

Н.Е. Лебедев, С.В. Станичный

Измерение излучательной способности плоских поверхностей

Морской гидрофизический институт Национальной академии наук Украины, г. Севастополь

Поступила в редакцию 5.05.2000 г.

Приведены и сопоставлены три методики расчета спектральной излучательной способности ϵ плоских зеркально отражающих поверхностей по данным узкополосных ИК радиометрических измерений. Представлены соотношения для расчета ϵ , инструментальных и методических ее погрешностей. Первая методика удобна для определения ϵ природных объектов в натуральных условиях, в том числе тонких пленок на водной поверхности; ее точность $d\epsilon \leq 0,005$ при уровне шумов радиометра $\delta t_m \approx 0,1^\circ$. Выбором надлежащей методики можно обеспечить точность определения ϵ на уровне $d\epsilon < 0,0015$ ($\epsilon \approx 0$) $\div 0,004$ ($\epsilon \approx 1$) при $\delta t_m \approx 0,1^\circ$.

Введение

Дистанционное зондирование поверхностной температуры в ИК-диапазоне дает весьма существенную часть информации для прогнозирования погоды, проведения экологического мониторинга, исследования различных процессов. Решение задачи расчета термодинамической температуры поверхности требует знания величины ее излучательной способности ϵ . Действительно, при визировании поверхности с температурой t_n и излучательной способностью ϵ , засвечиваемой фоновым излучением Φ , попадающее на входной оптический блок радиометра излучение I_n в отсутствие атмосферной трансформации составляет (рис. 1, а):

$$I_n = \epsilon B(t_n) + (1 - \epsilon) \Phi. \quad (1)$$

Здесь и далее $B(t)$ – функция Планка от температуры t при длине волны, определяемой пропусканием входного фильтра оптического блока. Такая аппроксимация интенсивности излучения функцией Планка правомерна вследствие узкополосности применяемого фильтра: $d\lambda/\lambda < 0,05$.

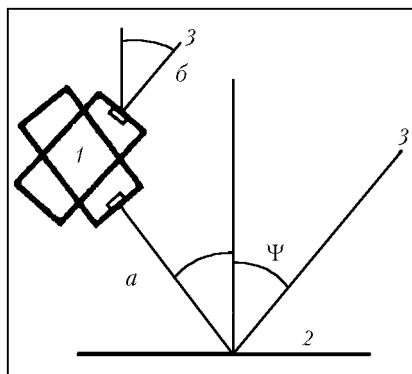


Рис. 1. Схематическое изображение радиометрических измерений, необходимых для расчета излучательной способности ϵ : а – визирование радиометром поверхности; б – визирование засвечивающего фона Φ . 1 – радиометр; 2 – поверхность с температурой t_n с известной ϵ_k либо искомой ϵ ; 3 – излучение фона Φ

Из (1) определяется

$$B(t_n) = \Phi + 1/\epsilon (I_n - \Phi),$$

по которой обращением функции Планка находится t_n . Если ϵ известна с погрешностью $d\epsilon$, то t_n будет определена с ошибкой

$$dt_n = -d\epsilon/\epsilon \lambda T_n^2 / C_2 [1 - \Phi/B(t_n)]. \quad (2)$$

Здесь и далее t – температура в градусах Цельсия, T – в кельвинах; $C_2 = 14388$ мкм · К; λ – центральная длина волны фильтра оптического блока. Примем ее равной 11 мкм – центру полосы прозрачности атмосферы $10 \div 12$ мкм. При $d\epsilon/\epsilon = 1\%$, $t_n = 20^\circ$, $\Phi/B(t_n) = 0,2$ (что соответствует визированию призенитного участка безоблачного неба): $dt_n \approx 0,4^\circ$.

Отличие излучательных способностей чистых и загрязненных участков водной поверхности может быть использовано для решения задач экологического мониторинга. Если ϵ_w – излучательная способность чистой воды, а ϵ_d – покрытой загрязнением, то при одной и той же термодинамической температуре T_w чистой и загрязненной водной поверхности яркостные температуры их восходящего излучения $T_{dя}$, $T_{wя}$ будут отличаться на $dT_{я} = T_{dя} - T_{wя} = \lambda T_w^2 / C_2 (1 - \Phi_1/B(t_w)) (\epsilon_d - \epsilon_w)$. При $\Phi_1/B(t_w) = 0,2$ (ясное небо летом), $\lambda = 11$ мкм, $t_w = 20^\circ$, $\epsilon_d - \epsilon_w = 0,02$ $dT_{я} \approx -1^\circ$. Достаточно большое значение $dT_{я}$ свидетельствует, что загрязнение может проявляться в поле яркостных температур из-за разницы между ϵ_d и ϵ_w , хотя в реальности это не единственный фактор, формирующий $dT_{я}$ [1]. Значение величины ϵ_d необходимо и для определения толщины тонких пленок [2].

