2009).
26. Арцимович, Л. А. Элементарная физика плазмы / Л. А. Арцимович. — Москва : Госатомиздат, 1963. — 192 с. — Текст : непосредственный.
27. Transient heat loads in current fusion experiments, extrapolation to ITER and consequences for its operation / A. Loarte, G. Saibene, R. Sartori [et al.]. — Текст : электронный // Physica Scripta. — 2007. — Vol. 2007, nr T128. — P. 222—228. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/2007/T128/043> (дата публикации: 08.03.2007).
28. Physics basis for the first ITER tungsten divertor / R. Pitts, X. Bonnin, F. Escourbiac [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2019. — Vol. 20. — P. 100696. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696> (дата публикации: 18.07.2019).
29. Development of tungsten armor and bonding to copper for plasma-interactive components / I. Smid, M. Akiba, G. Vieider [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 1998. — Vol. 258—263. — P. 160—172. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00358-4](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00358-4) (дата обращения: 19.12.2023).
30. Shajer, G. S. Practical Residual Stress Measurement Methods / G. S. Shajer. — Chichester : Wiley, 2013. — 328 p. — ISBN 978-1-118-34237-4. — Текст : непосредственный.
31. Martins, R. V. Residual Stress, Texture, and Phase Investigation of Autogenous Edge Welds Using High Energy Synchrotron Radiation / R. V. Martins, J. A. Francis. — Trans Tech Publications Ltd, 2011. —

- Р. 43—48. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.681.43> (дата публикации: 28.03.2011).
32. Status of Dynamic Diagnostics of Plasma Material Interaction Based on Synchrotron Radiation Scattering at the VEPP-4 Beamline 8 / A. Arakcheev, A. Ancharov, V. Aulchenko [et al.]. — Текст : электронный // *Physics Procedia*. — 2016. — Vol. 84. — P. 184—188. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.11.032> (дата обращения: 19.12.2023).
33. Applications of synchrotron radiation scattering to studies of plasma facing components at Siberian Synchrotron and Terahertz Radiation Centre / A. S. Arakcheev, A. I. Ancharov, V. M. Aulchenko [et al.]. — Текст : электронный // *AIP Conference Proceedings*. — 2016. — Vol. 1771, nr 1. — P. 060003. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964211> (дата обращения: 19.12.2023).
34. Dynamic observation of X-ray Laue diffraction on single-crystal tungsten during pulsed heat load / A. S. Arakcheev, V. M. Aulchenko, I. I. Balash [et al.]. — Текст : электронный // *Journal of Synchrotron Radiation*. — 2019. — Vol. 26, nr 5. — P. 1644—1649. — URL: <https://doi.org/10.1107/S1600577519007306> (дата публикации: 09.08.2019).
35. Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads / L. Vyacheslavov, A. Arakcheev, A. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // *AIP Conference Proceedings*. — 2016. — Vol. 1771, nr 1. — P. 060004. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964212> (дата публикации: 11.10.2016).
36. Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor / L. N. Vyacheslavov, A. S. Arakcheev, I. A. Bataev [et al.]. — Текст : электронный // *Physica Scripta*. — 2018. — Vol. 93, nr 3. — P. 035602. — URL: <https://doi.org/10.1088/1402-4896/aaa119> (дата публикации: 19.02.2018).
37. Pierson, H. O. 8 – Characteristics and Properties of Silicon Carbide and Boron Carbide. Handbook of Refractory Carbides and Nitrides / H. O. Pierson. — Westwood, NJ : William Andrew Publishing, 1996. — P. 137—155. — ISBN 978-0-8155-1392-6. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1016/B978-081551392-6.50009-X> (дата обращения: 19.12.2023).

38. Martienssen, W. Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data / W. Martienssen, H. Warlimont. — Heidelberg : Springer Berlin, 2006. — 1124 p. — ISBN 978-3-540-30437-1. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1007/3-540-30437-1> (дата публикации: 21.09.2006).
39. Ross, R. B. Metallic Materials Specification Handbook / R. B. Ross. — New York : Springer, 2013. — 830 p. — ISBN 978-1-4615-3482-2. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1007/978-1-4615-3482-2> (дата публикации: 27.11.2013).
40. Thermal properties of Ti_3SiC_2 / M. W. Barsoum, T. El-Raghy, C. J. Rawn [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1999. — Vol. 60, nr 4. — P. 429—439. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0022-3697\(98\)00313-8](https://doi.org/10.1016/S0022-3697(98)00313-8) (дата обращения: 19.12.2023).
41. Ti_3SiC_2 as a candidate material for lead cooled fast reactor / M. Utili, M. Agostini, G. Cocoluto [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Engineering and Design. — 2011. — Vol. 241, nr 5. — P. 1295—1300. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549310005200> (дата обращения: 19.12.2023).
42. Thermophysical Properties of ZrB_2 and ZrB_2-SiC Ceramics / J. W. Zimmerman, G. E. Hilmas, W. G. Fahrenholtz [et al.]. — Текст : электронный // Journal of the American Ceramic Society. — 2008. — Vol. 91, nr 5. — P. 1405—1411. — URL: <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2008.02268.x> (дата публикации: 06.05.2008).
43. Munro, R. G. Material Properties of Titanium Diboride / R. G. Munro. — Текст : электронный // Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology. — 2000. — Vol. 105. — P. 709—720. — URL: <https://doi.org/10.6028/jres.105.057> (дата обращения: 19.12.2023).
44. Lide, D. R. CRC Handbook of chemistry and physics, 84th Edition / D. R. Lide. — CRC Press, 2003. — 2616 p. — ISBN 978-0849304842. — Текст : непосредственный.
45. Liu, D. Thermal conductivity in hot-pressed silicon carbide / D. Liu, B. Lin. — Текст : электронный // Ceramics International. — 1996. — Vol. 22, nr 5. — P. 407—414. — URL: [https://doi.org/10.1016/0272-8842\(95\)00125-5](https://doi.org/10.1016/0272-8842(95)00125-5) (дата обращения: 19.12.2023).

