

Л. В. Лабунец, А. В. Попов

## **МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНДИКАТРИСЫ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ОБЪЕКТОВ ЛОКАЦИИ**

*Предложена математическая модель пространственной индикатрисы спектральной степени черноты покрытий конструкционных материалов антропогенных объектов локации и подстилающих поверхностей. Структура модели обеспечивает разумный баланс между адекватностью модели экспериментальным данным и относительно низкими вычислительными затратами имитационного цифрового моделирования тепловизионных изображений 3D- объектов и входных сигналов ИК координаторов цели.*

Исследование входных сигналов является одним из наиболее трудоемких этапов проектирования ИК координаторов цели. Эффективное решение этой задачи основано на рациональном сочетании экспериментальных измерений и математического моделирования тепловизионных изображений 3D- объектов локации. Математические модели характеристик оптического излучения покрытиями конструкционных материалов позволяют создавать аппаратно – программные комплексы имитационного цифрового моделирования тепловизионных изображений целей и входных сигналов ИК систем наведения. Основное требование, предъявляемое к таким комплексам, - это адекватное воспроизведение в вычислительном эксперименте физических закономерностей формирования объектами локации отраженного и собственного оптического излучения.

Строгий теоретический анализ оптического излучения покрытием конструкционного материала связан с решением задач теплообмена между микрогранями шероховатой поверхности и переноса излучения в приповерхностном слое. Применение известных методов решения систем уравнений энергетического баланса [1] и переноса излучения [2] к моделированию фотометрических характеристик покрытия потребует существенных упрощающих допущений относительно теплофизических свойств и микрогеометрии излучающей поверхности. Кроме того, эти методы приводят к сложным математическим выражениям, требуют применения итерационных алгоритмов и статистического моделирования, что связано со значительными вычислительными затратами. Целесообразно ис-

пользовать другой подход к математическому моделированию излучательных характеристик покрытия, основанный на экспериментальном исследовании индикатрис ИК излучения и их описании упрощенной параметрической моделью.

Радиационные свойства реальных тел в ИК диапазоне спектра электромагнитных волн зависят от множества факторов. К таковым, в первую очередь, следует отнести микрогеометрию и состояние поверхности, температуру тела, длину волны излучения, угол под которым излучение либо испускается, либо поглощается поверхностью. Для описания радиационных свойств реальных тел применяют различные характеристики излучения, поглощения и отражения [1, 2], которые сопоставляют с аналогичными характеристиками абсолютно черного тела. В частности удобной характеристикой является степень черноты, показывающая какую долю энергии излучения абсолютно черного тела составляет энергия излучения данного тела.

Направленную спектральную степень черноты  $\varepsilon_\lambda(T_S, \theta, \varphi)$  элемента поверхности тела  $dS$ , зависящую от длины волны излучения  $\lambda$ , температуры площадки  $T_S$ , полярного  $\theta$  и азимутального  $\varphi$  углов направления наблюдения, опишем в системе координат, связанной с вектором нормали  $\vec{N}$  в текущей точке поверхности объекта (рис. 1).

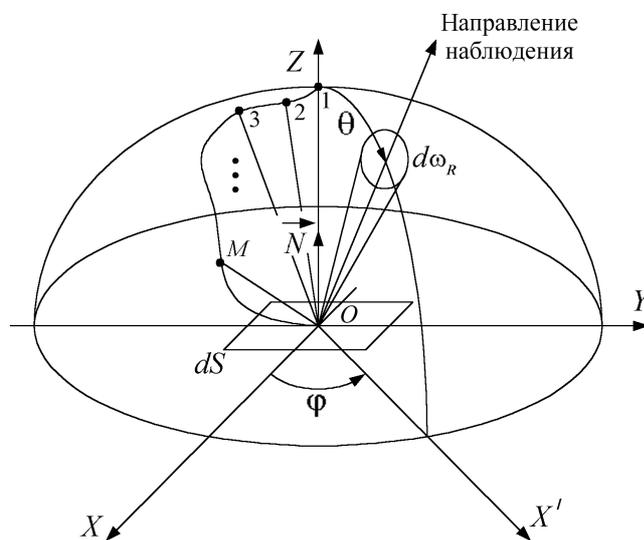


Рис. 1. Система координат образца покрытия.