Кроме того, само получение надежных данных требует регулярных калибровок измерительной аппаратуры, причем во многих случаях наиболее подходящей формой калибраторов является плоская. Помимо простоты и технологичности она позволяет адекватнее учитывать величину фоновой засветки при калибровке сравнительно с применением калибраторов более сложной формы, обеспечивающих более высокое значение излучательной особенности калибраторов ϵ_k .

Точность знания величины ε_k непосредственно влияет на достоверность расчетов t_n : если ε_k известна с ошибкой $d\varepsilon_k/\varepsilon_k$, то истинная t_n будет смещена относительно расчетной $t_{n,p}$ на

$$t_n - t_{n,p} = d\varepsilon_k/\varepsilon_k \lambda T_n^2 / C_2 [B_M/B(t_w) - 1]. \quad (3)$$

Здесь $B_M = B(t_{0,6})$, $t_{0,6}$ – температура оптического блока. Это соотношение получено для радиометра модуляционного типа [3], иначе в (3) следует положить $B_M = 0$. При $\lambda = 11$ мкм, $d\varepsilon_k/\varepsilon_k = 1\%$, $t_{0,6} = 20^\circ$, $t_n = 15^\circ$ (излучение морской поверхности): $t_n - t_{n,p} = 0,05^\circ$; при $t_n = -42^\circ$ (излучение безоблачного неба): $t_n - t_{n,p} = 0,5^\circ$ для радиометра модуляционного типа, иначе $t_n - t_{n,p} = 1^\circ$. Выражения (2), (3) дают оценки требуемой точности значения ε .

Целью данной работы является представление радиометрических способов определения величины ε плоских зеркально отражающих поверхностей наряду с оценкой их погрешностей, которые целесообразно разделить на две группы – неустраняемые инструментальные, обусловленные шумами прибора, и в какой-то мере устранимые методические, вызванные несоответствием методических и реальных условий измерения.

Выходное напряжение радиометра положим линейно связанным с величиной входного излучения:

$$U_x = a I_x + U_s, \quad (4)$$

где U_s – напряжение, определяемое оптическими характеристиками и температурами элементов оптического блока и напряжением смещения электронного тракта радиометра; a – чувствительность радиометра, определяемая чувствительностью приемника излучения, оптическими характеристиками элементов оптического блока и усилением электронного тракта. Соотношение (4) выполняется, в частности, для распространенных неохлаждаемых приемников излучения пироэлектрического типа.

1. Измерение ε с привлечением «холодного» и «теплого» фонов

При визировании горизонтально расположенной поверхности с температурой t_n и неизвестной величиной ε , развернутой относительно надира на угол ψ радиометром, он (радиометр) воспринимает суммарное излучение как излучение собственно поверхности εB_n ($B_n = B(t_n)$), так и отраженное от нее излучение $r \Phi$, нисходящее под углом ψ к надиру фона Φ (см. рис. 1,а); при этом выходное напряжение радиометра можно записать в виде

$$U = a (\varepsilon B_n + r \Phi) + U_s.$$

Здесь и далее $r = 1 - \varepsilon$ – коэффициент отражения поверхности.

Из двух таких визирований по «холодному» фону Φ_1 , в качестве которого выберем излучение безоблачного неба, и по «теплому» Φ_2 , оформленному дополнительно вводимой горизонтальной поверхностью, перекрывающей своим излучением $\Phi_2 \approx B_n$ излучение Φ_1 , получим

$$U_1 = a (\varepsilon B_n + r \Phi_1) + U_s, \quad (5)$$

$$U_2 = a (\varepsilon B_n + r \Phi_2) + U_s. \quad (6)$$

Отметим, что безоблачное небо является уникальным природным АЧТ со стабильным излучением Φ : ночью $|d\Phi/B(T_{\text{возд}})| < 0,3\%$ за 1 ч; натурные измерения и расчет по модели LOWTRAN-7 показывают, что для углов $\varphi \leq 20^\circ$ от надира и $\lambda = 11$ мкм $\Phi/B(T_{\text{возд}})$ равно $0,2 \div 0,35$ летом и $0,07 \div 0,15$ зимой. Использование безоблачного неба для I, II методик в качестве источника «холодного» фона позволяет существенно понизить уровень расчетных ошибок ε .

При визировании «холодного» и «теплого» фонов (рис. 1,б):

$$U_3 = a \Phi_1 + U_s, \quad (7)$$

$$U_4 = a \Phi_2 + U_s. \quad (8)$$

При измерениях (6), (8) ориентация формирующей фоновую засветку Φ_2 поверхности обусловлена требованием отсутствия многократных отражений излучения между этой поверхностью и оптическим блоком – иначе уравнения (6), (8) примут иной вид и систему (5) – (8) станет невозможно разрешить относительно ε .

