

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Дистанционное измерение распределения температуры на поверхности твёрдых тел при воздействии мощного лазерного излучения

П.В. Зинин, К.М. Булатов, А.А. Быков, Ю.В. Мантрова, И.Б. Кутуза

Представлен обзор последних результатов по применению гиперспектральных изображений для получения распределения температуры и коэффициента излучения на поверхности твёрдых тел при лазерном нагреве в ячейках высокого давления. В 2016 г. было предложено использовать двойной акустооптический фильтр, позволяющий получать большой набор экспериментальных точек на кривой Планка для достижения высокой точности определения температуры. Использование акустооптического фильтра также позволяет визуализировать распределение интенсивности инфракрасного лазерного излучения, изучать процессы плавления и измерять теплопроводность металлов при высоких давлениях и температурах.

Ключевые слова: лазерный нагрев, распределение температуры, высокие давления, коэффициент излучения, тепловое излучение, фазовые переходы, ячейки высокого давления

PACS numbers: 07.35.+k, 07.60.-j, 42.79.Jq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.05.038996>

Содержание

1. Введение (913).
 2. Лазерный нагрев в ячейках высокого давления (914).
 3. Гиперспектральная акустооптическая фильтрация для определения температуры с использованием акустооптического фильтра (915).
 4. Определение температуры методом наименьших квадратов на основании закона Планка (917).
 5. Гиперспектральная визуализация для измерения распределения температуры материалов при высоких температурах и давлениях (918).
 6. Использование однокристалльного акустооптического фильтра для измерения распределения температуры нагретого тела (919).
 7. Измерение распределения коэффициента теплового излучения материалов (920).
 8. Двумерное распределение интенсивности лазерного пучка на поверхности образца (921).
 9. Определение температуры плавления твёрдых тел с помощью визуализирующего акустооптического фильтра (922).
 10. Заключение (924).
- Список литературы (924).

1. Введение

Поведение вещества в экстремальных условиях (высокие давления и температуры) представляет интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований [1–5]. Анализ поведения минералов при высоких давлениях и температурах позволяет определить внутреннюю структуру Земли, моделировать извержения вулканов, изучать круговорот воды в мантии, а также механизм движения тектонических плит [6–8]. В настоящее время лазерный нагрев (LH — Laser Heating) в ячейках высокого давления с алмазными наковальнями (DAC — Diamond Anvil Cell) является единственным экспериментальным методом создания статических экстремальных давлений до 600 ГПа [9] и температур до 6000 К [10], поэтому он находит широкое применение в исследованиях фазовых переходов [11–14] и для синтеза новых сверхтвёрдых материалов [15–17]. В 2016 г. были опубликованы данные экспериментов в ячейке высокого давления с алмазными наковальнями с вложенной нанокристаллической сферой, где по оценкам давление между сферой и алмазом составляло 1 ТПа [18]. Использование ячейки высокого давления с тороидальными алмазными наковальнями позволяет достичь давления 585 ГПа в центре такой наковальни [19]. Эксперименты в области сверхвысоких давлений носят единичный характер, и достижение давлений выше 400 ГПа является предметом интенсивной научной дискуссии [20]. Работы, в которых были получены сверхвысокие температуры (> 4000 К) в ячейках высокого давления, также являются единичными. Так, в результате нагрева железа при 377 ГПа была достигнута температура 5700 К, близкая к температуре внутреннего ядра Земли [10]. Описание экспериментов по

П.В. Зинин, К.М. Булатов, А.А. Быков,
Ю.В. Мантрова, И.Б. Кутуза^(а)
Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова 15, 117342 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(а) kutuza@mail.ru

Статья поступила 1 апреля 2021 г.,
после доработки 18 мая 2021 г.

нагреву силикатного перовскита до 5257 К можно найти в работе [21].

К числу последних ярких успехов, достигнутых с использованием лазерного нагрева в ячейках высокого давления, можно отнести получение высокотемпературной сверхпроводимости в гидридах металлов [22, 23]. Дальнейший прогресс в физике высоких давлений и физике Земли тесно связан с развитием как методов осуществления самой процедуры лазерного нагрева, так и методов диагностики нагретых тел, в частности, с разработкой средств и методов измерения распределения температуры в ячейках с алмазными наковальнями.

Лазерный нагрев происходит за счёт поглощения инфракрасного (ИК) лазерного излучения в образце, находящемся в ячейке высокого давления, после прохождения через один из алмазов наковальни, который является прозрачным для излучения лазера. В 1968 г. Таро Такахаши и Уильям Бассет наблюдали фазовый переход в графите при лазерном нагреве в условиях высоких давлений [24]. Первые результаты с использованием лазерного нагрева были опубликованы в 1974 г. [25]. В настоящее время метод лазерного нагрева в ячейках высокого давления является одним из основных инструментов в арсенале физики высоких давлений [11, 26]. При лазерном нагреве определение температуры на поверхности образца проводится путём измерения интенсивности теплового излучения, испускаемого образцом. Спектр теплового излучения обычно измеряется спектрометром в диапазоне 600–800 нм [27]. Последующая подгонка измеренного спектра и теоретической кривой теплового излучения (закон Планка) позволяет определить температуру образца при лазерном нагреве [28].

К сожалению, распределение температуры по области нагрева, освещаемой лазерным пучком, очень неоднородно, а стандартный метод определения температуры в образце даёт температуру, усреднённую по пятну нагрева [26, 29, 30]. Вопрос измерения распределения температуры и создания равномерного нагрева в ячейках высокого давления стал особенно актуален в связи с разработкой новых методов определения скоростей акустических волн в твёрдых телах при высоких давлениях и температурах [31, 32]. Для измерения распределения температуры на поверхности нагретого образца, находящегося в ячейке высокого давления, Кэмпбелл [33] разработал мультиспектральный метод, в котором двумерное (2D) температурное картирование образца при лазерном нагреве в ячейках высокого давления выполняется путём одновременной обработки четырёх изображений, полученных в узких спектральных полосах в видимом и ближнем ИК-диапазонах в один и тот же момент времени.

Основная проблема этого метода заключается в том, что четырёх экспериментальных точек ($n = 4$) недостаточно для определения двух параметров ($p = 2$): температуры (T) и коэффициента излучения (ϵ), описывающих кривую Планка, с необходимой точностью [34]. Экспериментальная статистическая погрешность или доверительный контур для p параметров при подгонке по n точкам с использованием нелинейной регрессии пропорциональна $p/(n-p)F(p, (n-p), (1-\alpha))$, где F — коэффициент распределения Фишера, а $(1-\alpha)$ — значение выбранной доверительной вероятности [35]. Значение статистической погрешности резко уменьшается с увеличением разности $n-p$. В четырёхволновой системе Кэмпбелла $n-p = 2$, и это означает, что статистическая оцен-

ка ошибки определения температуры основывается только на двух измерениях; последнее сильно ограничивает точность измерения температуры. Ещё одним недостатком данной системы является сложность юстировки оптической системы, состоящей из четырёх видеокамер, в которой необходимо достичь точного совпадения изображений на всех камерах. Видимо, из-за указанных причин такой метод не получил широкого распространения в установках лазерного нагрева в ячейках высокого давления [36, 37].

Системы на основе механически переключаемых спектральных фильтров [38], регистрирующих изображения, не позволяют оперативно получать данные, а небольшое количество регистрируемых спектральных точек ограничивает точность определения температуры. Кафнер и Нугент предложили совместить дифракционный спектрометр и видеокамеру для измерения радиального профиля температуры в нагретом лазером пятне внутри ячейки [29, 39]. Этот метод, получивший название "метод пикового масштабирования", заключается в том, что распределение температуры определяется с помощью двух измерений. Сначала с помощью дифракционного спектрометра измеряется средняя температура T_{av} области нагрева. В дальнейшем, используя измеренную в эксперименте (линейную) зависимость температуры в максимуме T_{max} от T_{av} , можно получить температуру в максимуме нагрева T_{max} . Далее производится съёмка нагретой области образца на фиксированной длине волны. Если считать, что максимум интенсивности полученного монотонного изображения соответствует максимуму температуры T_{max} , то градиент температуры на поверхности образца можно получить, используя масштабирование по закону Планка. В данном методе температура в каждой точке поверхности определяется лишь по одному измерению, что приводит к малой точности измерений. К тому же описанный метод не учитывает зависимость коэффициента излучения от температуры.

В 2016 г. был предложен принципиально новый метод измерения двумерного распределения температуры поверхности светящегося тела. Распределение температуры вольфрамовой нити накала, нагреваемой постоянным током от стабилизированного источника тока, устанавливается с помощью двойного акустооптического (АО) фильтра изображений [40]. Устройства такого типа отличаются высоким спектральным разрешением, достаточно широкий диапазон перестройки по спектру, произвольная спектральная адресация, высокое качество изображения, высокое быстродействие, отсутствие подвижных элементов [41]. Главное, что в указанном методе температура в каждой точке нагретого лазером тела определяется по большому набору экспериментальных точек на кривой Планка. Это обеспечивает высокую точность измерения температуры [42]. Цель настоящего обзора — представить последние результаты по применению акустооптической видеоспектрометрии для изучения процессов, происходящих при высоких давлениях и температурах.