По определению энергия, испускаемая элементом поверхности  $dS$  в единицу времени, в спектральном диапазоне  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ , в пределах телесного угла  $d\omega_R$  в окрестности направления наблюдения, может быть представлена выражением [1]

$$d^3\Phi_\lambda(T_S, \theta, \varphi) = \varepsilon_\lambda(T_S, \theta, \varphi) i_{\lambda_B}(T_S) \cos \theta dS d\omega_R d\lambda.$$

Здесь спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела, имеющего температуру  $T_S$ , определяется законом Планка

$$i_{\lambda B}(T_S) = 2\pi C_1 \lambda^{-5} \left\{ \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_S}\right) - 1 \right\}^{-1},$$

где  $C_1 = 0,59548 \cdot 10^{-4}$  [Вт · мкм<sup>2</sup>] и  $C_2 = 14388$  [мкм · К] - постоянные.

Для непрозрачного тела закон сохранения энергии относительно трех монохроматических потоков: падающего на площадку в направлении, характеризуемом сферическими углами  $\theta$  и  $\varphi$  -  $d^3\Phi_{\lambda S}(T_S, \theta, \varphi)$ ; отраженного площадкой в верхнюю полусферу -  $d^3\Phi_{\lambda R}(T_S, \theta, \varphi)$  и поглощенного площадкой -  $d^3\Phi_{\lambda A}(T_S, \theta, \varphi)$  - принимает вид очевидного равенства

$$\alpha_\lambda(T_S, \theta, \varphi) + A_\lambda(T_S, \theta, \varphi) = 1,$$

где  $\alpha_\lambda(T_S, \theta, \varphi)$  и  $A_\lambda(T_S, \theta, \varphi)$  - направленная спектральная поглощательная способность и направленно-полусферическая спектральная отражательная способность элемента поверхности тела

$$\alpha_\lambda(T_S, \theta, \varphi) = \frac{d^3\Phi_{\lambda A}(T_S, \theta, \varphi)}{d^3\Phi_{\lambda S}(T_S, \theta, \varphi)}; \quad A_\lambda(T_S, \theta, \varphi) = \frac{d^3\Phi_{\lambda R}(T_S, \theta, \varphi)}{d^3\Phi_{\lambda S}(T_S, \theta, \varphi)}.$$

В большинстве практических случаев реальные тела обнаруживают способность находиться в состоянии локального термодинамического равновесия, при котором совокупность энергетических состояний в процессах поглощения и излучения соответствует с очень близким приближением их равновесным распределениям. Обоснованность этого приближения подтверждается экспериментальными данными [1], согласно которым окружающее тело поле излучения не оказывает существенного влияния на величины  $\epsilon_\lambda(T_S, \theta, \varphi)$  и  $\alpha_\lambda(T_S, \theta, \varphi)$ .

Состоянию термодинамического равновесия отвечает равенство  $\epsilon_\lambda(T_S, \theta, \varphi) = \alpha_\lambda(T_S, \theta, \varphi)$ , представляющее собой наиболее общую форму закона Кирхгофа. С учетом последнего и закона сохранения энергии получим

$$\epsilon_\lambda(T_S, \theta, \varphi) = 1 - A_\lambda(T_S, \theta, \varphi). \quad (1)$$

В инженерной практике степень черноты обычно определяют экспериментальным путем в зависимости от температуры и длины волны для направления, нормального к по-

верхности. Видимо по этой причине в теоретической фотометрии широко применяют мультипликативную модель направленной степени черноты [3]

$$\varepsilon_{\lambda}(T_S, \theta, \varphi) = \varepsilon_{\lambda N}(T_S) \cdot \rho(\theta, \varphi). \quad (2)$$

Здесь первый множитель  $\varepsilon_{\lambda N}(T_S) = \varepsilon_{\lambda}(T_S, 0, 0)$  учитывает спектральную и температурную зависимости радиационных свойств тела, которые являются следствием зависимости оптических показателей (преломления, поглощения, рассеяния) вещества от длины волны и температуры.

