

Tadeusz KRUCZEK

INSTYTUT TECHNIKI CIEPLNEJ, POLITECHNIKA ŚLĄSKA,
ul. Konarskiego 22, 44-100 Gliwice

Zastosowanie kamery termowizyjnej LW w pomiarze ciepłego promieniowania nieboskłonu

Dr inż. Tadeusz KRUCZEK

Studia oraz doktorat na Wydziale Mechanicznym Energetycznym Politechniki Śląskiej. Ciągłe, praca w Instytucie Techniki Ciepłej (ITC). Działalność naukowa w obszarze doskonalenia gospodarki energetycznej w przemyśle, techniki pomiarów ciepłych i termowizyjnych, diagnostyki cieplnej obiektów. Autor lub współautor ponad 140 publikacji. Staże w kilkunastu zagranicznych ośrodkach naukowych. Członek Komisji Energetyki PAN O/Katowice, Kierownik Laboratorium Techniki Ciepłej w ITC.

e-mail: tadeusz.kruczek@polsl.pl



Streszczenie

Znajomość cieplnej emisji nieboskłonu jest niezbędna w obliczeniach radiacyjnej wymiany ciepła pomiędzy obiektami w otwartej przestrzeni i otoczeniem. Praca dotyczy zastosowania wyniku pomiaru temperatury nieboskłonu za pomocą kamery termowizyjnej do określenia gęstości ciepłego promieniowania nieboskłonu. Temperatura nieboskłonu jest temperaturą pozorną, wynikającą z intensywności jego promieniowania. Artykuł dotyczy problemu pomiaru tej temperatury i zawiera propozycję jego rozwiązania.

Słowa kluczowe: pomiary termowizyjne, promieniowanie ciepłe nieboskłonu, radiacyjna temperatura nieboskłonu, badania termowizyjne rurociągów napowietrznych.

Use of LW infrared camera for measurement of sky thermal radiation

Abstract

The work deals with measurement of the apparent temperature of the sky with use of a long-wave (LW) infrared camera and determination of the sky thermal radiation intensity. Convective and radiative heat transfer takes place between a heat pipeline and the surrounding on the external pipeline shell. In the case of a low temperature of the sky, the radiation heat exchange is very intensive and the temperature of the top part of the horizontal pipeline is much lower than the bottom part and can drop below the atmospheric air temperature. The aforementioned phenomenon causes difficulties during evaluation of the quality of the pipeline thermal insulation and determination of the pipeline heat losses. The occurrence of this phenomenon strongly depends on the intensity of thermal radiation of the sky. The paper contains a description of the method for determination of the sky thermal radiation intensity on the basis of sky temperature measurement with the use of an LW infrared camera. To verify the developed method, the results obtained with the use of the LW infrared camera and measurement results obtained by means of a pyrgeometer were compared. The result of this comparison is quite satisfactory.

Keywords: thermovision infrared measurements, sky thermal radiation, sky radiative temperature, thermovision inspection of overhead pipelines.

1. Oznaczenia i indeksy

$\dot{\epsilon}_\lambda(\lambda, T)$	- spektralna gęstość emisji wynikająca z prawa Plancka, $W \cdot m^{-3}$ lub $W \cdot m^{-3} \cdot \mu m^{-1}$, [1, 7]
$\dot{\epsilon}$	- gęstość emisji własnej w zadanym zakresie spektralnym, $W \cdot m^{-2}$
F	- pole powierzchni, m^2
\dot{h}	- jasność powierzchni, $W \cdot m^{-2}$
T	- temperatura, $^{\circ}C$
λ	- długość fali promieniowania ciepłego, m
m	- liczba rozpatrywanych pasm w atmosferze aktywnych radiacyjnie
n	- liczba rozpatrywanych okien atmosferycznych
N	- liczba pasów sferycznych w podziale czaszy atmosfery
r, ϵ	- refleksyjność i emisyjność powierzchni