Из формул (5) – (8) получим

$$\varepsilon = 1 - (U_1 - U_2)/(U_3 - U_4), \quad (9)$$

отсюда найдем инструментальную погрешность расчета ε :

$$D\varepsilon_1 = \frac{1}{\Phi_2 - \Phi_1} \left(\frac{dU_1 - dU_2}{a} - r \frac{dU_3 - dU_4}{a} \right). \quad (10)$$

Вследствие статистической независимости слагаемых правой части (10) и при одинаковом времени проведения измерений (5)–(8)

$$D\varepsilon_1 \approx C_2/\lambda \delta t_{\text{ш}}/T_n^2 [2(1+r^2)]^{1/2}/(1-\Phi_1/\Phi_2), \quad (11)$$

где $\delta t_{\text{ш}}$ – шумы выходного напряжения радиометра в единицах температуры.

При измерениях (5) – (8) необходимо обеспечить неизменность t_n , Φ_1 , Φ_2 , иначе расчет ε будет содержать следующие методические погрешности:

1) при изменении t_n

$$d\varepsilon_1 [dt_n] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [dt_n] = \varepsilon \frac{B_{n(6)} - B_{n(5)}}{\Phi_2 - \Phi_1} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_n}{T_n^2} \frac{\varepsilon}{1 - \Phi_1/B_n}, \quad (12)$$

2) при изменении Φ_1

$$d\varepsilon_1 [d\Phi_1] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [d\Phi_1] = (1 - \varepsilon) \frac{\Phi_{1(7)} - \Phi_{1(5)}}{\Phi_2 - \Phi_1} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_{\Phi_1}}{T_{\Phi_1}^2} \frac{r}{1 - B_n/\Phi_1}, \quad (13)$$

3) при изменении Φ_2

$$d\varepsilon_1 [d\Phi_2] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [d\Phi_2] = (1 - \varepsilon) \frac{\Phi_{2(8)} - \Phi_{2(6)}}{\Phi_2 - \Phi_1} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_{\Phi_2}}{T_{\Phi_2}^2} \frac{r}{1 - \Phi_1/B_n}. \quad (14)$$

Здесь и ниже ε_p – расчетное значение ε . Цифровая индексация в скобках некоторой величины указывает на номер уравнения, которому она соответствует. $d\Phi_1, d\Phi_2, dB_n$ – нестабильность $t_{\Phi 1}, t_{\Phi 2}, t_n$ в единицах интенсивности при проведении измерений (5)–(8).

Для понижения уровня методической погрешности (12)–(14) при определении $\varepsilon \approx 1$ особое внимание надо уделять стабильности B_n и измерения производить в порядке: (5)–(8). При определении $\varepsilon \approx 0$ особое внимание надо уделять стабильности Φ_1, Φ_2 и измерения производить в порядке: (5)–(7)–(8)–(6).

Вариант I методики $t_n = t_{0,6}$

Если температуры исследуемой поверхности и оптического блока равны, то для расчета ε достаточно провести три измерения: первое и третье – (5) и (7), второе – направив радиометр по нормали к поверхности. При $t_{0,6} = t_n$ она с радиометром образуют АЧТ и выходное напряжение радиометра при этом

$$V_2 = a B_n + U_s, \quad (15)$$

Из (5), (7), (15) находим

$$\varepsilon = \frac{U_1 - U_3}{V_2 - U_3}. \quad (16)$$

Инструментальная погрешность определения ε при $dV_2 \rightarrow 0$ составляет

$$D\varepsilon_I \approx D\varepsilon_I / \sqrt{2}. \quad (17)$$

Если $t_n \neq t_{0,6}$, то расчет ε будет проведен с методической погрешностью

$$d\varepsilon_I [dt_{0,6}] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [t_{0,6} \neq t_n] = \varepsilon (1 - \varepsilon / (1 - rr_0)) (B_{0,6} - B_n) / (B_n - \Phi), \quad (18)$$

где $r_0 \approx 0,15$ – коэффициент отражения входного окна оптического блока.

Если за время проведения измерений (5)–(7) величины t_n, Φ_1 изменяются, то ε будет рассчитана с методическими погрешностями:

$$d\varepsilon_I [dt_n] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [dt_n] = \varepsilon \frac{B_{n(6)} - B_{n(5)}}{B_n - \Phi_1} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_n}{T_n^2} \frac{\varepsilon}{1 - \Phi_1 / B_n}, \quad (19)$$

$$d\varepsilon_I [d\Phi_1] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [d\Phi_1] = (1 - \varepsilon) \frac{\Phi_{1(17)} - \Phi_{1(16)}}{B_n - \Phi_1} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_{\Phi 1}}{T_{\Phi 1}^2} \frac{r}{1 - B_n / \Phi_1}. \quad (20)$$

При возможности реализации этого варианта (т.е. при $t_n = t_{0,6}$) он предпочтительнее, так как более точен и базируется не на четырех, а на трех измерениях. Величины инструментальных и методических погрешностей I методики для $t_{\Phi 1} = -42^\circ, dt_{\Phi 1} = 0,2^\circ, t_n = t_{\Phi 2} = 20^\circ, dt_n = dt_{\Phi 2} = 0,1^\circ$ представлены на рис. 2, 3.