Второй множитель  $\rho(\theta, \varphi)$  учитывает распределение радиационных свойств по направлениям наблюдения и в большей степени определяется шероховатостью и состоянием поверхности вещества. Дальнейшие упрощения состоят в том, что степень черноты в направлении нормали  $\varepsilon_{\lambda N}(T_S)$  отвечает идеально гладкой (полированной) поверхности вещества. Влияние шероховатости и состояния поверхности попытаемся учесть с помощью параметрического описания для нормированной индикатрисы излучения  $\rho(\theta, \varphi)$  элемента поверхности  $dS$ .

Очевидно, что в такой постановке степень черноты в направлении нормали является радиационной характеристикой вещества, то есть может рассматриваться вне зависимости от положения дифференциально малой площадки на поверхности тела сложной конфигурации. Напротив числовые значения параметров, варьирующих форму нормированной индикатрисы излучения для различных площадок на поверхности тела, необходимо выбирать с учетом взаимного влияния прилегающих поверхностей.

В дальнейшем будем полагать, что в интересующем нас спектральном диапазоне  $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$  форма нормированной индикатрисы излучения не изменяется. Кроме того, рассматриваются материалы с изотропной структурой, направленная степень черноты которых не зависит от азимутального угла  $\varphi$  направления наблюдения.

В фотометрии во многих случаях нормированную индикатрису излучения материалов с изотропной структурой представляют суммой ряда по степеням косинуса полярного угла наблюдения  $\theta$  площадки [4]. Неудобство такой параметрической модели состоит в необходимости учета достаточно большого числа членов ряда для аппроксимации индикатрис излучения не диффузных поверхностей.

Более удобной, на наш взгляд, является модель

$$\rho(\theta) = 1 - k_{B1} \left\{ 1 - \frac{k_{R1}^2 \cos \theta}{1 - (1 - k_{R1}^2) \cos^2 \theta} \right\} - k_{B2} \left\{ 1 - \frac{k_{R2}^2 \cos \theta}{1 - (1 - k_{R2}^2) \cos^2 \theta} \right\}, \quad (3)$$

в виде смеси двух направленных составляющих излучения, входящих соответственно с положительными весами  $k_{B1}$  и  $k_{B2}$ . Ясно, что при скользящих углах наблюдения  $\theta \approx \pi/2$  нормированная индикатриса излучения имеет значение  $\rho(\pi/2) = 1 - k_{B1} - k_{B2}$ . Поэтому веса должны удовлетворять ограничениям:  $k_{B1} \geq 0$ ;  $k_{B2} \geq 0$ ;  $k_{B1} + k_{B2} \leq 1$ . Очевидно также, что выбор нулевых значений весов обеспечивает идеально диффузный характер излучения.

Геометрически компоненты модели (3) представляют собой эллипсоиды с осями вращения, совпадающими с вектором нормали  $\vec{N}$  к анализируемой площадке. Параметры модели  $k_{R1}$  и  $k_{R2}$ , в такой интерпретации, представляют собой отношения горизонтальной и вертикальной осей эллипсоидов. Иными словами, параметры  $k_{R1}$  и  $k_{R2}$  характеризуют степень направленности нормированной индикатрисы излучения.

В качестве примеров в таблице 1 представлены различные значения параметров модели (3). Отвечающие им индикатрисы излучения представлены в полярной системе координат соответственно на рис. 2 – 4.

Таблица 1.  
Параметры моделей нормированной индикатрисы излучения

Параметры	$k_{B1}$	$k_{R1}$	$k_{B2}$	$k_{R2}$
Модель № 1	0.5	1.0	0.5	2.0
Модель № 2	0.5	1.0	0.5	3.0
Модель № 3	0.7	1.0	0.3	13.0

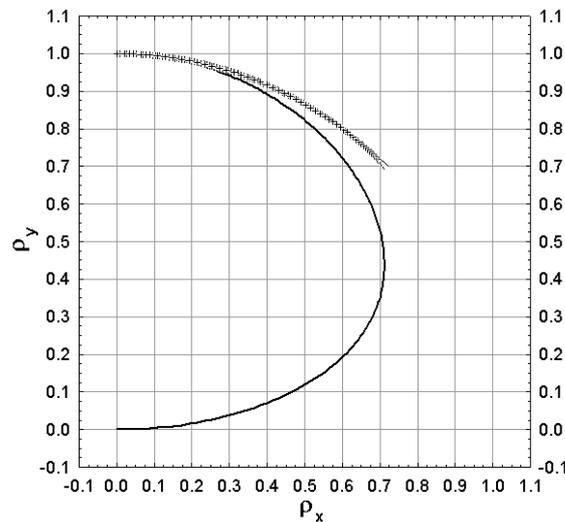


Рис. 2. Нормированная индикатриса излучения идеально гладкого диэлектрика.

