

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ "НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ "МЭИ"

На правах рукописи

КАЗАКОВ ВИКТОР АЛЕКСЕЕВИЧ

**МЕТОД И СПЕКТРАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ**

Специальность – 05.11.07 Оптические и оптико-электронные
приборы и комплексы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель –
кандидат технических
наук, доцент Бодров В.Н.

Москва 2014

Содержание

<u>Содержание</u>	2
<u>Введение</u>	4
<u>1. Современное состояние проблемы</u>	14
1.1. Бесконтактные измерения температуры и приближение Вина	14
1.2. Спектральные методы измерения температуры	22
1.3. Измерители температурных полей	26
1.4. Выводы	33
<u>2. Уточненный метод спектральных отношений</u>	35
2.1. Метод спектральных отношений, базирующийся на уравнении Планка	35
2.2. Методическая и инструментальная погрешности	40
2.3. Чувствительность метода к измеряемым параметрам	52
2.4. Выводы	56
<u>3. Экспериментальные исследования в видимом диапазоне длин волн</u>	57
3.1. Экспериментальная установка для регистрации спектра собственного теплового излучения протяженных накаливаемых объектов	57
3.2. Определение температуры в точке	67
3.3. Использование линейной аппроксимации спектральной зависимости коэффициента излучения для уменьшения методической ошибки.	71
3.4. Определение пространственного температурного распределения вдоль	73

вольфрамовой нити накаливания	
3.5. Определение температурного рельефа поверхности вольфрамовой ленты накаливания	79
3.6. Выводы	88
4. <u>Экспериментальные исследования в дальнем ИК-диапазоне</u>	89
4.1. Создание тепловизионной камеры на основе ИК-модуля для включения его в состав измерителя температурных полей	89
4.2. Описание экспериментальной установки для определения теплового поля поверхности для дальнего ИК-диапазона и измерения температуры движущихся объектов	113
4.3. Определение температурного рельефа поверхности в дальнем ИК-диапазоне	125
4.4. Методика определения температуры движущихся объектов	128
4.5. Исследование возможности расширения углового поля зрения на основе ИК-камер	133
4.6. Выводы	158
<u>Заключение</u>	159
<u>Список цитированной литературы</u>	160
<u>Приложения</u>	166

Введение

Актуальность темы:

Диссертационная работа посвящена вопросам, связанным с бесконтактным определением пространственного распределения термодинамической температуры при неизвестной излучательной способности и методике определения температуры перемещающихся в пространстве объектов.

С появлением тепловизоров стало возможным визуализировать и измерять пространственное распределение мощности собственного теплового излучения, исходящего от каждого элемента поверхности объекта в направлении тепловизора. Картину пространственного распределения интенсивности собственного излучения часто называют тепловой картиной или тепловым портретом объекта.

Пространственное распределение интенсивности излучения часто отождествляют с температурной картиной – температурным полем объекта. Однако в большинстве практически значимых случаев картина регистрируемого пространственного распределения интенсивности не совпадает с температурным пространственным распределением из-за влияния ряда факторов, и, в частности, из-за неоднородного распределения излучательной способности по поверхности объекта из-за неплоской формы поверхности объекта и ряда других факторов.

Опыт работы с тепловизорами показывает, что даже при эквitemпературной поверхности визуализируемого сюжета, можно наблюдать и легко различать объекты. Так, например, наблюдение с помощью тепловизора зимнего пейзажа, когда объекты имеют одинаковую температуру можно получать четкую тепловизионную картину пейзажа. В этом случае возможно наблюдение из-за различий в излучательной способности различных фрагментов и элементов сюжета.

Попытки использовать методы традиционной пирометрии для создания оптико-электронных устройств, позволяющих визуализировать

температурные поля объектов сложной (неплоской) формы, даже при однородном пространственном распределении излучательной способности в большинстве случаев не дает точного представления о картине пространственного распределения *термодинамических* значений температуры. Так попытки использовать яркостный метод для определения температурного распределения путем сканирования эквитемпературных объектов сложной формы наталкиваются на трудности учета зависимости коэффициента излучения от угла наклона различных участков объекта, а также на трудности получения мгновенной картины температурного распределения при быстропротекающих процессах.

Определение температурного поля яркостным методом может быть дополнительно осложнено зависимостью коэффициента излучения пирометрируемой поверхности от температуры, неоднородным физико-химическим составом поверхности (поверхностных пленок), неконтролируемым загрязнением поверхности и рядом других факторов, делающих неоднозначными значения излучательной способности поверхности в направлении устройства измерения картины температурного поля.

Необходимость учета при яркостных измерениях многочисленных факторов, влияющих на излучательную способность поверхности пирометрируемых объектов, которые к тому же в большинстве случаев, неизвестны для конкретных условий эксперимента, существенно затрудняет, а во многих случаях делает невозможным получение термодинамических значений температурных полей.

Поэтому актуальными являются работы по поиску путей и разработке новых бесконтактных методов определения температурных полей, позволяющих измерять термодинамические значения температуры в различных точках поверхности при неизвестной или известной, но пространственно неоднородной излучательной способности поверхности.

Другой актуальной задачей, является исследование возможности и разработка методов определения термодинамической температуры движущихся объектов при неизвестной излучательной способности.

Методы активной пирометрии, т.е. методы измерений температуры, при которых одновременно с измерениями собственного теплового излучения проводится зондирование оптических свойств пирометрируемого участка поверхности, находят ограниченное применение. Поскольку они, по сути, являются методами, при которых требуется одновременное точное измерение двух физических величин: интенсивности излучения и коэффициента отражения (излучения) поверхности. Кроме того, их реализация требует дополнительного оборудования и не всегда возможна.

В основу развиваемого в работе подхода к решению указанных задач положен *пассивный* спектральный метод, который является дальнейшим развитием метода, разрабатываемого на протяжении последних 10 лет в «НИУ «МЭИ» и основанный на сочетании спектрального бихроматического (цветового) метода с последующей статистической обработкой полученных значений температуры и одновременном определении пространственного распределения спектральной зависимости излучательной способности поверхности объектов.

Выбор бихроматического метода обусловлен рядом преимуществ, которыми обладает этот метод, по сравнению с широко используемым яркостным методом. Во-первых, бихроматический метод не требует знания абсолютных значений интенсивности, регистрируемого собственного теплового излучения объектов. Во-вторых, бихроматическим методом можно непосредственно измерять собственную термодинамическую температуру поверхности, так называемых, «серых» тел. Бихроматический метод инвариантен к идентичным изменениям чувствительности и интенсивности излучения, принимаемого по обоим каналам. Это позволяет проводить измерения в условиях изменяющейся прозрачности среды; и снимает вопрос о необходимости учета угла визирования пирометра, что позволяет

проводить измерения цветовой температуры, не принимая во внимание расстояние до пирометрируемого объекта.

Таким образом, спектральный бихроматический метод, положенный в основу разрабатываемого подхода, является практически единственным средством бесконтактного определения термодинамической температуры и ее пространственного распределения, и обеспечивает получение максимально точных конечных результатов при неизвестной излучательной способности поверхности. Это обстоятельство делает спектральные измерители нового поколения весьма актуальными не только при традиционных дистанционных измерениях термодинамической температуры, но и делает их незаменимыми при разработке новых и вновь создаваемых материалов и технологий.

Цели и задачи:

Целью диссертационной работы является разработка и проведение исследований спектрального метода, позволяющего получать непосредственно в процессе эксперимента данные о мгновенной картине пространственного распределения термодинамической температуры и излучательной способности поверхности, а также построение на его основе измерителей термодинамических значений температуры поверхности независимо от их формы, пространственной ориентации и физико-химических свойств.

Для достижения указанной цели диссертационной работы необходимо было решить следующие задачи:

- проанализировать существующие методы дистанционного измерения температуры на предмет возможности их использования для определения пространственного распределения термодинамических значений температуры, а также возможности их использования для определения температуры движущихся объектов при отсутствии информации об излучательной способности;

- разработать оптические схемы построения спектральных измерителей термодинамической температуры, выбрать компонентную базу и микропроцессорные средства, позволяющие регистрировать одновременно совокупность спектров собственного теплового излучения, исходящего от различных участков пирометрируемой поверхности и провести анализ полученной спектральной информации;

- провести экспериментальные исследования, подтверждающие возможность определения мгновенных термодинамических значений температурного пространственного распределения по пирометрируемой поверхности при неизвестной спектральной зависимости излучательной способности;

- разработать метод дистанционного определения температуры перемещающихся объектов;

- разработать и создать экспериментальный макет спектрального измерителя температурного распределения;

- выработать рекомендации и предложения по применению разработанного спектрального метода измерения температурных пространственных распределений;

- выработать рекомендации и предложения по применению разработанного спектрального метода измерения термодинамической температуры движущихся объектов и наметить пути построения оптического звена оптико-электронных спектральных устройств с расширенными углами поля зрения при сохранении неизменным пространственное разрешение.

Методы исследования:

В основу проведенных в работе теоретических исследований и моделирования физических процессов, происходящих в измерителе температурных полей, положен анализ, базирующийся на фундаментальных соотношениях теоретической теплофизики, термодинамики, пирометрии, методов математической статистики и теории вероятностей с

использованием пакетов прикладных программ ведущих мировых разработчиков, таких как "Mathcad" фирмы "Parametric Technology Corporation" и "Matlab" фирмы "The MathWorks Inc".

Экспериментальные исследования температурных полей проводились с использованием новейших многоэлементных матричных фотоприемников видимого и дальнего ИК-диапазонов, а также с использованием, созданных в ходе работы экспериментальной установки и макетов, с применением новейших аналоговых и цифровых микросхем и элементов оптоэлектроники, а также новейших микропроцессорных и компьютерных технологий, с использованием пакетов прикладных программ "Autocad" фирмы "Autodesk" и "Matlab" фирмы "The MathWorks Inc".

Верификация экспериментальных результатов и отработка методики определения температуры, а также проверка достоверности полученных результатов по определению температурных полей осуществлялась путем сопоставления полученных экспериментально значений температур с температурой эталонных температурных ламп типа ТРУ 1100-2350 и высокоточной модели АЧТ типа М-360 фирмы "Mikron Infrared".

Достоверность полученных результатов достигается:

- использованием эталонных температурных ламп первого разряда типа ТРУ 1100-2350, прецизионных моделей АЧТ типа М-360 фирмы "Mikron Infrared", обеспечивающих стабильную работу и высокую точность установки температуры, и позволяющие проводить корректное сопоставление получаемых результатов с термодинамическими значениями температуры;

- использованием, полученных в ходе работы точных аналитических выражений, базирующихся на уравнении Планка, для определения термодинамической температуры по методу спектральных отношений и уточненных математических соотношений, позволяющих определить методические и инструментальные погрешности метода спектральных

отношений;

- использованием высокоточных измерительных приборов, таких как осциллограф *Xi-A* фирмы "*LeCroy*", логический анализатор *TLA6404* фирмы "*Tektronix*" новейших матричных приемников излучения типа *UL 04 32 2* фирмы "*Ulis*", *ICX415AL* фирмы "*Sony*", а так же специализированного оборудования ведущих мировых производителей, таких, как: "*Mikron Infrared*", "*Texas Instruments*", "*Altera*", "*Xenics*" и новейших программных средств "*Matlab*", "*Mathcad*" и "*Autocad*";

- сопоставлением экспериментально полученных данных о термодинамической температуре с паспортными данными эталонных температурных ламп и высокоточных моделей АЧТ;

- компьютерным моделированием оптических схем, макетов, элементов и устройств спектральных измерителей температурного пространственного распределения с использованием программы проектирования и анализа оптических систем "*Tracepro*" фирмы "*Lambda Research Corp.*";

- сопоставительным анализом результатов теоретических и экспериментальных исследований, проведенных в ходе выполнения диссертационной работы и хозяйственной НИР шифр "Обзор-МЭИ", проведенной "НИУ "МЭИ" по заказу Министерства обороны РФ.

На защиту выносятся следующие положения:

1. методика одновременного пассивного измерения пространственного распределения значений термодинамической температуры и спектральной зависимости излучательной способности поверхности, путем извлечения данных из спектра собственного теплового излучения, основанная на использовании метода спектральных отношений и статистической обработке температурных данных.

2. методика определения температуры движущихся объектов с неизвестной излучательной способностью поверхности, основанная на

использовании спектра собственного теплового излучения, метода спектральных отношений и статистической обработки, не требующая применения следящих систем;

3. математические соотношения, базирующиеся на уравнении Планка и методе Ньютона, позволяющие повысить точность получаемых результатов, при расчете температуры, методической и инструментальной погрешностей, получаемых при использовании метода спектрального отношения;

4. результаты исследований пространственного распределения термодинамических значений температуры протяженных объектов и термодинамической температуры движущихся объектов, показавшие возможность и правомерность использования спектра собственного теплового излучения, метода спектральных отношений и статистической обработки данных для одновременного измерения термодинамической температуры, мгновенных значений её пространственного распределения и получение информации о спектральной зависимости излучательной способности пирометрируемой поверхности.

Научная новизна диссертации заключается в том, что:

1) разработан и экспериментально подтвержден метод одновременного *пассивного* определения пространственного распределения мгновенных значений термодинамической температуры и формы спектрального распределения излучательной способности поверхности, основанный на использовании спектра собственного теплового излучения, методе спектральных отношений и последующей статистической обработке температурных данных;

2) впервые получены математические соотношения, базирующиеся на уравнении Планка и методе Ньютона, позволяющие повысить точность определения значений температуры, методической и инструментальной погрешностей, получаемых при методе спектрального отношения;

3) выявлены расхождения в значениях определяемых температуры, методической и инструментальной погрешностей методом спектральных отношений при использовании приближения Вина, полученных на основе сравнительного анализа теоретических и экспериментальных данных, может превышать 20%, что указывает на необходимость использования уравнения Планка для точных измерений температуры при значениях произведения λT , превышающих 3000 мкм·К и расширяет границы применения метода спектральных отношений;

4) впервые обоснована и экспериментально подтверждена возможность *пассивного* определения термодинамической температуры и спектральной характеристики излучательной способности движущихся объектов с неизвестными оптическими свойствами поверхности без использования следящих систем.

Практическая значимость:

- разработана методика построения нового поколения *пассивных* измерителей мгновенных значений пространственного распределения термодинамической температуры протяженных объектов с неизвестной излучательной способностью поверхности, получившая экспериментальное подтверждение;

- теоретически обоснована и экспериментально подтверждена возможность построения *пассивных* измерителей термодинамической температуры подвижных объектов при неизвестной излучательной способностью поверхности, не требующих использование следящих систем;

- был сделан вывод о необходимости перехода от использования уравнения Вина к уравнению Планка для повышения точности определения температуры спектрального отношения и корректного использования метода спектрального отношения в дальней ИК-области спектра оптического излучения;

- результаты работы использованы при реализации хоздоговорной НИР «Обзор-МЭИ», выполненной по заказу Министерства обороны РФ.

Глава 1. Современное состояние проблемы

1.1. Бесконтактные измерения температуры и приближение Вина.

На сегодняшний день широкое распространение получили множество пассивных методов бесконтактного определения температуры: энергетический (радиационный), яркостный, бихроматический (цветовой), полихроматический и др.

Основой каждого метода является закон Планка, описывающий спектральное излучение абсолютно черного тела (АЧТ):

$$M_p(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (1.1)$$

Здесь C_1 – первая пирометрическая константа; C_2 – вторая пирометрическая константа.

Однако, за исключением энергетического, все эти методы в большинстве случаев используют формулу Вина для спектральной поверхностной плотности мощности:

$$M_w(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right), \quad (1.2)$$

которое является лишь первым членом разложения в ряд функции Планка:

$$M_p(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \left[\exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) + \exp\left(-2\frac{C_2}{\lambda T}\right) + \exp\left(-3\frac{C_2}{\lambda T}\right) + \dots \right]. \quad (1.3)$$

В литературе часто обосновывается применение приближения Вина [1-7] тем, что, во-первых, в видимой области спектра, даже при достаточно высоких температурах, уравнение Вина является хорошим приближением функции Планка; во-вторых, его использование позволяет получить строгие аналитические выражения для расчета температуры, методической и инструментальной погрешностей.

Так, в приближении Вина, сравнивая спектральную плотность мощности пирометрируемого объекта $M(\lambda_1, T)$ со спектральной плотностью мощности АЧТ при длине волны λ_1 :

$$M(\lambda_1, T) = \varepsilon(\lambda_1, T)M_p(\lambda_1, T) = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)C_1}{\lambda_1^5 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{яW}}\right)}, \quad (1.4)$$

получают широко используемое в пирометрии выражение для расчета яркостной температуры:

$$T_{яW} = \frac{C_2}{\lambda_1} \left[\ln \left[\frac{C_1}{\varepsilon(\lambda_1, T)M_p(\lambda_1, T)\lambda_1^5} \right] \right]^{-1}. \quad (1.5)$$

Сопоставляя отношение значений спектральных плотностей мощности пирометрируемой поверхности $M(\lambda_1, T)$, $M(\lambda_2, T)$ реального объекта, измеренных при двух длинах волн, и отношение соответствующих значений спектральных плотностей мощности, излучаемых АЧТ при тех же длинах волн

$$\frac{M(\lambda_1, T)}{M(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)M_p(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)M_p(\lambda_2, T)} = \frac{\lambda_2^5 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{цW}}\right)}{\lambda_1^5 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{цW}}\right)}, \quad (1.6)$$

можно получить выражение для расчета цветовой температуры:

$$T_{цW} = \frac{C_2}{\Lambda_W} (\ln[M(\lambda_1, T)\lambda_1^5] - \ln[M(\lambda_2, T)\lambda_2^5])^{-1}. \quad (1.7)$$

Здесь Λ_W – величина, которую в пирометрии принято называть эквивалентной длиной волны $\Lambda_W = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$.

К полихроматической пирометрии можно отнести метод двойного спектрального отношения, в котором так же при выводе аналитических выражений используется приближение Вина [6].

На рис. 1.1 для сравнения представлены в функциональных координатах нормированные (универсальные) кривые Планка и Вина [10]. Здесь в качестве функциональных координат используются величины: λT и $K_2 M(\lambda, T) T^{-5}$, где T – температура; λ – длина волны; $M(\lambda, T)$ – спектральная плотность мощности; K_2 – коэффициент, определяемый отношением второй C_2 и первой C_1 пирометрических констант $K_2 = C_2^5 / (C_1 \cdot 21.2)$. Видно, что в области значений произведения $\lambda T > 3000$ мкм·К расхождение кривых Вина и

Планка становится заметным. Это обстоятельство должно приводить к появлению систематических ошибок в результатах измерений температуры при использовании приближения Вина.

Используемые в современной пирометрии яркостный (монохроматический) метод и бихроматический метод спектрального отношения, часто называемый методом цветовой температуры, являются наиболее распространенными методами определения температуры. Однако бихроматический метод спектральных отношений наиболее успешно зарекомендовал себя при определении цветовой температуры, т. к. обладает рядом преимуществ перед яркостным методом. Использование двух спектральных составляющих (двух спектральных участков, областей или двух длин волн) для определения температуры вместо одной спектральной области, фактически, удваивает количество информации, получаемой о собственном излучении, а, следовательно, и о температуре пирометрируемой поверхности. Это обстоятельство определило ряд важных особенностей и преимуществ бихроматического метода спектрального отношения перед яркостным методом.

В этой связи представляет интерес получить уравнение для определения температуры методом спектрального отношения, которое базировалось бы на уравнении Планка. Вывод уравнения, способ расчета температуры по этому уравнению, а так же сопоставление расчетных результатов, получаемых в приближении Вина и по уравнению Планка, будет проведено в 2 главе.

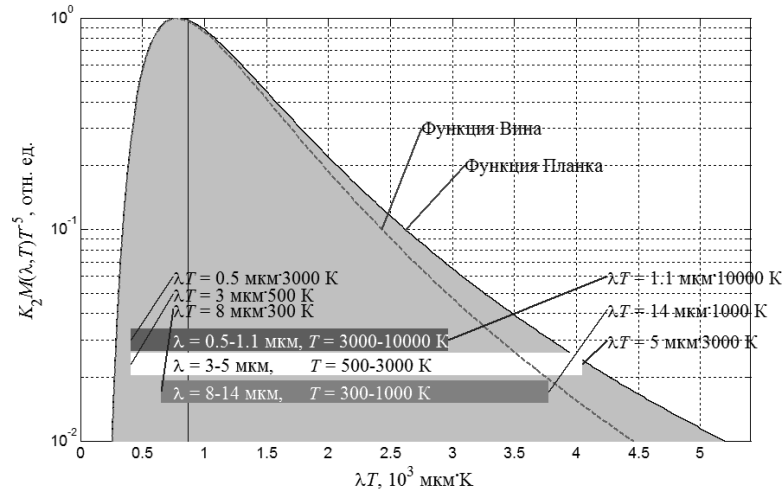


Рис. 1.1. Нормированные функции Планка, Вина и условные границы рабочих областей спектра и температур.

Отметим, что попытки получить расчетные соотношения, пригодные для определения цветовой температуры с использованием уравнения Планка предпринимались и ранее. Однако во многих практически важных случаях результаты этих работ не позволяли полностью исключить систематическую ошибку.

В монографии [8] предложен метод измерения цветовой температуры, не использующий приближение Вина. Для вывода формулы, по которой определяется температура, автор использует выражения отношения двух спектральных яркостей через температуру излучающего тела, через его цветовую температуру и, наконец, через две его яркостные температуры, исходя из формулы Планка:

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \cdot \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) - 1} = \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 S_2}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 S_1}\right) - 1} = \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{цп}}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{цп}}}\right) - 1}, \quad (1.8)$$

которое позволяет выявить, во-первых, связь между цветовой и истинной температурами тела, в соответствии с формулой Планка

$$\frac{1}{T_{\text{цр}}} - \frac{1}{T} = \frac{1}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} \ln \left(\frac{\varepsilon(\lambda_2, T) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{цр}}} \right) \right)}{\varepsilon(\lambda_1, T) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{цр}}} \right) \right)} \right), \quad (1.9)$$

во-вторых, связь между цветовой и двумя яркостными температурами тела, определенных с использованием формулы Планка:

$$\frac{1}{T_{\text{цр}}} = \frac{1}{T_{\text{цр}}'} + \frac{1}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} \ln \left(\frac{\varepsilon(\lambda_2, T) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 S_1} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{цр}}} \right) \right)}{\varepsilon(\lambda_1, T) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_2 S_2} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{цр}}} \right) \right)} \right), \quad (1.10)$$

где:

$S_i = \frac{C_2}{\lambda_i} \ln \left[\frac{\varepsilon(\lambda_i, T) \cdot C_1}{\lambda_i^5 M_P(\lambda_i, T)} + 1 \right]$ – яркостная температура объекта на длине волны λ_i , К.

$T_{\text{цр}}' = \frac{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_2 S_2}}$ – температура объекта, выражение которой формально

совпадает выражением для определения цветовой температурой с использованием приближения Вина, выраженной через две яркостные при длинах волн λ_1 и λ_2 , однако яркостные температуры должны быть вычислены в соответствии с формулой Планка.

Выразить цветовую температуру аналитическим способом из этого выражения невозможно. Вместо формулы (1.9) предлагается получить уравнение, более удобное для практических расчетов, если предположить, что разность между цветовой и термодинамической температурами невелика.

Для этого применяется разложение в ряд функции $\exp \left[\frac{C_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{T_{\text{цр}}} - \frac{1}{T} \right) \right]$:

$$\frac{1}{T_{\text{цр}}} = \frac{\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_2 S_2} + \frac{\exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 S_1} \right) - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_2 S_2} \right)}{\lambda_2 S_2 - \lambda_1 S_1}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} + \frac{\exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_1 S_1} \right) - \exp \left(-\frac{C_2}{\lambda_2 S_2} \right)}{\lambda_2 - \lambda_1}}. \quad (1.11)$$

Однако, как замечено автором, такая формула справедлива лишь в тех случаях, когда цветовая температура не сильно отличается от термодинамической.

На рис. 1.2 показаны два семейства зависимостей цветовой температуры, определенных по формуле (1.10) и по формуле (1.9) с использованием метода Ньютона при различных значениях отношения $\varepsilon(\lambda_1, T)/\varepsilon(\lambda_2, T)$. Значение $\varepsilon(\lambda_1, T)$ равно единице, а значение $\varepsilon(\lambda_2, T)$ меняется от 0,5 до 1,333. Видно, что отличие температуры, определенной по формуле (1.10) от цветовой температуры, определенной цветовым методом по формуле Планка существенно.

Как известно [1-8], методическая ошибка цветового пирометра при определении температуры серых тел равна нулю. Метод, предложенный в [8], имеет систематическую погрешность определения температуры серых тел (рис. 1.3), а значит, теряется основное преимущество этого метода над яркостным. Таким образом, метод, предложенный в [8] во многих практически важных случаях позволил лишь частично снизить, а в ряде случаев исключить погрешности определения как температуры спектрального отношения, так и методической погрешности.

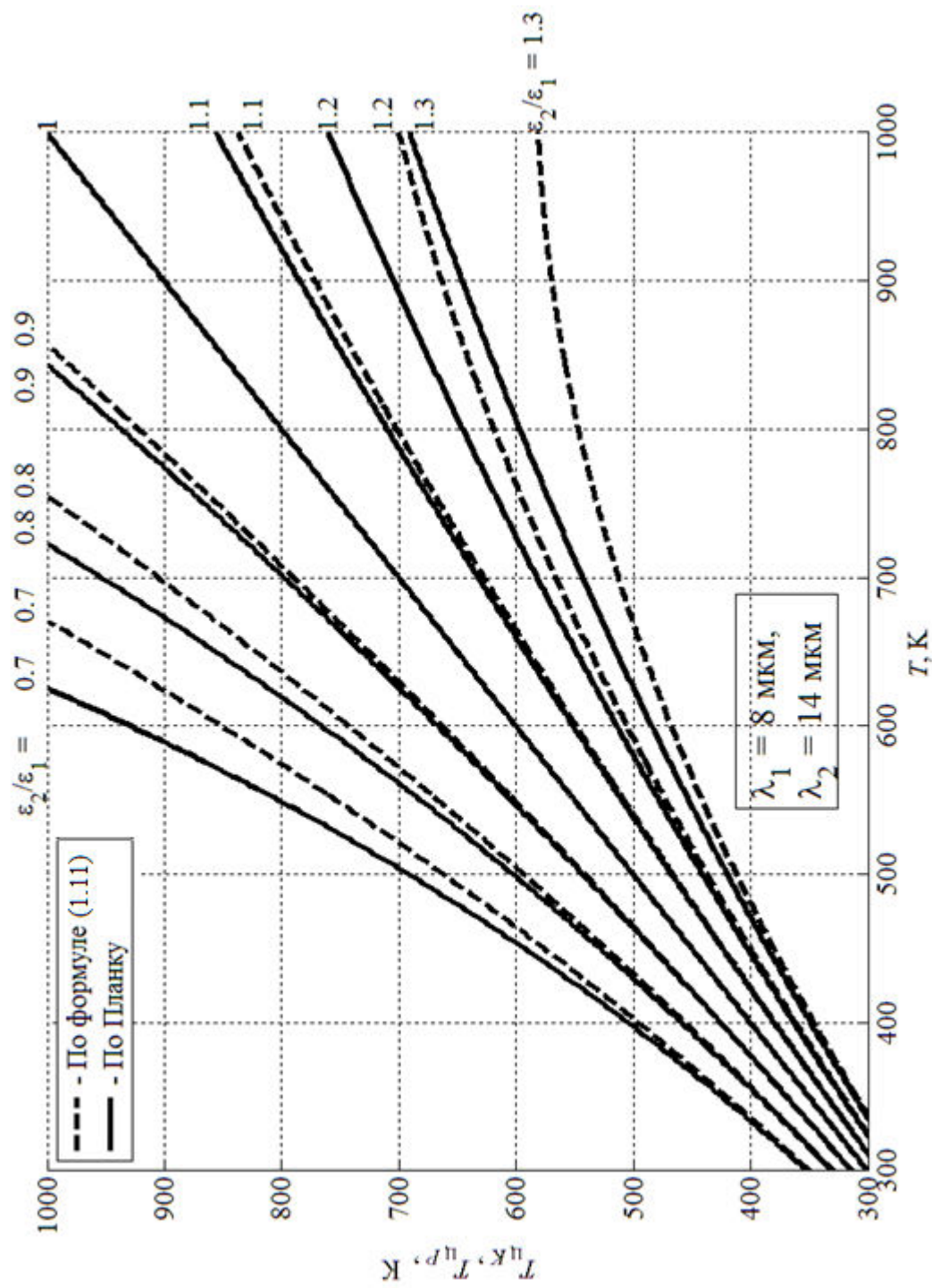


Рис. 1.2. Семейство зависимостей цветовой температуры, определенных по формуле (1.11) и по методу спектрального отношения с использованием уравнения Планка от

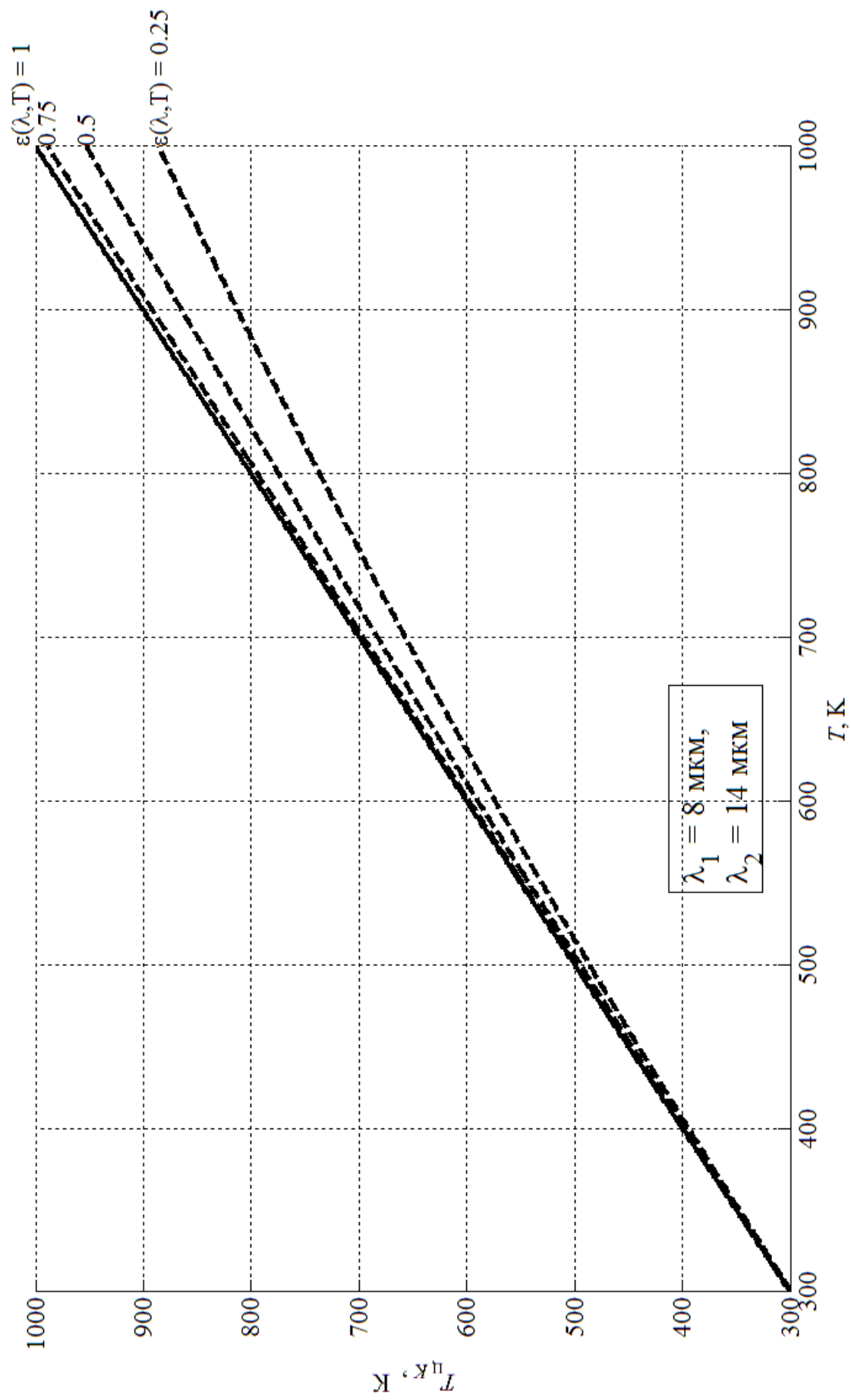


Рис. 1.3. Семейство зависимостей температуры серого тела, определенных по формуле (1.11) от термодинамической при различных значениях $\varepsilon(\lambda, T)$

1.2. Спектральные методы измерения температуры

В настоящее время получают значительное развитие методы спектральной пирометрии, которые не нуждаются в априорной информации о коэффициенте излучения. Можно выделить несколько методов, относящихся к спектральной пирометрии.

Одним из первых ученых, кто занимался разработкой такого метода, был Р. Фелис [12]. В своем патенте (1998 год) он ввел такие понятия, как "спектральная пирометрия" и "спектропирометр". На рис. 1.4 показана блок-схема устройства измерения температуры. В ее состав входят следующие компоненты: оптическая система, линия передачи оптического излучения (оптоволокно), диспергирующий элемент (акустооптический фильтр), фотоприемник, аналого-цифровой преобразователь (АЦП), вычислитель температуры.

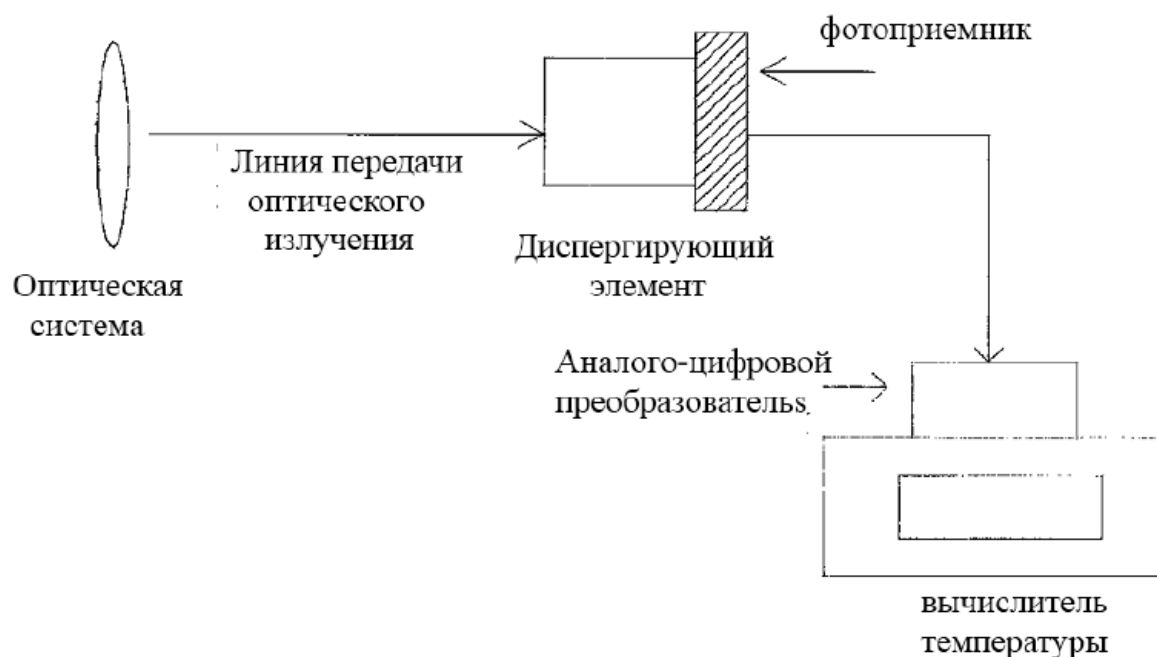


Рис. 1.4. Схема спектропирометра, предложенная в работе Р. Фелиса [11].

В качестве основы использован бихроматический метод измерения температуры, который так же использует приближение Вина. Кроме того делается предположение, что в том случае, если для измерения выбирается пара близко расположенных длин волн, то методическая ошибка, вызванная неизвестным коэффициентом теплового излучения, стремится к нулю (за счет сближения значений коэффициентов излучения), что может быть выполнено лишь в некоторых случаях.

Ещё одним методом спектральной пирометрии является метод, предложенный Магуновым А. Н. В монографии [7], вышедшей в 2009 году, автором предлагается спектральный метод определения температуры при отсутствии априорной информации о спектре теплового излучения.

В основу метода положена гипотеза, которая предполагает, что при регистрации спектрального распределения плотности мощности излучения нагретой поверхности в широкой частотной области, в большинстве практически важных случаев удастся отыскать интервал, в котором спектральная характеристика теплового излучения поверхности близка к характеристике серого тела.

Для определения температуры используются т. н. функциональные координаты. Изотерма Планка в приближении Вина, построенная в указанных функциональных координатах ($y = \ln(\lambda^4 I)$; $x = C_2/\lambda$), для серых тел представляет собой прямую линию. По методу наименьших квадратов значения на графике аппроксимируют уравнением прямой линии ($y = ax + b$). Температуру предлагается определять по наклону прямой (температура равна обратной величине коэффициента a). Стоит отметить, что гипотеза, положенная в основу разработанного Магуновым А.Н. метода, не всегда выполняется. В таких случаях спектральная кривая плотности мощности излучения нагретой поверхности, построенная в функциональных координатах отличается от прямой линии и истинное значение температуры определить, как правило, достаточно сложно.

Кроме этого, в связи с применением приближения Вина, при произведении $\lambda T > 3000$ мкм·К возникает систематическая погрешность. Такой метод в дальнем ИК-диапазоне, при измерении температур порядка комнатных и выше, будет давать существенную ошибку. Действительно, для области 8-14 мкм при комнатных температурах отличие получаемой температуры может достигать 25% (рис. 1.5).

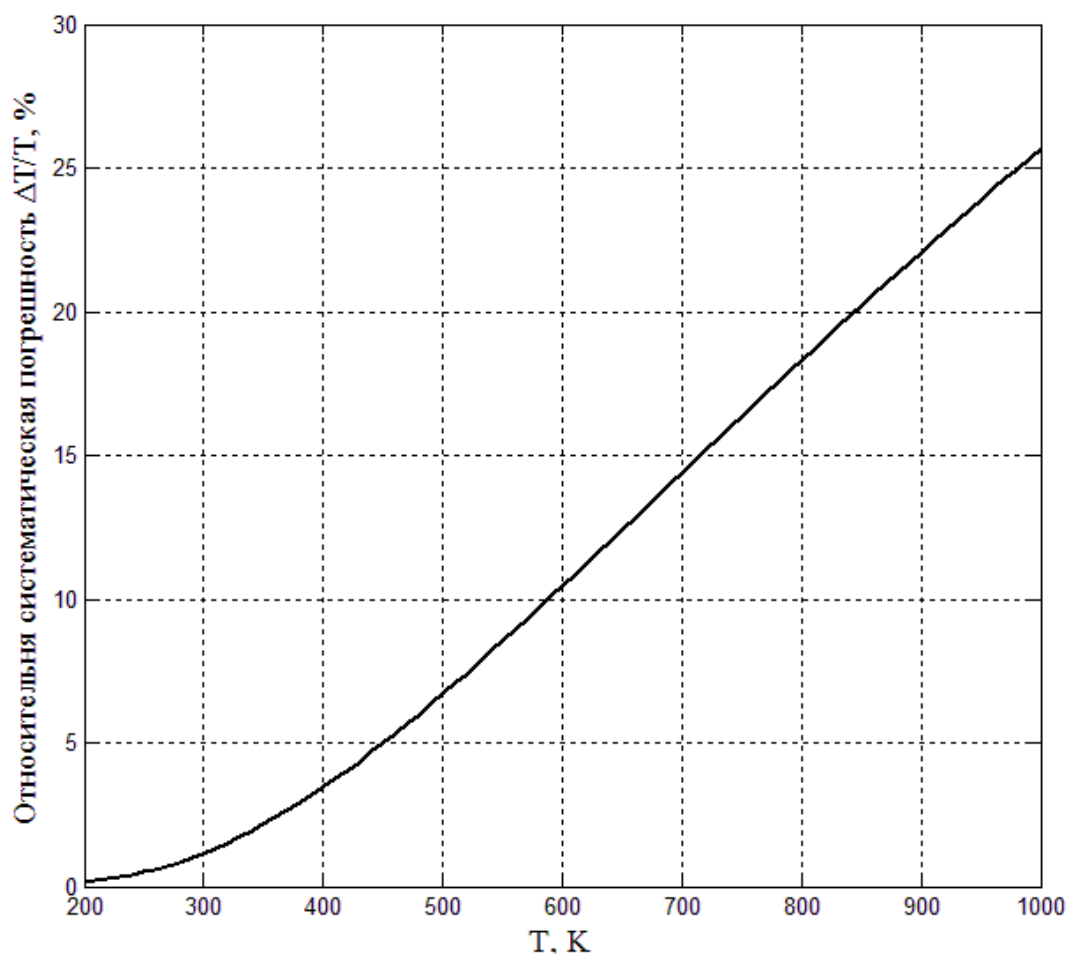


Рис. 1.5. Зависимость систематической ошибки метода, предложенного в [7] от термодинамической температуры в области длин волн 8-14 мкм.

В монографии [7] автором был выполнен глубокий анализ и обобщение существующих методов спектральной пирометрии. Были отмечены основные задачи, которые стоят перед современными спектральными методами измерения температуры следующих объектов:

- прозрачных твердых тел,
- оптически тонкой плазмы,
- неоднородно нагретых объектов,

Так же в работе отмечены задачи при измерении температуры объектов в присутствии неравновесного излучения.

В работе [9] предложен метод аппроксимации коэффициента излучения полиномом N -й степени:

$$M(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)M_P(\lambda, T) = (a_0 + a_1\lambda + \dots + a_n\lambda^n)M_P(\lambda_1, T) \quad (1.12)$$

Параметры $a_0, a_1, \dots, a_n$ и температура T определяется при помощи метода наименьших квадратов и использования в оценки среднеквадратичного отклонения весовых коэффициентов:

$$R(T_m, a_0, a_1, \dots, a_n) = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N W_i \cdot (M(\lambda_i, T_x) - M(\lambda_i, T_m, a_0, a_1, \dots, a_n))^2}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N W_i}} \cdot \frac{1}{R_{Noise}}, \quad (1.13)$$

где: $R(T_m, a_0, a_1, \dots, a_n)$ – среднеквадратичное отклонение измеренного спектра от модельного (1.12), W_i – весовая функция, пропорциональна квадрату измеряемого сигнала, обращается в ноль в областях, искажающих форму излучательной способности, $M(\lambda_i, T_x)$ – измеренный спектр, $M(\lambda_i, T_m, a_0, a_1, \dots, a_n)$ – модельный спектр, λ_i – длина волны на i -ой точке спектра, N – количество точек в спектре, n – степень полинома (подбирается в ходе эксперимента, исходя из его результатов), R_{Noise} – среднеквадратичное отклонение связанное только с шумами измерительной системы.

Метод обладает относительностью, использует уравнение Планка, однако в данном случае спектральная информация используется не полностью. Использование в формуле (1.13) спектрального отношения позволило бы одновременно сократить количество подбираемых параметров и увеличить точность результатов. К тому же автором делается аппроксимация по всему используемому спектральному участку, что может привести к серьезным ошибкам при использовании метода наименьших квадратов. В работе [9], при измерении спектров собственного теплового

излучения, предлагается использовать монохроматор. Данный способ регистрации не позволяет получать мгновенную спектральную информацию от пирометрируемого объекта, что в некоторых случаях является недопустимым.

Одновременно с разработками Р. Фелиса, концепция метода спектральной пирометрии была предложена в Московском энергетическом институте. Принципы этой методики раскрываются в работах [13-19]. Математической основой метода является статистическая обработка данных о температуре, полученных по методу спектральных отношений. Особенностью методики является накопление большого массива значений температуры, полученных при всех возможных комбинациях (сочетаниях) двух длин волн в зарегистрированном спектре. Статистическая обработка полученной таким образом информации дает возможность во многих случаях снизить методическую и инструментальную погрешности измерения температуры.

Однако и в этом случае для вывода уравнений определения температуры и оценки методической и инструментальной погрешностей использовалось уравнение Вина.

1.3. Измерители температурных полей.

В предыдущих пунктах главы 1 рассматривались точечные бесконтактные пирометры. Кроме измерений температуры в одной точке радиоционными пирометрами, все чаще измеряются одно- и двухмерные температурные распределения по поверхности объектов в процессе производства при помощи инфракрасных линейных сканеров и тепловизоров. Линейные сканеры широко используются в промышленности, дополняя точечные бесконтактные пирометры.

Инфракрасные линейные сканеры позволяют получать «температурную сцену», перемещая угол зрения пирометра на одноэлементном приемнике или же, непосредственно применяя пирометр с многоэлементным линейным приемником, формируя в фокальной плоскости

изображение. Устройство пирометров варьируются от очень простых конструкций, состоящих из одноэлементного приемника, перемещающегося вдоль исследуемой поверхности, до более сложных конструкций, где вращающееся зеркало помещается в передней части одноэлементного приемника, а так же до конструкций, использующих способы проецирования пирометрируемой поверхности на многоэлементные детекторы.

Линейные сканеры для промышленного производства в основном делятся на две категории: использующие одноэлементный детектор в сканирующем устройстве и использующие многоэлементный детектор для мгновенного захвата тепловой энергии излучения.

Конструкции с одноэлементным детектором используют вращающиеся или колеблющиеся оптико-механические компоненты для перенаправления измеряемого инфракрасного излучения на одноэлементный детектор.

На сегодняшний день в литературе [4, 5] встречается описание множества различных конструкций сканирующих пирометров, в частности, так называемые, полигон-сканеры, которые используют многоканальные фасеточные приемники в целях максимального поля зрения и эффективного сканирования при минимально возможной скорости, чтобы минимизировать износ подшипников. Однако в самой простой конструкции пирометра, измеряющего пространственное распределение условной температуры, используется вращающееся зеркало. Этот тип конструкции показан на рис. 1.6.

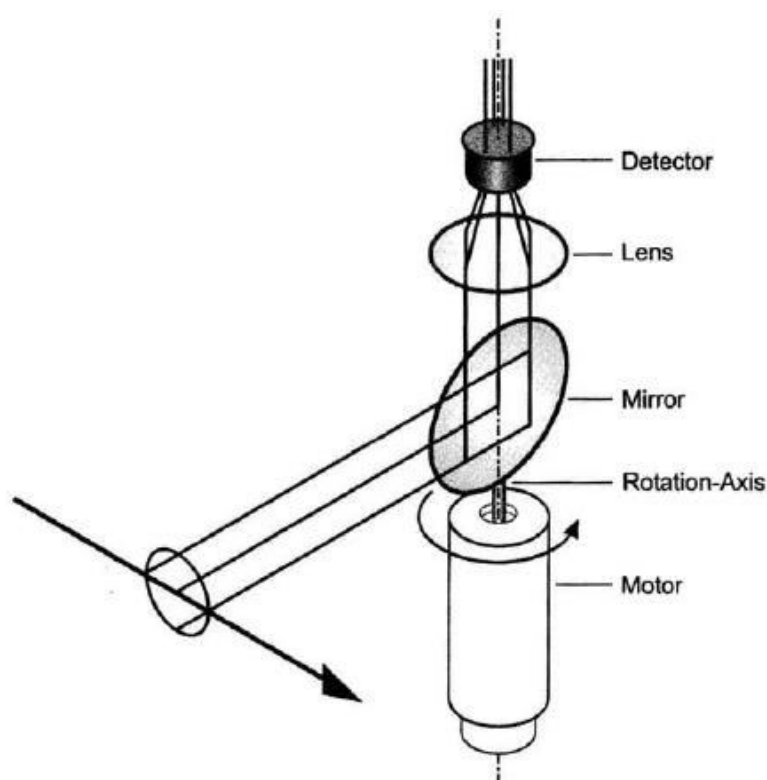


Рис. 1.6. Схематическое изображение линейного сканирующего устройства, на основе одноэлементного приемника.

Конструкции с многоканальными детекторами, главным образом, используют линейные массивы из 128 элементов и более. Приемник помещается в фокальную плоскость оптической системы, которая собирает тепловую энергию излучения. В случае пироэлектрического многоэлементного приемника, который требует переменный сигнал, между источником теплового излучения и приемником будет помещен механический прерыватель (рис. 1.7). Для других случаев (например, для микроболометрического линейного приемника) устройство может быть использовано без каких-либо подвижных механизмов.

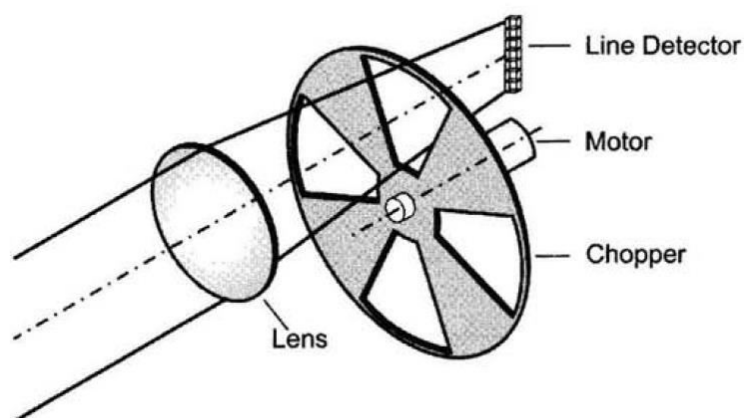


Рис. 1.7. Схематическое изображение линейного сканирующего устройства, основанного на многоэлементном приемнике.

Сравнение пирометров на одноэлементном и многоэлементном приемниках представлено в табл. 1.1. Эта таблица представляет собой обобщенный перечень параметров, поэтому не все указанные функции могут быть доступны для каждого конкретного устройства.

Таблица 1.1.

Параметер	Линейный сканер на одноэлементном приемнике	Линейный сканер на многоэлементном приемнике
Поле зрения, град.	До 100	До 60
Подвижные механические части	Да (зеркало)	Нет (кроме прерывателя)
Частота сканирования, Гц	10-150	До 5000
Количество пикселей в линии	До 1120	До 512
Эффективность сканирования	0.25	-
Диапазон спектральной чувствительности, мкм	1-5	1.4-14
Температурный диапазон, °C	20-1600	0-1300
Коэффициент визирования	До 500:1	До 1000:1
Тип детектора	KPT, PbSe, Si, InGaAs	Пироэлектрик, InGaAs, микроболометр

Среднее наработки на отказ, ч	время 40000	40000
----------------------------------	----------------	-------

Производители инфракрасных линейно-сканирующих пирометров предлагают широкий спектр различных моделей, которые предназначены для удовлетворения широкого диапазона промышленных применений. Достижимая эффективность пирометра во многом зависит от его правильного выбора пользователем для конкретного применения. Некоторые задачи могут потребовать очень высокую скорость реакции, для регистрации быстропротекающих процессов, в то время как для других задач могут быть использованы приборы с ограниченной по длинам волн спектральной чувствительностью (например, при производстве стекла или пластика).