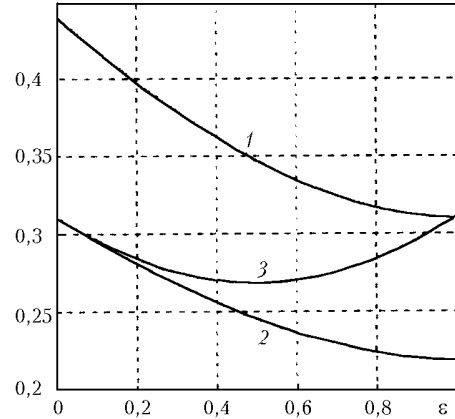


Рис. 2. Инструментальные погрешности I и II методик. Кривая 1 – $D\varepsilon_I$ (11); 2 – $D\varepsilon_{II}$ (17); 3 – $D\varepsilon_{II}$ (25). В скобках указан номер расчетной формулы. Расчеты проведены для значений: $\delta t_n = 0,1^\circ; t_{\Phi 1} = -42^\circ, t_{\Phi 2} = 20^\circ, dt_n = 0,1^\circ, dt_{0,6} = 0,1^\circ, dt_{\Phi 1} = 0,2^\circ, \varepsilon_k = 0,993, d\varepsilon_k/\varepsilon_k = 0,5\%$

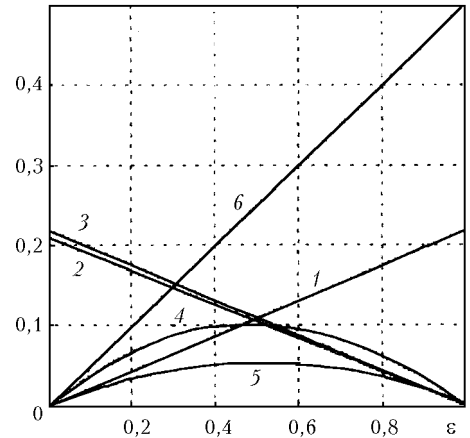


Рис. 3. Составляющие методических погрешностей I, II методик. Кривая 1 – $d\varepsilon_I [dt_n]$ (12); $d\varepsilon_I [dt_n]$ (19); $d\varepsilon_{II} [dt_n]$ (26); 2 – $d\varepsilon_I [d\Phi_1]$ (13); $d\varepsilon_I [d\Phi_1]$ (20); 3 – $d\varepsilon_I [d\Phi_2]$ (14); 4 – $d\varepsilon_I [dt_{0,6}]$ (18); 5 – $d\varepsilon_{II} [d\Phi]$ (27); 6 – $d\varepsilon_{II} [d\varepsilon_k]$ (28). В скобках указан номер расчетной формулы. Расчеты проведены для значений: $t_{\Phi 1} = -42^\circ, t_{\Phi 2} = 20^\circ, t_n = 20^\circ, t_{0,6} = t_n + 0,2^\circ, dt_n = 0,1^\circ, dt_{\Phi 1} = 0,2^\circ, dt_{\Phi 2} = 0,1^\circ, \varepsilon_k = 0,993, d\varepsilon_k/\varepsilon_k = 0,5\%; d\Phi = 0,2^\circ$ в единицах температуры

2. Измерение ε с привлечением поверхности известной ε_k и «холодного» фона

Вторая методика измерений основана на визировании двух поверхностей с одинаковой температурой t_n , с известной излучательной способностью ε_k (например, воды) и с подлежащей определению ε (см. рис. 1,а) и далее на визировании засвечивающего эти поверхности в процессе предыдущих измерений «холодного» фона Φ_1 (см. рис. 1,б). Соответствующие этим измерениям уравнения:

$$U_k = a (\varepsilon_k B_n + r_k \Phi_1) + U_s, \quad (21)$$

$$U_x = a (\varepsilon B_n + r \Phi_1) + U_s, \quad (22)$$

$$U_{\Phi} = a \Phi_1 + U_s. \quad (23)$$

Из (21)–(23)

$$\varepsilon = \varepsilon_k (U_x - U_\Phi) / (U_k - U_\Phi). \quad (24)$$

Инструментальная погрешность определения ε :

$$D\varepsilon_{II} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_n}{T_n^2} \frac{(2(\varepsilon^2 + \varepsilon_k^2 - \varepsilon \varepsilon_k))^{1/2}}{(1 - \Phi_1 / B_n) \varepsilon_k}. \quad (25)$$

Методические погрешности здесь вызваны неточностью знания ε_k , различием t_n в измерениях (21), (22) и дрейфом Φ_1 в процессе измерений (21)–(23).