2. Лазерный нагрев в ячейках высокого давления

Для исследования вещества, находящегося в условиях высоких статических давлений, используются ячейки высокого давления с алмазными наковальнями. Разра-

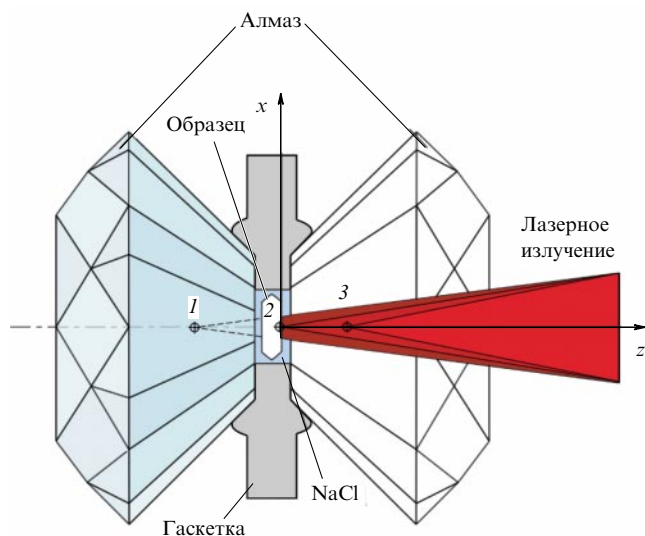


Рис. 1. Схематическое изображение лазерного нагрева в ячейке высокого давления с алмазными наковальнями, цифрами 1, 2, 3 обозначены возможные точки фокусировки лазерного излучения при нагреве. 1 — оптимальная точка фокусировки, 2 — при фокусировке область нагрева минимальна, нагрев сильно неравномерный, 3 — этот вариант опасен тем, что концентрирование высокой энергии вследствие фокусировки внутри алмазной наковальни может привести к её повреждению.

ботанные ещё в конце 1950-х, ячейки представляют собой уникальное экспериментальное оборудование для исследований вещества при высоких давлениях [43, 44]. Образцы, помещаемые в такие ячейки, обычно имеют диаметр 10–50 мкм и толщину 5–20 мкм в диапазоне изменения давлений до 1 Мбар (рис. 1). Они закладываются в отверстие, сделанное в специально приготовленной пластинке из стали или титана, называемой гасеткой. До закладки проводят предварительную подготовку. В гасетке создаётся углубление путём сдавливания алмазов. Для давлений меньше 100 ГПа толщина стали в месте углубления не превышает 40 мкм. Затем внутри углубления просверливается отверстие диаметром порядка 100 мкм. Это отверстие является камерой, куда закладывается образец и где образец подвергается воздействию высоких давлений. В камеру рядом с образцом загружаются два маленьких образца из рубина Al_2O_3 . Они используются в качестве датчиков давления. Давление можно определить по сдвигу флуоресцентной линии рубина [45, 46]. Размеры углубления и отверстия зависят от величины давления, которое планируется создать в образце [47]. Давление создаётся путём сдавливания алмазов тремя или четырьмя винтами. Аппарат с алмазными наковальнями способен создавать рабочее давление более 600 ГПа (6 Мбар) [9], что в полтора раза выше давления в центре Земли (3,6 Мбар). Алмазные наковальни слабо поглощают электромагнитное излучение в широком диапазоне энергий, включая оптическую и ИК-области спектра, и практически прозрачны для рентгеновских лучей. Эти особенности превращают ячейки высокого давления с алмазными наковальнями в уникальный инструмент для изучения минеральных фаз глубоких недр Земли, а также для исследований фазовых переходов в материалах при высоких давлениях [11].

Для изучения свойств минералов в условиях, близких к условиям мантии или ядра Земли, и для изучения фа-

зовых переходов в минералах и функциональных материалах образцы должны находиться также и при высоких температурах. Нагревание образца проводят сфокусированным пучком ИК-лазера с длиной волны 1,064 мкм (Nd:YAG-лазер) мощностью 10–100 Вт (см. рис. 1). Измерение температуры образца производится, как правило, путём регистрации и анализа спектра теплового излучения, испускаемого нагретым образцом. Освещение образца и регистрация теплового излучения осуществляются через один из двух алмазов, используемых для сдавливания, прозрачных для излучения лазера. Последующее сравнение измеренного спектра и теоретической кривой теплового излучения Планка позволяет определить температуру в образце [48]. Для уменьшения градиента температуры внутри образца в установках, работающих, к примеру, на синхротронах, нагрев осуществляется с двух сторон [26]. Диаметр лазерного пучка на поверхности образца не превышает 25 мкм [49].

3. Гиперспектральная акустооптическая фильтрация для определения температуры с использованием акустооптического фильтра

В Научно-технологическом центре уникального приборостроения (НТЦ УП РАН) был разработан новый метод и создана установка для измерения пространственного распределения температуры на поверхности образцов, находящихся при высоких давлениях (вплоть до 100 ГПа) и нагреваемых лазером высокой мощности (200 Вт). Основным новшеством разработанного метода и установки является использование двойного перестраиваемого АО-фильтра, состоящего из двух сопряжённых АО-кристаллов (4 и 6 на рис. 2), собранных в единую систему с видеокамерой высокого разрешения [40]. Принципиальная схема двойного АО-фильтра представлена на рис. 2. АО-фильтр позволяет регистрировать изображения нагретой области на разных длинах волн в диапазоне 650–1000 нм с шагом 10 нм [41, 50]. Одинарные перестраиваемые АО-фильтры, а также другие спектральные элементы уже используются для одиночных измерений температуры [51, 52]. Детальное описание портативного АО-видеоспектрометра, в котором реализуется такой подход, можно найти в работе [53].

Определение пространственного распределения температуры объекта $T(x, y)$ осуществляется путём аппроксимации в каждом пикселе по методу наименьших квадратов измеренной зависимости $I(x, y, \lambda)$ кривой Планка

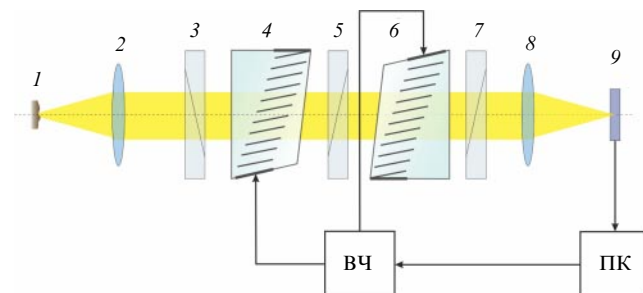


Рис. 2. Схема двойного АО-фильтра: 1 — исследуемый объект, 2 — микрообъектив, 3, 5, 7 — скрещённые поляризаторы, 4, 6 — сопряжённые АО-ячейки, 8 — объектив, 9 — матричный приёмник излучения, ВЧ — высокочастотный сигнал, ПК — персональный компьютер.

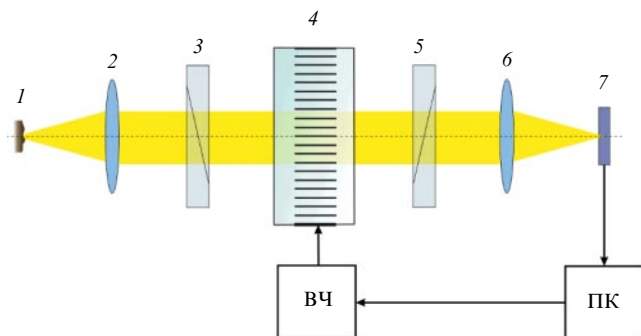


Рис. 3. Схема установки для измерения пространственного распределения температуры микрообъектов: 1 — исследуемый объект, 2 — микрообъектив, 3, 5 — скрещённые поляризаторы, 4 — АО-ячейка, 6 — объектив, 7 — матричный приёмник излучения, ВЧ — высокочастотный сигнал, ПК — персональный компьютер.

[54]. Интенсивность каждой точки спектрального изображения пропорциональна интенсивности излучения соответствующей точки нагретого тела. Набор спектральных изображений, полученных в диапазоне 650–750 нм, позволяет вычислить зависимость интенсивности излучения каждой точки нагретого объекта от длины волны. Распределение температуры и излучательной способности поверхности нагретого тела получается путём подгонки экспериментальной спектральной зависимости интенсивности излучения в каждой точке нагретого объекта к распределению Планка с использованием метода наименьших квадратов.

Каждый АО-фильтр — это твердотельный спектральный полосовой фильтр, работающий по принципу АО-анизотропной дифракции в двулучепреломляющем кристалле [55, 56]. АО-фильтр обычно состоит из АО-ячейки и пары скрещённых поляризаторов (3 и 5) (рис. 3). АО-фильтр представляет собой кристалл TeO_2 , к которому присоединён пьезоэлектрический преобразователь. К противоположной стороне кристалла прикреплён поглотитель ультразвука. В ответ на поступление колебательного радиочастотного электрического сигнала преобразователь генерирует высокочастотную (ВЧ) колебательную (акустическую) волну, которая распространяется в кристалле. За счёт упругооптического эффекта распространяющаяся волна вызывает изменение показателя преломления кристалла с периодом, соответствующим периоду распространяющейся акустической волны. Для распространяющегося по кристаллу света такая структура, созданная акустической волной, представляет собой движущуюся объёмную фазовую дифракционную решётку. Эффективная брэгговская АО-дифракция может иметь место только тогда, когда выполняется условие согласования световых волн [56].

В установке используется двойной АО-фильтр изображений, состоящий из двух АО-ячеек [41]. АО-фильтр был разработан и собран в виде отдельного устройства спектральной визуализации, управляемого компьютером (см. рис. 2). Его основными параметрами являются: диапазон акустических частот 42–79 МГц, диапазон перестройки 650–1100 нм; спектральное разрешение $\delta\lambda = 1,5$ нм (при $\lambda = 780$ нм); пространственное разрешение 500×500 разрешаемых элементов; поле зрения $3^\circ \times 3^\circ$; диаметр входного зрачка 8 мм и остаточные пространственные искажения менее 0,1% поля зрения во всём спектральном диапазоне. Фотографии реально дейст-

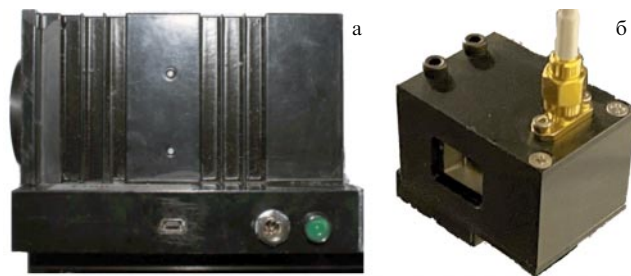


Рис. 4. Фотографии акустооптических фильтров: (а) двойной АО-фильтр, размер прибора $130 \times 80 \times 50$ мм, диаметр входного и выходного отверстия 8 мм, рабочий ток 0,7–1,1 А, напряжение питания 6 В; (б) одиночный АО-фильтр, разработанный в НТЦ УП РАН.