При работе с высокими температурами, например, при первичном или вторичном этапе производства стали, в первую очередь используются линейные сканеры, основанные на диодах чувствительных к длине волны 1 мкм (*Si*) , или 1.6 мкм (*InGaAs*), или 2.4 мкм (широкополосный *InGaAs*). Физические ограничения, обычно определяемые размерами и особенностью установки устройства, могут привести к тому, что устройство должно быть установлено на большом удалении от пирометрируемого объекта. В этом случае высокое значение коэффициента визирования должно быть доминирующим фактором при выборе конкретной модели устройства

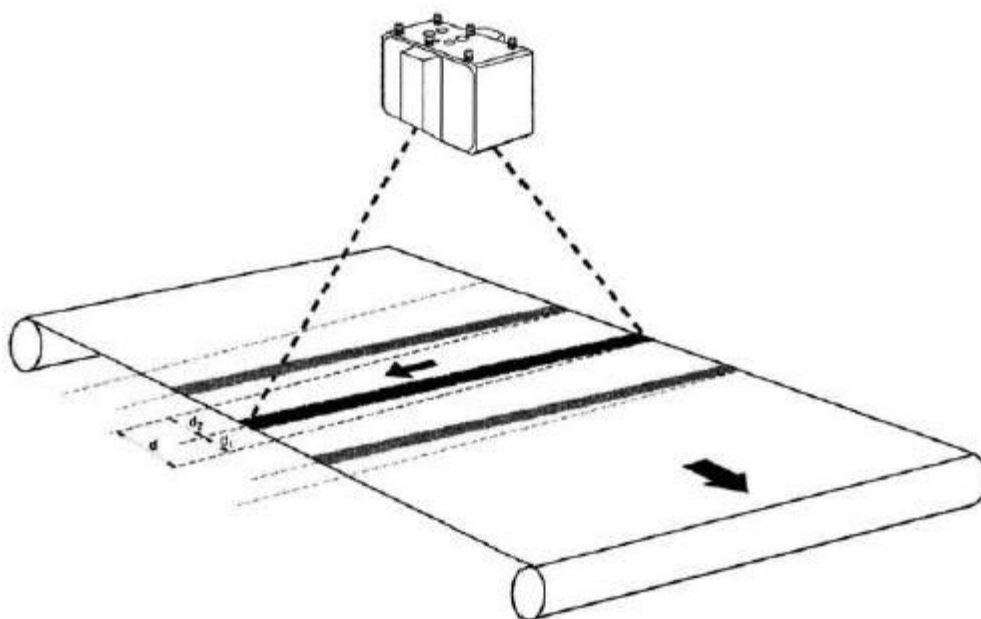


Рис. 1.8. Линейный сканер на одноэлементном инфракрасном приемнике для измерения движущихся объектов.

Для понимания, того как главные параметры инфракрасных сканеров зависят друг от друга мы опишем конструкции термограмм, получаемые многоканальными сканирующими линейными приемниками, от наблюдаемых объектов. Предполагается что объект, главным образом, движется перпендикулярно сканирующей оси. На рис 1.7 большая стрелка показывает направление движения объекта, в то время как другая показывает направление сканирования наблюдаемой нагретой поверхности. В зависимости от скорости сканирования и скорости движения объекта, сканируемый линейный участок будет больший или меньший наклон (расстояния D_1 на рис. 3). Этот феномен, очевидно, не рассматривается, когда используется многоэлементный линейный приемник. Рис 1.7 так же показывает, что образуемые линейные участки будут располагаться на определенной дистанции друг от друга (расстояние D_2 на рис. 1.7). Участки на поверхности, выпавшие из поля зрения сканера, могут представлять интерес. Это расстояние снова определяется скоростями сканирования, движения объекта, а так же значением оптического разрешения устройства (измеряемое поле). Эффект пропущенных участков является общим для

обоих типов сканеров, однако ширина пропущенного участка у устройства на многоэлементных приемниках меньше. Если посмотреть более внимательно на форму каждого линейного участка, становится заметно, что размеры измеренной площадки зависят от угла зрения. Когда наблюдение проводится прямо под сканером, поле зрения является круглым, в любом другом случае формы полей зрения являются эллиптическими (рис 1.8). Линейный сканер на многоэлементном приемнике не обладает этой особенностью, однако недостаток использования многоэлементного приемника заключается в том, что он имеет неоднородность чувствительности элементов. Причиной этому являются погрешности при производстве, либо невозможность использования одинаковой оптической части для каждого элемента. Например, каждый индивидуальный элемент приемника использует различную часть линз, которая может иметь различные локальные оптические свойства. Или же причиной могут быть аберрации, которые являются функцией диаметра или толщины эквивалентной линзы объектива, которые могут повлиять на тепловое излучение, попадающее на детектор. В практическом смысле дефект неравномерной чувствительности устраняется при помощи соответствующей калибровки и регулярной поверки устройства, которые приводят к выравниванию чувствительности. Добиться выравнивания чувствительности можно устранением сферической аберрации, но достижение результатов будет более сложным и приводит к удорожанию устройств. Эффекты хроматической аберраций и рассеивания общие и для одноэлементного и для многоэлементного устройства и должны быть устранены. Линейные сканеры – это устройства, которые выбираются в том случае, если пирометрируемый объект постоянно движется, либо в том случае, когда требуется получить термограмму, частично или полностью являющуюся линейной. Их спектральное разрешение и относительно широкий температурный диапазон делают отличными от тепловизоров.

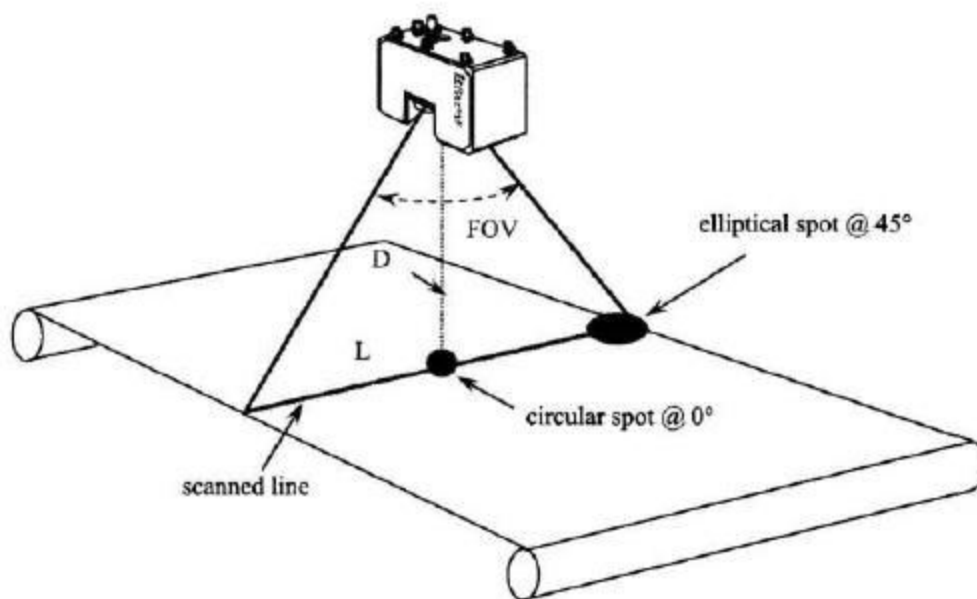


Рис 1.9. Зависимость формы измеряемой площадки от угла зрения.

Типичные области применения довольно широки, начиная от обработки стекла (в литейных цехах, при производстве: автомобильных стекол, стеклянной тары и т. д.), производства стали, пластмассовой промышленности (производство контейнеров и т.д.) и мониторинга доменной печи и заканчивая геодезией. Во всех этих областях существует потребность в качественном и безопасном измерении температуры. Для таких применений, существует обширный набор дополнительных полезных функциональных параметров линейных сканеров помимо основных. Они могут включать в себя оцифровку и цифровую обработку данных, аналоговый/цифровой интерфейс, встроенное устройство наведения, пульт дистанционного управления, охлаждение, защитную конструкцию для объектива, механическую конструкцию, поворачивающую устройство, и многое другое. Ясно, что линейные сканеры выполняют важную, действительно уникальную измерительную функцию в промышленности, и маловероятно, в будущем они будут заменены тепловизорами даже через несколько лет.

1.4. Выводы

Исходя из вышесказанного, можно сделать следующие выводы:

1. На сегодняшний день преимущественное большинство методов (в т. ч. и многие спектральные) определения температуры для вывода аналитических выражений используют приближение Вина.

2. Попытки использования уравнения Планка для метода спектрального отношения либо наталкивались на затруднения при вычислении температуры, либо на потребность вносить допущения, ограничивающие возможности получаемого метода.

3. Спектральными методами пирометрии определение температуры в большинстве случаев производится для точечных объектов.

4. Измерение температурных полей традиционно осуществляется либо сканирующим одноэлементным пирометром, либо многоэлементным пирометром. При этом используется яркостный метод определения температуры.

Глава 2. Уточненный метод спектральных отношений

2.1. Метод спектральных отношений, базирующийся на уравнении

Планка

Выражение для расчета температуры спектрального отношения по Планку

Для бихроматического метода спектрального отношения, используя функцию Планка, можно записать выражение:

$$\frac{M(\lambda_1, T)}{M(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)M_P(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)M_P(\lambda_2, T)} = \frac{\lambda_2^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{цр}}}\right) - 1 \right)}{\lambda_1^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{цр}}}\right) - 1 \right)}. \quad (2.1)$$

Уравнение (2.1) является трансцендентным, что не позволяет получить строгое аналитическое выражение для расчета цветовой температуры. Для решения уравнения (2.1) можно использовать численный метод решения уравнений.

Обозначим через M_1 и M_2 функции: $M_1 = M(\lambda_1, T) = \varepsilon(\lambda_1, T) \cdot M_P(\lambda_1, T)$ и $M_2 = M(\lambda_2, T) = \varepsilon(\lambda_2, T) \cdot M_P(\lambda_2, T)$. Тогда выражение (2.1) принимает вид

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\lambda_2^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{цр}}}\right) - 1 \right)}{\lambda_1^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{цр}}}\right) - 1 \right)}. \quad (2.2)$$

Введем функцию $F(T_{\text{цр}}, M_1, M_2, \lambda_1, \lambda_2)$:

$$F(T_{\text{цр}}, M_1, M_2, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{M_1}{M_2} - \frac{\lambda_2^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{цр}}}\right) - 1 \right)}{\lambda_1^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{цр}}}\right) - 1 \right)}. \quad (2.3)$$

Для нахождения решения уравнения (2.1) воспользуемся методом Ньютона, обеспечивающим быструю сходимость. Рис. 2.1 поясняет последовательность процедур итерационного процесса метода Ньютона.

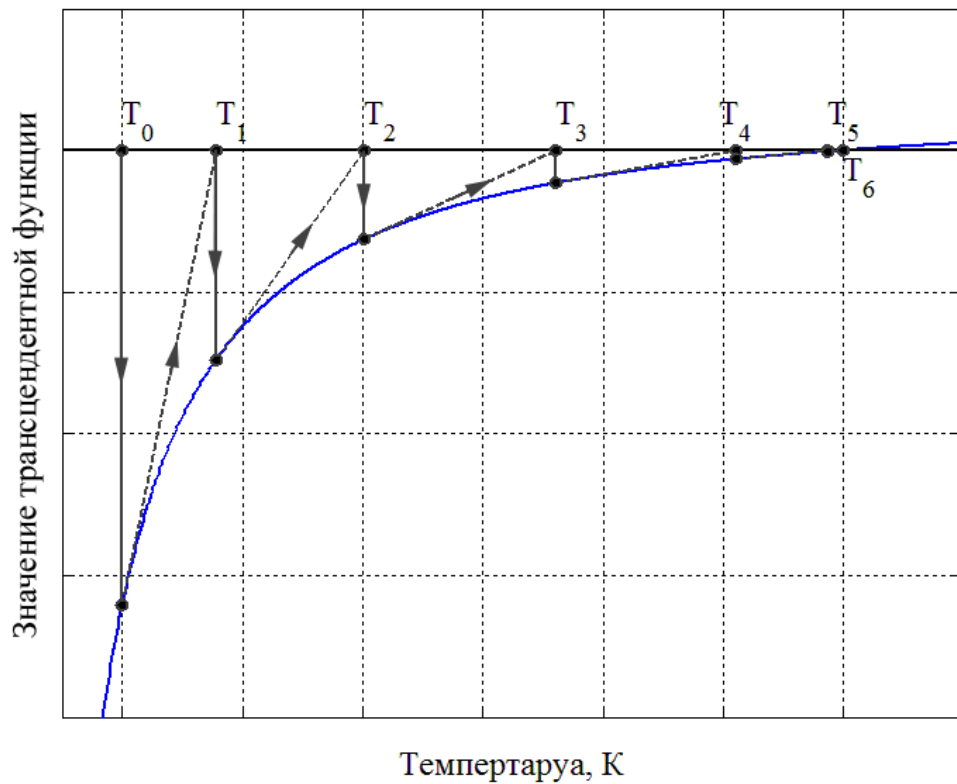


Рис. 2.1. Иллюстрация итерационного процесса метода Ньютона.

В качестве исходного (первого приближения $T = T_1$) использовалось значение температуры, определяемое по уравнению (1.6). Затем находится производная по температуре $dF(T, M_1, M_2, \lambda_1, \lambda_2)/dT$ трансцендентного уравнения при $T = T_1$ и строится касательная к найденному (исходному) значению трансцендентного уравнения. По точке пересечения касательной с осью абсцисс определяется второе приближение. Затем находится следующее значение трансцендентного уравнения, строится вторая касательная и т. д. Математическая формулировка метода Ньютона имеет вид [20]:

$$T_{i+1} = T_i - F(T_i, M_1, M_2, \lambda_1, \lambda_2) \left[\frac{dF(T_i, M_1, M_2, \lambda_1, \lambda_2)}{dT_i} \right]^{-1} \quad (2.4)$$

Здесь T_i – значение цветовой температуры $T_{цр}$, получаемое при i -ой итерации, $F(T_i, M_1, M_2, \lambda_1, \lambda_2)$ – соответствующее значение трансцендентной функции; T_{i+1} – значение $i+1$ итерации.

После подстановки (2.3) в (2.4) приходим к выражению для расчета цветовой температуры по Планку:

$$T_{i+1} = T_i - \frac{\left[\frac{M_1}{M_2} - \frac{\lambda_2^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_i}\right) - 1 \right)}{\lambda_1^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_i}\right) - 1 \right)} \right] \frac{T_i^2 \lambda_1^6}{C_2 \lambda_2^4} \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_i}\right) - 1 \right]^2}{\lambda_1 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_i}\right) \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_i}\right) - 1 \right] - \lambda_2 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_i}\right) \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_i}\right) - 1 \right]} \quad (2.5)$$

Расчёт температуры по соотношению (2.5) проходит повторяющиеся этапы. Исходное значение $T = T_1$ первого приближения подставляется в выражение (2.5) и проводится расчет. В результате расчета получается второе приближение T_2 . Затем проводится следующий расчет и т. д. Количество итераций определяется требуемой точностью вычисления температуры ΔT_H . Поэтому после очередной итерации проводится оценка разности значений двух смежных (соседних) итераций $|T_{i-1} - T_i| \leq \Delta T_H$. Если это неравенство не выполняется, то производится следующие итерации, которые продолжаются пока не выполнится неравенство $|T_{i-1} - T_i| \leq \Delta T_H$.

Результаты расчетов

В качестве примера на рис. 2.2 представлены результаты расчетов цветowych температур $T_{\text{ЦР}}$ и $T_{\text{ЦВ}}$ АЧТ по уравнениям Планка и Вина, проведенных методом спектрального отношения с использованием в качестве рабочих длин волн $\lambda_1 = 8$ мкм и $\lambda_2 = 14$ мкм. Нетрудно видеть, что в дальней ИК области спектра оптического излучения расхождения в значениях $T_{\text{ЦР}}$ и $T_{\text{ЦВ}}$ наблюдаются уже при комнатных температурах. Это обстоятельство необходимо учитывать при создании и калибровке цветowych пирометров, предназначенных для работы этой области спектра.

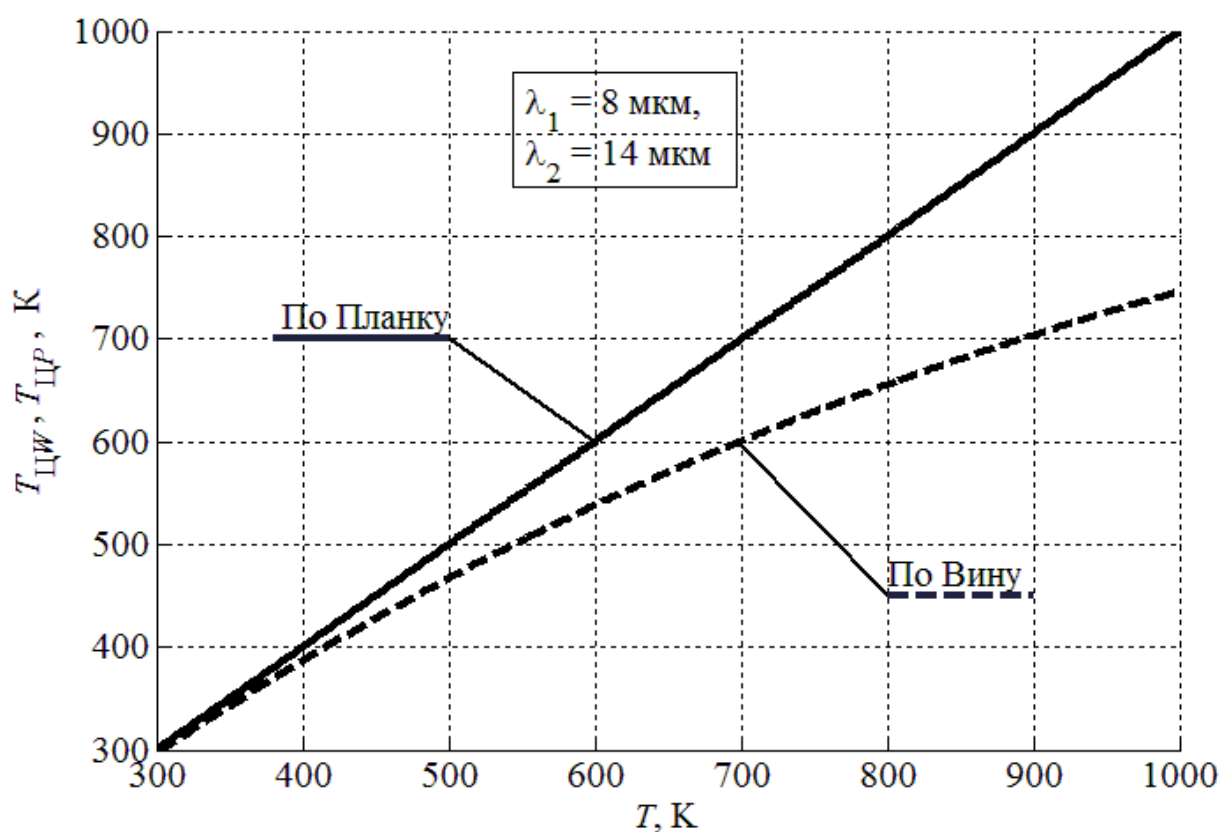


Рис. 2.2. Результаты расчета температуры АЧТ методом спектрального отношения, полученные с использованием длин волн $\lambda_1 = 8$ мкм и $\lambda_2 = 14$ мкм.

На рис. 2.3 представлены температурные зависимости систематических абсолютной и относительной ошибок метода спектрального отношения, обусловленные использованием приближения Вина. Расчет проведен для значений длин волн $\lambda_1 = 8$ мкм и $\lambda_2 = 14$ мкм, характерных для цветовой температуры. Видно, что уже при температурах, превосходящих 210 К, в инфракрасной области спектра для точного измерения цветовой температуры необходимо использовать уравнение Планка.

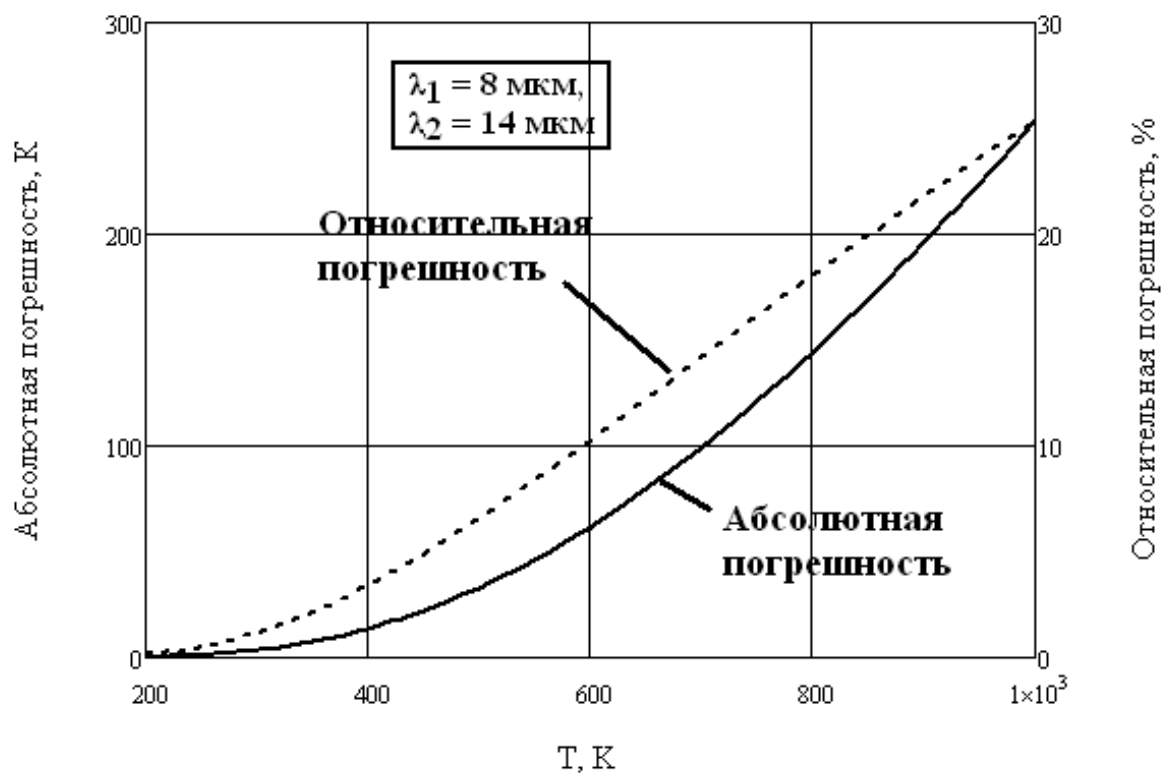


Рис. 2.3. Температурные зависимости систематических абсолютной и относительной ошибок, обусловленных приближением Вина.

Реальные тела

Проведенные выше рассуждения относились к абсолютно черным телам. При работе с реальными телами необходимо учитывать значения спектральных коэффициентов излучения пирометрируемой поверхности. Обозначим через ε_1 и ε_2 значения излучательной способности при λ_1 и λ_2 соответственно. Отличие отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ от единицы приводит к появлению, так называемых методических ошибок определения цветовой температуры. На рис. 2.4 показаны два семейства расчетных кривых, полученных в приближении Вина и по уравнению Планка для видимой области спектра при различных значениях отношения коэффициентов излучения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ для дальней инфракрасной области. Сплошные кривые на этих рисунках получены с использованием уравнения Планка, пунктирные – в приближении Вина.

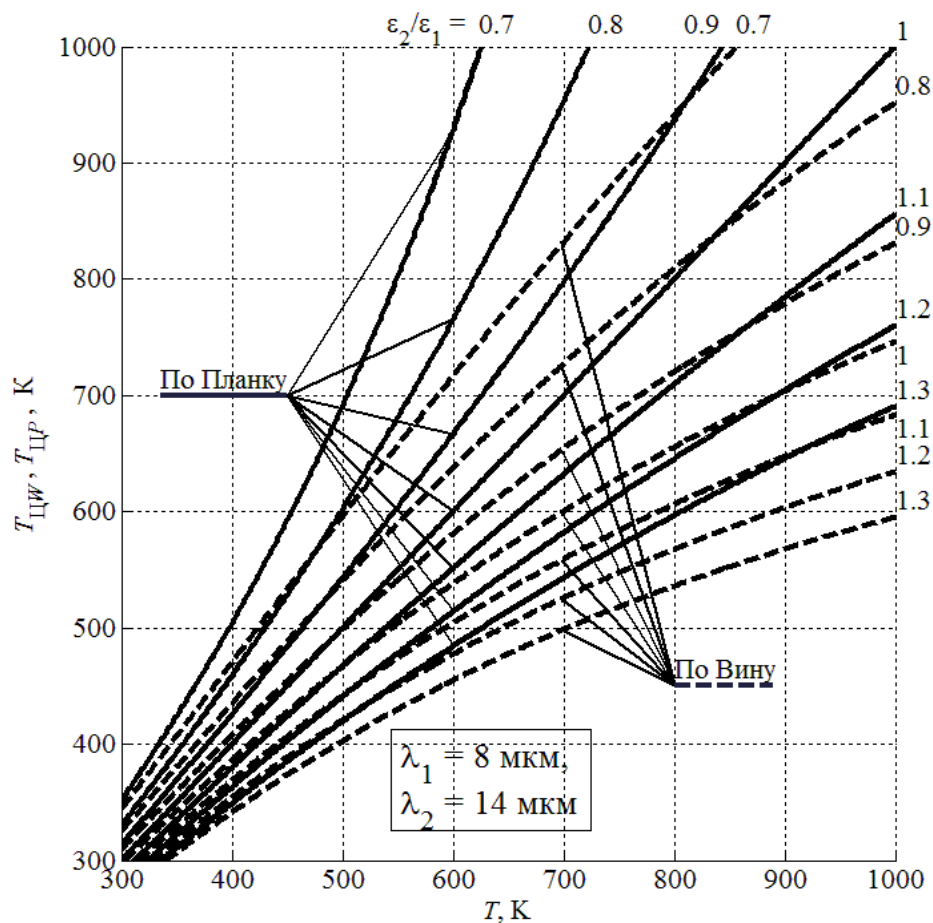


Рис. 2.4. Результаты расчета цветовой температуры для дальнего ИК-диапазона. при различных значениях отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$

2.2. Методическая и инструментальная погрешности

Расчет методической ошибки.

Абсолютную методическую погрешность δT_M условных температур в пирометрии традиционно принято характеризовать разностью обратных значений двух величин: измеренной условной температурой T_y и собственной термодинамической температурой T пирометрируемой поверхности.

$$\delta T_M = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_y} = \frac{\Delta T_y}{T_y T} \quad [1/K] \quad (2.6)$$

где $\Delta T_y = T_y - T$.

Причиной возникновения методической ошибки при бихроматическом методе является неравенство значений спектральных коэффициентов теплового излучения поверхности при рабочих длинах волн. Методическая ошибка фактически является поправкой, которую необходимо внести в измеренное значение условной температуры, чтобы получить правильный результат при нахождении термодинамической температуры. При этом делается предположение об абсолютной точности измерительных устройств, с помощью которых проводится эксперимент [2, 3, 8].

Соотношение (2.6) позволяет записать выражение для относительной методической ошибки.

$$\frac{\Delta T_y}{T_y} = \delta T_M \cdot T \quad (2.7)$$

Будем в дальнейшем называть цветовой температурой $T_{\text{ц}}$, измеренное значение условной температуры T_y бихроматического метода. Отметим, что, строго говоря, термин «цветовая температура» относится к измерениям по методу спектрального отношения при двух конкретных, вполне определенных значениях длин волн: $\lambda_1 = 0.467$ мкм и $\lambda_2 = 0.655$ мкм. По этой причине бихроматический метод спектрального отношения ранее называли методом красно – синего отношения по цветам, соответствующим указанным выше длинам волн.

Значение цветовой температуры определяется из результатов эксперимента, тогда как значение методической погрешности находится расчётным путем. Как известно расчет методической ошибки цветового метода проводится из равенства отношения двух измеренных интенсивностей пирометрируемого объекта $M^*_w(\lambda_2, T)/M^*_w(\lambda_1, T)$ к интенсивностям абсолютно черного тела при тех же длинах волн:

$$\frac{M^*_w(\lambda_2, T)}{M^*_w(\lambda_1, T)} = \frac{\lambda_1^5 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}}}\right)}{\lambda_2^5 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}}}\right)}, \quad (2.8)$$

Здесь T – термодинамическое значение температуры пирометрируемой поверхности; $T_{\text{ц}}$ – значение цветовой температуры пирометрируемой поверхности; λ_1, λ_2 – длины волн, на которых проводятся измерения; C_2 – вторая пирометрическая константа.

При выводе методической ошибки значение спектральной плотности мощности пирометрируемого объекта $M^*_w(\lambda_1, T)$ обычно используется приближение Вина:

$$M^*_w(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{\varepsilon(\lambda, T)}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)}, \quad (2.9)$$

где $\varepsilon(\lambda, T)$ – значение спектрального коэффициента теплового излучения при температуре T и длине волны λ ; c – скорость света; h – постоянная Планка.

С учетом (2.9) формула (2.8) записывают в виде:

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1, T) \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right)}{\varepsilon(\lambda_2, T) \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right)} = \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}}}\right)}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}}}\right)}. \quad (2.10)$$

Проводя преобразования (2.10) получают следующую формулу для абсолютной методической ошибки [6]:

$$\delta T_{\text{ц}} = \frac{\Lambda_w}{C_2} \ln \left[\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \right]. \quad (2.11)$$

Здесь $\varepsilon(\lambda_1, T)$, $\varepsilon(\lambda_2, T)$ – значения спектральных коэффициентов теплового излучения при температуре T и длинах волн λ_1, λ_2 (написать, что такое $\delta T_{\text{ц}}$)

Выражение (2.11) позволяет определить уравнение для относительной ошибки в приближении Вина:

$$\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}} = \frac{T_{\text{ц}} - T}{T_{\text{ц}}} = \frac{\Lambda_w T}{C_2} \ln \left[\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \right]. \quad (2.12)$$

Отметим, что при равенстве значений $\varepsilon(\lambda_1, T) = \varepsilon(\lambda_2, T)$ обе методические ошибки численно равны нулю (2.11) и (2.12).

Таким образом, основываясь на уравнении Вина, можно получить достаточно простые аналитические выражения для абсолютной и относительной методических погрешностей.

Получить аналогичные аналитические выражения, базируясь на уравнении Планка, не удастся.

Хотя для абсолютной $\delta T_{\text{ц}}$ и относительной $\Delta T_{\text{ц}}/T_{\text{ц}}$ методических погрешностей, используя уравнение Планка, можно получить соотношения, аналогичные (2.10), однако связь между значениями методической ошибки, коэффициентами излучения и цветовой температуры установлена в неявном виде:

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1, T) \left[\exp \left(\frac{C_2(1 + \delta T_{\text{ц}} T_{\text{ц}})}{\lambda_1 T_{\text{ц}}} \right) - 1 \right]}{\varepsilon(\lambda_2, T) \left[\exp \left(\frac{C_2(1 + \delta T_{\text{ц}} T_{\text{ц}})}{\lambda_2 T_{\text{ц}}} \right) - 1 \right]} = \frac{\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}}} \right) - 1}{\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}}} \right) - 1}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1, T) \left[\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}} \left(1 - \left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}} \right) \right)} \right) - 1 \right]}{\varepsilon(\lambda_2, T) \left[\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}} \left(1 - \left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}} \right) \right)} \right) - 1 \right]} = \frac{\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}}} \right) - 1}{\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}}} \right) - 1}. \quad (2.14)$$

В числителе и знаменателе левых частей (2.13) и (2.14) присутствует значения методических погрешностей, которые не позволяют получить аналитические соотношения между указанными выше соотношениями. Это указывает на трансцендентный характер уравнений (2.13) и (2.14). Отметим, что при значениях произведения $\lambda T < 3000$ мкм·К, при которых справедливо приближение Вина, (2.13) и (2.14) можно привести к уравнениям (2.11) и (2.12), соответственно.

Методика проведения численных расчетов

С точки зрения анализа получаемых результатов наибольший интерес представляет относительная методическая ошибка. Для нахождения решения уравнения (2.14) использовался метод Ньютона, математическая формулировка которого для относительной методической ошибки имеет вид [20]:

$$\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_{i+1} = \left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i - F\left[\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i, T_{\text{ц}}, \lambda_1, \lambda_2\right] \left[\frac{dF\left[\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i, T_{\text{ц}}, \lambda_1, \lambda_2\right]}{d\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i} \right]^{-1} \quad (2.15)$$

Здесь $\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i$ – текущее значение относительной методической погрешности цветовой температуры, получаемое при i -ой итерации, $T_{\text{ц}}$ – цветная температура; λ_1, λ_2 – значения длин волн, которые используются при определении цветовой температуры; $F\left[\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i, T_{\text{ц}}, \lambda_1, \lambda_2\right]$ – значение трансцендентной функции, получаемое в текущей i -ой итерации. Сама трансцендентная функция $F\left[\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right), T_{\text{ц}}, \lambda_1, \lambda_2\right]$ имеет вид:

$$F\left[\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right), T_{\text{ц}}, \lambda_1, \lambda_2\right] = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T) \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}} \left(1 - \left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)\right)}\right) - 1 \right]}{\varepsilon(\lambda_2, T) \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}} \left(1 - \left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)\right)}\right) - 1 \right]} - \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{\text{ц}}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{\text{ц}}}\right) - 1}. \quad (2.16)$$

В качестве исходного, нулевого ($i = 0$) приближения используется значение относительной методической ошибки, получаемое в приближении Вина и определяется значение производной трансцендентного уравнения по относительной методической ошибке $dF\left[\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i, T_{\text{ц}}, \lambda_1, \lambda_2\right] / d\left(\frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}}\right)_i$ для $(\Delta T_{\text{ц}}/T_{\text{ц}})$ нулевого приближения. Затем строится касательная к функции в

точке, определенной по трансцендентному уравнению. Точка пересечения этой касательной с осью абсцисс (значений) определяет значение первого ($i = 1$) приближения [20].

Затем находится следующее значение трансцендентного уравнения, строится вторая касательная и т. д. Таким образом, расчёт относительной методической ошибки по соотношению (2.15) проходит несколько повторяющихся этапов. Количество итераций определяется требуемой точностью вычисления погрешности (оценкой) $\Delta(\Delta T_{\text{Ц}}/T_{\text{Ц}})$ определения относительной методической ошибки. Поэтому после каждой итерации проводится оценка модуля разности значений двух ближайших итераций:

$$|(\Delta T_{\text{Ц}}/T_{\text{Ц}})_{i+1} - (\Delta T_{\text{Ц}}/T_{\text{Ц}})_i| \leq \Delta(\Delta T_{\text{Ц}}/T_{\text{Ц}}) \quad (2.17)$$

Если неравенство не выполняется, то производятся следующие итерации, которые продолжаются пока не будет реализована требуемая точность.

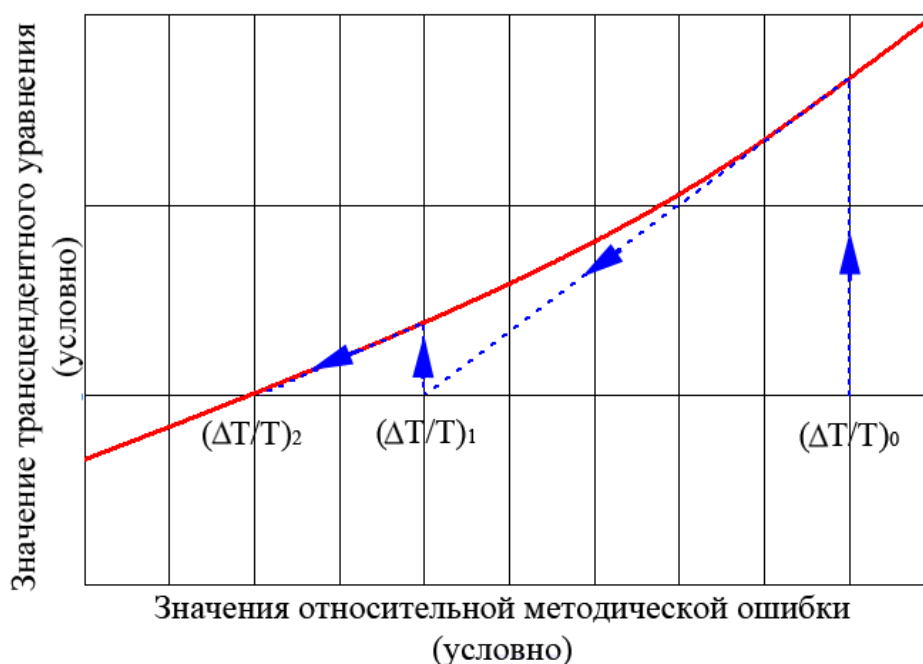


Рис. 2.5. Иллюстрация итерационного процесса при расчете относительной методической ошибки по методу Ньютона. (условно - убрать)

Результаты расчетов для дальней ИК-области спектра.

В работе [21] было показано, что для расчета цветовой температуры в области спектра 8–14 мкм, необходимо использовать уравнение Планка, практически при всех значениях температур, превышающих комнатную температуру. Поскольку, уже при комнатной температуре расхождение в значениях цветовой температуры, получаемых по Планку и Вину может достигать 10%.

Поэтому представляет интерес рассмотреть так же расхождение значений, получаемых по Планку и Вину для относительной методической погрешности и совокупную (результатирующую) погрешность определения термодинамической температуры для области спектра оптического излучения 8–14 мкм.

На рис. 2.6 представлены два семейства расчетных зависимостей от температуры относительной методической погрешности при различных значениях отношения коэффициентов излучения $\varepsilon(\lambda_1, T)/\varepsilon(\lambda_2, T)$ в дальнем ИК-диапазоне. Для расчета были выбраны значения длин волн 8 и 14 мкм, которые близки к границам окна прозрачности дальнего ИК-диапазона. Отметим, что при выбранных длинах волн так же реализуются значения методической погрешности, близкие к минимальным значениям.

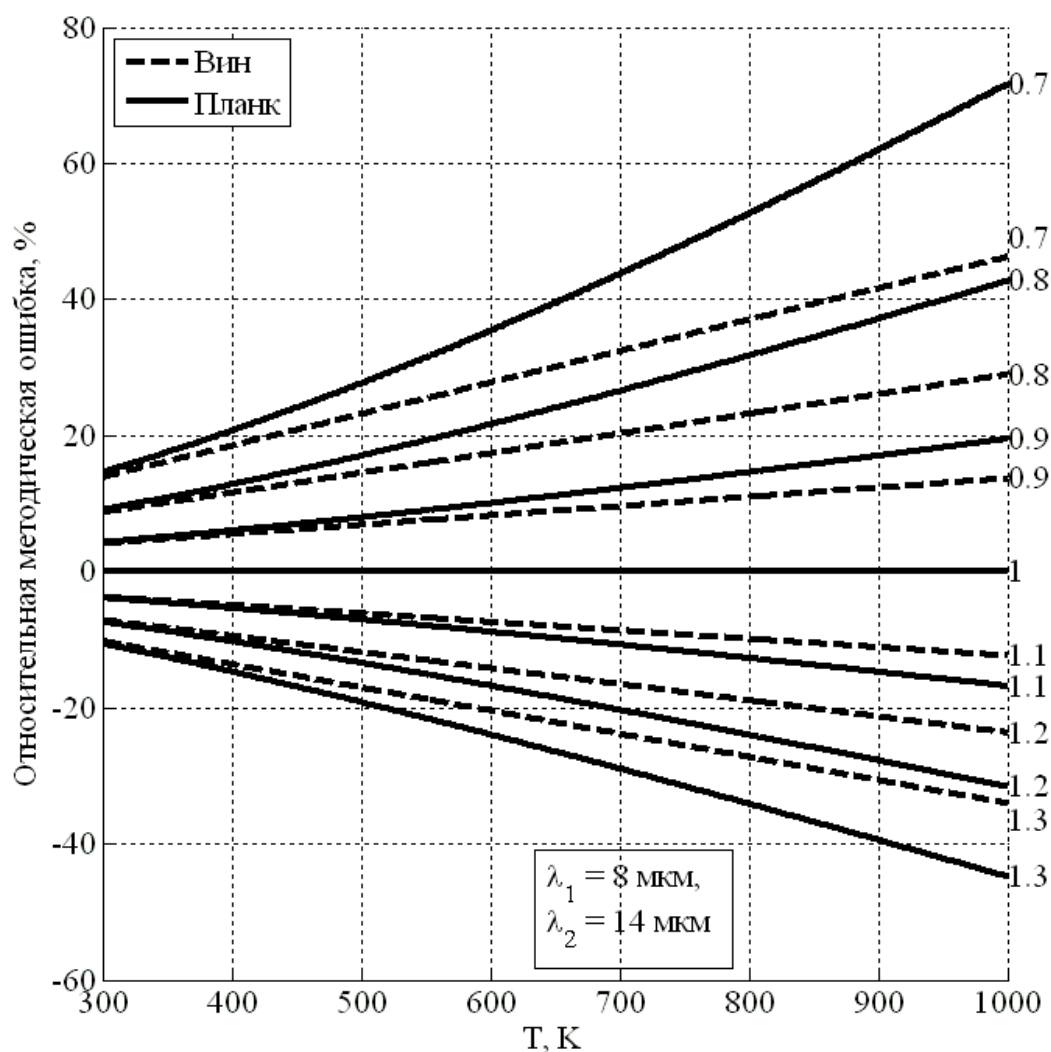


Рис. 2.6. Зависимости относительной методической погрешности от температуры при использовании приближения Вина (пунктирные линии) и уравнения Планка (сплошные линии).

Начиная с температур, близких к комнатным и выше, приближение Вина дает заниженные абсолютные значения относительной методической погрешности, по сравнению с результатами, получаемыми по Планку. Расхождения в значениях методической погрешности достигают 10-20%.

Поэтому использование приближения Вина для определения собственной температуры методом спектрального отношения в дальнем ИК-диапазоне практически во всех случаях будет сопровождаться существенной ошибкой результатов измерений даже в тех случаях, когда цветовая

температура и отношение коэффициентов излучения $\varepsilon(\lambda_1, T)/\varepsilon(\lambda_2, T)$ определены с высокой точностью.

Следует отметить, что традиционно используемое в пирометрии приближение Вина может приводить не только к ошибкам определения методической погрешности, но и влиять на точность определения цветовой температуры из-за систематической погрешности. Детальному анализу систематической погрешности бихроматического метода посвящена работа [21], где показано, что приближение Вина, используемое при определении цветовой температуры при значениях λT , превышающих $\lambda T > 3000$ мкм·К, приводит к заниженным значениям цветовой температуры из-за систематической погрешности. Исходя из рис. 2.6 можно ошибочно сделать вывод о том, что при равенстве коэффициентов теплового излучения температура в приближении Вина будет точно определена. Однако, это не так в связи с тем, что при использовании аналитических выражений для определения температуры и методической погрешности возникает систематическая ошибка. Совокупная систематическая и методическая погрешность, в приближении Вина приводит к еще большим искажениям результатов определения термодинамической температуры. На рис. 2.7 для сравнения представлено семейство зависимостей от температуры разности двух относительных методических погрешностей: методической погрешности, полученной по Планку и совокупной систематической и методической погрешностей, обусловленные приближением Вина. Нетрудно видеть, что расхождения между относительной методической погрешностью по Планку и суммарной (совокупной) погрешностью по Вину весьма значительны и, в ряде случаев могут достигать 40%.

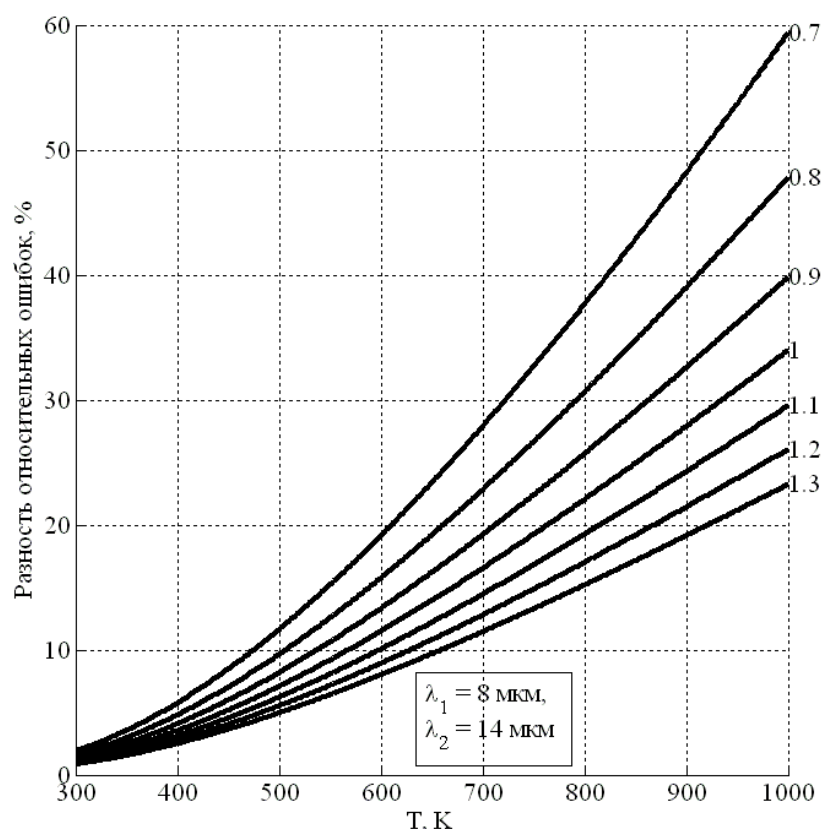


Рис. 2.7. Сопоставление семейства разностей между относительной методической погрешности, полученной по Планку, и совокупной методической и систематической погрешностей для области длин волн 8 – 14 мкм.

Расчет инструментальной ошибки.

Инструментальная погрешность обусловлена неточностью измерения исходных данных и преобразованиями, связанными с применяемым методом и трансформирующими эту неточность в погрешность конечного результата. В общем случае если $F=F(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_N)$, где x_i – непосредственно измеряемые независимые величины, имеющие погрешности Δx_i , то инструментальная погрешность определяется выражением [20]:

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\Delta x_i \cdot \frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2} \quad (2.18)$$

Таким образом, расчетное выражение для инструментальной погрешности определения температуры по методу спектрального отношения

получают путем дифференцирования функции, устанавливающей соотношение между температурой T , рабочими длинами волн λ_1, λ_2 и спектральной плотностью мощности излучения на рабочих длинах волн $M_1 = M(\lambda_1, T), M_2 = M(\lambda_2, T)$.

Для метода спектрального отношения формула для определения инструментальной погрешности будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta T = \sqrt{\left(\Delta M_1 \cdot \frac{\partial T}{\partial M_1}\right)^2 + \left(\Delta M_2 \cdot \frac{\partial T}{\partial M_2}\right)^2 + \left(\Delta \lambda_1 \cdot \frac{\partial T}{\partial \lambda_1}\right)^2 + \left(\Delta \lambda_2 \cdot \frac{\partial T}{\partial \lambda_2}\right)^2} \quad (2.19)$$

Стоит отметить, что прямое дифференцирование выражения для температуры возможно лишь в приближении Вина [19]:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Lambda_w T}{C_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_1}{M_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_2}{M_2}\right)^2 + \left[\frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \cdot \left(5 - \frac{C_2}{T \lambda_1}\right)\right]^2 + \left[\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} \cdot \left(5 - \frac{C_2}{T \lambda_2}\right)\right]^2}. \quad (2.20)$$

В литературе оговаривается, что при достаточной монохроматичности выделения спектральных интервалов рабочие диапазоны длин волн определяются гораздо точнее, чем спектральная плотность мощности M , поэтому ограничиваются оценкой инструментальной погрешности с использованием производных только по спектральной плотности мощности [6]:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Lambda_w T}{C_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_1}{M_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_2}{M_2}\right)^2} \quad (2.21)$$

Однако при грубых измерениях температуры ошибку в определении длины волны следует учитывать.

При вычислениях инструментальной погрешности метода спектрального отношения, использующего формулу Планка, необходимо использовать формулу для вычисления производных сложной функции в неявном виде:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = - \frac{\partial F(T)/\partial x}{\partial F(T)/\partial T} \quad (2.22)$$

где в качестве x выступают параметры λ и $M(\lambda, T)$, а в качестве функции $F(T)$ – трансцендентная функция (2.3) для расчёта цветовой температуры по Планку [21]. Для получения уравнения инструментальной ошибки необходимо вычислить девять частных производных:

$$\frac{\partial F}{\partial M_1}, \frac{\partial F}{\partial M_2}, \frac{\partial F}{\partial T}, \frac{\partial F}{\partial \lambda_1}, \frac{\partial F}{\partial \lambda_2}, \frac{\partial T}{\partial M_1}, \frac{\partial T}{\partial M_2}, \frac{\partial T}{\partial \lambda_1}, \frac{\partial T}{\partial \lambda_2}. \quad (2.23)$$

Результирующее выражение для инструментальной погрешности метода спектрального отношения, использующего уравнение Планка, будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Lambda_P T}{C_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_1}{M_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_2}{M_2}\right)^2 + \left[\frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \cdot \left[5 - \frac{\frac{C_2}{\lambda_1 T} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right)}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) - 1}\right]\right]^2 + \left[\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} \cdot \left[5 - \frac{\frac{C_2}{\lambda_2 T} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right)}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) - 1}\right]\right]^2} \quad (2.24)$$

где за Λ_P обозначено выражение:

$$\Lambda_P = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) - 1\right] \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) - 1\right]}{\lambda_1 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) - 1\right] - \lambda_2 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right) \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right) - 1\right]} \quad (2.25)$$

В приближении Вина, что математически означает выполнение условия $\exp(C_2/\lambda_i T) \gg 1$, выражение (2.24) преобразуется к виду (2.20).

Количественное сравнение величин инструментальных погрешностей, вычисленных с помощью уравнения Планка и уравнения Вина, проводилось для рабочих длин волн 8 и 14 мкм. Величины погрешностей определения рабочей длины волны и спектральной плотности мощности полагались постоянными и равными 5%. На рис. 2.8 представлены зависимости инструментальных погрешностей, полученные в результате расчетов.