При различных t_n в измерениях (21) и (22) возникает ошибка:

$$d\varepsilon_{II} [dt_n] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [dt_n] = \varepsilon \frac{B_{n(22)} - B_{n(21)}}{B_n - \Phi_1} \approx \frac{C_2}{\lambda} \frac{dt_n}{T_n^2} \frac{\varepsilon}{1 - \Phi_1 / B_n}. \quad (26)$$

При $dt_n = t_{n22} - t_{n21} = 0,1^\circ$: $d\varepsilon_{II} (dt_n) / \varepsilon < 0,2\%$.

Если фон Φ_1 линейно меняется в процессе измерений (21)–(23):

$$\left. \begin{aligned} U_k &= a (\varepsilon_k B_n + r_k \Phi_1) + U_s \\ U_x &= a (\varepsilon B_n + r (\Phi_1 + d\Phi)) + U_s \\ U_\Phi &= a (\Phi_1 + 2d\Phi) + U_s \end{aligned} \right\},$$

то расчетное значение ε сместится относительно истинного на

$$d\varepsilon_{II} [d\Phi] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [d\Phi] = \varepsilon \left(1 - \frac{2}{\varepsilon_k} + \varepsilon \right) \frac{d\Phi}{B_n - \Phi_1}. \quad (27)$$

При погрешности значения ε_k

$$d\varepsilon_{II} [d\varepsilon_k] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [d\varepsilon_k] = \varepsilon d\varepsilon_k / \varepsilon_k. \quad (28)$$

Величины инструментальных и методических погрешностей для II методики представлены на рис. 2, 3.

При фиксированном расстоянии L между радиометром и исследуемой поверхностью диапазон дозволённых углов определения ε по I, II методикам ограничен снизу некоторой величиной Ψ . Если радиометр имеет форму цилиндра с диаметром оптического блока D , диаметром коаксиального входного окна d , то величина L связана с D , d и α – углом зрения радиометра – соотношением

$$L = \frac{1}{2} \left(D \operatorname{tg}(\Psi) + \frac{(d + D) \cos(2\Psi - \alpha / 2)}{2 \sin(\Psi - \alpha / 2) \cos(\Psi)} \right).$$

При $\psi < \Psi$ в поле зрения прибора при проведении измерений (5), (7) вместо излучений Φ_1 , Φ_2 на исследуемую поверхность будет попадать излучение оптического блока, и чем ближе ψ к нулю, тем оно будет сильнее. Если $\Psi = 10^\circ$, $D = 12$ см, $d = 3$ см, $\alpha = 3^\circ$, то $L = 24,7$ см. Для $\Psi = 3^\circ$ L превысит 1,4 м. Таким образом, I и II методики имеют ограничение по углам. С другой стороны, расчет ε для $\varepsilon(0^\circ) > 0,8$ по формулам Френеля свидетельствует, что изменчивость ε в диапазоне углов $0 \div 10^\circ$ от вертикального менее 0,01%, следовательно, это ограничение непринципиально.

Для лабораторной реализации I, II методик в качестве источников Φ_1 , Φ_2 можно использовать тающий лед и воду комнатной температуры, развернув измерительную установку соответствующим образом. Но при этом ошибки возрастут в $2 \div 2,5$ раза по сравнению с вариантом использования «холодного» нисходящего излучения безоблачной атмосферы в качестве источника Φ_1 . Расчет коэффициента отражения полированного зеркала по I методике дал величину $r = 0,92 \pm 0,01$ для $\lambda = 11$ и 12 мкм, что соответствует данным [4]: $r = 0,87 \div 0,92$.

3. Измерение ε способом двух калибровок

Эта методика основана на сопоставлении результатов двух калибровок радиометра – по поверхностям с известной ε_k и подлежащей определению ε . Калибровка по поверхности с известной ε_k (например, воды, для которой $\varepsilon_k = 0,993$ при $\lambda = 11$ мкм [5]), в отсутствие многократных отражений излучения между поверхностью и оптическим блоком, описывается выражением

$$U_{ki} = a (\varepsilon_k B_i + r_k \Phi) + U_s.$$

Здесь $B_i = B(t_i)$, где $\{t_i\}$ – набор калибровочных температур. Из совокупности данных $\{B(t_i), U_{ki}\}$ методом наименьших квадратов определяется $a_k = a \varepsilon_k$ (причем a априори неизвестна). Аналогично из совокупности данных $\{B(t_j), U_{xi}\}$ калибровки по поверхности с подлежащей определению ε определяется $a_x = a\varepsilon$. Тогда искомая величина

$$\varepsilon = \varepsilon_k a_x / a_k;$$

отсюда

$$\Delta\varepsilon_{III} = \varepsilon (da_x^2 / a_x^2 + da_k^2 / a_k^2 + d\varepsilon_k^2 / \varepsilon_k^2)^{1/2} \quad (29)$$

– полная погрешность расчета ε в отсутствие многократных отражений. Инструментальная погрешность определяется первыми двумя слагаемыми (29), методическая – последним. Если обе калибровки проводятся с точностью на уровне 0,5% и с такой же точностью известна величина ε_k , то $\Delta\varepsilon_{III} / \varepsilon \approx 1\%$. Для $\varepsilon \leq 0,2$ погрешность $\Delta\varepsilon_{III} < \Delta\varepsilon_I, \Delta\varepsilon_I', \Delta\varepsilon_{II}$.

