

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Физико-технические аспекты радиометрической термометрии с позиций нового определения единицы температуры

В.П. Ходунков

Рассмотрены физико-технические аспекты перехода на новое определение единицы температуры как физической величины и раскрыты особенности реализации абсолютного метода её воспроизведения в радиометрической термометрии, представлены физические основы метода и его теоретическое обоснование. Дан всесторонний анализ процедуры воспроизведения единицы температуры согласно её новому определению, показаны особенности реализации метода в эталонной радиометрической термометрии, приведена оценка погрешности измерений.

Ключевые слова: термодинамическая температура, абсолютный метод, излучение Планка, радиометрическая термометрия, измерение, погрешность, асимметрия, спектр

PACS numbers: 06.20. – f, 06.30. – k, 07.20. – n

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.10.039571>

Содержание

1. Введение (753).
 2. Цель исследования (754).
 3. Физико-технические аспекты реализации абсолютного метода измерения термодинамической температуры (754).
 - 3.1. Физические основы метода измерения.
 - 3.2. Развитие теории и практики метода.
 - 3.3. Уравнение измерения метода.
 - 3.4. Об использовании эффективной и центральной длины волны.
 - 3.5. Оценка погрешности.
 - 3.6. Обсуждение и рекомендации.
 4. Заключение (763).
- Список литературы (763).

1. Введение

С 2019 г. весь мир измерений перешёл на новые определения основных единиц физических величин (длины, массы, времени, силы электрического тока, термодинамической температуры, количества вещества, силы света), которые стали связаны с фиксированными значениями фундаментальных физических постоянных. При этом из предшествующих определений указанных физических величин окончательно исчезла привязка к каким-либо материальным эталонам. Переопределение основных единиц Международной системы единиц (СИ) повлекло за собой целый ряд научно-технических проблем, в первую очередь касающихся воспроизведения и

передачи единиц указанных физических величин согласно их новому определению. Конечная цель данной реформы Международной системы единиц — обеспечить единство измерений физических величин с одновременным повышением их точности.

В настоящей статье рассматриваются особенности перехода на новое определение единицы одной из основных физических величин — температуры (кельвина) и приводится решение сопутствующих этому научным проблемам, которые оказались весьма существенными и потребовали серьёзной физической проработки.

Согласно новому определению единицы термодинамической температуры, — "Кельвин, символ К, — это единица термодинамической температуры T , которая определена путём установления фиксированного численного значения постоянной Больцмана k равным $1,380649 \times 10^{-23}$ Дж К⁻¹". Новое определение кельвина основано на назначении фиксированного значения для фундаментальной физической постоянной Больцмана, являющейся коэффициентом, связывающим единицу температуры с единицей тепловой энергии. Величина kT , присутствующая в уравнениях состояния, является характеристической энергией, определяющей распределение энергии между частицами системы, находящейся в тепловом равновесии.

Следует отметить, что главным преимуществом введения нового определения кельвина является повышение точности температурных измерений в области температур, далёких от тройной точки воды, и в первую очередь в области высоких температур. В результате этого обеспечивается возможность применения абсолютных радиационных термометров без опоры на тройную точку воды, что в конечном счёте должно привести к повышению точности температурной шкалы и расширению её диапазона без каких-либо серьёзных организационных и экономических последствий.

В.П. Ходунков

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева,
Московский просп. 19, 190005 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: walkerearth@mail.ru

Статья поступила 21 июня 2023 г., после доработки 23 августа 2023 г.

Далее представлены основные физические принципы воспроизведения и измерения единицы температуры согласно её новому определению. Рассмотрены теоретические основы принципиально нового подхода к воспроизведению единицы температуры для области высоких температур (диапазон от 1357 К до 3200 К) как вероятной альтернативы методу условной первичной термометрии [1], используемому в качестве базового принципа в Государственном первичном эталоне единицы температуры ГЭТ 34-2020.

Основополагающим общемировым руководством для реализации абсолютного метода в радиометрической термометрии является руководство "Mise-en-pratique", разработанное Международным бюро мер и весов (Bureau International des Poids et Mesures, BIPM) для нового определения кельвина. В документе [1], являющемся приложением к "Mise-en-pratique", представлены теория абсолютного метода, уравнение измерения, даны практические рекомендации для построения системы измерений, приведена оценка ожидаемой погрешности.

Детальный анализ данного документа показал, что в нём даются лишь общие рекомендации, а особенности и нюансы реализации метода раскрыты недостаточно. Поэтому в статье рассматриваются наиболее важные, по мнению автора, физико-технические и прикладные аспекты реализации данного метода и предлагается ряд мер по его развитию и совершенствованию.

Как считается, метрологические характеристики нового российского эталона ГЭТ 34-2020 на сегодняшний день позволяют обеспечить потребности науки и промышленности, а его эквивалентность находится на уровне лучших национальных стандартов наиболее развитых стран [2]. В то же время нельзя считать, что предел точностных возможностей эталона достигнут, поэтому его состояние постоянно анализируется, ищутся пути совершенствования, разрабатываются новые технические решения, чему, собственно говоря, и посвящена настоящая статья.

Следует отметить, что процедура воспроизведения единицы температуры абсолютным методом чрезвычайно сложна, реализуется большим составом высокоточного измерительного оборудования и, по мнению автора, может и должна быть оптимизирована. Кроме того, остаются недостаточно проработанными вопросы повышения точности измерений ряда физических величин — спектральной излучательной способности полости модели абсолютно чёрного тела и квантовой эффективности приёмника инфракрасного излучения, входящих в состав эталона ГЭТ 34-2020, без точного знания значений которых невозможна реализация данного абсолютного метода.

В представленном исследовании в максимальной степени учтены достижения и наработки мировой науки в данной области измерений: в отношении воспроизведения единицы температуры — работы [3–25], проанализированы известные методы измерения излучательной способности твёрдых тел — работы [26–36], методы измерения квантовой эффективности фотодиодных приёмников — работы [37–47].

2. Цель исследования

Целью проводимого исследования является физическое обоснование метода измерений и всесторонний анализ

процедуры воспроизведения единицы температуры согласно её новому определению, оценка достигаемой фактической точности и разработка новых технических решений, направленных на её дальнейшее повышение.

3. Физико-технические аспекты реализации абсолютного метода измерения термодинамической температуры

Как принято в 2019 г., при абсолютном измерении температура как измеряемая величина должна быть связана с фундаментальными физическими постоянными Больцмана и Планка.

Основные физические принципы измерения термодинамической температуры абсолютным методом предписаны первичным документом "Mise-en-pratique". Согласно данному документу, измерение термодинамической температуры абсолютным методом основано на точном измерении оптической мощности, излучаемой в заданной спектральной полосе и известном телесном угле изотермической полостью с известной излучательной способностью. В качестве такой изотермической полости предписано использовать модель абсолютно чёрного тела (МАЧТ) с помещённой в неё так называемой ампулой температурной реперной точки, в которой совершается фазовый переход находящегося в ней чистого вещества или эвтектической смеси. Ампулы для реализации реперных точек температурной шкалы предназначены для воспроизведения температуры фазовых переходов плавления или затвердевания чистых металлов и эвтектических смесей и являются рабочими эталонами температуры 0-го разряда согласно ГОСТ 8.558-2009.

Применение таких ампул для целей эталонной радиометрической термометрии обосновано чрезвычайно высоким постоянством температуры фазового перехода и его большой продолжительностью, достаточной для проверки и калибровки высокотемпературных средств измерения температуры.

Ампулы реперных точек, используемые в радиометрической термометрии, как правило, представляют собой два коаксиально расположенных цилиндра из графита. Между ними помещается реперное вещество, фазовый переход которого используется для целей указанной калибровки и проверки (рис. 1). Внутренняя цилиндрическая полость является излучающей полостью, обладает высоким коэффициентом излучения, близким

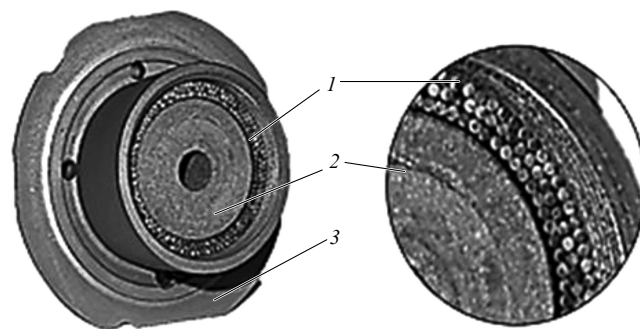


Рис. 1. Внешний вид конструкции "ампулы реперной точки" в сборе: выравнивающая центрирующая оболочка (1), ампула (2), контейнер для ампулы (3).