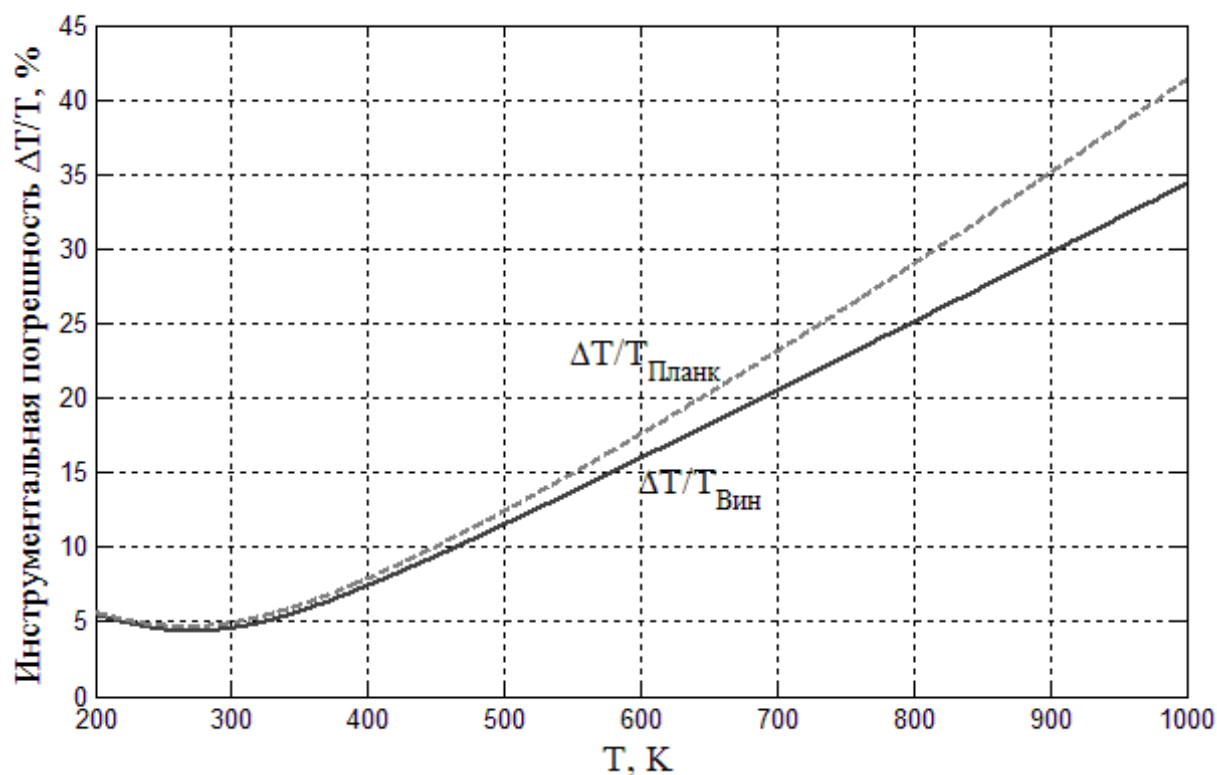


Рис. 2.8. Зависимость инструментальной погрешности от температуры при расчётах для длин волн $\lambda_1=8$ мкм и $\lambda_2=14$ мкм.

На основании проведённых расчётов можно сделать вывод о том, что при заданной точности определения инструментальной погрешности 1%, оценка инструментальной погрешности с приближением Вина допустима для длин волн 8÷14 мкм – при температуре не более 211 К.

При использовании метода спектральных отношений для вычисления более высоких температур, использование приближения Вина для оценки инструментальной погрешности приводит к систематической погрешности, занижающей значение инструментальной погрешности.

2.3. Чувствительность метода к измеряемым параметрам

Под относительной чувствительностью в термометрии обычно понимают реакцию измерителя на относительное изменение температуры.

Обозначим через $R_w(\lambda_1, \lambda_2, T)$ отношение измеренных спектральных плотностей мощности $M(\lambda_1, T)$ и $M(\lambda_2, T)$, регистрируемых от пирометрируемого объекта при длинах волн λ_1, λ_2 и температуре T . В приближении Вина выражение имеет вид:

$$R_w(\lambda_1, \lambda_2, T) = \frac{M_1(\lambda_1, T)}{M_2(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \times \frac{\lambda_2^5 \exp(C_2 / \lambda_2 T)}{\lambda_1^5 \exp(C_2 / \lambda_1 T)}, \quad (2.26)$$

Абсолютная чувствительность метода спектрального отношения, использующего приближение Вина, может быть получена дифференцированием уравнения (2.26) [2, 3, 8]:

$$\frac{dR_w(\lambda_1, \lambda_2, T)}{dT} = \frac{d\left(\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \times \frac{\lambda_2^5 \exp(C_2 / \lambda_2 T)}{\lambda_1^5 \exp(C_2 / \lambda_1 T)}\right)}{dT}. \quad (2.27)$$

Тогда относительная чувствительность метода примет вид:

$$\frac{dR_w(\lambda_1, \lambda_2, T)}{dT} \cdot \frac{1}{R_w(\lambda_1, \lambda_2, T)}, \quad (2.28)$$

Переходя к конечным разностям, можно получить выражение для величины относительной чувствительности в виде:

$$\frac{\Delta R_w(\lambda_1, \lambda_2, T)}{R_w(\lambda_1, \lambda_2, T)} = \frac{C_2}{\Lambda_w T} \cdot \frac{\Delta T}{T}. \quad (2.29)$$

Прделав аналогичную процедуру с использованием уравнения Планка, приходим к строгому выражению для относительной чувствительности метода спектрального отношения:

$$\frac{\Delta R_p(\lambda_1, \lambda_2, T)}{R_p(\lambda_1, \lambda_2, T)} = \frac{C_2}{\Lambda_p T} \cdot \frac{\Delta T}{T}. \quad (2.30)$$

Сопоставляя выражения (2.29) и (2.30), нетрудно заметить, что основное отличие состоит в значениях Λ_p и Λ_w .

На рис. 2.9 представлена зависимость эквивалентной длины волны от произведения $\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} T = \lambda_{\text{ц}} T$, полученная с использованием соотношения

(2.25). Нетрудно видеть, что в области Вина эквивалентная длина волны не зависит от температуры, однако по мере приближения к области Рэлея-Джинса значение эквивалентной длины волны возрастает и в области Рэлея-Джинса снова практически не меняется.

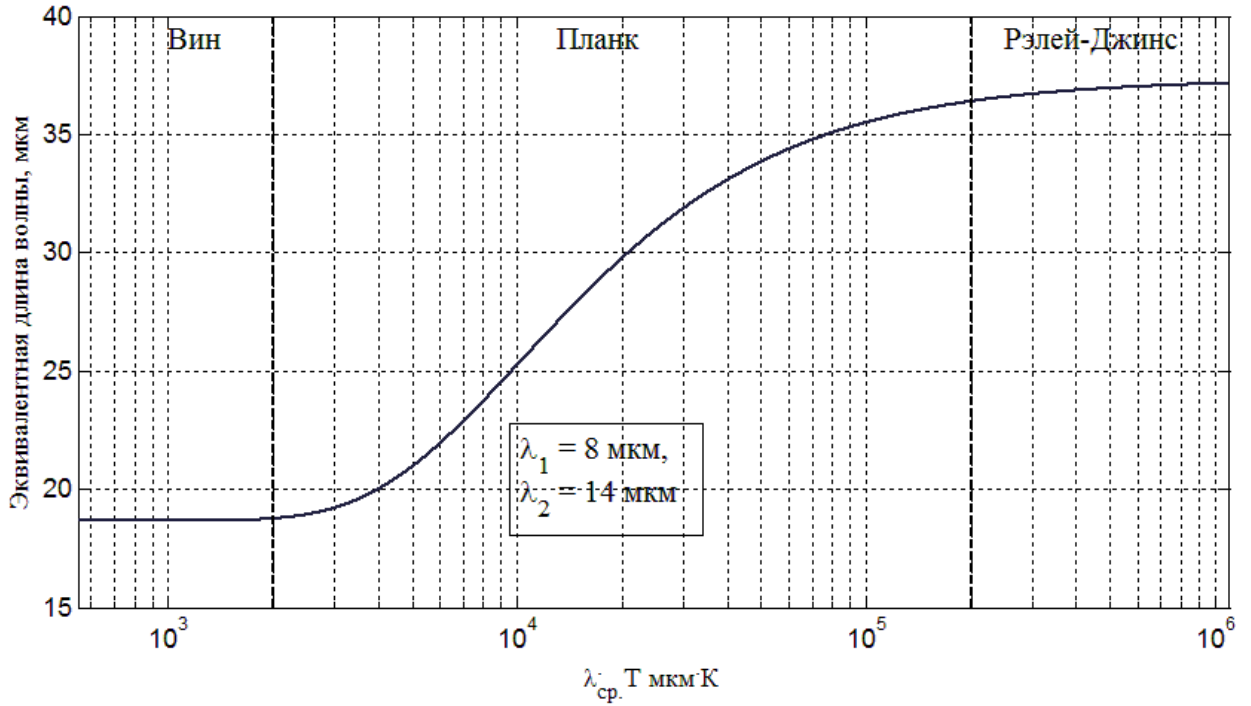


Рис. 2.9. Связь эквивалентной длины волны и произведения температуры на $\lambda_{\text{ц}}$.

В переходной области, из-за изменения эквивалентной длины волны кривая чувствительности спадает с ростом температуры круче (рис. 2.10) и при $\lambda_{\text{ц}}T = 28050$ мкм·К она оказывается ниже, чем в области Вина ($\lambda_{\text{ц}}T = 6732$ мкм·К) на 2 порядка. Если и дальше повышать температуру, то кривая Планка перейдет в область Рэлея-Джинса, а эквивалентная длина волны будет стремиться к значению:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \Lambda_P = 2 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = 2\Lambda_w, \quad (2.31)$$

при этом зависимость чувствительности от температуры вновь станет гиперболической.

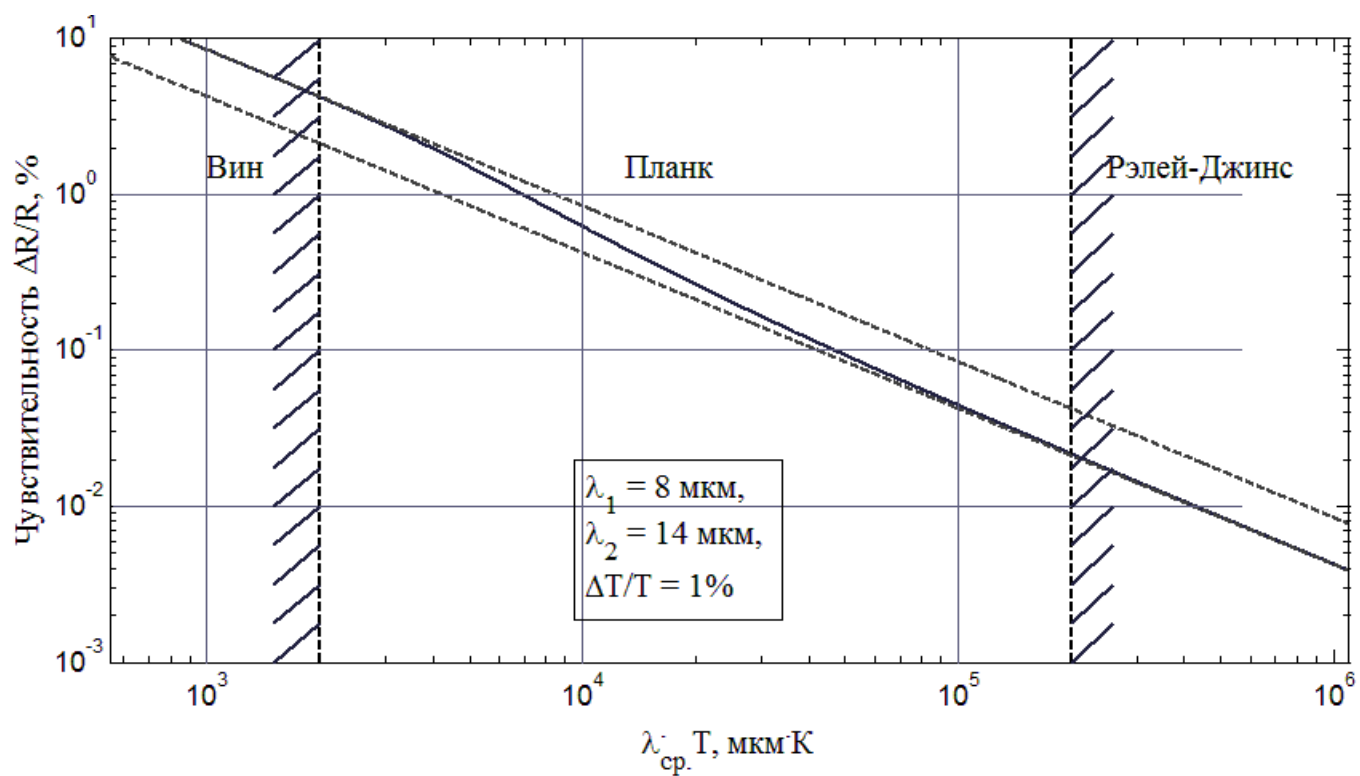


Рис. 2.10. Зависимость чувствительности метода спектральных отношений от произведения температуры на λ_{cp} .

2.4. Выводы

Результаты главы 2 могут кратко сведены к следующему:

Предложен метод определения цветовой температуры по бихроматическому методу спектральных отношений, базирующийся на уравнении Планка и получено трансцендентное выражение для определения цветовой температуры. Для численного решения полученного уравнения относительно температуры предлагается использовать метод Ньютона, который обеспечивает быструю сходимость.

Проведены расчеты, которые показали необходимость применения трансцендентного выражения при определении комнатных температур в дальней ИК-области.

Проведен расчет методической ошибки предлагаемого подхода определения цветовой температуры. Оценка проводится по трансцендентному уравнению, которое так же предложено численно решать методом Ньютона.

Показано, что при использовании приближения Вина и при расчете температуры и оценке методической ошибки возникает совокупная погрешность определения температуры, которая может привести к существенному отличию от точных значений методической ошибки.

Проведены расчеты инструментальной погрешности и чувствительности метода спектрального отношения, использующего уравнение Планка. Сравнение с аналогичными величинами, полученными с приближением Вина, показали, что при произведении λT более 3000 мкм·К необходимо переходить к использованию уравнения Планка.

Глава 3. Экспериментальные исследования в видимом диапазоне длин волн

3.1. Экспериментальная установка для регистрации совокупности спектров собственного теплового излучения протяженных накаливаемых объектов

Для регистрации совокупности спектров теплового излучения протяженного объекта в видимом диапазоне оптического излучения была сконструирована установка, схема которой показанная на рис. 3.2. В ее состав входит зеркало, телескопическая оптическая система, щелевая диафрагма, дифракционная решетка и телевизионная камера видимого диапазона. Излучение, идущее от нагретого пирометрируемого объекта, проходит через телескопическую систему, состоящую из двух объективов. Объективы построены по схеме телескопа Кеплера и формируют на выходе параллельный поток лучей. В качестве входного используется объектив типа «Гелиос-40» (фокусное расстояние, $F = 85$ мм; относительное отверстие 1.5; минимальная диафрагма 22; минимальная дистанция фокусировки 0.8 м; угловое поле зрения 28°).

В качестве объектива-коллиматора применялся проекционный объектив РО108-1, имеющий следующие параметры:

- Фокусное расстояние, $f_k = 93$ мм
- Относительное отверстие 1:2
- Диаметр оправы 52,5 мм
- Длина объектива 77 мм
- Разрешающая способность 90/40 линий/мм (центр/край)

Для формирования изображения на матрице использовался телевизионный объектив с фокусным расстоянием $f_{\text{кам}} = 50$ мм.

В плоскости промежуточного изображения стоит полевая диафрагма-щель, большие стороны которой ориентированы параллельно штрихам дифракционной решетки. Ширина щелевой диафрагмы определяет с одной стороны разрешающую способность спектра, регистрируемого модулем, с

другой – область, вырезаемую на пирометрируемой поверхности. В данном случае, щель вырезает на исследуемой поверхности полосу шириной 0.8 мм. Сформированный параллельный поток лучей падает на пропускающую дифракционную решетку и разлагается в спектр, изображение которого проецируется на матричный приемник телевизионной камеры и затем оцифровывается и вводится в компьютер. Для регистрации изображения использовалась видеокамера Видеоскан-415. В состав камеры входит светочувствительная ПЗС-матрица типа *ICX415AL* фирмы «Sony». Матрица имеет 782x582 пикселей, площадью 8.3x8.3 мкм. Диагональ матрицы 1/2". На рис. 3.1 Представлена относительная спектральная чувствительность матричного приемника.

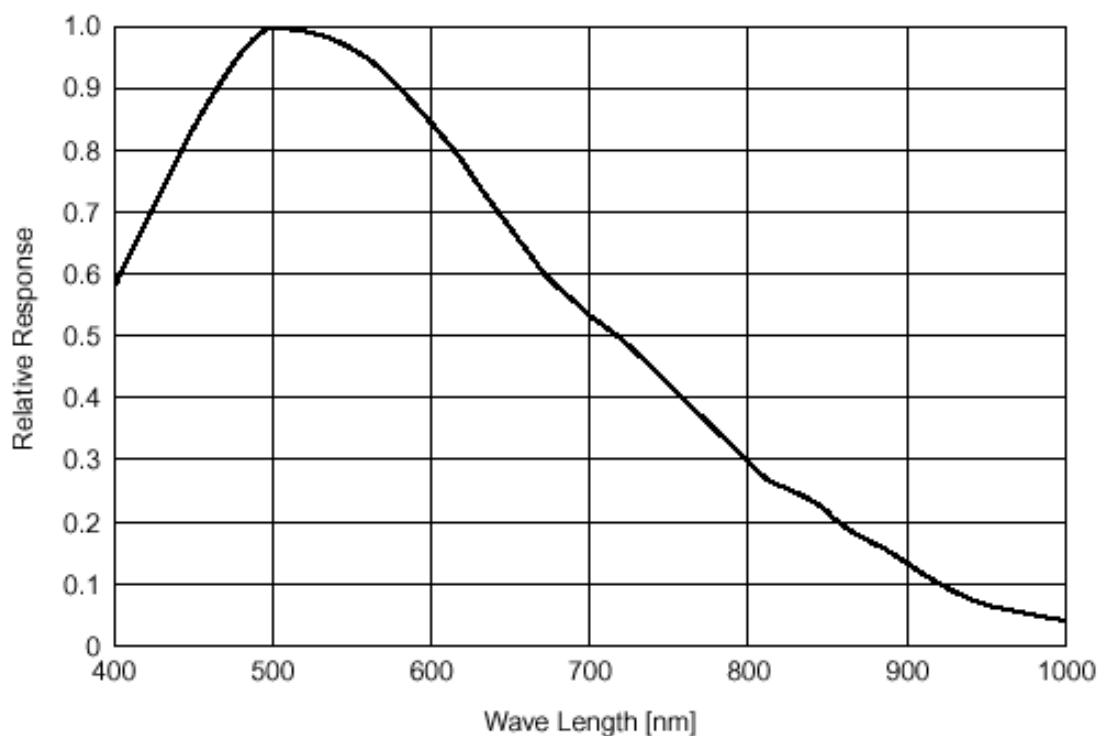


Рис. 3.1. Относительная спектральная чувствительность матрицы.

Камера имеет различные режимы синхронизации: внутренняя, программная, внешняя и внешняя с упреждением экспозиции. Кадровая частота камеры может изменяться от 26 до 88 Гц. Предусмотрено программное регулирование длительностью экспозиции в пределах от 3.5 мкс до 40 с. Выходной сигнал имеет разрядность 12 бит. Для уменьшения

темнового шума матрицы в камере предусмотрено охлаждение при помощи элементов Пельтье. Благодаря охлаждению максимальный температурный перепад относительно окружающего воздуха составляет 25 °С.

В установке была использована одномерная пропускающая дифракционная решетка с прямоугольным профилем штрихов. Решетка имеет 500 штрихов на 1 мм. Использование пропускающей решетки позволяет упростить оптическую схему прибора, осуществить работу на единой оптической скамье. Известно, что эффективность использования потока излучения спектральных приборов определяется долей излучения, проходящей через входную щель. Ширина входной щели также определяет и спектральное разрешение прибора, поэтому на практике находится компромисс между энергетической эффективностью и спектральным разрешением. При монохроматическом излучении, используется щель шириной b и дифракционная решётка с пространственной частотой n (количество штрихов на мм). Изображение щели, создаваемое объективом камеры, будет рассчитываться по формуле:

$$b' = b f_{\text{кам}} / f_{\text{к}}. \quad (3.1)$$

Величине b' соответствует спектральный интервал $\delta\lambda$, равный

$$\delta\lambda = \frac{b'}{f_{\text{кам}} \left(\frac{d\varphi}{d\lambda} \right)} = \frac{b}{f_{\text{к}} m n'}, \quad (3.2)$$

где $d\varphi/d\lambda$ – угловая дисперсия дифракционной решетки, равная произведению порядка m спектра на пространственную частоту n .

При ширине щели, равной 50 мкм и параметров элементов оптической системы ($F = 85$ мм, $f_{\text{к}} = 93$ мм, $f_{\text{кам}} = 50$ мм, $m = 1$, $n = 500$ мм⁻¹) размер изображения щели, создаваемой на матрице будет равен

$$b' = \frac{b f_{\text{кам}}}{f_{\text{к}}} = 0,05 \frac{50}{93} = 0,027 \text{ мм}. \quad (3.3)$$

Предельная разрешающая способность равна:

$$\delta\lambda = \frac{b}{f_k m n} = \frac{0,05}{93 \cdot 500 \cdot 1} = 1,075 \text{ нм} \quad (3.4)$$

Такое значение разрешающей способности является достаточной для проведения экспериментов по регистрации спектра излучения нагретых объектов.

Сигнал регистрируемого спектра (в данном случае – изображение спектра $\varphi(z)$, где z – координата пикселя) отличается от истинного, который обозначим за $f(\lambda)$. Это проявляется, во-первых в зашумленности $\varphi(z)$ (слабые линии «тонут» в шуме) и, во-вторых, в большей сглаженности $\varphi(z)$ по сравнению с $f(\lambda)$ (неразрешены близкие линии, заглажена микроструктура спектра). В общем случае зарегистрированный спектр можно записать в следующем виде:

$$\tilde{\varphi}(z) = \varphi(z) + \delta\varphi(z) + U, \quad (3.5)$$

где $\delta\varphi(z)$ – случайная шумовая компонента (обусловленная погрешностями измерений и внешними помехами), а U – детерминированная шумовая компонента (фон), полагаемая постоянной.

Избавиться от детерминированной компоненты можно вычитанием предварительно измеренной фоновой характеристики. Уменьшить случайную составляющую можно, применяя высокочувствительные матричные приемники или различные способы снижения шумового сигнала: усреднение по кадрам, биннинг, операции низкочастотной фильтрации и др.

Вторая причина отличия заключается в «аппаратных искажениях», которые вносятся прибором [52]. Если регистрирующая система является линейной (реакция системы на сумму сигналов равна сумме реакций на каждый из них в отдельности) и инвариантна к регистрируемому спектру (аппаратные искажения не зависят от абсолютных значений x и z , а только от их разности), то сигнал на выходе системы есть свертка сигнала на входе и некоторой функции $g(\lambda)$, характеризующей некоторые свойства прибора и называемой аппаратной функцией или импульсным откликом прибора:

$$\varphi(\lambda) = \int f(\lambda')g(\lambda - \lambda')d\lambda'. \quad (3.6)$$

В физическом смысле аппаратная функция – это реакция прибора на появление на «входе» единичного импульса. В спектрометрии – это результат действия прибора на монохроматическое излучение.

Форма спектров собственного теплового излучения является гладкой, однако наличие среды, в которых распространяется излучение, а так же сторонняя засветка может привести к появлению линий поглощения и излучения. Ширина этих линий может быть уже, чем ширина аппаратного контура, что приводит к искажению спектра и появлению дополнительной методической ошибки.

В том случае, если ширина наблюдаемой линии много больше функции $g(\lambda)$, $f(\lambda)$ имеет постоянное значение в области, где $g(\lambda-\lambda')$ отлично от нуля, и выносится за знак интеграла в (3.6). Т. к. функция $g(\lambda)$ нормируется на единицу площади, то аппаратные искажения будут отсутствовать. В таком случае имеется возможность достоверно определить и исключить спектральные диапазоны, где присутствует неравновесное излучение или поглощение, из расчета температуры.

Для спектральной установки измерения проводились с использованием Гелий-неонового лазера, длина волны 632,8 нм, относительная ширина спектральной линии 10^{-12} - 10^{-11} . Измеренная ширина аппаратной функции установки по уровню 0,5 составила 12 нм. Такая величина является достаточно большой, однако при экспериментах в лабораторных условиях появления в регистрируемом спектре неравновесной составляющей или поглощения в среде не допускается, поэтому для спектральной установки такая величина является достаточной.

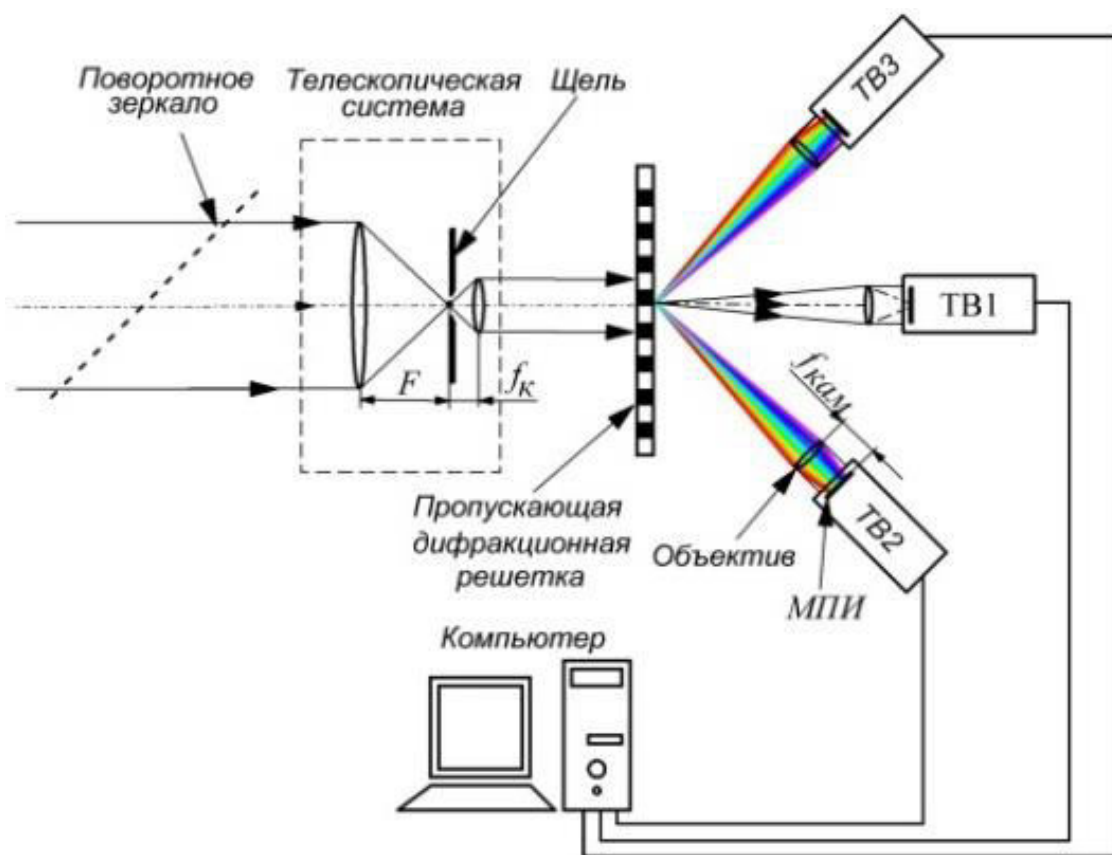


Рис. 3.2. Схема экспериментальной установки.

На рис. 3.10 показана реализация установки.

Перед проведением измерений важным является выбор рабочего спектрального диапазона длин волн, при котором количество фотонов, попадающее на матричный приемник, оказывалось бы достаточным для большого соотношения сигнал/шум.

На рис. 3.3 показаны нормированные спектральная характеристика квантовой эффективности матричного приемника типа ICX415AL фирмы «Sony», входящего в состав данной установки и спектральная плотность мощности, излучаемая АЧТ при температуре 1500 К, значение которой характерно при определении температуры в видимом диапазоне длин волн, а так же произведение этих двух характеристик. Видно, что максимум

произведения приходится на область 700-900 нм. Поэтому эта область была принята в качестве рабочей.

Перед измерениями производилась амплитудная калибровка и калибровка шкалы длин волн. Амплитудная калибровка осуществлялась при помощи модели АЧТ типа M360 фирмы «Mikron Infrared». Точность установки температуры устройства составляет $0,2\% \pm 1^\circ\text{C}$, температурное разрешение 1°C . За 8 часов непрерывной работы происходит уход температуры не более, чем на $0,5^\circ\text{C}$. Модель АЧТ имеет сферическую форму нагреваемой полости, неоднородность температуры которой составляет не более $0,1\%$ от установленной. Диаметр выходной апертуры может изменяться в пределах от 2,5 до 25 мм за счет поворотного диска, который имеет водяное охлаждение. Эффективная излучательная способность устройства составляет 0,995. Контроль температуры полости модели АЧТ осуществляется при помощи термопар.

Излучение от вырезанной щелью области изображения отверстия АЧТ, проходило через окуляр телескопической системы. Температура АЧТ, при которой производилась калибровка, составляла 1173 К. Зная температуру используемой модели АЧТ, можно найти искажающие функции для строк, на которые будет проецироваться спектр излучения пирометрируемого объекта. Для этого спектр, зарегистрированный в строке приемными элементами, делится на спектральную плотность мощности фотонов:

$$\Phi(\lambda, T) = 2\pi C_1 \lambda^{-4} [\exp(C_2 / \lambda T) - 1], \quad (3.7)$$

где C_1 и C_2 – первая и вторая пирометрические константы.

Таким образом, формировался рельеф искажающих функций (рис. 3.5). Благодаря полученному рельефу производилось восстановление спектра пирометрируемого объекта, форма которого искажалась оптической системой, дифракционной эффективностью решетки и квантовой эффективностью используемого матричного приемника. Восстановление производилось путем деления зарегистрированного строкой приемных элементов спектра излучения на искажающую функцию для этой строки.

Калибровка шкалы длин волн проводилась при помощи трех узкополосных интерференционных светофильтров с центральными длинами волн 700, 800, 900 нм. На пути излучения от АЧТ, прошедшего через оптическую систему установки ставился один из светофильтров. В результате спектр излучения, формируемый на матрице, имел форму узкой вертикальной полосы с ярко выраженным максимумом, положение которого на шкале длин волн соответствовало центральной длине волны пропускания фильтра. Отмечалась координата пикселя с максимумом излучения на регистрируемом изображении. Затем ставилось соответствие координатам пикселей значение длин волн. При измерениях фильтр из установки удалялся.

Таким образом, для проведения измерений в видимом диапазоне длин волн было сконструировано устройство, обладающее следующими параметрами:

Угол зрения по вертикали:	28°
Угол зрения по горизонтали при ширине щели 50 мкм:	1.94'
Предельная разрешающая способность при ширине щели 50 мкм:	1.1 нм
Ширина аппаратной функции на длине волны 633 нм	12 нм
Количество отсчетов в спектре:	582
Максимальное количество одновременно регистрируемых спектров:	782
Вырезаемый щелью шириной 50 мкм участок пространства на расстоянии 2 м	1.2 мм
Динамический диапазон приемника	59.2 дБ

После проведения необходимых калибровок производилось определение температурного поля пирометрируемой поверхности.

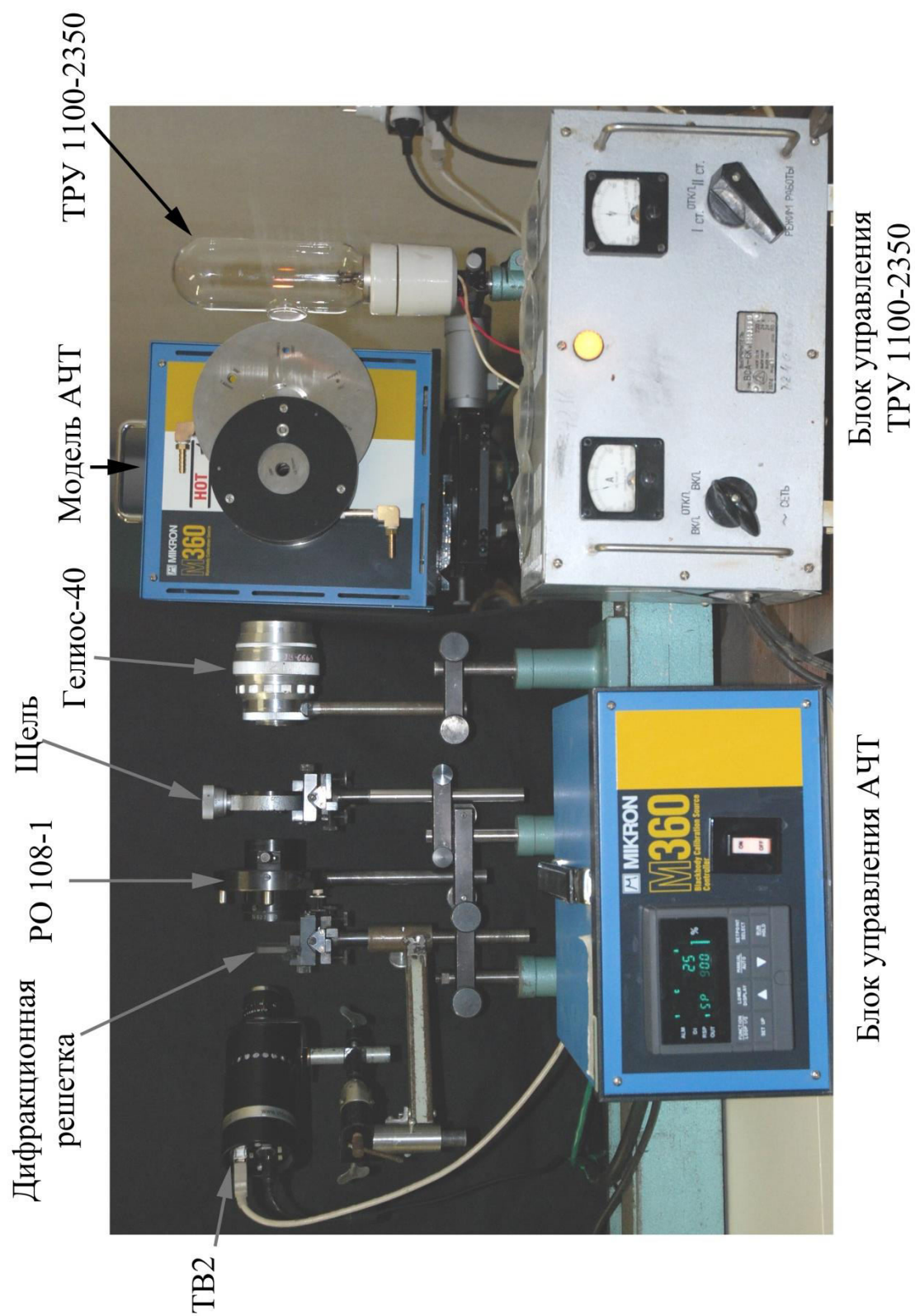


Рис. 3.10. Внешний вид экспериментальной установки.

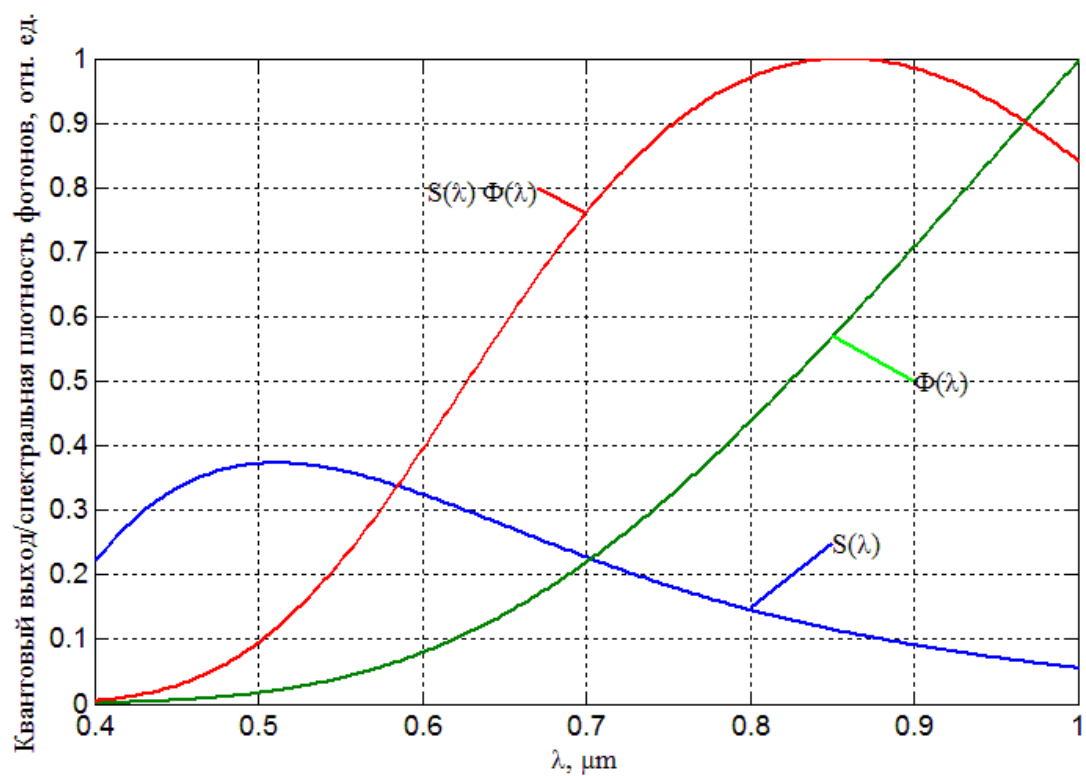


Рис. 3.3. К обоснованию выбора рабочего спектрального диапазона: $S(\lambda)$ – спектральная кривая квантового выхода; $\Phi(\lambda)$ – спектральная плотность фотонов.

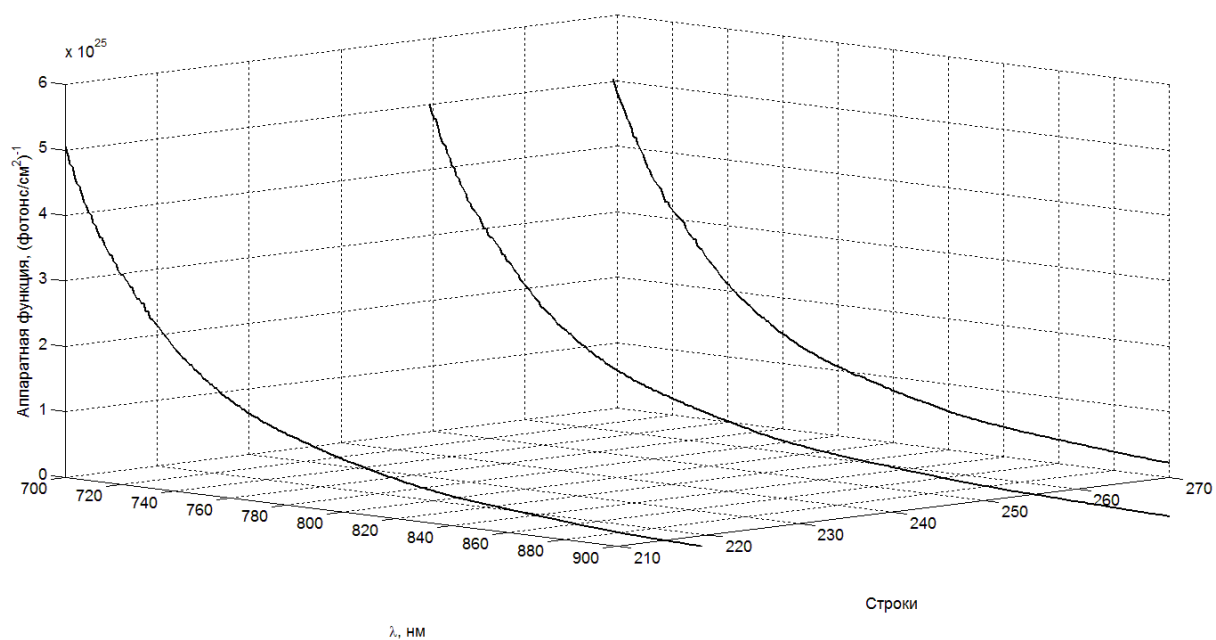


Рис. 3.4. Искажающие функции для 3 произвольно выбранных на матрице ТВ-камеры строк.

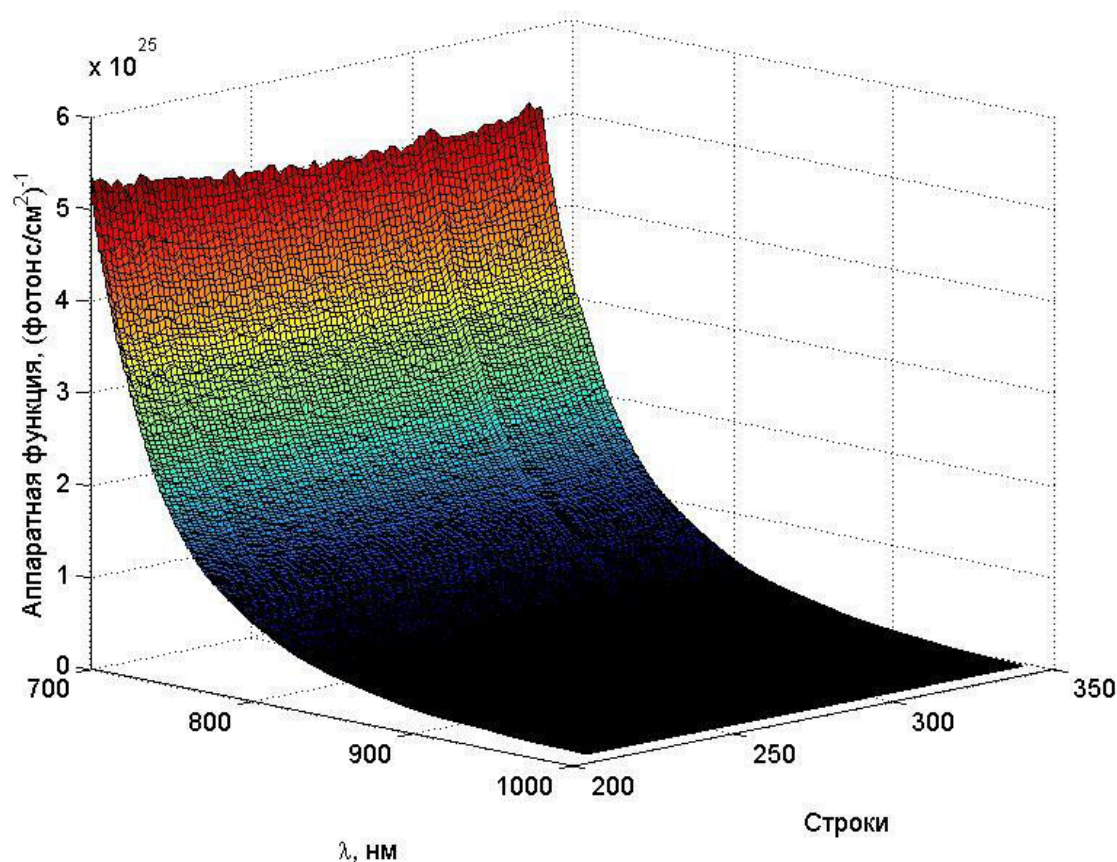


Рис. 3.5. Фрагмент совокупности искажающих функций для каждой из строк, выбранных на матрице ТВ-камеры при измерениях.

3.2. Определение температуры в точке.

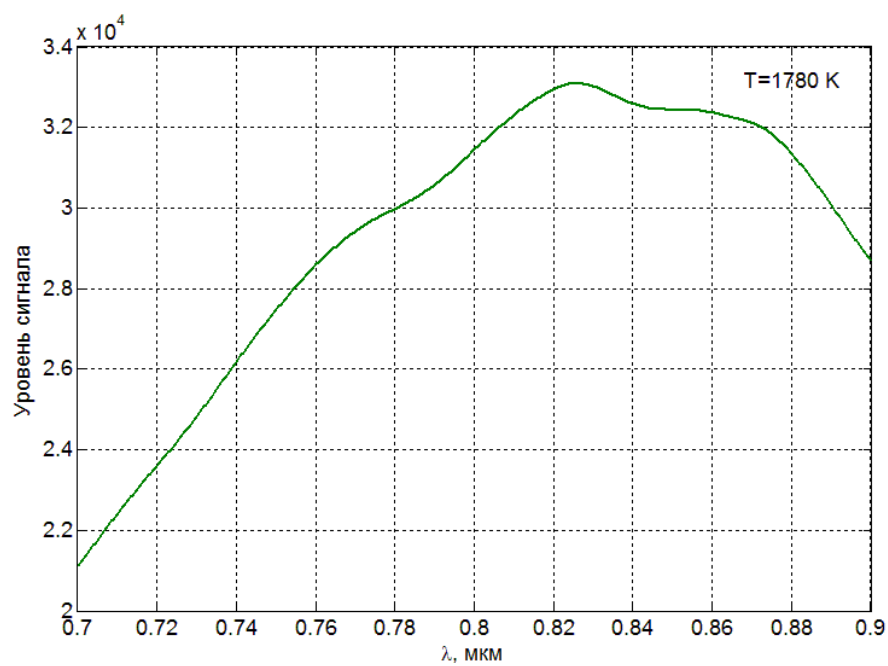
В ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ» более 10 лет ведется разработка метода бесконтактного определения температуры точечного объекта по спектру собственного теплового излучения при неизвестном коэффициенте излучения. В статьях [13-17] приводится описание метода определения температуры по спектру собственного теплового излучения. Разработкам и совершенствованию метода посвящены диссертационные работы Рассела М. [18] и Лебедева С. В. [19]. Эта методика была положена в основу подхода, разработанного в данной работе. В данной работе метод определения температуры в одной точке был дополнен использованием уравнения Планка вместо приближения Вина.

Изложим основную суть метода.

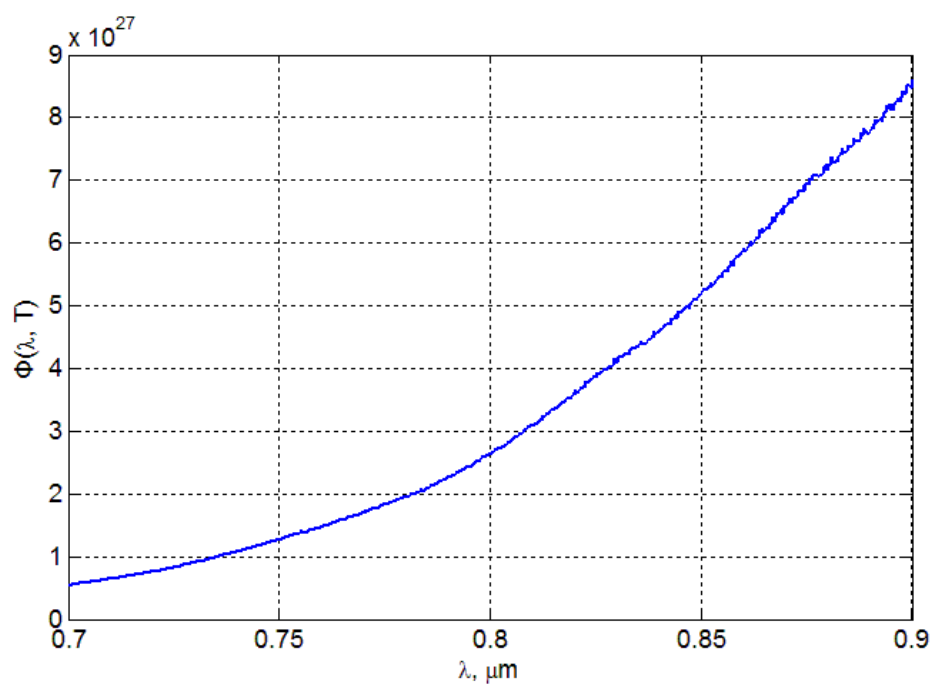
При помощи камеры ТВ2 экспериментальной установки рис. 3.2 регистрируется спектр собственного излучения пирометрируемого точечного объекта. На рис. 3.6 показан пример изображения спектра. Ориентация решетки выбирается так, чтобы спектр формировался вдоль строк. Далее выбирается строка, содержащая спектральное распределение. Каждый компонент оптической системы от объектива до дифракционной решетки имеет свой монохроматический коэффициент пропускания, который может зависеть от длины волны. К тому же матричный приемник имеет монохроматическую характеристику чувствительности, зависящую от длины волны (рис. 3.1). Поэтому получаемый сигнал спектра оказывается искаженным (рис. 3.7, а). Для восстановления формы спектра проводится измерение искажающей функции установки при помощи эталонного источника (в данном случае использована модель АЧТ) (рис. 3.7, б).



Рис. 3.6. Пример изображения спектра АЧТ, регистрируемой камерой ТВ2.



а)



б)

Рис. 3.7. Распределение спектральной плотности фотонов:

а) – регистрируемое камерой;

б) – исправленное искажающей функцией установки.

Далее в спектре выбирается первая пара длин волн, по которой бихроматическим методом спектрального отношения, температура рассчитывается по формуле (2.5).

Перебирая попарно значения длин волн λ_i, λ_j в регистрируемом спектре применяя формулу (2.5) получаем массив значений температур T_{ij} . При использовании тепловизионного матричного приемника форматом 640x480 пикселей можно получить до 120000 значений температур.

Далее производится разбиение полученных значений температур T_{ij} в группы с равными интервалами значений ΔT_k . Производится подсчет количества попавших в интервал значений, которое называется частотой дискретизации m_k . Отношение значения m_k к общему числу значений температуры n называются относительными частотами p_k и представляют собой статистические оценки вероятностей попадания результата наблюдений в k -й интервал. Распределение частот по интервалам образует статистическое распределение результатов наблюдений.

График зависимости значений p_k от среднего значения температуры в каждом интервале называется гистограммой. На рис. 3.11 показан пример типичной гистограммы температур. В работе [19] предлагается разделение массива температур T_{ij} по группам с равным значением погрешности измерения температуры. Для каждой группы строились температурные гистограммы, из которых определялось наиболее вероятное значение (математическое ожидание) температуры. По совокупности полученных наиболее вероятных значений определялось среднее значение температуры, которое рассматривалось как промежуточный результат, позволяющий определить форму спектральной зависимости коэффициента излучения путем сопоставления экспериментальной спектральной зависимости и изотермы Планка, соответствующий найденной температуре. Если обнаруживается монотонный характер спектральной зависимости излучательной способности, то проводится коррекция получаемых

результатов с целью устранения систематической ошибки определения температуры.

