

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА**

**Рыжкова Георгия Андреевича**

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы **Точность определения температуры поверхности тугоплавких металлов в процессе её разрушения термическим ударом**

**«К защите допущена»**

Заведующий кафедрой

к.ф.-м.н., доцент

в.н.с., ИЯФ СО РАН

Беклемишев А.Д./.....  
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020г.

**Научный руководитель**

д.ф.-м.н., доцент

г.н.с., ИЯФ СО РАН

Вячеславов Л.Н./.....  
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020г.

Дата защиты: «.....».....2020г.

Новосибирск, 2020

## Оглавление

1. Введение .....	3
2. Пирометрия .....	7
2.1. Излучение реальных тел.....	7
2.2 Излучательная способность вольфрама.....	8
2.2 Методика расчёта температур.....	9
3. Экспериментальная установка .....	12
4. Моделирование результатов .....	15
4.1 Излучательная способность шероховатой поверхности.....	15
4.2 Влияние разброса данных и шероховатости поверхности на определение температуры .....	18
5. Анализ результатов.....	23
5.1. Определение температуры поверхности вольфрама .....	23
5.2. Моделирование температуры поверхности из расчёта поглощенной мощности.....	24
6. Возможности использования тантала при настройке параметров электронного пучка .....	27
6.1. Излучательная способность тантала .....	28
6.2 Определение температуры поверхности тантала.....	29
6.3 Анализ результатов для тантала .....	32
7. Заключение.....	36
Список литературы.....	39

## 1. Введение

Одна из основных проблем на пути к созданию термоядерного реактора – выбор материалов для стенки, обращённой к плазме. Для различных проектов, таких как ITER и CFETR (Chinese Fusion Engineering Test Reactor), выбраны конфигурации реакторов в виде токамака. В таких конструкциях плазма наиболее воздействует на стенку в диверторе. Дивертор – специальное устройство, служащее для приёма

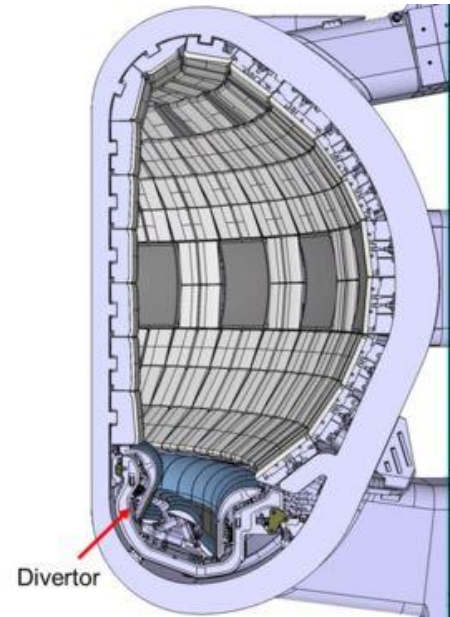


Рис. 1. Дивертор в вакуумной камере ITER

потоков частиц с периферии плазменного шнура, благодаря которому, часть частиц со стенок вакуумной камеры, поступающих в силу неизбежного обмена плазма-стенка, удаляются из периферии плазмы. Сам дивертор располагается внизу токамака под местом скрещивания магнитных силовых линий, которые расположены снаружи области удержания плазмы. При этом конфигурация магнитного поля выстроена таким образом, что его силовые линии выходят наружу через стенки дивертора. Благодаря этому частицы с периферии плазменного шнура направляются на стенки дивертора для их нейтрализации и сбора.

В процессе работы термоядерного реактора, дивертор будет подвергнут различными видами нагрузок. Планируется, что в токамаке ITER будет использоваться топливо из смеси дейтерия с тритием, поэтому в ходе термоядерной реакции непрерывно будет создаваться поток нейтронов, который также непрерывно будет нагревать элементы конструкции токамака и активировать металлы, из которых эти конструкции и созданы. Также на периферию плазмы будут дрейфовать частицы, которые будут направляться

полем в дивертор под малым углом. Все эти процессы будут генерировать стационарный поток тепла с плотностью мощности до  $10 \text{ МВт/м}^2$ . При этом дивертор будет подвергаться ещё и импульсным тепловым нагрузкам. Они возникают при развитии неустойчивостей в плазме, называемые ELM (edge localized mode). Такой тип неустойчивости создаёт импульсную тепловую нагрузку, достигающую до  $10 \text{ ГВт/м}^2$  с длительностью порядка 1 мс и частотой порядка 10-30 Гц. Процессы, вызывающие такие тепловые нагрузки, называются быстрыми переходными (fast transient) и производят наибольшие разрушения в покрытии стенок дивертора.

В 2013 году принято решение об использовании вольфрамового покрытия дивертора с самого начала работы ITER, потому что вольфрам имеет такие важные параметры, как высокую температуру плавления ( $\sim 3700 \text{ К}$ ), низкий коэффициент активации нейтронами и низкий коэффициент поглощения трития. Однако существуют и проблемы при его использовании. Вольфрам при температурах ниже  $400\text{-}650 \text{ }^\circ\text{C}$  хрупкий материал и при воздействии на него такими огромными импульсными тепловыми нагрузками, какими они предполагаются в токамаке ITER, вольфрам начинает растрескиваться, плавиться, разбрызгиваться и испаряться. Микрочастицы вольфрама могут проникать в область удержания плазмы – в центр плазменного шнура. Так как атом вольфрама имеет большое зарядовое число ( $Z = 74$ ), то большое количество энергии будет затрачиваться на его ионизацию и на тормозное излучение его иона. Всё это приведёт к охлаждению плазмы и нарушению её удержания. Также, вольфрамовые частицы могут накапливаться в камере токамака в виде пыли. Несмотря на плохую поглощаемость трития, радиоактивного изотопа водорода, всё же он способен адсорбироваться на поверхности частиц вольфрамовой пыли, так как суммарная поверхность может быть очень большая. Соответственно, при разгерметизации вакуумной камеры токамака, радиоактивная пыль может попасть наружу, что создаст дополнительную радиоактивную опасность.

Экспериментальное моделирование эрозии поверхности вольфрама необходимо для детального исследования этих процессов, при этом скорость и физика процесса будет зависеть от температуры поверхности вольфрама и, особенно, от максимальной температуры, достигнутой во время переходного процесса. Поэтому точное определение температуры поверхности важно для определения физических процессов разрушения поверхности. На установке БЕТА в ИЯФ СО РАН проводятся эксперименты по воздействию переходных (импульсных) тепловых нагрузок на поверхности вольфрама и других тугоплавких металлов, с помощью облучения мощным электронным пучком. В данных экспериментах единственным возможным методом определения температуры поверхности является радиационная пирометрия – измерение температуры по тепловому излучению, так как данный метод не требует контакта с поверхностью и позволяет измерять достаточно высокие температуры (порядка температуры плавления вольфрама). Данная работа посвящена исследованию точности определения температуры поверхности с помощью пирометрии. Были исследованы различные факторы, влияющие на точность измерения температуры, а также обсуждены проблемы, возникающие в ходе экспериментов по исследованию воздействия поверхности с помощью термического удара. В качестве измерительных приборов использовались прокалиброванные инфракрасная InGaAs камера Xenics XSW-320 и ПЗС-камера SDU-285. Дополнительная задача, которая решалась в данной работе, связана с особенностями экспериментального стенда БЕТА, на котором мощные импульсные тепловые нагрузки, характерные для ITER, создаются с помощью электронного пучка. Электронный пучок генерерируется в многоапертурном высоковольтном диоде и состоит из 241 струи [1]. Для ясного понимания процессов эрозии поверхности важно не только точно измерять температуру поверхности, но и обеспечить её равномерный нагрев. Равномерный нагрев достигается оптимальным соотношением между ускоряющим напряжением в диоде и

магнитными полями в диоде, и вблизи поверхности исследуемого образца. Однако для пирометрии приходится обеспечивать условия, позволяющие при перестройке конфигурации пучка, настроить максимальную однородность температуры поверхности, нагреваемой электронным пучком.

## 2. Пирометрия

### 2.1. Излучение реальных тел

Как уже было сказано, пирометрия - это неконтактный метод измерения температуры, основывающийся на измерении теплового излучения нагретого тела. Идеальная модель тела, которое поглощает всё падающее на него электромагнитное излучение, называется абсолютно чёрным телом и спектр его теплового излучения описывается формулой Планка:

$$R_0(\lambda, T) = \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света,  $k$  – постоянная Больцмана,  $\lambda$  – длина волны излучения и  $T$  – температура тела. Несмотря на то, что это верно только для чёрного тела, экспериментально было установлено, что данный закон можно применить и для описания излучения реальных тел. Для этого вводится понятие спектральной излучательной способности – отношение спектральной плотности мощности излучения реального тела к спектральной плотности мощности излучения чёрного тела на той же длине волны и при той же температуре. То есть спектральная плотность мощности реального тела определяется:

$$R(\lambda, T) = R_0(\lambda, T)\varepsilon(\lambda, T) \quad (2)$$

Таким образом, полная мощность излучения реального тела с площади  $S$  и телесным углом наблюдения  $\Omega$ , в зависимости от его температуры, определяется интегралом:

$$P(T) = \int_S dS \int_{\Omega} d\Omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \cdot R_0(\lambda, T) \varepsilon(\lambda, T) \quad (3)$$

## 2.2 Излучательная способность вольфрама

Для описания теплового излучения вольфрама, необходимо знать его спектральную излучательную способность. Она взята из [2] в виде полинома:

$$\varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1(T - T_0) + (b_0 + b_1(T - T_0) + b_2(T - T_0)^2)(\lambda - \lambda_0) + (c_0 + c_1(T - T_0))(\lambda - \lambda_0)^2 \quad (4)$$

где  $T_0$ ,  $\lambda_0$  и  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$  - коэффициенты, зависящие от длины волны и температуры, и имеют разные значения в разных промежутках длин волн. Данное приближение получено на основе экспериментальной работы [3] и

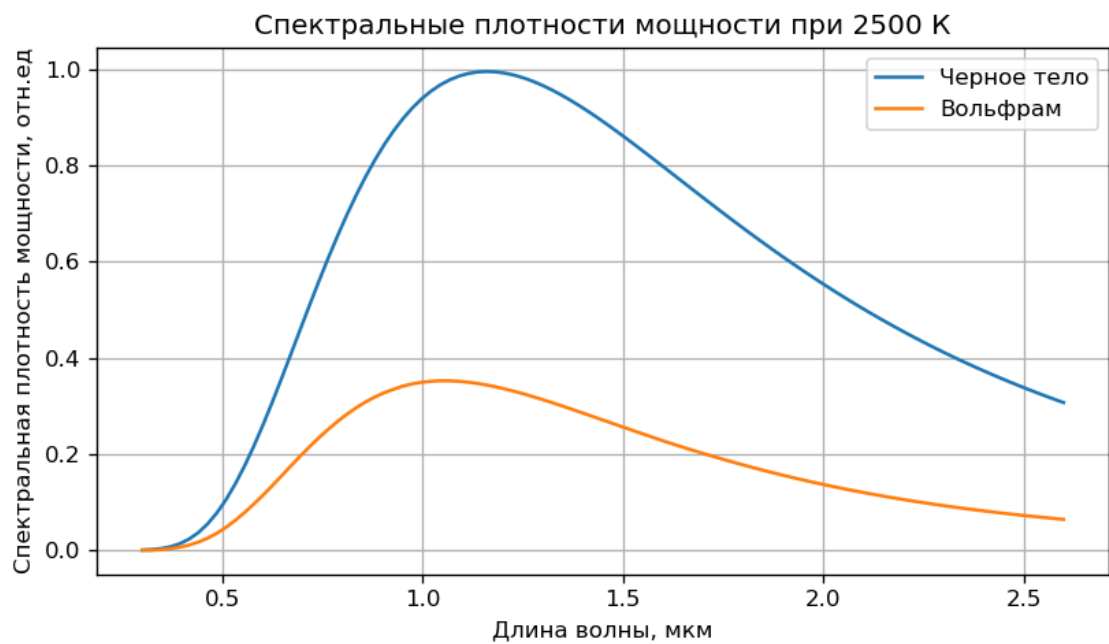


Рис.2. Спектральные плотности мощности излучений черного тела и вольфрама при температуре 2500 К



его можно применять для диапазона длин волн от 340 нм до 2600 нм. Получившийся спектр излучения вольфрама указан на рис. 2 вместе со спектром черного тела при  $T = 2500$  К для сравнения. Как видно из сравнения, максимумы спектров черного тела и вольфрама не совпадают друг с другом.