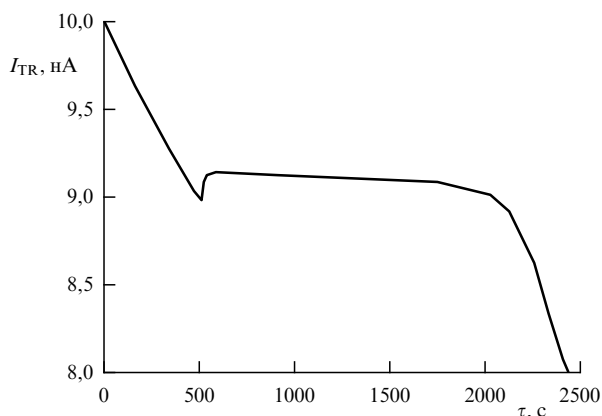


Рис. 2. Фазовый переход чистой меди (затвердевание).

к единице, и обладает наивысшей изотермичностью и временной стабильностью мощности излучения во время осуществления фазового перехода. К примеру, для фазового перехода меди (плавление, затвердевание) при температуре данного фазового перехода 1357,77 К обеспечивается временная стабильность мощности излучения, которая характеризуется температурной нестабильностью излучающей полости ампулы порядка 12 мК, т.е. всего лишь $8,8 \times 10^{-6}$ отн. ед., или 0,0008 %. На рисунке 2 представлен реальный пример фазового перехода чистой меди (затвердевание), достигнутый на государственном эталоне единицы температуры ГЭТ 34-2020. Из рисунка 2 можно убедиться, что длительность фазового перехода (затвердевания) меди составляет приблизительно 900 с (15 мин).

Конструктивно ампула реперной точки размещается в специальном графитовом контейнере (см. рис. 1), который в свою очередь устанавливается внутри цилиндрической электропечи. На рисунке 3 представлено фото переднего фланца электропечи, в центре его видна излучающая полость ампулы. Такая конструкция называется моделью абсолютно чёрного тела. Отметим

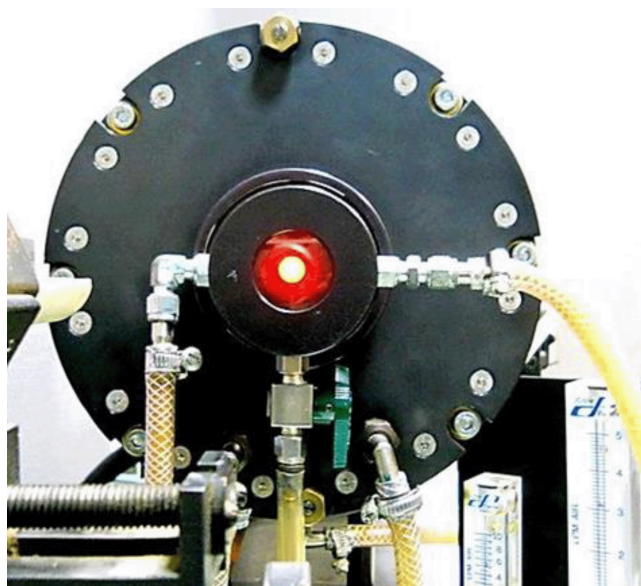


Рис. 3. Передний фланец модели абсолютно чёрного тела.

следующее. Благодаря конструкции ампулы и применению специальных диафрагм коэффициент излучения её полости близок к единице и составляет $\epsilon \approx 0,9997$, поэтому принято считать, что излучение такой полости с высокой степенью вероятности ($P = 0,99$) идентично излучению абсолютно чёрного тела (АЧТ), а это, собственно говоря, и использует радиометрическая термометрия и эталонная метрология.

При воспроизведении единицы температуры абсолютным методом в качестве средства измерения оптической мощности используется абсолютный фильтровый радиометр, или, как его называют по-другому, абсолютный радиационный термометр.

Как в настоящее время принято всеми национальными метрологическими институтами, в состав фильтрового радиометра входят: фотодетектор, спектральный селективный фильтр и геометрическая/оптическая система с двумя заданными апертурами. Согласно "Mise-en-pratique", измерение термодинамической температуры может осуществляться на основе четырёх равнозначных физических принципов, которые различаются лишь по принципу градуировки фильтрового радиометра.

Основные принципы следующие.

1. *Принцип измерения спектральной мощности.* Фильтровый радиометр градуируется по чувствительности к мощности и используется для измерения энергетической яркости абсолютно чёрного тела вместе с апертурами детектора и источника.

2. *Принцип измерения энергетической освещённости.* Фильтровый радиометр градуируется по чувствительности к энергетической освещённости и используется для измерения энергетической яркости абсолютно чёрного тела вместе с апертурой источника.

3. *Гибридный принцип измерения.* Фильтровый радиометр градуируется по чувствительности к энергетической освещённости и используется для измерения энергетической яркости абсолютно чёрного тела вместе с одинарной простой линзой и апертурой линзы.

4. *Принцип измерения энергетической яркости.* Радиометр градуируется по чувствительности к энергетической яркости и состоит из фильтрового радиометра, встроенного в оптическую систему, состоящую из нескольких линз и экранов.

Кроме того, могут использоваться и другие принципы измерения. На рисунке 4 в качестве примера представлена схема установки для градуировки радиационного термометра с использованием лазера типа "суперконтинуум" для целей радиационной термометрии, используемая в Национальном метрологическом институте (Laboratoire National de métrologie et d'Essais, LNE), Франция.

3.1. Физические основы метода измерения

Вне зависимости от используемого принципа градуировки общее уравнение измерения абсолютного метода имеет вид

$$I = \int_0^{\infty} \epsilon(\lambda) F_{FR} S_{\lambda}(\lambda) L_{b,\lambda}(\lambda, T) d\lambda, \quad (1)$$

где I — фототок, генерируемый фильтровым радиометром от излучения МАЧТ, [А]; F_{FR} — площадь приёмной поверхности фильтрового радиометра, [м²]; $S_{\lambda}(\lambda)$ — спектральная чувствительность фильтрового

Термодинамическая температура в первичной радиометрии,
Klaus Anhalt and Graham Machin
Downloaded from: <http://rsta.royalsocietypublishing.org/>
on February 22, 2016



Рис. 4. Схема установки для градуировки радиационного термометра с использованием лазера "суперконтинуум" для целей радиационной термометрии.

радиометра к энергетической яркости на заданной длине волны λ , [А Вт⁻¹]; $L_{b,\lambda}(\lambda, T)$ — спектральная плотность энергетической яркости излучающей полости абсолютно чёрного тела, [Вт м⁻³]; T — термодинамическая температура излучающей полости МАЧТ, [К]. При этом считается, что излучение МАЧТ эквивалентно излучению абсолютно чёрного тела и характеризуется коэффициентом излучения $\varepsilon(\lambda) = 0,9997$ [14, 15].

Как известно, спектральное излучение абсолютно чёрного тела подчиняется закону Планка, который в формульном выражении имеет вид

$$L_{b,\lambda}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(c_2/\lambda T) - 1}, \quad (2)$$

где $c_1 = 2\pi h c^2 = 3,741771851 \times 10^{-16}$ — первая радиационная постоянная, [Вт м²]; $c_2 = hc/k = 1,4387769 \times 10^{-2}$ — вторая радиационная постоянная, [м К]; $h = 6,62607015 \times 10^{-34}$ — физическая фундаментальная постоянная Планка, [Дж с]; $e = 1,602176634 \times 10^{-19}$ — элементарный заряд, [Кл] или [А с]; $c = 2,99792458 \times 10^8$ — скорость света в вакууме, [м с⁻¹]; $k = 1,380649 \times 10^{-23}$ — физическая фундаментальная постоянная Больцмана, [Дж К⁻¹].

Рассмотрим процесс измерения термодинамической температуры излучающей полости МАЧТ, реализуемый по принципу измерения энергетической яркости (4-й принцип), согласно которому в России воспроизводят единицу температуры на Государственном первичном эталоне единицы температуры ГЭТ 34-2020. В [2] подробно представлен комплекс аппаратуры, позволяющий воспроизводить кельвин в соответствии с его новым определением методом абсолютной первичной радиометрической термометрии.

Процесс состоит из четырёх последовательных этапов:

1-й этап — измерение спектральной чувствительности $S_\lambda(\lambda)$ трап-детектора с помощью абсолютного крио-

генного радиометра и перестраиваемого лазера (или монохроматора и широкополосного источника);

2-й этап — измерение мощности излучения интегрирующей сферы с помощью приёмника инфракрасного излучения — квантового трап-детектора — в заданной спектральной полосе;

3-й этап — градуировка фильтрового радиометра по излучению интегрирующей сферы в заданной спектральной полосе — выполняется по одному из перечисленных выше четырёх принципов;

4-й этап — измерение термодинамической температуры излучающей полости МАЧТ с помощью откалиброванного фильтрового радиометра.