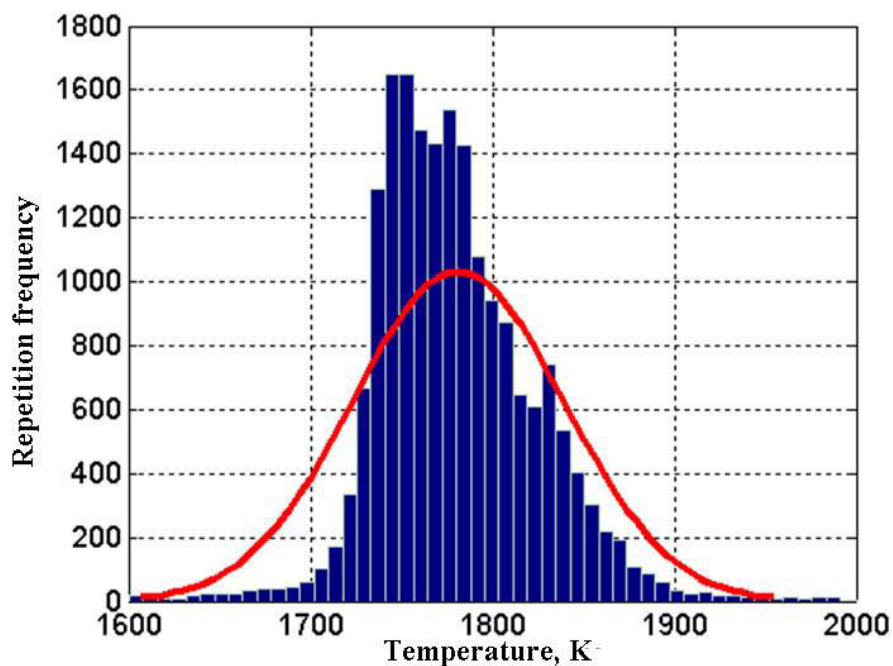


Рис. 3.8. Гистограмма распределения плотности вероятности значений температуры АЧТ T_{ij} .

3.3 Использование линейной аппроксимации спектральной зависимости коэффициента излучения для уменьшения методической ошибки

Предложенный выше спектральный метод позволяет с высокой точностью определять значения температуры так называемых «серых» тел, т. е. тел с функцией спектрального коэффициента излучения не зависящей (или немонотонно зависящей) от длины волны. Однако, при наличии монотонно изменяющейся характеристики коэффициента излучения, появляется методическая погрешность [6].

Минимизировать указанную методическую ошибку можно, применив способ, основанный на поиске оптимальных параметров функции, аппроксимирующей экспериментальное спектральное распределение плотности потока фотонов с использованием метода наименьших квадратов.

В качестве аппроксимирующей функции выступает спектральная плотность мощности, излучаемая нагретой поверхностью с коэффициентом излучения $\varepsilon(\lambda)$. Применяется линейный тип аппроксимации спектральной зависимости коэффициента излучения, т. е.:

$$M_0(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda)M_P(\lambda, T) = [a + b\lambda]M_P(\lambda, T) = [a + b\lambda]C_1/[\lambda^5(\exp(C_2/\lambda T)-1)] \quad (3.8)$$

Аппроксимация будет проводиться по значениям спектральных отношений, вычисленных из экспериментально полученного спектра, путем подбора параметров a , b и T . Из различных критериев, позволяющих правильно подобрать параметры a , b и T использован критерий наименьших квадратов:

$$\min[\Delta(a, b, T)] = \min \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i}^n \left[\frac{M_0(T, \lambda_i)}{M_0(T, \lambda_j)} - \frac{M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_i)}{M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_j)} \right]^2 \right] = \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i}^n \left[\frac{(a + \lambda_i b)M_P(T, \lambda_i)}{(a + \lambda_j b)M_P(T, \lambda_j)} - \frac{M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_i)}{M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_j)} \right]^2 \quad (3.9)$$

Здесь $M_0(T, \lambda_i)$, $M_0(T, \lambda_j)$ - теоретические значения интенсивности излучения спектральных составляющих, рассчитанных по формуле (3.8); $M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_i)$, $M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_j)$ - экспериментальные значения спектральной плотности мощности составляющих излучения пирометрируемой поверхности, полученные при соответствующих длинах волн λ_i и λ_j .

Если в формуле (3.8) коэффициент излучения поделить на параметр a , а полученный коэффициент b/a обозначить через k , то в формуле (3.9) вынесенный коэффициент a сократится и вместо трех параметров a , b и T будут только 2 параметра k и T . Условие (3.9) запишется в виде:

$$\min[\Delta(k, T)] = \min \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i}^n \left[\frac{(1 + \lambda_i k)M_P(T, \lambda_i)}{(1 + \lambda_j k)M_P(T, \lambda_j)} - \frac{M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_i)}{M_{\text{эксп}}(T_{\text{П}}, \lambda_j)} \right]^2 \right] \quad (3.10)$$

Выполнение критерия (3.10) достигается путем подбора параметров k и T . Подборка осуществлялась следующим образом. При фиксированном значении T перебирались значения параметра k . Затем значение T изменялось, и перебор параметра k проводился заново. В результате получалось семейство функций $\Delta(k, T)|_{T=\text{const}}$, каждая из которых имела свой локальный минимум. Среди локальных минимумов определяли наименьшее

значение, т. е. глобальный минимум. Значения параметров k и T , при котором достигался глобальный минимум, принимался в качестве результата.

Далее, при помощи полученной информации о коэффициенте излучения (подобранное значение k) производилась корректировка спектра излучения и повторный расчёт температуры по методу спектральных отношений, описанного в 3.2.

3.4. Определение пространственного температурного распределения вдоль вольфрамовой нити накаливания.

В настоящее время при измерении распределения температуры вдоль протяжённых объектов прибегают к быстрому сканированию пирометрируемого объекта. Измерения проводятся по яркостному методу при помощи чувствительного одноэлементного приёмника. При этом для точного измерения температуры требуется предварительное знание о коэффициенте излучения. Однако в ряде случаев невозможно точно задать коэффициент излучения. Связано это с зависимостью коэффициента излучения от температуры. Поэтому использование яркостных методов при больших градиентах температуры затруднительно.

Примером может послужить вольфрам, который наряду с линейно изменяющейся спектральной зависимостью коэффициента излучения (рис. 3.9, а)) имеет зависимость от температуры (рис. 3.9, б)).

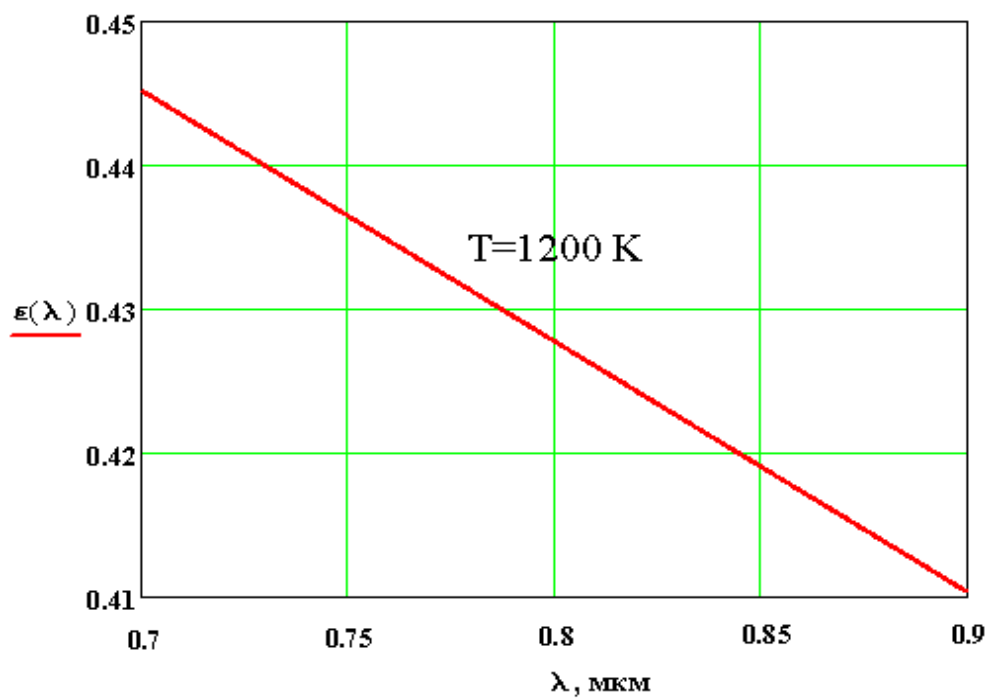
Спектральные методы пирометрии, в которых используются приёмники изображения с ПЗС матрицей, позволяют измерять одномерное распределение температуры, не прибегая к пространственному сканированию и не нуждаясь в информации о коэффициенте излучения.

Проводилось измерение пространственного распределения термодинамических значений температуры одномерного объекта (накаленной нити) в видимой области спектра. Для проведения измерения был изготовлен вакуумный экспериментальный макет лампы накаливания с

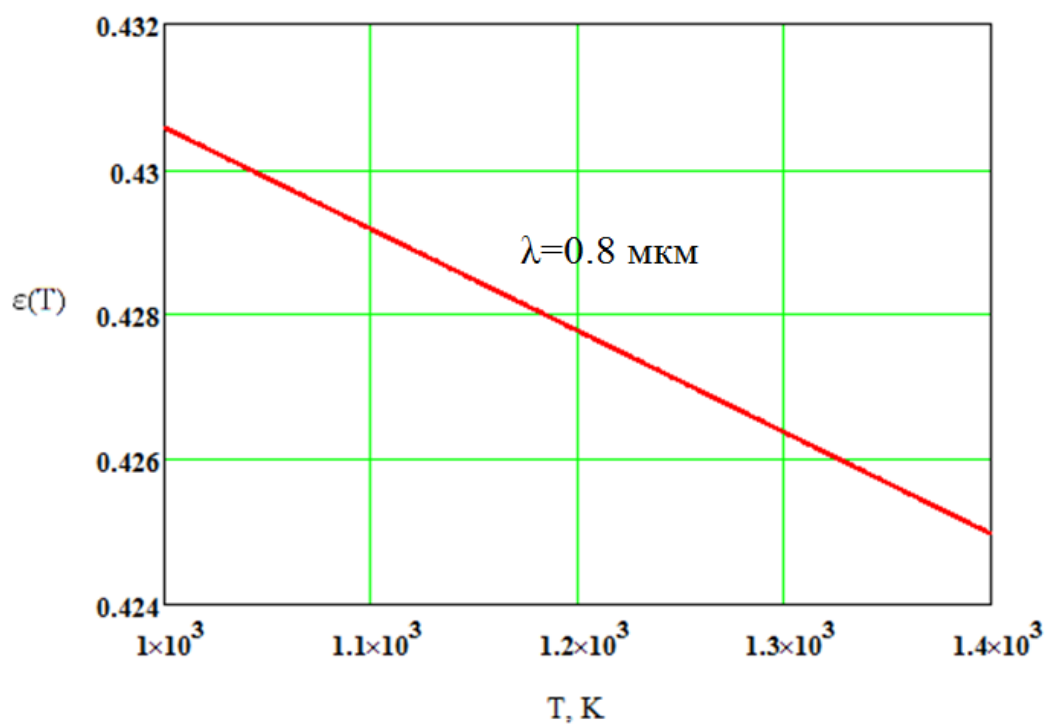
протяженной вольфрамовой нитью диаметром 0,150 мм, длиной 150 мм и диаметром стеклянной оболочки – 20 мм. При напряжении 5,4 В, лампа потребляла мощность 10 Вт (рис. 3.10). Такой объект можно рассматривать как совокупность выстроенных в линию элементарных точечных источников теплового излучения. При этом изображение протяженного объекта должно быть ориентировано строго параллельно столбцам (или строкам) фоточувствительной матрицы ТВ1 и штрихам дифракционной решетки. Такое взаимное расположение элементов позволяет проецировать спектры от каждого элемента вольфрамовой проволоки на фоточувствительных поверхностях матриц камер ТВ2 и ТВ3 и располагать спектры вдоль соответствующих строк (столбцов) матриц. Таким образом, на фоточувствительной поверхности каждой матрицы формируется совокупность спектров теплового излучения, полученных от совокупности элементов поверхности линейно расположенных на пирометрируемой нити.

Для проведения расчетов была разработана программа в среде *Matlab*, которая позволяла производить автоматический расчет всего массива температур. Для каждого отдельно взятого спектра, проецируемого на соответствующую строку матрицы проводились измерения температуры по методу спектральных отношений для одной точки. Таким образом, в каждой точке пирометрируемого объекта была найдена температура. Далее, для уточнения полученного значения необходимо использовать способ, основанный на методе наименьших квадратов. Для поиска температуры необходим участок с линейно спадающим коэффициентом излучения. Поэтому, используя полученные значения температуры в первом приближении, находили функцию коэффициента излучения. Затем из полученной функции выбирался линейный участок, к которому применялся метод наименьших квадратов. Алгоритм используемого метода спектральных отношений приведен в приложении 1, а алгоритм способа, основанного на методе наименьших квадратов, приведен в приложении 2.

Проведены измерения распределения температуры протяженного источника, ориентированного параллельно щелевой диафрагме. Такой объект можно рассматривать как совокупность выстроенных в линию точечных источников теплового излучения. Таким образом, на матрице вдоль строк (столбцов) формируется совокупность спектров теплового излучения от протяженного фрагмента объекта.



a)



б)

Рис. 3.9. Характер зависимостей коэффициента излучения вольфрама:

а) – от длины волны при $T = 1200 \text{ K}$;

б) – от температуры при $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$.



Рис. 3.10. Внешний вид экспериментального макета с вольфрамовой нитью.

Из-за относительно больших размеров, не удавалось захватить нить накала в поле зрения пирометра. Поэтому вольфрамовая нить разбивалась на два участка, которые затем сшивались. На рис. 3.11 показана нижняя часть вольфрамовой нити.

Измерения спектров излучения нагретой нити производились при токе накала: 1.70 А.

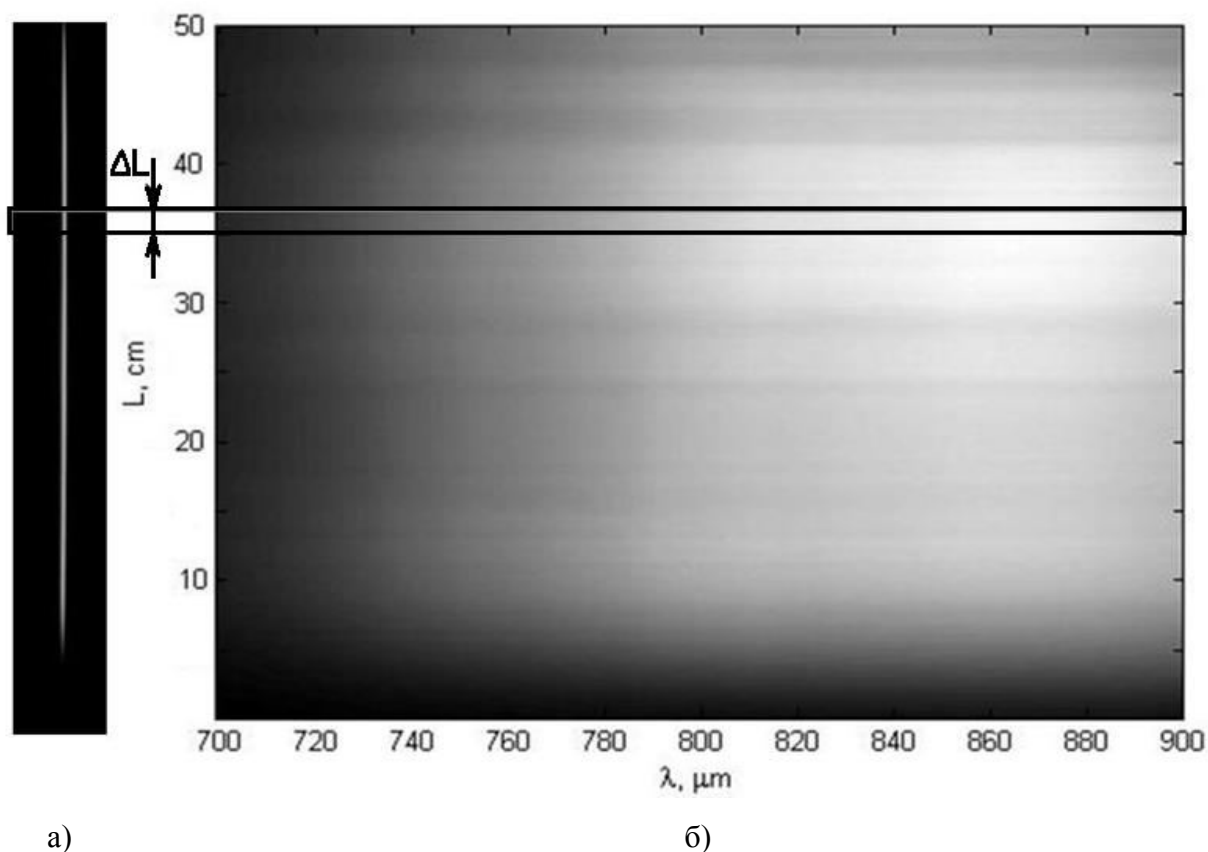


Рис. 3.11. Измеряемые области вольфрамовой нити:

а) – изображение участка вольфрамовой нити;

б) – совокупность спектров.

По аналогичной методике проводились измерения температуры на другом краю вольфрамовой нити.

При сшивании областей удалось получить полное распределение температуры вдоль всей длины вольфрамовой нити (см. рис. 3.12).

На краях наблюдались характерные спады температуры. Однако в средней части был обнаружен так же небольшой спад температуры, который был вызван наличием на поверхности вольфрама графитового покрытия неравномерной толщины. Неравномерность покрытия легко наблюдалась под микроскопом. Вариации толщины покрытия повлияли на изменение (уменьшение) сопротивления различных участков нити, что и привело к снижению температуры в центральной части нити.

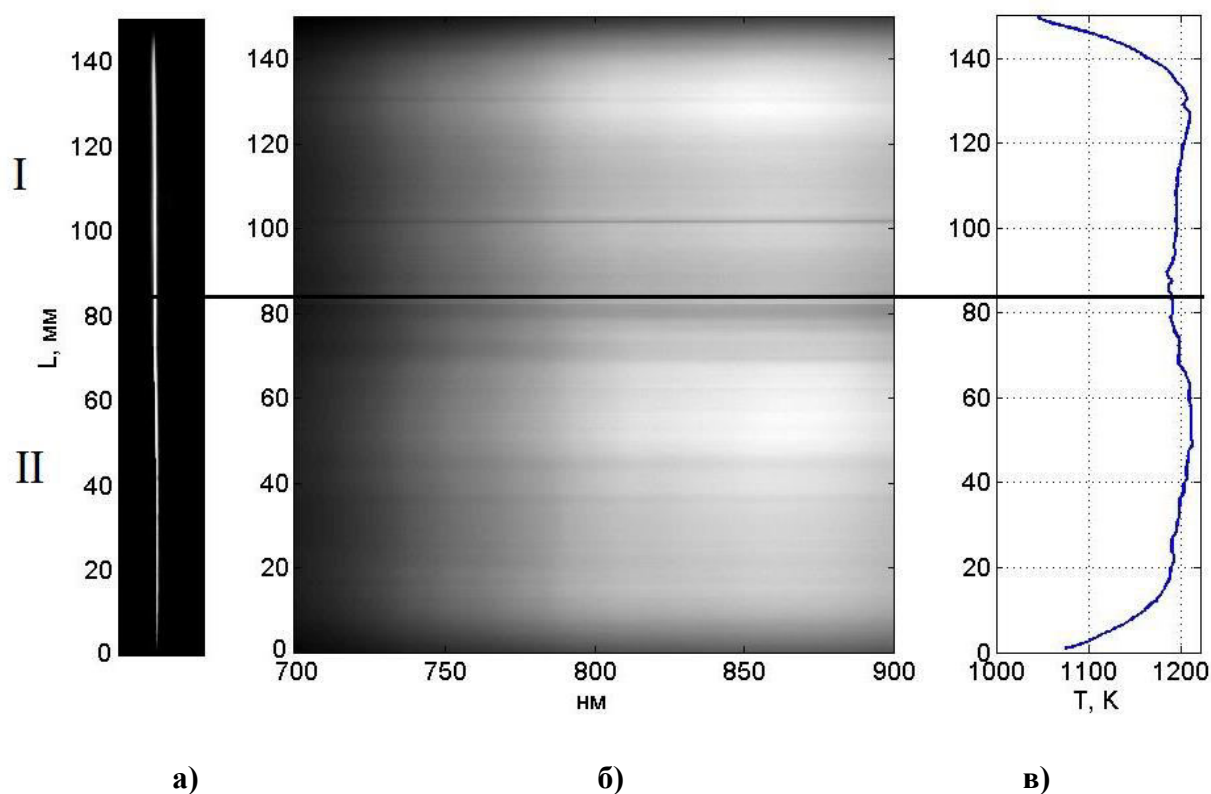


Рис. 3.12. Результаты полученные от экспериментальной трубки:

- а) – изображение накали́нной вольфрамовой нити;
- б) – изображение совокупности полученных спектров;
- в) – распределение температуры вдоль накали́нной вольфрамовой нити.

3.5. Определение температурного рельефа поверхности вольфрамовой ленты накаливания.

Рассмотренную выше методику измерения температуры протяженной вольфрамовой нити можно распространить на получение картины двумерного пространственного распределения термодинамических значений температуры *по поверхности* нагретого объекта. При работе в видимой области спектра в плоскость промежуточного изображения устанавливалась узкая щелевая диафрагма, ориентированная параллельно штрихам дифракционной решетки. Щель вырезает на пирометрируемой поверхности узкую протяженную область, которая играет роль протяженного источника излучения.

В качестве объекта для измерений использовалась температурная лампа ТРУ 1100-2350 (рис. 3.13). Температурные лампы – основной тип образцового прибора для оптической пирометрии. Каждая температурная лампа градуируется индивидуально в соответствии с требованиями ГОСТ 8.155-75 [25] и на каждую выдается свидетельство. В свидетельстве указывают зависимость силы тока, протекающего через ленту, от яркостной (цветовой) температуры [26]. Рабочее тело лампы представляет собой вольфрамовую ленту с размерами $20 \times 4 \text{ мм}^2$. Из всей рабочей области вольфрамовой ленты выделяется участок, который и градуируется. Напротив этого участка ставится указатель. На рис. 3.14 приведены метрологические характеристики из свидетельства к используемой лампе.



Рис. 3.13. Температурная лампа ТРУ 1100-2350.

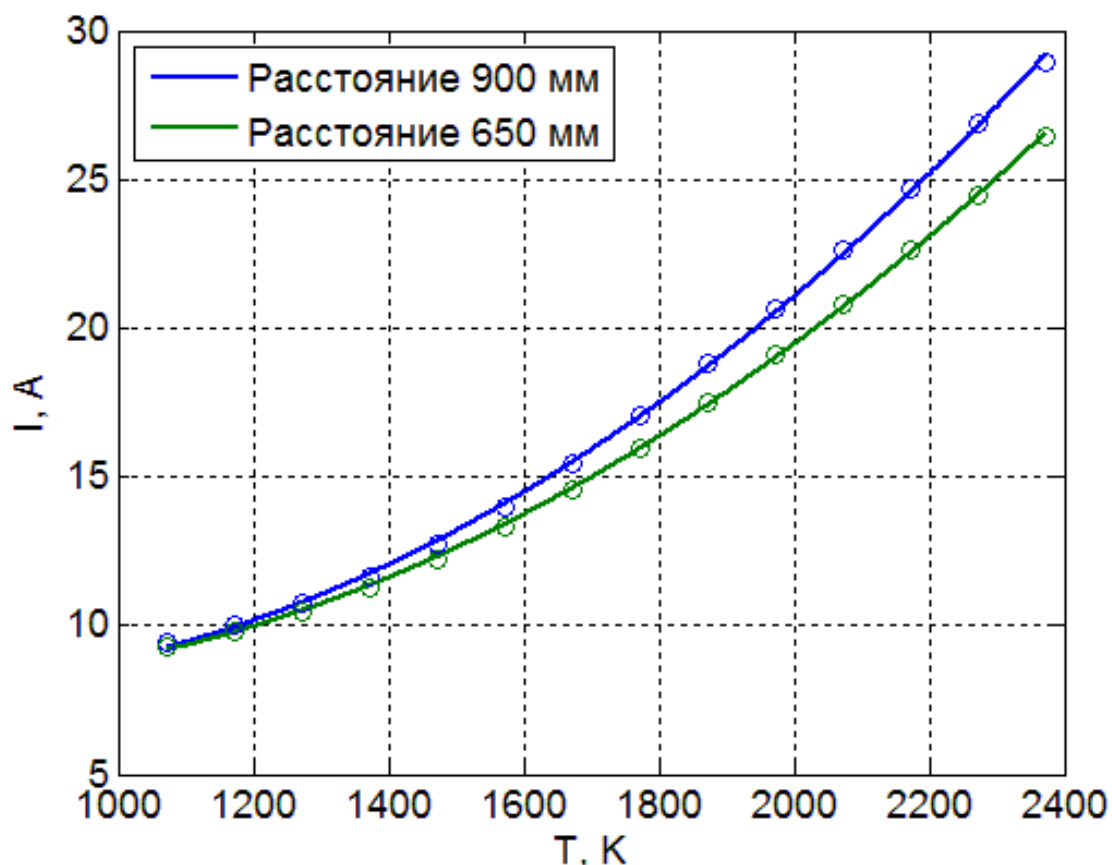


Рис. 3.14. Метрологические характеристики лампы ТРУ 1100-2350.

Дифракционная щель позволяла выделять элемент поверхности ленты, спектр которого занимал на фоточувствительной поверхности матрицы полосу шириной примерно 140 строк. И для этого элемента определялось пространственное распределение термодинамической температуры вначале по одному элементу. Затем, с помощью поворотного зеркала изображение перемещалось, получали спектр второго элемента и т. д.

Измерения проводились при токе потребления лампы 9, 10, 11 А. Из результатов поверки (рис. 3.14) следует, что эти значения токов примерно соответствуют температурам 800, 900 и 1000 °С.

Обработка результатов проводилась по следующей схеме. Вначале производилось сглаживание зарегистрированных изображений спектров собственного излучения первой области поверхности, т. е. у левого края вольфрамовой ленты. После этого в качестве первого приближения

проводилось определение температуры по методу спектральных отношений. В результате были получены распределения температуры по поверхности с использованием статистического метода спектральных отношений (см. п. 2.4 и приложение 1) для всех 5 областей, которые представлены на рис. 3.15. На рис. 3.16 показаны рельефы получаемого распределения температуры по поверхности.

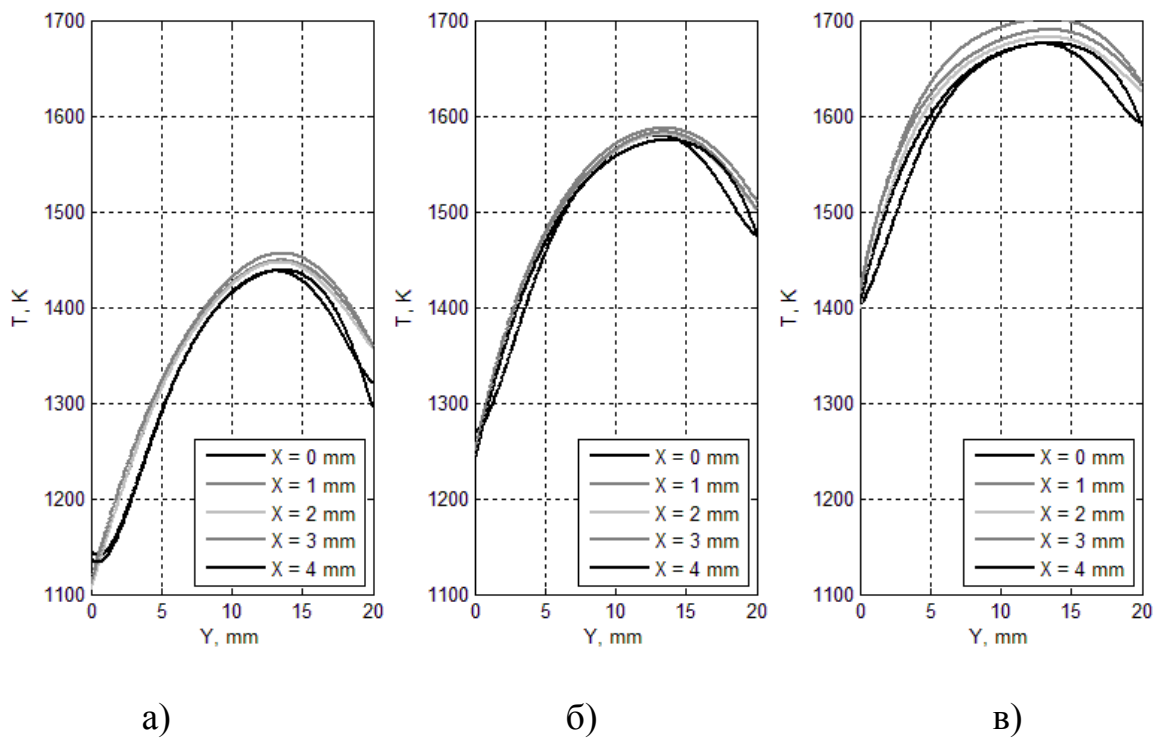


Рис. 3.15. Результаты определения температурного поля вольфрамовой ленты накаливания по МСО с приближением Вина при токе накала: а) – 9 А, б) – 10 А, в) – 11 А.

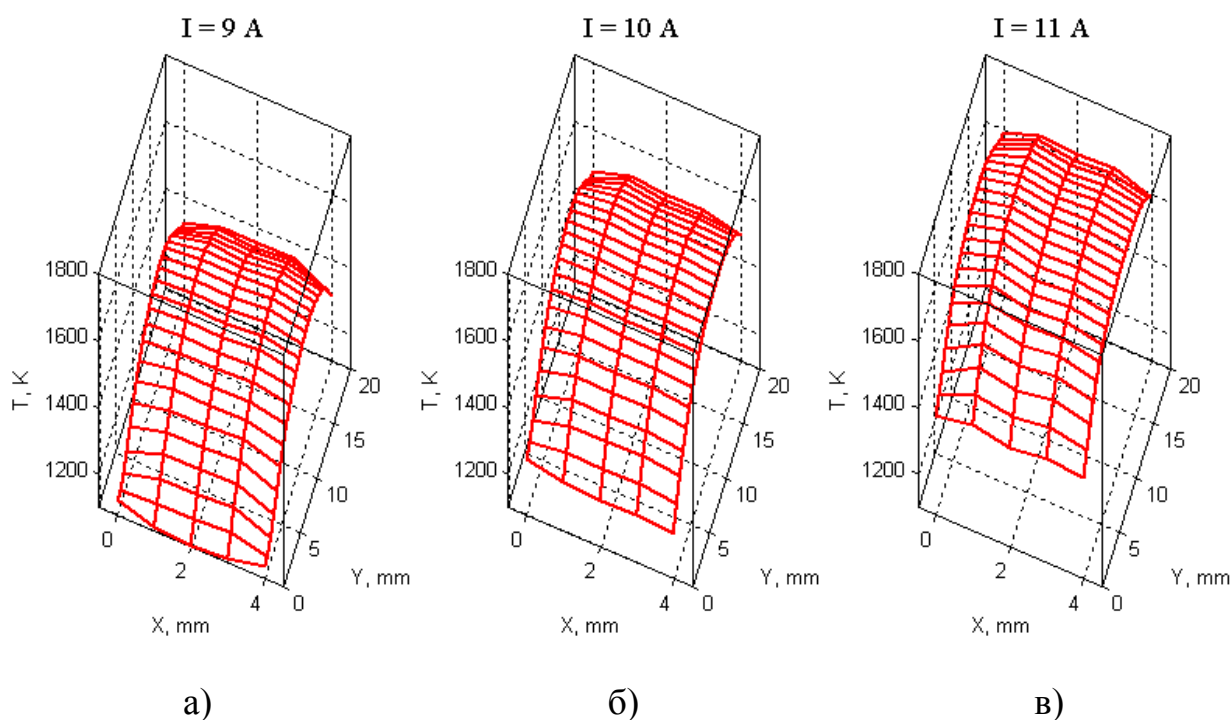


Рис. 3.16. Рельеф температурного поля вольфрамовой ленты накаливания, определенный по МСО с приближением Вина при токе накала: а) – 9 А, б) – 10 А, в) – 11 А.

Края вольфрамовой ленты охлаждаются за счет отвода тепла штенгелями, к которым она крепится [28]. Графики, представленные на рис. 3.15, 3.16, подтверждают выше сказанное. Однако абсолютные значения температуры оказываются завышенными. Причина такого расхождения заключается в появлении методической ошибки метода спектральных отношений при монотонно спадающем коэффициенте излучения вольфрама (рис. 3.9). Поэтому вторым этапом производится определение температуры по методу, описанному в п 3.3 и представленному в приложении 1, который позволяет скорректировать полученные значения температуры.

Для проведения коррекции необходимо выбрать участок с линейно спадающим коэффициентом излучения. Для того чтобы выбрать этот участок, необходимо найти коэффициент излучения в каждом узле вольфрамовой ленты. Он определяется по формуле (3.11) и из результатов 1го приближения:

$$\varepsilon_{i,j}^1(\lambda, T_{i,j}^1) = \frac{M_{i,j}}{M(\lambda, T_{i,j}^1)}, \quad (3.11)$$

где $M_{i,j}$ – зарегистрированный спектр излучения в точке на ленте i, j , $T_{i,j}^1$ – температура в точке i, j , найденная по первому приближению (методом спектральных отношений), $M(\lambda, T_{i,j}^1)$ – спектральная плотность мощности абсолютно черного тела при температуре $T_{i,j}^1$ и длине волны λ . Был выбран участок, расположенный в диапазоне длин волн от 0,8 до 0,85 мкм (рис. 3.17).

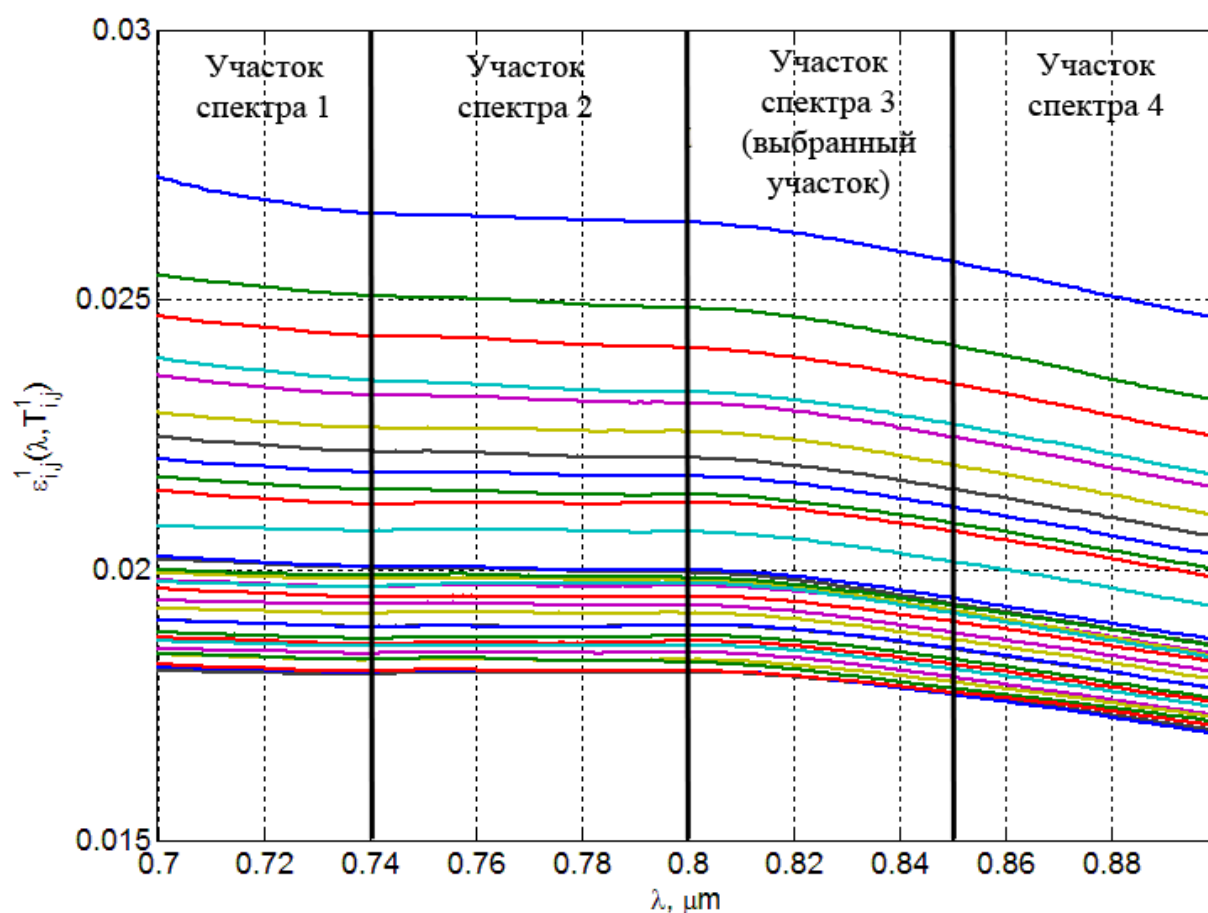


Рис. 3.17. Совокупность спектральной зависимости коэффициента излучения, полученных для различных точек вольфрамовой ленты, при токе $I = 11 \text{ A}$ (первое приближение).

Далее производилась линейная аппроксимация коэффициента излучения в выбранном участке и поиск температуры при помощи метода наименьших квадратов. Полученная температура является вторым

приближением. Для примера на рис. 3.18 приведены результаты второго приближения в центральной области ленты ($j = 3$) при токе накала, равном 10 А. Значение температуры в максимуме оказалось равным 1482 К. Максимальное значение температуры по результатам поверки (рис. 3.14) соответствует примерно 1100 °С или 1373 К.

Методика, показанная выше, позволяет не только определить температурное поле, но и форму спектрального коэффициента излучения в каждом узле. Выберем для примера одну точку на периферии ленты (рис. 3.18). На рис. 3.19 показана нормированная форма коэффициента излучения, полученная после обработки данных эксперимента (сплошная линия) и из литературы [10, 28] (пунктирная линия). Видно, что результаты имеют незначительные отклонения.

Результаты были подтверждены измерением температуры в максимуме пирометром с исчезающей вольфрамовой нитью (ЛОП-72). Значение температуры в максимуме составило 1450 К при токе накала лампы 10 А.

Далее расчеты проводились для остальных узлов вольфрамовой ленты. Рельефы температур при различных токах накала (9, 10 и 11 А) приведены на рис. 3.20.

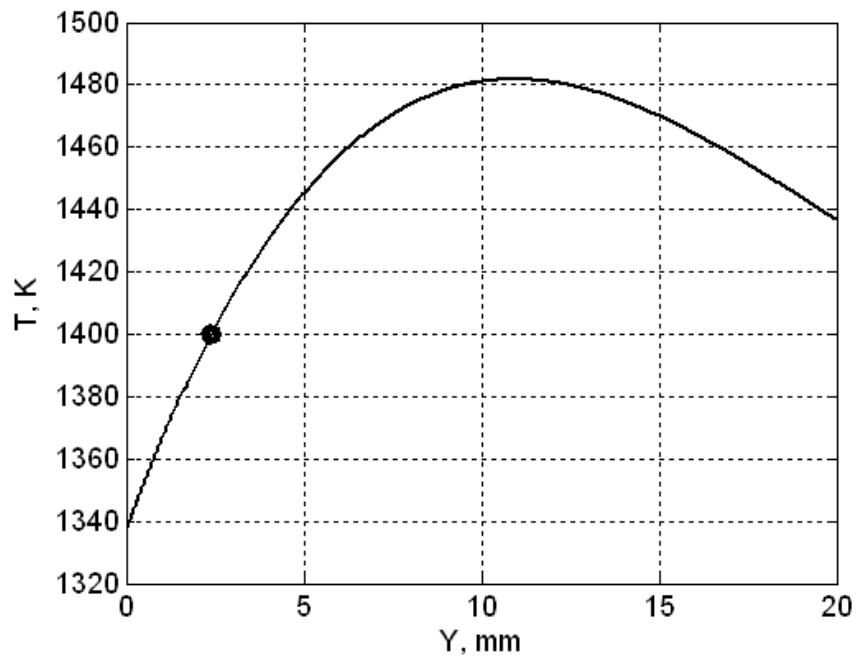


Рис. 3.18. Распределение температуры, полученное методом наименьших квадратов в одной из точек ленты ($j = 3$, ток накала 10 А).

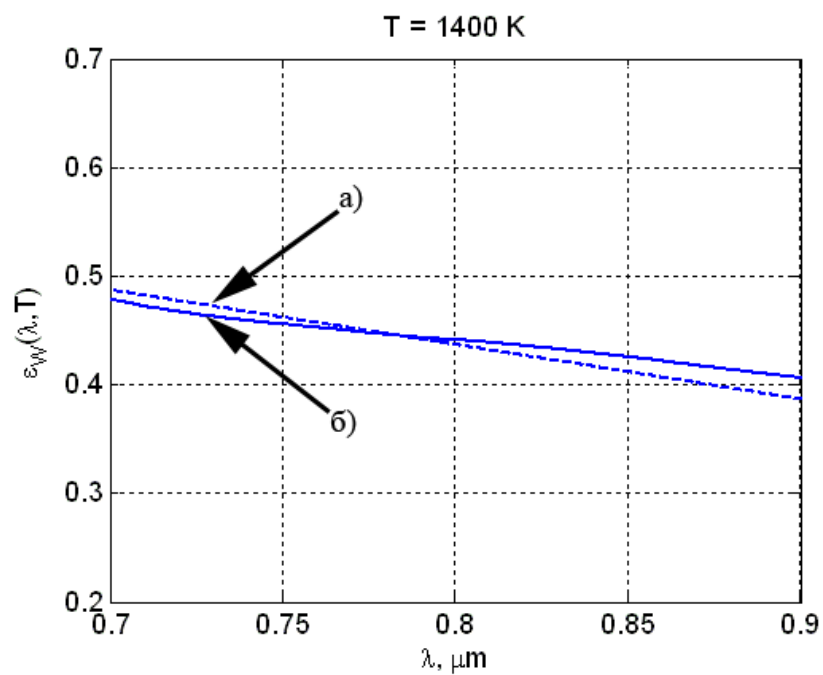


Рис. 3.19. Сопоставление функций характеристик:

- а) – спектрального коэффициента излучения из литературных источников [10, 28];
- б) – полученная в ходе экспериментов и нормированная форма коэффициента излучения.

3.6 Выводы

Было сконструировано устройство для регистрации совокупности спектров в видимом диапазоне длин волн. Определены основные параметры устройства.

Описан метод измерения термодинамической температуры по спектру собственного теплового излучения точечных объектов, разрабатываемый в [11-19]. Предложен способ применения данного метода для измерения температурного поля пирометрируемой поверхности.

Для отработки методики измерения температурного поля нагретых поверхностей в видимом диапазоне длин волн были проведены следующие эксперименты:

1. Проведено определение температурного распределения вольфрамовой нити накаливания, которое продемонстрировало работоспособность метода при измерении температурного поля протяженного объекта.
2. Проведено определение температурного поля эталонной вольфрамовой лампы ТРУ 1100-2350. Экспериментально продемонстрирована возможность точного определения распределения температуры по поверхности нагретых объектов без использования априорной информации о коэффициенте излучения. Продemonстрировано, что методика измерения может быть использована для проверки эталонных температурных ламп. Использование методики может позволить не только точно определить значение температуры в одной точке, но и получить температурное распределение вдоль всей поверхности пирометрируемого объекта.

Глава 4. Экспериментальные исследования в дальнем ИК-диапазоне

4.1. Создание тепловизионной камеры на основе ИК-модуля для включения его в состав измерителя температурных полей

Описание тепловизионной камеры

Как известно, максимум спектральной плотности мощности абсолютно чёрного тела при температуре, близкой к комнатной, приходится на дальний диапазон ИК излучения (рис. 4.1). Следовательно, в этом диапазоне сосредоточено максимальное количество падающей мощности. Поэтому нахождение температур тела, близких к комнатным, при помощи методов полихроматической пирометрии необходимо проводить именно в этом диапазоне длин волн.

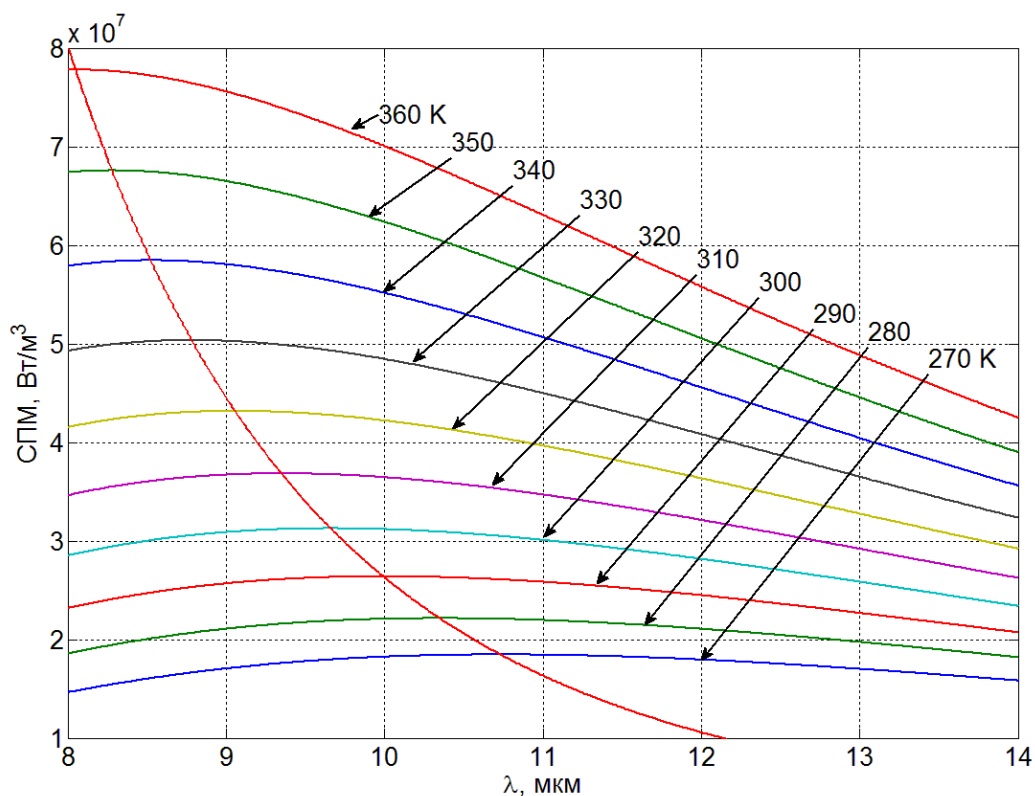


Рис. 4.1. Кривые спектральной плотности мощности АЧТ и кривая максимумов.

В соответствии с характеристикой пропускания атмосферы (рис. 4.2), рабочий диапазон длин волн должен лежать в окне прозрачности 8-14 мкм.

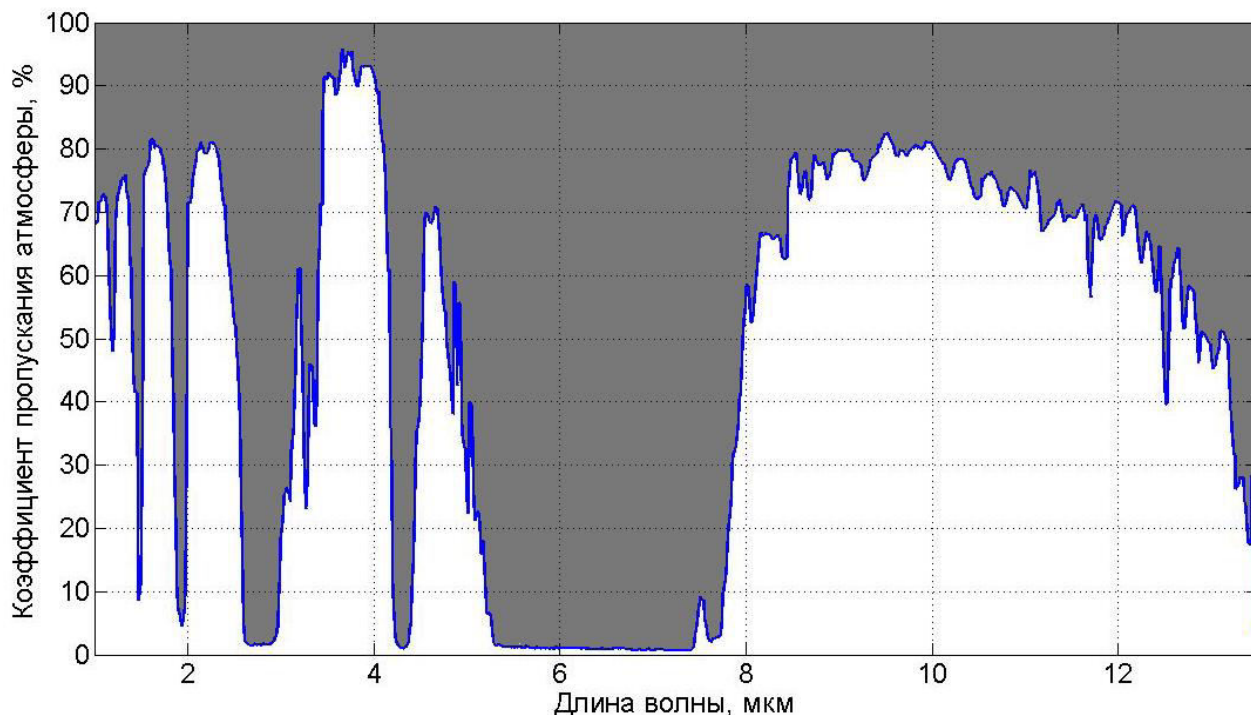


Рис. 4.2. Спектральная функция коэффициента пропускания атмосферы (протяжённость трассы: 1.852 км; высота над уровнем моря: 17 мм).

В рассматриваемом оптическом диапазоне длин волн на сегодняшний день существует множество матричных приемников излучения и телевизионных камер на их основе. Вся совокупность приемников по принципу действия делится на 2 типа:

- фотонные приемники
- тепловые приемники

При создании фотонных матричных приёмников фокальной плоскости используют материалы: *HgCdTe* (3-5, 8-14 мкм), *InSb* (3-5, 8-14 мкм), *PbSe* и др. Матрицу чувствительных элементов подсоединяют через микроконтакты на основе *In* непосредственно к мультиплексору на основе МОП-транзисторов, выполненному по КМОП-технологии. Энергия образующихся от квантов ИК-излучения фотоэлектронов примерно равна энергии термоэлектронов при комнатной температуре. Поэтому для

уменьшения теплового шума прибегают к охлаждению приёмника ИК излучения.

Наряду фотонными приёмниками существуют тепловые приёмники, основанные на микроболометрических элементах. К числу их преимуществ следует отнести возможность работы при комнатной температуре и, следовательно, отсутствие системы охлаждения. Это принципиально упрощает конструкцию тепловизионной аппаратуры, повышает надежность, приводит к резкому снижению стоимости и энергопотребления.