## 2.2 Методика расчёта температур

Зная излучательную способность вольфрама, представляется возможным теперь сформулировать метод определения температуры. Он основывается на измерении абсолютной мощности излучения светочувствительным детектором. Любой регистрирующий излучение детектор обладает спектральной чувствительностью – это доля излучения, которая им регистрируется в зависимости от длины волны. Теоретически, сигнал, измеряемый детектор, согласно (3), определяется как:

$$I(T) = \int_S dS \int_{\Omega} d\Omega \int_{\Delta\lambda} d\lambda \cdot r(\lambda)\tau(\lambda)\rho(\lambda)R_0(\lambda, T)\varepsilon(\lambda, T) \quad (5)$$

где  $r(\lambda)$  – спектральная чувствительность детектора,  $\tau(\lambda)$  – спектральный коэффициент пропускания используемой в эксперименте оптики,  $\rho(\lambda)$  – спектральный коэффициент отражения используемой в эксперименте оптики,  $\Delta\lambda$  – область чувствительности детектора. При этом размерность сигнала  $I(T)$  будет зависеть от размерности  $r(\lambda)$ . Паспортная характеристика спектральной чувствительности детекторов дается в относительных единицах, то есть:

$$r(\lambda) = c \cdot r_a(\lambda) \quad (6)$$

где,  $r_a$  – спектральная чувствительность детектора в абсолютных единицах,  $c$  – константа перевода в абсолютные единицы. И тогда (5) можно переписать как:

$$I(T) = A \int_{\Delta\lambda} d\lambda \cdot r_a(\lambda)\tau(\lambda)\rho(\lambda) R_0(\lambda, T)\varepsilon(\lambda, T) \quad (7)$$

где в константу  $A$  внесены константа перевода в абсолютные единицы и интегралы по площади и телесному углу, так как они зависят от геометрии эксперимента. Отсюда следует, что для перевода  $I(T)$  в абсолютные единицы, необходимо определить константу  $A$  – то есть провести калибровку детектора. Для калибровки обычно используется некий прибор с известной зависимостью мощности теплового излучения от его температуры. Этим прибором может быть вольфрамовая лампа накаливания. По итогу, сравнивая измеряемую детектором величину с теоретически рассчитанной по (6), можно будет получить температуру тела, сигнал от излучения  $I(T)$  которого был зарегистрирован детектором. Вкратце, это значит, что вычисление температуры сводится к нахождению обратной функции  $I^{-1}(T)$ .

Но также нужно отметить, что спектральная излучательная способность металлов зависит еще и от шероховатости поверхности. В первом приближении будем считать, что изменение шероховатости меняет только интенсивность свечения, не влияя на спектральную зависимость:

$$\varepsilon_r(\lambda, T) = k \cdot \varepsilon_p(\lambda, T) \quad (8)$$

Где,  $\varepsilon_r$  – излучательная способность шероховатой поверхности,  $\varepsilon_p$  – излучательная способность полированной поверхности и  $k$  – коэффициент, характеризующий степень шероховатости поверхности (Более подробно влияние шероховатости будет разобрано в следующем разделе). Чтобы

минимизировать ошибку, связанную с шероховатостью, когда она мало влияет на спектральные характеристики излучательной способности, применяют несколько иной метод определения температуры – двухцветная пирометрия. Он заключается в измерении отношения сигналов двух детекторов с различными спектральными чувствительностями, то есть:

$$B(T) = \frac{I_1(T)}{I_2(T)} = \frac{A_1 \int_{\Delta\lambda_1} d\lambda \cdot r_{a1}(\lambda)\tau(\lambda)\rho(\lambda)R_0(\lambda,T)\varepsilon(\lambda,T)}{A_2 \int_{\Delta\lambda_2} d\lambda \cdot r_{a2}(\lambda)\tau(\lambda)\rho(\lambda)R_0(\lambda,T)\varepsilon(\lambda,T)} \quad (9)$$

Согласно закону смещения Вина, максимум спектра излучения смещается в зависимости от температуры излучаемого тела. Это значит, что при изменении температуры тела, доля излучения будет перераспределяться между сигналами  $I_1$  и  $I_2$  и соответственно, будет изменяться значение  $B(T)$ . Однако данный способ требует достаточно большую разницу между областями спектральных чувствительностей, используемых детекторов. Как и в первом случае, суть вычисления температуры остается в нахождении обратной функции  $B^{-1}(T)$ .

### 3. Экспериментальная установка

Моделирование импульсных тепловых нагрузок производилось с помощью электронного пучка на установке БЕТА в ИЯФ СО РАН (рис. 3).

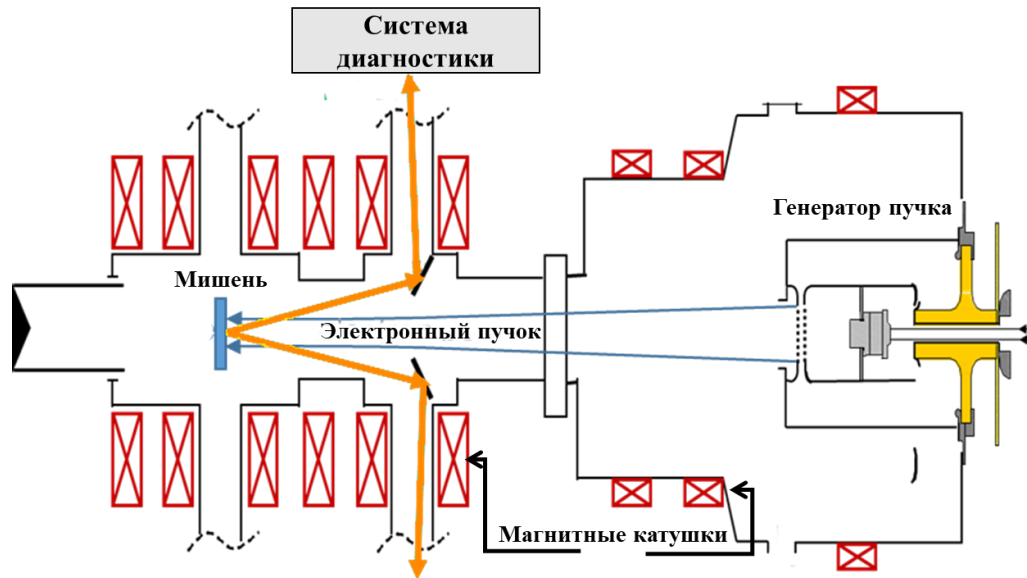


Рис.3. Схема установки БЕТА

Электронный пучок на установке формируется в многоапертурном диоде с плазменным эмиттером. Электронный пучок формируется на образце с помощью сходящегося продольного магнитного поля, создавая тепловую нагрузку с приблизительно гауссовской формой с шириной на полувысоте 10-20 мм в зависимости от отношения магнитного поля на образце и в диоде генератора пучка. Система зеркал внутри установки позволяет наблюдать за поверхностью мишени через окно вакуумной камеры прямо во время инжекции электронного пучка. В установке БЕТА система генерации позволяет создать электронный пучок мощностью около 7 МВт и продолжительностью до 1000 мкс, при этом максимальная плотность мощности электронного пучка может достигать значения равного в  $15 \text{ ГВт/м}^2$ . Такие значения позволяют смоделировать импульсные тепловые нагрузки, которые будут возникать в ходе проявлений неустойчивостей, типа ELM, при удержании плазмы в токамаке ITER.

На рис. 4 показана оптическая схема системы диагностики. Она включает в себя две ПЗС-камеры SDU-285 и одну инфракрасную (SWIR) InGaAs камеру Xenics XSW-320 и также включает светоделительные кубы Thorlabs BS033 и Edmund Optics 49-006.

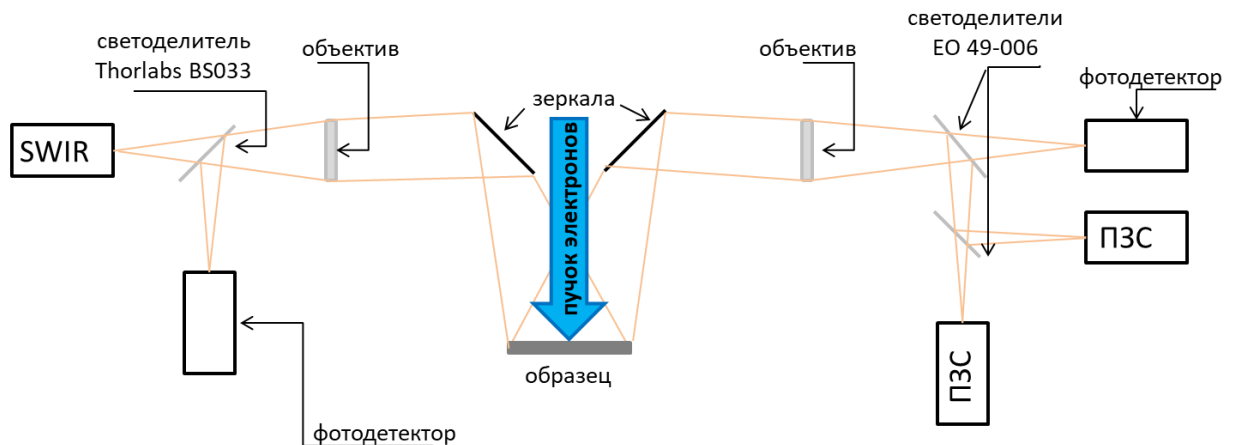


Рис. 4. Схема системы диагностики

Спектральные чувствительности камер и коэффициенты пропускания светоделительных кубов указаны на рис. 5 и на рис. 6 соответственно. Для куба Edmund Optics 49-006 можно пренебречь внутренним поглощением.

Параметры спектральных чувствительностей камер позволяют фиксировать тепловое излучение образца в диапазоне длин волн от 400 нм до 1700 нм. ПЗС камера фиксирует относительно высокие температуры поверхности образца, начиная от 1400 К, инфракрасная камера фиксирует температуры, начиная от 800 К. Кроме того, данная система диагностики позволяет реализовать метод двухцветной пирометрии.