Рис. 5. Фотография установки для лазерного нагрева веществ в ячейках высокого давления.

вующих одиночного и двойного АО-фильтров, разработанных в НТЦ УП РАН, представлены на рис. 4.

Фотография и схема установки лазерного нагрева в ячейках высокого давления представлены на рис. 5 и 6 соответственно. Установка состоит из системы крепления ячейки высокого давления с возможностью дистанционного перемещения образца во время эксперимента с лазерным нагревом, оптической системы для получения изображения образца, находящегося внутри ячейки высокого давления, системы управления лучом мощного лазера для нагрева образца, системы измерения распределения температуры на образце, находящемся внутри ячейки высокого давления, во время лазерного нагрева (см. рис. 6).

Ячейка высокого давления устанавливается на трёхкоординатном микрометрическом моторизованном столике. Микрометрический столик позволяет перемещать образец с шагом 1,25 мкм в диапазоне 10–100 мкм, что даёт возможность достаточно точно фокусироваться на образце. Для нагрева образца используется иттербиевый волоконный лазер с длиной волны 1064 нм. Лазерное излучение, выходя из коллиматора лазера, попадает на два зеркала (3_1 и 3_2), которые позволяют точно управлять лучом в пространстве и точно вводить излучение в объектив π -Shaper.

Энергия на выходе из коллиматора лазера имеет гауссово распределение, но после прохождения объектива

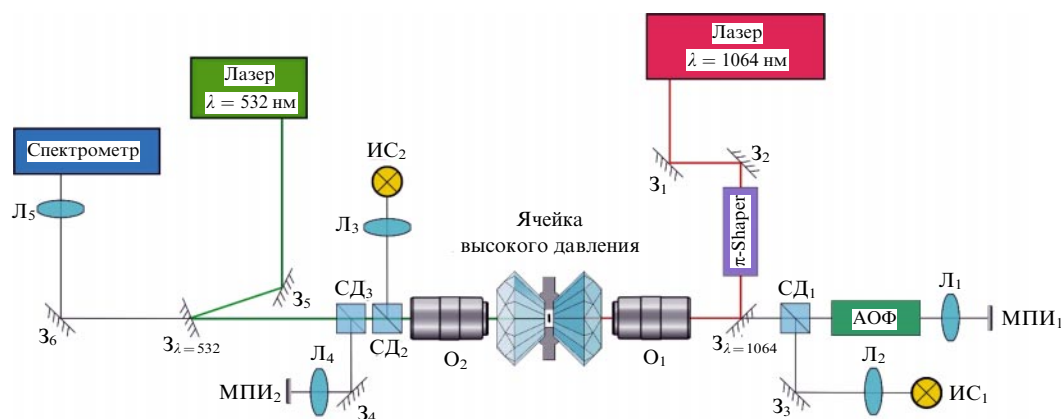


Рис. 6. Схема установки лазерного нагрева в ячейках высокого давления (см. пояснения в тексте).

π -Shaper распределение энергии в лазерном пятне становится более равномерным. После объектива π -Shaper установлено зеркало (3_2), отражающее излучение с длиной волны 1064 нм в объектив ($O_1, \times 20$), в фокусе которого находится образец. Образец подвергается нагреву ИК-излучением. Излучение, исходящее от образца, собирается тем же объективом ($O_1, \times 20$) и попадает в акустооптический фильтр (АОФ). Прошедшее через монохроматор (АОФ) излучение фокусируется линзой (L_1) на матрицу видекамеры (МПИ, матричный приёмник излучения). Лазерное излучение с высокой эффективностью обрезается специальным узкополосным фильтром ($3_{\lambda=1064}$). Для увеличения интенсивности оптического сигнала оптические ветви с подсветкой во время проведения экспериментов отключаются посредством сдвига светоделителей ($СД_1, СД_2$). Для контроля давления в камере ячейки высокого давления в схеме установлен лазер с длиной волны 532 нм. Излучение лазера фокусируется на индикаторе давления — сферической частице рубина размером 1–3 мкм. Флуоресценция сферической частицы рубина регистрируется спектрометром, и на основе полученных данных о положении пика флуоресценции рубина рассчитывается давление в ячейке.

4. Определение температуры методом наименьших квадратов на основании закона Планка

Используемый в работе узкий диапазон длин волн (740–800 нм) позволяет работать в рамках модели излучения "серого тела", что подразумевает независимость коэффициента теплового излучения от его длины волны [57]. Традиционно расчёт температур и коэффициента теплового излучения проводится через сравнение данных спектральных измерений с кривой Планка. В рамках модели серого тела закон Планка имеет вид [58]

$$I(\lambda, T) = \varepsilon g(T, \lambda), \quad g(T, \lambda) = \frac{c_1}{\lambda^5 [\exp(c_2/\lambda T) - 1]}, \quad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ — спектральная интенсивность, ε — коэффициент теплового излучения нагретого объекта, λ — длина волны, T — температура, c_1 и c_2 — физические константы.

Цифровая обработка спектральных изображений исследуемых образцов заключается в измерении интенсивности спектрального излучения в каждом пикселе мультиспектральных изображений с последующим определением температуры и коэффициента теплового излучения методом наименьших квадратов [59]. Калибровка оптической системы проводилась по изображениям сертифицированной вольфрамовой лампы накаливания при температуре 1700 К [34]. Радиометрический источник питания обеспечивал очень точный и воспроизводимый ток лампы и постоянное излучение. Лампа с известной температурой помещалась в фокус оптической системы в положение, обычно занимаемое образцом.

Метод определения температуры по экспериментальным данным для $I(\lambda)$ состоит в том, чтобы найти такие значения T_0 и ε_0 , при которых сумма квадратов отклонений экспериментальных значений интенсивности $I(\lambda_i)$ от соответствующих теоретических значений,

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) - \varepsilon g(\lambda_i, T)]^2, \quad (2)$$

имеет минимум (двумерная нелинейная минимизация). В выражении (2) N — число измерений. Вычисления на основе экспериментальных данных показали, что поиск глобального минимума функции $S(T, \varepsilon)$ требует значительных затрат машинного времени и сильно зависит от правильного выбора начальных значений параметров ε_0 и T_0 . Так, использование двумерной нелинейной минимизации (2) для нахождения ε_0 и T_0 , а также расчёт пространственного распределения температуры образца в области нагрева могут занимать несколько часов. Нужно отметить, что для температур, меньших 4000 К, $\lambda T \ll c_2$, часто используется приближение Вина

$$I(\lambda, \varepsilon, T) = \frac{\varepsilon c_1}{\lambda^5 \exp(c_2/\lambda T)}. \quad (3)$$

Используя данное приближение и переходя в логарифмические координаты, можно получить спектральное распределение в виде

$$J = \ln \left(\frac{I(\lambda) \lambda^5}{c_1} \right) = \ln \varepsilon - \frac{c_2}{\lambda T}. \quad (4)$$

Полученная линейная зависимость позволяет отдельно определить температуру и значение спектрального коэффициента излучения. В координатах Вина температура будет обратно пропорциональна наклону прямой линии (4), а пересечение оси ординат определяется

коэффициентом излучения. Использование приближения Вина для определения температуры и коэффициента излучения имеет два недостатка. Во-первых, как было показано в работе [60], с увеличением температуры ошибка, связанная с использованием приближения (4), возрастает как T^2 . Для того чтобы это показать, введём новые переменные в уравнение (4):

$$J_i = a + \tau x_i, \quad a = \ln \varepsilon, \quad x_i = \frac{c_2}{\lambda_i}, \quad \tau = -\frac{1}{T}. \quad (5)$$

Тогда уравнение (2) можно записать в виде

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{i=1}^N [J(\lambda_i) - a - x_i \tau]^2. \quad (6)$$

Для линейной регрессии статистические ошибки для коэффициентов регрессии можно выписать в аналитическом виде [61]:

$$\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum x_i^2}{N(\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2}},$$

$$\sigma_\tau = \sigma_y \sqrt{\frac{N}{N(\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2}}, \quad (7)$$

где

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (J_i - a - \tau x_i)^2}{N - 2}}, \quad (8)$$

σ_a — среднее квадратичное отклонение параметра a в уравнении, σ_τ — среднее квадратичное отклонение параметра τ . Для получения выражений для среднее квадратичных отклонений ε и T можно использовать формулу, связывающую среднее квадратичные отклонения прямых и косвенных измерений:

$$\sigma_\varepsilon = \varepsilon \sigma_a, \quad (9)$$

$$\sigma_T = T^2 \sigma_\tau. \quad (10)$$

Более того, как видно из формулы (10), ошибка измерений температуры в приближении Вина пропорциональна T^2 , поэтому для правильной оценки температуры и коэффициента излучения необходимо использовать метод наименьших квадратов с применением формулы (2), т.е. проводить минимизацию функции S по двум параметрам, что значительно увеличивает время расчёта температуры на компьютере (до 1 ч). Для уменьшения времени расчёта ε_0 и T_0 была предложена новая процедура поиска минимума функции (2) методом наименьших квадратов [62]. Она основана на том факте, что коэффициент теплового излучения ε в выражении (1) является линейным параметром. Как следует из теоремы о необходимом условии существования экстремума непрерывной функции, $S(T, \varepsilon)$ имеет минимум при таких значениях T_0 и ε_0 , при которых выполняются следующие условия: $\partial S / \partial T|_{T=T_0, \varepsilon=\varepsilon_0} = 0$, $\partial S / \partial \varepsilon|_{T=T_0, \varepsilon=\varepsilon_0} = 0$ [62]. Решение первого уравнения даёт значение ε в минимуме при заданном значении температуры:

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) g(\lambda_i, T)]}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T)]}. \quad (11)$$

Чтобы получить значение T_0 , можно использовать уравнение (11). Действительно, подставив выражение (11) в уравнение (2), получаем

$$S(T) = \sum_{i=1}^N \left[I(\lambda_i) - \frac{\sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) g(\lambda_i, T)]}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T)]} g(\lambda_i, T) \right]^2. \quad (12)$$

Видно, что функция $S(T)$ в выражении (12) зависит только от одного параметра — температуры. Следовательно, описанная процедура сводит двумерную нелинейную минимизацию функции (2) к одномерному поиску минимума функции (12). Это приводит к многократному сокращению времени расчёта температуры, что особенно важно для изучения распределения температуры нагретой лазером поверхности, а также корректному вычислению ошибки эксперимента [60].