Современные микроболометрические матричные приёмники изготавливаются по мостовой конструкции чувствительного элемента (рис. 4.3), позволяющей эффективно использовать площадь регулярной части кристалла для размещения элементов коммуникации. Это основной тип конструкции, применяемый в настоящее время большинством разработчиков. В качестве терморезистивного материала используются оксиды ванадия (VO_x) или аморфного кремния ($\alpha-Si$), технологически совместимые в производстве с кремниевыми ИС и обладающие значениями теплового коэффициента сопротивления на уровне 2—3 %/К [4]. Собственно болометрический элемент представляет собой площадку, чей тепловой и электрический контакты с остальной схемой осуществляются только через пару длинных узких “ног”. Термочувствительный слой нанесен на подслой из нитрида кремния, удерживаемый на высоте $h \sim 2.5$ мкм над поверхностью кремниевого кристалла с помощью двух электропроводящих опор. Металлизация ног выполнена из нихрома. Этот металл наилучшим образом удовлетворяет двум противоречивым требованиям: обеспечить одновременно низкую тепловую и высокую электрическую проводимости.

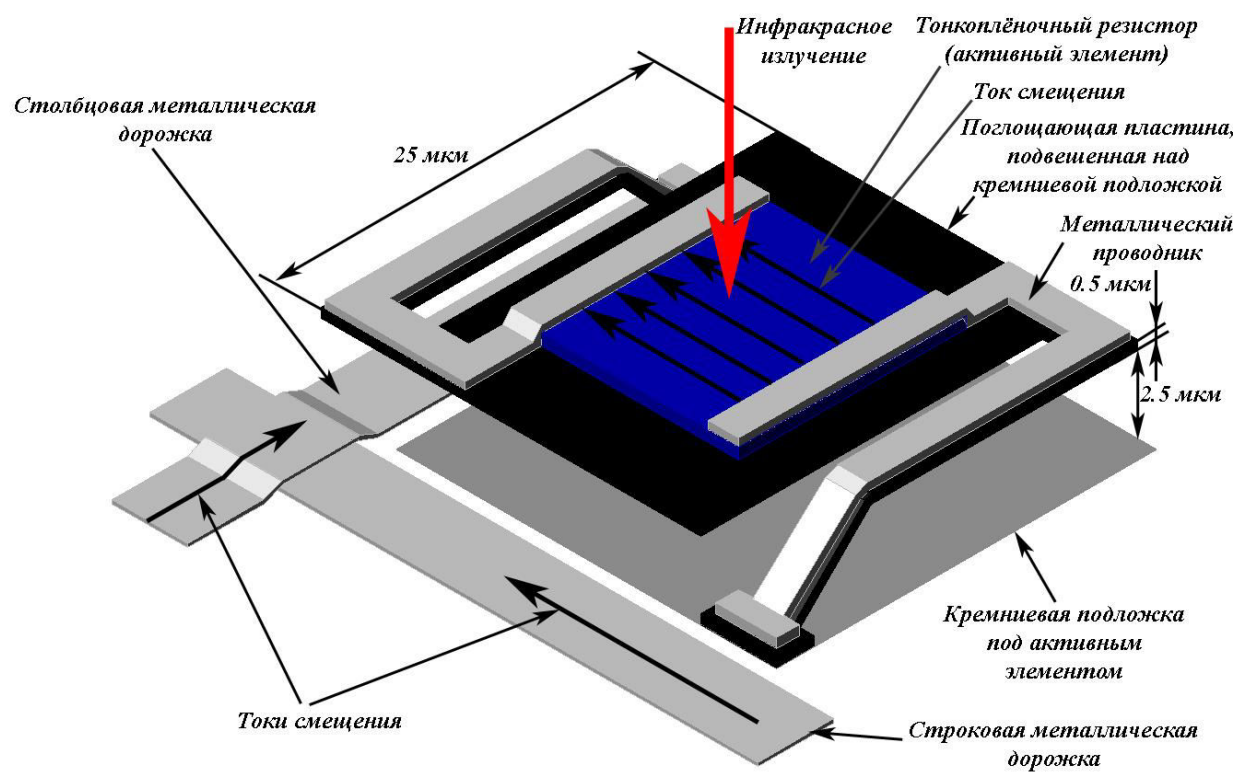


Рис. 4.3. Топология пикселя матричного микроболометрического приёмника.

Основой архитектуры микроболометрических сенсоров является наличие схемы деления напряжения (рис. 4.4) [30, 31]. В блоке компенсации темнового тока находится болометр, закрытый от внешнего излучения, идентичный болометру пикселя. Благодаря этому суммарное напряжение на выходе преобразователя тока в напряжение, при отсутствии освещения равно нулю. Для управления некоторыми параметрами приёмников схему включения снабжают дополнительными элементами управления:

- подачей напряжения $U_{\text{корр.}}$ на транзистор Т3 подстраивают ток в ветви с закрытым болометром. Тем самым, существует возможность управлять темновым током.

- подачей напряжения $U_{\text{чувств.}}$ на транзистор Т4 управляют чувствительностью и динамическим диапазоном приёмника.

- управлением коэффициентом усиления преобразователя ток-напряжение позволяют регистрировать изображения слабоизлучающих объектов.

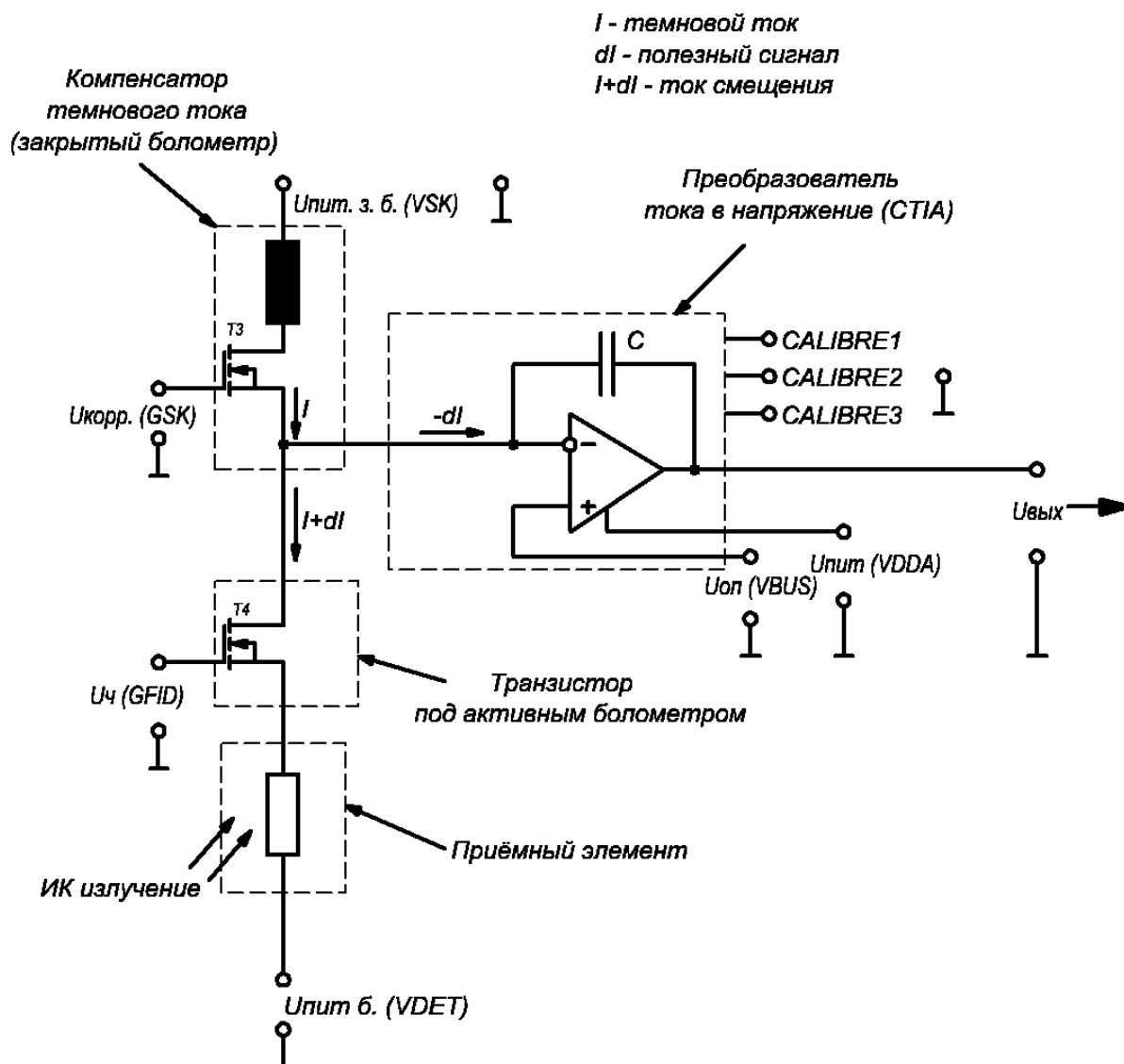


Рис. 4.4. Электрическая схема организации и считывания сигнала с пикселя микроболометрической матрицы типа *UL 04 17 1* фирмы «*ULIS*».

Современное развитие технологии изготовления монолитных конструкций позволяет приблизиться тепловому приёмнику по характеристикам к современным гибридным приёмникам. В то же время микроболометрические приёмники превосходят охлаждаемые по цене и весу. Для сравнения в табл. 4.1 показаны параметры приёмника на *HgCdTe* диапазона длин волн 3-5 мкм и приёмника на аморфно-кремниевых микроболометрах для диапазона длин волн 8-14 мкм.

Табл. 4.1. Примеры ИК приёмников излучения.

Наименование	<i>SCORPIO MW</i>	<i>UL 04 32 2</i>
Материал	<i>HgCdTe</i>	α -Si
Разрешение	640x480	640x480
Спектральный диапазон	3,7 – 4,8 мкм	8 – 14 мкм
Размер пикселя	15 мкм	17 мкм
Рабочая температура	<110 К	233 – 358 К
Тепловая постоянная времени	100 нс	10 мс
Кадровая частота	<120 Гц	<60 Гц
<i>NETD</i>	18 мК	45 мК
Потребляемая мощность	13 Вт	0,17 Вт
Вес	0,65 кг	6,5 г
Стоимость	20000 €	8500 €

В силу описанных особенностей для создания измерителя комнатных температурных полей был использован тепловизионный модуль типа «ХТМ-640» фирмы «Xenics» с тепловым матричным приемником излучения типа *UL 04 32 2* фирмы «Ulis», чувствительными элементами которого являются микроболометры.

На основе модуля была разработана инфракрасная камера, состоящая кроме тепловизионного модуля из следующих компонентов:

1. ИК-объектива с фокусным расстоянием $f = 18$ мм и относительным отверстием, равным 1.
2. Разработанной платы видеозахвата, предназначенной для вывода изображения, принимаемого от ИК-модуля, а так же для обработки и передачи информации.

Используемый ИК-объектив.

При разработке ИК-камеры был использован объектив типа *CN-4020* фирмы «*Xenics*»[29]. Объектив имеет трехлинзовую оптическую схему. Каждая линза изготовлена из германия и имеет просветляющие покрытия. Объектив разработан для области спектра 8-14 мкм. Фокусное расстояние, f объектива равно 18 мм при относительном отверстии $1/F$, равном 1. На рис. 4.6 представлена оптическая схема объектива.



Рис. 4.5. Внешний вид используемого ИК-объектива.

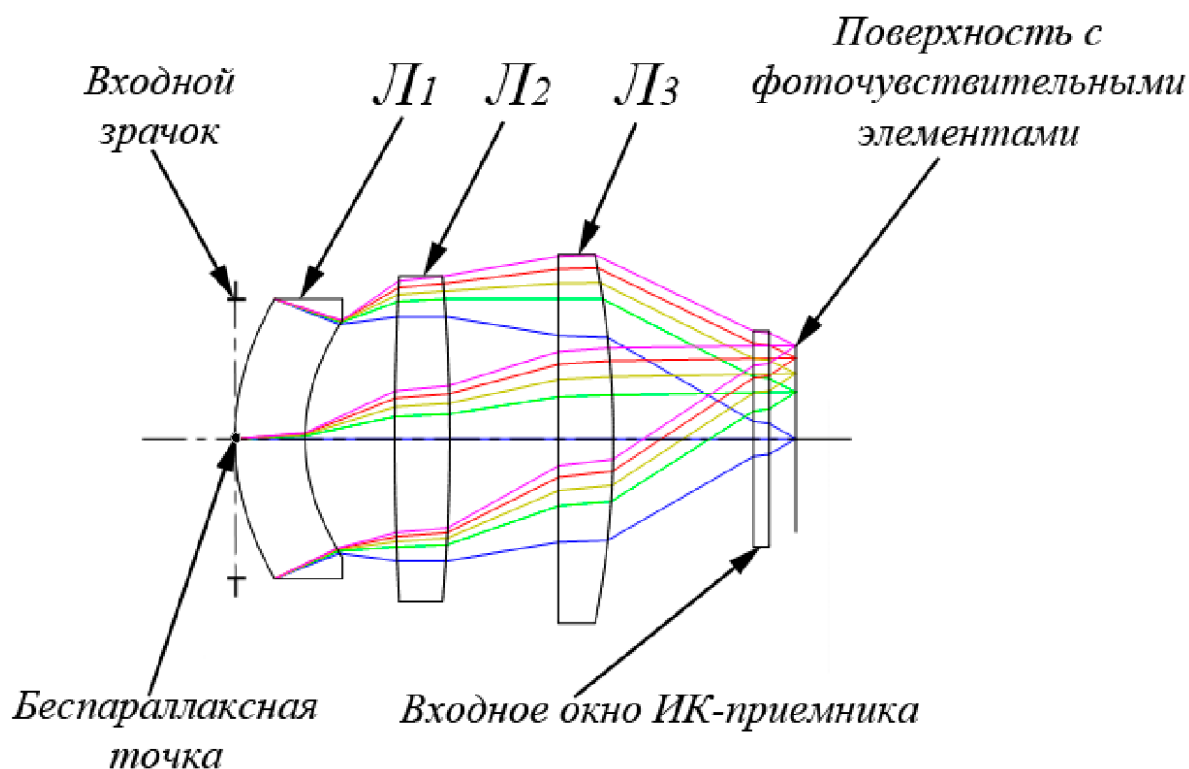


Рис. 4.6. Оптическая схема используемого ИК-объектива

ИК-модуль.

В основу используемого модуля *XTM-640* фирмы «*Xenics*» входит матричный приемник типа *UL 04 32 2* фирмы «*Ulis*».

Известно, что принцип работы микроболометра основан на зависимости значения сопротивления материала, из которого сделан чувствительный элемент, от его температуры. Эта зависимость описывается законом Аррениуса (4.1) [30, 31].

$$R = R_0 \cdot \exp\left(\frac{eE_g}{kT}\right) \quad (4.1)$$

где: $e = 1,602176565 \cdot 10^{-19}$ Кл–заряд электрона; E_g – энергия запрещенной зоны используемого материала, эВ; R_0 –константа, соответствующая виртуальному сопротивлению при бесконечной температуре (практически значение при $T \gg E_g/k$), Ом; $k = 1,3806488 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; T –температура материала, К.

Основной проблемой использования различных материалов в качестве болометра является зависимость энергии активации от температуры. Поэтому некоторые микроболометрические матричные приемники делают с термостабилизацией. Материалом, который использует фирма «Ulis» для изготовления неохлаждаемых ИК приемников, является аморфный кремний. Энергия запрещенной зоны у этого материала слабо зависит от температуры. Среднеквадратичное отклонение значения E_g в интервале температур от -20 до 80°C составляет 0,4% от среднего значения. Таким образом, зависимость сопротивления от температуры микроболометров полностью предсказуема, что позволяет проводить простые операции по устранению неоднородности чувствительности по полю матрицы, не прибегая к термостабилизации. Именно поэтому в матричном приемнике *UL 04 32 2* фирмы «Ulis» не используется термостабилизация. Вместо неё используют периодическую калибровку при помощи затвора. Затвор представляет собой равномерно нагретую пластинку с черной матовой поверхностью, обращенной к матрице. При опускании затвора производится регистрация изображения. Так как затвор равномерно нагрет, то при одинаковой чувствительности приемных элементов получаемое изображение должно иметь одинаковый уровень яркости по всему полю кадра. В случае, когда изображение получается неравномерным, производится подстройка чувствительности каждого элемента до равномерной картины распределения уровня яркости.

Блок-схема модуля управления матричным приемником.

Модуль осуществляет следующие операции:

1. Формирует сигналы для управления матричным приемником.
2. Управляет режимом работы затвора и производит калибровку матрицы.
3. Передает поступающие от матричного ИК-приемника сигналы.
4. Позволяет изменять параметры и режимы работы матрицы.

5. Позволяет сохранять настройки параметров матрицы благодаря регистрам памяти ПЗУ.

6. Производит обработку изображения.

Внешний вид модуля показан на рис. 4.7. Его функциональная блок-схема показана на рис. 4.8.

Связь между внешним устройством и используемым модулем осуществляется по схеме ведущий-ведомый. Это означает, что модуль только дает ответ на команды, исходящие от внешнего устройства или на ошибки, возникшие при передаче команды. Немаловажным будет отметить, что модуль не производит связь с внешними устройствами самостоятельно. Сигналы связи посылаются в блок управления, в котором содержатся регистры управления модулем.

Среднее значение потребляемой мощности модуля составляет 1,65 Вт.

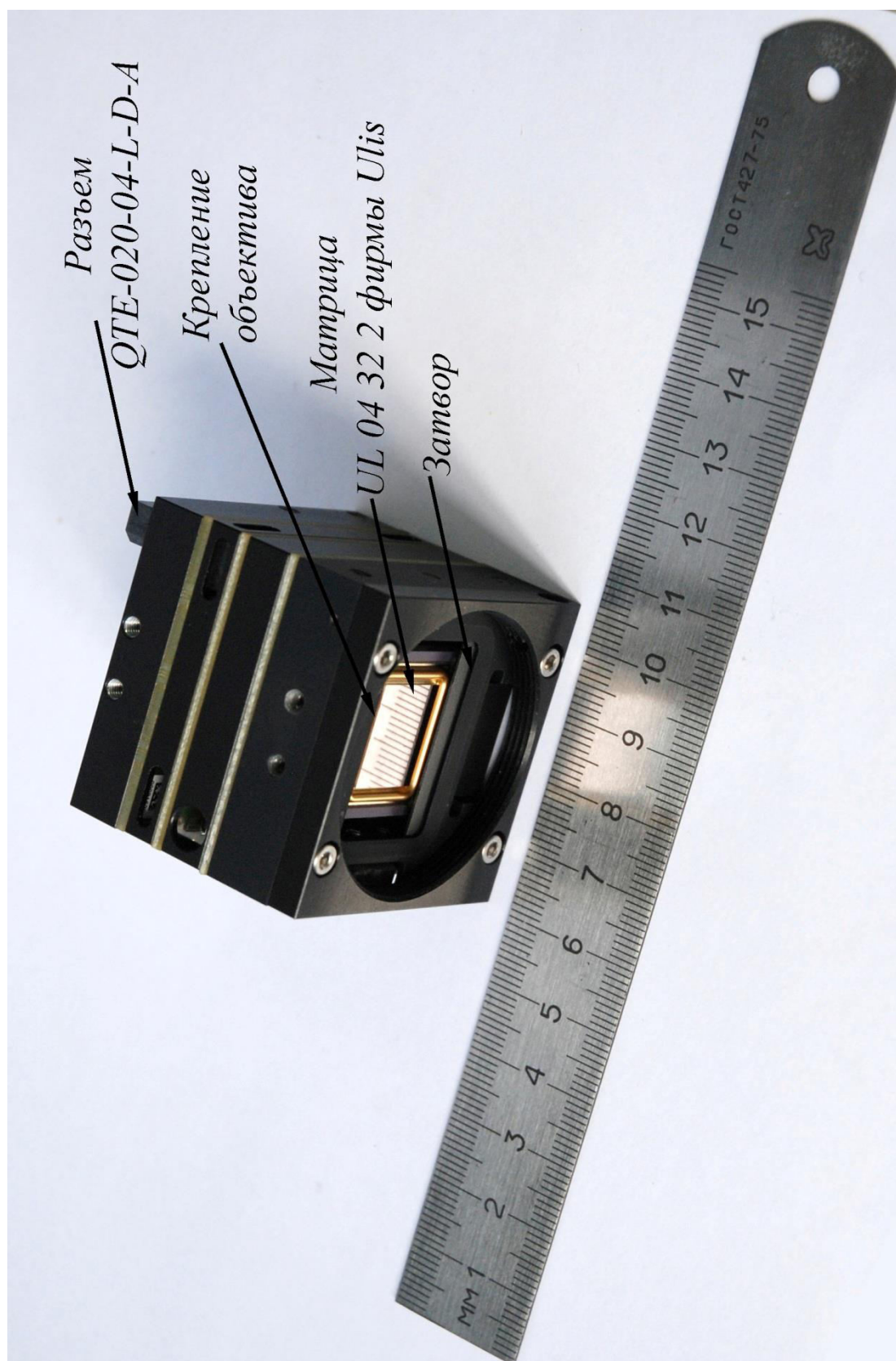


Рис. 4.7. Внешний вид ИК-модуля

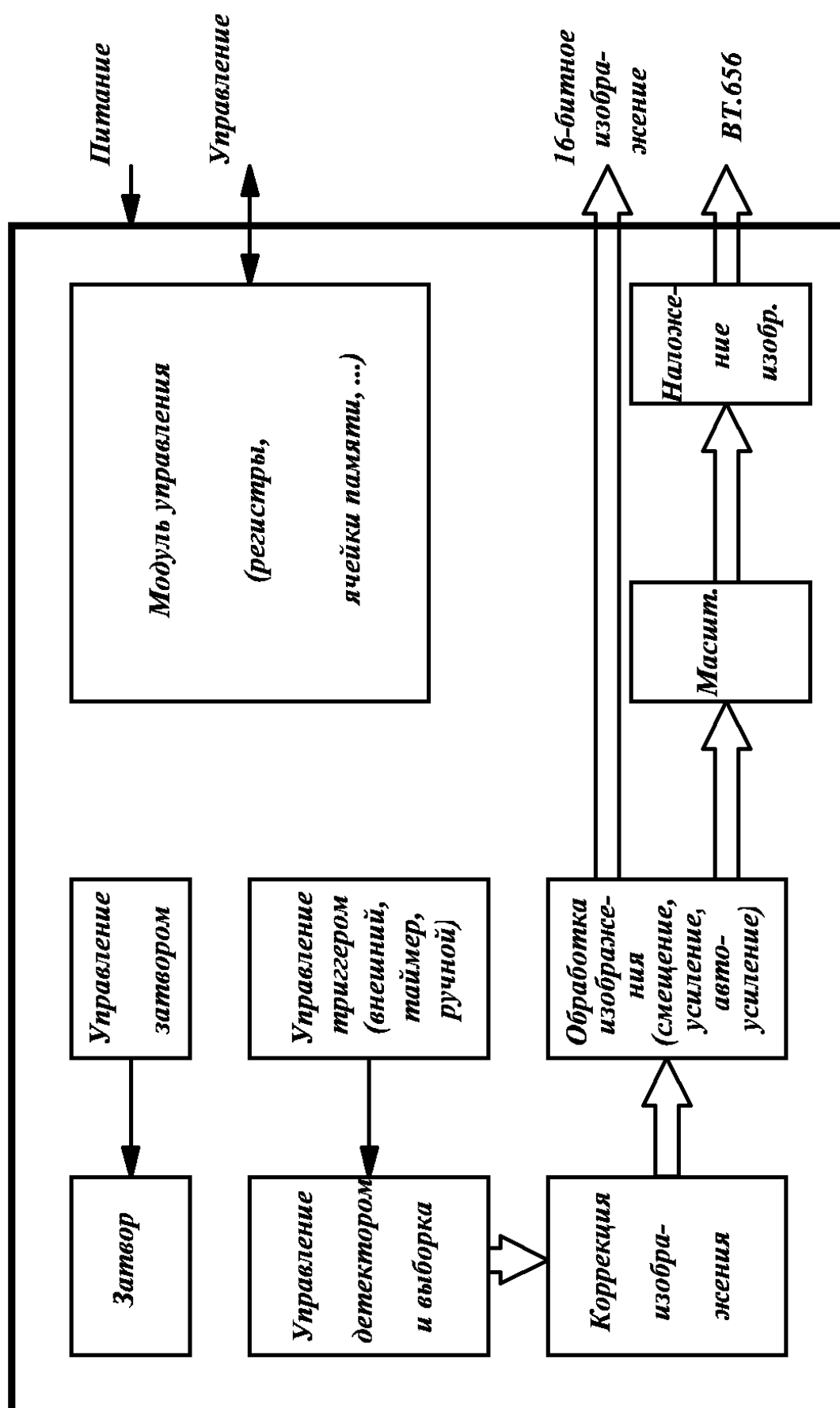


Рис. 4.8. Упрощенная функциональная схема модуля

Особенности потоков видеоданных.

Назначение каждого контакта ввода/вывода зависит от режима передачи видео. Видео может передаваться либо в режиме *ITU-RBT.656*, либо в 16-разрядном режиме.

16разрядный режим обеспечивает большую разрядность сигнала и выше быстродействие. Поэтому для ИК-камеры, встраиваемой в состав измерителя температурных полей, был выбран именно этот режим работы.

При работе модуля в 16разрядном режиме используются контакты, указанные в табл. 4.2.

Табл. 4.2.

Назначение контакта	Название контакта
Младший бит	<i>IO_25_8</i>
Бит № 1	<i>IO_25_6</i>
Бит № 2	<i>IO_25_4</i>
Бит № 3	<i>IO_25_2</i>
Бит № 4	<i>IO_25_0</i>
Бит № 5	<i>IO_25_17</i>
Бит № 6	<i>IO_25_10</i>
Бит № 7	<i>IO_25_16</i>
Бит № 8	<i>IO_25_18</i>
Бит № 9	<i>IO_25_19</i>
Бит № 10	<i>IO_25_7</i>
Бит № 11	<i>IO_25_25</i>
Бит № 12	<i>IO_25_26</i>
Бит № 13	<i>IO_25_9</i>
Бит № 14	<i>IO_25_23</i>
Старший бит	<i>IO_25_24</i>
Выход видеосигнала <i>DVAL</i>	<i>IO_25_12</i>
Выход видеосигнала <i>LVAL</i>	<i>IO_25_21</i>
Выход видеосигнала <i>FVAL</i>	<i>IO_25_14</i>
Тактовые импульсы	<i>IO_33_1</i>

Временные диаграммы сигналов, идущих от контактов табл. 4.2, указаны на рис. 4.3. Частота тактовых импульсов составляет 16 МГц.

Цифровые биты видеоданных будут посылаться на выход модуля, когда *FVAL*, *LVAL* и *DVAL* имеют высокий уровень. Сигналы *LVAL* и *DVAL* являются одинаковыми, поэтому один из них может оставаться

неиспользованным. Передний фронт сигнала *FVAL* означает начало нового кадра, а задний фронт – окончание.

Длительность сигналов высокого уровня *LVAL* и *DVAL* прямо пропорциональна количеству пикселей в строке выбранной интересующей области на матрице элементов.

Количество импульсов сигналов *LVAL* и *DVAL* в кадре соответствует количеству строк выбранной интересующей области на матрице элементов. При первом включении модуля задержка видеоданных составляет один кадр.

Регистры управления.

В качестве регистров памяти использована микросхема ПЗУ. Запись в регистры производится последовательным кодом. Скорость передачи данных 115.2 кбод.

Управление модулем осуществляется путём передачи сообщения, содержащего многобайтные числа. Порядок передачи многобайтных чисел происходит последовательно от самого младшего байта до самого старшего. Такой порядок передачи известен как порядок от младшего к старшему (*little-endian*) [32].

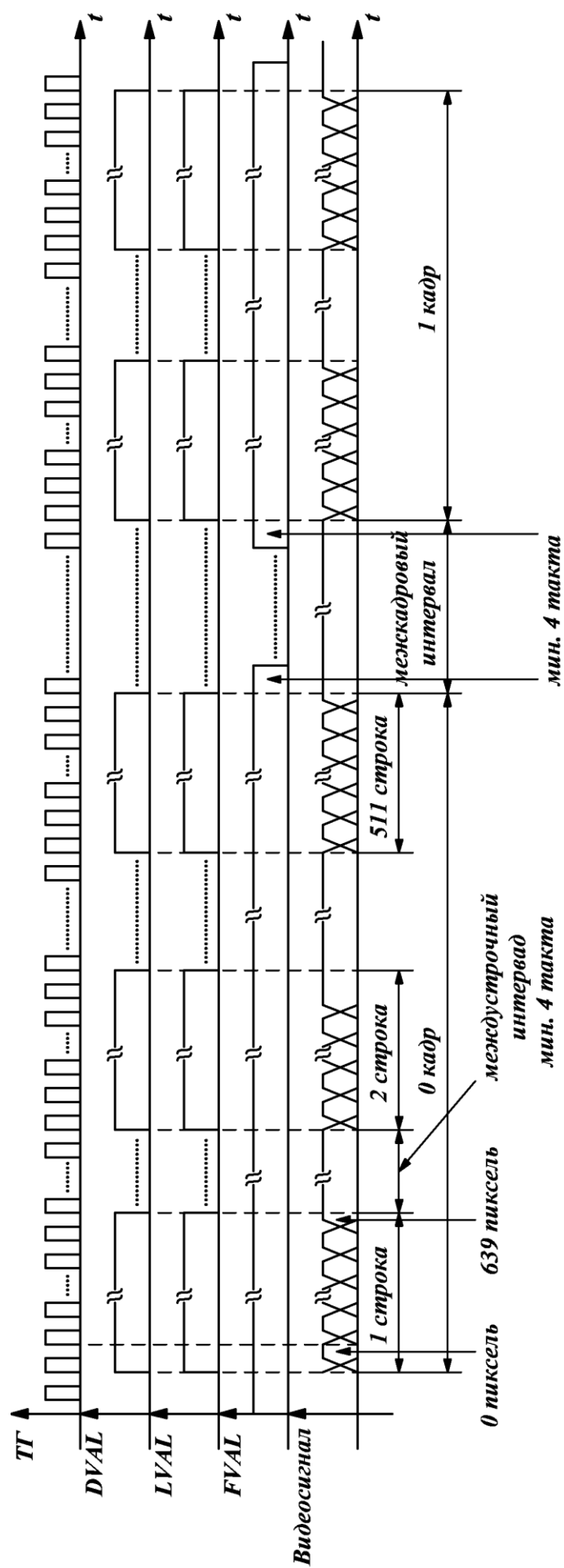


Рис. 4.9. Временная диаграмма работы модуля в 16-разрядном режиме при разрешении 640x512 пикселей

Режимы работы камеры.

На основании приведенной выше информации для модуля, предлагаются следующий режим работы:

Табл. 4.3 –Режим работы модуля XTM-640 фирмы «Xenics».

Особенность режима работы	Разрешение изображения	Кадровая частота, Гц	Время накопления сигнала, мкс
Высокое разрешение изображения	640x480	50	32

Плата видеозахвата

Разработана плата видеозахвата, обеспечивающая прием и передачу данных, управление режимами модулей и управлением поворотным зеркалом.

На рис. 4.11 представлены верхний и нижний сборочные чертежи платы приема, обработки и вывода видеоданных. На рис. 4.12 представлен внешний вид разработанного устройства. Данное устройство позволяет принимать 16разрядное изображение форматом 640x480 пикселей в параллельном коде. Плата позволяет реализовать управление через последовательный порт модуля.

Передача данными между печатной платой и ИК-модулем осуществляется при помощи шлейфа формата *IDC*, имеющего 40 контактов. ИК-модуль типа *XTM-640* имеет разъем *QTE-020-04-L-D-A* фирмы *Samtec*. Для совмещения ИК-модуля и печатной платы предусмотрен переходник с одного вида разъема на другой. Переходник представляет собой однослойную печатную плату, внешний вид которой показан на рис. 4.10.

Каждый вывод камеры согласован с соответствующим выводом ПЛИС при помощи резистивных сборок.

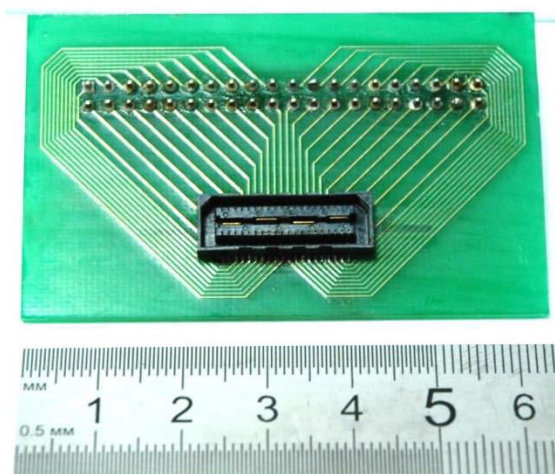
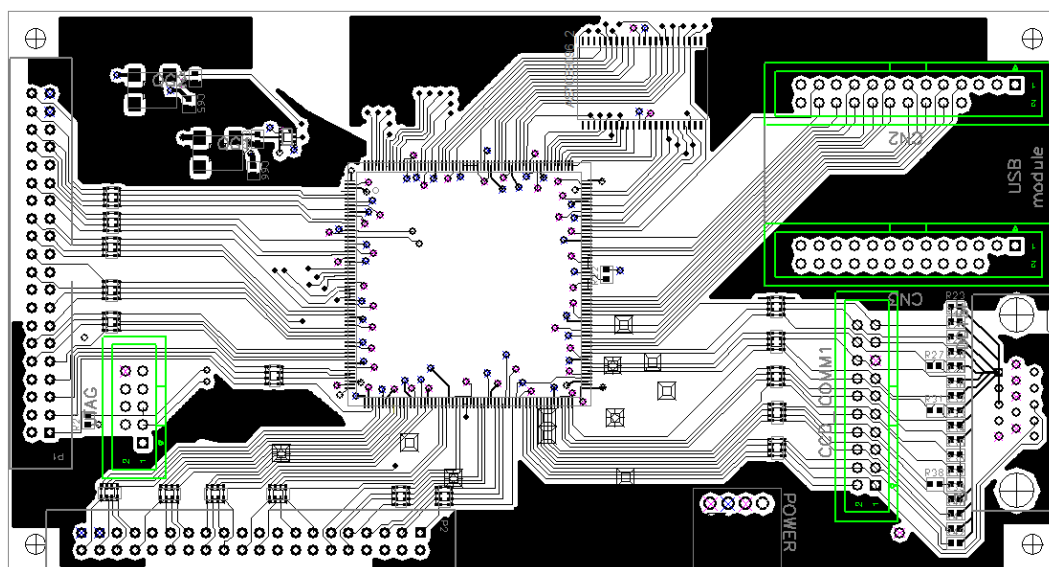
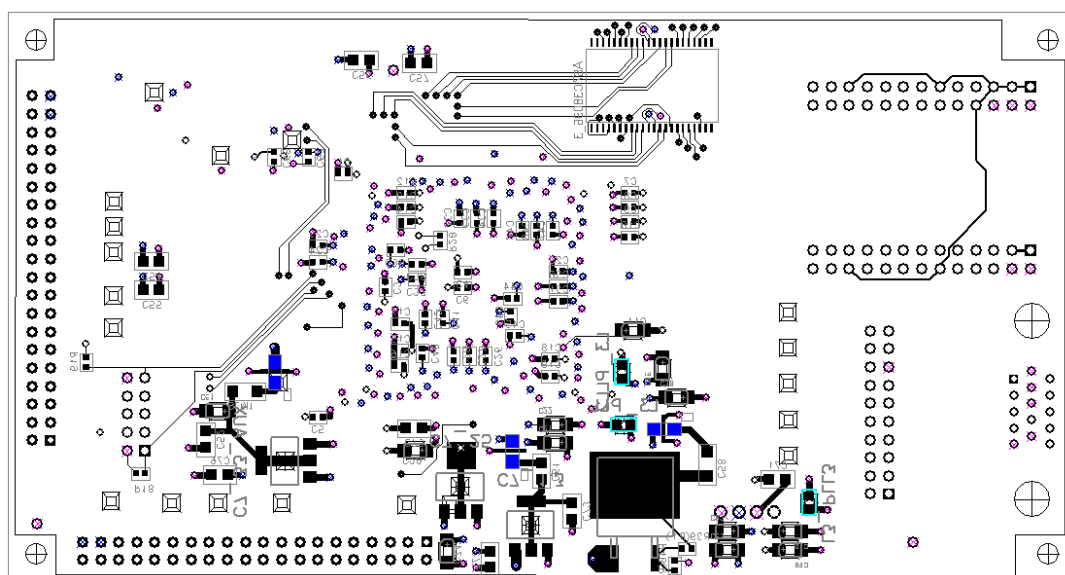


Рисунок 4.10 – Внешний вид переходника с разъема типа *QTE-020-04-L-D-A* фирмы «*Samtec*» на разъем типа *IDC*



а)



б)

Рис. 4.11. Устройство приема, обработки и вывода видеоданных:

а) – верхняя сторона;

б) – нижняя сторона

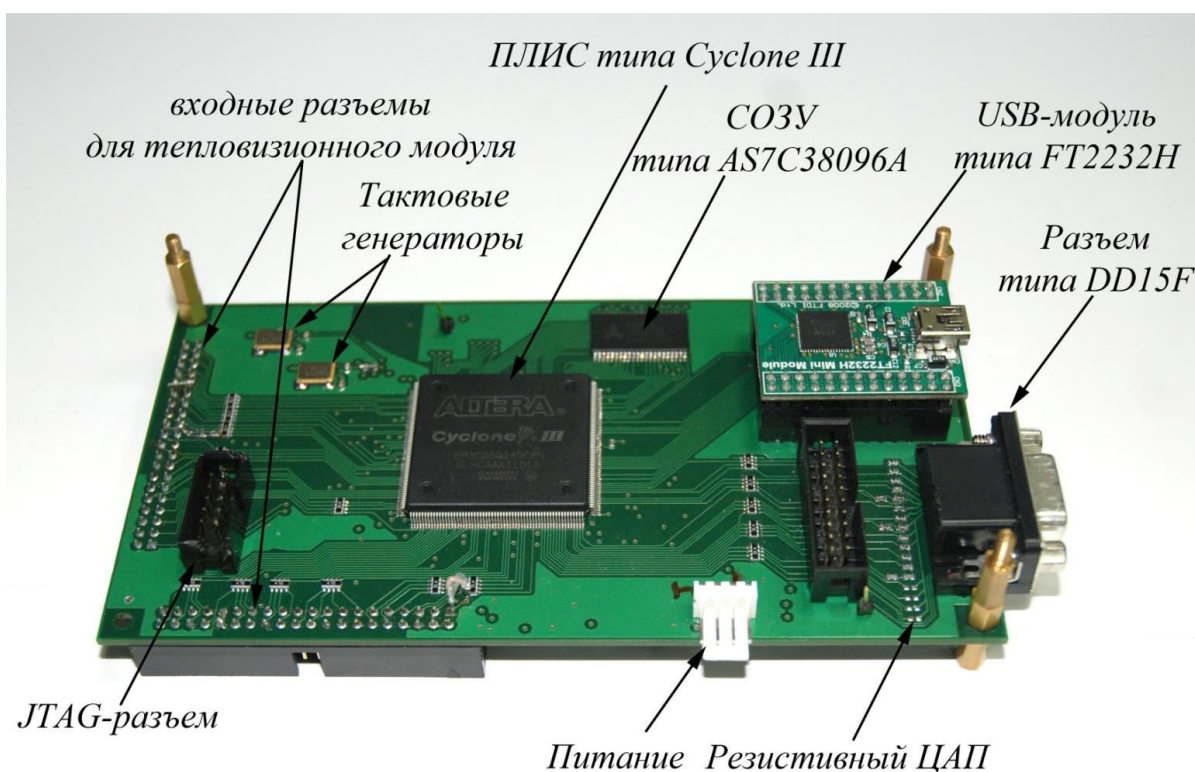


Рис. 4.12. Внешний вид устройства приема, обработки и вывода видеоданных

Плата содержит 16битный ЦАП и VGA-интерфейс для вывода промежуточного изображения от модуля на экран монитора. Вывод изображения необходим для контроля проводимого эксперимента. При выводе информации на монитор требуются частоты, отличные от тактовой частоты модуля. Для того чтобы избежать данного несоответствия частот, в схеме устройства предусмотрены две микросхемы асинхронной статической восьмиразрядной памяти AS7C38096A фирмы «Alliance Memory».

Микросхемы содержат по 1 Мбайту памяти и позволяют параллельно записать два кадра. После записи кадров следует их вывод на монитор с необходимой частотой.

Рассмотрим режим работы платы при выводе изображения. Для вывода изображения на монитор достаточно будет использовать стандартное разрешение 640x480 с кадровой частотой 60 Гц. В табл. 4.4 показаны

параметры импульсов горизонтальной $Hsync$ и вертикальной $Vsync$ развертки (см. рис. 4.13) [33].

Табл. 4.4. Параметры импульсов для формирования видеосигнала стандарта VGA.

Наименование	Величина	Значение
Частота пикселя, f_P	МГц	25.175
Частота импульсов строки, f_{HSync}	кГц	31.469
t_A	мкс	31.778
t_B	мкс	3.813
t_C	мкс	1.907
t_D	мкс	25.422
t_E	мкс	0.636
Частота импульсов кадра, f_{VSync}	Гц	59.940
t_O	мс	16.683
t_P	мс	0.064
t_Q	мс	1.048
t_R	мс	15.253
t_S	мс	0.318

Для используемой памяти необходимо формирование сигналов управления: WE (разрешение записи/чтения), OE (управление выходами шины данных), CE (выборка кристалла). В микросхеме ОЗУ шина данных является двунаправленной. Её направление меняется в зависимости от уровня сигнала на WE (при этом на входы OE и CE подан уровень лог. «0»). В случае, когда на вход WE подан уровень лог. «1» производится чтение с шины данных. При этом данные для чтения будут доступны спустя 10 нс после адресации по шине адреса. Когда же на вход WE подан уровень лог. «0», производится запись в память 1 байта информации по шине данных, причем запись будет произведена по переднему фронту импульса WE . Можно заметить, что за одно время информация может быть либо считана из памяти, либо записана. Другими словами, невозможно одновременно и записывать информацию в память и считывать информацию из неё. Так как видеоданные, поступающие от модуля, и видеоданные, отправляемые на

экран монитора, не синхронизированы друг с другом, такая ситуация может возникнуть.

Для того чтобы не было пропущено либо записываемой, либо считываемой информации, используются два промежуточных 16разрядных регистра в ПЛИС. Первый регистр (*mem_in*) содержит 16битное слово, которое будет записано в память. Второй регистр (*mem_out*) содержит 16битное слово, считанное из памяти и ожидающее вывод на экран монитора. Так же для адресации к необходимым ячейкам памяти предусмотрены 2 20-разрядных регистра. Один регистр (*mem_adress1*) содержит адрес ячейки для записи данных от модуля, другой (*mem_adress2*) – адрес ячейки для считывания и вывода данных на монитор. Значение регистра *mem_adress1* выставляется по переднему фронту тактового импульса модуля (*clk16*). Значение регистра *mem_adress2* выставляется по переднему фронту тактового импульса пикселя монитора (*clk25*). При этом на вход *WE* подаются импульсы идентичные импульсу *clk25*. На рис. 4.14 представлены временные диаграммы, поясняющие выше сказанное.

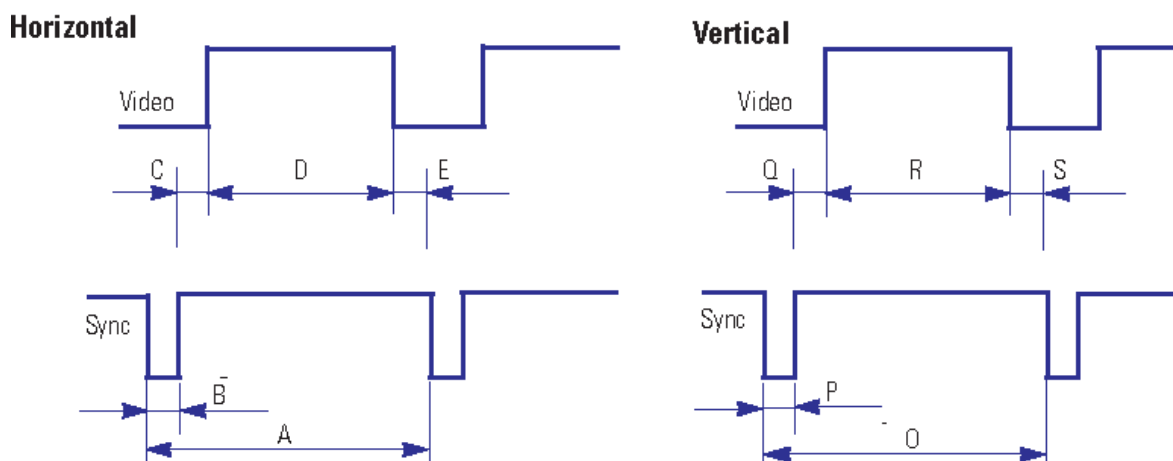


Рис. 4.13. Временные диаграммы для формирования изображения, при использовании стандарта VGA

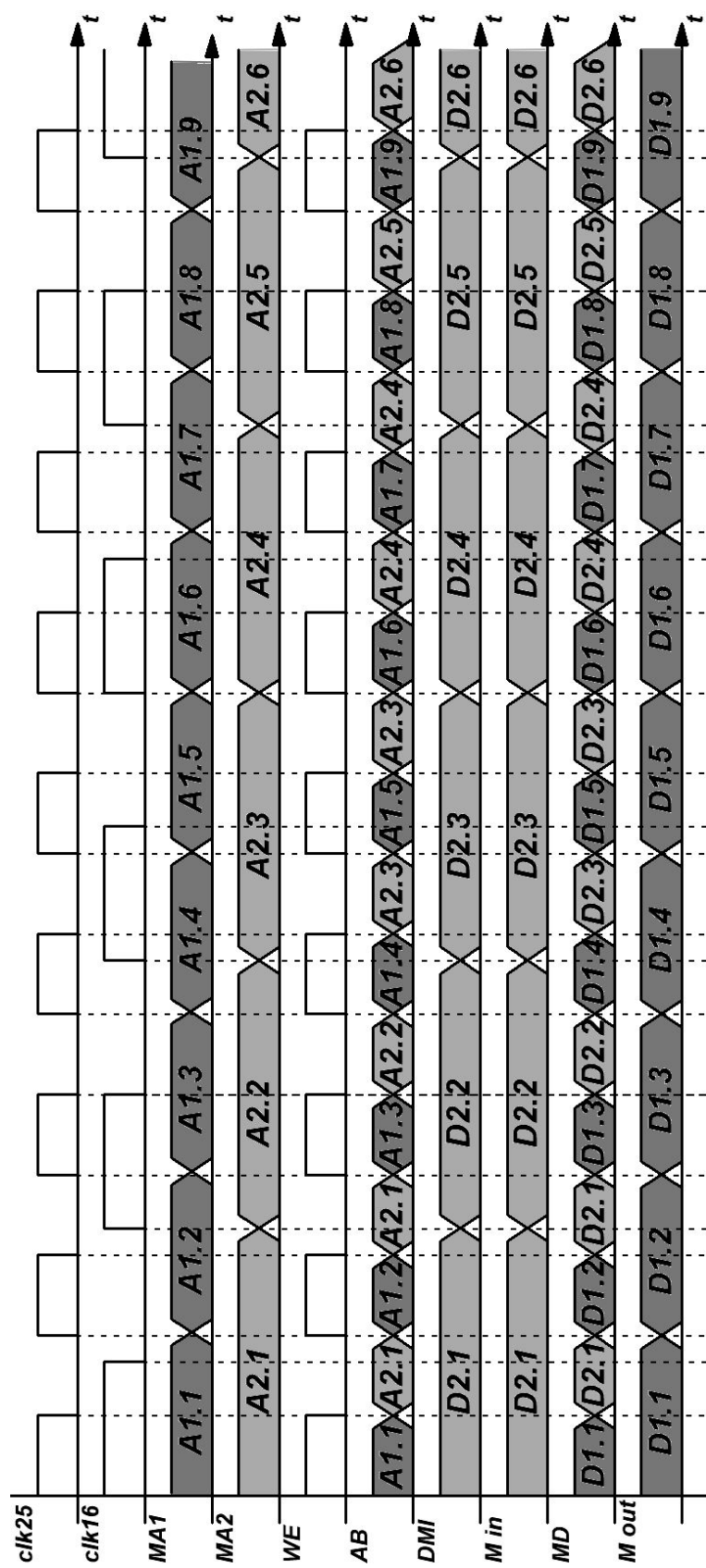


Рис. 4.14. Временные диаграммы, поясняющие принцип работы ИК-камеры с монитором VGA-формата (темно-серым обозначено значение данных, атакаже адрес ячейки для чтения, светло-серым – для записи)

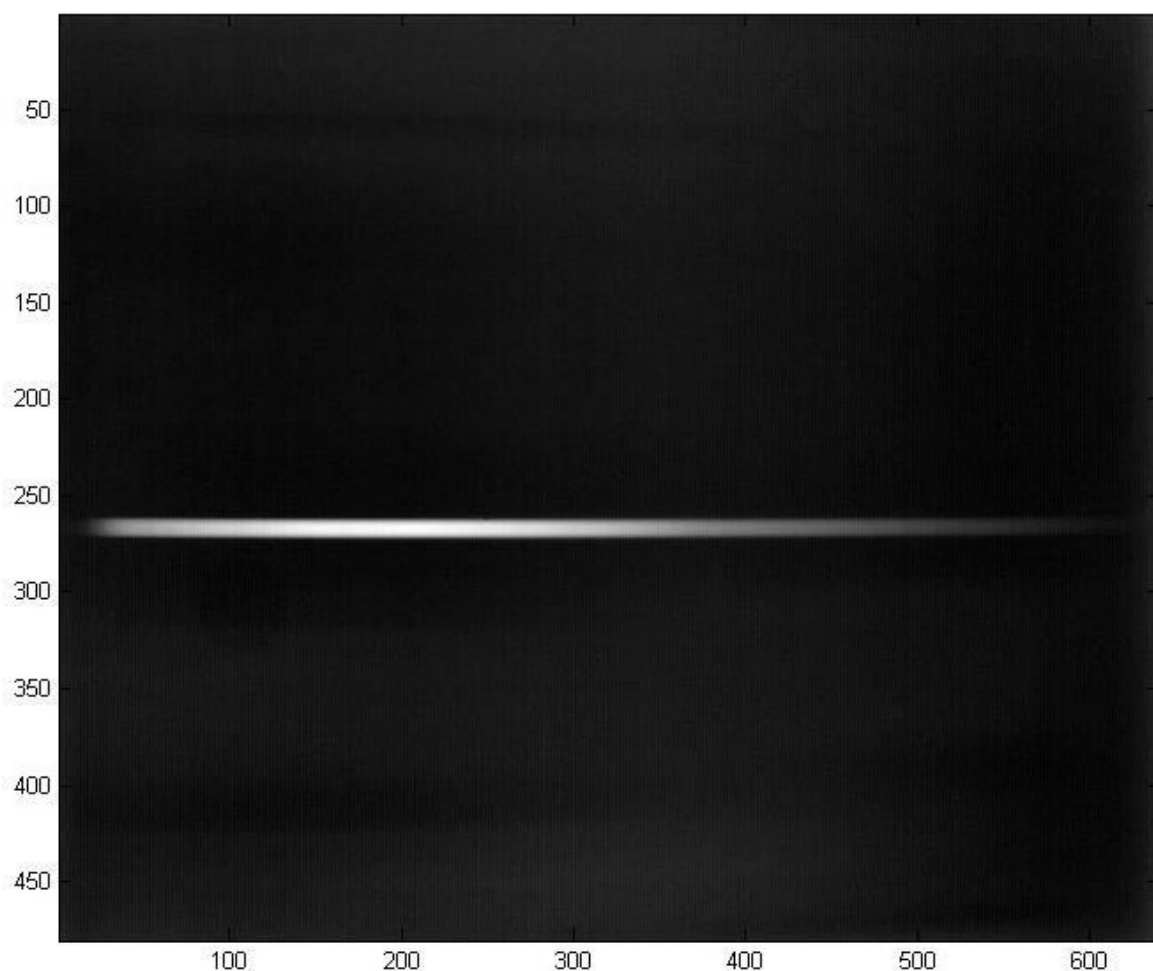


Рис. 4.15. Пример получаемого изображения спектра нагретого объекта.