46. Effects of neutron irradiation of Ti_3SiC_2 and Ti_3AlC_2 in the 121–1085 °C temperature range / D. J. Tallman, L. He, J. Gan [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2016. — Vol. 484. — P. 120–134. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2016.11.016> (дата публикации: 19.10.2016).
47. Effects of Neutron Irradiation on Thermal Conductivity of SiC-Based Composites and Monolithic Ceramics / D. Senior, D. Trimble, G. Youngblood [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Technology. — 1996. — Vol. 30, nr 3P2A. — P. 943–955. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST96-A11963060> (дата обращения: 19.12.2023).
48. Effect of Fast Neutron Irradiation on the Properties of Boron Carbide Pellet / Т. Maruyama, S. Onose, Т. Kaito [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Science and Technology. — 1997. — Vol. 34, nr 10. — P. 1006–1014. — URL: <https://doi.org/10.1080/18811248.1997.9733777> (дата обращения: 19.12.2023).
49. Response of isotopically tailored titanium diboride to neutron irradiation / Т. Koyanagi, Y. Katoh, С. Ang [et al.]. — Текст : электронный // Journal of the American Ceramic Society. — 2018. — Vol. 102, nr 1. — P. 85–89. — URL: <https://doi.org/10.1111/jace.16036> (дата публикации: 30.08.2018).
50. Hydrogen retention of B_4C converted graphite / Y. Yamauchi, Y. Hirohata, Т. Hino [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 1995. — Vol. 220–222. — P. 851–855. — URL: [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(94\)00596-6](https://doi.org/10.1016/0022-3115(94)00596-6) (дата обращения: 19.12.2023).
51. Hydrogen retention properties of SiC converted graphite / Y. Yamauchi, Т. Hino, Y. Hirohata [et al.]. — Текст : электронный // Vacuum. — 1996. — Vol. 47, nr 6. — P. 973–975. — URL: [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(96\)00105-4](https://doi.org/10.1016/0042-207X(96)00105-4) (дата обращения: 19.12.2023).
52. Xu, Y. Vacancy trapping behaviors of hydrogen in Ti_3SiC_2 : A first-principles study / Y. Xu, X. Ou, X. Rong. — Текст : электронный // Materials Letters. — 2014. — Vol. 116. — P. 322–327. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2013.11.016> (дата публикации: 11.11.2013).

53. Impact of tungsten recrystallization on ITER-like components for lifetime estimation / A. Durif, M. Richou, G. Kermouche [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2019. — Vol. 138. — P. 247–253. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.11.003> (дата публикации: 01.12.2018).
54. Recrystallization and grain growth induced by ELMs-like transient heat loads in deformed tungsten samples / A. Suslova, O. El-Atwani, D. Sagapuram [et al.]. — Текст : электронный // Scientific Reports. — 2014. — Vol. 4, nr 6845. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep06845> (дата публикации: 04.11.2014).
55. Calculation of cracking under pulsed heat loads in tungsten manufactured according to ITER specifications / A. S. Arakcheev, D. I. Skovorodin, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2015. — Vol. 467. — P. 165–171. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.09.034> (дата публикации: 25.09.2015).
56. High pulse number transient heat loads on beryllium / B. Spilker, J. Linke, T. Loewenhoff [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2017. — Vol. 12. — P. 1184–1188. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.11.032> (дата публикации: 27.12.2016).
57. Numerical method and experimental validation of the magneto-thermal-mechanical coupling problem with application to tokamak structures / X. Li, L. Xue, R. Chen [et al.]. — Текст : электронный // Applied Mathematical Modelling. — 2023. — Vol. 118. — P. 474–501. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.apm.2023.01.044> (дата публикации: 04.02.2023).
58. Power deposition modelling of the ITER-like wall beryllium tiles at JET / M. Firdaouss, R. Mitteau, E. Villedieu [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2009. — Vol. 390–391. — P. 947–950. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.243> (дата обращения: 19.12.2023).
59. Erosion characterization of SiC and Ti₃SiC₂ on DIII-D using focused ion beam micro-trenches / J. Coburn, E. Unterberg, J. Barton [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2019. — Vol. 19. —

- Р. 316—323. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.02.036> (дата публикации: 25.02.2019).
60. Evaluation of silicon carbide as a divertor armor material in DIII-D H-mode discharges / T. Abrams, S. Bringuier, D. Thomas [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2021. — Vol. 61, nr 6. — P. 066005. — URL: <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abecce> (дата публикации: 21.04.2021).
 61. Ceramic SiC/B₄C/TiC/C composites as plasma facing components for fusion reactors / A. Yehia, R. Vaßen, R. Duwe [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 1996. — Vol. 233—237. — P. 1266—1270. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022311596001559> (дата обращения: 19.12.2023).
 62. Begrambekov, L. B. Features and advantages of boron carbide as a protective coating of the tokamak first wall / L. B. Begrambekov, O. I. Buzhinskij. — Текст : электронный // Plasma Devices and Operations. — 2007. — Vol. 15, nr 3. — P. 193—199. — URL: <https://doi.org/10.1080/10519990701450657> (дата публикации: 19.07.2007).
 63. Development of Thick B₄C Coatings for the First Wall of W7-X / S. Kötterl, H. Bolt, H. Greuner [et al.]. — Текст : электронный // Physica Scripta. — 2001. — Vol. 2001, nr T91. — P. 117—123. — URL: <https://dx.doi.org/10.1238/Physica.Topical.091a00117> (дата обращения: 19.12.2023).
 64. Thermal shock resistance of Ti₃SiC₂ ceramic under extremely rapid thermal cycling / X. Su, Y. Bao, D. Wan [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Alloys and Compounds. — 2021. — Vol. 866. — P. 158985. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.158985> (дата публикации: 02.02.2021).
 65. Lee, Y. Thermal shock fracture of silicon carbide and its application to LWR fuel cladding performance during reflood / Y. Lee, T. J. McKrell, M. S. Kazami. — Текст : электронный // Nuclear Engineering and Technology. — 2013. — Vol. 45, nr 6. — P. 811—820. — URL: <https://doi.org/10.5516/NET.02.2013.528> (дата обращения: 19.12.2023).
 66. Evaluation of thermal shock fracture resistance of B₄C/CNT composites with a high-frequency induction-heating furnace / R. S. Maki, M. Fajar, J. Maletaskic [et al.]. — Текст : электронный // Materials Today:

- Proceedings. — 2019. — Vol. 16. — P. 137–143. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2019.05.280> (дата обращения: 19.12.2023).
67. Qualification of Boron Carbide Ceramics for Use in ITER Ports / A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2020. — Vol. 48, nr 6. — P. 1474–1478. — URL: <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2937605> (дата публикации: 09.09.2019).
68. Integration of ITER diagnostic ports at the Budker institute / A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2022. — Vol. 178. — P. 113114. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113114> (дата публикации: 25.03.2022).
69. Progress of the CFETR design / G. Zhuang, G. Li, J. Li [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2019. — Vol. 59, nr 11. — P. 112010. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ab0e27> (дата публикации: 05.06.2019).
70. In situ method for studying stresses in a pulse-heated tungsten plate based on measurements of surface curvature / D. E. Cherepanov, A. S. Arakcheev, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2021. — Vol. 26. — P. 100919. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.100919> (дата публикации: 21.01.2021).
71. In situ study of thermal shock damage to high-temperature ceramics / D. E. Cherepanov, L. N. Vyacheslavov, V. A. Popov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2023. — Vol. 36. — P. 101495. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2023.101495> (дата публикации: 27.08.2023).
72. Испытания покрытий из карбида бора импульсной тепловой нагрузкой, возможной в диверторной зоне токамака ИТЭР / Д. Е. Черепанов, А. В. Бурдаков, Л. Н. Вячеславов [и др.]. — Текст : электронный // Вопросы атомной науки и техники, Серия Термоядерный синтез. — 2024. — Т. 47, № 1. — С. 89–98. — URL: http://vant.iterru.ru/vant_2024_1/8.pdf (дата обращения: 15.04.2024).

73. In-situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER / L. N. Vyacheslavov, A. A. Vasilyev, A. S. Arakcheev [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2021. — Vol. 544. — P. 152669. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152669> (дата публикации: 13.11.2020).
74. Poznyak, I. M. Movement of the Melt Metal Layer under Conditions Typical of Transient Events in ITER / I. M. Poznyak, V. M. Safronov, V. Y. Zybenko. — Текст : электронный // Physics of Atomic Nuclei. — 2017. — Vol. 80, nr 7. — P. 1261—1267. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778817070110> (дата публикации: 10.03.2018).
75. Plasma-Facing Materials Erosion under ITER-Like Transient Loads at QSPA Plasma Gun Facility / N. S. Klimov, V. L. Podkovyrov, A. M. Zhitlukhin [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2014. — Vol. 66, nr 1. — P. 118—124. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-759> (дата публикации: 23.03.2017).
76. High heat flux capabilities of the Magnum-PSI linear plasma device / G. De Temmerman, M. van den Berg, J. Scholten [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2013. — Vol. 88, nr 6. — P. 483—487. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379613004870> (дата публикации: 28.06.2013).
77. Гаррисон, Т. Р. Радиационная пирометрия / Т. Р. Гаррисон ; перевод с английского Е. Т. Антропова [и др.]. — Москва : МИР, 1964. — С. 18—19. — Текст : непосредственный.
78. Howell, J. R. Thermal Radiation Heat Transfer, 5th Edition / J. R. Howell, R. Siegel, M. P. Menguc. — Boca Raton : Taylor & Francis Group, 2010. — 987 p. — ISBN 978-1-4398-9455-2. — Текст : непосредственный.
79. Pon, R. M. Spectral emissivity of tungsten: analytic expressions for the 340-nm to 2.6- μm spectral region / R. M. Pon, J. P. Hessler. — Текст : электронный // Applied Optics. — 1984. — Vol. 23, nr 7. — P. 975—976. — URL: <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-23-7-975> (дата обращения: 19.12.2023).