При алгоритме измерений, рекомендованном документом [1], суммарная погрешность формируется за счёт погрешности измерения следующих параметров: длины волны, спектральной чувствительности трап-детектора, фототока, геометрического фактора, излучательной способности полости МАЧТ, а также вклада других факторов: внеполосового излучения и поглощения спектрального селективного фильтра, расходимости пучка излучения, дифракции на апертурах, нестабильности лазерного излучения, эффекта размера источника, временной нестабильности фильтрового радиометра и МАЧТ.

3.2. Развитие теории и практики метода

С целью повышения точности измерений предлагается изменить алгоритм измерения термодинамической температуры МАЧТ. Предлагаемая корректировка алгоритма заключается в использовании операции компарирования энергетических яркостей полости МАЧТ и интегрирующей сферы.

Здесь необходимо отметить, что применение интегрирующей сферы обеспечивает равномерное по пространству рассеивание инфракрасного излучения в её выходные порты, — это позволяет точно измерять световой поток и мощность излучения. Интегрирующая сфера, также называемая сферой Ульбрихта, представляет со-

бой оптический компонент, состоящий из поллой сферы с диффузным белым отражающим покрытием внутри и небольшими отверстиями для входных и выходных портов.

Операция компарирования (сравнения) энергетических яркостей полости МАЧТ и интегрирующей сферы выполняется путём совместного применения компаратора яркостей и трап-детектора, оснащённого полосовым оптическим фильтром, являющимися своего рода аналогом фильтрового радиометра. Уместно заметить, что данное техническое решение не ново, однако, по мнению автора, незаслуженно игнорировано. Касательно его в документе [1] прямо сказано: "...Компараторы излучения на основе монохроматоров могут быть абсолютно откалиброваны по эталонному трап-детектору, но эта калибровка может самопроизвольно изменяться в течение длительных периодов из-за недостаточной стабильности монохроматора..."

"...Следовательно, измерение яркости станет частью схемы измерений во всех случаях. Этот метод применялся в прошлом для измерения термодинамической температуры затвердевания меди [4, 5]. Это — прямой метод измерения яркости с использованием перестраиваемого лазера и интегрирующей сферы..."

Трудно не согласиться с утверждением относительно стабильности монохроматора, однако если в существующей измерительной схеме монохроматор заменить узкополосным оптическим интерференционным фильтром, обладающим высокой добротностью и намного лучшей временной стабильностью спектрального пропускания, то указанный недостаток можно считать устранённым, а метод — даже более эффективным, чем рекомендуемый документом [1].

В данном случае процесс измерения термодинамической температуры полости МАЧТ с помощью квантового трап-детектора, в отличие от общепринятого подхода, значительно упрощается и сокращается по времени. При этом считается, что предварительно и единожды измерены следующие параметры:

- спектральная чувствительность квантового трап-детектора, которая неизменна при всех последующих измерениях температуры;

- отношение фототоков квантового трап-детектора, сгенерированных прямым и сфокусированным излучением от интегрирующей сферы, которое при всех последующих измерениях температуры считается также неизменным.

На рисунке 5 представлена структурная схема измерений, реализующая предлагаемый алгоритм. Измерение термодинамической температуры полости МАЧТ вы-

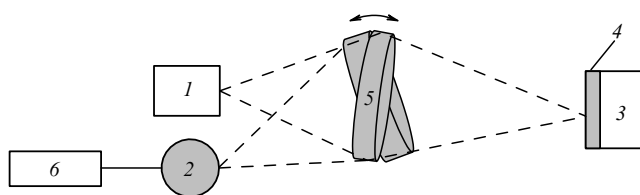


Рис. 5. Структурная схема измерений термодинамической температуры: 1 — излучающая полость МАЧТ; 2 — интегрирующая сфера; 3 — фотодиодный трап-детектор; 4 — узкополосный интерференционный фильтр; 5 — оптическая фокусирующая система; 6 — сплошной (белый) лазер.

полняется путём измерения фототока трап-детектора, сгенерированного сфокусированным излучением из полости МАЧТ, и последующего расчёта её значения по уравнению измерения. Операция компарирования заключается в сравнении фототоков трап-детектора, сгенерированных сфокусированным излучением от МАЧТ и интегрирующей сферы, при этом для расчёта температуры используется полученный предварительно коэффициент отношения фототоков.

3.3. Уравнение измерения метода

За основу уравнения измерения абсолютного метода взят закон излучения Планка (2). Общеизвестно, что любое нагретое тело (далее будем называть его объект) излучает в окружающую среду некоторую энергию с мощностью, которую можно измерить, например, с помощью фотодиодного приёмника. При таких измерениях фотодиодный приёмник генерирует фототок, прямо пропорциональный указанной мощности. В общем случае уравнение для расчёта мощности излучения по измеренному фототоку имеет вид

$$P = \frac{I_{FD}}{S_{\lambda}}, \quad (3)$$

где P — мощность излучения, [Вт]; I_{FD} — измеренный фототок фотодиодного приёмника, [А]; S_{λ} — спектральная чувствительность фотодиодного приёмника, [А Вт⁻¹].

В свою очередь фототок, генерируемый фотодиодным приёмником от излучения объекта в фиксированной спектральной полосе, задаваемой, например, с помощью полосового оптического фильтра, может быть рассчитан по также известному соотношению:

$$I_{FD}^{(1)} = F\varepsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda} L_{\lambda}^{(1)} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (4)$$

где $I_{FD}^{(1)}$ — фототок, генерируемый фотодиодным приёмником от спектрального излучения объекта, [А]; $L_{\lambda}^{(1)}$ — спектральная энергетическая яркость объекта, [Вт м⁻³]; λ_1, λ_2 — границы заданной спектральной полосы излучения, [м]; τ_{λ} — спектральный коэффициент пропускания полосового оптического фильтра; ε — приведённый коэффициент излучения системы тел объект – фотодиодный приёмник; F — геометрический фактор, который рассчитывают по известному соотношению:

$$F = \frac{2\pi r_1^2 r_2^2}{(r_1^2 + r_2^2 + d^2) + \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + d^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}}, \quad (5)$$

где r_1 — радиус выходного окна источника излучения, [м]; r_2 — радиус входного окна фотодиодного приёмника, [м]; d — расстояние между выходным окном источника излучения и входным окном фотодиодного приёмника, [м]. В частном случае, когда фотодиодный приёмник установлен вплотную к выходному окну источника излучения и $r_2 > r_1$, геометрический фактор равен площади выходного окна источника излучения.

Подынтегральная функция в соотношении (4) $I_1^* = S_{\lambda} L_{\lambda}^{(1)} \tau_{\lambda}$ спектрально-зависима, её графический пример представлен на рис. 6 (линия 1), при этом площадь под данной графической зависимостью есть не что иное, как значение интеграла в соотношении (4), которое, в свою

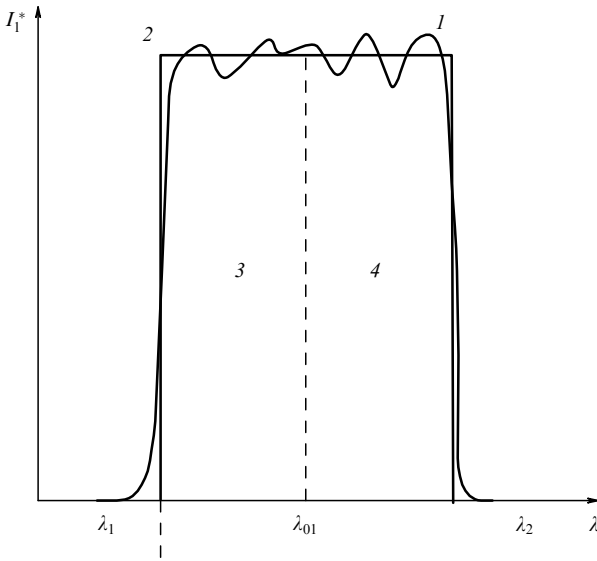


Рис. 6. Спектр излучения реального объекта.

очередь, равно произведению энергетической яркости объекта $L_e^{(1)}$ и средней интегральной по заданной спектральной полосе чувствительности фотодиодного приёмника S_{λ_0} , т.е.