При близком к нормали направлении визирования радиометром исследуемой поверхности между ними возникают многократные отражения излучения и калибровочные соотношения примут вид

$$U_{xi} = \frac{a}{1 - r r_0} (\varepsilon B_i + r B_{0,6}) + U_s,$$

$$U_{kj} = \frac{a}{1 - r_k r_0} (\varepsilon_k B_j + r_k B_{0,6}) + U_s.$$

Здесь $B_{0,6} = B(t_{0,6})$. Таким образом, из проведенных калибровок определяются величины $a_x = a \varepsilon / (1 - r r_0)$ и $a_k = a \varepsilon_k / (1 - r_k r_0)$; их отношение дает: $A = a_x / a_k = \varepsilon / \varepsilon_k (1 - r_k r_0) / (1 - r r_0)$. Отсюда

$$\varepsilon = A \varepsilon_k [1 + \varepsilon_k (1 - A) r_0 / (1 - r_0)]. \quad (30)$$

Если игнорировать многократные отражения (МО), т.е. принять $\varepsilon_p = \varepsilon_k A$, то ε_p сместится на

$$d\varepsilon_{III} [\text{МО}] = (\varepsilon - \varepsilon_p) [\text{МО}] = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_p) \varepsilon}{1 - r r_0} r_0. \quad (31)$$

При $\epsilon_k = 0,993$ (вода, $\lambda = 11$ мкм), $\epsilon = 0,8$, $r_0 = 0,15$: $d\epsilon_{III} [MO] = -0,024$. Следовательно, для достаточно точного определения ϵ при наличии многократных отражений их следует учитывать; для этого надо знать r_0 .

Величину r_0 можно рассчитать по данным четырех измерений. Первые два соответствуют визированию в надир «привязочной» горизонтальной поверхности известной излучательной способности $E = 1 - R$ при температурах $t_{1,2}$ и описываются выражением

$$U_{1,2} = a (E B_{1,2} + R B_{0,6}) / (1 - R r_0) + U_{s1}, \quad (32)$$

вторые – визированию той же поверхности при тех же температурах под углом $\leq 10^\circ$ (когда E остается неизменной) при таком удалении от нее радиометра, что вместо излучения оптического блока на нее будет попадать излучение фона Φ . Многократные отражения при этом отсутствуют, и соответствующее выражение имеет вид

$$V_{1,2} = a (E B_{1,2} + R \Phi) + U_{s2}, \quad (33)$$

$$B_{1,2} = B(t_{1,2}).$$

Из (32), (33) следует

$$r_0 = [1 - (V_2 - V_1) / (U_2 - U_1)] / R. \quad (34)$$

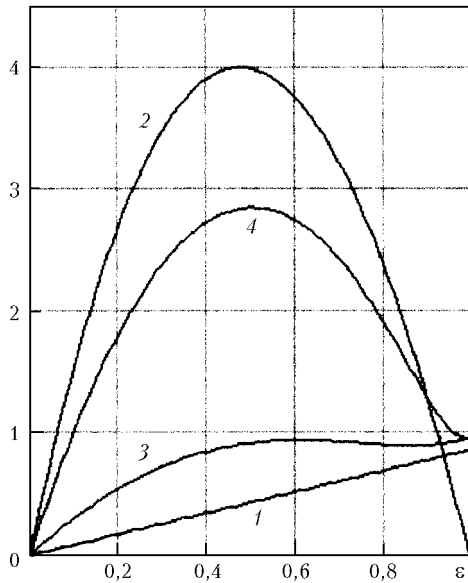


Рис. 4. Погрешности III методики. Кривая 1 – $\Delta\epsilon_{III}$ (29); 2 – $d\epsilon_{III} [MO]$ (31); 3, 4 – $\Delta\epsilon_{III} [MO_k]$ (35). В скобках указан номер расчетной формулы. Расчеты проведены для значений: $\delta t_{III} = 0,1^\circ$; $t_1 = 20^\circ$, $t_2 = 40^\circ$, $dt_1 = dt_2 = 0,1^\circ$; $\epsilon_k = 0,993$, $d\epsilon_k/\epsilon_k = da_x/a_x = da_k/a_k = dE/E = 0,5\%$; $\delta t = 0,05^\circ$, $r_0 = 0,15$; $E = 0,8$ для кривой 3 и $E = 0,95$ для кривой 4