80. De Vos, J. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon / J. De Vos. — Текст : электронный // *Physica*. — 1954. — Vol. 20, nr 7. — P. 690—714. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(54\)80182-0](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(54)80182-0) (дата обращения: 19.12.2023).
81. ГОСТ Р 8.736-2011. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения прямые многократные. Методы обработки результатов измерений. Основные положения = State system for ensuring the uniformity of measurements. Multiple Direct measurements. Methods of measurement results processing. Main positions : Национальный стандарт Российской Федерации : введен в действие Приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 13 декабря 2011 г. № 1045-ст : введен впервые : дата введения 2013-01-01 / разработан Федеральным государственным унитарным предприятием "Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева". — Москва : Стандартинформ, 2013. — 19 с. — Текст : непосредственный.
82. Рабинович, С. Г. Погрешности измерений / С. Г. Рабинович. — Ленинград : Энергия, 1978. — 262 с. — Текст : непосредственный.
83. Touloukian, Y. S. Thermal Radiative Properties: Metallic Elements and Alloys / Y. S. Touloukian, D. P. DeWitt. — Springer US, 1970. — ISBN 978-1-4757-6835-0. — Текст : непосредственный.
84. ITER-relevant transient heat loads on tungsten exposed to plasma and beryllium / J. H. Yu, R. P. Doerner, T. Dittmar [et al.]. — Текст : электронный // *Physica Scripta*. — 2014. — Vol. 2014, nr T159. — P. 014036. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/2014/T159/014036> (дата публикации: 01.04.2014).
85. Advanced divertor configurations with large flux expansion / V. A. Soukhanovskii, R. E. Bell, A. Diallo [et al.]. — Текст : электронный // *Journal of Nuclear Materials*. — 2013. — Vol. 438. — P. S96—S101. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.015> (дата публикации: 10.01.2013).
86. Polyanin, A. D. Handbook of Linear Partial Differential Equations for engineers and scientists / A. D. Polyanin. — Chapman & Hall/CRC, 2016. — 1643 p. — ISBN 978-1-584-88299-2. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1201/b19056> (дата публикации: 08.01.2016).

87. In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads / A. A. Vasilyev, A. S. Arakcheev, I. A. Bataev [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2017. — Vol. 12. — P. 553—558. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S235217911630117X> (дата публикации: 05.12.2016).
88. On the mechanism of surface-parallel cracks formation under pulsed heat loads / A. S. Arakcheev, S. A. Arakcheev, I. V. Kandaurov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Materials and Energy. — 2019. — Vol. 20. — P. 100677. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100677> (дата публикации: 24.04.2019).
89. Джеррард, А. Введение в матричную оптику / А. Джеррард, Д. М. Бёрч ; перевод с английского А. И. Божкова [и др.]. — Москва : МИР, 1978. — 344 с. — Текст : непосредственный.
90. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Том VII. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. — Москва : Наука. Гл. ред физ.-мат. лит., 1987. — 248 с. — Текст : непосредственный.
91. Боровков, А. А. Математическая статистика / А. А. Боровков. — Москва : Наука. Гл. ред физ.-мат. лит., 1984. — С. 400—407. — Текст : непосредственный.
92. Ковалевский, А. П. Статистические критерии: Учебное пособие / А. П. Ковалевский. — Новосибирск : Новосибирский государственный университет, 2022. — С. 28—30. — Текст : электронный. — URL: https://www.nsu.ru/n/physics-department/departments/doc/ff_statkrit5_2022.pdf (дата обращения: 19.12.2023).
93. Chernoff, H. The Use of Maximum Likelihood Estimates in χ^2 Tests for Goodness of Fit / H. Chernoff, E. L. Lehmann. — Текст : электронный // The Annals of Mathematical Statistics. — 1954. — Vol. 25, nr 3. — P. 579—586. — URL: <https://doi.org/10.1214/aoms/1177728726> (дата обращения: 19.12.2023).
94. Лемешко, Б. Ю. Критерии проверки отклонения распределения от нормального закона: Руководство по применению / Б. Ю. Лемешко. — Новосибирск : Новосибирский государственный технический университет, 2014. — С. 26—31. — Текст : электронный. — URL: <https://ami.nstu.ru/>

- ~headrd/seminar/publik_html/guid_normal_tets.pdf (дата обращения: 19.12.2023).
95. Shapiro, S. S. An analysis of variance test for normality (complete samples) / S. S. Shapiro, M. B. Wilk. — Текст : электронный // *Biometrika*. — 1965. — Vol. 52, nr 3—4. — P. 591—611. — URL: <https://doi.org/10.1093/biomet/52.3-4.591> (дата обращения: 19.12.2023).
 96. Barron, R. F. Bending Thermal Stresses in Plates. Design for Thermal Stresses / R. F. Barron, B. R. Barron. — John Wiley & Sons, Ltd, 2011. — P. 264—316. — ISBN 978-1-118-09318-4. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.1002/9781118093184.ch7> (дата публикации: 02.09.2011).
 97. ASM Handbook Committee. ASM Metals Handbook. Volume 2. Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Special-Purpose Materials / ASM Handbook Committee. — ASM International, 1990. — P. 3470. — ISBN 978-1-62708-162-7. — Текст : непосредственный.
 98. Davis, J. R. Metals Handbook Desk Edition / J. R. Davis. — ASM International, 1998. — ISBN 978-1-62708-199-3. — Текст : электронный. — URL: <https://doi.org/10.31399/asm.hb.mhde2.9781627081993> (дата обращения: 19.12.2023).
 99. Investigation of the Impact on Tungsten of Transient Heat Loads Induced by Laser Irradiation, Electron Beams and Plasma Guns / A. Huber, A. Burdakov, M. Zlobinski [et al.]. — Текст : электронный // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, nr 1T. — P. 197—200. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-A16904> (дата публикации: 10.08.2017).
 100. The Measuring System for the Thomson Scattering Diagnostics of the GOL-3 and GDT Facilities / E. A. Puryga, A. D. Khilchenko, A. N. Kvashnin [et al.]. — Текст : электронный // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2018. — Vol. 61. — P. 796—803. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0020441218060118> (дата публикации: 05.01.2018).
 101. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф ; перевод с английского С. Н. Бреуса [и др.]. — Москва: Наука, 1973. — 720 с. — Текст : непосредственный.