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda} L_{\lambda}^{(1)} \tau_{\lambda} d\lambda = L_e^{(1)} S_{\lambda_0}. \tag{6}$$

Здесь необходимо отметить, что замена в (6) интеграла по спектральной полосе на произведение энергетической яркости объекта в этой полосе на среднюю интегральную по данной полосе чувствительность фотодиодного приёмника всегда приводит к некоторой ошибке. За счёт чего? За счёт спектральной чувствительности фотоприёмника этого не происходит, зависимость строго линейна (см. далее соотношение (21)). Ошибка обусловлена исключительно нелинейностью спектральной энергетической яркости. При замене считается, что спектральная энергетическая яркость линейна, на самом же деле она параболически меняется по спектру. И только в очень узком спектральном интервале её можно считать линейной. Указанная замена начинает сказываться лишь при температурах ниже 1000 К и при ширине спектрального интервала более 10 нм. Для температур выше 1000 К, представляющих наибольший интерес, такая замена влечёт за собой погрешность, на порядок меньшую, чем погрешность, обусловленная неопределённостью знания коэффициента излучения МАЧТ.

Для получения уравнения измерения заменим спектрально-зависимую подынтегральную функцию I^* эквивалентной по площади спектрально-независимой функцией с эффективной шириной спектральной полосы, равной $\Delta\lambda_1$, и симметричной относительно эффективной длины волны λ_{01} (линия 2, рис. 6). Равенство площадей под указанными спектральными зависимостями (линии 1, 2, рис. 6) означает выполнение следующего условия:

$$S_{\lambda_{01}} L_{\lambda_{01}}^{(1)} \Delta\lambda_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda} L_{\lambda}^{(1)} \tau_{\lambda} d\lambda, \tag{7}$$

где значения спектральной чувствительности фотодиода $S_{\lambda_{01}}$, спектральной энергетической яркости объекта $L_{\lambda_{01}}^{(1)}$

взяты для эффективной длины волны λ_{01} , а коэффициент пропускания полосового оптического фильтра (τ_{λ}) принят равным единице. При этом под эффективной длиной волны λ_{01} понимается такая длина волны, для которой выполняется условие равенства следующих интегралов (равенство площадей участков 3, 4 на рис. 6):

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_{01}} S_{\lambda} L_{\lambda}^{(1)} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_{\lambda_{01}}^{\lambda_2} S_{\lambda} L_{\lambda}^{(1)} \tau_{\lambda} d\lambda. \tag{8}$$

С учётом условия (7) соотношение (4) принимает вид

$$I_{FD}^{(1)} = F \varepsilon S_{\lambda_{01}} L_{\lambda_{01}}^{(1)} \Delta\lambda_1. \tag{9}$$

Рассуждения и математические операции, аналогичные представленным выше (3)–(9), полностью справедливы и могут быть применены для опорного источника излучения, построенного на основе интегрирующей сферы и лазерного излучателя. На рисунках 7, 8 представлен реальный измеренный спектр лазерного излучателя — сплошного лазера типа Supercontinuum SUPER K EVO-04 с последовательно соединённым перестраиваемым акустооптическим фильтром типа SuperK Varia, используемым в эталоне ГЭТ 34-2020.

Подынтегральная функция $I_2^* = S_{\lambda} L_{\lambda}^{(2)} \tau_{\lambda}$ для такого опорного источника показана на рис. 9 (линия 1), линия 2 — спектрально-независимая и эквивалентная по площади функция. В данном случае фототок, генерируемый фотодиодом от излучения источника, может быть рассчитан по соотношению, аналогичному полученному для

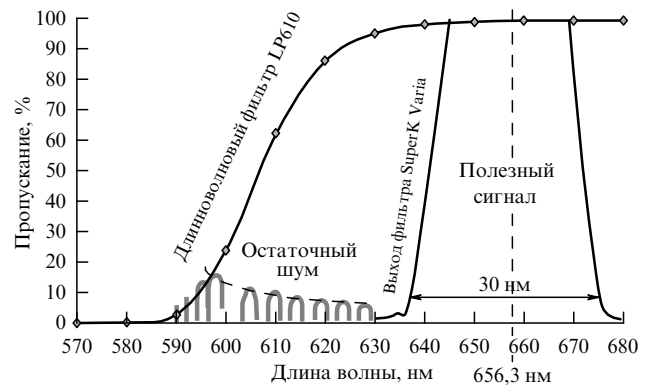


Рис. 7. Спектр пропускания перестраиваемого акустооптического фильтра типа SuperK Varia излучения сплошного лазера типа Supercontinuum SUPER K EVO-04.

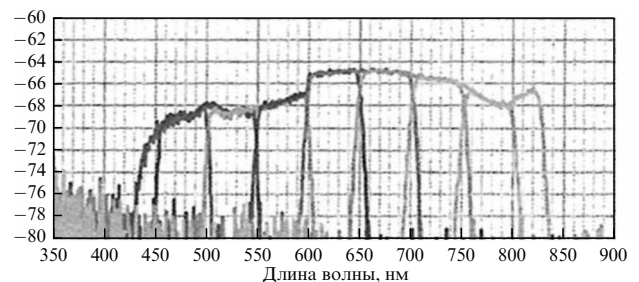


Рис. 8. Спектральное пропускание акустооптического фильтра SuperK Varia.

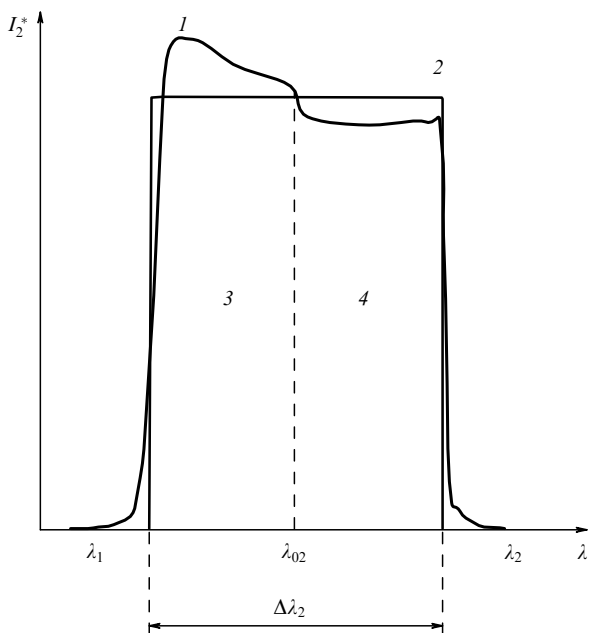


Рис. 9. Спектр излучения опорного источника.

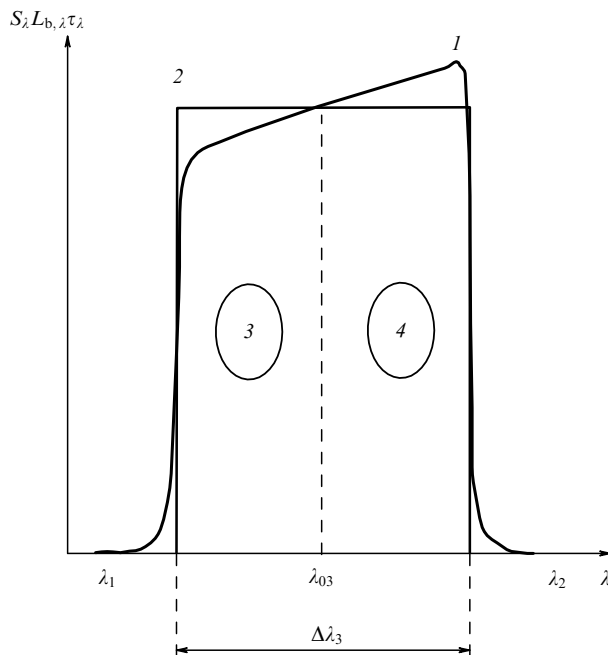


Рис. 10. Спектр излучения абсолютно чёрного тела.

объекта, и имеет вид:

$$I_{FD}^{(2)} = F \epsilon S_{\lambda_{02}} L_{\lambda_{02}}^{(2)} \Delta \lambda_2, \tag{10}$$

где $I_{FD}^{(2)}$ — фототок, генерируемый в фотодиоде излучением от опорного источника, [А].