φ	- stosunek konfiguracji
σ	- stała promieniowania ($5,67 \cdot 10^{-8} W/(m^2 K^4)$)
a, o	- dotyczy pasm w gazie aktywnych radiacyjnie i pasm z niską aktywnością radiacyjną (okien), odpowiednio
at	- dotyczy powietrza atmosferycznego
b	- dotyczy ciała czarnego radiacyjnie
ka	- dotyczy temperatury nieboskłonu zmierzonej kamerą termowizyjną
p	- dotyczy pyrgeometru
sk	- dotyczy nieboskłonu
z	- dotyczy powierzchni ziemi (gruntu)

2. Wstęp

Obiekty umieszczone w otwartej przestrzeni atmosferycznej wymieniają ciepło z otoczeniem na drodze konwekcyjnej i radiacyjnej. Pewien problem występuje z opisem warunków radiacyjnej wymiany ciepła, ponieważ obiekt umieszczony w otwartej przestrzeni atmosferycznej wymienia radiacyjnie ciepło z otoczeniem, które najogólniej ujmując składa się dwóch elementów: gruntu i nieboskłonu [2]. Przy bezchmurnym nieboskłonie, temperatura skierowanych w górę powierzchni o wysokiej emisyjności, wskutek intensywnej radiacyjnej wymiany ciepła (przykładowo zewnętrznej płaszczyzny napowietrznego rurociągu czy dachów budynków) obniża się do temperatury niższej od temperatury powietrza atmosferycznego. Zjawisko to utrudnia ilościową interpretację wyników diagnostyki termowizyjnej.

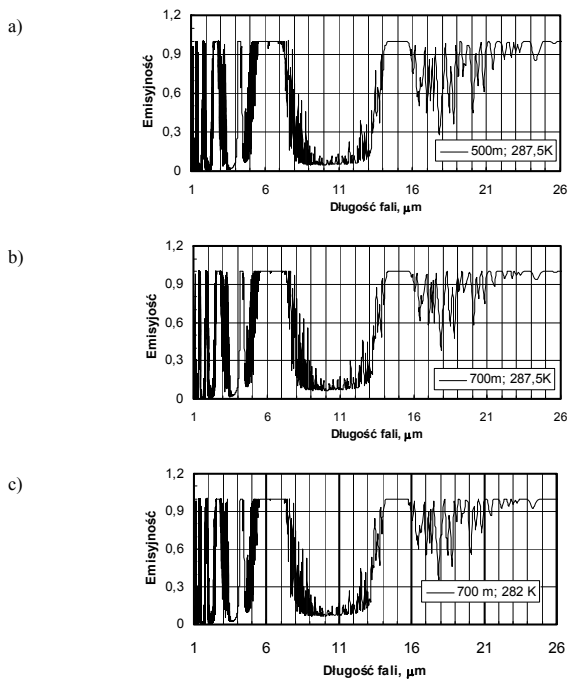
W obliczeniach strat ciepła przez promieniowanie konieczna jest znajomość temperatury otoczenia odpowiedzialnej za radiacyjną wymianę ciepła [1, 5]. W rzeczywistości, w tych obliczeniach posługujemy się radiacyjnymi strumieniami ciepła emitowanymi i pochłanianymi przez rozpatrywane obiekty [1, 7]. Znajomość wartości temperatury tych obiektów pozwala na obliczenie emitowanych strumieni ciepła. Odwracając sytuację, gdy znany jest strumień energii emitowanej radiacyjnie, można obliczyć temperaturę obiektu emitującego. Tę właściwość wykorzystano między innymi w konstrukcji kamer termowizyjnych.