Из (30) с учетом (34) получим оценку общей погрешности расчета ϵ после коррекции влияния многократных отражений:

$$\Delta\epsilon_{III} [MO_k] \approx \epsilon \left\{ \left(1 - r_0 \frac{r - r_k}{1 - r_k r_0} \right)^2 \frac{d\epsilon_k^2}{\epsilon_k^2} + \left(\frac{1 - r r_0}{1 - r_0} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{da_x^2}{a_x^2} + \frac{da_k^2}{a_k^2} \right) + \left(\frac{r - r_k}{(1 - r_k r_0)(1 - r_0)} \right) \left[\left(r_0 \frac{dE}{R} \right)^2 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + 2(1 + (1 - R r_0)^2) \left(\frac{1 - R r_0}{ER} \frac{C_2 \lambda}{1 - B_1 / B_2} \frac{\delta t}{T_2^2} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (35)$$

Здесь dE – погрешность значения E ; δt – шумы напряжения радиометра в единицах температуры при измерениях (32)–(33). Величины погрешностей III методики представлены на рис. 4.

При $E \rightarrow 1$ $\Delta\epsilon_{III} [MO_k]$ резко возрастает (рис. 4, кривая 4). Таким образом, для нахождения r_0 применение воды в качестве «привязочной» поверхности недопустимо; «привязочная» поверхность должна иметь $E \leq 0,8$.

4. Практическое применение

Первая методика удобна для исследования ϵ плоских объектов в натуральных условиях, в том числе тонких пленок на водной поверхности естественного и антропогенного происхождения. Так, на океанографической платформе в Кацивели было проведено экспериментальное исследование влияния наиболее часто встречающихся поверхностных пленок естественного происхождения толщиной $\approx 0,1$ мкм на излучательную способность морской поверхности. Из сликовых участков специальным пробником производился отбор проб воды с сохранением поверхностной пленки. Проведенные на этих пробах измерения ϵ под углами 30, 40, 50, 60° показали, что с точностью до ошибок $d\epsilon \approx 0,005$ величина ϵ не зависела от наличия пленок, тогда как яркостная температура чистых и сликовых участков морской поверхности *in situ* различалась на $0,5 \div 0,8^\circ$. Результаты этих измерений наряду с модельными расчетами привели к выводу, что флуктуации яркостной температуры морской поверхности в присутствии естественных сликов обусловлены изменением термодинамической температуры излучающего поверхностного слоя, а изменение ϵ поверхности вследствие наличия тонких пленок пренебрежимо мало [6].

Расчет ϵ чистой морской поверхности под углом 30° по измерениям радиометра с фильтром $8 \div 13$ мкм дал значение $\epsilon = 0,987$, с точностью до ошибок измерений равное полученной на основе данных о комплексном показателе преломления воды величине [5]. Рассчитанное значение ϵ использовалось для определения собственного излучения морской поверхности и перепада температуры в скин-слое [7].

Заключение

Представленные I – III методики позволяют рассчитывать ϵ плоских поверхностей во всем диапазоне значений $\epsilon = 0 \div 1$. Различные технологические и методические условия их реализации позволяют выбрать более оптимальную для конкретного случая.

Первая методика не требует ни калибровки, ни измерений по поверхности с известной ϵ_k . Она удобна для определения ϵ загрязненной водной поверхности в натуральных условиях.

Вторая методика требует измерений по поверхности с известной ϵ_k .

Первая и вторая методики позволяют проводить измерения ϵ для углов, не слишком близких к нормали. Они требуют визирования стабильного и значительно отличающегося от излучения исследуемой поверхности фона, в качестве которого весьма целесообразно использовать излучение безоблачной атмосферы.

Третья методика основана на сопоставлении результатов двух калибровок радиометра – по поверхностям с известной ϵ_k и подлежащей определению ϵ .

Неучет многократных отражений излучения между радиометром и исследуемой поверхностью, возникающих при близких к нормальному углах ее визирования, повышает уровень методической погрешности III методики на $(0,02 \div 3) \cdot 10^{-2}$ в зависимости от ϵ . Приведен способ их коррекции, основанный на вычислении коэффициента отражения r_0 входного окна оптического блока с помощью дополнительных измерений по поверхности с известной величиной излучательной способности E . Полной коррекции препятствуют ненулевые шумы радиометра δt и конечная точность значения E , особенно при $E \geq 0,8$. Поскольку угловая зависимость ϵ в диапазоне благоприятных для появления многократных отражений углов ($0 \div 10^\circ$ от нормали) весьма мала, актуальность таких измерений невелика.

Третья методика по сравнению с I и II требует больших затрат на проведение измерений, поскольку она представляет собой совокупность двух (при необходимости определить r_0 для коррекции многократных отражений

– четырех) калибровок. И хотя каждая калибровка определяется по двум измерениям, но в целях обеспечения погрешности не хуже 0,5% их требуется не менее 15 (при калибровке по двум стабильным температурам t_1, t_2 вместо количества измерений возрастет их продолжительность). Для определения $\epsilon \leq 0,2$ она более точна, чем I и II; для определения $\epsilon \approx 1$ она менее точна, чем I и II, но более универсальна, так как при учете многократных отражений позволяет определять ϵ и при углах, близких к 90° .