Кроме вывода изображения на монитор, плата производит передачу видеоданных через *USB*-интерфейс в компьютер при помощи микросхемы *FT2232H*, работающую в режиме синхронного *FIFO* [35]. Данные, выводимые на экран, «перехватываются» микросхемой *FT2232H* и после переполнения стека микросхемы передаются пакетами по 1024 байта в компьютер. После передачи изображение сохраняется в память компьютера и происходит передача следующего изображения. В результате, в памяти компьютера содержится серия снимков, содержащих совокупность спектров пирометрируемого объекта. Пример получаемого изображения показан на рис. 4.15.

4.2. Описание экспериментальной установки для определения теплового поля поверхности для дальнего ИК-диапазона и измерения температуры движущихся объектов

Методика определения распределения температуры по поверхности, описанная в пп. 3.3, 3.4, может быть перенесена и в дальний ИК-диапазон длин волн. При этом диапазон измеряемых температур становится близким к комнатным.

Была поставлена цель, разработать установку, при помощи которой можно определить распределение температуры по поверхности объекта и определить температуру движущихся объектов. Схема установки для определения температурного поля аналогична схеме п. 3.1 (рис. 4.16). Отличия заключаются в использовании оптических приборов, предназначенных для дальнего ИК-диапазона. В её состав входят три объектива, полевая диафрагма в виде щели, отражательная дифракционная решетка, тепловизионный модуль *XTM-640*. Для измерения температурного поля двумерных объектов устройство снабжается поворотным зеркалом, которое производит сканирование вдоль горизонтальной координаты. При измерении температуры движущихся объектов из схемы удаляется щелевая диафрагма (рис. 4.17).

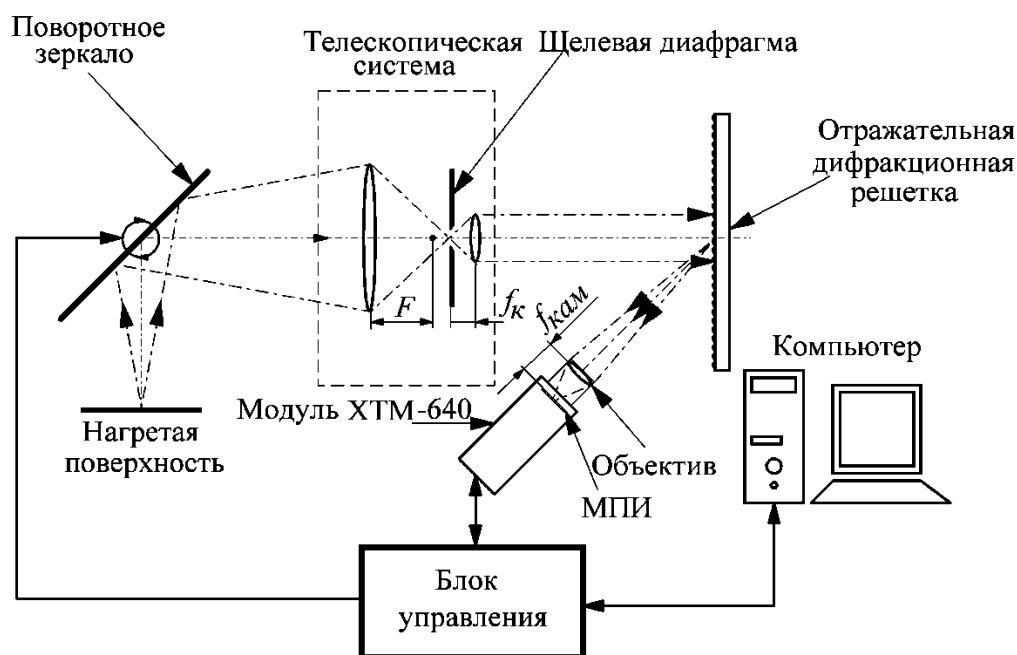


Рис. 4.16. Схема экспериментальной установки измерителя температурных полей в дальнем ИК-диапазоне.

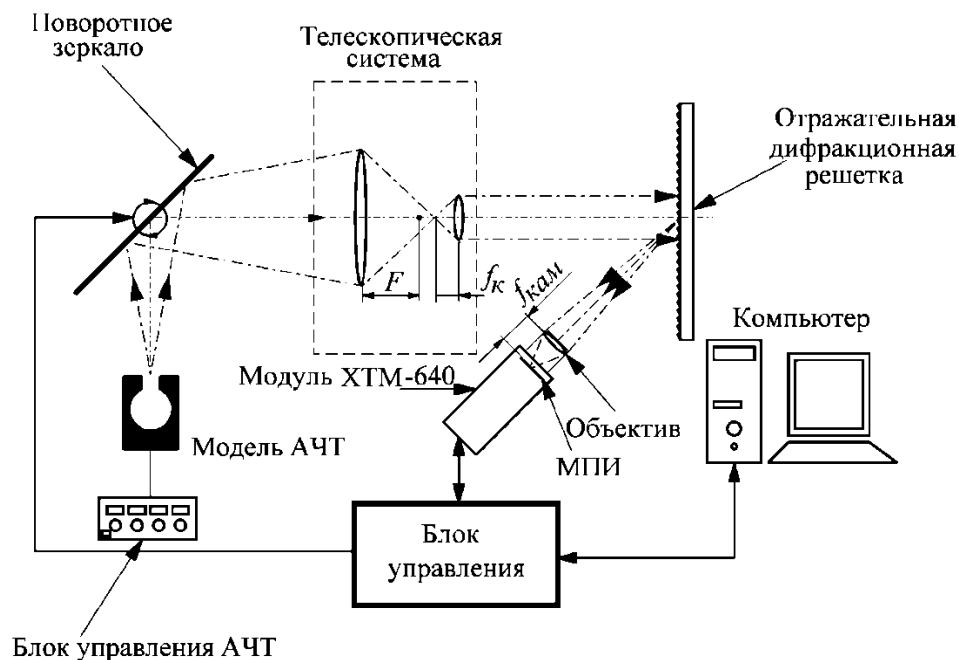


Рис. 4.17. Схема экспериментальной установки измерителя температуры движущихся объектов в дальнем ИК-диапазоне.

Для разложения излучения в спектр, идущего от нагретого тела используется дифракционная решётка. В видимом оптическом диапазоне наиболее распространено применение пропускающих решёток. Подложкой для таких решёток служит кварцевое оптическое стекло. Однако, в связи с тем, что в инфракрасной области спектра стекло практически полностью поглощает излучение, использовать такую решётку не представляется возможным. Использование в качестве подложки вещество, прозрачное в ИК области является дорогостоящим. Предпочтительнее применять отражательную дифракционную решётку, рабочий спектр которой лежит в дальнем ИК-диапазоне. Используемая дифракционная решётка имеет следующие параметры:

- 1) Размер: 80x70x10 мм
- 2) Количество штрихов на мм: 75.
- 3) Длина волны в блеске: 9.5 мкм
- 4) спектральный диапазон: 6.8 - 18.3 мкм

В качестве входного использован объектив типа *H4501A* фирмы «*Xenics*». Объектив имеет следующие параметры:

- Фокусное расстояние, $F = 40$ мм
- Относительное отверстие 1
- Минимальная дистанция фокусировки 1 м
- Угловое поле зрения 15.5°
- Диаметр оправы 58.2 мм
- Длина объектива 54.2 мм

В качестве объектива коллиматора применялся объектив *CN-4020* фирмы «*Xenics*», имеющий следующие параметры:

- Фокусное расстояние, $f_k = 18$ мм
- Относительное отверстие 1
- Диаметр оправы 18 мм
- Длина объектива 40 мм

Для формирования изображения на матрице использовался CN-4020 фирмы «Xenics».

Аналогично п. 3.1 для установки рис. 4.16 был проведен расчет размера изображения щели b' , создаваемой на матрице, по формуле (3.3). Его значение для размера щели $b = 50$ мкм оказалось равно 50 мкм. При этом значение разрешающей способности установки по формуле (3.4) равно 37 нм.

Для измерения ширины аппаратной функции спектральной установки рис. 4.16 было проведено моделирование фрагмента установки, а именно проводилось моделирование прохождения монохроматического излучения при длине волны 10.6 мкм через объектив-коллиматор, дифракционную решетку и объектив ИК-камеры. при длине волны 10.6 мкм (рис. 4.18). Моделирование проводилось в программе *TracePro* 6.0 фирмы *Lambda Research*. Измеренная ширина аппаратной функции установки по уровню 0,5 составила 60 нм. Такая величина для спектральной установки по сравнению с абсолютными значениями длин волн так же является достаточной.

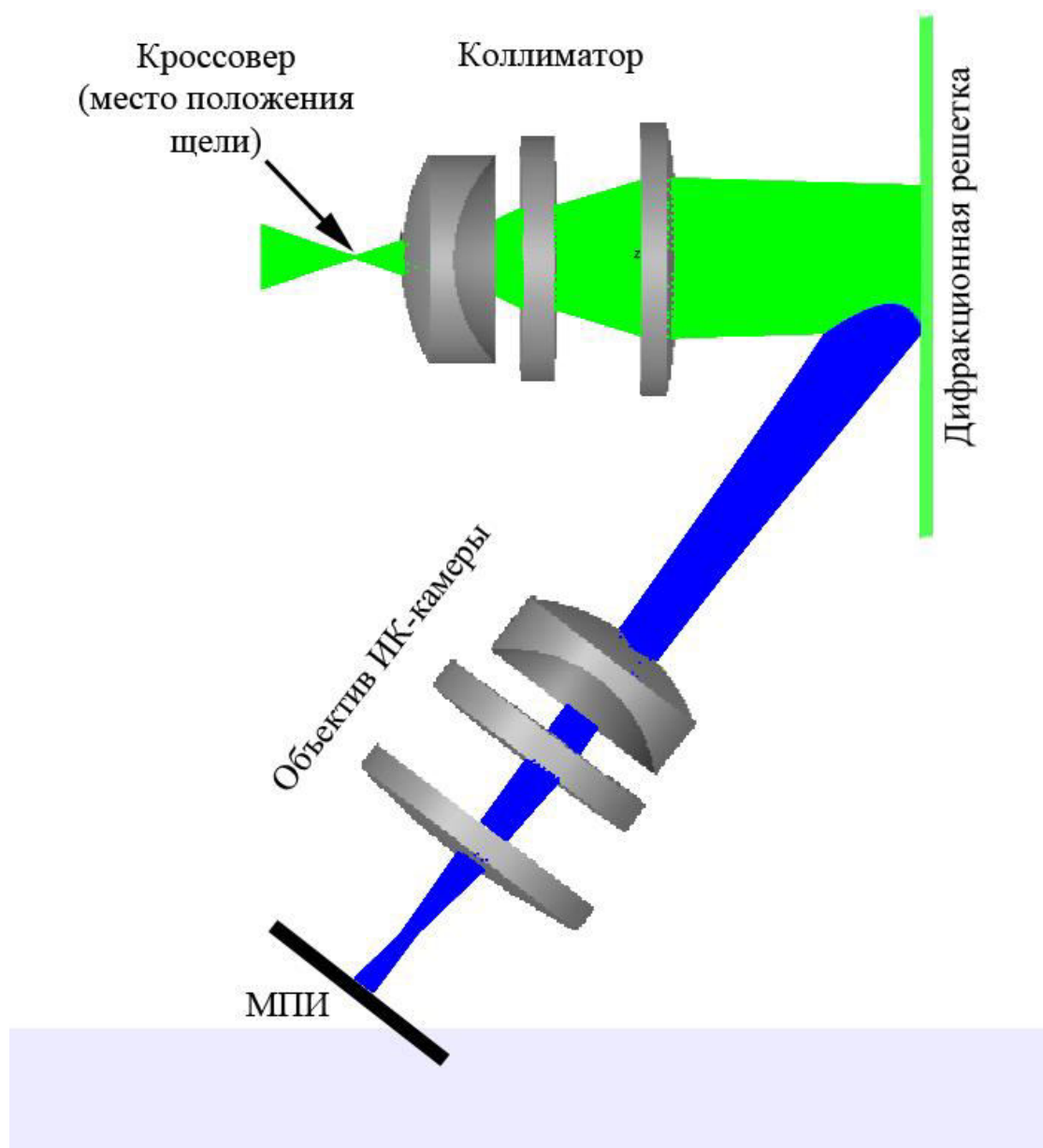


Рис 4.18. Моделирование фрагмента экспериментальной установки

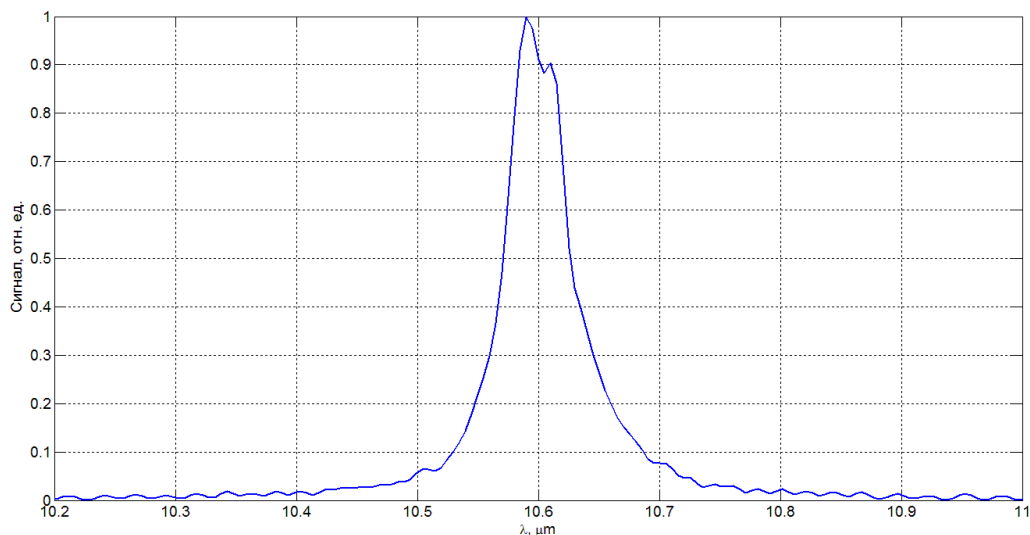


Рис 4.19. Аппаратная функция экспериментальной установки.

При регистрации спектра излучения необходимо проводить его привязку к шкале длин волн. Существует несколько способов. Традиционно перед каждым измерением полученного от дифракционной решётки полосы спектра применяют узкополосные фильтры. В оптическом диапазоне длин волн в качестве таких элементов применяются интерференционные фильтры. Каждый фильтр пропускает узкий участок спектра с максимумом пропускания на конкретной длине волны. При градуировке шкалы длин волн производят последовательную регистрацию излучения, прошедшего через фильтр и по пику излучения в полученном спектре находят длину волны.

На рис. 4.20 представлена функция пропускания одного из таких фильтров.

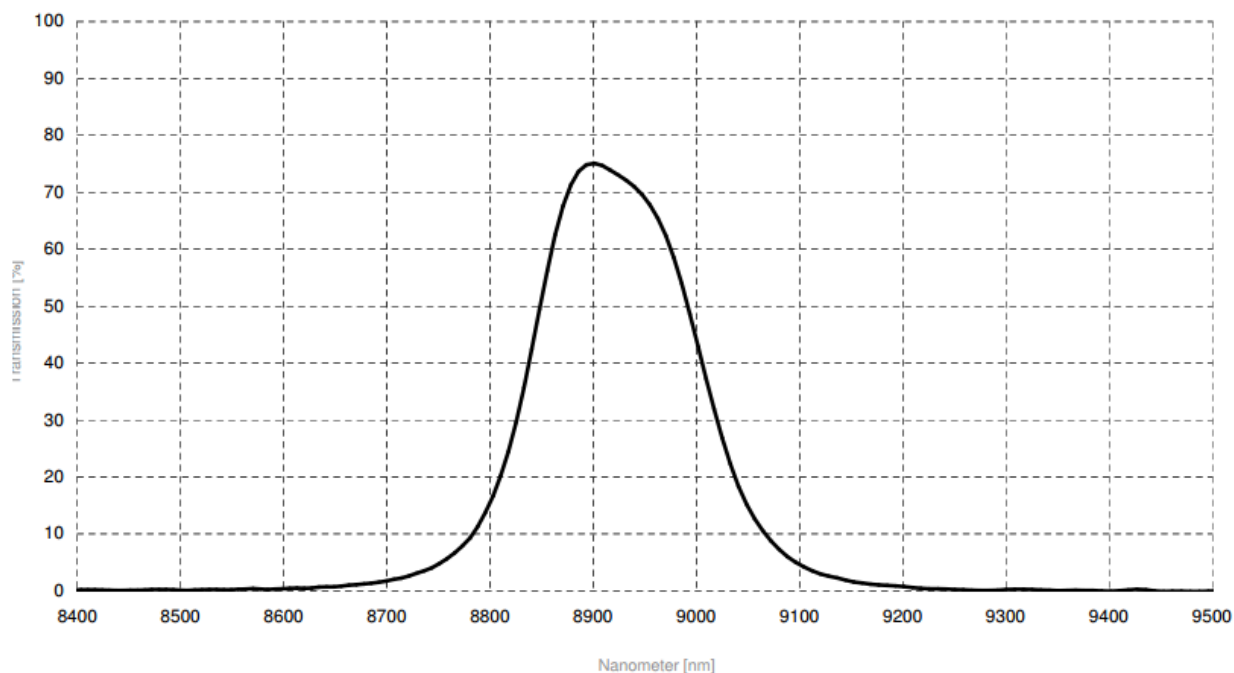


Рис. 4.20. Пример функции пропускания узкополосного фильтра *NB-8925-175 nm* фирмы «*Spectrogon*» для области длин волн 8-14 мкм.

Однако при регистрации спектра излучения движущихся объектов, использование узкополосных фильтров невозможно в силу того, что необходима одновременная регистрация спектра излучения и привязка к шкале длин волн.

Для видимой области длин на кафедре Электронные приборы НИУ МЭИ [36] разрабатывается метод по измерению температуры движущихся объектов. Предлагается использовать цветные матричные приемники с *RGB*-фильтрами Байера. Благодаря известной структуре цветовой матрицы, представленной на рис. 4.21, при падении излучения на матрицу формируется изображение, имеющее три цветовые составляющие. Используя информацию о спектральных характеристиках каждой из подматриц, поступающую по 3-м независимым цветовым каналам, можно определить значение длины волны, соответствующее положению максимума чувствительности ($\max R$, $\max G$, $\max B$) для каждого типа подматрицы. Именно эти значения $\lambda_{\max R}$, $\lambda_{\max G}$,

λ_{maxB} и используются для привязки спектра теплового излучения к шкале длин волн [37]. К примеру, на рис. 4.22 показаны характеристики, взятые из [38], по которым можно найти λ_{maxR} , λ_{maxG} , λ_{maxB} .

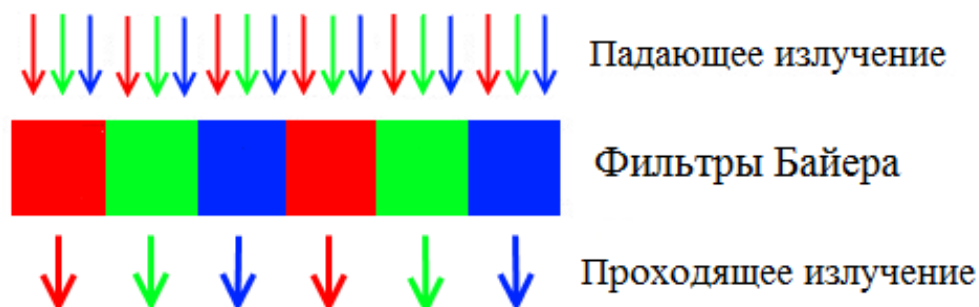


Рис. 4.21. Структура фильтра матрицы

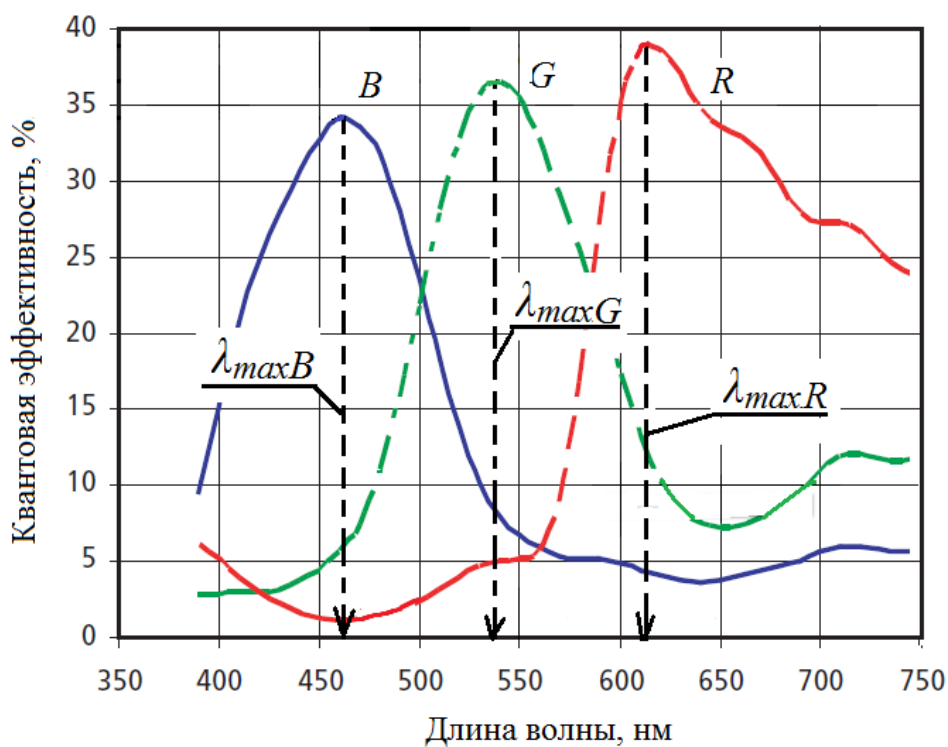


Рис. 4.22. Квантовая эффективность матрицы фирмы *Micron Technology* типа *MT9T031P12ST*

В настоящее время для дальней ИК-области матричные приемники с подобной структурой фильтров не выпускаются.

В ИК спектрометрии для поверки приборов используют так называемые плёнки полистирола. Полоса пропускания подобной плёнки 86 толщиной 0.09 мм имеет в соответствии с ГОСТ 20282- вид, показанный на рис. 4.23 [39].

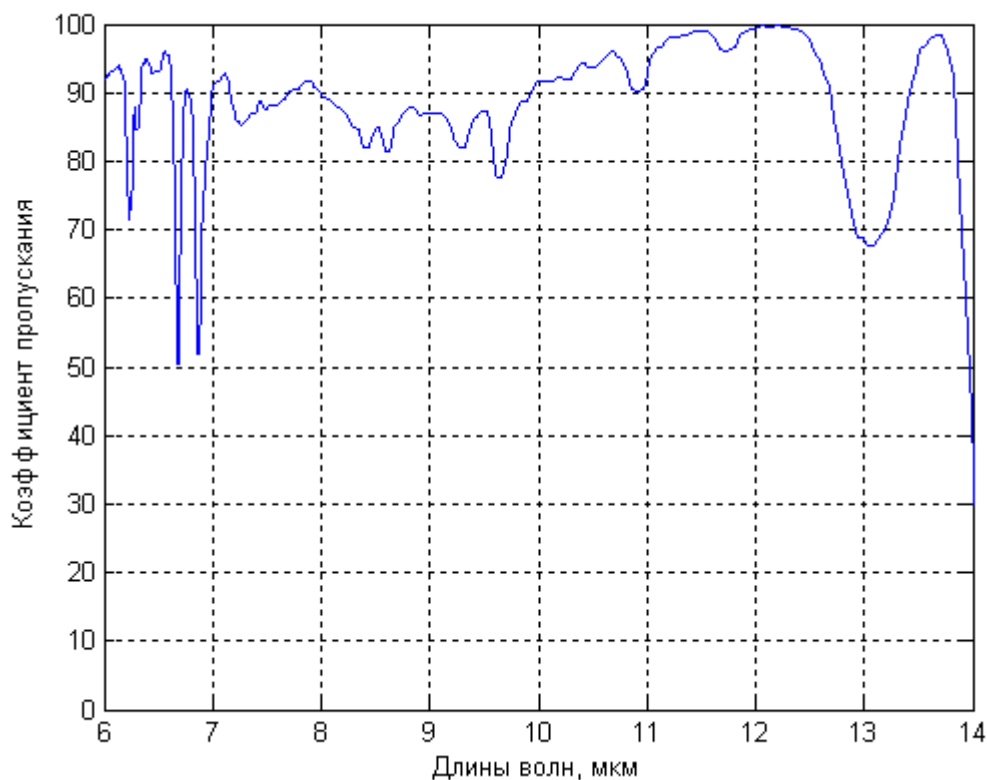


Рис. 4.23. Спектральная функция пропускания полистирола.

В области 8-14 микрон наиболее ярко выражены следующие пики поглощения:

- 1) 8.39 мкм (80% пропускания)
- 2) 8.59 мкм (80% пропускания)
- 3) 9.311 мкм (80% пропускания)
- 4) 9.656 мкм (77% пропускания)
- 5) 13.08 мкм (67% пропускания)

Другим способом градуировки шкалы длин волн может быть использование узкополосных заграждающих фильтров (рис. 4.24). Однако спрос на такой вид продукции крайне низок, поэтому изготовление таких фильтров производится на заказ и имеет высокую стоимость.

При градуировке такими фильтрами и пленкой полистирола часть информации о спектре может быть утеряна.

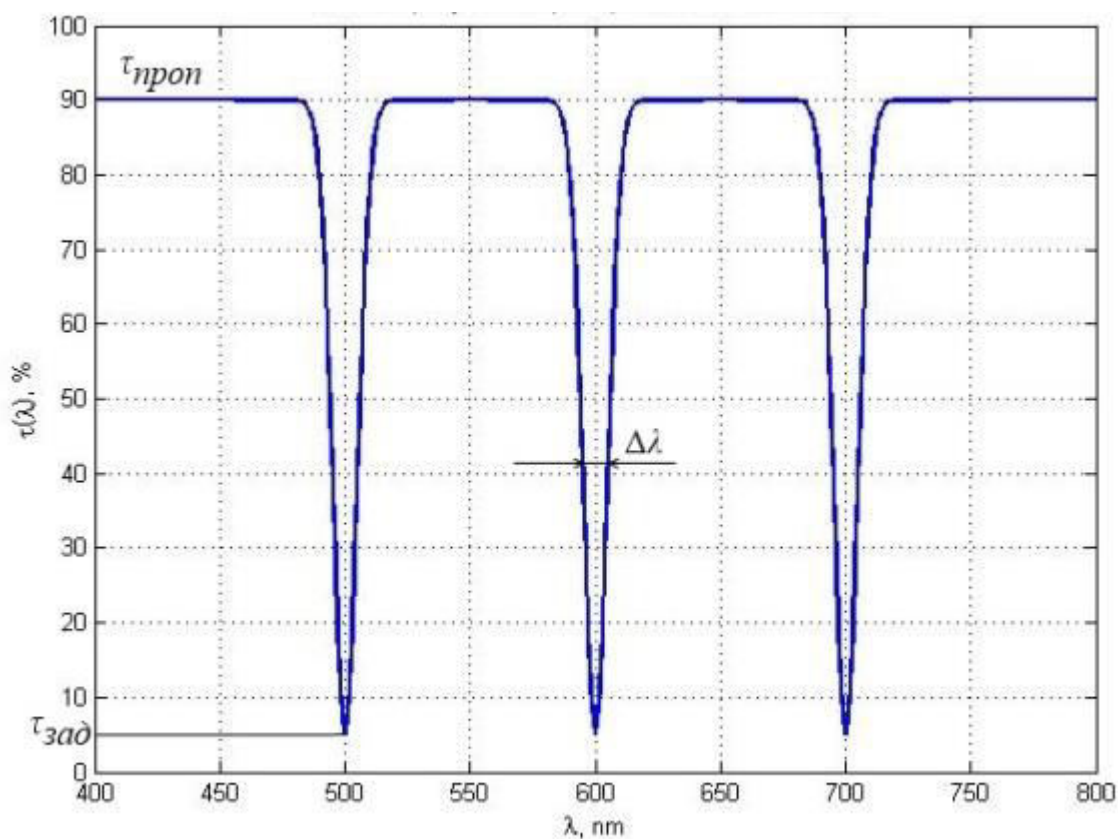


Рис. 4.24. Спектральная функция пропускания полосно-заграждающего фильтра.

Наиболее предпочтительным способом является использование широкополосных интерференционных фильтров (рис. 4.25). Такой вид фильтров широко используется в спектрометрии, поэтому данный вид продукции изготавливается в больших масштабах и имеет невысокую стоимость [40].

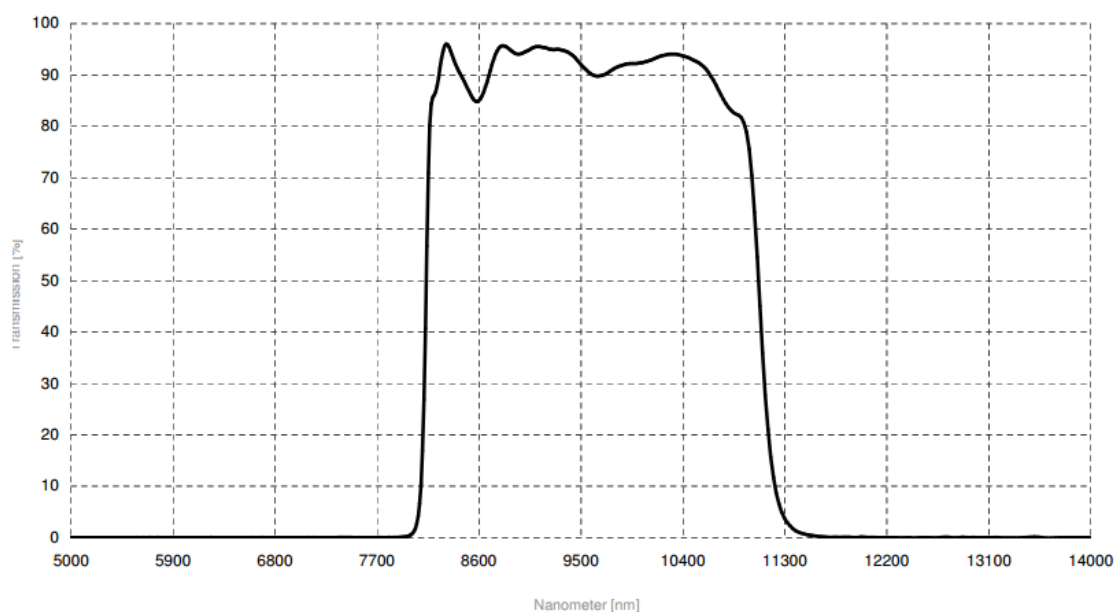


Рис. 4.25. Спектральная функция пропускания широкополосного фильтра типа *BBP-8000-11000 nm* фирмы «*Spectrogon*».

Использование такого фильтра позволяет произвести градуировку, благодаря известным значениям на краях полосы пропускания. К тому же, фильтр в полосе пропускания слабо искажает регистрируемый спектр излучения (рис. 4.25), поэтому можно производить привязку к шкале длин волн и определять температуру, используя один и тот же кадр. Этот способ калибровки шкалы длин волн предпочтителен при регистрации спектра движущегося объекта, когда изображение спектра перемещается по полю матричного приемника.

Для проведения амплитудной калибровки использовалась модель АЧТ типа *M-360* фирмы «*Mikron Infrared*». Температура излучения модели АЧТ, при которой производилась калибровка спектра и поиска искажающей функции, равнялась 140 °С (413 К). Полученная искажающая функция для одной произвольно выбранной строки показана на рис. 4.26.

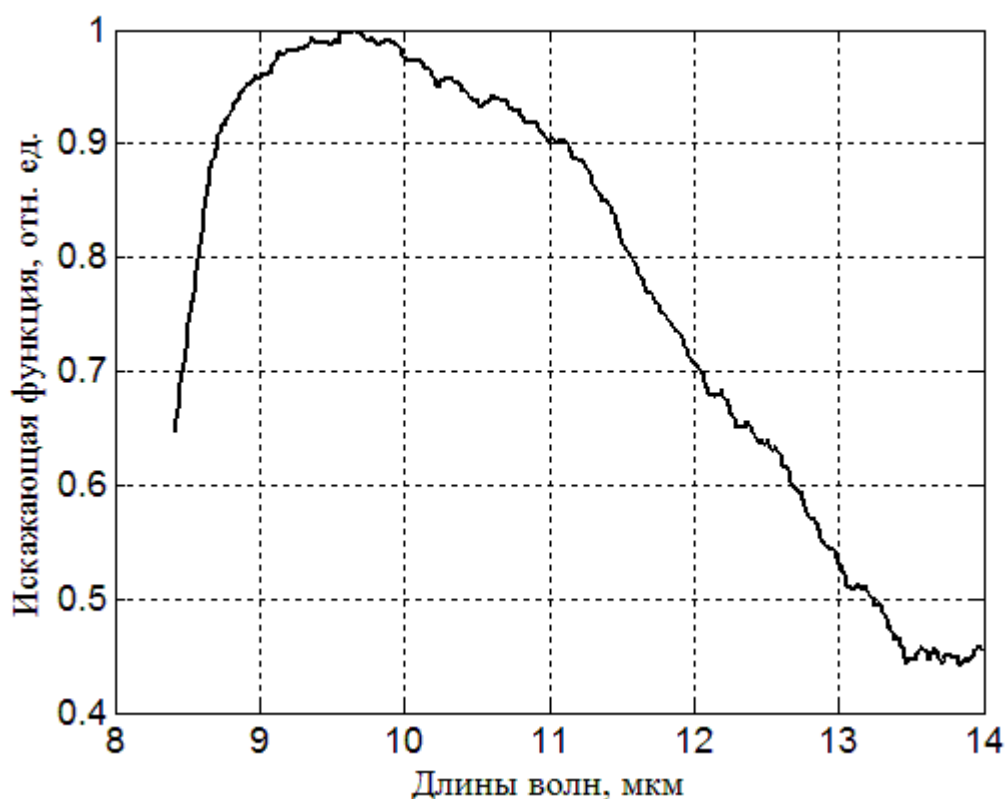


Рис. 4.26. График зависимости искажающей функции установки от длины волны для одной произвольно выбранной строки.

Аналогично видимому диапазону (рис. 3.4) был получен рельеф искажающих функций для каждой строки.

Исходя из вышесказанного, была сконструирована установка для измерения термодинамического температурного поля и измерения термодинамической температуры движущихся объектов, обладающая следующими параметрами:

Угол зрения по вертикали:	11.6°
Угол зрения по горизонтали при ширине щели 50 мкм:	4.21°
Угол зрения по горизонтали при отсутствии щели	15.5°
Предельная разрешающая способность при ширине щели 50 мкм:	37 нм
Ширина аппаратной функции на длине волны 10.6 мкм	60 нм
Количество отсчетов в спектре:	640
Максимальное количество одновременно регистрируемых спектров:	480
Вырезаемый щелью шириной 50 мкм участок пространства на	

расстоянии 2 м

5 мм

Динамический диапазон приемника

9.66 дБ

4.3. Определение температурного рельефа поверхности в дальнем ИК-диапазоне

После проведения необходимых калибровок производилось определение температурного поля. Объектом исследования в дальней ИК-области было температурное распределение по поверхности тела человека: вдоль человеческого пальца. Тело человека является примером сложной неравновесной термодинамической системы, в которой открытые периферические участки находятся в постоянном взаимодействии с окружающей средой, характеризующейся изменением температуры, влажности и других параметров. При реализации физической терморегуляции проявляются такие биофизические явления как изменение объема и скорости движения крови в поверхностных сосудах, а также выделение и испарение жидкости с поверхности кожи. Указанные процессы приводят к температурным изменениям на поверхности тела, которые с помощью разрабатываемого метода измерения температурного поля могут быть не только визуализированы, но и охарактеризованы количественно.

На рис. 4.27 проиллюстрированы последовательности действий при измерении температурного поля. При помощи щелевой диафрагмы (см. рис. 4.16) на промежуточном изображении (рис. 4.27, а) вырезалась интересующая область (рис. 4.27, б). Далее излучение от каждого элементарного участка интересующей области раскладывалось в спектр отражательной дифракционной решеткой, который регистрировался ИК-камерой. Полученное ИК-камерой изображение (рис. 4.27, г) поступало по протоколу *USB* в персональный компьютер, где в дальнейшем проводилась обработка спектров и определение температурного поля.

При помощи полученного предварительно рельефа искажающих функций были исправлены совокупности спектров (рис. 4.27, в). Далее при

помощи методов, описанных выше, проведено определение распределения температуры (рис. 4.27, д). В контрольных точках проводились измерения с помощью термопары. Видно, что температура края пальца ниже основной температуры, которая близка к комнатной температуре.

Как и в случае с видимым диапазоном длин волн методика, показанная выше, позволяет не только определить температурное поле, но и форму спектрального коэффициента излучения в каждой точке. Для примера были выбраны три точки на расстоянии 20, 40 и 60 мм от основания (рис. 4.27, а, б, в, д). Спектральный коэффициент излучения кожи довольно хорошо изучен и в дальнем ИК-диапазоне близок к единице. На рис. 4.28 сравнительная картина формы экспериментальной и справочной спектральных зависимостей коэффициента излучения. Значения измеренной температуры отмечены различными цветами: на расстоянии 20 мм – красным, 40 мм – зеленым, а на расстоянии 60 мм – черным.

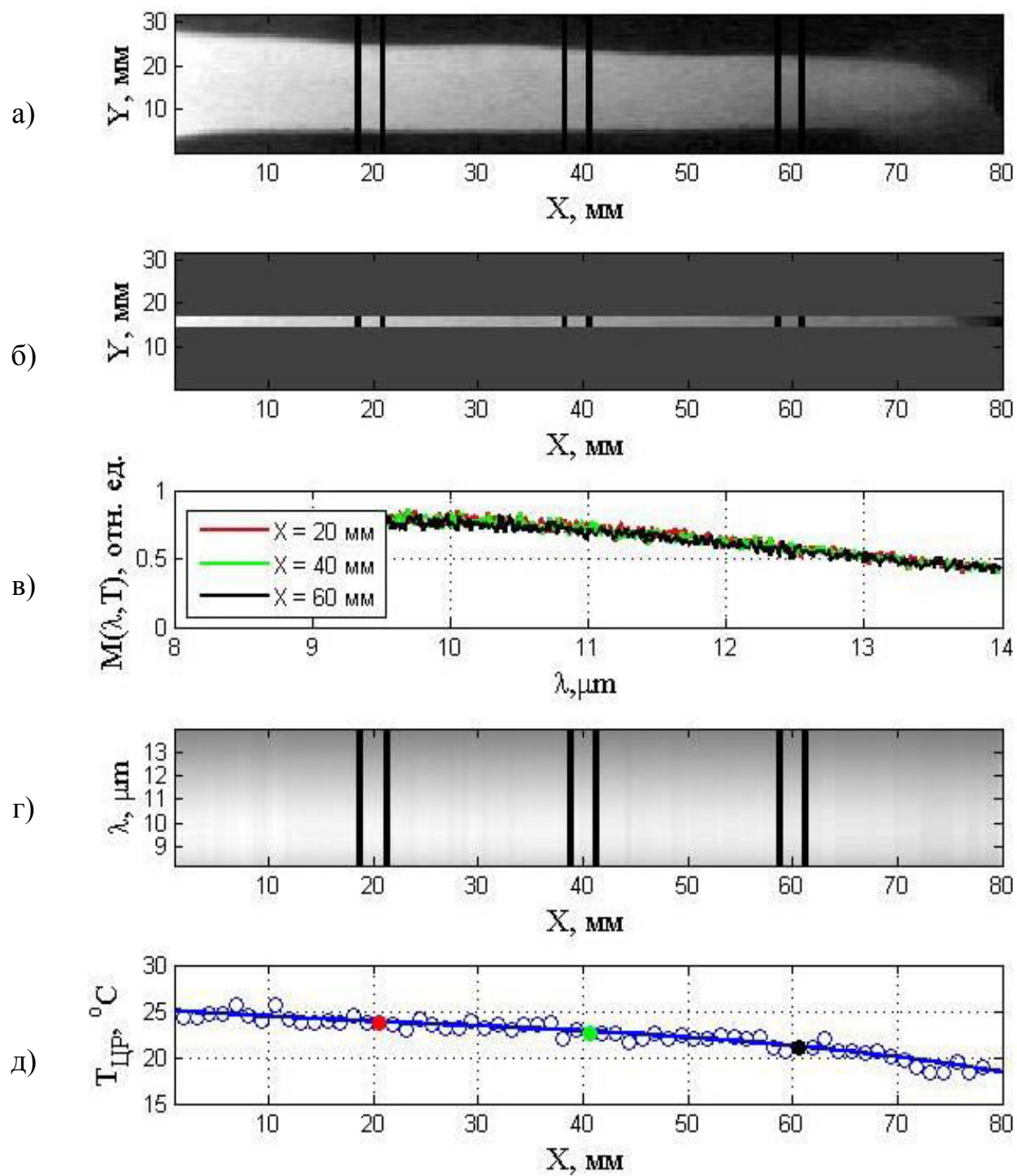


Рис. 4.27. Процесс проведения измерения температуры вдоль человеческого пальца.

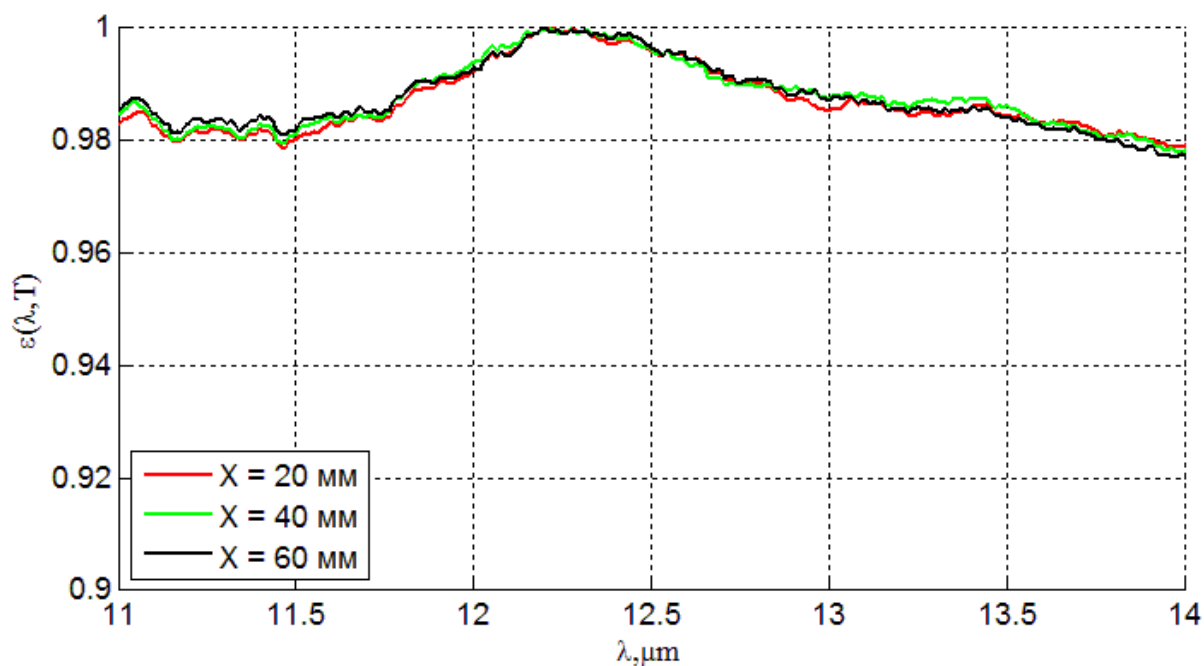


Рис. 4.28. Нормированная экспериментальная спектральная зависимость коэффициента излучения.

4.4. Методика определения температуры движущихся объектов

Во многих технологических процессах требуется быстрое определение температуры движущихся объектов. Данная задача возникает в металлургии, при производстве изделий из стекла, при идентификации и сопровождении летательных аппаратов, комет, метеоритов и др.

Традиционные методы, при решении задачи определения температуры движущихся объектов, могут наталкиваться на ряд проблем. Среди них стоит отметить потребность методов в знании априорной информации о коэффициенте излучения, влияние на результаты измерения спектра пропускания атмосферы.

Разрабатываемый в последние десятилетия в НИУ МЭИ спектральный метод пирометрии позволяет проводить такие измерения.

Рассматриваемый метод определения термодинамической температуры движущихся объектов является модификацией описанных выше методов. Суть метода состоит в следующем: если изображение квазиточечного

объекта движется перпендикулярно строкам фоточувствительной матрицы (вдоль штрихов дифракционной решетки), то спектр объекта перемещается последовательно по строкам фоточувствительной матрицы. Т. е. вслед за передвижением объекта, будет перемещаться изображение спектра, проецируемое на поверхность матричного приемника (рис. 4.29). В результате камера регистрирует изображения спектров, получаемых от квазиточечного объекта в различные моменты времени. Анализ полученных спектров позволяет получить значение термодинамической температуры в соответствующие моменты времени. Если температура рассматриваемого объекта меняется в процессе движения, то такой метод позволяет измерять значения температуры движущегося объекта в различные моменты времени.

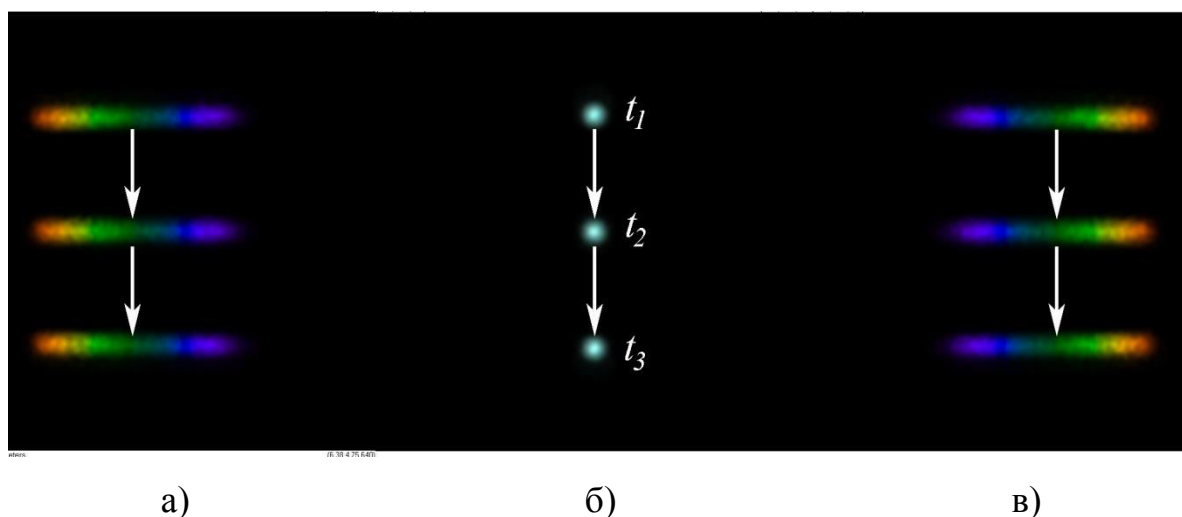


Рис. 4.29. Перемещение пирометрируемого объекта в видимом диапазоне длин волн:

- а) – перемещение изображения спектра собственного теплового излучения объекта в -1 порядке;
- б) – перемещение изображения объекта (0 порядок);
- в) – перемещение изображения спектра собственного теплового излучения объекта в 1 порядке.

Если необходимо измерить температуру квазиточечного пирометрируемого объекта, перемещающегося по произвольной траектории, то из области промежуточного изображения убирается щелевая диафрагма.

Тогда вслед за передвижением объекта, будет перемещаться изображение спектра, проецируемое на поверхность матричного приемника. Однако теперь во время каждой регистрации необходимо заново производить привязку шкалы длин волн к спектру. Это становится возможным благодаря использованию полоснопропускающего фильтра типа *BBP-8000-11000 nm* фирмы «*Spectrogon*». Фильтр имеет строго фиксированные значения длин волн по краям полосы пропускания (на уровне половины максимума пропускания фильтра), равные $\lambda_1 = 8.28673$ мкм и $\lambda_2 = 10.9191$ мкм. Рабочая область, вырезаемая фильтром, оптимально подходит для измерений, т. к. и монохроматическая чувствительность используемого приемника типа *UL 04 32 2* фирмы «*Ulis*» и спектральная плотность мощности, характерная для комнатных температур в этом диапазоне длин волн являются максимальными (рис. 4.30). Спектр оказывается обрезанным, и его края будут соответствовать границам пропускания фильтра.

Таким образом, можно измерять точные значения температуры объекта в любой точке пространства, попавшей в поле зрения устройства.

Для того чтобы проводить измерение температуры подвижных объектов в дальней ИК-области была использована установка, показанная на рис. 4.17.