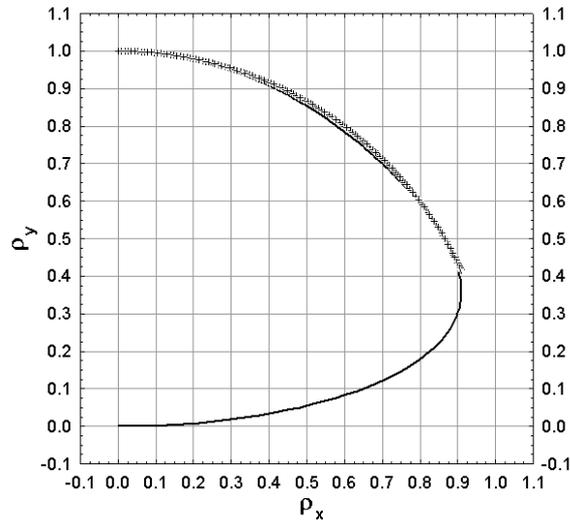


Рис. 3. Нормированная индикатриса излучения, совпадающая с диффузной индикатрисой при  $\theta < 70^\circ$ .

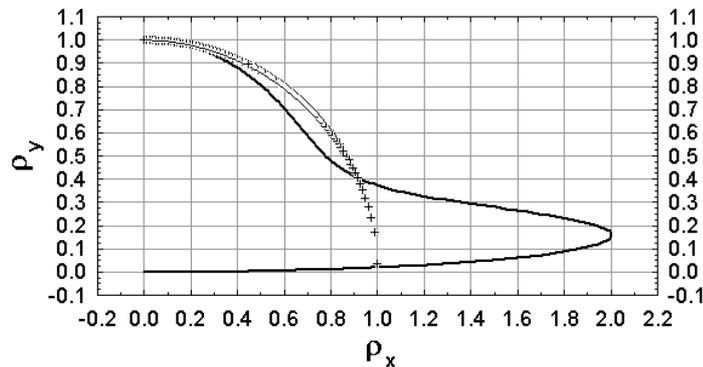


Рис. 4. Нормированная индикатриса излучения платины на длине волны 2 мкм.

Сплошными линиями на рисунках отмечены результаты расчетов по формуле (3). По осям абсцисс и ординат отложены величины  $\rho_x = \rho(\theta)\sin\theta$ , и  $\rho_y = \rho(\theta)\cos\theta$ . Для сопоставления, крестиками на рисунках отмечена диффузная индикатриса (абсолютно черное тело), имеющая вид окружности единичного радиуса. Модель № 1 (рис. 2) описывает нормированную индикатрису излучения “оптически гладкой” поверхности диэлектрика, полученную в [1, с. 129] с помощью электромагнитной теории. Модель № 2 (рис. 3) иллюстрирует возможности изменения формы индикатрисы в зависимости от выбора различных значений коэффициентов в формуле (3). Для этого случая интересно отметить, что в диапазоне углов наблюдения  $0^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$  модельная индикатриса идеально совпадает с диффузной. Для больших углов наблюдения излучательные свойства поверхности резко снижаются. Модель № 3 (рис. 4) аппроксимирует нормированную индикатрису излучения платины на длине волны  $\lambda = 2$  мкм [1, с. 131]. Хорошо видно, что в диапазоне углов наблюдения  $0^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$  платина излучает практически диффузно. При больших

углах наблюдения излучательная способность платины увеличивается примерно в два раза.

Математическое описание степени черноты в направлении нормали  $\epsilon_{\lambda N}(T_S)$  к идеально гладкой поверхности покрытия в ИК области спектра оптического излучения требует конкретизации оптических и теплофизических характеристик материала объекта локации. В качестве модели для анализа рассмотрим лакокрасочное покрытие (ЛКП), нанесенное на металлическую подложку. В простейшем случае ЛКП состоит из оптически однородного пленкообразователя толщиной  $z_0$ , содержащего в себе частицы пигмента, химически не взаимодействующего с пленкообразователем [5]. Обычно для ЛКП характерна значительная концентрация пигмента в единице объема. Вследствие плотной упаковки рассеивающих центров и малого расстояния между ними в покрытии имеет место многократное рассеяние. Такие среды принято называть сильно мутными.