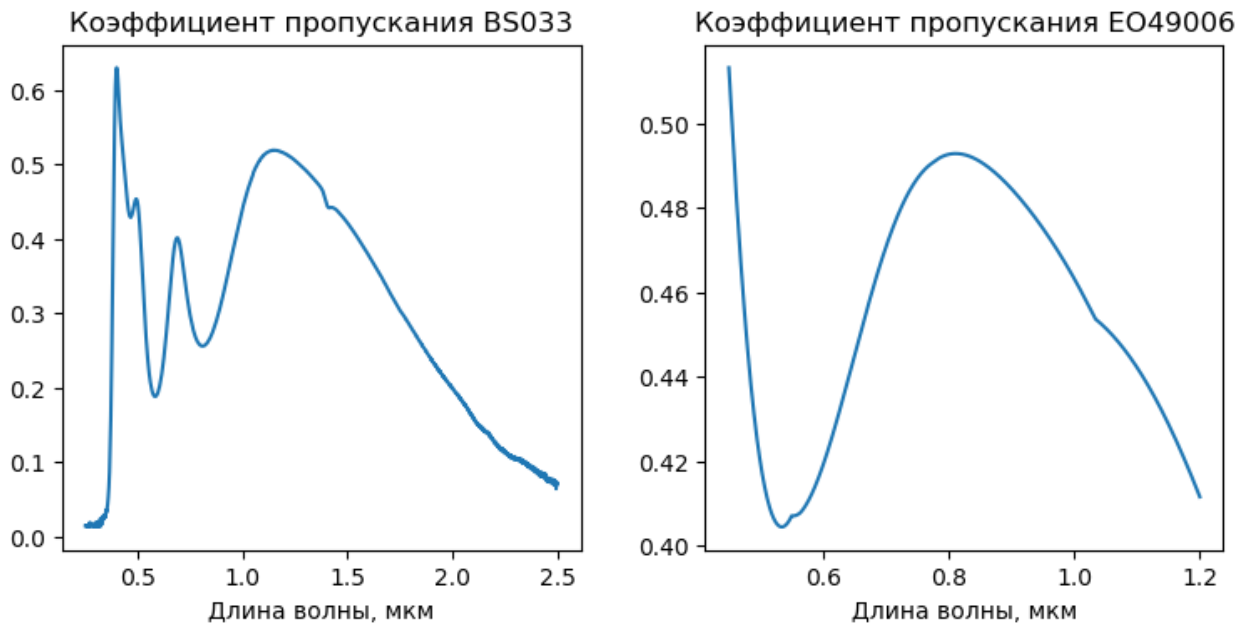


Рис. 5. Спектральные коэффициенты пропускания для светоразделительных кубов Thorlabs BS033 (слева) и Edmund Optics 49006 (справа)

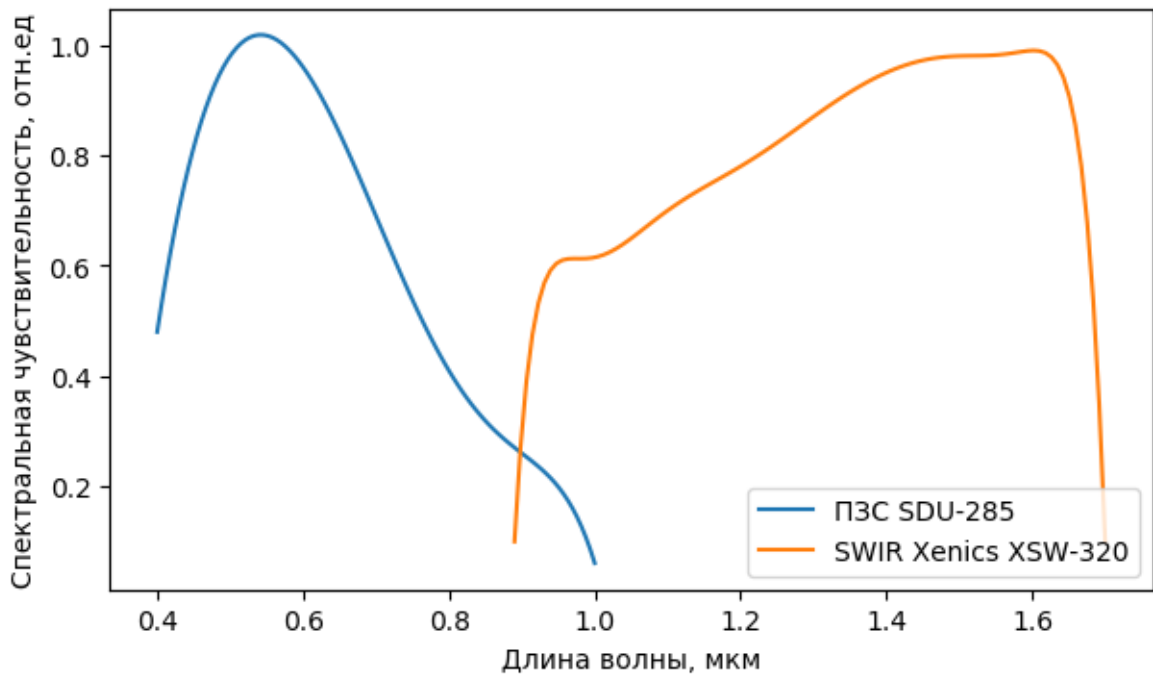


Рис. 6. Спектральные чувствительности камер SWIR Xenics XSW-320 и ПЗС SDU-285.

## **4. Моделирование результатов**

### **4.1 Излучательная способность шероховатой поверхности**

Как было сказано в предыдущем разделе, излучательная способность зависит еще и от шероховатости поверхности, что может вызвать неточность определения температуры с помощью пирометрии и не всегда при определении точности температуры достаточно будет ограничиться предположением, сделанным при выводе уравнения (8), что изменение шероховатости не влияет на спектральную зависимость излучательной способности. Шероховатость поверхности вольфрама дополнительно может возникнуть в ходе экспериментов по его нагреву. Она возникает вследствие неоднородной пластической деформации приповерхностной области вольфрамового образца при термическом расширении нагретого слоя и может изменяться при процессах нагрева и остывании образца. Чтобы разобраться, как влияет шероховатость поверхности на излучательную способность, и заодно рассмотреть возможный разброс данных, был сделан обзор литературных данных по излучательной способности.

В справочнике [4] собраны спектральные излучательные способности вольфрама, измеренные экспериментально и опубликованные в различных статьях. В дальнейшем, измеренные данные из более чем 30 оригинальных источников сортировались по таким признакам, как полированная или шероховатая поверхность металла, метод её получения и обработки, условия, при которых эксперимент был проведён (вакуумная камера или газовая атмосфера) и так далее. В дальнейшем исследовались излучательные способности только для гладких и отполированных поверхностей, если это указано в исследованиях, которые были измерены в вакууме, на предмет разброса экспериментальных величин.

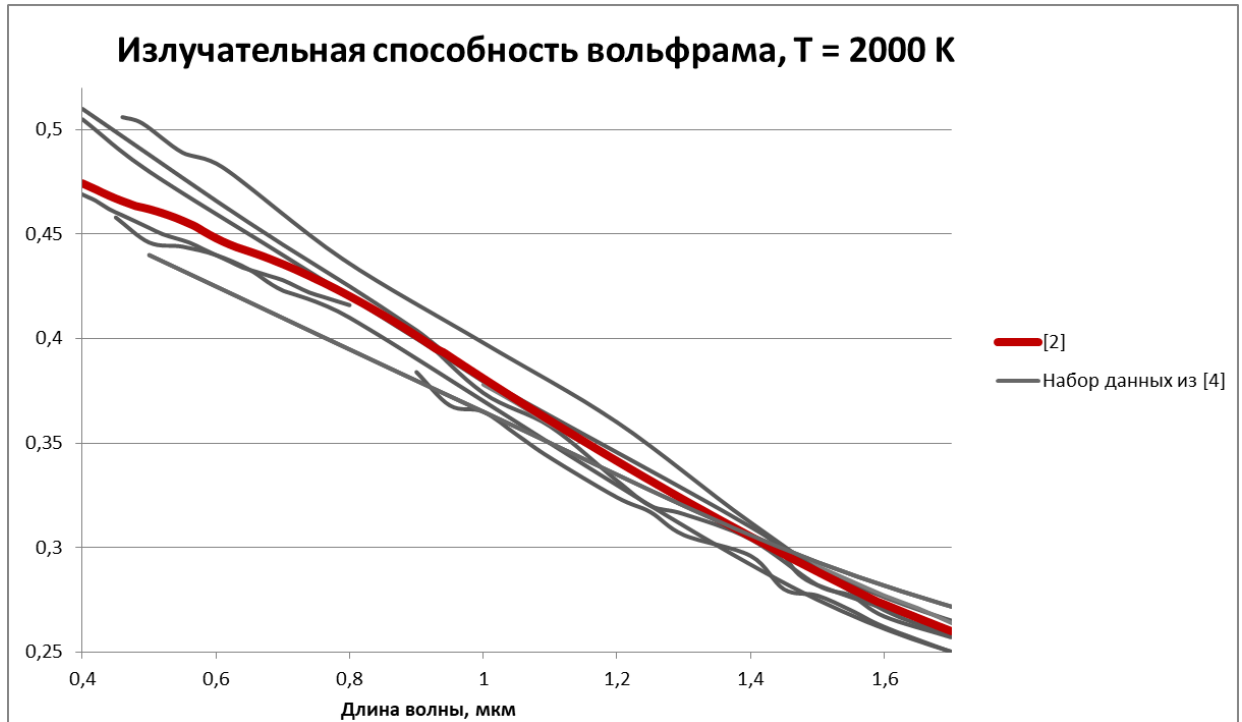


Рис. 7. Излучательные способности полированных вольфрамовых поверхностей при температуре равной 2000 К. Красная кривая соответствует излучательной способности, определяемой по формуле (1). Серые кривые – набор данных из справочника [4], соответствующие работам [5-11].

Делалось предположение, что разброс данных для гладких поверхностей связан с неточностью определения величины шероховатости поверхности, и те поверхности, которые в литературе определены как гладкие, на самом деле таковыми не являются, поэтому и появляется различие полученных экспериментальных данных.

Излучательную способность вольфрама, которая берётся в виде формулы (1), удобно использовать при расчётах, поэтому разброс экспериментальных данных из литературы оценивался относительно этой формулы. Как видно из рис. 7, большинство кривых почти не отличаются друг от друга наклоном, то есть здесь имеет место предположение, что для разных экспериментальных данных выполняется закон (8). Это позволяет в каждом отдельном случае сделать оценку коэффициента пропорциональности, который характеризует шероховатость поверхности, а затем оценить его максимальное значение на всех исследованных диапазонах



длин волн и температур. К примеру, как показано на рис. 7, при температуре, равной 2000 К, найдено максимальное отклонение равное в 10%, которое соответствует коэффициенту пропорциональности равному в 1.1, значение которого в дальнейшем будет использовано для оценки максимальной возможной неточности в измерении температуры, связанной с неточностью исходных данных по излучательной способности вольфрама.