Przy stosowaniu kamery do pomiaru temperatury nieboskłonu należy podkreślić fakt, że obiekt ten w postaci stałej nie istnieje. Obserwowanym ciałem jest powietrze atmosferyczne zawierające pewną ilość gazów aktywnych radiacyjnie, głównie parę wodną i dwutlenek węgla. Zmierzona za pomocą kamery temperatura nieboskłonu wynika z efektu promieniowania aktywnych radiacyjnie gazów zawartych w atmosferze. Kamery termowizyjne długofalowe LW działają w zakresie tzw. okna atmosferycznego $7,5 \div 13 \mu m$ w obszarze którego pochłanianie promieniowania, jak również promieniowanie atmosfery, jest stosunkowo słabe. Z tego powodu temperatura wskazywana przez kamerę jest stosunkowo niska. W przypadku zastosowania kamery termowizyjnej do pomiaru temperatury nieboskłonu otrzymana wartość temperatury nie jest wartością reprezentatywną do obliczeń dotyczących radiacyjnej wymiany ciepła w otwartej przestrzeni. Wymiana ciepła zachodzi bowiem w całym możliwym zakresie spektralnym tj. $(0 \div +\infty) \mu m$ natomiast kamera wskazuje temperaturę reprezentatywną dla promieniowania ciepłego w zakresie spektralnym jej działania.

Tematyka artykułu związana jest z badaniami dotyczącymi doskonalenia technologii pomiarów termowizyjnych w otwartej przestrzeni oraz oceny strat ciepła w oparciu o wyniki diagnostyki termowizyjnej napowietrznych rurociągów energetycznych. W szczególności, prezentowana praca zawiera propozycję metody wyznaczenia temperatury nieboskłonu odpowiedzialnej za radiacyjną wymianę ciepła pomiędzy obiektem znajdującym się w otwartej przestrzeni i nieboskłonom.

3. Przedstawienie problemu

Na rys. 1 przedstawiono rozkład absorpcyjności (emisyjności) w funkcji długości fali warstwy atmosfery o grubości 500÷700m i temperaturze 282K oraz 287,5K, zawierającej 385 ppm CO₂ oraz 1,1% pary wodnej.



Rys. 1. Absorpcyjność (emisyjność) warstwy atmosfery w zależności od długości fali promieniowania i temperatury

Fig. 1. Dependence of the absorptivity (emissivity) of atmosphere layer on the wavelength of thermal radiation and its temperature

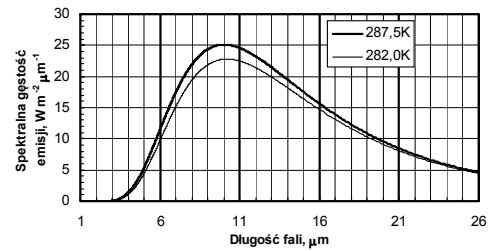
Przedstawione przebiegi otrzymano w oparciu o przeprowadzone obliczenia numeryczne wykorzystując prążkowy model promieniowania gazów [4] i bazę radiacyjnych własności gazów HITEMP. Baza ta jest analogiczna do opracowanych wcześniej baz LOWTRAN i HIGHTRAN ale zawiera więcej pasm dla gazów aktywnych radiacyjnie i obok wielu różnych zastosowań jest między innymi wykorzystywana w astrofizycznych badaniach atmosfery [6]. Zadana liczba prążków wynosiła ponad 10⁶.

Z porównania wykresów przedstawionych na rys. 1a,b wynika, że od pewnego progu przyjęta grubość warstwy powietrza atmosferycznego ma niewielki wpływ na kształt wykresu. Wyraźne różnice występują tylko przy małych grubościach warstwy powietrza (<100m) czego nie przedstawiono na rysunku. Również temperatura powietrza w zakresie potencjalnych zmian ma znikomy wpływ na kształt przedstawionych wykresów, porównaj rys. 1b, c.