102. Johnson, P. E. Method for Measuring High Temperature Spectral Emissivity of Nonconducting Materials / P. E. Johnson, D. P. DeWitt, R. E. Taylor. — Текст : электронный // AIAA Journal. — 1981. — Vol. 19, nr 1. — P. 113—120. — URL: <https://doi.org/10.2514/3.50929> (дата публикации: 17.05.2012).
103. Hayes, R. J. Determination of the Emissivity of Materials / R. J. Hayes. — (Technical Report PWA-2163 / Pratt and Whitney Aircraft East Hartford). — CT, United States, 1962. — P. 113—120. — Текст : электронный. — URL: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19630008443> (дата обращения: 19.12.2023).
104. Oxidation induced emissivity evolution of silicon carbide based thermal protection materials in hypersonic environments / L. Liu, L. Yang, H. Ma [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Asian Ceramic Societies. — 2021. — Vol. 9, nr 4. — P. 1506—1515. — URL: <https://doi.org/10.1080/21870764.2021.1999559> (дата публикации: 06.11.2021).
105. Temperature-Resolved Infrared Spectral Emissivity of SiC and Pt-10Rh for Temperatures up to 900°C / C. P. Cagan, L. M. Hanssen, M. Noorma [et al.]. — Текст : электронный // International Journal of Thermophysics. — 2007. — Vol. 28. — P. 581—597. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10765-007-0183-1> (дата публикации: 15.05.2007).
106. Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths / M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander [et al.]. — Текст : электронный // Applied Optics. — 1988. — Vol. 27, nr 6. — P. 1203—1209. — URL: <https://doi.org/10.1364/AO.27.001203> (дата обращения: 19.12.2023).
107. Goldstein, R. V. About Compression Fracture / R. V. Goldstein, N. M. Osipenko. — Текст : электронный // Physical Mesomechanics. — 2019. — Vol. 22, nr 6. — P. 439—455. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1029959919060018> (дата публикации: 27.12.2019).
108. Martin, R. J. Time-dependent crack growth in quartz and its application to the creep of rocks / R. J. Martin. — Текст : электронный // Journal of Geophysical Research (1896 – 1977). — 1972. — Vol. 77, nr 8. — P. 1406—1419. — URL: <https://doi.org/10.1029/JB077i008p01406> (дата обращения: 19.12.2023).

109. Properties of boron carbide ceramics made by various methods for use in ITER / A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2019. — Vol. 146. — P. 2007–2010. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.03.088> (дата публикации: 19.03.2019).
110. Self-consistent optical constants of sputter-deposited B₄C thin films / J. I. Larruquert, A. P. Pérez-Marín, S. García-Cortés [et al.]. — Текст : электронный // Journal of the Optical Society of America A. — 2012. — Vol. 29, nr 1. — P. 117–123. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.29.000117> (дата публикации: 22.12.2011).
111. Morell, R. 1 – An introduction for the engineer and designer. Handbook of Properties of Technical and Engineering Ceramics / R. Morell. — London : National Physical Laboratory, 1985. — Текст : непосредственный.
112. McNaughton, A. L. High Temperature Compression Testing of Monolithic Silicon Carbide (SiC) : Masters Thesis / A. L. McNaughton ; The University of Maine. — 2007. — Текст : электронный. — URL: <http://digitalcommons.library.umaine.edu/etd/270> (дата обращения: 19.12.2023).
113. Inomata, Y. Silicon Carbide Ceramics – 1: Fundamental and Solid Reaction / Y. Inomata, S. Sömiya. — Springer, 1991. — 294 p. — ISBN 978-1-851-66560-0. — Текст : непосредственный.
114. Self-consistent optical constants of SiC thin films / J. I. Larruquert, A. P. Pérez-Marín, S. García-Cortés [et al.]. — Текст : электронный // Journal of the Optical Society of America A. — 2011. — Vol. 28, nr 11. — P. 2340–2345. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.28.002340> (дата публикации: 26.10.2011).
115. Plasma Facing Materials for the JET ITER-Like Wall / C. Thomser, V. Bailescu, S. Brezinsek [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2012. — Vol. 62, nr 1. — P. 1–8. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST12-A14103> (дата публикации: 20.03.2017).
116. Plasma-facing components damage and its effects on plasma performance in EAST tokamak / B. Gao, R. Ding, H. Xie [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Engineering and Design. — 2020. — Vol. 156. — P. 111616. —

- URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.111616> (дата публикации: 13.03.2020).
117. Computer-Controlled Detonation Spraying: Flexible Control of the Coating Chemistry and Microstructure / V. Y. Ulianitsky, D. V. Dudina, A. A. Shtertser [et al.]. — Текст : электронный // Metals. — 2019. — Vol. 9, nr 12. — URL: <https://doi.org/10.3390/met9121244> (дата публикации: 20.11.2019).
118. Бинцева, А. А. Плазменное напыление покрытий из порошков карбида бора / А. А. Бинцева, Е. Е. Корниенко, В. И. Кузьмин. — Текст : электронный // Актуальные проблемы в машиностроении. — 2020. — Т. 7, № 1-2. — С. 122—127. — URL: https://elibrary.ru/download/elibrary_42575200_36224038.pdf (дата обращения: 19.12.2023).
119. Electron-Beam Synthesis of Dielectric Coatings Using Forevacuum Plasma Electron Sources (Review) / Y. G. Yushkov, E. M. Oks, A. V. Tyunkov [et al.]. — Текст : электронный // Coatings. — 2022. — Vol. 12, nr 1. — URL: <https://doi.org/10.3390/coatings12010082> (дата публикации: 12.01.2022).