В прикладных задачах для описания оптических свойств сильно мутных сред в ИК области спектра широкое распространение получил двухпараметрический вариант двухпоточкового приближения теории рассеяния света, разработанный Гуревичем, Кубелкой и Мунком [6]. В ряде экспериментальных работ [6 - 9] было показано, что с достаточной для практики точностью теория Гуревича - Кубелки - Мунка (ГКМ) не имеет принципиальных ограничений для применений в видимом, ближнем и среднем ИК спектральных диапазонах. Ограничения ее применения состоят в следующем:

- спектральные показатели поглощения  $K_\lambda$  и рассеяния  $\sigma_\lambda$  должны быть постоянны по всей толщине  $z_0$  пленкообразователя;
- индикатриса рассеяния  $\mu_\lambda(\gamma)$  частиц пигмента постоянна по всему объему ЛКП и не зависит от условий облучения.

Соответствующий анализ, представленный в работе [10], позволяет получить следующую модель для степени черноты в направлении нормали к идеально гладкой поверхности покрытия

$$\epsilon_{\lambda N}(T_S) = A_\lambda \left\{ 1 - \frac{1}{n_\lambda^2} \cdot \frac{R_\lambda - D_\lambda \exp(-2L_\lambda z_0)}{B_\lambda - C_\lambda D_\lambda \exp(-2L_\lambda z_0)} \right\}; \quad (4)$$

$$A_\lambda = 1 - A_{0\lambda}; \quad B_\lambda = 1 - R_\lambda \left( 1 - \frac{A_\lambda}{n_\lambda^2} \right); \quad C_\lambda = R_\lambda - 1 + \frac{A_\lambda}{n_\lambda^2}; \quad D_\lambda = \frac{R_\lambda - A_{2\lambda}}{1 - A_{2\lambda} R_\lambda}.$$

Здесь  $R_\lambda = 1 + \beta_\lambda(1 + \delta_\lambda) - \{\beta_\lambda^2(1 + \delta_\lambda)^2 + 2\beta_\lambda(1 + \delta_\lambda)\}^{1/2}$  - полусферический спектральный коэффициент отражения бесконечно толстого слоя ЛКП без учета влияния границ [5, с.78];  $\beta_\lambda = \kappa_\lambda/\sigma_\lambda$  - его удельное поглощение;  $\delta_\lambda$  - коэффициент асимметрии индикатрисы, равный отношению потоков, рассеянных элементарным объемом среды в переднюю и заднюю полусферы

$$\delta_\lambda = \frac{\int_0^{\pi/2} \mu_\lambda(\gamma) \sin \gamma d\gamma}{\int_{\pi/2}^\pi \mu_\lambda(\gamma) \sin \gamma d\gamma};$$

$L_\lambda = \sqrt{\kappa_\lambda^2 + 2\kappa_\lambda \sigma_\lambda / (1 + \delta_\lambda)}$  - глубинный показатель ослабления ЛКП [5, с.78];  $A_{0\lambda}$  и  $A_{2\lambda}$  - полусферические спектральные коэффициенты отражения соответственно идеально гладкой поверхности ЛКП в воздух и идеально гладкой подложки внутрь покрытия;  $n_\lambda$  - спектральный показатель преломления покрытия.

Дальнейшее упрощение полученных выражений основано на замене полусферических спектральных коэффициентов отражения  $A_{0\lambda}$  и  $A_{2\lambda}$  - коэффициентами отражения, рассчитанными по формулам Френеля для случая нормального облучения

$$A_{0\lambda} = \left\{ \frac{(n_\lambda - 1)^2 + \kappa_\lambda^2}{(n_\lambda + 1)^2 + \kappa_\lambda^2} \right\}; \quad (5)$$

$$A_{2\lambda} = \left\{ \frac{(m_\lambda - n_\lambda)^2 + (\vartheta_\lambda - \kappa_\lambda)^2}{(m_\lambda + n_\lambda)^2 + (\vartheta_\lambda + \kappa_\lambda)^2} \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $m_\lambda$  и  $\vartheta_\lambda$  - спектральные показатели преломления и поглощения металлической подложки. Возможность замены коэффициента  $A_{0\lambda}$  выражением (5) подтверждается результатами экспериментальных исследований [3, 11]. Погрешность замены коэффициента  $A_{2\lambda}$  выражением (6) оценивалась в работе [5, с.56].