Na rys. 2 przedstawiono rozkład spektralnej gęstości emisji ciała doskonale czarnego w funkcji długości fali dla temperatury 282 K, wyznaczony na podstawie prawa Plancka. Zestawienie tego wykresu z wykresem z rys. 1 wyjaśnia fakt, dlaczego temperatura powierzchni obiektu mającej wysoką emisyjność i znajdującej się w otwartej przestrzeni może obniżyć się do temperatury poniżej temperatury powietrza atmosferycznego. Jest to spowodowane tym, że przy temperaturach obiektu z zakresu od 273÷300K w przestrzeń nieboskłonu oddawany jest radiacyjnie stosunkowo duży radiacyjny strumień energii ponieważ maksimum emitowanego strumienia energii występuje praktycznie w środku wymienionego okna [3], rys.2.

W obszarze poza oknem (7,5÷13 μm), po lewej i prawej stronie, występują dość szerokie pasma wysokiej emisyjności (absorpcyjności) gazów zawartych w atmosferze. Z porównania tego rysunku z rozkładem spektralnej gęstości emisji ciała doskonale czarnego przedstawionym na rys. 2 wynika, że te obszary długości fali są

najbardziej odpowiedzialne za radiacyjny przepływ ciepła w warunkach wymiany ciepła z nieboskłonem.



Rys. 2. Spektralna gęstość emisji ciała czarnego w funkcji długości fali dla temperatury 282 K oraz 287,5K

Fig. 2. Spectral emission density of a black body as a function of the thermal radiation wavelength at temperature 282,0 K and 287,5K

Jeżeli interesujący nas wycinek atmosfery ziemskiej potraktujemy jako bryłę gazu i otoczmy ją umowną powierzchnią, to na tej powierzchni jednostkowy całkowity strumień energii radiacyjnej będzie sumą strumieni emitowanych w każdym z wyróżnionych pasm (okien i pasm aktywnych radiacyjnie). Można to wyrazić zależnością (1):

$$\begin{aligned} \dot{e} &= \dot{e}_{b,o}(T_{ka}) + \dot{e}_{b,a}(T_{at}) = \\ &= \sum_{i=1}^n \int_{\lambda_{p,i}}^{\lambda_{k,i}} \dot{e}_{\lambda}(\lambda, T_{ka}) d\lambda + \sum_{j=1}^m \int_{\lambda_{p,j}}^{\lambda_{k,j}} \dot{e}_{\lambda}(\lambda, T_{at}) d\lambda \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie: $\lambda_{p,i}, \lambda_{k,i}$ - początkowa i końcowa długość fali dla i -tego okna radiacyjnego w atmosferze; $\lambda_{p,j}, \lambda_{k,j}$ - jak wyżej ale dla j -tego aktywnego pasma radiacyjnego w atmosferze; T_{at} - rzeczywista temperatura powietrza atmosferycznego, K; T_{ka} - temperatura nieboskłonu zmierzona za pomocą kamery LW w oknie atmosferycznym 7,5÷13 μm, K.

W czasie obliczeń według (1) okna traktowano jako ciała czarne i przyjmowano temperaturę nieboskłonu zmierzoną za pomocą kamery termowizyjnej. Pasma radiacyjnie aktywne również traktowane były jako pasma czarne i przyjmowano dla nich temperaturę powietrza w otoczeniu. W obliczeniach weryfikacyjnych, skrajne granice zakresu spektralnego odpowiadały zakresowi pyrometru, tj. 4,5÷42 μm. W tym przedziale wyróżniono okna 4,5÷4,8 μm, 7,5÷13 μm oraz pasma aktywne 4,8÷7,5 μm i 13÷42 μm, rys. 1. Potraktowanie pasm aktywnych jako czarnych w podanych zakresach spektralnych ma swoje uzasadnienie. Z rys. 1 wynikałoby pozornie, że dla przyjętych przedziałów spektralnych dla pasm nie zawsze mają one absorpcyjność (emisyjność) równą 1,0 w całym zakresie, przykładowo w podzakresie 16÷21 μm, rys. 1. Należy jednak pamiętać, że przedstawione wykresy dotyczą roztworu powietrza, CO₂ i H₂O będących w fazie gazowej oraz, że w rzeczywistym otoczeniu występują warstwy powietrza o większej grubości niż te dla których wykonano obliczenia. W rzeczywistości w atmosferze, szczególnie przy obniżeniu się temperatury w okresie nocnym, występują cząstki kondensującej się pary wodnej dających ciągłe widmo promieniowania. W rezultacie wskutek promieniowania tych cząstek następuje wypełnienie emisji w tych obszarach spektralnych gdzie atmosfera była częściowo przezroczysta.