В случае, когда для нахождения температуры и коэффициента излучения используется выражение (12), можно также получить аналитическое выражение для среднеквадратичного стандартного отклонения для коэффициента излучения [63]. Рассмотрим уравнение (11) в точке T_0 и ε_0 . Если предположить, что все измерения $I(\lambda_i)$ независимы, то стандартное отклонение излучательной способности можно записать в виде

$$\sigma_\varepsilon^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial \varepsilon(\lambda_i)}{\partial I} \sigma_I \right]^2, \quad (13)$$

где

$$\sigma_I = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) - \varepsilon_0 g(\lambda_i, T_0)]^2}{N - 2}}.$$

Частная производная в уравнении (13) может быть получена в аналитическом виде:

$$\frac{\partial \varepsilon(\lambda_i)}{\partial I} = \frac{g(\lambda_i, T)}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T)]}.$$

Тогда выражение для среднее квадратичного отклонения ε может быть записано как

$$\sigma_\varepsilon = \frac{\sigma_I}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T_0)]}. \quad (14)$$

Ошибка измерения температуры при заданной доверительной вероятности может быть получена только численно [34]. Интересно отметить, что в научных публикациях нам не удалось обнаружить аналитические выражения, аналогичные уравнениям (9), (10) и (14), несмотря на многолетнюю историю температурных измерений с использованием закона Планка или приближения Вина.

5. Гиперспектральная визуализация для измерения распределения температуры материалов при высоких температурах и давлениях

Эксперименты с использованием двойного АО-фильтра показали эффективность указанного метода для измерения распределения температуры на поверхности образцов при лазерном нагреве как при нормальных [40, 64, 65], так и при высоких давлениях [34, 60, 66, 67]. На рисунке 7 показано распределение температуры на поверхности карбида бора (BC), находящегося под давлением

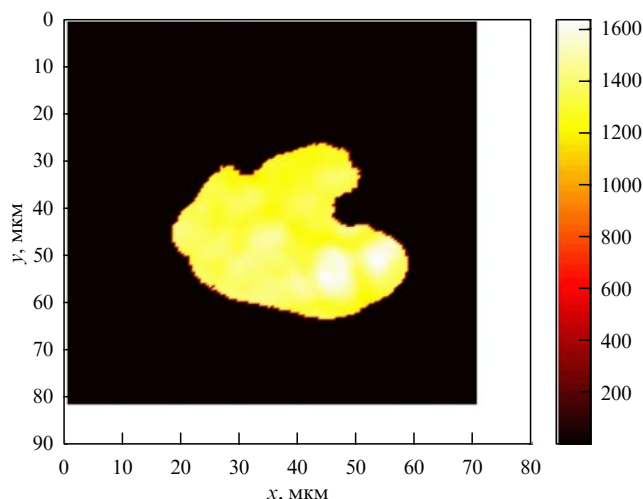


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Распределение температуры на поверхности ВС при нагреве в ячейке высокого давления при давлении 24 ГПа. Мощность лазера 30 Вт, диапазон длин волн 620–750 нм, время экспозиции 2 с.

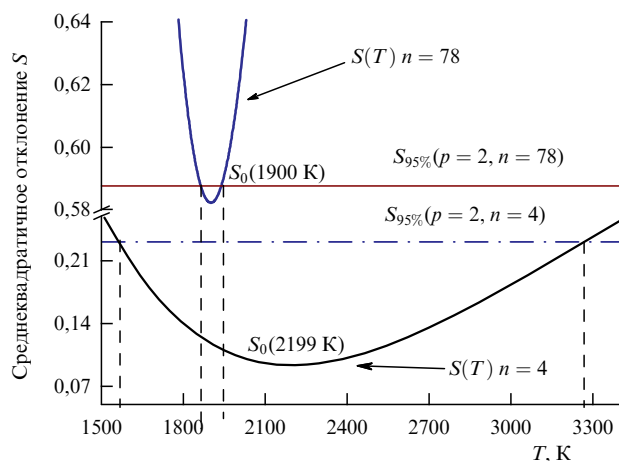


Рис. 8. Подгонка экспериментальных данных с использованием процедуры 1D минимизации для определения температуры вольфрамовой лампы при электрическом токе $i = 11,25$ А с различным числом экспериментальных точек n . Для $n = 78$ сумма квадратов отклонений $S(T)$ имеет минимум при 1900 К (95%-ный доверительный интервал равен 1900 ± 38 К), при $n = 4$ значение $S(T)$ имеет минимум при 2199 К (95%-ный доверительный интервал равен 2199 ± 850 К) [34].

24 ГПа, нагретой лазером высокой мощности в ячейке высокого давления. Число спектральных изображений, полученных на АО-фильтре, составляло $N = 61$ с шагом 2 нм по спектру в диапазоне перестройки от 620 до 750 нм. Самая высокая температура в области нагрева была равна 2452 К, а самая низкая — 1190 К.

В работе [63] было проведено сравнение значений статистических погрешностей измерений температуры между методами с использованием АО-фильтра и четырёхцветным методом (рис. 8). Это можно сделать, выбрав измерения теплового излучения только на четырёх длинах волн ($n = 4$) из 78 измерений, обычно выполняемых во время измерений АО-фильтром. Было показано, что при 95%-ном уровне доверия доверительный интервал составил $\Delta T = \pm 38$ К. Измерения только по четырём точкам дали следующее значение доверительного интервала: $\Delta T = \pm 850$ К, что в 20 раз хуже значения интервала,

полученного для $n = 78$. На этом основании можно заключить, что четырёхцветный метод не обеспечивает необходимой точности измерений распределения температуры [68].

6. Использование однокристалльного акустооптического фильтра для измерения распределения температуры нагретого тела

Использование двойного АО-фильтра для измерения распределения температуры при лазерном нагреве было обусловлено высокой эффективностью таких фильтров при компенсации хроматического дрейфа АО-спектроскопического изображения в системе визуализации с АО-фильтром [63]. К сожалению, временная экспозиция двойного АО-фильтра недостаточно коротка для проведения динамических измерений распределения температуры на временах, меньших 0,3 с. Это делает невозможным измерение температур ниже 1000 К. Чтобы уменьшить длительность экспозиции, была создана установка и проведены первые измерения с использованием одинарного АО-фильтра [69]. Было показано, что использование одинарного АО-фильтра приводит к двукратному увеличению интенсивности мультиспектральных изображений по сравнению с двойным АО-фильтром. Сильный хроматический дрейф системы АО-спектроскопической визуализации был компенсирован использованием разработанного программного обеспечения, позволяющего выравнивать все изображения, записанные на разных длинах волн. В результате порог измерения минимальной температуры снижается, а время экспозиции также уменьшается, что позволяет в несколько раз увеличить скорость съёмки гиперспектральных изображений.

Основной проблемой использования для визуализации одинарного АО-фильтра является наличие поперечных хроматических aberrаций, которые приводят к поперечному смещению изображения в плоскости дифракции (рис. 9). Для уменьшения эффекта поперечных хроматических aberrаций при изготовлении АО-фильтра входная и выходная грани кристалла вырезаются под определёнными углами. С целью снижения потерь на отражение входная грань вырезается так, чтобы она была ортогональна падающему пучку. Выходная грань фильтра вырезается под наклоном.

Для сравнения результатов, полученных с использованием двойного и одинарного АО-фильтров, были проведены эксперименты с нагревом вольфрамовой лампы. В качестве излучающего нагретого объекта использовалась лампа с плоской равномерно нагретой вольфрамовой лентой. Температуру лампы определяли путём подгонки фактического сигнала к уравнению Планка в каждой точке поверхности образца (рис. 10). Поскольку температура нагретого тела должна быть распределена равномерно по поверхности такого тестового объекта, зафиксированные изменения температуры (~ 60 К) по поверхности связаны с погрешностью методов, реализованных на перестраиваемых АО-фильтрах.

Отметим также, что доверительный интервал при использовании одинарного АО-фильтра на 30 % меньше, чем в случае двойного. Этот факт может быть связан с тем, что время экспозиции для одинарного АО-фильтра почти в три раза меньше, чем при использовании двойного фильтра.

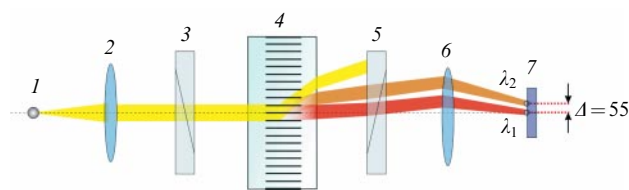


Рис. 9. Поперечная хроматическая aberrация ($\Delta = 55$ пикселей) в одинарном перестраиваемом АО-фильтре и в изображениях на $\lambda_1 = 640$ нм и $\lambda_2 = 740$ нм: 1 — тестовый объект, 2 — объектив, 3 и 5 — скрещённые поляризаторы, 4 — перестраиваемый АО-фильтр, 6 — линза, 7 — камера с матричным приёмником Sony CMOS Pregius sensor (размер пикселя $3,45 \times 3,45$ мкм) [70].