В соотношении (10) коэффициент пропускания полосового оптического фильтра (τ_λ) отсутствует, поскольку его значение принято равным единице, а значения спектральной чувствительности фотодиода (S_λ) и спектральной энергетической яркости опорного источника ($L_\lambda^{(2)}$) взяты для эффективной длины волны λ_{02} , которая рассчитывается по соотношению, аналогичному (8):

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda L_\lambda^{(2)} \tau_\lambda d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda L_\lambda^{(2)} \tau_\lambda d\lambda. \tag{11}$$

Применим аналогичные рассуждения и математические операции для абсолютно чёрного тела. Подынтегральная функция $I_3^* = S_\lambda L_{b,\lambda}(\lambda, T) \tau_\lambda$ для абсолютно чёрного тела показана на рис. 10 (линия 1), линия 2 — спектрально-независимая и эквивалентная по площади функция. В этом случае фототок, генерируемый фотодиодным приёмником от излучения АЧТ, может быть рассчитан по соотношению, аналогичному полученному для объекта и для опорного источника, и имеет вид

$$I_{FD}^{(AЧТ)} = F \epsilon S_{\lambda_{03}} L_{b,\lambda}(\lambda_{03}, T) \Delta \lambda_3, \tag{12}$$

где $I_{FD}^{(AЧТ)}$ — фототок, генерируемый фотодиодом от излучения АЧТ; $L_{b,\lambda}(\lambda_{03}, T)$ — энергетическая яркость абсолютно чёрного тела на эффективной длине волны λ_{03} , описываемая формулой Планка (2).

В соотношении (12) значение коэффициента пропускания полосового оптического фильтра (τ_λ) также принято равным единице, а значения спектральной чувствительности фотодиода (S_λ) и спектральной энергетической яркости АЧТ ($L_{b,\lambda}$) взяты для эффективной длины

волны λ_{03} , которая рассчитывается по соотношению, аналогичному (8):

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_{03}} S_\lambda L_{b,\lambda}(\lambda, T) \tau_\lambda d\lambda = \int_{\lambda_{03}}^{\lambda_2} S_\lambda L_{b,\lambda}(\lambda, T) \tau_\lambda d\lambda. \tag{13}$$

Для одной и той же заданной спектральной полосы при равенстве энергетических яркостей исследуемого объекта и опорного источника также равны и измеренные фототоки, т.е.

$$I_{FD}^{(1)} = I_{FD}^{(2)} = F \epsilon S_{\lambda_{01}} L_{\lambda_{01}}^{(1)} \Delta \lambda_1 = F \epsilon S_{\lambda_{02}} L_{\lambda_{02}}^{(2)} \Delta \lambda_2. \tag{14}$$

Представим энергетическую яркость объекта $L_{\lambda_{01}}^{(1)}$ на эффективной длине волны λ_{01} в виде произведения энергетической яркости идеального абсолютно чёрного тела на эффективной длине волны λ_{03} и коэффициента, учитывающего различие спектров излучения реального объекта и АЧТ, т.е.

$$L_{\lambda_{01}}^{(1)} = k_{NES1} L_{b,\lambda}(\lambda_{03}, T), \tag{15}$$

где k_{NES1} — коэффициент приведения спектра излучения объекта к спектру излучения идеального абсолютно чёрного тела, рассчитываемый по соотношению

$$k_{NES1} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S_\lambda L_\lambda^{(1)} \tau_\lambda d\lambda}{L_{\lambda_{01}}^{(1)}} \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S_\lambda L_{b,\lambda}(\lambda, T) \tau_\lambda d\lambda}{L_{b,\lambda}(\lambda_{03}, T)} \right)^{-1}, \tag{16}$$

которое с учётом условия (7), распространённого на АЧТ, принимает вид

$$k_{NES1} = \frac{S_{\lambda_{01}} \Delta \lambda_1}{S_{\lambda_{03}} \Delta \lambda_3}. \tag{17}$$

Подставим соотношения (17), (15) в (9), получаем

$$\frac{S_{\lambda_{01}} \Delta \lambda_1}{S_{\lambda_{03}} \Delta \lambda_3} L_{b,\lambda}(\lambda_{03}, T) \Delta \lambda_1 F \epsilon S_{\lambda_{01}} = I_{FD}^{(1)} = I_{FD}^{(2)}. \tag{18}$$

Аналогичные действия, выполненные по отношению к опорному источнику, приводят к следующим соотношениям:

— для коэффициента приведения спектра излучения опорного источника к спектру излучения идеального абсолютно чёрного тела k_{NES2} :

$$k_{\text{NES2}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S_{\lambda} L_{\lambda}^{(2)} \tau_{\lambda} d\lambda}{L_{\lambda_02}^{(2)}} \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S_{\lambda} L_{b,\lambda}(\lambda, T) \tau_{\lambda} d\lambda}{L_{b,\lambda}(\lambda_03, T)} \right)^{-1} = \frac{S_{\lambda_02} \Delta\lambda_2}{S_{\lambda_03} \Delta\lambda_3}, \quad (19)$$

— для фототока:

$$\frac{S_{\lambda_02} \Delta\lambda_2}{S_{\lambda_03} \Delta\lambda_3} L_{b,\lambda}(\lambda_03, T) \Delta\lambda_2 F \varepsilon S_{\lambda_02} = I_{\text{FD}}^{(2)} = I_{\text{FD}}^{(1)}. \quad (20)$$

Соотношения (18) и (20) можно равноправно брать за основу уравнения измерения. При этом, в зависимости от сделанного выбора, необходимо либо измерять спектр излучения объекта и использовать соотношение (18), либо использовать заранее измеренный спектр излучения калиброванного опорного источника и пользоваться соотношением (20).

За основу уравнения измерения выберем соотношение (20). Видоизменим данное уравнение, для чего используем известное расчётное соотношение для спектральной чувствительности фотодиода, которое имеет вид

$$S_{\lambda} = \eta \frac{\lambda e}{hc}, \quad (21)$$

где η — квантовая эффективность фотодиода, λ — длина волны, h — постоянная Планка, e — элементарный заряд, c — скорость света.

Так как величины h , e , c — физические константы, а квантовая эффективность фотодиодного приёмника в довольно узкой спектральной полосе (ширина 10–20 нм, которая обычно используется при измерениях) — величина также постоянная, отношение спектральных чувствительностей одного и того же фотодиодного приёмника для разных длин волн может быть записано в виде

$$\frac{S_{\lambda_02}}{S_{\lambda_03}} = \frac{\lambda_02}{\lambda_03}. \quad (22)$$

С учётом (22) соотношение (20) приобретает вид

$$\frac{\lambda_02}{\lambda_03} \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_3} L_{b,\lambda}(\lambda_03, T) \Delta\lambda_2 F \varepsilon S_{\lambda_02} = k_{\text{NES2}} L_{b,\lambda}(\lambda_03, T) \Delta\lambda_2 F \varepsilon S_{\lambda_02}, \quad (23)$$

$$k_{\text{NES2}} L_{b,\lambda}(\lambda_03, T) \Delta\lambda_2 F \varepsilon S_{\lambda_02} = I_{\text{FD}}^{(2)}.$$

Решив (23) совместно с формулой Планка (2) и выполнив операцию логарифмирования, получаем искомое уравнение измерения термодинамической температуры излучающей полости МАЧТ:

$$L_{b,\lambda}(\lambda_03, T) = \frac{c_1}{n^3 \lambda_03^5} \frac{1}{\exp(c_2/n\lambda_03 T) - 1}, \quad (24)$$

$$L_{b,\lambda}(\lambda_03, T) = \frac{I_{\text{FD}}^{(2)}}{k_{\text{NES2}} \Delta\lambda_2 F \varepsilon S_{\lambda_03}},$$

где n — показатель преломления воздуха. Здесь необходимо отметить, что показатель преломления в формулах

(24) используется или не используется в зависимости от того, в каких условиях был градуирован фотодиодный приёмник. В случае если градуировка производилась в вакууме, то показатель преломления в (24) обязателен. Если же калибровка выполнялась в реальных атмосферных условиях, то показатель преломления в формулах (24) не используется, так как при калибровке в измеряемом сигнале уже учитывается показатель преломления.

3.4. Об использовании эффективной и центральной длины волны

В мировой практике общепринято использовать понятие центральной длины волны λ_C в полосе излучения заданной ширины. Именно для неё традиционно выполняют расчёт энергетической яркости АЧТ, из которой затем находят искомую термодинамическую температуру. При этом значение центральной длины волны λ_C определяют по реальному спектру излучения исходя из уровня 50 % от максимальной мощности излучения. Поскольку реальный спектр излучения формируется полосовым оптическим фильтром, на практике центральную длину волны находят по его спектру пропускания исходя из уровня 50 % от максимального пропускания ($0,5\tau_{\lambda}$). На рисунке 11 на примере спектра пропускания полосового оптического фильтра ФВН 650-10 с центральной длиной волны 650 нм наглядно продемонстрировано, как определяется центральная длина волны и как она реально соотносится с эффективной длиной волны λ_{03} .