При использовании в измерительном комплексе поворотного зеркала, позволяющего приводить измерения ϵ под различными углами к поверхности при неподвижно закрепленном радиометре, с коэффициентом отражения r_2 , из-за понижения чувствительности инструментальная погрешность возрастает в $1/r_2$ раз. Расчетные соотношения III методики незначительно изменятся в связи с тем, что произведение вида $r r_0$ дополняется множителем r_2^2 .

Сопоставление методик и оценки погрешностей расчета ϵ при $\delta t_{\text{ш}} = 0,1^\circ$, $t_{\phi 1} = -42^\circ$, $t_{\phi 2} = 20^\circ$, $t_{\text{ш}} = 20^\circ$, $\epsilon_k = 0,993$, $d\epsilon_k/\epsilon_k = 0,5\%$, $t_1 = 20^\circ$, $t_2 = 40^\circ$, $t_{0,6} = 20,2^\circ$, $dt_{1,2} = 0,1^\circ$, $dt_{\text{ш}} = 0,1^\circ$, $dt_{0,6} = 0,1^\circ$, $dt_{\phi 1,2} = 0,2^\circ$, $r_0 = 0,15$, $E = 0,8$, $dE/E = 0,5\%$, $\delta t = 0,05^\circ$ представлены в таблице.

Сопоставление I – III методик

Параметр		I, I'	II	III
Число требуемых измерений		4; I' : 3	3	≥ 4 или ≥ 8 ¹⁾
Необходимость измерений по поверхности с известной ϵ_k		–	+	+
Возможность определения ϵ при углах вблизи 90°		–	–	+ ²⁾
Инструментальная погрешность $D\epsilon, \cdot 0,01$	$\epsilon = 0 \div 0,2$	0,44 \div 0,4 I' : 0,31 \rightarrow 0,28	0,31 \rightarrow 0,29	0 \div 0,14 ³⁾ 0 \div 0,15 ⁴⁾
	$\epsilon = 0,8 \div 1$	0,32 \rightarrow 0,31 I' : 0,23 \rightarrow 0,22	0,29 \rightarrow 0,31	0,57 \div 0,71 ³⁾ 0,65 \div 0,83 ⁴⁾
Методическая погрешность $d\epsilon, \cdot 0,01$	$\epsilon = 0 \div 0,2$	0,31 \rightarrow 0,25 I' : 0,21 \rightarrow 0,19	0 \rightarrow 0,11	0 \div 0,1 ³⁾ 0 \div 0,61 ⁴⁾
	$\epsilon = 0,8 \div 1$	0,19 \rightarrow 0,22 I' : 0,19 \rightarrow 0,22	0,44 \rightarrow 0,55	0,4 \div 0,5 ³⁾ 0,71 \div 0,5 ⁴⁾

¹⁾ В присутствии многократных отражений.

²⁾ Нужна коррекция многократных отражений.

³⁾ В отсутствие многократных отражений.

⁴⁾ После коррекции имеющих место многократных отражений.

1. *Оптика океана: Прикладная оптика океана. Т. 2* / Под ред. А.С. Моница. М.: Наука, 1983. 236 с.
2. *Назаров И.М., Николаев А.Н., Фридман Ш.Д.* Основы дистанционных методов мониторинга природной среды. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 280 с.
3. *Бычкова И.А., Викторов С.В., Виноградов В.В.* Дистанционное определение температуры моря. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 223 с.
4. *Марголин И.А., Румянцев Н.П.* Основы инфракрасной техники. М.: Воениздат, 1957. 308 с.

5. *Брамсон М.А., Зельманович И.Л., Кулешова Г.И.* Излучательная способность воды в ИК-области спектра // Труды ГГО. 1964. Вып. 152. С. 31–67.
6. *Станичный С.В.* Канд. дис. Севастополь, 1991.
7. *Лебедев Н.Е., Савоськин В.М., Станичный С.В.* Определение поверхностной температуры и перепада температуры в скин-слое с борта движущегося судна по данным ИК-измерений // Морской гидрофизический журнал. 1994. № 2. С. 83–88.

N.E. Lebedev, S.V. Stanichnyi. Measurement of the emissivity of flat surfaces.

Three methods of the spectral emissivity coefficient ϵ calculation by means of IR radiometry for flat mirror – like surfaces are presented and compared. The first method is suitable for ϵ measurements in natural conditions, including water surface pollution films, with accuracy $d\epsilon \leq 0.005$ at the radiometer noise level $\delta t_{\text{ш}} \approx 0.1^\circ$. By choosing an appropriate method, it is possible to gain a calculation accuracy $d\epsilon < 0.0015$ ($\epsilon \approx 0$) \div 0.004 ($\epsilon \approx 1$) at $\delta t_{\text{ш}} \approx 0.1^\circ$.