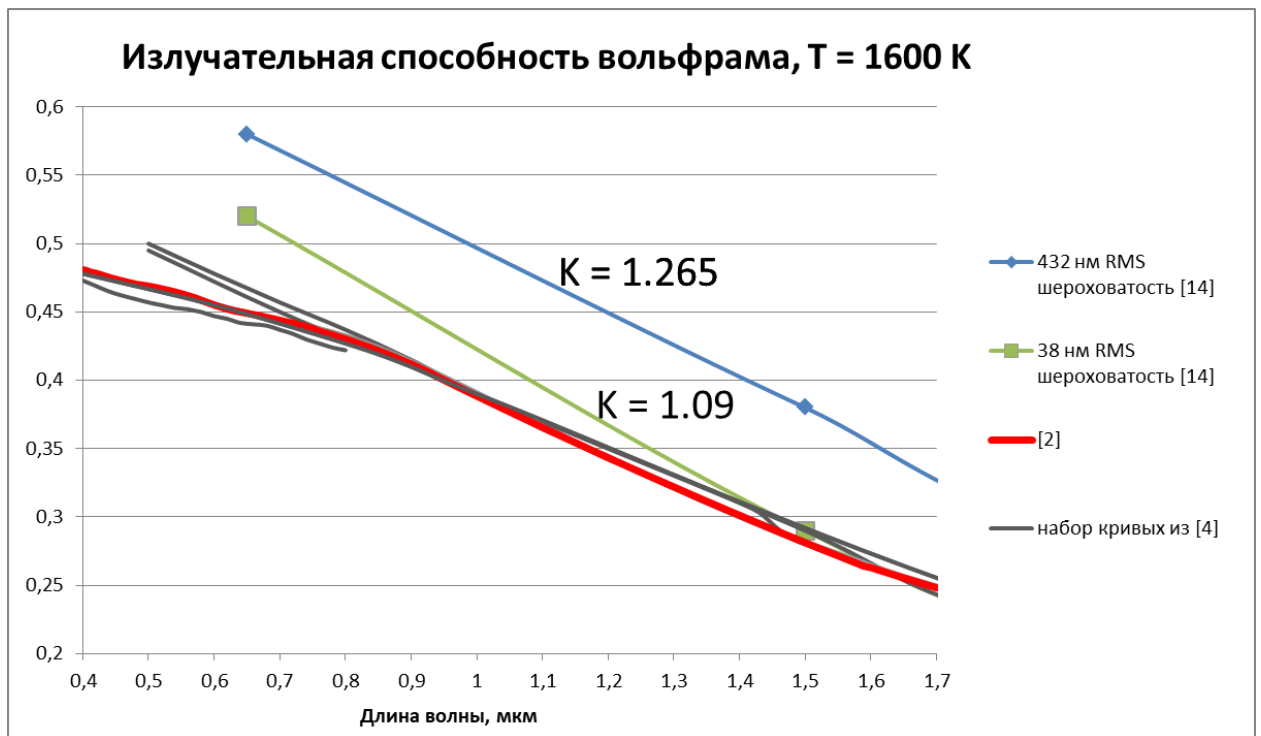


Рис. 8. Излучательные способности вольфрамовых поверхностей при температуре 1600К. Красная кривая соответствует излучательной способности, определяемой по формуле (1). Для шероховатых поверхностей, кривые которых обозначены синим и зелёным цветами, указаны коэффициенты пропорциональности. Серые кривые - набор данных из справочника [4], соответствующие работам [6], [8], [10 -13]. Данные по шероховатым поверхностям взяты из статьи [14]

Особый интерес представляет исследование, опубликованное в статье [14], в которой измерены и указаны численные значения шероховатости поверхностей вольфрамовых образцов, излучательные способности которых в дальнейшем были экспериментально измерены. Эти данные позволят смоделировать точность определения температуры как для метода измерения абсолютной мощности излучения, так и для метода двухцветной пирометрии.

Как видно из графика на рис. 8, для излучательных способностей поверхностей с известными шероховатостями, кривые имеют также почти такой же наклон, это значит, что можно оценить коэффициент пропорциональности для закона (8). Однако не во всех случаях это можно сделать. Например, на рис. 9 слева видно, что предположение о неизменной спектральной зависимости излучательной способности вольфрама от уровня шероховатости, сделано при выводе формулы (8) не выполняется в коротковолновой части спектра. Однако эти данные интересны для исследования, так как они позволят смоделировать и оценить точность метода двухцветной пирометрии.

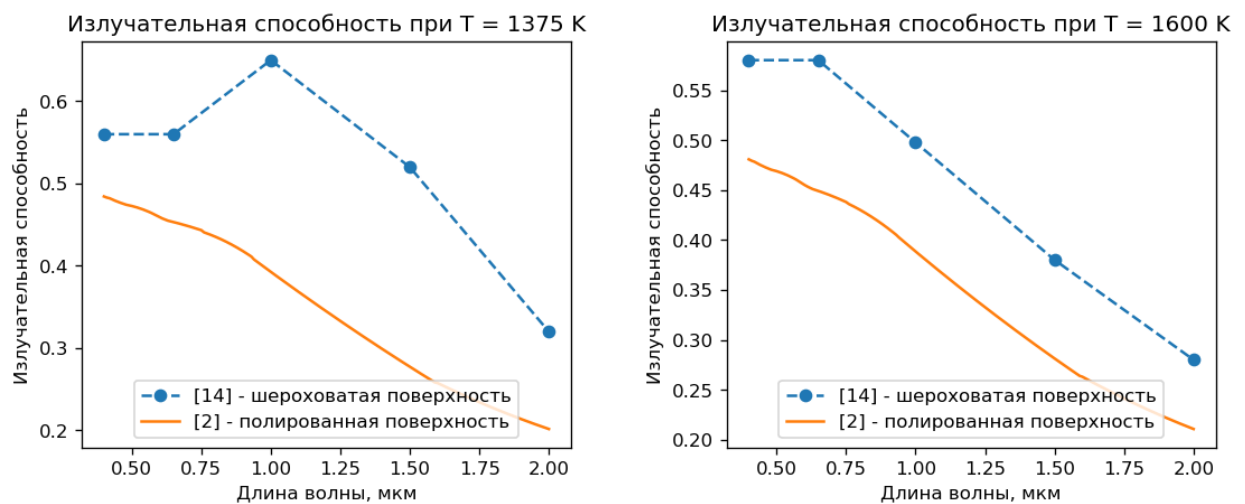


Рис. 9. Сравнение излучательных способностей полированных и шероховатых поверхностей. Данные для шероховатых поверхностей взяты из статьи [14].

## 4.2 Влияние разброса данных и шероховатости поверхности на определение температуры

Как уже было сказано, на основе литературных данных по излучательным способностям вольфрама, показанных на рис. 7, был оценён коэффициент пропорциональности, характеризующий степень шероховатости поверхности. Для разброса данных по полированным поверхностям коэффициент равен  $k = 1,1$ , а для данных по шероховатым

поверхностям из статьи [14], коэффициент  $k = 1,265$  для поверхности с среднеквадратическим значением шероховатости, равной 432 нм и  $k = 1,09$  для поверхности со среднеквадратическим значением шероховатости 38 нм. Коэффициент  $k = 1,265$  используется для оценки точности определения температуры. При этом следует заметить, что в эксперименте исходная величина среднеквадратичной шероховатости полированной поверхности вольфрама составляла около 10 нм, а шероховатость подвергнутой тепловыми ударами поверхности обычно не превышала 100 нм.

Полученные ранее коэффициенты шероховатости были использованы для оценки точности измерения температуры с помощью разных камер. Для этого были теоретически смоделированы зависимости сигналов камер  $I(T)$  от температуры с помощью умножения (1) на коэффициент пропорциональности, который моделировал либо разброс данных ( $k = 1,1$ ), либо шероховатость поверхности ( $k = 1,265$ ). Полученные результаты показаны на рис. 10 и рис. 11.

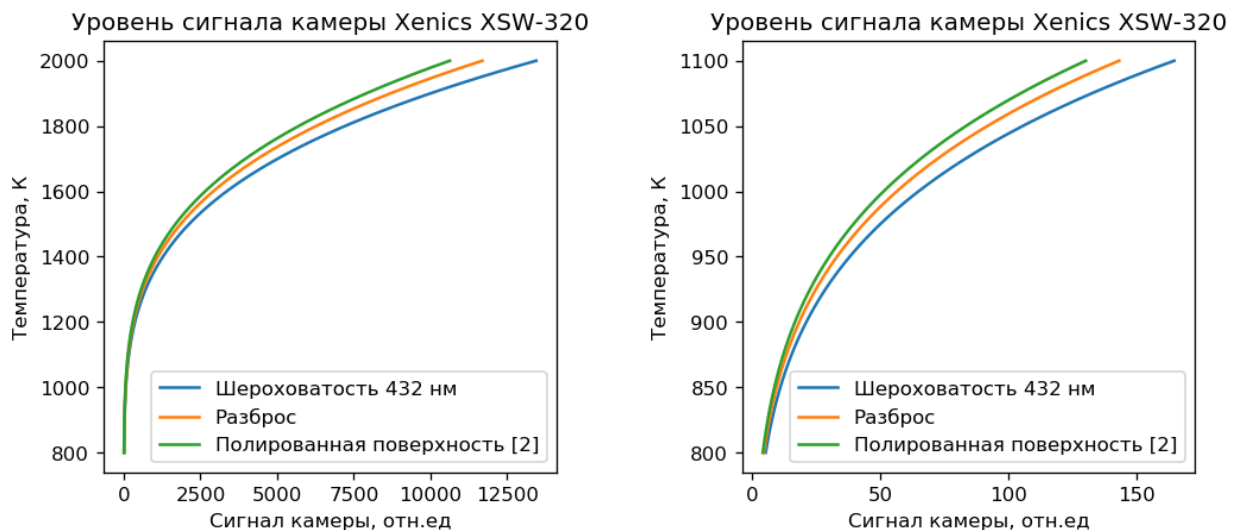


Рис. 10. Сравнение зависимостей сигналов камеры SWIR Xenics XSW-320 от температуры с учётом шероховатости поверхности и разброса данных. Правый график для низких температур от 800 К до 1100 К.

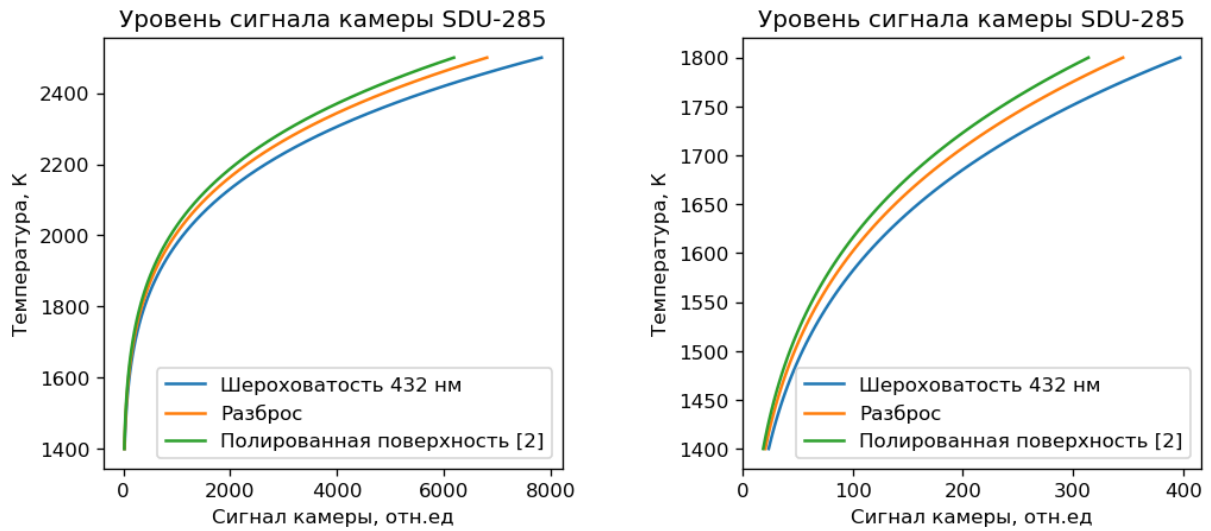


Рис. 11. Сравнение зависимостей сигналов ПЗС камеры SDU-285 от температуры с учётом шероховатости поверхности и разброса данных. Правый график для температур от 1400 К до 1800 К

Точные значения отношения температур, определенных на одном уровне сигнала для разных случаев, были вычислены отдельно. Для камеры SWIR Xenics XSW-320 это сделано при температуре 1500 К и для ПЗС камеры SDU-285 при температуре поверхности 2000 К. Выбор данных температур объясняется тем, что эти температуры являются характерными, то есть тепловое излучение с поверхностей образцов такой температуры, камера способна зафиксировать без дополнительных настроек и усилений. Получившиеся результаты занесены в таблицу 1.