Следует обратить особое внимание на то, что использование в расчётах центральной длины волны некорректно, так как практически все оптические фильтры, равно как и фильтровые радиометры, обладают асимметрией спектра пропускания, поэтому правильным является использование эффективной длины волны, как это сделано выше при выводе уравнения измерения. Как уже было сказано, под эффективной длиной волны λ_{03} понимается длина волны, для которой выполняется условие (13), а под эффективной шириной полосы полосового фильтра $\Delta\lambda_2$ здесь понимается ширина спектрально-независимой функции пропускания фильтра, эквивалентной по площади реальной спектрально-зависимой функции пропускания (см. рис. 9).

Для практики важно, что при наличии даже незначительной асимметрии спектральной функции пропускания оптического полосового фильтра $\tau_{\lambda}(\lambda)$ эффективная длина волны для разных температур будет различна. Дан-

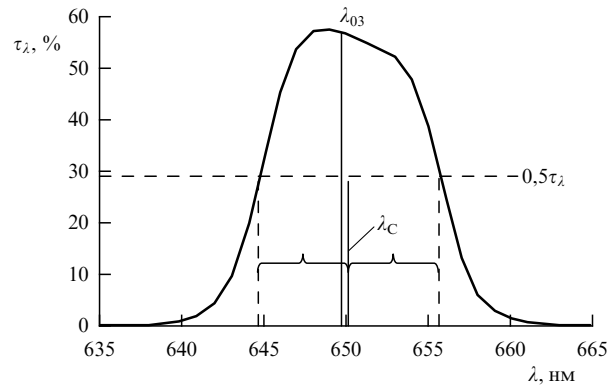


Рис. 11. Пропускание полосового оптического фильтра ФВН 650-10 фирмы Thorlabs (США).

Таблица 1

Фазовый переход	Термодинамическая температура, К	λ_{03} , нм	λ_C , нм
Cu	1357,78	648,18	650
Co-C	1597,4	648,14	650
Re-C	2747,8	648,03	650
WC-C	3020,9	648,01	650

ный факт необходимо учитывать при обработке результатов и расчёте термодинамической температуры. В качестве примера в табл. 1 приведены значения эффективной длины волны для используемого нами оптического полосового фильтра FBH 650-10 фирмы Thorlabs (США), рассчитанные по соотношению (8) для разных температур.

Как следует из табл. 1, для конкретного используемого в эталоне ГЭТ 34-2020 фильтра FBH 650-10 в интервале температур 1357–3021 К эффективная длина волны смещается на 1,82–1,99 нм относительно центральной длины волны, что необходимо учитывать при расчётах.

Для оценки того, к какой ошибке может привести некорректное использование центральной длины волны, в табл. 2 представлены значения термодинамических температур, рассчитанных по формуле Планка (2), для центральной и для эффективной длины волны.

Расчёты выполнялись для температур и эффективных длин волн, указанных в табл. 1, для центральной длины волны $\lambda_C = 650$ нм при одинаковой спектральной энергетической яркости и конкретно взятой термодинамической температуры.

В отношении эффективной длины волны необходимо также отметить другую особенность, которая заключается в следующем. Так как изначально при измерениях абсолютным методом термодинамическая температура МАЧТ априори неизвестна, сразу выполнить расчёт значения эффективной длины волны по соотношению (8) не представляется возможным. Для выхода из данной ситуации необходимо использовать так называемый метод итераций, согласно которому на первом шаге итерации задаётся разумное значение температуры, близкое к ожидаемой температуре МАЧТ, и для неё выполняется расчёт λ_{03} и температуры. Затем на 2-м шаге итерации рассчитываются новые значения λ_{03} и температуры, при этом используется значение температуры, полученное на предыдущем шаге итерации, и т.д. Как показала практика, достаточно 4–5 шагов итерации.

3.5. Оценка погрешности

Расчёт относительной неисклѐченной систематической погрешности (НСП) измерений термодинамической температуры абсолютным методом выполняется исходя из

Таблица 2

$T(\lambda_{03})$, К	$T(\lambda_C)$, К	$L_{b,\lambda}$, Вт м ⁻³	$\Delta T = T(\lambda_C) - T(\lambda_{03})$, К	$100\Delta T/T(\lambda_{03})$, %
1357,78	1360,42	$2,68214 \times 10^8$	2,64	0,19
1597,4	1600,3	$3,09407 \times 10^9$	2,9	0,18
2747,8	2750,9	$1,02369 \times 10^{12}$	3,1	0,11
3020,9	3023,8	$2,12125 \times 10^{12}$	2,9	0,09

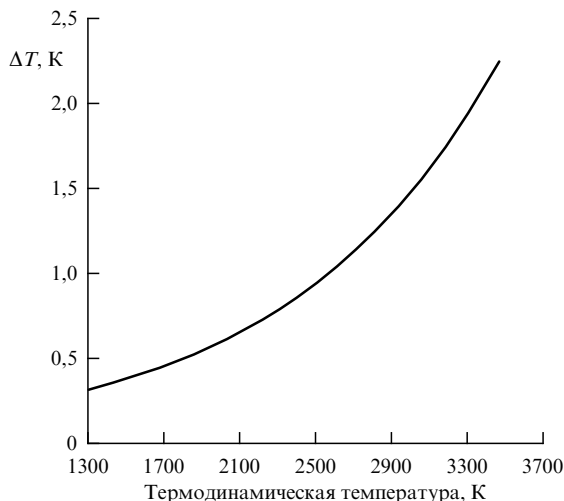


Рис. 12. Зависимость абсолютной неисклѐченной систематической погрешности от уровня температуры.

уравнения измерения (24) по соотношению:

$$\Delta T = \frac{\Delta T}{T} = \left\{ (\delta\lambda_{03})^2 [(\ln c_1)^2 + (5 \ln \lambda_{03})^2 + 25] + \lambda_{03}^2 [(\delta I_{FD}^{(2)})^2 + (\delta F)^2 + (\delta \varepsilon)^2] + \lambda_{03}^2 [(\delta S_\lambda)^2 + (\delta(\Delta\lambda_2))^2] \right\}^{0,5} \times \left\{ \lambda_{03} \left[\ln c_1 - 5 \ln \lambda_{03} - \ln \left(\frac{I_{FD}^{(2)}}{FS_\lambda} \right) + \ln(\Delta\lambda_2) \right] \right\}^{-1}.$$

Для конкретно используемой нами измерительной системы получено следующее аппроксимирующее уравнение зависимости абсолютной НСП от температуры: $\Delta T = 0,0991 \exp(0,0009T)$, из которого, например, следует, что для термодинамической температуры $T = 3473,16$ К (3200 °С) НСП составляет $\Delta T = 2,26$ К. На рисунке 12 представлена графическая зависимость указанной НСП от уровня температуры.

При расчёте погрешности использованы следующие численные значения параметров:

$$c_1 = 3,74177118 \times 10^{-16} \text{ Вт м}^{-2}, \\ S_\lambda = 0,5246 \text{ А Вт}^{-1}, \quad \lambda_{03} = 6,48 \times 10^{-7} \text{ м}, \\ \Delta\lambda_2 = 1,542 \times 10^{-8} \text{ м}, \quad F = 2,8493 \times 10^{-10} \text{ м}^2, \\ I_{FD}^{(2)} = 6 \times 10^{-10} - 3,9 \times 10^{-6} \text{ А}, \quad \varepsilon = 0,9994.$$

Абсолютные значения НСП взяты исходя из наилучших возможностей имеющейся измерительной аппаратуры и составляют: $\Delta\lambda_{03} = 0,02$ нм; $I_{FD}^{(2)} = 0,0005I_{TR}$ А; $\Delta F = 0,0015F$ м²; $\Delta S_\lambda = 2 \times 10^{-4} S_\lambda$ А Вт⁻¹; $\Delta \varepsilon = 0,0005$.

Таблица 3

Относительная погрешность измерения	Значение
Эффективная длина волны	30 ppm
Ширина полосы спектра излучения	30 ppm
Фототок трап-детектора	0,05 %
Спектральная чувствительность трап-детектора	0,02 %
Геометрический фактор	0,15 %

Вклад составляющих относительной погрешности измерения температуры прямым (абсолютным) методом, реализуемым согласно предлагаемому алгоритму, представлен в табл. 3.

3.6. Обсуждение и рекомендации

Анализ вклада составляющих погрешности показывает, что наиболее существенным является влияние погрешности измерения эффективной длины волны, что вполне логично и явно следует из формулы Планка, в которой длина волны фигурирует в 5-й степени. Важно отметить, что в документе [1, с. 50] представлена абсолютная погрешность измерения длины волны, равная $\Delta\lambda = 0,1 \text{ пм} = 10^{-13} \text{ м}$. В связи с этим вполне закономерен вопрос к разработчикам документа — достижимо ли на практике такое рекомендуемое значение погрешности. Дело в том, что для измерения термодинамической температуры требуется точно знать спектр пропускания фильтрового радиометра или, как в нашем случае, полосового оптического фильтра. Указанный спектр можно измерить только при помощи анализаторов спектра, наиболее точные из которых имеют неопределённость измерения длины волны не лучше $\Delta\lambda = 0,01 \text{ нм} = 10^{-11} \text{ м}$. Для примера приводим технические характеристики анализатора оптического спектра AQ6370D (Yokogawa Electric CIS):

- диапазон измерения длины волны 600–1700 нм;
- абсолютная погрешность измерения длины волны 0,01 нм;
- минимальное разрешение 0,02 нм.