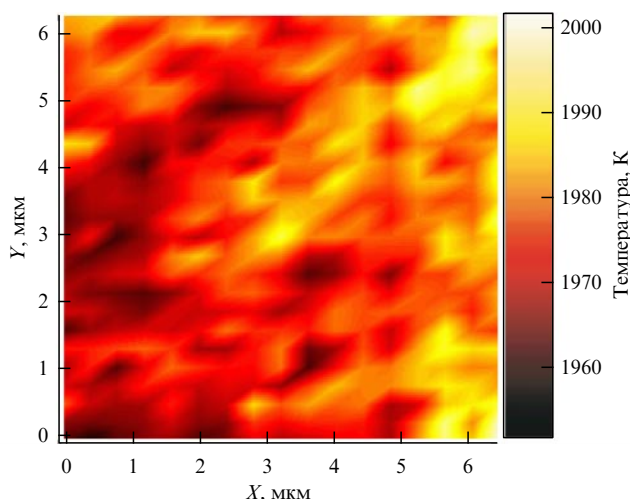


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Распределение температуры на поверхности лампы, нагреваемой током 10 А.

Экспериментально установлено, что коэффициент пропускания одинарного АО-фильтра в 2,8 раза выше, чем двойного. Это позволяет уменьшить время экспозиции на матрице камеры при съёмке серии изображений и, как следствие, ускорить сбор данных. Показано, что использование одинарного АО-фильтра совместно с алгоритмом корректировки АО-изображений даёт возможность проводить измерение температуры нагретых объектов.

7. Измерение распределения коэффициента теплового излучения материалов

Коэффициент теплового излучения материалов — одно из фундаментальных свойств теплового излучения. Он представляет собой отношение интенсивности (или яркости) излучения тела к соответствующему значению для абсолютно чёрного тела в заданном направлении. Измерение коэффициента направленного теплового излучения при высоких температурах важно для понимания множества физических явлений, таких как перенос теплового излучения в ядре Земли [71], процессы в диффузионном пламени [71], а также создание солнечных элементов с низким коэффициентом теплового излучения [72], тепловой контроль космических аппаратов, высокоэффективное использование солнечной энергии и т.д.

Современное состояние методов определения коэффициента теплового излучения можно найти в работе [72]. Прямые радиометрические методы основаны на сравнении поверхностного теплового излучения исследуемых материалов с калибровочным объектом (абсолютно чёрным телом) при одинаковых температурных, геометрических и спектральных условиях [72].

Выбор способа нагрева зависит от материала исследуемого объекта (электро- и теплопроводность) и от измеряемого диапазона температур. Высокие температуры (> 2000 К) могут быть получены при нагреве излучением лазера [73–75]. Одним из наиболее популярных методов измерения температуры при лазерном нагреве является двухцветный метод [76]. Его модификация — четырёхцветный метод — была использована для измерения распределения температуры в ячейках высокого давления в образцах, нагретых излучением мощного лазера, и описана в работе [33]. К сожалению, применение четырёхцветного метода для исследования распределения коэффициента теплового излучения в области нагрева при высоких давлениях не увенчалось успехом, авторам удалось установить лишь изменение значения коэффициента теплового излучения для платины как функцию температуры, а не абсолютные значения этой величины [36]. Одним из основных недостатков четырёхцветного метода является малое количество точек (четыре) для нахождения двух параметров (температуры и коэффициента теплового излучения) из данных по измерению теплового излучения нагретого образца.

В работе [60] была продемонстрирована возможность применения метода мультиспектральных изображений для измерения распределений коэффициента теплового излучения совместно с распределением температуры в образцах, нагреваемых излучением лазера. В качестве тестового образца в данном исследовании была выбрана вольфрамовая лампа. Такой выбор обусловлен тем, что вольфрам является одним из наиболее широко применяемых высокотемпературных материалов [77]. Он хорошо изучен, и, что очень ценно, имеется база табличных данных для коэффициента излучения при различных температурах и диапазонах длин волн.

В ходе эксперимента на вольфрамовой пластине внутри вакуумной лампы был сфокусирован лазерный пучок с мощностью 8 Вт. На рисунке 11 представлены полученные распределения для температуры (рис. 11а) и коэффициента теплового излучения (рис. 11б). Самая высокая температура на исследуемом участке нагрева составила 2540 К, а самая низкая — 2380 К. Размер исследуемого участка лазерного нагрева 45×60 мкм. Значение коэффициента теплового излучения в точке максимального нагрева (2540 К) равно 0,387. При изменении измеренной температуры от 2380 до 2540 К (разброс в 160 К) изменение значений коэффициента теплового излучения составило от 0,38 до 0,56 (разброс в 0,18 единиц).

Поведение суммы квадратов отклонений экспериментальных данных от теоретических как функции температуры и коэффициента излучения в точке максимума температуры представлено на рис. 12а, б соответственно. С доверительной вероятностью 0,95 доверительный интервал температуры составил ± 55 К (2,2 %), в то время как погрешность для коэффициента излучения более чем в три раза выше и составляет $\pm 0,027$ (7 %).

Вместе с тем из данных видно, что большой перепад температур в исследованной области нагрева вносит серьёзную погрешность в измерения коэффициента излучения на краях пятна. Так, погрешность в 7 % для максимальной температуры пятна нагрева в 2540 К ($\epsilon_{\text{ref}} = 0,387$, $\epsilon_{\text{exp}} = 0,398$) возрастает более чем в три раза на

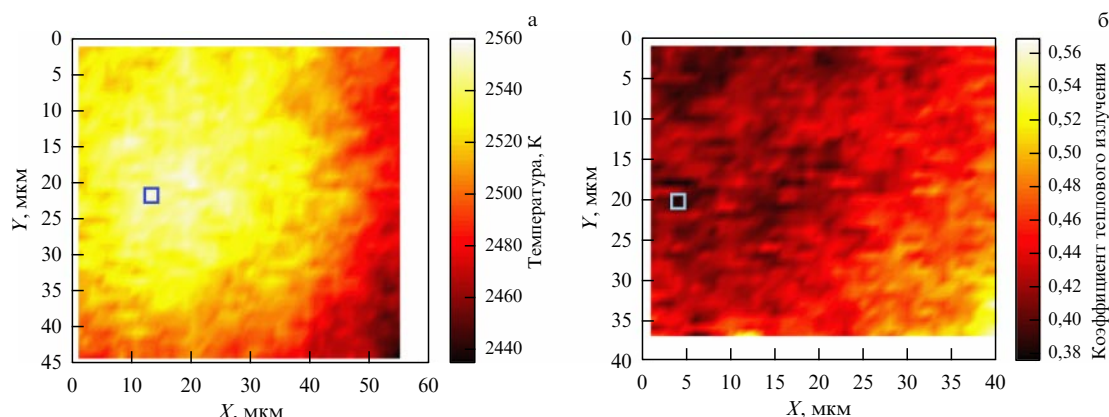


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Распределение температуры (а) и коэффициента теплового излучения (б) при нагреве вольфрамовой лампы излучением лазера мощностью 8 Вт, время экспозиции равно 0,25 с. Число мультиспектральных изображений, полученных на двойном АО-фильтре, составляло $N = 61$ с шагом в 1 нм, в спектральном диапазоне от 740 до 800 нм (построено на основе данных, представленных в [60]).

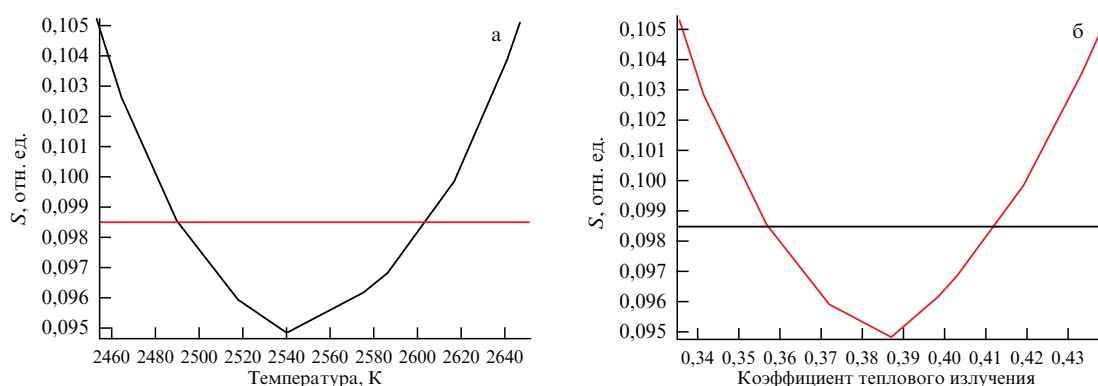


Рис. 12. Поведение суммы квадратов отклонений S как функции температуры (а) и коэффициента теплового излучения (б) в выбранной точке в центре пятна нагрева. Пересечения горизонтальной линии с функцией S определяют доверительный интервал, в пределах которого лежат значения температуры с доверительной вероятностью 0,95. Расчёт доверительной области, в данном случае уровня горизонтальной линии, с использованием критерия Фишера описан в ссылке [34] (построено на основе данных, представленных в [60]).

краях пятна, где температура равна 2380 К ($\varepsilon_{\text{ref}} = 0,403$, $\varepsilon_{\text{exp}} = 0,55$). Здесь обозначено: ε_{ref} — справочные данные, ε_{exp} — экспериментальные данные.

Описанный в статье метод в сочетании с системой лазерного нагрева позволил впервые получить распределение коэффициента теплового излучения наравне с распределением температуры. Это стало возможно путём поточечного измерения параметров по всей исследуемой области.