Для металлов, в среднем и дальнем ИК - диапазонах спектра ( $\lambda \geq 2$  мкм), достаточно точной для практических расчетов является формула, представленная в [1]

$$m_\lambda(T_S) = \vartheta_\lambda(T_S) = \left\{ 30\lambda \sigma_0(T_S) \right\}^{1/2} = \left\{ 30\lambda \frac{\zeta(T_S)}{LT_S} \right\}^{1/2}.$$

Здесь длина волны  $\lambda$  измеряется в метрах, а  $L = 2,51 \cdot 10^{-8}$  [вт·ом·град<sup>-2</sup>] - постоянная Лоренца. Удельная проводимость металла  $\sigma_0(T_S)$ , выраженная в [ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>], подчиняется закону Видемана - Франца  $\sigma_0(T_S) = \zeta(T_S) / (LT_S)$ . Экспериментальные

данные показывают, что коэффициент электронной теплопроводности  $\zeta(T_S)$  для железа уменьшается линейно от 18 до 10 [ кал / (м · сек · град) ] в диапазоне температур от 0° до 500° С [12, с.80].

В соответствии с предложенной моделью (3) проводилось исследование влияния формы нормированной индикатрисы  $\rho(\theta)$  на статистические характеристики синтезированного тепловизионного изображения танка Т-72. В вычислительном эксперименте спектральную и температурную зависимости степени черноты в направлении нормали  $\epsilon_{\lambda N}(T_S)$  аппроксимировали моделью Хагена – Рубенса [1]

$$\epsilon_{\lambda N}(T_S) = 1 - \frac{2m_{\lambda}^2(T_S) - 2m_{\lambda}(T_S) + 1}{2m_{\lambda}^2(T_S) + 2m_{\lambda}(T_S) + 1}$$

для металлической поверхности объекта локации без ЛКП. Расчеты проводились для спектрального диапазона 7 – 14 мкм. Распределение температуры по поверхности цели задавалось в рамках кусочно-аналитической модели геометрического образа объекта (см. рис. 5), представленной в работе [10]. Размер синтезированного изображения цели составлял 200 × 200 пикселей, а глубина цвета – 8 бит, в оттенках серого.

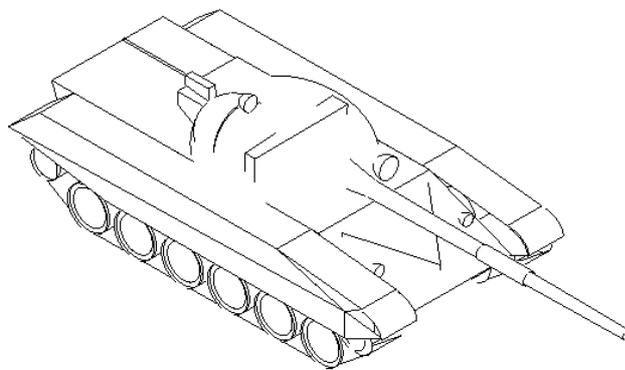


Рис. 5. Геометрический образ танка.

В качестве основных статистик модельных изображений исследовались математическое ожидание (МО), среднее квадратичное отклонение (СКО) и медиана одномерного распределения для уровня яркости изображения. Кроме того, анализировался вид гистограммной оценки распределения, как наиболее важной характеристики для выбора параметров алгоритмов сегментации изображений. Результаты цифрового моделирования тепловизионных изображений танка Т-72, а также соответствующие им гистограммы яркости изображений и нормированные индикатрисы  $\rho(\theta)$  представлены на рис. 6 – 8.