W zależności od kąta pod jakim będzie obserwowany nieboskłon, różna jest temperatura wskazywana przez kamerę. Jest to związane z zawartością pary wodnej w atmosferze i grubością warstwy powietrza. Dlatego aby określić strumień energii radiacyjnej padającej na jednostkową poziomą powierzchnię, oprócz faktu zróżnicowanej temperatury należy uwzględnić również kąt pod jakim promieniowanie pada na poziomą powierzchnię.

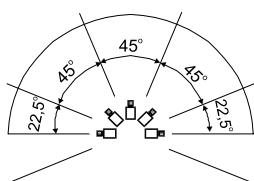
W celu weryfikacji proponowanej metody obliczania emisji nieboskłonu w oparciu o wyniki pomiarów temperatury niebo-

skłonu kamerą termowizyjną, przeprowadzono porównanie wyników uzyskanych w oparciu o pomiar kamerą z wynikami pomiaru emisji nieboskłonu uzyskanymi za pomocą pyrgeometru.

4. Opis pomiarów i obliczeń

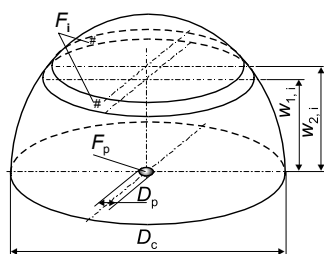
Do bezpośrednich pomiarów promieniowania używano pyrgeometru CGR4 o zakresie spektralnym $4,5\div 42\ \mu\text{m}$, firmy Kipp&Zonen. Dodatkowo prowadzony był pomiar natężenia promieniowania nieboskłonu w zakresie spektralnym $0,3\div 3\ \mu\text{m}$ za pomocą piranometru FLA628S produkcji firmy Ahlborn. Do pomiarów termowizyjnych używano kamery ThermaCAM SC2000 o zakresie spektralnym $7,5\div 13\ \mu\text{m}$, z dodatkowym obiektywem o kącie widzenia 45° . Poniżej przedstawiono sposób przetworzenia wyników pomiarowych uzyskanych z kamery na wyniki jakościowo porównywalne z wynikami pomiarów otrzymanymi za pomocą pyrgeometru.

W analizie założono, że rozważana pozioma powierzchnia kontrolna (którym była powierzchnia detektora pyrgeometru) jest otoczona półsferyczną powierzchnią na którą pada i przenika przez nią w całości promieniowanie atmosferyczne. Z wnętrza półsferycznej czaszy był wykonywany za pomocą kamery termowizyjnej pomiar temperatury nieboskłonu. Schemat pomiaru kamerą przedstawiono na rys. 3.



Rys. 3. Schemat pomiaru temperatury nieboskłonu za pomocą kamery termowizyjnej
Fig. 3. Scheme of the sky temperature measurement by means of an IR camera

Przyjęto następujący model pomiarów. Badaną od wnętrza czaszę nieboskłonu traktuje się jako ciało czarne. Czaszę tę podzielono poziomymi płaszczyznami na N pasów sferycznych. Najczęściej tak utworzona czasza nieboskłonu ma zróżnicowaną temperaturę zależną od kąta obserwacji. Jeżeli rozkład temperatury nieboskłonu jest symetryczny to powstałe w ten sposób pasy sferyczne, przy ich dostatecznie dużej liczbie, można potraktować jako powierzchnie izotermiczne, każda o temperaturze T_i , rys. 4.