8. Двумерное распределение интенсивности лазерного пучка на поверхности образца

Измерение распределения температуры по поверхности образца, нагреваемого излучением лазера, очень чувствительно к положению фокальной плоскости лазерного пучка. По той причине, что излучение ИК-лазера на длине волны 1064 нм невозможно наблюдать визуально, так как оно лежит за границей видимого диапазона, нахождение фокальной плоскости излучения ИК-лазера является непростой задачей. Оказалось, что применение двойного АО-фильтра позволяет визуализировать распределение интенсивности ИК-лазера на поверхности нагреваемого образца [78]. Двойной АО-фильтр настраивается на длину волны 1038 нм. Это даёт возможность, во-первых, визуализировать излучение ИК-лазера на камере и, во-вторых, установить положение фокальной

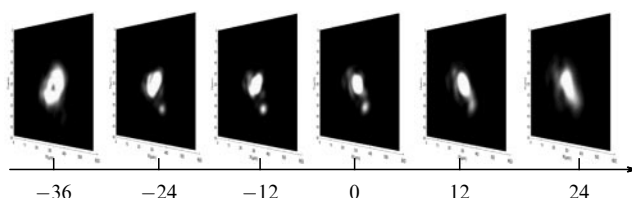


Рис. 13. Изображения пучка ИК-лазера, полученные на длине волны 1038 нм при различных величинах дефокусировки (Z -позиции). Положение $Z = 0$ соответствует фокусировке ИК-лазера мощностью 5 Вт на поверхности образца [78].

плоскости ИК-лазера. В предположении, что получаемые значения интенсивности лазерного излучения на 1038 нм пропорциональны интенсивности лазера на 1064 нм, изображение, измеренное на двойном АО-фильтре на 1038 нм, представляет собой форму распределения интенсивности лазерного излучения на поверхности нагретого объекта.

На рисунке 13 представлены измеренные распределения излучения ИК-лазера вблизи фокальной плоскости отражательной пластины. Диаметр лазерного пятна в фокусе составляет около 8 мкм, а реальная глубина фокуса — 96 мкм. В работе [78] было показано, что использование двойного АО-фильтра для визуализации излучения ИК-лазера является мощным инструментом не только для юстировки ИК-лазера, но и для контроля распре-

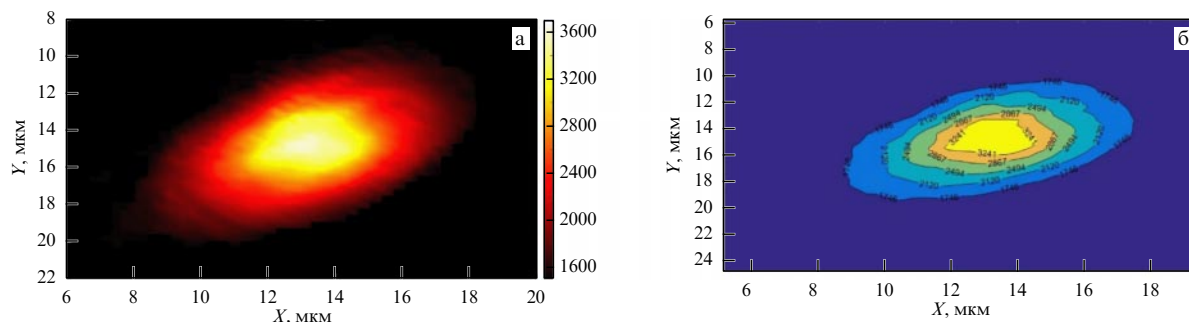


Рис. 14. (В цвете онлайн.) (а) Распределение интенсивности ИК-лазерного луча на поверхности Pt-пластины, нагреваемой в ячейке высокого давления при 40 ГПа и мощности лазера 16 Вт. (б) Распределение температуры, измеренное с помощью двойного АО-фильтра, в диапазоне длин волн 640–750 нм при времени экспозиции 6 с. Контурный график отображает изолинии цветовой карты с заполненными областями между изолиниями.

деления мощности ИК-лазера на поверхности образца в процессе нагрева. В будущем мы планируем использовать этот метод для проведения экспериментов по измерению теплопроводности материалов при высоких давлениях, а также по наблюдению за плавлением материалов в условиях высоких давлений и температур.

На рисунке 14 приведены распределения интенсивности и распределения температуры на поверхности Pt-пластины, помещённой в ячейку высокого давления и нагретой лазером. Размер области с температурой выше 1700 К очень близок к размеру лазерного пятна. Видимый размер фокусного пятна составляет 5 мкм, реальный размер на 7 % меньше для алмаза диаметром 2,5 мм [32].

9. Определение температуры плавления твёрдых тел с помощью визуализирующего акустооптического фильтра

Лазерный нагрев в ячейках высокого давления с алмазными наковальнями играет важную роль в исследованиях физических и химических свойств различных материалов, в том числе и минералов, находящихся в условиях, соответствующих условиям внутри Земли [26]. В экспериментах по лазерному нагреву температуру плавления твёрдого тела не всегда можно определить контактными методами. Для определения температуры плавления при лазерном нагреве материалов, находящихся в условиях высоких давлений, могут использоваться различные способы детектирования: прямое визуальное наблюдение движения при плавлении; изменение отражательной способности образца, разрыв в зависимости мощности лазера от температуры, связанные с плавлением изменения на поверхности образца; потеря рентгеновских дифракционных линий [79, 80]. Однако многие исследования материалов, кажущиеся простыми, вызвали споры из-за разногласий и различий как между результатами разных экспериментов, так и между данными эксперимента и теории [80]. К сожалению, все перечисленные методы обладают существенными недостатками. Так, к примеру, использование рентгеновской дифракции невозможно для аморфных материалов. Но главным недостатком этих методов является неоднородность распределения температуры на поверхности нагретых лазером материалов.

В работе [81] был предложен новый способ определения температуры плавления твёрдого тела при лазерном

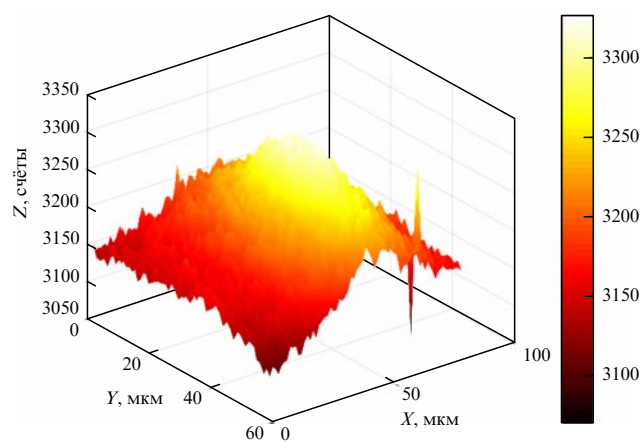


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Распределение температуры на поверхности вольфрамовой пластины при мощности ИК-лазера $P = 9$ Вт. Время экспозиции 1 с. Построено на основе данных, представленных в [84].

нагреве. Для того чтобы обнаружить начало плавления, мы анализируем спекл-интерференционные картины на выбранном участке нагреваемой лазером поверхности твёрдого образца. Анализ изображений спекл-интерференционных картин в системе с лазерным нагревом уже использовался для количественных измерений температуры начала плавления [82, 83]. К сожалению, количественные критерии определения температуры плавления не были предложены. Преимущество нашего подхода заключается в том, что разработанная нами система лазерного нагрева, оснащённая двойным АО-фильтром, даёт возможность установить распределение температуры [34]. По этой причине процедура измерения температуры плавления является более точной, чем в случае использования дифракционного спектрометра или любого другого спектрального оборудования, измеряющего температуру, усреднённую по области нагрева.

Проводилось исследование поведения спекл-картины в зависимости от температуры при лазерном нагреве на поверхности вольфрамовой пластины в вакуумной спектральной лампе (СИ6-100, Россия). Было обнаружено, что если шероховатость поверхности образца достаточно высока, то изображение на длине волны 1040 нм имеет спекл-структуру. На рисунке 14 показано распределение температуры на пластине при нагреве мощным лазером (9 Вт), а на рис. 15 показано изображение освещённого участка поверхности.

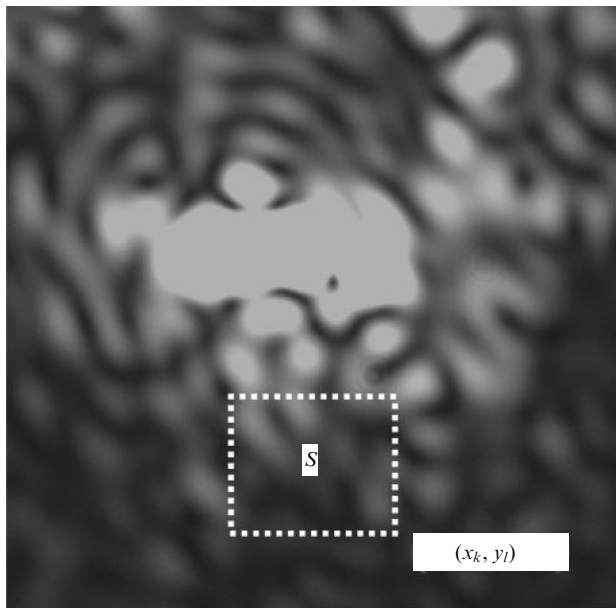


Рис. 16. Спекл-изображение отражённого излучения ИК-лазера, полученное на длине волны фильтра 1040 нм. Время экспозиции 1 мс, поле зрения 127×163 мкм. Анализируемая область выделена прямоугольником. Построено на основе данных, представленных в [84].

щённой лазером области, полученное на длине волны 1038 нм и демонстрирующее ярко выраженную спекл-структуру. Анализ изображений показал, что динамика спеклов зависит от интенсивности лазера. Так как температура нагретого лазером образца неоднородна (см. рис. 15), то и динамика спекл-флуктуаций также должна быть неоднородной (рис. 16). Для исследования этого вопроса был проведён анализ динамики флуктуаций спеклов при лазерном нагреве в области, где интенсивность флуктуаций оказалась максимальной. Для анализа была выбрана область внутри прямоугольника S , показанная на рис. 16.