Список рисунков

| | | |
|-----|---|----|
| 1 | Схема удержания плазмы в токамаке (слева) и сечение токамака с расположением дивертора (справа) | 6 |
| 2 | Сравнение важных для термоядерных установок свойств со свойствами вольфрама: Z – среднее зарядовое число, $T_{melt/decomp}$ – температура плавления (B_4C [37, с. 142], ZrB_2 [38, с. 458], TiB_2 [38, с. 456], W [39, с. 606]) или декомпозиции (Ti_3SiC_2 [40, с. 429], SiC [37, с. 138]), T_{max} – максимальная рабочая температура (Ti_3SiC_2 [41, с. 1296], для W ограничивается рекристаллизацией [10, с. 4]), $\chi @ T$ – теплопроводность при температуре T (B_4C [37, с. 140], ZrB_2 [42, с. 1409], TiB_2 [43, с. 718], Ti_3SiC_2 [40, с. 436], W [44, с. 2140], SiC [45]) | 11 |
| 1.1 | Принципиальная схема установки БЕТА | 20 |
| 1.2 | Ход лучей в установке систем регистрации: а) температуры облучаемой поверхности образца; б) эрозии той же поверхности | 21 |
| 1.3 | Схемы систем диагностики для определения пространственной и временной динамики температуры облучаемой поверхности пирометрическим методом, регистрирующие тепловое излучение в разных спектральных диапазонах: а) от 0.4 мкм до 1 мкм; б) от 0.9 мкм до 2.6 мкм | 22 |
| 1.4 | Зависимость температуры ленты T от тока питания I калибровочной лампы СИ-10-300 | 23 |
| 1.5 | а) Пример зависимости мощности электронного пучка установки БЕТА P от времени t ; б) пример пространственного распределения температуры по поверхности образца в конце нагрева | 26 |
| 1.6 | а) Схема системы диагностики для изучения изгиба образца, подвергающегося импульсному тепловому воздействию; б) иллюстрация принципа ее работы | 28 |
| 1.7 | Сечение пучка зеленого лазера, используемого в системе диагностики динамики изгиба, на выходе из источника | 31 |

| | | |
|------|---|----|
| 1.8 | Ошибки измерения кривизны пластины: а) зависимость относительной систематической ошибки определения кривизны $\Theta(R^{-1})/ R^{-1} $ от величины кривизны R^{-1} ; б) ошибка определения кривизны $ R^{-1} - R_{\Delta}^{-1} $ в случае сдвига лазерного пучка относительно оптической оси системы в месте расположения торца световода Δr в зависимости от кривизны R^{-1} | 34 |
| 1.9 | Наглядная иллюстрация процесса определения величины S | 36 |
| 1.10 | Пример обработки экспериментального снимка лазерного профиля: а) исходное изображение; б) после применения однородного фильтра; в) после применения функции Хевисайда | 36 |
| 2.1 | Динамика деформации вольфрамовой пластины в случае импульсного нагрева ее поверхности | 38 |
| 2.2 | Иллюстрации видов дислокации: а) <i>краевая</i> дислокация; б) <i>винтовая</i> дислокация | 39 |
| 2.3 | Фото образца в виде полированной до зеркального блеска вольфрамовой пластины, закрепленной в мишенедержателе установки БЕТА | 42 |
| 2.4 | Профиль пластины, рассматриваемый при оценке (нагретая область выделена красным) | 43 |
| 2.5 | Стержень, рассматриваемый в рамках первичной оценки | 44 |
| 2.6 | Экспериментально зарегистрированная динамика изгиба вольфрамовой пластины: зависимость кривизны поверхности пластины, обратной к облучаемой, R^{-1} (синяя линия) от времени t (слева) и зависимость температуры облучаемой поверхности T , измеренной во время эксперимента (сплошная красная линия), а также рассчитанной из токовых измерений (пунктирная оранжевая линия, расчет предоставлен Поповым В. А.) от времени t (справа). Положительные значения кривизны R^{-1} соответствуют выпуклой облучаемой поверхности. Логарифмический масштаб по времени для $t > 1$ мс | 46 |

- 2.7 Зависимость остаточной кривизны пластины R^{-1} от номера термического удара для образцов с размерами $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$ в случае нескольких импульсов нагрева одинаковой мощности и длительности: а) случай растрескивания поверхности после 5 импульсов нагрева; б) результат облучения электронным пучком одной длительности и мощности сто раз 48
- 2.8 Зависимость остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , достигнутой в ходе импульсного нагрева, для образца с размерами $25 \times 25 \times 4 \text{ мм}^3$ 51
- 2.9 Профилограмма области $8 \times 8 \text{ мм}^2$ на поверхности вольфрамовой пластины, обратной к облучаемой, после эксперимента, результаты которого продемонстрированы на рисунке 2.8. Ширина на полувысоте лазерного пучка на обратной поверхности пластины составляет $\sim 6 \text{ мм}$ 51
- 2.10 Распределения температуры по поверхности вольфрама в момент максимального нагрева до (слева) и после растрескивания (справа), полученные с помощью камеры пирометрической системы диагностики в ходе эксперимента, результаты которого показаны на рисунке 2.7а 52
- 2.11 Момент появления трещин на поверхности образца, зарегистрированный с использованием систем диагностики модификации облучаемой поверхности и изгиба образца 53
- 2.12 Зависимость остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , достигнутой в ходе импульсного нагрева, для образцов с размерами $25 \times 25 \times 2 \text{ мм}^3$ для случаев импульсного нагрева разной длительности: а) длительность 1 мс; б) длительность 0.15 мс 53
- 2.13 Представление вольфрамовой пластины в модели 56
- 2.14 Зависимости остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , полученные в ходе экспериментов и теоретического моделирования, для образцов с размерами $25 \times 25 \times 2 \text{ мм}^3$ 57