Указанное же в документе значение $\Delta\lambda = 0,1 \text{ пм}$ действительно можно обеспечить с помощью прецизионных измерителей длины волны, например, измерителей, выпускаемых фирмой Bristol Instruments (США), модель 671А. Однако такие измерители не являются анализаторами спектра, а всего лишь измеряют длину волны лазерного излучения, поэтому не решают задачу измерения спектра пропускания фильтра. Поэтому декларируемая документом [1] погрешность вызывает вполне обоснованные сомнения.

Кроме того, следует отметить, что даже если все прочие параметры уравнения измерения идеально определены (с нулевой неопределённостью), то в этом случае погрешность знания длины волны, равная $\Delta\lambda = 0,01 \text{ нм} = 10^{-11} \text{ м}$, приводит к погрешности измерения температуры $u_{k=1} = 0,10 \text{ К}$ для фазового перехода меди и $u_{k=1} = 0,15 \text{ К}$ для фазового перехода эвтектической смеси WC–C на основе вольфрама. Для реальных же погрешностей измерения прочих параметров указанная погрешность измерения длины волны приводит к погрешности измерения температуры $u_{k=1} = 0,15 \text{ К}$ для фазового перехода меди и $u_{k=1} = 0,74 \text{ К}$ для фазового перехода эвтектической смеси на основе вольфрама.

В связи с этим несколько странными кажутся чересчур точные результаты измерений, представляемые некоторыми национальными метрологическими институтами, например, в работе [5]. Поэтому данный вопрос нуждается в серьёзной проверке и уточнении. Как показывают наши исследования, для обеспечения заданной точности измерения температуры (расширенной погрешности $u_{k=2} = 2 \text{ К}$ при температуре $T = 3473 \text{ К}$) относительная погрешность измерения эффективной длины волны должна быть не хуже $\delta\lambda_{03} = 30 \text{ ppm}$, или $\Delta\lambda = 0,02 \text{ нм}$ для $\lambda_{03} = 650 \text{ нм}$. Необходимо ещё раз отметить, что указанная погрешность находится на пределе точности существующих анализаторов оптического спектра.

Другая по значимости вклада составляющая погрешности — погрешность измерения эффективной ширины полосы оптического фильтра $\Delta\lambda_2$. В операции замены реального спектра пропускания полосового оптического фильтра эквивалентной спектрально-независимой функцией с эффективной шириной полосы $\Delta\lambda_2$ присутствует следующий недостаток. Реальный спектр с учётом внеполосового пропускания фильтра распространяется на весь волновой динамический диапазон квантового трап-детектора (400–900 нм), а приведённый эквивалентный спектр — только на узкий волновой диапазон, охватывающий эффективную длину волны. При этом, так как спектральная чувствительность трап-детектора в диапазоне 400–900 нм изменяется нелинейно в зависимости от длины волны, неизбежна ошибка при переходе к эквивалентной функции. Последнее связано главным образом с внеполосовым пропусканием фильтра. Как представляется логичным, исключить данный недостаток возможно путём применения многокаскадного полосового фильтра, состоящего из расположенных последовательно по ходу оптического излучения нескольких (2–3 шт.) полосовых фильтров одного номинала, благодаря чему сводится к минимуму влияние внеполосового излучения на результат измерения. Для примера на рис. 13 приведены спектры пропускания одно-, двух- и трёхкаскадного фильтров, составленных из одноимённых фильтров FВН650-10 фирмы Thorlabs (США).

Из рисунка 13 наглядно видно, что применение трёхкаскадного фильтра полностью снимает проблему. Следует отметить, что увеличение каскадности фильтра существенно уменьшает эффективную ширину полосы, например, для однокаскадного фильтра её значение составляет $\Delta\lambda_2 = 15,57 \text{ нм}$, для двухкаскадного фильтра

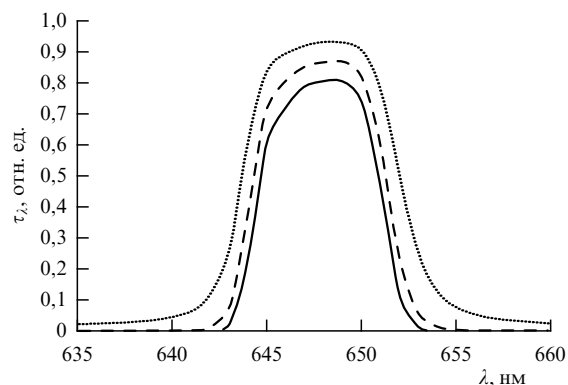


Рис. 13. Спектры пропускания: трёхкаскадный фильтр — сплошная линия; двухкаскадный фильтр — штриховая линия; однокаскадный фильтр — пунктирная линия.

$\Delta\lambda_2 = 7,44$ нм, для трёхкаскадного фильтра $\Delta\lambda_2 = 6,61$ нм. Поэтому очевидно, что для уменьшения вклада $\Delta\lambda_2$ в неопределённость измерения температуры целесообразнее использовать фильтр с большей шириной полосы пропускания, например, с шириной 20 нм, тогда относительная неопределённость действительно существенно уменьшается, что также является большим плюсом данного технического решения. В частности, увеличение эффективной ширины полосы пропускания фильтра $\Delta\lambda_2$ при неизменном значении эффективной длины волны λ_{03} (симметричное увеличение) увеличивает величину измеряемого тока $I_{FD}^{(2)}$, что позволяет измерять его с ещё более высокой точностью. В то же время, как казалось бы, поскольку используемый участок спектра расширяется, должна возрастать ошибка, обусловленная усреднением спектральной чувствительности фотодиодного приёмника $S_{\lambda_{03}}$. Однако этого не произойдёт, так как спектральная зависимость $S_{\lambda_{03}}$ линейная (см. соотношение (21)), а увеличение ширины спектра — симметричное. Остальные физические величины, входящие в уравнения (24), от ширины спектра никоим образом не зависят. Таким образом, увеличение эффективной ширины пропускания фильтра приводит только к повышению точности. При этом, безусловно, необходимо учитывать, что бесконечно расширять ширину спектра нельзя, так как конкретная термодинамическая температура T в уравнениях (24) привязывается к конкретной эффективной длине волны λ_{03} , поэтому здесь должен быть разумный баланс. Как нами установлено, оптимальной является ширина спектра пропускания фильтра ≈ 20 нм.

Так как эффективная ширина полосы при применении многокаскадного фильтра составляет не более 10–20 нм, можно точно принять, что спектральная чувствительность трап-детектора в заданной спектральной полосе меняется строго по линейному закону. В данном случае для измерений достаточно знать значения спектральной чувствительности трап-детектора лишь в очень узкой спектральной полосе. Это также существенный плюс метода по сравнению с методикой, рекомендуемой первичным документом [1, с. 22], где учёт внеполосового пропускания осуществляется введением специального поправочного коэффициента, для расчёта которого необходимо точное знание спектральной чувствительности трап-детектора во всём его спектральном диапазоне (400–900 нм). Безусловно, это значимо увеличивает погрешность измерений. Предлагаемая же нами мера, наоборот, заметно снижает погрешность измерений.

4. Заключение

В представленном исследовании впервые оценено и учтено влияние неэквивалентности и асимметрии спектров излучения опорных источников излучения на точность воспроизведения единицы температуры. Данные технические решения обеспечивают требуемую высокую точность воспроизведения единицы температуры (достигнутая относительная погрешность не более 5×10^{-4}).

Показана и обоснована возможность оптимизации состава современного эталона единицы температуры, в частности, указано на возможность замены громоздкого монохроматора на высокодобротный полосовой оптический фильтр, построенный по каскадному принципу. Это позволяет существенно упростить состав и объёмистость

государственного первичного эталона единицы температуры одновременно с повышением его точности.

Впервые показаны и оценены последствия некорректного использования при расчётах центральной длины волны вместо эффективной длины волны.

Показано, что зарубежные специалисты несколько завышают точность проводимых ими измерений, но при этом не учитывают как реальные возможности имеющейся измерительной аппаратуры, так и ряд факторов, которые отражены в настоящей статье и которые вносят существенный вклад в общую погрешность.