Таблица 1. Точность определения температуры.		
	Разброс	Шероховатость
Точность Xenics XSW-320 при 1500 К	1,5%	3,3%
Точность SDU-285 при 2000 К	1%	2,6%

На основе излучательных способностей, которые были взяты из статьи [14] и показанные на рис. 9, можно еще и оценить точность метода двухцветной пирометрии, как уже было упомянуто в предыдущем разделе. Для двухцветной пирометрии моделировалось отношение сигналов камер  $B(T)$  для двух температур, для которых известны излучательные способности

в статье [14] (1375 К и 1600 К). Получившиеся результаты занесены в таблицу 2.

Метод измерения	SWIR Xenics XSW-320	ПЗС SDU-285	Отношение SWIR Xenics к SDU
T = 1375 К	8,6 %	3,3 %	4,1 %
T = 1600 К	4,7 %	2,4 %	0,8 %

Графическая интерпретация этих результатов предоставлена на рис. 12 и рис. 13. Как видно из всех этих результатов, метод двухцветной пирометрии оказывается более точным, чем измерение абсолютной мощности излучения. Однако это может быть связано с тем, что экспериментальные значения излучательной способности из [14] при температуре 1600 К шероховатой поверхности вольфрама имеют схожую динамику с излучательной способностью полированной поверхности при той же температуре. Интерполяционная кривая на основе данных из [14] и изображенная на рис. 9 справа, имеет такой же наклон, как и у кривой для полированной поверхности, а отличаются только сдвигом, что благоприятно для

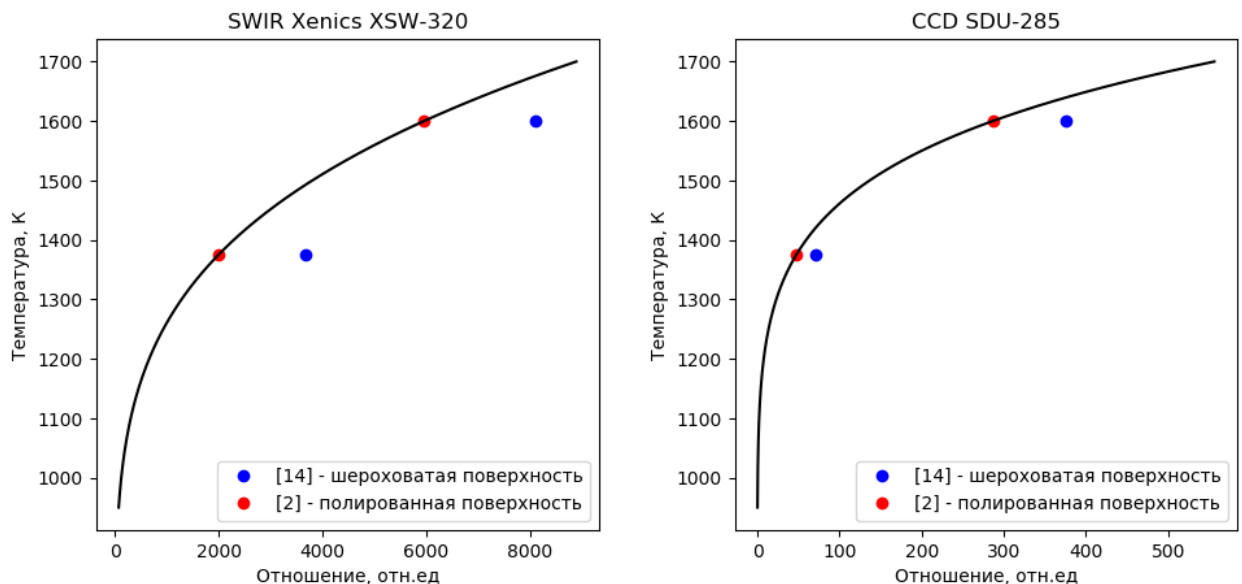


Рис. 12. Зависимость температуры от уровня сигнала камеры SWIR Xenics XSW-320 и ПЗС камеры SDU-285 для излучения от шероховатой и полированной поверхностей. Данные для шероховатых поверхностей взяты из статьи [14]. Шероховатость сильнее влияет на измерения Xenics XSW-320, так как излучательная способность шероховатой поверхности больше отличается в диапазоне чувствительности этой камеры, чем в диапазон чувствительности SDU-285.

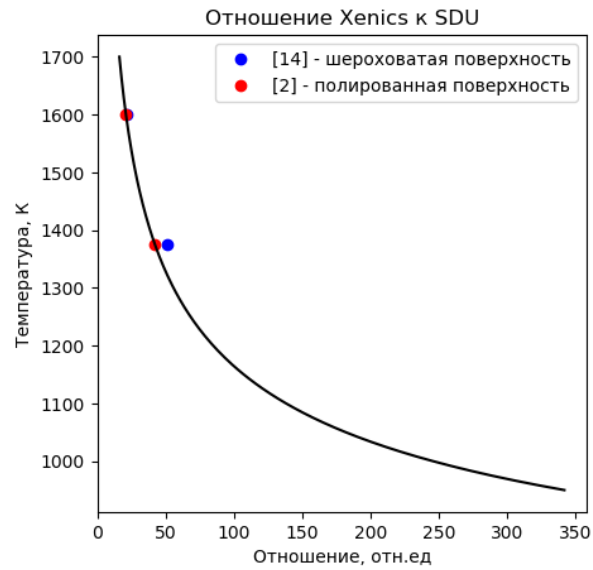


Рис. 13. Зависимость температуры от уровня сигнала для метода двухцветной пирометрии. Данные взяты из статьи [14].

двухцветной пирометрии, поэтому и температуры при такой излучательной способности будут определяться точнее.

## 5. Анализ результатов

### 5.1. Определение температуры поверхности вольфрама

Всего для анализа результатов, полученных с помощью пирометрического метода, были выбраны два снимка мишени, которые были облучены пучками электронов с разными энергиями. Получившиеся по итогу температуры поверхностей получились достаточно низкие, чтобы тепловое излучение от них можно было зафиксировать ПЗС камерой, но хорошо подходят для SWIR камеры, поэтому температура поверхностей определялась только с помощью камеры SWIR Xenics XSW-320. Пространственный профиль получившихся температур показан на рис. 14.

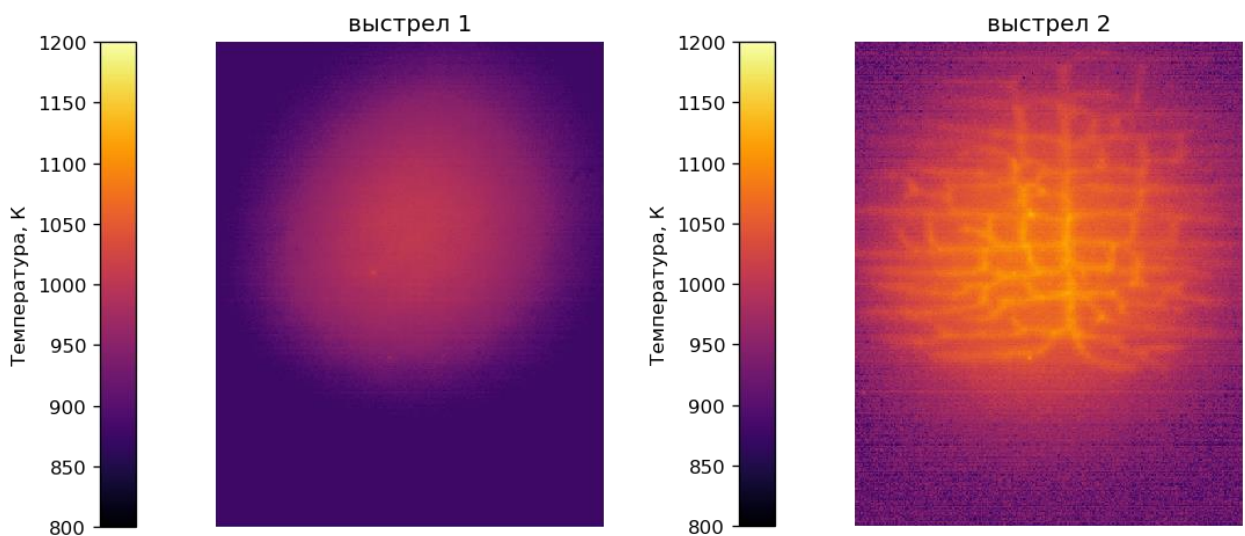


Рис. 14. Профиль температур поверхностей мишеней, измеренный с помощью камеры Xenics XSW-320.

На левом снимке в центре области воздействия температура равняется 1005 К. Максимальная температура на правом снимке определялась в области между трещинами вблизи центра области воздействия и равняется 1072 К.

## 5.2. Моделирование температуры поверхности из расчёта поглощенной мощности

Получившуюся с помощью пирометрии температуру можно сравнить с теоретически смоделированной. Это можно сделать, зная параметры электронного пучка в эксперименте и термодинамические свойства мишени, в нашем случае вольфрама – то есть воспроизвести расчёт из одномерного уравнения теплопроводности при известной поглощённой мощности пучка мишенью. Сама поглощённая мощность может быть получена из значений ускоряющего напряжения в диоде генератора пучка и поглощённого мишенью тока. При этом на установке создаётся такая конфигурация магнитных полей, чтобы плотность мощности электронного пучка вблизи поверхности мишени имела распределение, близкое к нормальному. При этом параметры этого распределения подбирались в ходе многочисленных пробных выстрелов, каждый раз изменяя параметры полей в установке. В ходе многочисленных экспериментов параметр FWHM (полная ширина на уровне половинной амплитуды) для пучка был выбран равным 22 мм, что соответствует стандартному отклонению гауссовского распределения равному примерно 9,3 мм.

Оциллограммы выстрелов показаны на рис. 15. Для первого выстрела (рис. 14 слева и рис.15 сверху) значение поглощённой энергии мишенью равняется 84,4 Дж, что даёт среднюю поглощённую мощность 556,3 кВт при длительности воздействия 151 мкс. Зная параметр FWHM, получается, что средняя поглощённая плотность мощности по центру выстрела равняется  $1,01 \text{ ГВт/м}^2$ . Для второго выстрела (рис. 14 справа и рис.15 снизу) значение поглощённой энергии это 95,1 Дж, при длительности выстрела 145 мкс, значение средней поглощенной мощности равняется 654,7 кВт, что даёт оценку средней плотности мощности в  $1,19 \text{ ГВт/м}^2$ . Используя получившиеся значения плотности мощности, моделирование показывает, что температура