Обозначим координату каждого пикселя в выбранной области S как (x_k, y_l) , где индексы k и l варьируются в диапазоне: $k = 1 \dots K$, $K = 65$, $l = 1 \dots L$, $L = 58$. Пусть $I(P, t_i, x_k, y_l)$ — интенсивность ИК-излучения на длине волны 1040 нм, отражённого от пикселя с координатами (x_k, y_l) в момент времени t_i , а P — мощность излучения ИК-лазера. При проведении лазерного нагрева $I(P, t_i, x_k, y_l)$ записывается с интервалом Δt так, что $t_i = t_0 + i\Delta t$, где $i = 1, 2, 3, \dots, N$.

Абсолютное значение разности интенсивностей в момент времени t_{i+1} и текущего времени t_i в пикселе (x_k, y_l) обозначим как $\Delta I(P, t_i, x_k, y_l)$:

$$\Delta I(P, t_i, x_k, y_l) = |I(P, t_{i+1}, x_k, y_l) - I(P, t_i, x_k, y_l)|. \quad (15)$$

Рисунок 17 иллюстрирует поведение $\Delta I(P, t_i, x_k, y_l)$ как функцию времени с шагом $\Delta t = 1$ с. Видно, что в процессе нагрева за 4 с характер спеклов сильно изменяется. Чтобы получить численную оценку флуктуации интенсивности спеклов, ΔI , при лазерном нагреве, введём среднее значение величины $\Delta I(P, t_i, x_k, y_l)$ внутри выбранной области S в момент t_i , $\Delta I_S(P, t_i)$:

$$\Delta I_S(P, t_i) = \frac{\sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^L \Delta I_S(P, t_i, x_k, y_l)}{KL}. \quad (16)$$

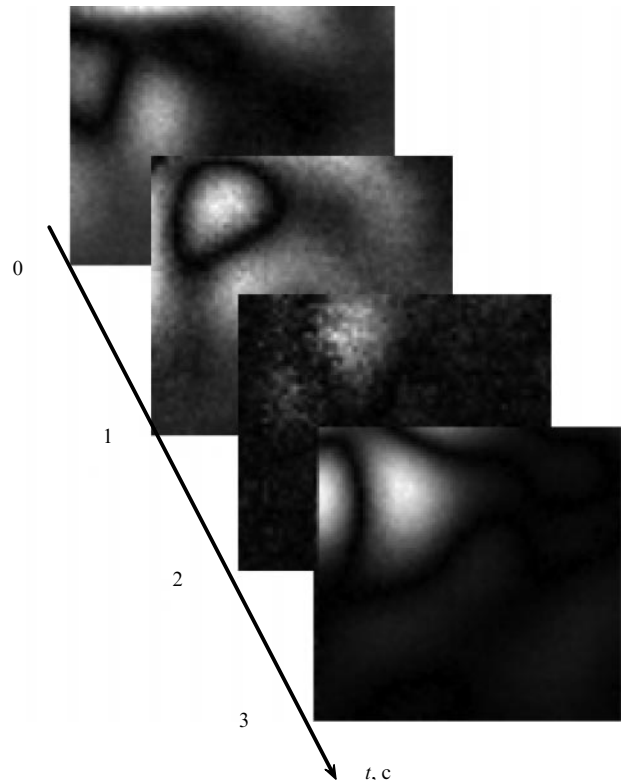


Рис. 17. Спекл-изображение выделенной области образца S с промежутком в 1 с. Длина волны акустооптического фильтра 1040 нм, мощность лазера 12 Вт. Построено на основе данных, представленных в [84].

Обозначим среднее значение величины $\Delta I_S(P, t_i)$ в процессе лазерного нагрева как $\langle \Delta I_S(P) \rangle$

$$\langle \Delta I_S(P) \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta I_S(P, t_i)}{N}. \quad (17)$$

Тогда интенсивность флуктуации спекла в момент времени t_i может быть охарактеризована при помощи параметра $\delta(P, t_i)$,

$$\delta(P, t_i) = \Delta I_S(P, t_i) - \langle \Delta I_S(P) \rangle. \quad (18)$$

Поведение флуктуации $\delta(P, t_i)$ как функция времени, измеренная для двух значений мощности лазера P , показано на рис. 18. Видно, что поведение $\delta(P, t_i)$ имеет ярко выраженный колебательный характер и что амплитуда колебаний тем выше, чем больше интенсивность нагревающего лазера. Поскольку флуктуации имеют разный знак, введём величину, аналогичную дисперсии в статистике, а именно среднее значение квадрата флуктуаций $\delta^2(P)$:

$$\delta^2(P) = \frac{\sum_{i=1}^N \delta^2(P, t_i)}{N - 1}. \quad (19)$$

Дисперсия флуктуаций $\delta^2(P)$ интенсивности отражённого излучения внутри выделенной области в зависимости от температуры показана на рис. 19. Видно, что дисперсия флуктуаций возрастает по мере увеличения мощности нагревающего лазера. Дисперсия имеет максимальное значение при мощности 13 Вт. Такое поведение при нагреве объясняется плавлением вольфрама: при увеличении мощности выше 13 Вт жидкий вольфрам вытекает из лазерного пятна.

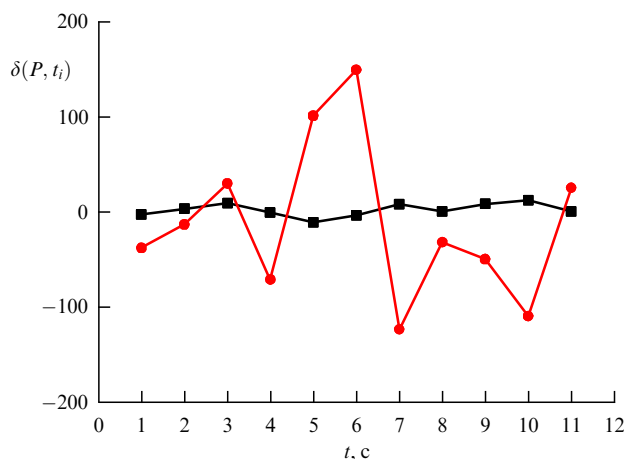


Рис. 18. Поведение параметра $\delta(P, t_i)$ как функция времени для разных значений мощности ИК-лазера [84].

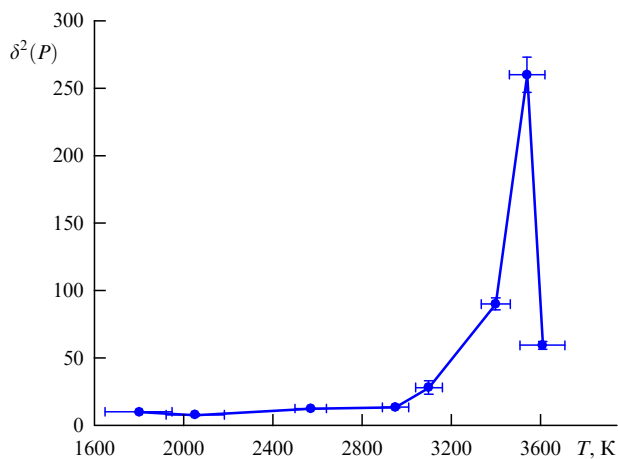


Рис. 19. Дисперсия флуктуаций $\delta^2(P)$ внутри выделенной области S как функция температуры [84].

Мы видим два основных преимущества предложенной методики перед другими методами. Прежде всего, это позволяет нам изучить динамику плавления: мы можем определить начальную точку процесса плавления (3000 K на рис. 19) и точку, когда твёрдое тело расплавляется (3540 K на рис. 19). Все известные методики позволяют определить температуру плавления. Кроме того, можно исследовать температурную зависимость процесса плавления на одной и той же площади, так как в месте лазерного нагрева наблюдается сильный градиент температуры. Возможность изучения спекл-динамики небольшого выделенного поля нагретой области имеет преимущество перед методикой, предложенной в работе [85], где корреляционный метод применяется ко всей нагретой области при лазерном нагреве. В результате вариация корреляционной функции не так резка, как вариация интенсивности спекл-флуктуаций (19) вблизи точки плавления, что затрудняет очень точное определение температуры.

Таким образом, в работе [81] показано, что использование двойного АО-фильтра и анализ динамики спекл-паттернов позволяет определить температуру плавления вольфрамовой пластины и, таким образом, даёт возможность изучить процесс плавления вольфрама при лазерном нагреве. Резкое изменение флуктуации спеклов осо-

бенно заметно при приближении температуры к температуре плавления. Максимум дисперсии спеклов возникает при температуре, когда достигается точка плавления.

10. Заключение

Было продемонстрировано, что совмещение системы лазерного нагрева в ячейках высокого давления (LH-DAC) с двойным акустооптическим фильтром (TAOF) позволяет одновременно контролировать относительное распределение мощности ИК-лазера (1070 нм) на поверхности образца, помещённого в ячейку высокого давления (DAC), а также измерять распределение температуры при лазерном нагреве образца под высоким давлением в DAC. Показано, что распределение температур при высоких давлениях и сильном нагреве может быть измерено с точностью 2 % с использованием метода LH-DAC-TAOF. Нижний предел измерения температуры для описанного метода с одинаковым временем сбора данных ограничен чувствительностью используемого АО-фильтра и оценивается в 1000 K. Эффективность метода была продемонстрирована в задачах, где необходимо измерить распределение коэффициента излучения в условиях неравномерного нагрева до высоких температур излучением лазера.

Использование LH-DAC-TAOF позволило разработать дистанционный метод контроля температуры плавления исследуемых веществ в DAC на основе спекл-интерферометрии; способ измерения статической теплопроводности материалов при высоких давлениях и температурах, основанный на одновременном контроле профиля интенсивности лазерного излучения и профиля распределения температуры на поверхности нагретого вещества; провести эксперименты по измерению распределения температуры и коэффициента излучения материалов, находящихся при давлении 43 и 55 ГПа и нагретых излучением мощного лазера.