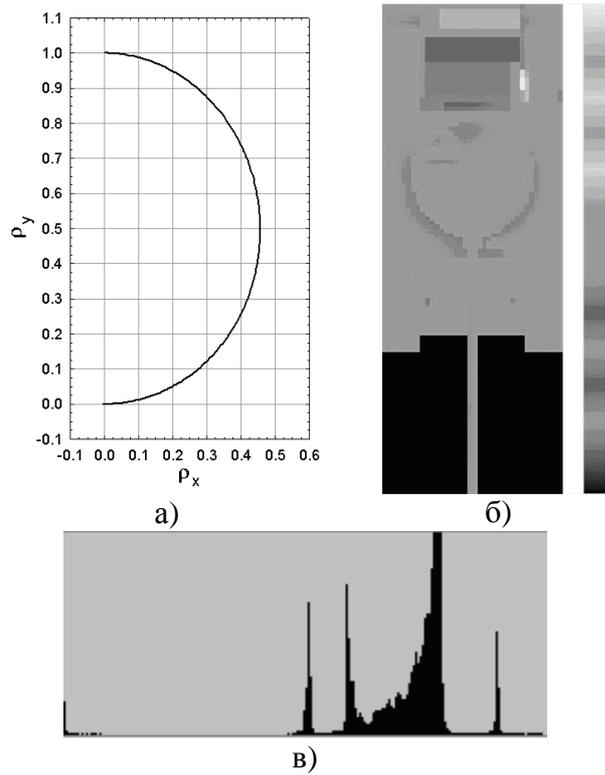


Рис. 6. Нормированная индикатриса  $\rho(\theta)$  с параметрами  $k_{B1} = 0,93$ ;  $k_{R1} = 0,94$ ;  $k_{B2} = 0,07$ ;  $k_{R2} = 0,65$  - а); синтезированное изображение Т-72 – б); гистограмма яркости изображения – в).

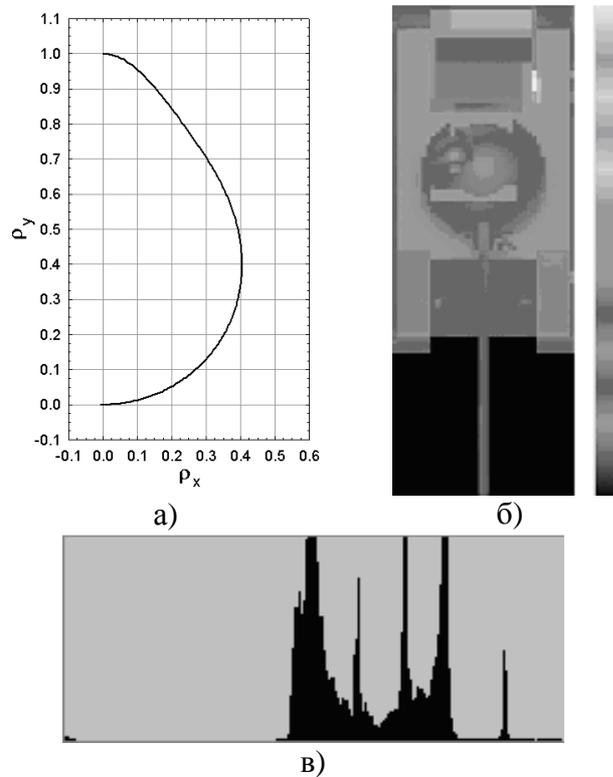


Рис. 7. Нормированная индикатриса  $\rho(\theta)$  с параметрами  $k_{B1} = 0,75$ ;  $k_{R1} = 1,06$ ;  $k_{B2} = 0,25$ ;  $k_{R2} = 0,25$  - а); синтезированное изображение Т-72 – б); гистограмма яркости изображения – в).