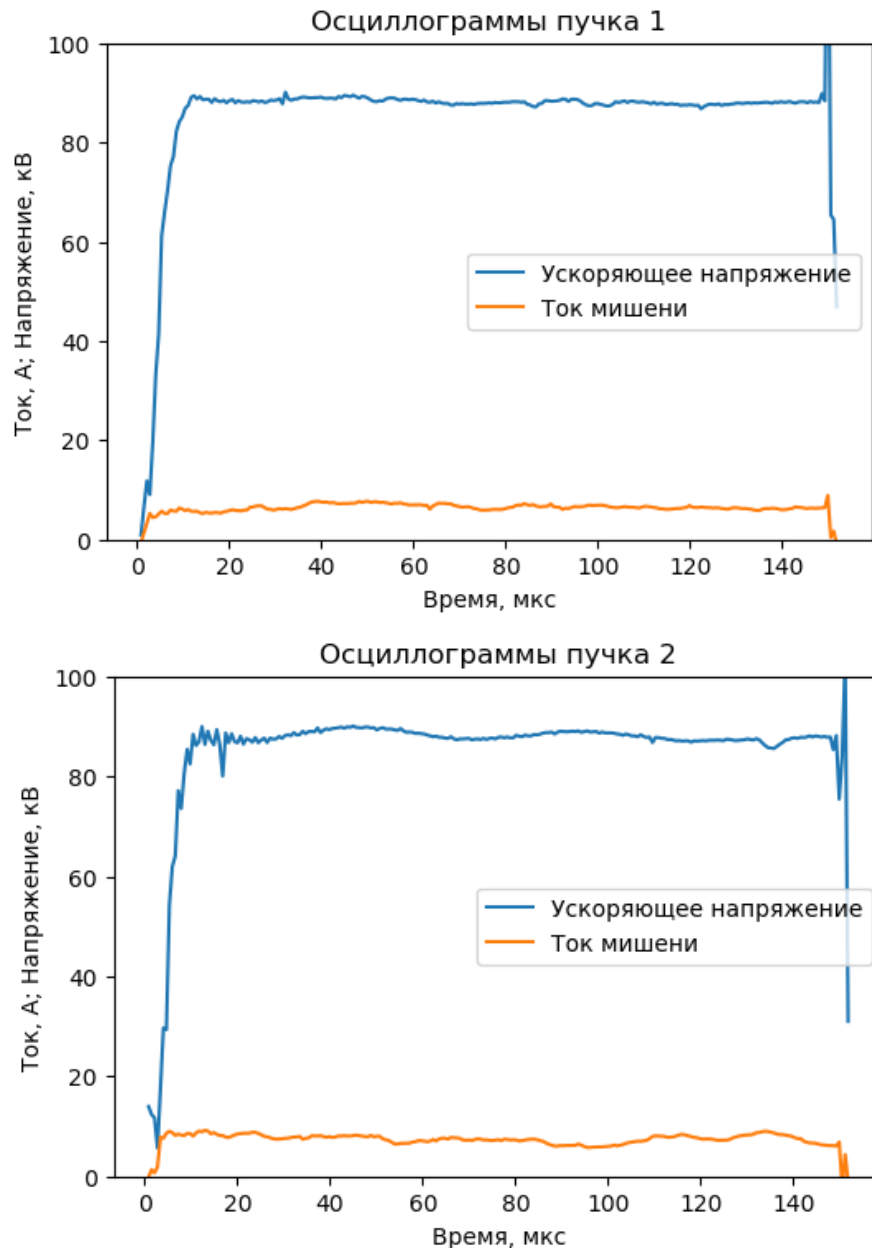


Рис.15. Осциллограммы ускоряющего напряжения и поглощённого тока для двух разных выстрелов.

поверхности по центру для первого выстрела равняется 1019 К, а для второго выстрела – 1100 К.

В первом случае поверхность вольфрама не растрескалась, поэтому температура была определена по центру выстрела. Во втором случае, когда поверхность вольфрама растрескалась, температура определялась между горячими трещинами вблизи центра выстрела. Сами трещины имеют форму перевернутой буквы Т, и в этом случае параллельное поверхности

ответвление внутри материала затрудняет теплоотвод вглубь материала, что вызывает перегрев краёв самих трещин.

Получившиеся результаты при моделировании и в эксперименте занесены в таблицу 3 с расчётом отношения этих температур.

Выстрел	Смоделированная температура, К	Температура по снимку, К	Отношение
1	1019	1005	1,39%
2	1100	1072	2,61%

Как видно из этих результатов, точность определения температуры поверхности вольфрама в эксперименте находится в пределах точности, определённой в разделе 4.

## 6. Возможности использования тантала при настройке параметров электронного пучка

Как видно на рис. 14 справа, вольфрам в ходе экспериментов растрескался, и трещины имеют более высокую температуру в сравнении с окружением. Это иллюстрирует важную проблему, возникающую при подготовке эксперимента – сложность контроля однородности электронного пучка. Электронный пучок на установке БЕТА генерируется в многоапертурном плазменном диоде [1] и для получения относительно однородного распределения пучка на образце требуется подстраивать напряжение на диоде ускорителя и магнитные поля таким образом, чтобы пучок имел близкое к нормальному распределение по мощности во время удара о мишень.

Зависимость теплового свечения мишени при различных напряжениях на диоде приведено на рис. 16 и демонстрирует работу подстройки однородности нагрева образца. Однако растрескивание вольфрамовой мишени не позволяет отслеживать однородность пучка, поскольку картина сети трещин близка по размеру к структуре пучка. Поэтому для этих целей нужен другой материал мишени, который обладает большей пластичностью,

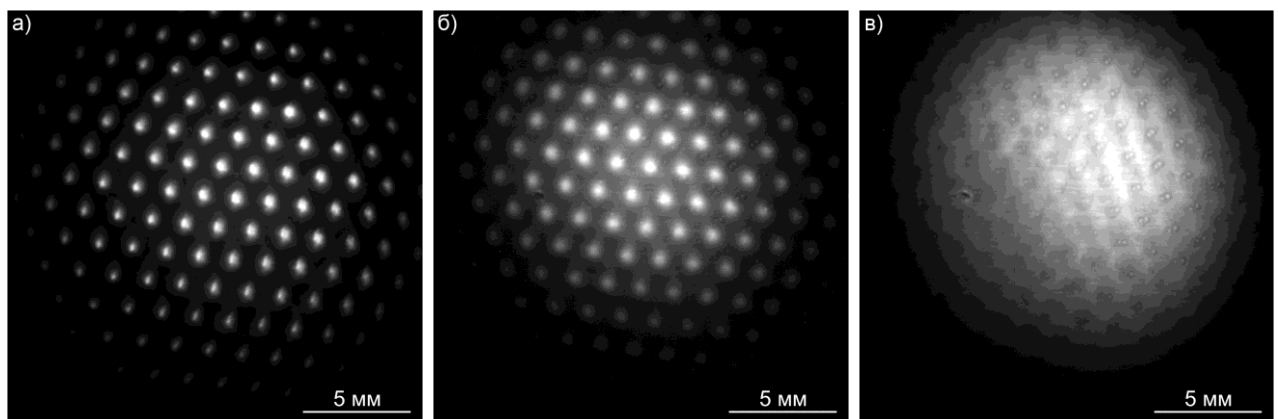


Рис.16. Снимки собственного теплового излучения нагретой танталовой мишени, полученные фиксированном ведущем магнитном поле и различных ускоряющих напряжениях. а)  $U = 75$  кВ; б)  $U = 78$  кВ; в)  $U = 87$  кВ.  $B_{\text{target}} \sim 0.05$  Т,  $B_{\text{diode}} \sim 5 \cdot 10^{-3}$  Т.

чем вольфрам, но и при этом этот материал должен быть тугоплавким. Под эти цели подходит тантал.

Тантал при комнатной температуре обладает пластичностью, в отличие от вольфрама и имеет достаточно высокую температуру плавления (3290 К). Пластичность тантала приводит к тому, что под действием термических ударов на его поверхности практически не образуются трещины. Поэтому этот материал хорошо подошёл для контроля однородности нагрева мишени электронным пучком, как это хорошо видно на рис. 16. Однако если при настройке электронного пучка появляется желание оценивать плотность мощности в пучке, используя пирометрию, аналогично описанным выше процедурам с вольфрамовыми образцами, то требуются дополнительные усилия. Например, температура плавления тантала ниже, чем у вольфрама (3695 К), поэтому это накладывает ограничение на мощность электронного пучка. Еще одна проблема связана с тем, что нет удобной математической модели спектральной излучательной способности. И иная проблема, связанная с тем, что не существуют танталовые источники теплового излучения (лампы накаливания), поэтому невозможно провести калибровку измерительного оборудования, аналогичную калибровке вольфрамовых образцов. Эта стандартная задача пирометрии требует знаний зависимости спектральной излучательной способности тантала от температуры, поэтому было предложено идти по пути, который был использован при исследовании излучательной способности вольфрама – вновь обратиться к литературным источникам, что и было проделано.

### **6.1. Излучательная способность тантала**

Как и в случае с вольфрамом, был сделан обзор литературных экспериментальных данных в справочнике [4] и отобраны данные по тем же критериям, описанным в разделе 3. Под эти критерии подходит статья [5]. В

ней опубликованы экспериментальные данные по спектральной излучательной способности для температур 300 К, 1100 К, 1500 К, 2000 К и 2500 К и они отображены на рис. 17. В дальнейшем была произведена линейная интерполяция этих данных, чтобы их можно было подставить в интеграл  $I(T)$  (или  $B(T)$ ) и использовать для определения температуры тантала с помощью пирометрии.

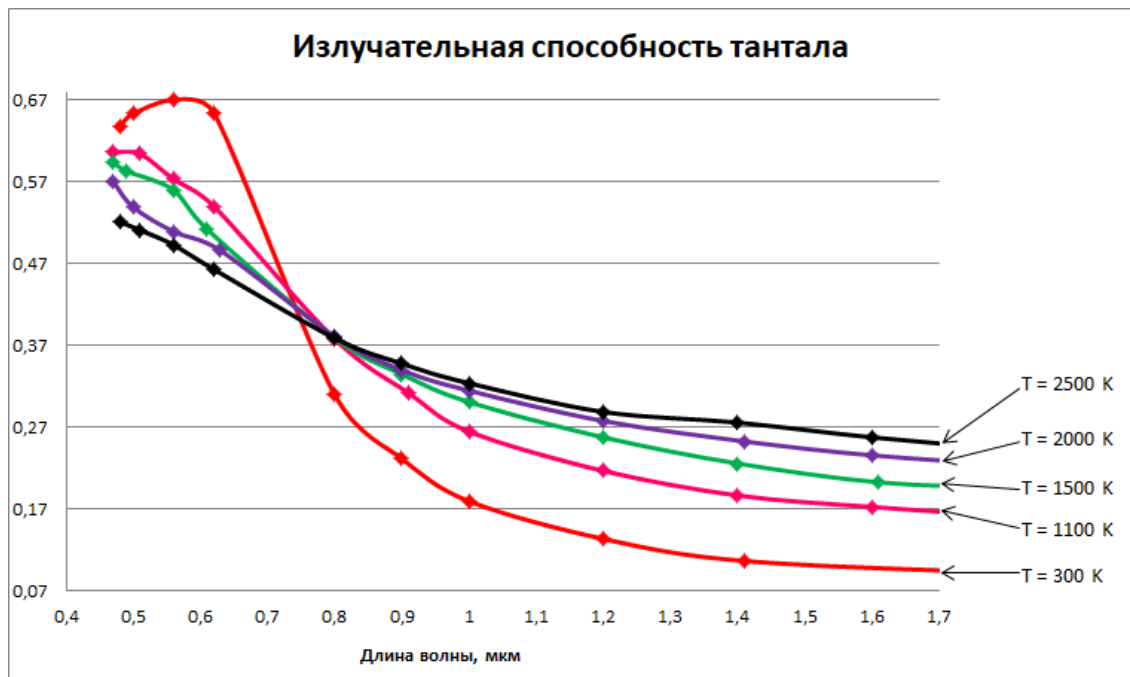


Рис. 17. Спектральная излучательная способность тантала [5].