- 2.15 Зависимости остаточной кривизны пластины R^{-1} от максимальной температуры T_{max} , полученных в ходе экспериментов и теоретического моделирования, для образца с размерами $25 \times 25 \times 4$ мм³. Сверху указаны смоделированные максимальные значения остаточных напряжений σ_{max} , диапазон предельных растягивающих напряжений из справочных данных отмечен красной прямой 58
- 2.16 Экспериментально зарегистрированное распределение температуры T по поверхности вольфрамовой пластины в конце нагрева для круглых точек из рисунка 2.15, выделенных красным овалом, а также распределение остаточных напряжений σ , полученное в ходе моделирования 59
- 2.17 Сравнение зависимости остаточного изгиба R^{-1} и относительного изменения рассеиваемого облучаемой поверхностью образца лазерного излучения с длиной волны 532 нм I_s от максимальной температуры облучаемой поверхности T_{max} для эксперимента с рисунка 2.8 61
- 3.1 Схема фотографирования пространственного профиля лазерного излучения 63
- 3.2 а) Исходный пространственный профиль лазерного излучения без линзы и рассеивателя; б) Лазерный профиль в случае применения дифракционного рассеивателя и линзы 64
- 3.3 Схема регистрации динамики лазерного излучения в двух точках . . 65
- 3.4 а) Исходная динамика лазерного излучения в двух точках; б) Динамика лазерного излучения в двух точках при применении дифракционного рассеивателя 66
- 3.5 Поведение сигнала, снимаемого с ИК фотодиода, в случае слишком большой интенсивности регистрируемого излучения. U_{ir} – напряжение, снимаемое с ИК фотодиода, U_{apd} – напряжение, снимаемое с лавинного фотодиода 67

- 3.6 а) Верх: сигнал U_{ir} , регистрируемый с помощью ИК фотодиода системы регистрации динамики плотности мощности лазерного излучения (голубой), в сравнении с сигналом U_{apd} , записанным с помощью лавинного фотодиода (красный); низ: фурье-спектр сигналов; б) зависимость интеграла напряжения по времени для проверяемого ИК фотодиода J_{ir} от аналогичного интеграла J_{apd} (красным показана прямая, вписанная методом наименьших квадратов) 68
- 3.7 Схема *in situ* системы диагностики динамики плотности мощности лазерного излучения, а также расположение оптических элементов и приборов, используемых для калибровки 70
- 3.8 Схема системы диагностики теплового излучения поверхности образца 71
- 3.9 Частотная характеристика ИК детектора пирометрической системы диагностики: а) зависимость отклонения в усилении сигнала ИК детектора ΔG от частоты f (взято из документации Thorlabs PDA10DT); б) верх: сигнал U_{pda} , регистрируемый с помощью ИК детектора пирометрической системы диагностики (голубой), в сравнении с сигналом U_{apd} , записанным с помощью лавинного фотодиода С30659Е (красный); низ: спектры сигналов 73
- 3.10 Сравнение динамики температуры поверхности вольфрама, определенной согласно показаниям ИК детектора Thorlabs PDA10DT, с теоретически рассчитанной из динамики поглощенной поверхностной плотностью мощности W_s при лазерном нагреве (стадия нагрева, расчет предоставлен Поповым В. А.) 73
- 3.11 Сравнение временного хода значения интеграла F_U для лавинного фотодиода, регистрирующего лазер (синий), с корнем четвертой степени сигнала ИК детектора пирометрической системы диагностики $U_{pda}^{\frac{1}{4}}$ (красный) в случае, когда он регистрирует тепловое излучение В₄С. Пунктиром отмечены средние линии F_U (синий) и $U_{pda}^{\frac{1}{4}}$ (красный) 75
- 3.12 Схема *in situ* системы диагностики динамики повреждения облучаемой поверхности образца 76

- 3.13 а) Верх: динамика температуры поверхности T для В₄С; низ: изменение сигнала с системы диагностики рассеяния зеленого лазера $U - U_0$ относительно U_0 (средний уровень сигнала для $t < 0$ мс) с выключенным зеленым лазером; б) верх: результат коррекции сигнала системы диагностики лазерного рассеяния. Низ: зависимость $\Delta U/U_0$ от температуры T (синий) и линейная аппроксимация (красный). При $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени 77
- 3.14 Гистограмма $U - U_0$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle U - U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle U - U_0 \rangle}$), для результата, показанного на рисунке 3.13а 77
- 3.15 Слева направо: гистограмма $\Delta U/U_0$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$) для -0.4 мс $< t < 0$ мс, гистограмма $\Delta U/U_0$ для 5 мс $< t < 10$ мс и гистограмма сигнала после коррекции $\Delta U_c/U_0$ для 0 мс $< t < 5$ мс для данных, показанных на рисунке 3.13б 79
- 4.1 а) Изображение образца из хрупкого материала; б) иллюстрация процесса эрозии при термическом ударе 81
- 4.2 Поверхность образца из карбида бора, подготовленная к проведению экспериментов: а) изображение, полученное с помощью СЭМ; б) результат оптической профилометрии 84
- 4.3 Распределение температуры по поверхности В₄С в момент максимального нагрева 85
- 4.4 Проверка зависимости 4.6 по экспериментальным данным для образца из горячепрессованного В₄С: а) зависимость температуры поверхности T от значения F_{hf} (красная прямая вписана методом наименьших квадратов, черный квадрат соответствует комнатной температуре, при которой образец находился перед облучением); б) сравнение значения коэффициента A (формула 4.5), определенного по экспериментальным данным, с рассчитанным из справочных данных (данные C_1 взяты из [37], данные C_2 взяты из [111]) 87