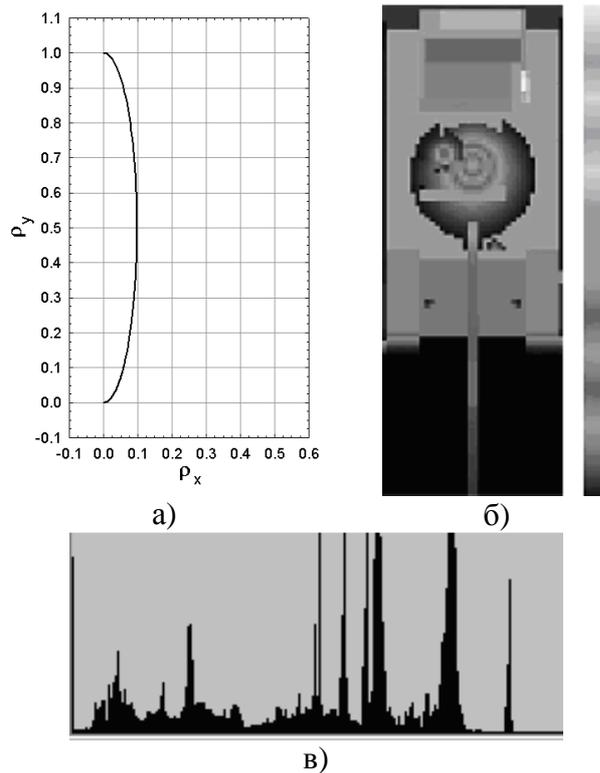


Рис. 8. Нормированная индикатриса  $\rho(\theta)$  с параметрами  $k_{B1} = 0,99$ ;  $k_{R1} = 0,19$ ;  $k_{B2} = 0,01$ ;  $k_{R2} = 0,24$  - а); синтезированное изображение Т-72 – б); гистограмма яркости изображения – в).

Оценки основных статистик модельных изображений сведены в таблицу 2.

Таблица 2.

Статистик модельных изображений танка Т-72

№ п/п	$k_{B1}$	$k_{R1}$	$k_{B2}$	$k_{R2}$	МО	Медиана	СКО
1	0,93	0,94	0,07	0,65	139,54	147	19,97
2	0,75	1,06	0,25	0,25	124,58	122	26,03
3	0,99	0,19	0,01	0,24	111,87	121	45,02

Полученные результаты цифрового моделирования тепловизионных изображений объекта локации позволяют сделать следующие выводы:

1. Форма индикатрисы для степени черноты конструкционного материала существенно влияет на качество и статистические характеристики тепловизионного изображения объекта локации. Иными словами, возможна оптимизация характеристик заметности цели в ИК спектральном диапазоне за счет изменения формы индикатрисы излучения.
2. Увеличение направленных свойств индикатрисы степени черноты увеличивает количество значимых локальных мод гистограммы яркости тепловизионного изображения, что улучшает качество его сегментации.

3. Увеличение направленных свойств индикатрисы степени черноты увеличивает средний уровень и уменьшает стандартное отклонение для яркости тепловизионного изображения цели.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением / Под ред. Б. А. Хрусталева: Пер. с англ. - М.: Мир, 1975. - 934 с.
2. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии: Пер. с англ. - М.: Иностранная литература. - 1953. - 431 с.
3. Сапожников Р. А. Теоретическая фотометрия. - Л.: Энергия. - 1967. - 203 с.
4. Тымкул Л. В., Тымкул В. М., Алеев Р. М. Метод и результаты расчета пространственного распределения силы света излучающих тел ламп накаливания // Опτικο - механическая промышленность. - 1981. - № 2. - С. 36 - 39.
5. Гуревич М. М. Введение в фотометрию. - Л.: Энергия, 1968. - 244 с.
6. Kubelka P. Theory of Diffuse Reflectance // Journal Optical Society of America. - 1948. - V. 38, № 5. - P. 448 - 457.
7. Vincent R. K., Hunt G. R. Infrared Reflectance from Mat Surfaces // Applied Optics. - 1968. - V. 7, № 1. - P. 53 - 59.
8. Середенко М. М. Влияние подложки и толщины лакокрасочного покрытия на его коэффициент излучения // Опτικο - механическая промышленность. - 1979. - № 5. - С. 10 - 11.
9. Морозова Л. Н., Середенко М. М. Характеристики поглощения и рассеяния теплоизолирующих тканей в инфракрасной области спектра // Опτικο - механическая промышленность. - 1983. - № 3. - С. 10 - 11.
10. Лабунец Л. В. Цифровые модели изображений целей и реализаций сигналов в оптических локационных системах: Учебное пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2007. – 216 с.
11. Войшвилло Н. А. Теория Гуревича – Кубелки - Мунка для рассеивающих слоев с двумя отражающими границами // Оптика и спектроскопия. - 1974. - Т. 37, вып. 1. - С. 136 - 143.
12. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций: Пер. с франц. М. Г. Беды и др. - М: Мир, 1968. - 464 с.