Выполнен анализ погрешности измерений, из которого можно сделать правомерный вывод, что достигнутая точность воспроизведения единицы температуры на российском Государственном первичном эталоне единицы температуры ГЭТ 34-2020 на сегодняшний день является предельной для современного уровня измерительной техники.

В статье проанализированы лишь некоторые основные физико-технические и прикладные аспекты, касающиеся реализации прямого (абсолютного) метода в эталонной радиометрической термометрии. Как показывают первые результаты эксплуатации эталона, данный методологический подход действительно является перспективным и обеспечивает ожидаемую точность.

Список литературы

1. "Mise en pratique for the definition of the kelvin in the Si", BIPM, SI Brochure, 9th ed. (Sèvres Cedex, France: Bureau Intern. des Poids et Mesures, 2019)
2. Походун А И и др. *Измерительная техника* (7) 13 (2021) <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-7-13-21>; Pokhodun A I et al. *Meas. Tech.* **64** 541 (2021) <https://doi.org/10.1007/s11018-021-01970-w>
3. Saunders P et al. "Uncertainty estimation in primary radiometric temperature measurement", Under the auspices of the Consultative Committee for Thermometry (2018) 70 pp.
4. Anderson V E, Fox N P, Nettleton D H *Appl. Opt.* **31** 536 (1992)
5. Brown S W, Eppeldauer G P, Lykke K R *Metrologia* **37** 579 (2000)
6. Ходунков В П, Походун А И, Патент РФ № 2697429, 14.08.2019; *Изобретения. Полезные модели* (23) (2019)
7. Ходунков В П, Патент РФ № 2739731, 28.12.2020; *Изобретения. Полезные модели* (1) (2021)
8. Жерновой А И, Патент РФ № 2452940, 10.06.2012; *Изобретения. Полезные модели* (16) (2012)
9. Цао Болин и др., Патент РФ № 2523775, 20.07.2014; *Изобретения. Полезные модели* (20) (2014)
10. Фигаро В А и др., Патент РФ № 2381463, 10.02.2010; *Изобретения. Полезные модели* (4) (2010)
11. Brown S W, Eppeldauer G P, Lykke K R *Appl. Opt.* **45** 8218 (2006)
12. Eppeldauer G P (Ed.) "Optical radiation measurements based on detector standards", NIST Technical Note No. 1621 (Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2009); https://tsapps.nist.gov/publication/get_pdf.cfm?pub_id=901369
13. Anhalt K, Machin G *Philos. Trans. R. Soc. A* **374** 20150041 (2016)
14. Хлевной Б Б и др., Патент РФ № 2148801, 10.05.2000; *Изобретения. Полезные модели* (13) (2000)
15. Огарев С А и др. *Измерительная техника* (11) 51 (2015); Ogarev S A et al. *Meas. Tech.* **58** 1255 (2016)
16. "Государственная система обеспечения единства измерений. Государственная проверочная схема для средств измерений температуры", ГОСТ 8.558-2009 (М.: Стандартинформ, 2019)
17. "Государственная система обеспечения единства измерений. Излучатели в виде моделей абсолютно черного тела. Методика проверки и калибровки", ГОСТ Р 8.566-2012 (М.: Стандартинформ, 2019)
18. Савватимский А И *Плавление графита и свойства жидкого углерода* (М.: Физматкнига, 2014)

19. Пронин А Н *Главный метролог* (1) 32 (2019)
20. Ходунков В П, в сб. *Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ. Международная научно-техническая конф., 23–24 мая 2019 года. Сборник трудов* (СПб.: Ун-т ИТМО, 2019) с. 27
21. Ходунков В П, Заричняк Ю П, в сб. *Современные проблемы теплофизики и энергетики. Материалы III международной конф., 19–23 октября 2020* (М.: Изд-во МЭИ, 2020) с. 458
22. Sildoja M et al. *Metrologia* **50** 385 (2013)
23. Martín M J et al. *Int. J. Thermophys.* **38** 138 (2017)
24. Eppeldauer G P et al., NIST Technical Note No. 1621 (Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2009) p. 21
25. Mantilla M J *Ukr. Metrol. J.* (2017) <http://doi.org/10.24027/2306-7039.1A.2017.100389>
26. Linka S "Untersuchung der Eigenschaften von Schlacken und Schmelzen in technischen Feuerungen", Dissertation zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur (Bochum: Fakultät für Maschinenbau der Ruhr-Univ. Bochum, 2003)
27. Бродников А Ф, Вихарева Н А, Черепанов В Я *Измерения и эталоны тепловых величин* (Новосибирск: Новосибирский филиал АСМС, 2017)
28. Свет Д Я, Патент РФ № 2255312, 19.08.2003; *Изобретения. Полезные модели* (6) (2003)
29. Мухамедяров Р Д, Харисов Р И, Патент РФ № 2086935, 10.01.1994; *Изобретения. Полезные модели* (1) (1994)
30. Сиренко А В и др., Патент РФ № 2617725, 26.04.2017; *Изобретения. Полезные модели* (12) (2017)
31. Мухамедяров Р Д, Харисов Р И, Патент РФ № 2382994, 27.02.2010; *Изобретения. Полезные модели* (6) (2010)
32. Ходунков В П, Патент РФ № 2685548, 22.04.2019; *Изобретения. Полезные модели* (12) (2019)
33. Румер Ю Б, Рывкин М Ш *Термодинамика, статистическая физика и кинетика* (М.: Наука, 1977); Пер. на англ.: Rumer Yu B, Ryvkin M Sh *Thermodynamics, Statistical Physics, and Kinetics* (Moscow: Mir Publ., 1980)
34. Ходунков В П *Изв. вузов. Приборостроение* **62** 1015 (2019) <https://doi.org/10.17586/0021-3454-2019-62-11-1015-1021>
35. Походун А И *Мир измерений* (1) 32 (2011)
36. Котов Д В, Суржиков С Т *Теплофизика высоких температур* **45** 885 (2007); Kotov D V, Surzhikov S T *High Temp.* **45** 807 (2007)
37. Ходунков В П, Патент РФ № 2727347, 21.07.2020; *Изобретения. Полезные модели* (21) (2020)
38. Ходунков В П, Патент РФ № 2746699, 19.04.2021; *Изобретения. Полезные модели* (11) (2021)
39. Манассон В А и др., Патент СССР № 1562711, 07.05.1990; *Бюлл. изобретений* (17) (1990)
40. Ивановский В В и др., Патент СССР № 1257412, 15.09.1986; *Бюлл. изобретений* (34) (1986)
41. Толубенский А Г, Патент СССР № 1758446, 30.08.1992; *Бюлл. изобретений* (32) (1992)
42. Дунаев А Ю и др., в сб. *Метрологическое обеспечение фотоники. Всероссийская научно-техническая конф., 14–17 апреля 2015 года, г. Москва. Тезисы докладов* (М.: ВНИИОФИ, 2015) с. 27
43. Квочка В И, Минаева О А, Патент СССР № 1314237, 30.05.1987; *Бюлл. изобретений* (20) (1987)
44. Ходунков В П, Патент РФ № 2739724, 28.12.2020; *Изобретения. Полезные модели* (1) (2021)
45. Каршенбойм С Г *УФН* **175** 271 (2005); Karshenboim S G *Phys. Usp.* **48** 255 (2005)
46. Дульнев Г Н *Теория тепло- и массообмена* (СПб.: НИУ ИТМО, 2012)
47. Ходунков В П, Патент РФ № 2727340, 21.07.2020; *Изобретения. Полезные модели* (21) (2020)

Physical and technical aspects of radiometric thermometry from the standpoint of a new definition of the temperature unit

V.P. Khodunkov

*D.I. Mendeleev Institute for Metrology,
Moskovskii prosp. 19, 190005 St. Petersburg, Russian Federation
E-mail: walkerearth@mail.ru*

We consider the physical and technical aspects of the transition to a new definition of the temperature unit as a physical quantity, reveal the features of the implementation of an absolute method for its reproduction in radiometric thermometry, and outline the physical foundations of the method and its theoretical substantiation. A comprehensive analysis of the procedure for reproducing the temperature unit according to its new definition is given, features of the implementation of the method in reference radiometric thermometry are shown, and an estimate of the measurement error is given.

Keywords: thermodynamic temperature, absolute method, Planck radiation, radiometric thermometry, measurement, error, asymmetry, spectra

PACS numbers: **06.20. – f**, **06.30. – k**, **07.20. – n**

Bibliography — 47 references

Received 21 June 2023, revised 23 August 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (7) 753–764 (2024)

Physics – Uspekhi **67** (7) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.10.039571>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.10.039571>