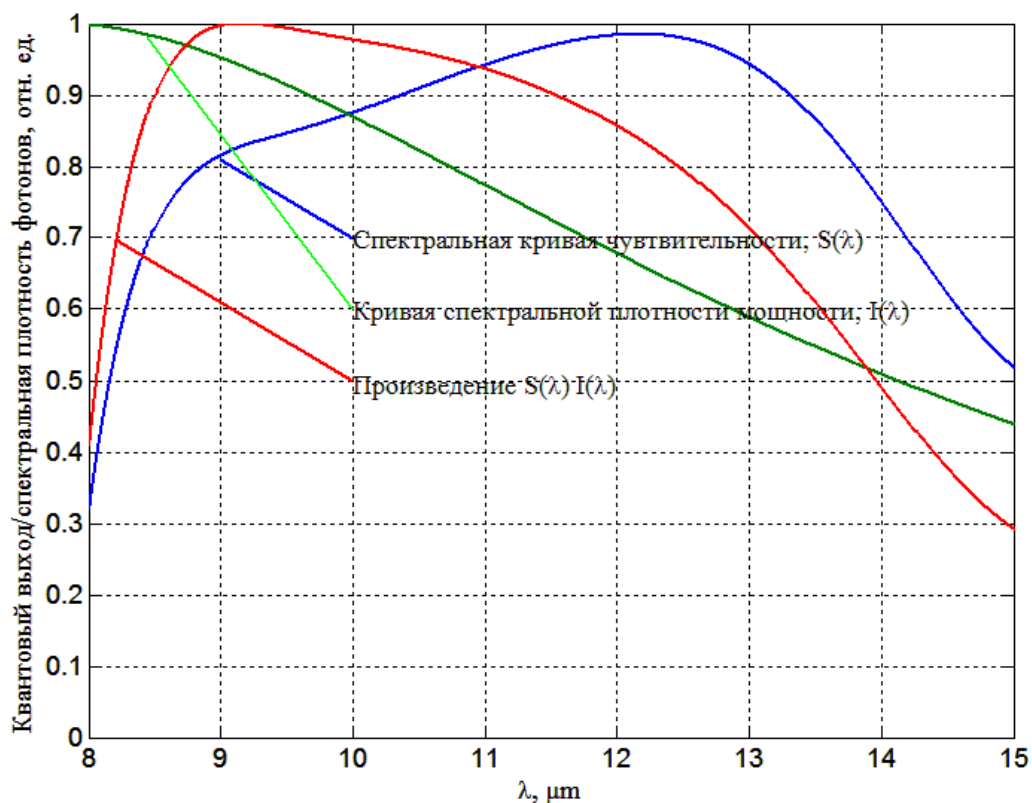


Рис. 4.30. К обоснованию выбора рабочего спектрального диапазона в дальней ИК-области.

Рис. 4.31, а) иллюстрирует перемещение изображения нагретого объекта по полю матричного приемника в моменты времени t_1 и t_2 . На рис. 4.31, б) Представлены изображения двух спектров теплового излучения от передвигающегося нагретого объекта, полученные в моменты времени t_1 и t_2 . При этом шкала длин волн, задаваемая значениями λ_1 и λ_2 , будет всегда следовать за спектром по полю кадра. В данном случае движение объекта производится вдоль вертикальной линии, означающее неподвижность шкалы длин волн.

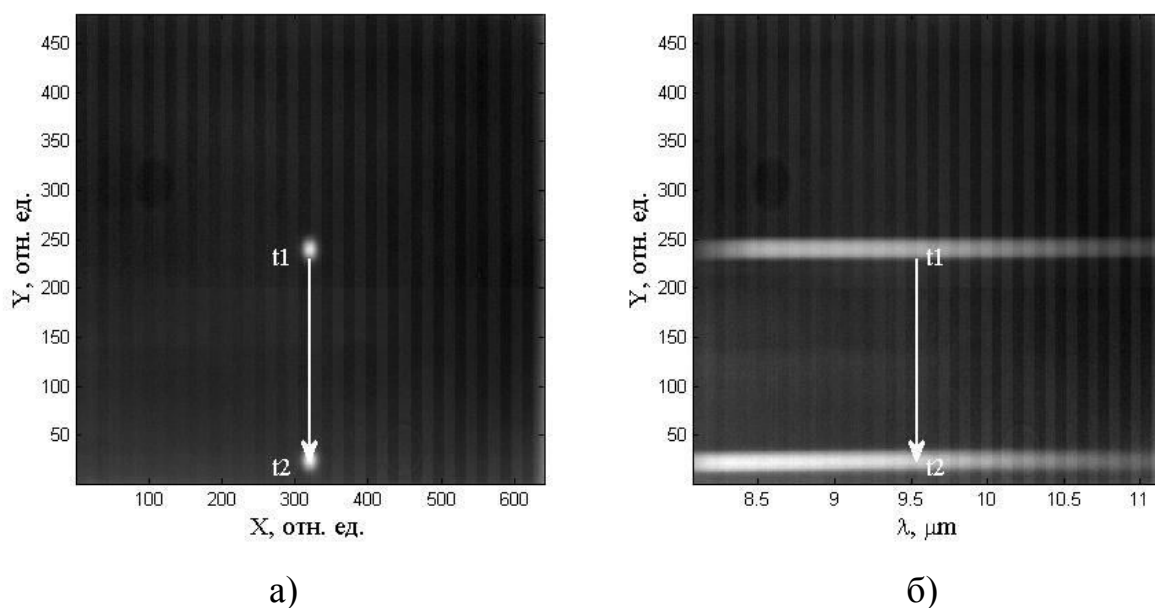


Рис. 4.31. Перемещение пирометрируемого объекта:

- а) – перемещение изображения объекта;
 б) – перемещение изображения спектра собственного теплового излучения объекта.

Экспериментальная проверка работоспособности методики проводилась с использованием модели АЧТ в качестве источника излучения. Для имитации движения использовалось поворотное зеркало.

Сигнал, поступающий с ТПВ камеры, оцифровывался и вводился в компьютер. Обработка данных о спектре собственного теплового излучения объекта и определение проводилось по методу спектральных отношений (см. п. 2.4). Так, например, при температуре АЧТ $T_{\text{АЧТ}} = 403 \text{ K}$ полученное значение наиболее вероятной температуры в центре кадра составило $T = 402 \text{ K}$, а в нижней области (момент времени t_2) $T = 405 \text{ K}$.

Как видно, значения получаемых температур в периферийных областях матрицы значительно отличались от температур, определенных по спектру, находящемуся в центре изображения. Это обстоятельство вызвано неоднородностью чувствительности по полю кадра ТПВ-камеры, обусловленной оптическим звеном. Для получения более точных значений

температур необходимо проводить коррекцию исходного изображения спектра с учетом неравномерного распределения чувствительности матричного приемника.

4.5. Исследование возможности расширения углового поля зрения на основе ИК-камер

Для обеспечения измерения температурных изменений объектов с большим угловым перемещением за время измерений важную роль играет не только быстродействие оптико-электронной системы (ОЭС), но и рабочее угловое поле зрения оптического звена. Попытки увеличить угол зрения наталкивается на противоречие, связанное с необходимостью уменьшения фокусного расстояния объективов ОЭС, что сопровождается снижением пространственного разрешения (разрешающей способности) ОЭС. Поэтому задача повышения углового поля зрения является весьма актуальной и требует разрешения.

Следящие видеосистемы кроме обзора окружающего пространства в реальном масштабе времени способны обнаруживать, отслеживать движущиеся объекты и давать информацию о них. Основной задачей развития таких систем является получение наиболее полной и точной информации о целях в окружающем пространстве при одновременном повышении предельно возможного увеличения поля зрения с сохранением высокого пространственного разрешения. Одним из путей расширения поля зрения является применение в ОЭС видеонаблюдения нескольких ТВ-камер. Большинство систем в настоящее время использует раздельное расположение камер видеонаблюдения, что может привести к частичной потере информации об объекте наблюдения и в дальнейшем усложнить анализ полученной информации. Оптимальное решение, позволяющее получать единое видеоизображение пространства – многоканальная панорамная оптико-электронная система (ПОЭС).

Поэтому одной из задач был поиск путей и разработка принципов построения образцов фоточувствительных приемников на базе

микроболометрических тепловизионных матриц и, в частности, схем построения оптического звена ОЭС для области спектра 8 – 14 мкм с повышенными углами зрения и пространственным разрешением, существенно превышающем пространственное разрешение новейших зарубежных матриц.

В основу разрабатываемой концепции положен принцип сшивания углов зрения отдельных ИК-приемников (камер) в единое поле зрения, что должно позволить увеличить массив фоточувствительных приемников пропорционально количеству используемых тепловизионных камер (модулей). В работе рассматриваются два типа схем построения оптического звена:

тип 1 – линейное расширение углового поля зрения за счет расположения нескольких ИК-приемников изображения, оптические оси которых лежат в одной плоскости.

тип 2 – одновременное расширение углового поля зрения по углу места и по азимуту, пропорциональное количеству используемых камер, оптические зрачки и оптические оси образуют матрицу форматом 2x2; 2x3; 3x3 и т. д.

Каждый их рассмотренных типов «распадается» на два подтипа:

- подтип со сходящимися оптическими осями;
- подтип с расходящимися оптическими осями.

Основное внимание уделено построению четырехканального оптического звена с расширенными углами зрения. Это оптическое звено типа 1, в котором 4 приемника ИК-изображения образуют матрицу 4x1, в которой оптические оси лежат в одной плоскости, и оптическое звено, в котором 4 приемника ИК-изображения образуют матрицу 2x2. В работе рассмотрены оба возможных подтипа построения указанных выше разновидностей оптического звена.

Оптическое звено со сходящимися оптическими осями и угловые параметры тепловизионной камеры

Схема построения четырехканального панорамного оптического звена на базе микроболометрических матриц со сходящимися оптическими осями представлена на рис. 4.32. Для построения оптического звена со сходящимися оптическими осями необходимо определить основные углы поля зрения модуля. По формулам (4.2), (4.3) и (4.4) можно рассчитать значения горизонтального угла α_{HFOV} и вертикального угла α_{VFOV} , а так же диагонального угла α_{DFOV} зрения приемника типа *UL 04 32 2* фирмы «*Ulis*» с 18 мм объективом (рис. 4.33, 4.34) [29]:

$$\alpha_{HFOV} = 2 \cdot \arctg \left(\frac{l_h}{2 \cdot f} \right) \quad (4.2)$$

$$\alpha_{VFOV} = 2 \cdot \arctg \left(\frac{l_v}{2 \cdot f} \right) \quad (4.3)$$

$$\alpha_{DFOV} = 2 \cdot \arctg \left(\frac{\sqrt{l_h^2 + l_v^2}}{2 \cdot f} \right) \quad (4.4)$$

где: l_h , l_v – горизонтальный и вертикальный размер чувствительной области соответственно. При $l_h = 10.88$ мм и $l_v = 8.16$ мм, а так же $f = 18$ мм полученные значения составляют:

$$\alpha_{HFOV} = 33.63^\circ \quad (4.5)$$

$$\alpha_{VFOV} = 25.54^\circ \quad (4.6)$$

Это случай, когда широкая сторона матрицы соответствует длине строки. Далее необходимо определить значения горизонтального α_{HFOV_F} и вертикального α_{VFOV_F} углов, определяющих границы поля зрения. Их расчет производится по следующим формулам (рис. 4.35):

$$\alpha_{HFOV_F} = 2 \cdot \arcsin \left(\frac{l_h \sin \left(\frac{\alpha_{DFOV}}{2} \right)}{\sqrt{l_v^2 + l_h^2}} \right) \quad (4.7)$$

$$\alpha_{VFOV_F} = 2 \cdot \arcsin \left(\frac{l_v \sin \left(\frac{\alpha_{DFOV}}{2} \right)}{\sqrt{l_h^2 + l_v^2}} \right) \quad (4.8)$$

На рис. 4.33 представлена схема, поясняющая связь геометрических размеров фоточувствительной матрицы с горизонтальным и вертикальным углами обзора. Рис. 4.34 иллюстрирует диагональный угол обзора. На рис. 4.35 изображена пирамида, грани которой иллюстрируют горизонтальный и вертикальный углы α_{HFOV_F} и, соответственно, α_{VFOV_F} , которые определяют границы поля зрения тепловизионной камеры.

Значения этих углов для используемой в работе тепловизионной камеры с матрицей типа *UL 04 32 2* составляют:

$$\alpha_{HFOV_F} = 32.85^\circ \quad (4.9)$$

$$\alpha_{VFOV_F} = 24.48^\circ \quad (4.10)$$

Оптическое звено со сходящимися оптическими осями, находящимися в одной плоскости

Для построения 4-канального оптического звена со сходящимися оптическими осями, находящимися в одной плоскости (4x1) (рис. 4.36, 4.37) необходимо, чтобы угол между оптическими осями составлял $\alpha_{HFOV} = 33.63^\circ$ (рис. 4.38). При этом «сшивание» будет проводиться по столбцам изображений от каждой камеры, что позволяет создать систему с максимально возможным углом обзора по горизонтали. Однако, если необходимо высокое разрешение по вертикали, каждую камеру можно расположить так, чтобы большая сторона ИК-матрицы была ориентирована вертикально. Тогда сшивание должно проводиться по строкам и угол между оптическими осями должен составлять $\alpha_{VFOV} = 25.54^\circ$.

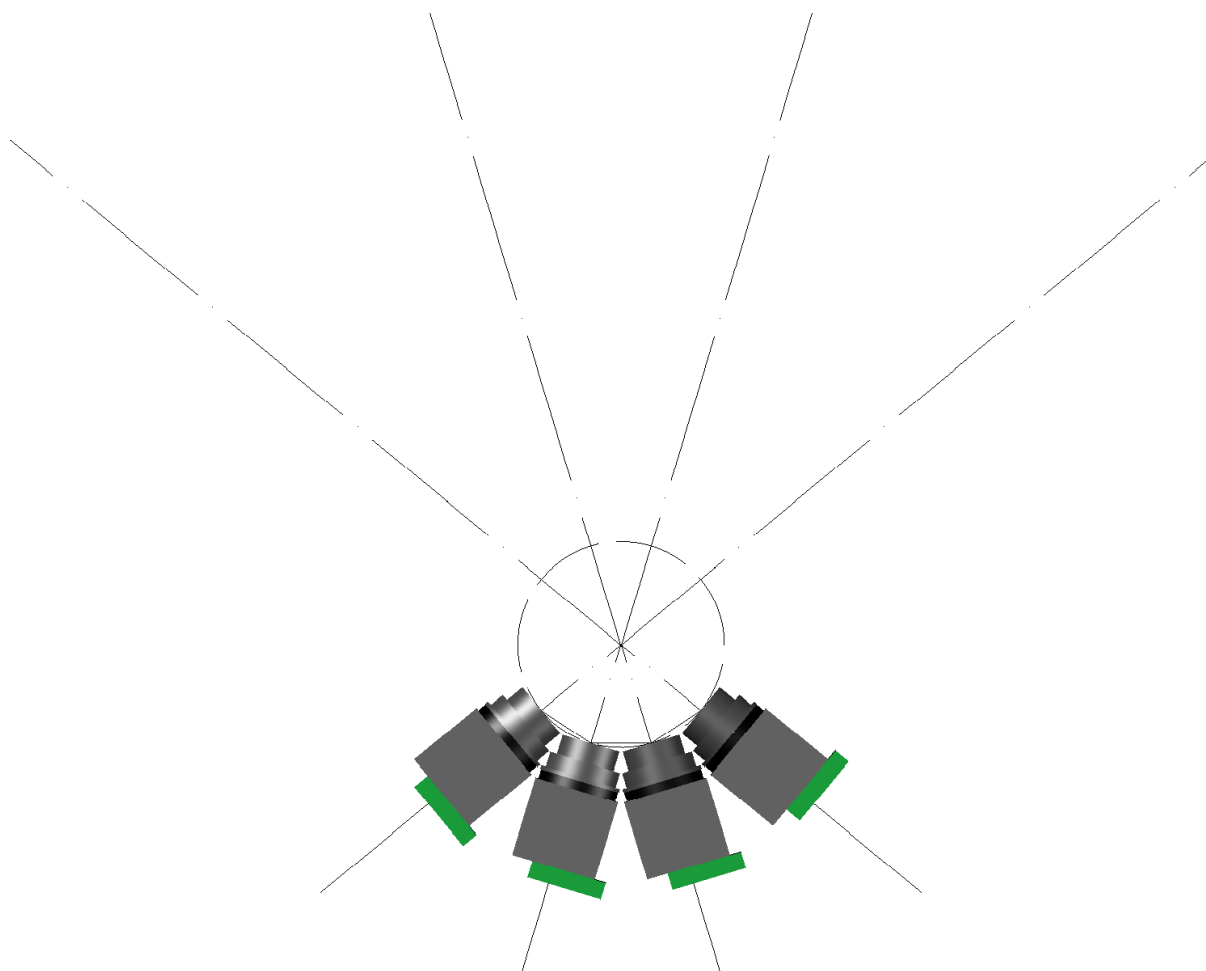


Рис. 4.32. Схема построения четырехканального панорамного оптического звена на базе микроболометрических матриц со сходящимися оптическими осями

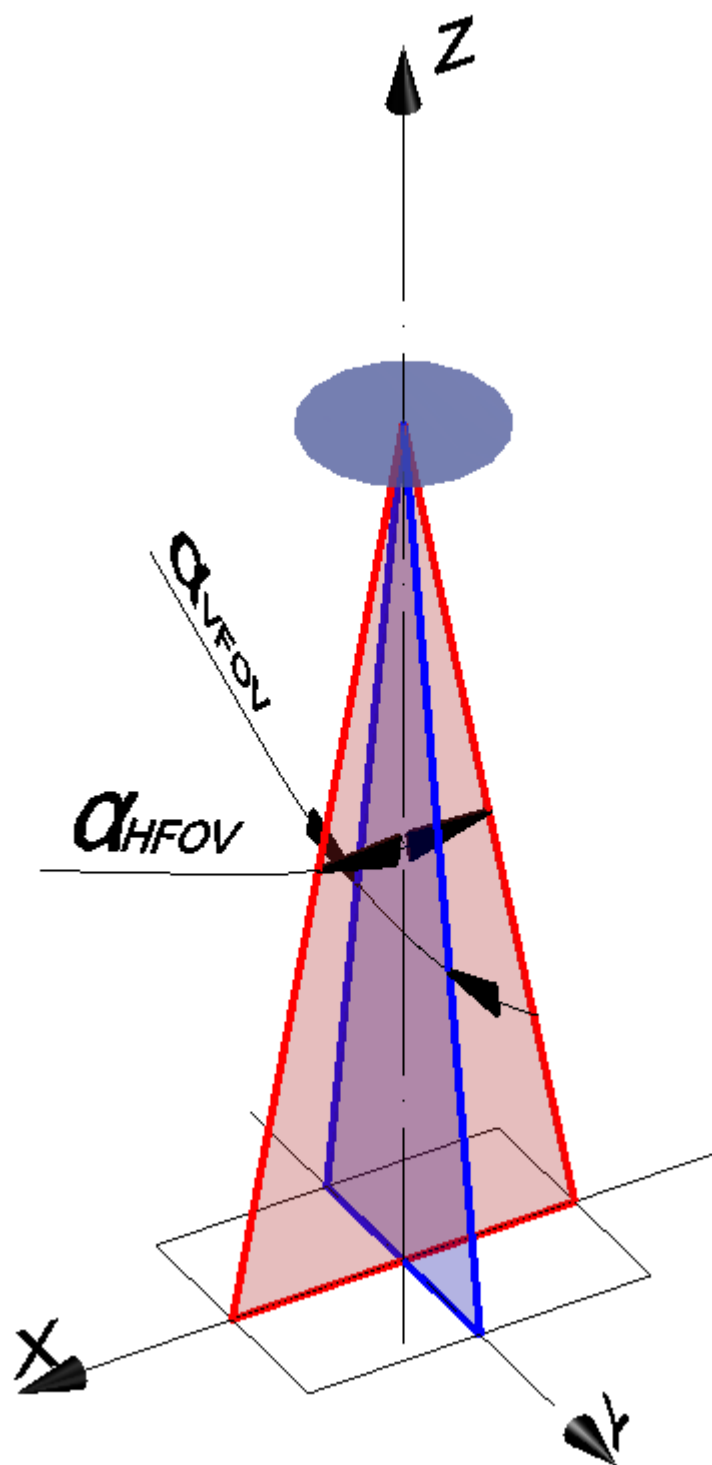


Рис. 4.33. Горизонтальный и вертикальный углы обзора

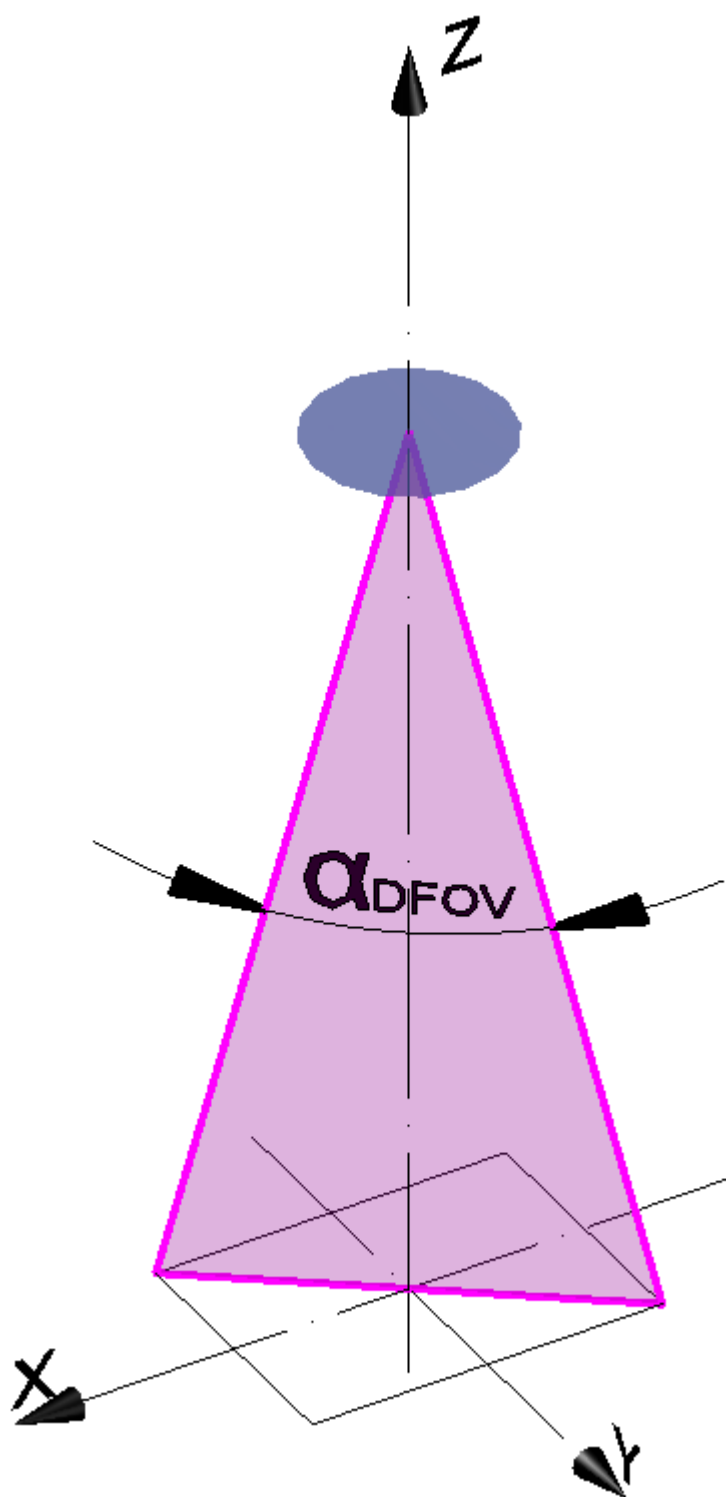


Рис. 4.34. Диагональный угол обзора

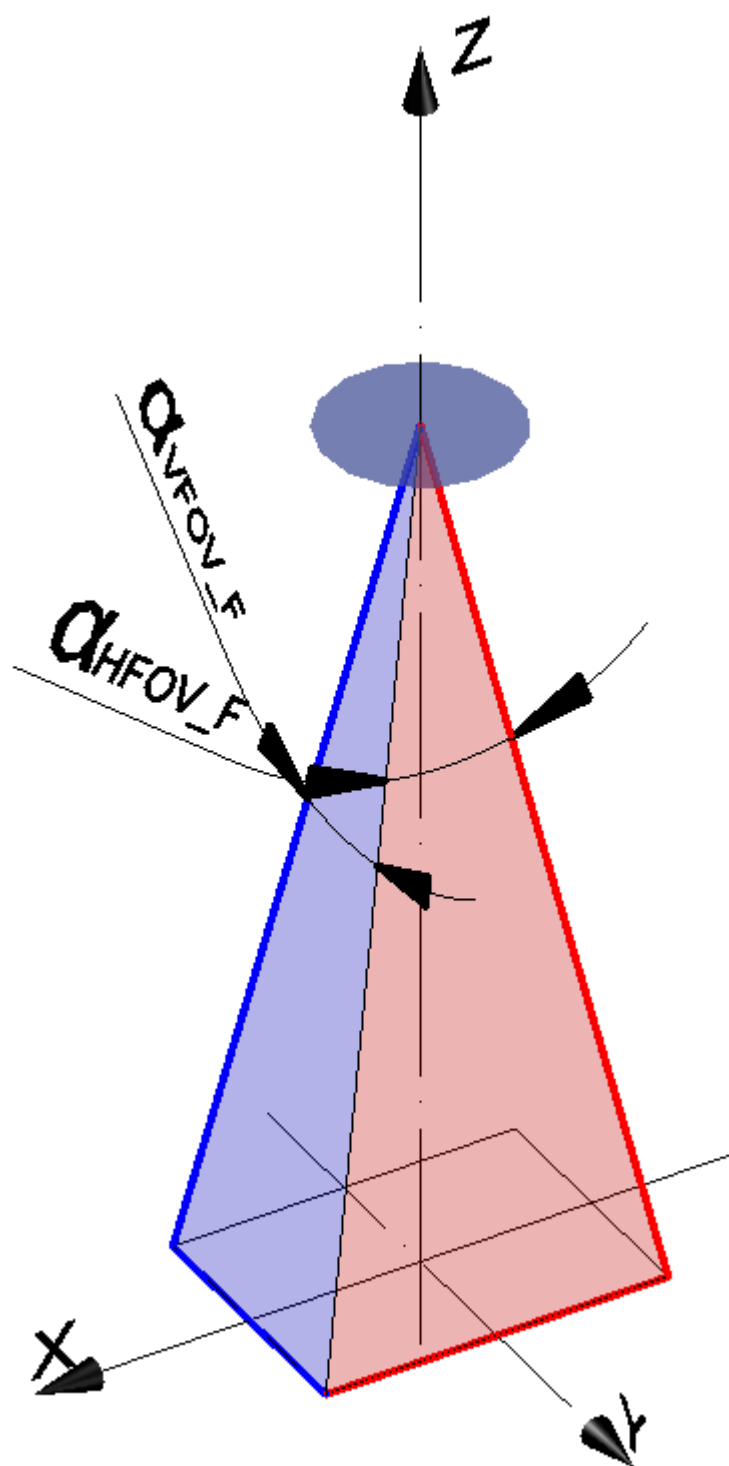


Рис. 4.35. Горизонтальный и вертикальный углы, определяющие границы поля зрения

Основу оптической системы представляет ИК-объектив, оптическая схема которого представлена на рис 4.6 [29]. Объектив содержит три германиевых линзы. Особенностью данного объектива является то, что положение входного зрачка объектива совпадает с вершиной передней главной поверхностью первой линзы. Именно эта плоскость была использована при определении углового поля зрения и при моделировании ОЭС.

Следует отметить, что габариты объектива являются определяющими с точки зрения расстояния между центрами входных зрачков используемых объективов. При сходящихся осях минимально возможное расстояние составляет 31 мм. Это расстояние мы рассматриваем как базу b . При сходящихся оптических осях ИК-объективов можно вписать базы в окружность радиуса R_S . Таким образом, R_S – это радиус условной окружности, на которой должны располагаться входные зрачки всех используемых объективов. Центр окружности радиуса R_S являются точкой, за которой сходящиеся оптические оси объективов становятся расходящимися оптическими осями. Для используемых объективов:

$$R_S = b / (2 \cdot \operatorname{tg}(\alpha_{HFOV} / 2)) = 53.58 \text{ мм} \quad (4.11)$$

Важным параметром с точки зрения точности определения координат цели является расстояние, на котором перестает сказываться влияние ошибки, обусловленной параллаксом [41]. Рассмотрим схему, изображенную на рис. 4.40, где схематично изображены две камеры, их углы зрения, осевая линия АА и круг радиуса R_S . Расстояние Z от центра окружности, радиуса R_S до точки наблюдения на оси АА определяет угол γ , при котором часть поля зрения оказывается в области перекрытия. Особенностью данной конструкции является то, что с увеличением расстояния доля изображения находящаяся в перекрытии уменьшается, поскольку область перекрытия представляет собой полосу с шириной, равной величине базы, b .

Соответственно, когда расстояние b в плоскости предметов будет соответствовать на получаемом изображении размеру 1 пикселя, влиянием параллакса можно пренебречь. При этом значение угла γ уменьшается с увеличением расстояния. Это уменьшение следует из формулы (4.12) и иллюстрируется графиком на рис. 4.41:

$$\gamma = \arctg \left(\frac{b \cdot \tg(\alpha_{HFOV})}{2Z \cdot \tg(\alpha_{HFOV}) + b} \right) \quad (4.12)$$

В данном выражении угол измеряется в градусах. Выражение (4.14)) определяет зависимость угла перекрытия полей зрения двух смежных ИК-камер от расстояния до цели при заданном количестве ИК-камер в системе, заданном угле между оптическими осями ИК-камер, заданном радиусе окружности, на котором расположены входные зрачки ИК-камер. Для определения области перекрытия в пикселях γ_{pix} следует полученное по (4.13) значение умножить на количество пикселей в строке фоточувствительного сенсора и разделить на угол обзора ИК-камер, т.е.

$$\gamma_{pix} = \gamma \cdot \frac{H_{pix}}{\alpha_{HFOV}}, \quad (4.13)$$

где $H_{pix} = 640$ – количество пикселей в строке фоточувствительного сенсора.

С учетом формулы (4.13) формулу (4.12) можно привести к виду:

$$\gamma_{pix} = \arctg \left(\frac{b \cdot \tg(\alpha_{HFOV})}{2Z \cdot \tg(\alpha_{HFOV}) + b} \right) \frac{H_{pix}}{\alpha_{HFOV}} \quad (4.14)$$

В том случае, когда значение γ_{pix} с увеличением Z станет меньше единицы, влиянием параллакса можно пренебречь. Для описанной выше системы значение расстояния Z , при котором выполняется это условие, равно 16.8 м (рис. 4.41, 4.42). Следовательно, система, описанная выше, подходит для наблюдения за целями, находящимися на расстоянии более 16.8 м.

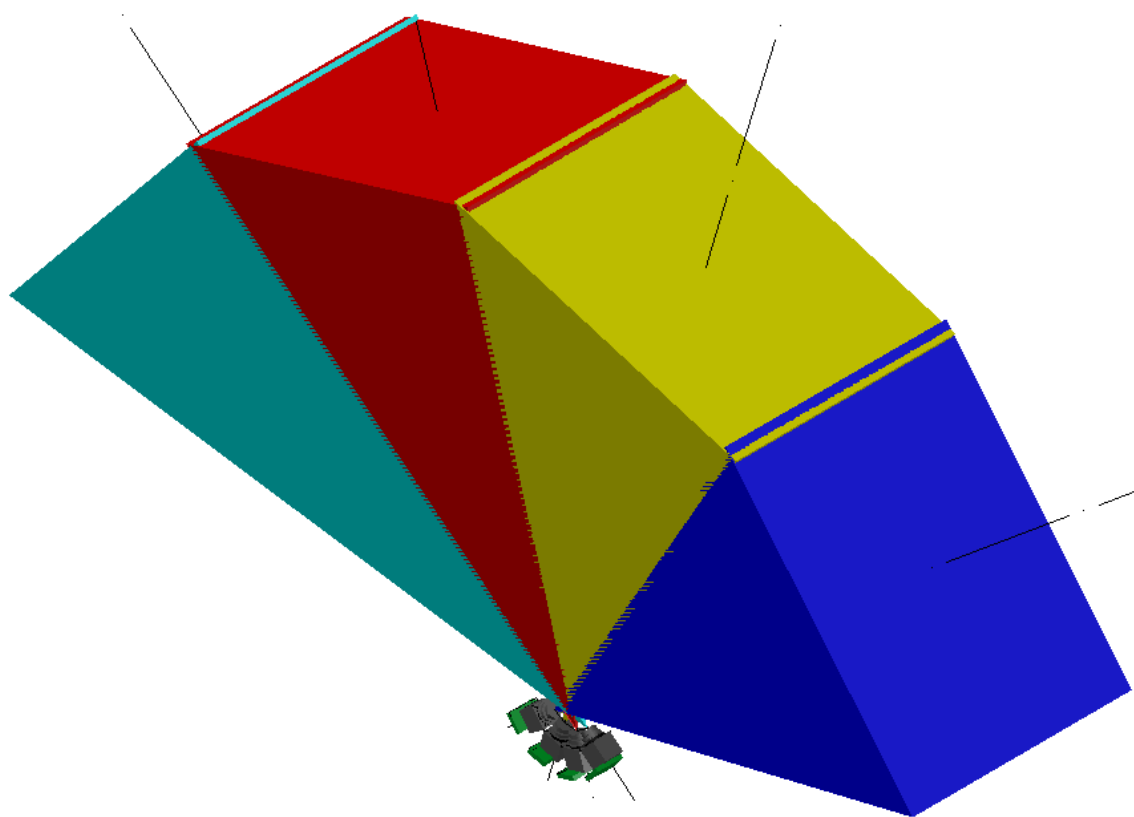


Рис. 4.36. Трехмерное изображение полей зрения, формируемых ИК-модулем 4х1 при встречном направлении оптических осей

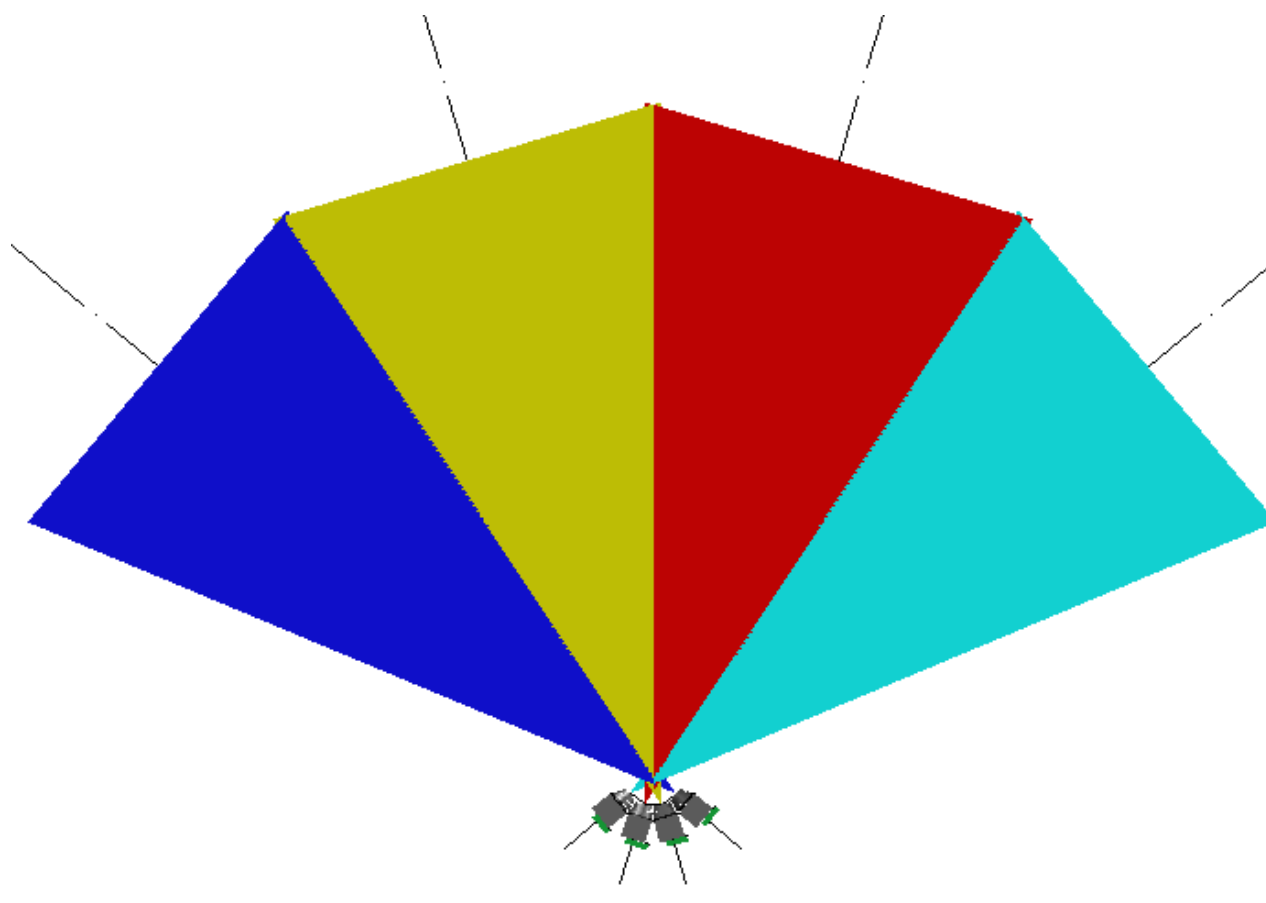


Рис. 4.37. Вид сбоку изображения полей зрения, формируемых ИК-модулем 4х1 при встречном направлении оптических осей

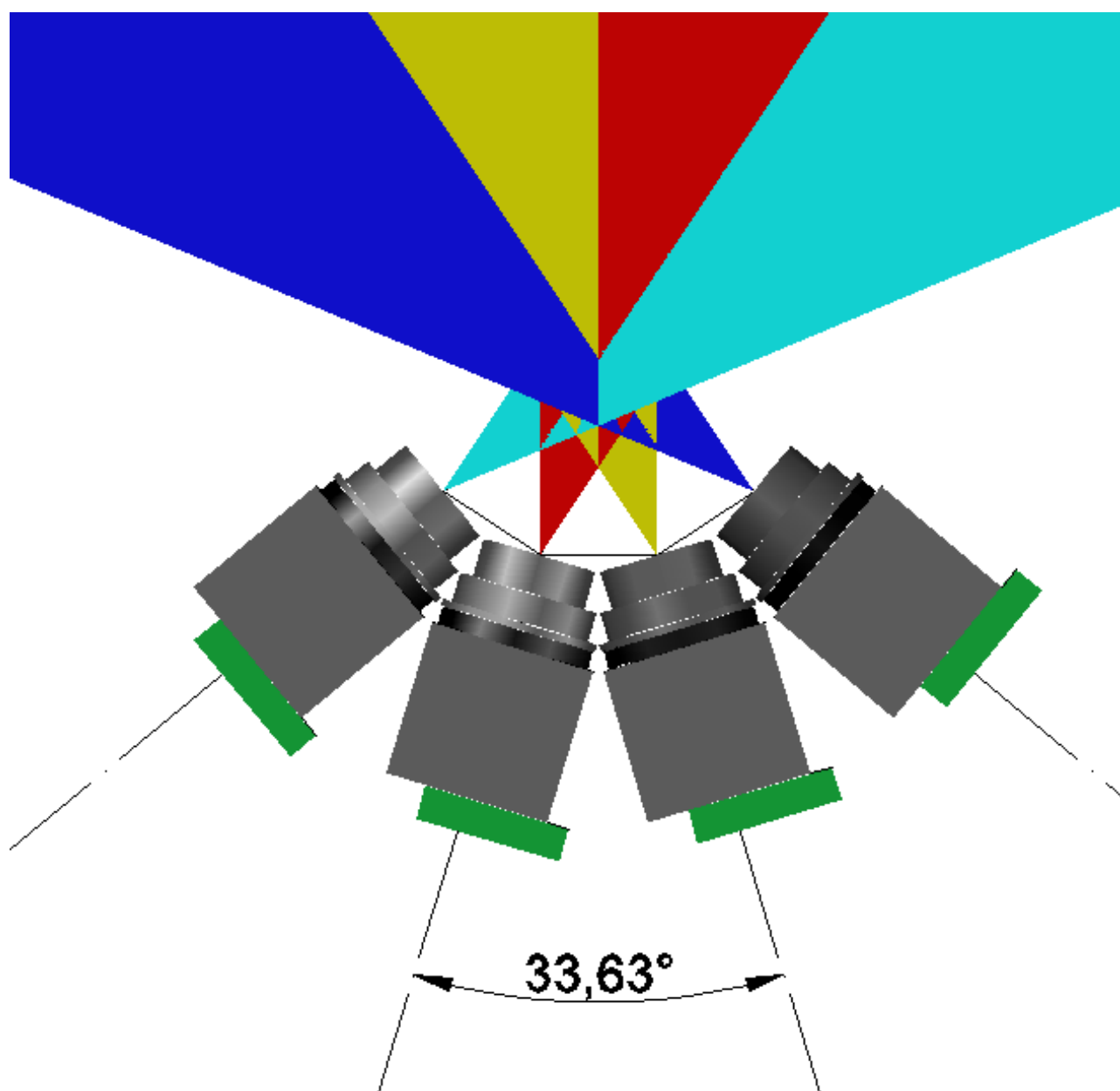


Рис. 4.38. Углы между оптическими осями четырехканального модуля
ПОЭС 4х1 при встречном направлении оптических осей

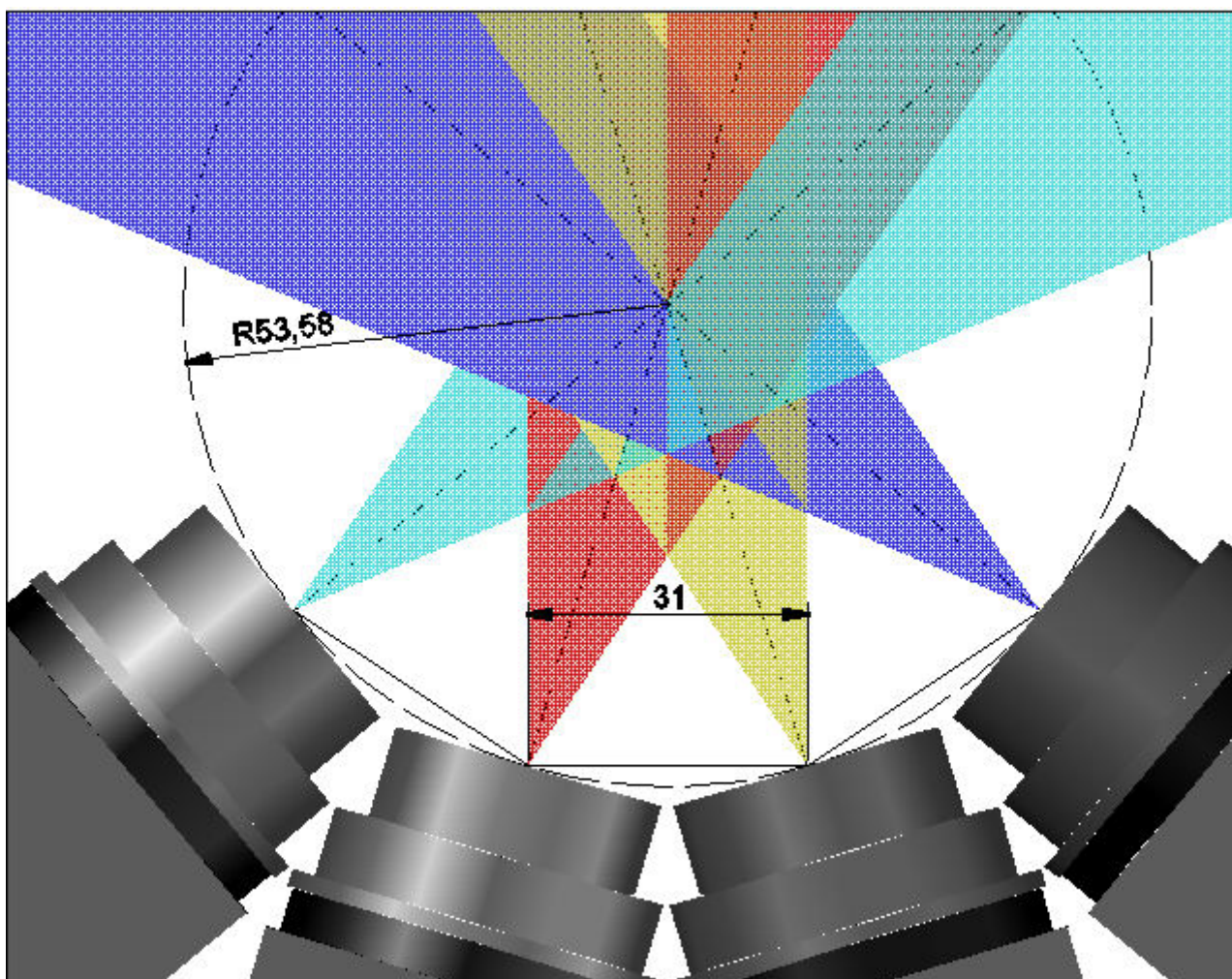


Рис. 4.39. Иллюстрация взаимного расположения объективов ИК-камер с соблюдением масштаба и некоторые геометрические параметры, реализуемые оптическим звеном ПОЭС 4х1 в ближней зоне входных зрачков

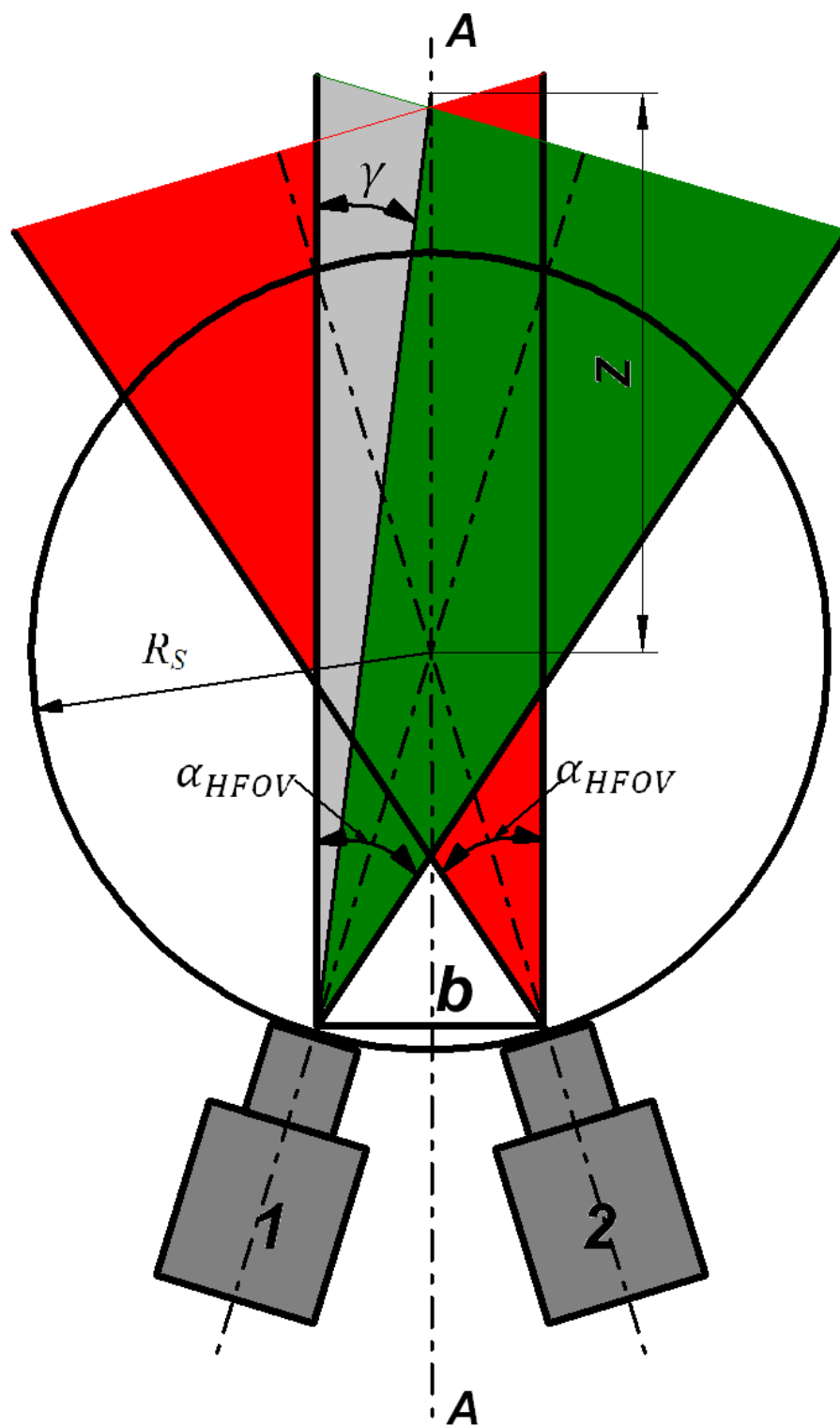


Рис. 4.40. К определению ошибки координат цели, вызванной параллаксом, при сходящихся оптических осях ИК-объективов

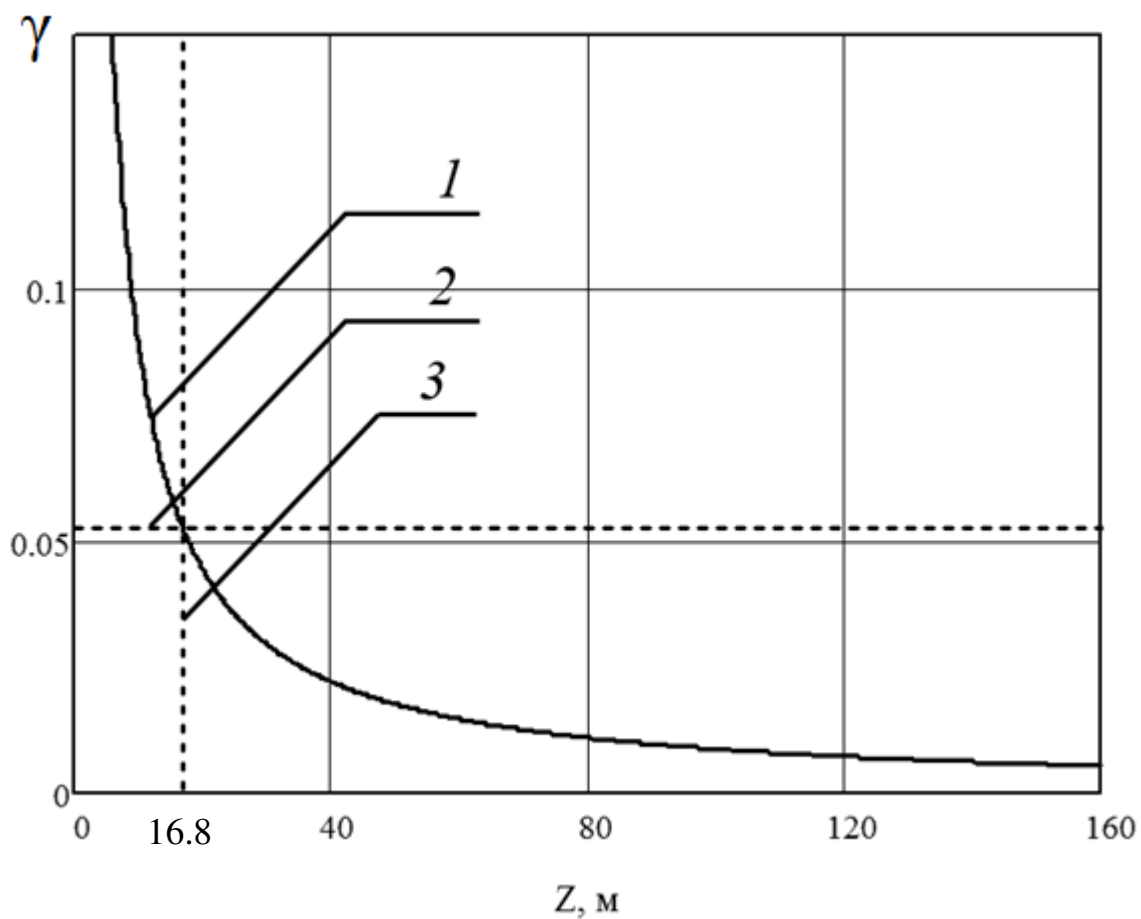


Рис. 4.41. Зависимость угла γ от расстояния до объекта Z .