Благодарности. Работа осуществлена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-18-50322. Экспериментальная часть выполнена с использованием оборудования уникальной научной установки "Лазерный нагрев в ячейках высокого давления" Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [http://ckprf.ru/usu/507563/].

Список литературы

1. Bridgman P W *The Physics of High Pressure* (London: G. Bells and Sons, 1931); Пер. на русск. яз.: Бриджмен П У *Физика высоких давлений* (М.: ОНТИ, 1935)
2. Стишов С М *Азбука высоких давлений* (М.: Ин-т компьютер. исслед., 2019)
3. Болдырева Е В и др. *Исследование твердофазных превращений при помощи рентгеновской дифракции в условиях высоких давлений in situ* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016)
4. Попова С В, Бражкин В В, Дюжева Т И *УФН* **178** 1104 (2008); Popova S V, Brazhkin V V, Dyuzheva T I *Phys. Usp.* **51** 1064 (2008)
5. Савватимский А И, Онуфриев С В *УФН* **190** 1085 (2020); Savvatimskii A I, Onufriev S V *Phys. Usp.* **63** 1015 (2020)
6. Anderson D L *Theory of the Earth* (Boston: Blackwells Scientific Publ., 1989)
7. Hemley R J, Bell P M, Mao H K *Science* **237** 605 (1987)
8. Boehler R, Chopelas A *Geophys. Res. Lett.* **18** 1147 (1991)
9. Dubrovinsky L et al. *Nat. Commun.* **3** 7 (2012)
10. Tateno S et al. *Science* **330** 359 (2010)
11. Bassett W A *High Pressure Res.* **29** (2) CP5-186 (2009)

12. Murakami M et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** 4 (2005)
13. Eremets M I et al. *Nat. Mater.* **3** 558 (2004)
14. Zinin P V et al. *J. Appl. Phys.* **111** 114905 (2012)
15. McMillan P F *Nat. Mater.* **1** (1) 19 (2002)
16. Riedel R et al. "Superhard materials", in *Handbook of Solid State Chemistry* (Eds R Dronskowski, Sh Kikkawa, A Stein) (Weinheim: Wiley-VCH, 2017) p. 175
17. Бражкин В В *УФН* **190** 561 (2020); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **63** 523 (2020)
18. Dubrovinskaya N et al. *Sci. Adv.* **2** (7) 12 (2016)
19. Dewaele A et al. *Nat. Commun.* **9** 2913 (2018)
20. Yagi T et al. *High Pressure Res.* **40** (1) 148 (2020)
21. Fedotenko T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **90** 104501 (2019)
22. Troyan I et al. *Science* **351** 1303 (2016)
23. Drozdov A P et al. *Nature* **569** 528 (2019)
24. Bassett W A *Rev. Sci. Instrum.* **72** 1270 (2001)
25. Ming L C, Bassett W A *Rev. Sci. Instrum.* **45** 1115 (1974)
26. Prakapenka V B et al. *High Pressure Res.* **28** (3) 225 (2008)
27. Anzellini S, Boccato S *Crystals* **10** 28 (2020)
28. Heinz D L, Jeanloz R, in *High-Pressure Research in Mineral Physics* (Ed. Y Syono) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1987) p. 113
29. Kavner A, Nugent C *Rev. Sci. Instrum.* **79** 024902 (2008)
30. Kavner A, Panero W R *Phys. Earth Planet. Interiors* **143–144** 527 (2004)
31. Burgess K et al. *Ultrasonics* **54** 963 (2014)
32. Zinin P V et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 123908 (2016)
33. Campbell A J *Rev. Sci. Instrum.* **79** 015108 (2008)
34. Zinin P V et al. *High Pressure Res.* **39** 131 (2019)
35. Draper N R, Smith H *Applied Regression Analysis* (New York: Wiley, 1966)
36. Du Z X et al. *Rev. Sci. Instrum.* **84** 075111 (2013)
37. Deng J et al. *J. Appl. Phys.* **121** 025901 (2017)
38. Deemyad S, Papathanassiou A N, Silvera I F *J. Appl. Phys.* **105** 093543 (2009)
39. Rainey E S G, Hernlund J W, Kavner A *J. Appl. Phys.* **114** 204905 (2013)
40. Machikhin A S et al. *Opt. Lett.* **41** 901 (2016)
41. Pustovoit V I et al. *Proc. SPIE* **5953** 59530P (2005)
42. Магунов А Н *ИТЭ* (4) 5 (2009); Magunov A N *Instrum. Exp. Tech.* **52** 451 (2009)
43. Jamieson J C, Lawson A W, Nachtrieb N D *Rev. Sci. Instrum.* **30** 1016 (1959)
44. Weir C E et al. *J. Res. Natl. Bureau Stand. A* **6** (1) 55 (1959)
45. Syassen K *High Pressure Res.* **28** (2) 75 (2008)
46. Piermarini G J et al. *J. Appl. Phys.* **46** 2774 (1975)
47. Zou G T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **72** 1298 (2001)
48. Jephcoat A P, Besedin S P *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* **354** 1333 (1996)
49. Bulatov K M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1636** 012034 (2020)
50. Мазур М М и др. *Оптика и спектроскопия* **81** 521 (1996); Mazur M M et al. *Opt. Spectrosc.* **81** 475 (1996)
51. Balakhov I V, Korobov V K, Pustovoit V I "Method of the color temperature measurement", USSR Patent (1972), <http://www.findpatent.ru/patent/101/1012038.html>
52. Kozlova O et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** (12) 7 (2016)
53. Мачихин А С и др. *ИТЭ* (3) 100 (2017); Machikhin A S et al. *Instrum. Exp. Tech.* **60** 401 (2017)
54. Gaussorgues G *Infrared Thermography* (New York: Chapman and Hall, 1994)
55. Балакший В И, Парыгин В Н, Чирков Л Е *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985)
56. Goutzoulis A P, Pape D R (Eds) *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices* (New York: M. Dekker, 1994)
57. Магунов А Н *Научное приборостроение* **20** (3) 22 (2010); Magunov A N *Instrum. Exp. Tech.* **53** 910 (2010)
58. Ribaud G *Traite De Pyrometrie Optique* (Paris: De La Revue, 1931)
59. Zinin P V et al. *High Pressure Res.* **131** 39 (2019)
60. Мантрова Ю В и др. *Оптический журнал*. **87** (11) 10 (2020); Mantrova Yu V et al. *J. Opt. Technol.* **87** 642 (2020)
61. Taylor J *An Introduction to Error Analysis* (Mill Valley, CA: Univ. Science Books, 1982); Пер. на русск. яз.: Тейлор Дж *Введение в теорию ошибок* (М.: Мир, 1985)
62. Bulatov K M et al. *Comput. Opt.* **41** 864 (2017)
63. Mantrova Y V et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1556** 012054 (2020)
64. Bykov A A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **946** 012085 (2018)
65. Mantrova Y V et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1421** 012060 (2019)
66. Bulatov K M et al. *High Pressure Res.* **40** 315 (2020)
67. Popov M Yu et al. *Nanotechnology* **31** 315602 (2020)
68. Мачихин А С и др. *ИТЭ* (3) 100 (2017); Machikhin A S et al. *Instrum. Exp. Tech.* **60** 401 (2017)
69. Bykov A A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **946** 012085 (2018)
70. Bykov A A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1421** 012031 (2019)
71. Liu H W et al. *Measurement Sci. Technol.* **27** (2) 10 (2016)
72. Jyothi J et al. *Solar Energy Mater. Solar Cells* **171** 123 (2017)
73. Rozenbaum O et al. *Rev. Sci. Instrum.* **70** 4020 (1999)
74. Honner M et al. *Appl. Thermal Eng.* **94** 76 (2016)
75. Du Zh et al. *Rev. Sci. Instrum.* **84** 075111 (2013)
76. Pujana J et al. *Measurement Sci. Technol.* **18** 3409 (2007)
77. Machikhin A S, Zinin P V, Shurygin A V *Phys. Procedia* **70** 733 (2015)
78. Bulatov K M et al. *C. R. Geosci.* **351** (2–3) 286 (2019)
79. Boehler R *Hyperfine Interactions* **128** (1–3) 307 (2000)
80. Salem R et al. *Rev. Sci. Instrum.* **86** 093907 (2015)
81. Bulatov K M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1636** 012034 (2020)
82. Errandonea D et al. *Phys. Rev. B* **63** 132104 (2001)
83. Boehler R *Nature* **363** 534 (1993)
84. Bulatov K M, Zinin P V, Bykov A A *J. Surf. Investig. X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.* **14** 1092 (2020)
85. Boehler R *Nature* **363** 534 (1993)

Remote measurement of the temperature distribution on the surface of solids under high-power laser irradiation

P.V. Zinin, K.M. Bulatov, A.A. Bykov, Yu.V. Mantrova, I.B. Kutuza^(a)

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences,
ul. Butlerova 15, 117342 Moscow, Russian Federation
E-mail: ^(a) kutuza@mail.ru

The paper reviews the latest results on the application of hyperspectral imaging to measure the temperature distribution and the emissivity on the surface of solids under laser heating in diamond anvil cells. In 2016, it was proposed to use a double acousto-optic filter, which enabled obtaining a large set of experimental points on the Planck curve and achieving a high accuracy of temperature determination. Employing an acousto-optic filter also makes it possible to visualize the intensity distribution of infrared laser radiation, study melting, and measure the thermal conductivity of metals at high pressures and temperatures.

Keywords: laser heating, temperature distribution, high pressures, emissivity, thermal radiation, phase transitions, diamond anvil cells

PACS numbers: **07.35.+k**, **07.60.-j**, 42.79.Jq

Bibliography — 85 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (8) 913–925 (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.05.038996>

Received 1 April 2021, revised 18 May 2021

Physics – Uspekhi **65** (8) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.05.038996>