## 6.2 Определение температуры поверхности тантала.

Вычисление интегралов  $I(T)$  и  $B(T)$  еще не позволит определить температуру поверхности танталового образца, так как нужна калибровка камер, чтобы пересчитать  $I(T)$  и  $B(T)$  в абсолютные единицы. Но как было сказано ранее, невозможно провести калибровку, так как отсутствуют танталовые источники излучения. Однако если в эксперименте используется одинаковое оборудование и одинаковая геометрия, как при определении температуры вольфрама, так и тантала, то есть возможность сделать пересчет интеграла  $I(T)$ , который откалиброван по вольфраму, чтобы его можно было использовать для определения температуры поверхности тантала. Для этого

нужно вычислить коэффициент перерасчёта. Этот коэффициент определяется из (7):

$$K(T) = \frac{\int_{\Delta\lambda} d\lambda \cdot r(\lambda)R_0(\lambda, T)\varepsilon_{Ta}(\lambda, T)}{\int_{\Delta\lambda} d\lambda \cdot r(\lambda)R_0(\lambda, T)\varepsilon_W(\lambda, T)} \quad (10)$$

Где  $\varepsilon_{Ta}(\lambda, T)$  и  $\varepsilon_W(\lambda, T)$  - спектральные излучательные способности тантала и вольфрама,  $r(\lambda)$  - спектральная чувствительность камеры. В дальнейшем, это позволяет пересчитать откалиброванный по вольфраму интеграл  $I(T)$  для тантала:

$$I_{Ta}(T) = K(T) \cdot I_W(T) = A_W \cdot K(T) \cdot \int_{\Delta\lambda} d\lambda \cdot r(\lambda)R_0(\lambda, T) \varepsilon_W(\lambda, T) \quad (11)$$

Где  $A_W$  – калибровочный коэффициент для вольфрама. Для определения температуры остаётся только сделать общий для пирометрии шаг – найти обратную функцию  $I_{Ta}^{-1}(T)$ , которая позволит уже определять температуру

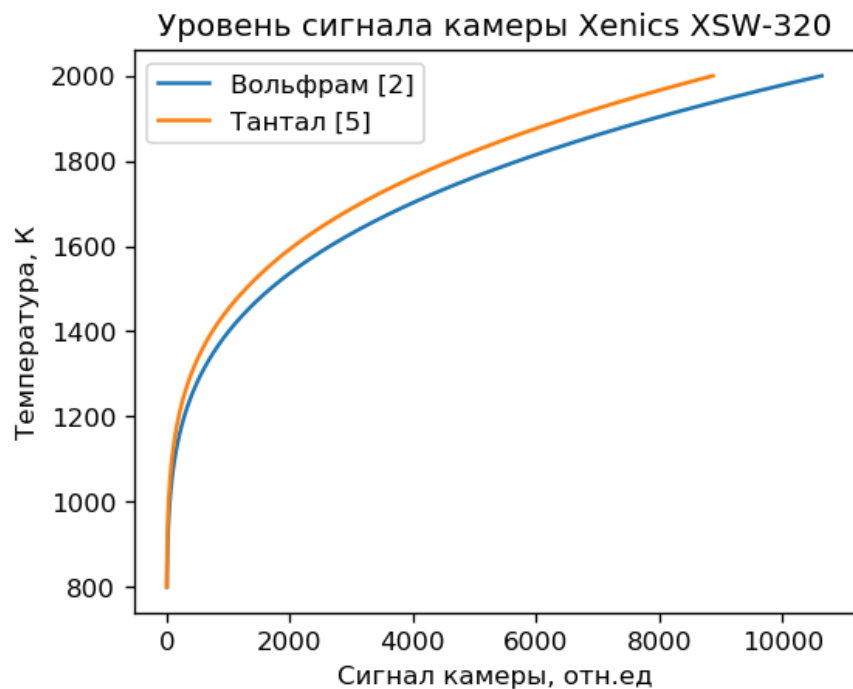


Рис. 18. Сравнение получившихся зависимостей сигналов  $I(T)$  от температуры для тантала и вольфрама

поверхности тантала.

В дальнейшем был сделан подобный расчёт для камеры SWIR Xenics XSW-320. Получившийся коэффициент  $K(T)$  изображён на рис. 19.

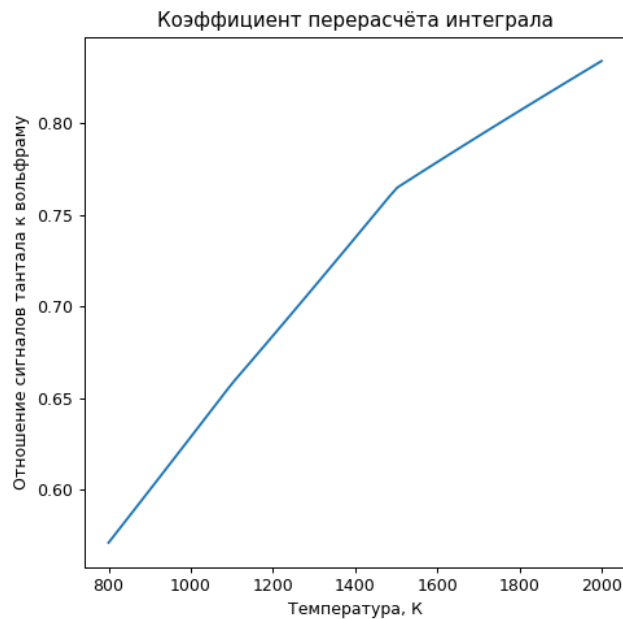


Рис. 19. Коэффициент  $K(T)$

Данный рисунок как раз соответствует тому, что на измеряемых нами диапазонах температур спектральная излучательная способность тантала меньше, чем у вольфрама в ближней инфракрасной области. Увеличение этого коэффициента с ростом температуры соответствует тому, что тантал в видимой области имеет излучательную способность выше, чем вольфрам в диапазоне температур до температуры плавления тантала, что отображено на рис. 20.

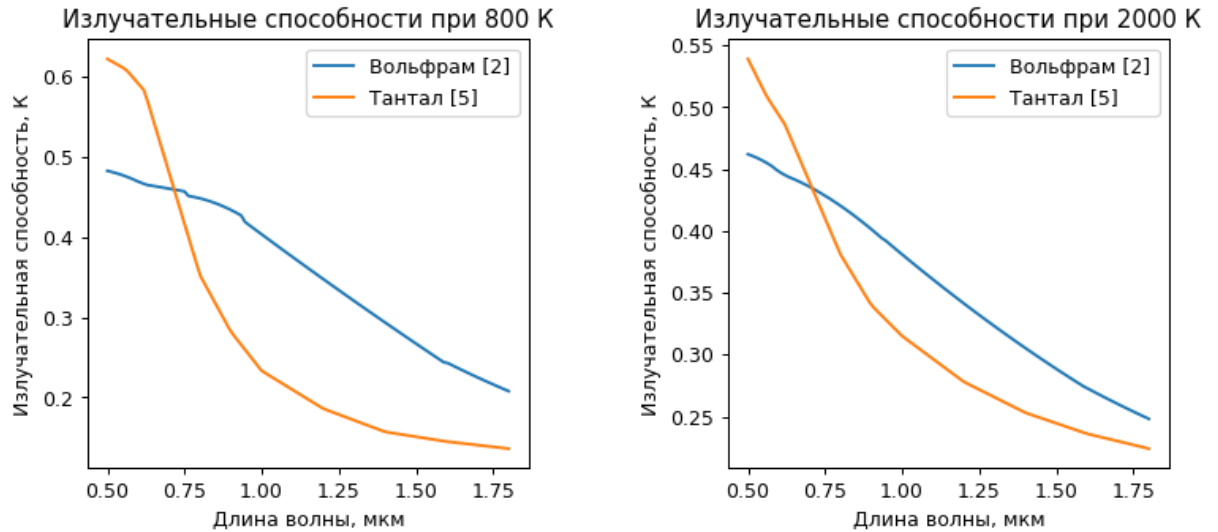


Рис. 20. Излучательные способности вольфрама и тантала при 800 К и 2000 К

### 6.3 Анализ результатов для тантала

На основе полученных результатов перерасчета вольфрамовой калибровки также был сделан анализ снимка танталовой мишени. Пространственный профиль температур показан на рис. 21

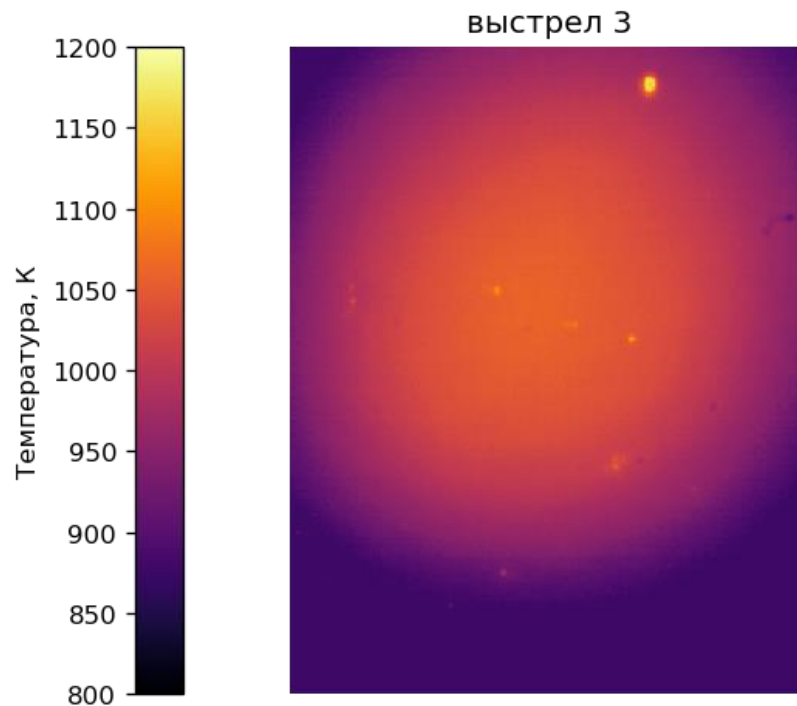


Рис. 21. Профиль температур поверхности танталовой мишени, измеренный с помощью камеры Xenics XSW-320.



Как и для вольфрамовой мишени, проведено сравнение полученных результатов с моделированием, сделанным на основе параметров поглощенной мощности и термодинамических свойств тантала. Как уже было сказано в разделе 5, моделирование производится на основе решения одномерного уравнения теплопроводности, для решения которого необходимо знать такие параметры, как теплопроводность, удельная теплоёмкость при постоянном давлении и плотность материала. Эти параметры лучше всего брать в виде функций, зависящих от температуры и вновь обратиться к экспериментальным данным в литературе. В статье [15] теплоёмкость при постоянном давлении в Дж/(кг·К) дана в виде формулы, которая может быть применена в диапазоне температур от 300 К до 3200 К:

$$C_p(T) = 117.989 + 0.10524T - 1.5259 \cdot 10^{-4}T^2 + 1.17931 \cdot 10^{-7}T^3 \quad (12) \\ - 4.20425 \cdot 10^{-11}T^4 + 5.75517 \cdot 10^{-15}T^5$$

В статье [16] доступна теплопроводность в Вт/(м·К) для диапазона температур от 273,15 К до 1800 К:

$$\lambda(T) = 57,5 + 0,0025(T - 273,15) \quad (13)$$

Для более высоких температур применима следующая формула для теплопроводности в Вт/(см·К) из статьи [17] для температур от 1400 К до 2600 К:

$$\lambda(T) = 3,989 \cdot 10^{-5}T + 0,5537 \quad (14)$$

Плотность была высчитана из коэффициента линейного расширения, так как в ходе поисков не было найдено исследований зависимости плотности тантала от температуры. В статье [18] приведена зависимость коэффициента линейного расширения от температуры для диапазона от 300 К до 2700 К:

$$\frac{\Delta L}{L}(T) = 6,6 \cdot 10^{-6}(T - 300) + 5,2 \cdot 10^{-10}(T - 300)^2 \quad (15)$$

Сам же коэффициент линейного теплового расширения равен:

$$\alpha_L = \frac{\Delta L}{L\Delta T} \quad (16)$$

Где  $\Delta T = (T - 300)$  К. Объёмный коэффициент равен:

$$\alpha_V = 3\alpha_L \quad (17)$$

Зная объёмный коэффициент расширения, можно получить зависимость плотности материала от температуры:

$$\rho(T) = \frac{\rho(300)}{1 + \alpha_V(T - 300)} \quad (18)$$

Где  $\rho(300)$  – плотность тантала при 300 К, взятая равной 16650 кг/м<sup>3</sup>.