1 – зависимость $\gamma = f(Z)$; 2 – угловое поле зрения, в котором цель укладывается в один пиксель фотоприемной матрицы; 3 – расстояние от точки пересечения оптических осей камер до цели, при котором цель укладывается в один пиксель фотоприемной матрицы

Развитием идеи модуля со сходящимися оптическими осями может быть система, состоящая из пяти ИК-камер, расположенных в один ряд. При угле обзора ИК-камеры $\alpha_{HFOV} = 33.63^\circ$ и с учетом габаритов такая ОЭС имеет максимально допустимое количество ИК-камер, так как в поле зрения первой камеры попадает последняя. Суммарное угловое поле зрения модуля 5x1 при базе, равной 31 мм, составляет 168.15° . Это означает, что система из 3 модулей 5x1 может обеспечить круговой обзор 360° . Однако, данная конструкция является нецелесообразной, т. к. большая часть поля зрения останется неиспользованной

Наиболее подходящими для этих целей являются:

1. Модуль форматом 4x1, т. к. его суммарное поле зрения оказывается ниже, но все же превосходит значение $360^\circ/3=120^\circ$ и составляет 134.52° .
2. Модуль форматом 5x1, каждая матрица которого имеет вертикально расположенную большую сторону. Угол зрения каждого модуля будет составлять 127.7° , что так же превосходит величину 120° .

Оптическое звено со сходящимися оптическими осями, форматом nхm

Другим вариантом построения четырехканальной панорамной ОЭС является система, показанная на рис. 4.43. Использование такой системы позволяет увеличить углы обзора не только по горизонтали, но и по вертикали. Она состоит из четырех ИК-камер, расположенных в виде матрицы формата 2x2. Длины сторон матрицы каждой ИК-камеры соотносятся, как 4:3 (640x480 пикселей). Поэтому для того, чтобы оптические оси имели общую точку пересечения, расстояние между центрами входных зрачков должно так же соотноситься, как 4:3. Учитывая это, а так же габариты каждой ИК-камеры, основанной на модуле типа ХТМ-640, минимальные расстояния между соседними центрами входных зрачков составили 48 и 36 мм. Угол обзора такой ОЭС будет непостоянным в

зависимости от ортогонального угла, т. к. сшивание производится не по осям симметрии изображения, а по его границам. Горизонтальный и вертикальный углы обзора в центре изображения будут равны:

$$\alpha_{HFOV}^{2x2}(\varphi = 0) = 2\alpha_{HFOV_F} = 65.69^\circ \quad (4.15)$$

$$\alpha_{VFOV}^{2x2}(\gamma = 0) = 2\arctg \left[\frac{l_v \cos\left(\frac{\alpha_{VFOV}}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha_{DFOV}}{2}\right)}{f - l_v \cos\left(\frac{\alpha_{DFOV}}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha_{VFOV}}{2}\right) \sqrt{\frac{l_h^2}{4 \left(f \cos\left(\frac{\alpha_{VFOV}}{2}\right)\right)^2} + 1}} \right] = 49.25^\circ \quad (4.16)$$

φ – угол места, γ – азимутальный угол.

Видно, что построение четырехканального модуля форматом 2x2 позволяет увеличить угол обзора по вертикали и горизонтали, не изменяя пространственного разрешения.

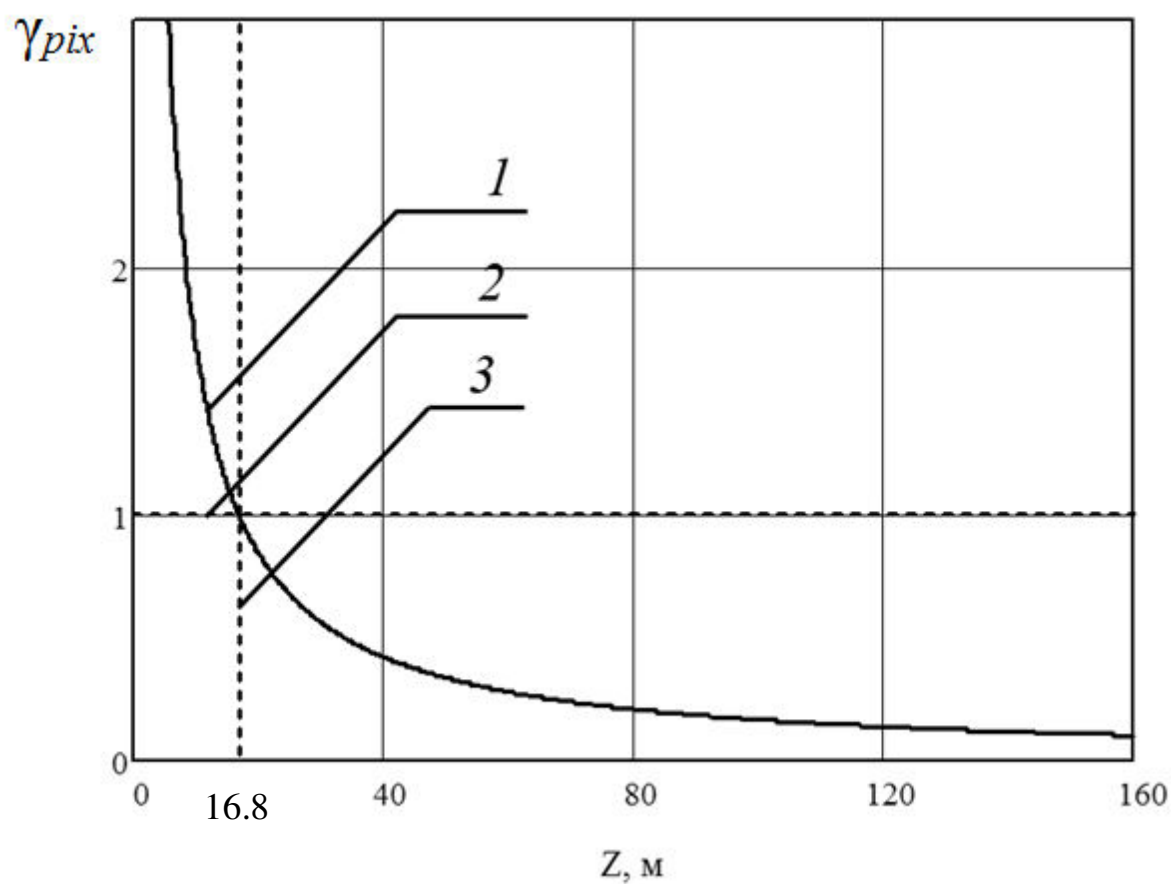


Рис. 4.42. Зависимость угла γ_{pix} от расстояния до объекта Z .

1 – зависимость $\gamma_{pix}(Z)$;

2 – угловое поле зрения, в котором цель укладывается в один пиксель
фотоприемной матрицы;

3 – расстояние от точки пересечения оптических осей камер до цели,
при котором цель укладывается в один пиксель фотоприемной матрицы.

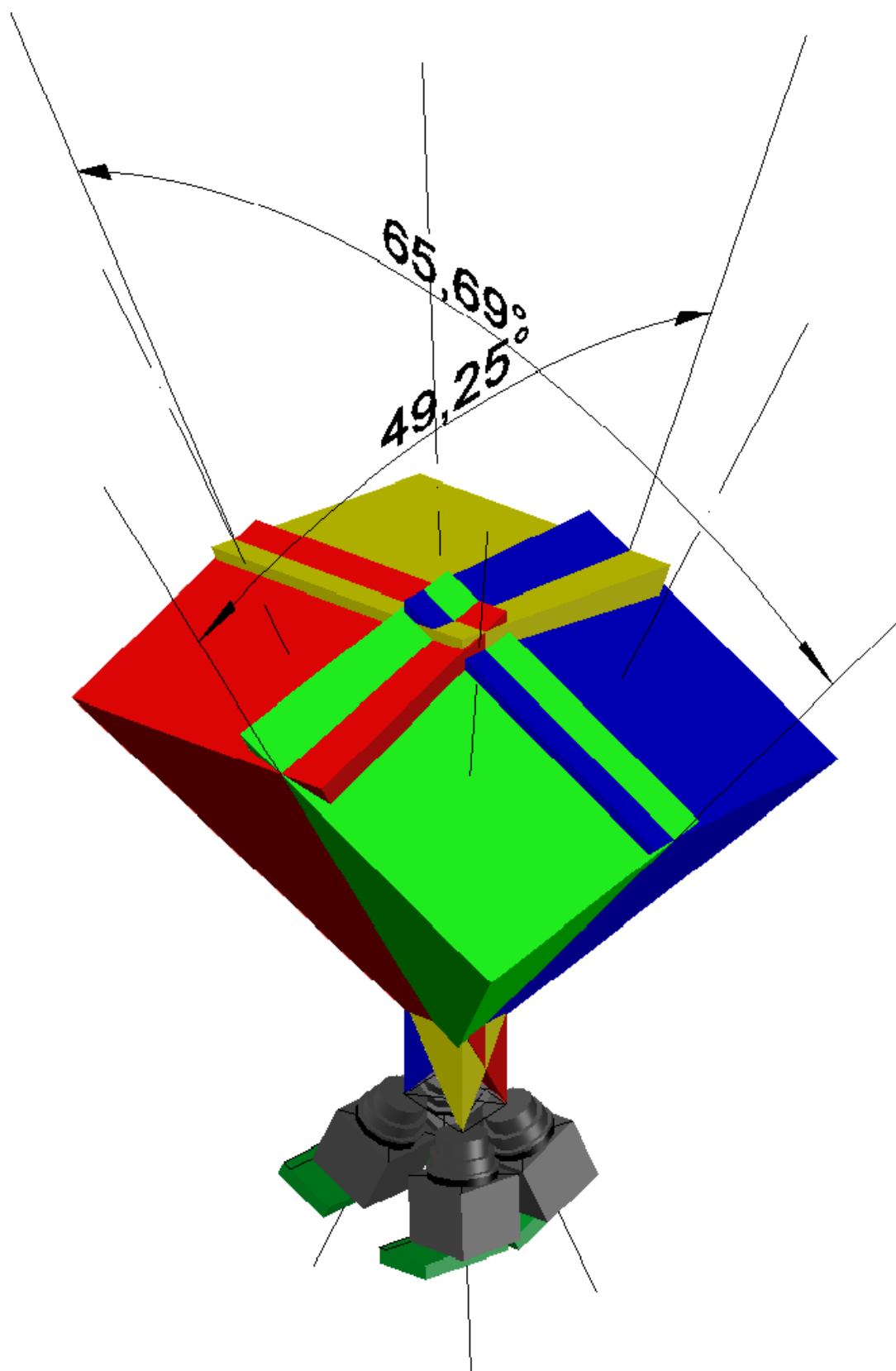


Рис. 4.43. Трехмерное изображение полей зрения, формируемых ИК-модулем 2x2 при встречном направлении оптических осей.

Основные компоненты четырехканального модуля

Описанные выше способы построения ОЭС могут быть реализованы при помощи следующих основных составляющих:

1. Четырех ИК-камер. Каждая камера формирует тепловизионное видеоизображение разрешением 640x480 с кадровой частотой 50 Гц.
2. Двух плат управления. Каждая плата управляет режимами работы ИК-камер, производит обработку и «сшивание» изображений и передает итоговый видеосигнал.
3. Основной платы управления. Данная плата принимает видеосигнал от каждой платы управления ИК-камерами, производит процедуру «сшивания» сдвоенных изображений и выводит итоговое изображение на экран монитора с разрешением 1280x960, а также определяет координаты цели.

Формировать необходимые сигналы будут 3 микросхемы ПЛИС типа *Cyclone III* фирмы «Altera». Использование ПЛИС позволяет проводить необходимые логические операции в параллельном коде.

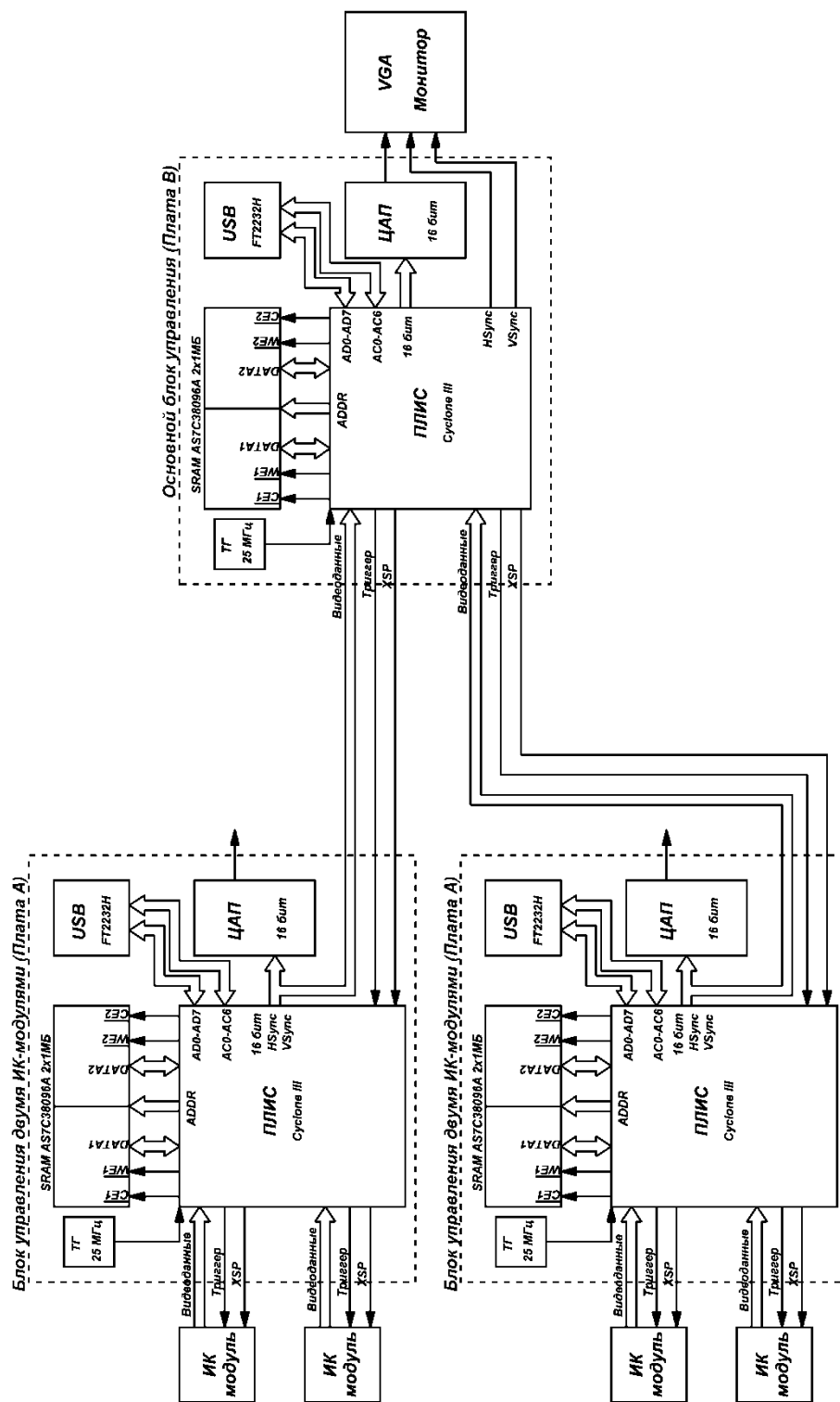


Рисунок 4.44 – Функциональная блок-схема 4-канального модуля для области спектра 8-14

МКМ

Плата управления типа А.

На рис. 4.44 представлен внешний вид разработанного устройства и обозначены его основные компоненты. Данное устройство позволяет получать одновременно данные с двух тепловизионных модулей, выдающих 16-разрядное изображение. Плата позволяет реализовать управление внешним триггером и последовательным портом ИК-модуля [23].

Для приема и обработки видеосигнала от двух модулей используется разработанная плата видеозахвата (рис. 4.12). На ПЛИС типа *Cyclone III* фирмы «*Altera*», входящей в состав платы возложены все основные функции по передаче и приеме информации от ИК-модуля. Алгоритм будет представлен ниже. Основное тактирование ПЛИС осуществляется 4 тактовыми импульсами: два тактирующих сигнала от каждого ИК-модуля и сигналы от двух вспомогательных тактовых генераторов. Каждый генератор имеет рабочую частоту, равную 25 МГц. При необходимости эти частоты могут быть преобразованы как в более высокие, так и в низкие частоты при помощи устройства фазовой подстройки частоты (ФАПЧ), встроенного в микросхему ПЛИС. При помощи ФАПЧ удалось сформировать тактовую частоту, равную 102.1 МГц.

Плата содержит 16-битный резистивный ЦАП и VGA-интерфейс для вывода изображения с двух ИК-модулей на экран монитора. Как и ранее для того чтобы избежать несоответствия тактовых частот модуля и VGA-интерфейса, в схеме устройства предусмотрены две микросхемы асинхронной статической восьмиразрядной памяти AS7C38096A фирмы «*Alliance Memory*».

Микросхемы содержат по 1 Мбайту памяти и позволяют параллельно записать два кадра с двух модулей. Одновременно с записью кадров следует их вывод на монитор с необходимой частотой тактирования (102.1 МГц).

Плата управления типа В.

Переключением между платами занимается плата управления типа *В*. Сборочный чертеж платы показан на рис. 4.45. В целом, платы типа *А* и *В* имеют схожую принципиальную схему. Однако функциональное назначение у них разное. Плата типа *А* осуществляет «сшивание» двух смежных кадров, в то время, как плата *В* производит следующие операции:

1. Производит переключение между двумя платами типа *А*, подачей на них управляющих сигналов.
2. Выводит полученную информацию от каждой платы типа *А* в компьютер при помощи платы *USB* порта [35]. Плата содержит микросхему *FT2232H*, работающую в режиме синхронного *FIFO*.

4.7. Выводы

Для проведения экспериментов была создана тепловизионная камера на основе ИК-модуля для включения ее в состав измерителя температурных полей. Основой камеры является тепловизионная микроболометрическая ИК-матрица типа *UL 04 32 2* фирмы «*Ulis*». Предложены основные режимы работы ИК-камеры.

Была разработана и сконструирована установка для регистрации совокупности спектров в дальнем ИК-диапазоне длин волн. Проведены теоретические расчеты и моделирование оптической установки для определения ее основных параметров.

В дальней ИК-области спектра были проведены эксперименты по определению температурного рельефа поверхности, доказывающая что данная методика позволяет проводить измерение комнатных термодинамических температурных полей в дальнем ИК-диапазоне.

Проведен эксперимент в длинноволновом инфракрасном диапазоне по определению термодинамических значений температуры движущегося объекта. Проведенный эксперимент подтвердил работоспособность разрабатываемого метода.

Разработан подход, позволяющий увеличить угловое поле зрения устройства измерения температуры путем использования матричного принципа построения ТПВ-модулей.

Заключение

Результаты диссертационной работы кратко сводятся к следующему:

Разработан и экспериментально проверен бихроматический метод определения термодинамической температуры по спектру собственного теплового излучения, основанный на использовании уравнения Планка при неизвестной излучательной способности пирометрируемой поверхности.

Получены расчетные соотношения для оценки методической и инструментальной погрешностей измерений бихроматическим методом спектральных отношений, основанным на уравнении Планка;

Получены расчетное соотношение для определения чувствительности бихроматического метода спектральных отношений, основанное на уравнении Планка;

Показана необходимость отказа от приближения Вина при $\lambda T > 3000$ мкм·К из-за возникновения недопустимо больших значений ошибки измерений;

Разработано устройство для дистанционного измерения термодинамической температуры и пространственного температурного распределения по спектру собственного теплового излучения и проведены эксперименты в видимой и дальней ИК-областях оптического спектра, подтверждающие работоспособность метода измерения температурных полей;

Разработана методика и проведены эксперименты по определению термодинамической температуры движущихся объектов;

Разработан и продемонстрирован метод, позволяющий увеличить угловое поле зрения устройства измерения температуры путем использования матричного принципа построения ТПВ-модулей.

Список цитированной литературы

1. Куинн Т. Температура: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 448 с.
2. Свет Д. Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. – М.: Наука, 1967 г. – 236 с.
3. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур. – М.: Наука, 1982 г. – 296 с.
4. Zhang Z. M., Tsai B. K., Machin G. Radiometric temperature measurements. I. Fundamentals. Experimental methods in the physical sciences. V. 42 – Amsterdam: Elsevier, 2010.
5. Zhang Z. M., Tsai B.K., Machin G. //Radiometric Temperature Measurements, Volume 43: II. Applications//
6. Снопко В.Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. – Минск: Ин-т физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 1999
7. Магунов А. Н. Спектральная пирометрия. М.: Изд-во ФИЗМАТЛИТ, 2012 г. – 248 с.
8. Киренков И. И.// Метрологические основы пирометрии. М.: Изд-во стандартов, 1976 г. – 121 с.
9. Пырков Ю.Н. //Измерение излучательной способности непрозрачных веществ в конденсированной фазе по спектру теплового излучения// Диссертационная работа на соискание степени кандидата технических наук по специальности 01.04.03, Москва, 2000 г.
- 10.Брамсон М. А.// Инфракрасное излучение нагретых тел.// М.: «Наука», 1964 г. – 227 с.
- 11.Ralph Felice //Expert System Spectropyrometer Results for non-black, on-grey, or Changing Emissivity and Selectively Absorbing Environments// выставка"ЭлектроТехно", Москва 2003г
- 12.US patent 5,772,323 Temperature determining device and process // Ralph A. Felice. 1998.

- 13.Бодров В.Н., Мухина В.И.// О возможности использования свойств кривой спектрального распределения излучения для определения температуры //Вестник МЭИ, 2, 2000, с.87-93.
- 14.Бодров В.Н.// Статистическая температура. – Обзорение прикладной и промышленной математики, 2007, т.14, в.3, с.515.
- 15.Бодров В.Н. // Спектр теплового излучения и температура// журнал "Теплофизика высоких температур", том 44, №4, 2010г.
- 16.Патент RU 2396525 // Способ дистанционного определения температуры движущегося объекта// Бодров В.Н., Рассел М.М., от 20.06.2008г.
- 17.Патент RU77425 //Дистанционный измеритель температуры движущегося объекта// Бодров В.Н., Обидин Г.И., Рассел М.М. от 23.06.2008 г.
- 18.Рассел М.М. //Оптико-электронное устройство дистанционного определения температуры// Диссертационная работа на соискание степени кандидата технических наук по специальности 05.11.07, Москва, 2012 г.
- 19.Лебедев С. В.// «Спектральное устройство определения температуры и излучательной способности пирометрируемой поверхности»././ Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Диссертационная работа на соискание степени кандидата технических наук по специальности 05.11.07 , Москва, 2013 г.
- 20.Амосов А.А., Дубинский Ю.А., Копченова Н.В.// Вычислительные методы для инженеров // М.: Изд. МЭИ, 2003, 596 с.
- 21.Бодров В. Н., Казаков В. А., Бесчастный М. А.// Определение температуры бихроматическим методом спектрального отношения с использованием уравнения Планка.// журнал "Вестник МЭИ", №6, 2013 г стр. 211-216.
- 22.Госсорг Ж.//*Инфракрасная термография*. Основы, техника, применение.// М.: Мир, 1988, 420 с.

23. Interface Control Document XTM 640 ENG-2011-ICD006-R000.06// Xenics.
24. ND-IR-OD-0.3-Ø25.4x1.0 mm datasheet// Spectrogon.
25. ГОСТ 8.155-75. Лампы температурные образцовые 2-го разряда. Методы и средства поверки// Государственная система обеспечения единства измерений, 1975 г.
26. Лампа температурная эталонная ТРУ-1100-2350// Свидетельство поверки.
27. Иванов А.П. Электрические источники света. Лампы газового разряда. М. Госэнергоиздат. 1948г. 376 с.
28. Шейндлин А. Е.// Излучательные свойства твердых материалов// М.: Энергия, 1974, 474 с.
29. CN 4020// General lens datasheet// Xenics, 2009.
30. J.L Tissot, S. Tinnes, A. Durand, C. Minassian, P. Robert, M. Vilain// High performance Uncooled amorphous silicon IRFPA with 17µm pixel-pitch// SENSOR+TEST Conferences 2011 IRSProceedings, France, June 7, 2011.
31. J.L Tissot, A. Durand, Th. Garret, C. Minassian, P. Robert, S. Tinnes, M. Vilain// High performance Uncooled amorphous silicon VGA IRFPA with 17µm pixel-pitch// SPIE vol.7660, 2010 – Infrared Technology and Applications XXXVI
32. Xenics Serial Protocol ENG-2011-ICD003-R000.01// Technical datasheet// Xenics, 2011
33. Таненбаум Э. Архитектура компьютера. — 5-е изд. — СПб.: Питер, 2007. — 844 с
34. Technical datasheet. 1Mx8 bithighspeed CMOS SRAM AS7C38096A. 2012
35. Долгушин С.// Работа аппаратного USB-моста FTDI FT2232H в режиме синхронного FIFO// Компоненты и технологии № 8, 2010 . 90-93.

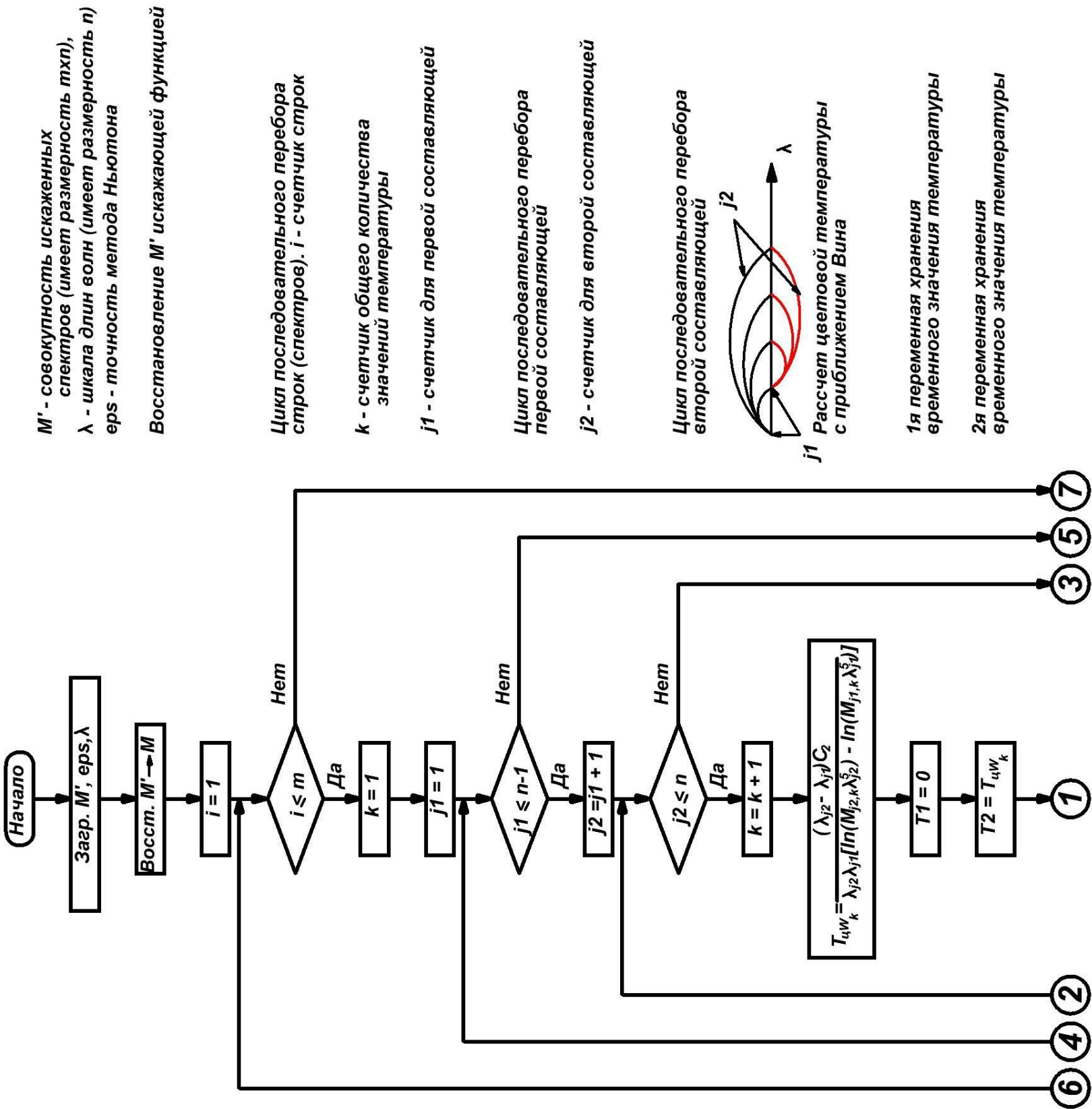
36. Лебедев С.В., Бодров В.Н., Курносова Н.В. //Определение температуры движущихся объектов с использованием ТВ-матриц цветного изображения// Труды 19-й международной научно-технической конференции "Современное телевидение", Москва, ФГУП МКБ "Электрон", 2011, стр. 106-111.
37. Курносова Н.В., Бодров В.Н.// «Об использовании фоточувствительной матрицы цветного изображения для определения температуры движущихся объектов». Современное телевидение и радиоэлектроника.// Труды 20-й Международной научно-технической конференции, Москва, Россия 20-21 марта 2012 г. М.: ФГУП МКБ «Электрон», с. 97-100, 2012.
38. MT9T031P12ST Image Sensor 1024(H) X 1024(V) progressive scan interline CMOS Image Sensor.// Technical datasheet MICRON TECHNOLOGY INC.
39. ГОСТ Р 8.657-2009 Спектрофотометры инфракрасные. Методика поверки //М.: Стандартиформ, 2010 г
40. материалы сайта <http://www.spectrogon.com/>
41. Rik Littlefield// Theory of the “No-Parallax” Point in Panorama Photography// 2006
42. Казаков В. А.// Четырехканальный ИК-модуль с повышенными пространственным разрешением и углами обзора.//Научные материалы третьей международной научно-технической конференции «Аэрокосмические технологии», М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, ОАО «ВПК «НПО машиностроения», 2014, стр. 139-140.
43. Казаков В.А., Лебедев С.В., Бодров В.Н. //О возможности измерения температурного распределения с помощью ТВ-спектропирометра// Труды 19-й международной научно-технической конференции "Современное телевидение", Москва, ФГУП МКБ "Электрон", 2011, стр. 114-119.
44. Бодров В.Н., Казаков В.А. //Модуль управления режимами работы микроболометрической матрицы// Труды 20-й международной

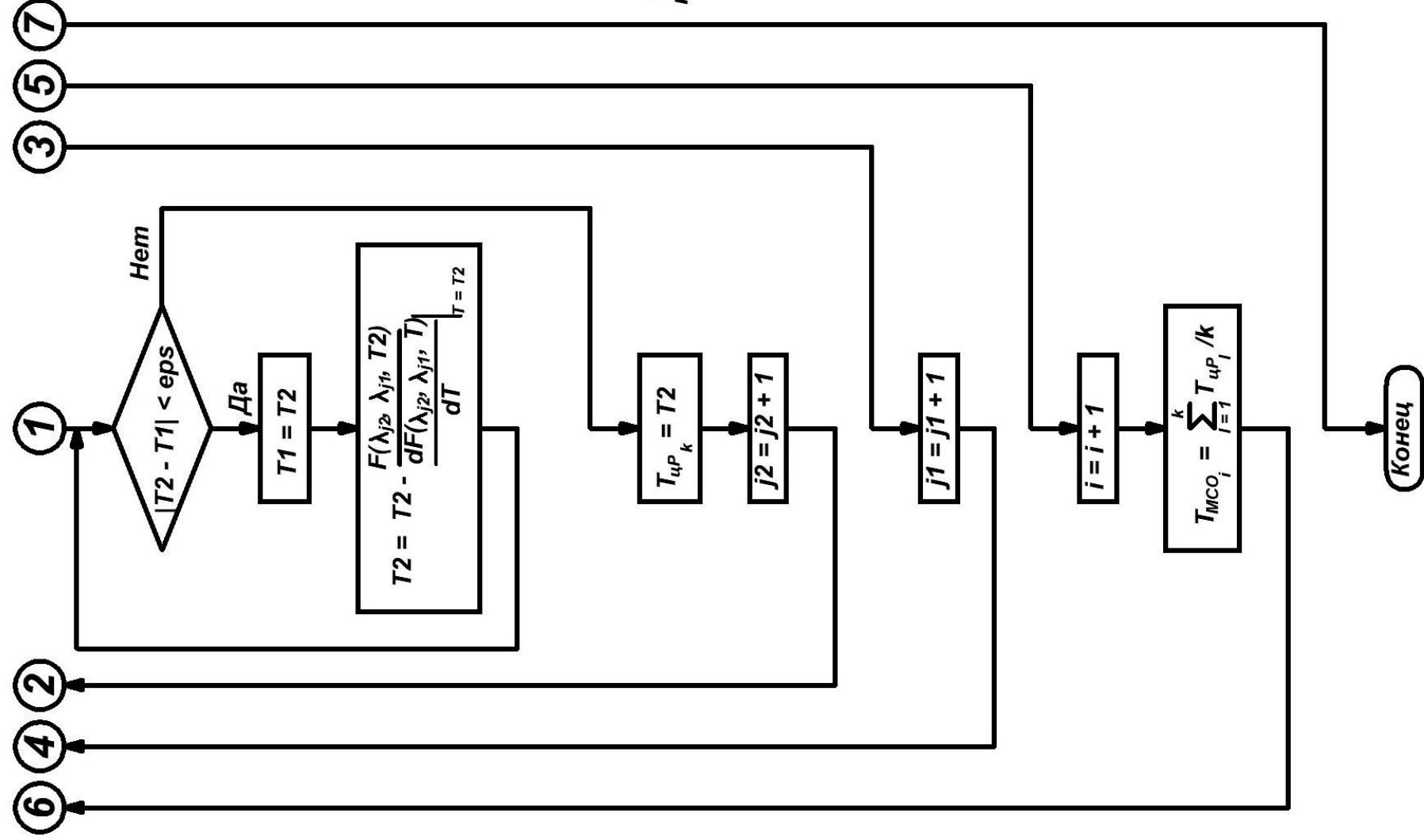
- научно-технической конференции "Современное телевидение", Москва, ФГУП МКБ "Электрон", 2012, стр. 87-89.
45. Бодров В.Н., Казаков В.А. // Встраиваемый микроболометрический ИК-модуль // Труды 21-й международной научно-технической конференции "Современное телевидение", Москва, ФГУП МКБ "Электрон", 2013, стр. 167-169.
46. Казаков В. А., Князева О. А. // Блок управления 4 ИК-модулями // Труды 22-й международной научно-технической конференции "Современное телевидение", Москва, ФГУП МКБ "Электрон", 2014, стр. 167-169.
47. Бодров В.Н., Казаков В.А. // Измерение распределения температуры линейного объекта с использованием спектропиromетра. // Семнадцатая международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». 2011. Москва. Т.1., стр. 221-223.
48. Бодров В.Н., Казаков В.А. // Модуль управления микроболометрической матрицей. // Восемнадцатая международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». 2012. Москва. Т.1., стр. 217.
49. Бодров В.Н., Казаков В.А. // Блок управления микроболометрическими модулями ИК-диапазона. // Девятнадцатая международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». 2013. Москва. Т.1., стр.198.
50. Бодров В.Н., Казаков В.А. // Блок управления микроболометрическими модулями ИК-диапазона. // Девятнадцатая международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». 2013. Москва. Т.1., стр.198.
51. Казаков В. А. // О возможности бесконтактного определения распределения температуры по поверхности нагретого объекта. // журнал "Российский научный журнал", №1, 2014 г стр. 294-301.
52. Сизиков В.С. // Устойчивые методы обработки результатов измерений. // Учебное пособие // СПб: Специальная литература 1999, 239 с.

53. Казаков В.А., Князева О. А. // О возможности повышения пространственного разрешения тепловизионных устройств. // Двадцатая международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». 2014. Москва. Т.1., стр.185.

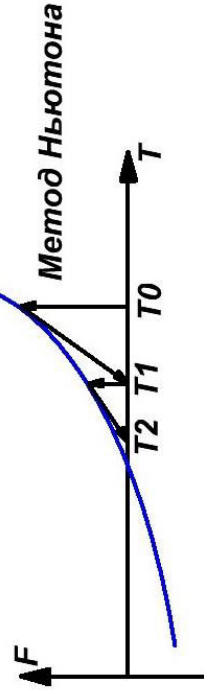
Приложение 1

Алгоритм метода спектральных отношений, базирующийся на уравнении Планка





Цикл расчета цветовой температуры по Планку методом Ньютона

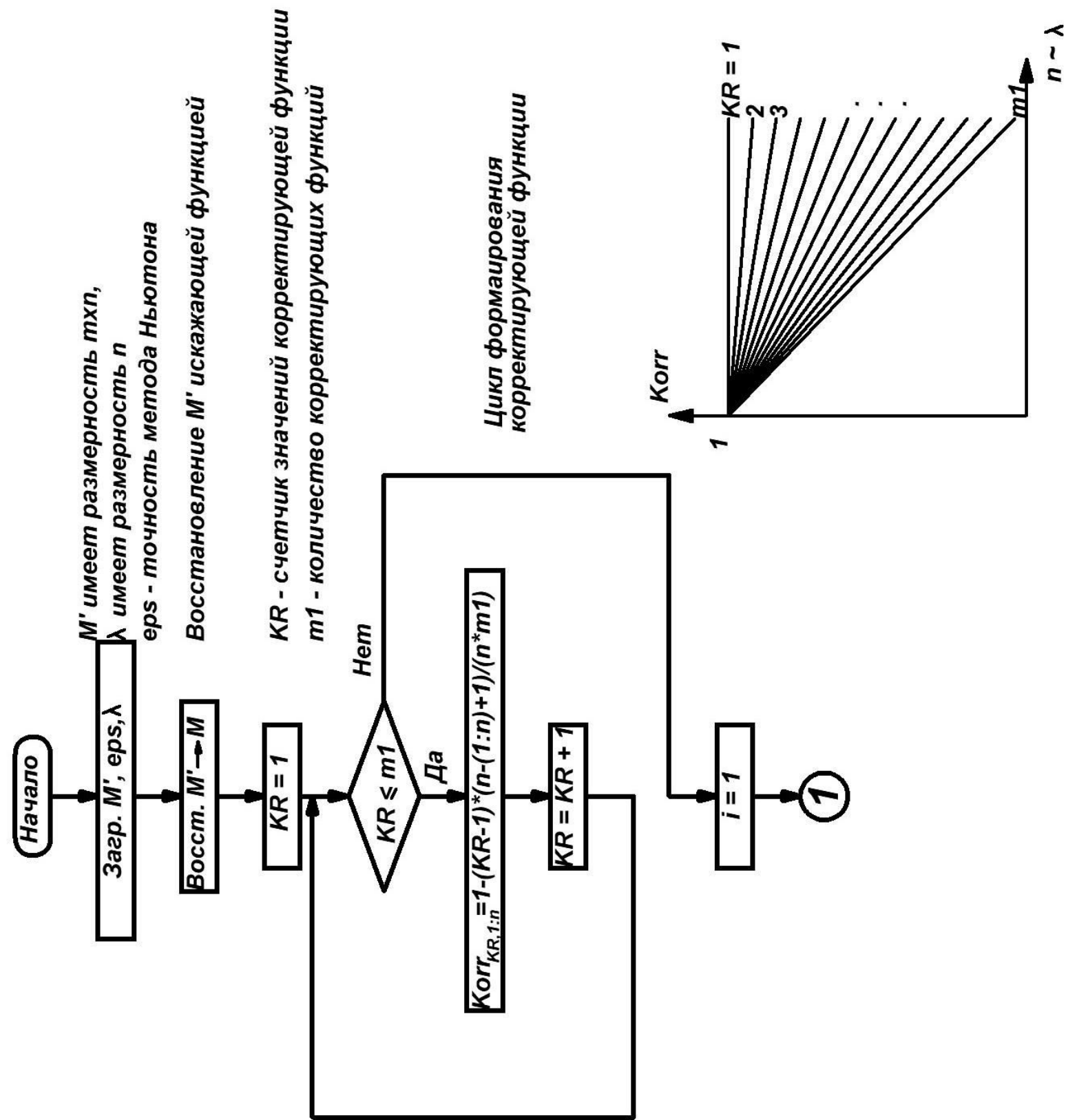


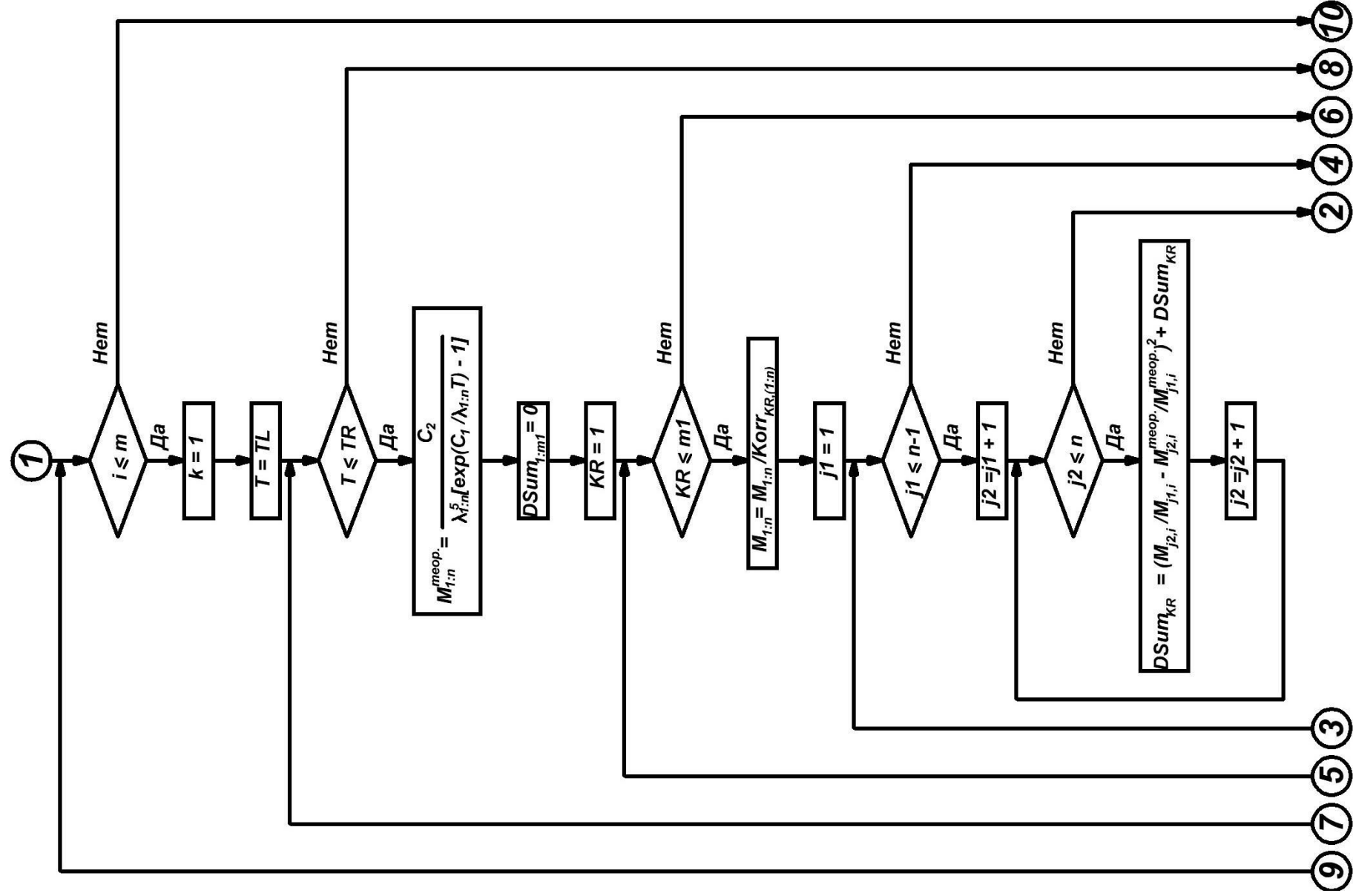
Формула итерационного расчета цветовой температуры по Планку

Результат расчета цветовой температуры по Планку методом Ньютона

Среднее арифметическое всех значений цветовой температуры по Планку

Алгоритм метода, использующий линейную аппроксимацию спектральной зависимости коэффициента излучения для уменьшения методической ошибки





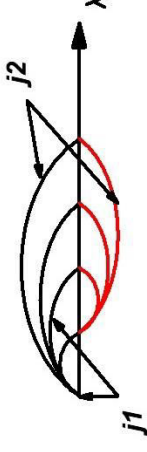
Цикл последовательного перебора строк (спектров). i - счетчик строк k - счетчик общего количества значений температуры

Цикл последовательного подбора

Цикл последовательного подбора значений температуры

Создание теоретической кривой Планка для АЧТ при температуре T

Обнуление массива хранения суммы квадратов разностей



Цикл последовательного подбора корректирующей функции

Деление экспериментальной функции спектра на текущую корр. функцию

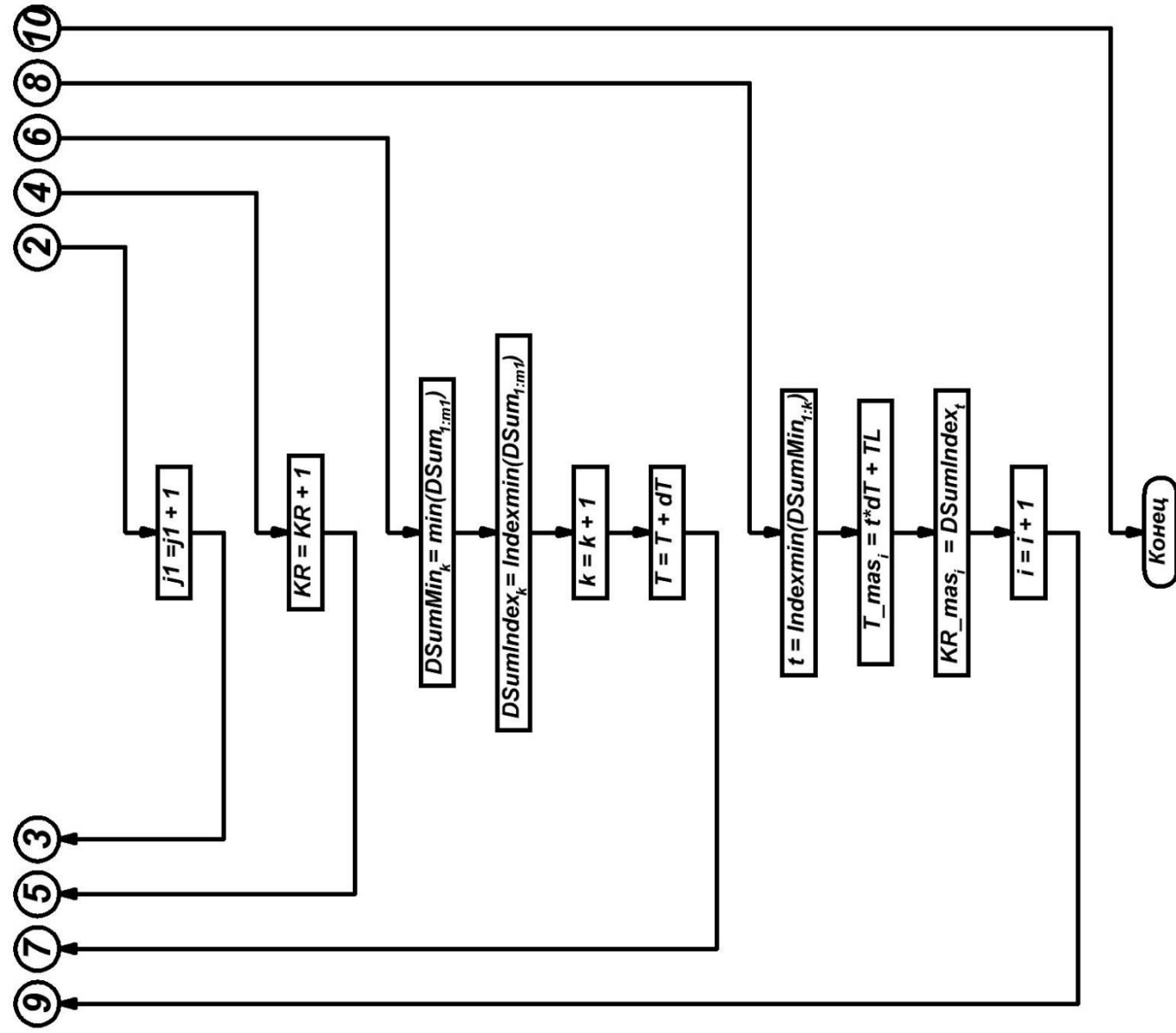
$j1$ - счетчик для первой составляющей

Цикл последовательного перебора первой составляющей

$j2$ - счетчик для второй составляющей

Цикл последовательного перебора второй составляющей

Вычисление суммы квадратов разностей двух функций: экспериментальной, M восстановленной корр. фун-ей, M и теоретической кривой, $M^{теор.}$



Процедура поиска локального минимума в массиве $DSum$

Процедура поиска номера минимального элемента в массиве $DSum$

Значение температуры по МНК с использованием спектра в i -й строке

Индекс корректирующей функции для спектра i -й строки