- 4.5 Результат облучения полированного образца из В₄С (нагрев до температуры ниже порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени 88
- 4.6 СЭМ-изображения поверхности В₄С до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.5 89
- 4.7 Гистограмма $\Delta U/U_0 \cdot 100\%$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$), для результата, показанного на рисунке 4.5 89
- 4.8 Результат облучения полированного образца из В₄С (нагрев до температуры выше порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени 90
- 4.9 СЭМ-изображения поверхности В₄С до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.8 91
- 4.10 Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из В₄С лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от температуры поверхности T для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева 93
- 4.11 Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из В₄С лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от параметра потока тепла F_{hf} для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева 93

- 4.12 Результат облучения полированного образца из В₄С (нагрев до температуры выше порога плавления): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени 94
- 4.13 СЭМ-изображения поверхности В₄С до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.12 95
- 4.14 Поверхность образца из карбида бора, подготовленная к проведению экспериментов: а) изображение, полученное с помощью СЭМ; б) результат оптической профилометрии 96
- 4.15 Проверка зависимости 4.6 по экспериментальным данным для образца из горячепрессованного SiC: а) зависимость температуры поверхности T от значения F_{hf} . Прямые вписаны методом наименьших квадратов (черный квадрат соответствует комнатной температуре, при которой образец находился перед облучением); б) сравнение значения коэффициента A (уравнение 4.5), определенного по экспериментальным данным, с рассчитанным из справочных данных (данные C_3 взяты из [37], данные C_4 взяты из [45]) 97
- 4.16 Результат облучения полированного образца из SiC (нагрев до температуры ниже порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени 99
- 4.17 СЭМ-изображения поверхности SiC до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.16 99
- 4.18 Гистограмма $\Delta U/U_0 \cdot 100\%$ и нормальное распределение $N(\mu, \sigma^2)$ (где $\mu = \langle \Delta U/U_0 \rangle$, $\sigma = S_{\langle \Delta U/U_0 \rangle}$), для результата, показанного на рисунке 4.16 100

- 4.19 Результат облучения полированного образца из SiC (нагрев до температуры выше порога выкрашивания): временная зависимость относительного изменения рассеиваемого 532-нм лазерного излучения $\Delta U/U_0$ (зеленый, раздел 3.5), температуры поверхности T (красный, раздел 3.4) и плотности мощности ИК-лазера W_s (пурпурный, раздел 3.3). Для $t \geq 1$ мс логарифмический масштаб по времени 101
- 4.20 СЭМ-изображения поверхности SiC до (а) и после облучения (а) в ходе эксперимента, *in situ* данные для которого показаны на рисунке 4.19 101
- 4.21 СЭМ-изображения поверхности SiC до (а) и после облучения (б) в ходе эксперимента, в котором за импульс поверхность разогрелась до температуры $T_{max} \approx 1800 \pm 90$ К 102
- 4.22 Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из SiC лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от температуры поверхности T для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева 103
- 4.23 Зависимость относительного изменения диффузно рассеиваемого поверхностью образца из SiC лазерного излучения с длиной волны 532 нм $\Delta U/U_0$ от параметра потока тепла F_{hf} для нескольких экспериментальных серий на стадии нагрева 103
- 4.24 Параметры потока тепла F_{hf} , ограничивающие применение карбида бора и карбида кремния в термоядерной установке, в сравнении с пороговыми параметрами потока тепла растрескивания вольфрама и бериллия, также являющимися ограничивающими факторами применения данных материалов в качестве ОПК. Работа А [23], работа Б [73], работа В [56] 105
- 4.25 Фотографии вольфрамовых образцов с покрытиями из карбида бора, нанесенными тремя методами: а) детонационное напыление; б) атмосферное плазменное напыление; в) электронно-лучевой синтез 107
- 4.26 СЭМ-изображения поверхности образца ДН В₄С до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 1600 \pm 100$ К с $F_{hf} \approx 4 - 4.4$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}, а также до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 2200 - 2300$ К с $F_{hf} \approx 9 - 11$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} 109

- 4.27 СЭМ-изображения поверхности образца ДН В₄С до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \gtrsim 2250$ К с $F_{hf} \approx 12 - 18$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}; и СЭМ-изображения поверхности образца АПН В₄С до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 1300 - 1500$ К с $F_{hf} \approx 2 - 3$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} . . . 109
- 4.28 СЭМ-изображения поверхности образца АПН В₄С до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 2000 - 2150$ К с $F_{hf} \approx 7 - 9.5$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}; а также до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \approx 2150 \pm 110$ К с $F_{hf} \approx 10.5 \pm 0.6$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} 110
- 4.29 СЭМ-изображения поверхности образца АПН В₄С до (а) и после (б) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \gtrsim 2300$ К с $F_{hf} \approx 19 - 21$ МДж·м⁻²·с^{-0.5}; и СЭМ-изображения поверхности образца ЭЛС В₄С до (в) и после (г) импульсного нагрева до температуры $T_{max} \lesssim 600 - 800$ К с $F_{hf} \approx 3 - 4$ МДж·м⁻²·с^{-0.5} 111
- 4.30 Результаты испытания покрытий из В₄С: а) значения температур T , соответствующие процессам эрозии поверхности покрытий из В₄С, и сравнение рассмотренных покрытий с монокристаллическим горячепрессованным карбидом бора (ГП В₄С); б) полученные в ходе экспериментов значения параметра потока тепла F_{hf} , соответствующие процессам эрозии поверхности покрытий из В₄С, и сравнение с ГП В₄С, вольфрамом W [23; 73] и бериллием Be [56] . 112

Список таблиц

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Параметры камер пирометрической системы диагностики | 23 |
| 1.2 | Параметры фотодиодов пирометрической системы диагностики . . . | 23 |
| 4.1 | Термомеханические свойства B_4C , использованные при оценках . . . | 85 |
| 4.2 | Термомеханические свойства SiC , использованные при оценках . . . | 96 |