На основе выше приведённых данных была смоделирована температура по центру области воздействия мишени. Осциллограммы выстрела показаны на рис.22. Поглощенная энергия электронного пучка равна 59,7 Дж, что при длительности в 150 мкс даёт среднюю поглощённую мощность, равную 396,9 кВт. Это соответствует тому, что в центре области воздействия пучком средняя плотность мощности равняется 0,72 ГВт/м<sup>2</sup>. Результаты моделирования и расчёт по снимку температуры в центре области воздействия приведены в таблице 4.

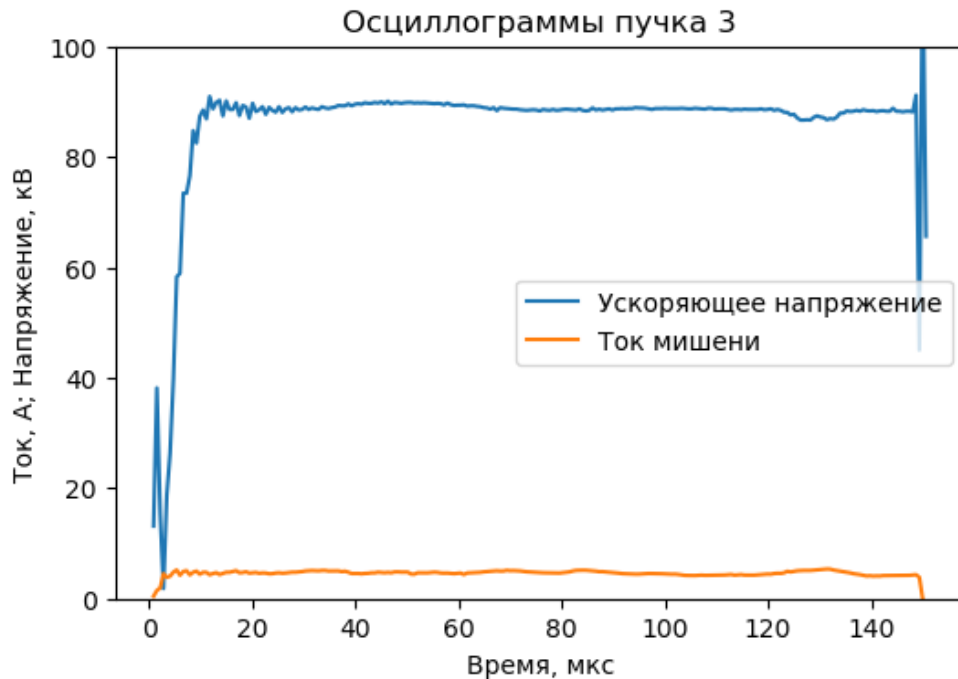


Рис.22. Осциллограмма ускоряющего напряжения и поглощённого тока для выстрела по танталу.

Таблица 4. Сравнение результатов эксперимента с моделированием

Смоделированная температура, К	Температура по снимку, К
578	1103

Как видно, получившиеся результаты отличаются друг от друга почти в 2 раза и при этом неизвестен источник ошибки, и где именно нужно её искать, в моделировании, или пирометрии. Соответственно, в дальнейшем планируется, после снятия всех ограничений, провести повторные эксперименты с большей энергией электронного пучка для нагрева мишени до более высоких температур, чтобы можно было измерить профиль температуры, используя ПЗС камеру SDU-285. Сравнение снимков с разных камер поможет найти источник ошибки, связанный с пирометрией, если он существует. И также планируется анализ термодинамических данных тантала на предмет исключения ошибки, связанной с неточностью моделирования.

## 7. Заключение

В ходе выполнения работы была сделана оценка точности радиационно-пирометрического метода измерения температуры поверхности вольфрама, которая подвергается воздействию электронного пучка. Основным неизвестным фактором, влияющим на точность, является шероховатость поверхности, которая может меняться по ходу эксперимента и влиять на излучающую способность поверхности. До этой работы вопрос влияния шероховатости на точность не исследовался, и точность измерения пирометрами часто вызывала вопросы. В ходе настоящей работы был сделан обзор литературных экспериментальных данных по спектральным излучательным способностям для различных вольфрамовых поверхностей для выяснения разброса имеющихся данных для полированных поверхностей и для определения спектральных излучательных способностей для шероховатых поверхностей. В дальнейшем эти данные были использованы для теоретических расчётов точности измерения с помощью детекторов излучения, которые используются в эксперименте.

В экспериментах использовались две разные камеры. Первая камера – это ПЗС-камера SDU-285, вторая камера – это InGaAs инфракрасная камера Xenics XSW-320. Для обеих камер была сделана оценка точности определения температуры для метода измерения абсолютной мощности излучения нагретого материала. Так как камеры обладают различными спектральными чувствительностями, то это также позволило сделать оценку и для метода двухцветной пирометрии, то есть метода отношений измеренных мощностей излучений. Теоретическое моделирование показало, что разброс излучательных способностей для полированных поверхностей, имеющийся в литературных данных, даёт вклад в ошибку определения температуры не более чем в 1,5%. А моделирование для поверхности со среднеквадратическим значением шероховатости, равным 432 нм, показало,

что для камеры Xenics XSW-320 ошибка определения температуры составляет не более 8,6%, а для камеры SDU-285 – не более 3,3%. Особенно высокую точность даёт метод двухцветной пирометрии, не хуже 1% для области относительно высоких температур ~1600 К. Эти результаты говорят о том, что шероховатость поверхности мало влияет на точность определения температуры, что можно считать важным результатом работы. Результаты этих моделирований можно использовать для сравнений с реальным экспериментом.

В ходе эксперимента была измерена температура поверхности в двух импульсах электронным пучком по вольфрамовой мишени. При этом температуры в обоих случаях были слишком низкими, что позволило использовать только инфракрасную камеру Xenics XSW-320. Температуру поверхности также можно смоделировать, зная параметры электронного пучка и поглощенного мишенью тока. Смоделированные и измеренные камерой температуры были сравнены между собой, и в результате получилось, что точность температуры, определённой камерой-детектором, находится в пределах расчётной теоретической.

Однако в реальном эксперименте существовала проблема контроля однородности электронного пучка. Пучок электронов генерируется в многоапертурном диоде и напряжение в диоде и магнитные поля на экспериментальной установке подстраивают таким образом, чтобы распределение плотности мощности пучка при его ударе о поверхность было однородным. Однако при импульсном нагреве поверхности вольфрама электронным пучком, она часто растрескивается, что и создает проблему контроля однородности. Это связано с тем, что часто края трещин перегреваются и создают сетку более горячих областей даже при однородном нагреве. Поэтому для этих целей предложено использовать тантал, сходный с вольфрамом тугоплавкий металл, пластичный при комнатной температуре.

Одновременно танталовую мишень можно было бы использовать для независимой оценки мощности пучка, однако, нет математической модели его спектральной излучательной способности, и не существуют танталовые источники теплового излучения, чтобы напрямую возможно было прокалибровать систему диагностики. Поэтому был сделан обзор литературных экспериментальных данных по излучательной способности тантала. Найденные данные были интерполированы и в дальнейшем использованы для создания метода определения температуры тантала на основе калибровки диагностической системы с помощью ленточной вольфрамовой лампы накаливания. Полученные результаты можно использовать для реальных экспериментов с танталом. Однако предварительные результаты эксперимента по измерению температуры поверхности тантала сильно отличаются от результатов моделирования, поэтому имеют смысл повторные эксперименты, но уже с более высокими энергиями электронного пучка, и с использованием ПЗС камеры для измерения температуры для сравнения с результатами инфракрасной камеры. Также есть возможность неточности термодинамических параметров тантала, введённых для моделирования температуры, поэтому в дальнейшем эти параметры будут дополнительно исследованы. Тем не менее, показано, что тантал может использоваться для настройки однородности электронного пучка на поверхности образцов. Такая необходимость возникает при перестройке конфигурации магнитных полей, с целью изменить размер пучка или/и плотность мощности тепловой нагрузки на образце

## Список литературы

1. Trunev, Yu. A. et al., AIP Conference Proceedings 1771 (2016) 060016
2. Pon R. M., Hessler J. P. Spectral emissivity of tungsten: analytic expressions for the 340-nm to 2.6- $\mu\text{m}$  spectral region // Applied Optics. – 1984. – V. 23. – №. 7. – P. 975 - 976.
3. DeVos, J. C., Physica, 20, P. 690-714, 1954.
4. Touloukian Y. S., DeWitt D. P. Thermophysical properties of matter - the TPRC data series. Volume 7. Thermal radiative properties - metallic elements and alloys. Data book. United States: N. p., 1970.
5. Barnes B. T. Optical Constants of Incandescent Refractory Metals // Opt. Soc. Am. – 1967. – V. 56. – №. 11. – P. 758 - 762.
6. Riethof, T. R. and DeSantis, V. J. Techniques of Measuring Normal Spectral Emissivity of Conductive Refractory Compounds at High Temperatures // 1963, NASA, SP-31, P. 564-84.
7. Askwyth, W. H., Yahes, R. J., House, R. D. and Mikk, G. Determination of the Emissivity of Materials. Vol. I, II and III. Report Period: July 1, 1959 through December 31, 1962, NASA Contractor's Report, NASA-CR-56496, 56497, 56498, P. 1-277.
8. Coffmann, J. A., Ribler, G. M., Lyon, T. F. and Acchione, B. D. Carbonization of Plastics and Refractory Material Research// 1963, WADD-TR-60-646 (Part 2), P. 1-183.
9. Riethof , T. R. High Temperature Spectral Emissivity Studies // General Electric Co., R61SD004, P. 1-34
10. Larrabee, R. D. J. Opt. Soc. Amer., 49 (6), P. 619-25, 1959.
11. Martin, W. S., Duchane, E. M. and Blau, H. H. Jr. Measurement of Optical Constants at High Temperature // AFCRL-63-547, P. 1026

12. Kibler, G. H., Lyon, T. F., Linevsky, M. J. and DeSantis, V. J. Refractory Materials Research // General Electric Co., Quarterly Progress Report No. 10, 1 Jan - 31 Mar. 1963, P. 1-34.
13. Good, R. C., Jr., Space Sciences Lab., General Electric Co., AFOSR-5096, P. 1-80, 1963.
14. Rolling R.E., Funai A.I., Grammer J.R. Investigation of the effect of surface condition on the radiant properties of metal // 1964, USAF, ML-TR-64-363, P. 1-161.
15. Maglic, K. D. Recommended specific heat capacity functions of group VA elements. // International Journal of Thermophysics. Vol. 24, No. 2, March 2003.
16. Савченко, И.В., Станкус, С.В. Температуропроводность и теплопроводность тантала в интервале температур 293 – 1800 К. // Теплофизика и аэромеханика, том 15, №4, 2008.
17. Taylor, R. E., Kimbrough, W. D., and Powell, R. W. Thermophysical Properties of Tantalum, Tungsten and Tantalum-10 WT. Per Cent Tungsten at High Temperatures. // J. Less-Common Metals, 24 (1971) P. 369-382
18. Worthing, A. G. Physical Properties of Well Seasoned Molybdenum, and Tantalum as a Function of Temperature. // Physical Review, 28(1), P. 190–201. 1926.