Rys. 4. Geometryczna prezentacja modelu wymiany ciepła i algorytmu obliczania stosunków konfiguracji

Fig. 4. Geometrical presentation of the heat transfer model and the algorithm for calculating configuration factors

Aby obliczyć jednostkowy radiacyjny strumień energii wyemitowany przez nieboskłon i padający na poziomą płaszczyznę (powierzchnię detektora pyrgeometru) wykorzystano metodę bilansu jasności [1, 7]. Dla powierzchni detektora pyrgeometru i każdego z wyróżnionych pasów sferycznych sformułowano równania wyrażające ich jasność [1, 7].

Bilans jasności dla powierzchni detektora pyrgeometru:

$$F_p \dot{h}_p = F_p \dot{e}_{b,p} \varepsilon_p + r_p \sum_{j=1}^N F_j \dot{h}_j \varphi_{j,p} + r_p F_z \dot{h}_z \varphi_{z,p} \quad (2)$$

Układ równań dla pasów sferycznych wyraża zależność:

$$F_i \dot{h}_i = F_i \dot{e}_i \varepsilon_i + r_i \sum_{j=1}^N F_j \dot{h}_j \varphi_{j,i} + r_i F_z \dot{h}_z \varphi_{z,i} \quad (3)$$

gdzie $i=1, \dots, N$.

Równanie (3) przedstawia układ N równań, po jednym równaniu dla każdego utworzonego pasa sferycznego. Równania (2) i (3) mają postać ogólną i ulegną pewnemu uproszczeniu po wprowadzeniu warunków wynikających z przyjętego modelu opisu rozpatrywanego zjawiska. Należy w tym celu przyjąć, że refleksyjność czaszy nieboskłonu $r_i=0$ i zarazem jej emisyjność $\varepsilon_i=1,0$ dla każdego $i=1, \dots, N$. Celem tej analizy jest wyznaczenie strumienia energii radiacyjnej pochodzącej od nieboskłonu i padającej na powierzchnię detektora pyrgeometru. Można to osiągnąć przyjmując założenie, że $r_p=1,0$ co implikuje warunek $\varepsilon_p=0$. W ten sposób eliminuje się emisję własną detektora pyrgeometru. Dodatkowo należy przyjąć, że $\varphi_{z,p}=0$ (grunt nie promieniuje na poziomą powierzchnię detektora). Obliczona w ten sposób jasność poziomej płaskiej powierzchni składać się będzie wyłącznie z odbitego promieniowania, padającego na nią, a pochodzącego od promieniowania nieboskłonu. Tak obliczona jasność powierzchni \dot{h}_p jest zarazem poszukiwanym jednostkowym strumieniem energii podającym na poziomą powierzchnię detektora pyrgeometru.

Stosując wymienione wyżej warunki otrzymuje się nową postać układu równań (2, 3). Z równania (2) otrzymuje się:

$$F_p \dot{h}_p = \sum_{i=1}^N F_i \dot{h}_i \varphi_{i,p} \quad (4)$$

oraz z równania (3):

$$F_i \dot{h}_i = F_i \dot{e}_i \quad \text{dla } i=1, \dots, N \quad (5)$$

Po wstawieniu zależności (5) do (4) oraz dodatkowym zastosowaniu dla każdej pary powierzchni $p-i$ prawa wzajemności:

$$F_p \varphi_{p,i} = F_i \varphi_{i,p} \quad (6)$$

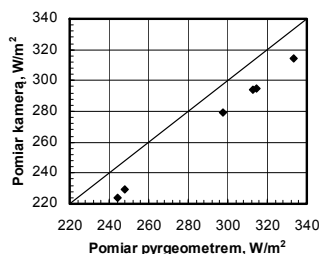
otrzymuje się zależność umożliwiającą obliczenie gęstości emisji pochodzącej z nieboskłonu i padającej na poziomą płaszczyznę:

$$\dot{e}_{sk} = \dot{h}_p = \sum_{i=1}^N \dot{e}_i \varphi_{p,i} \quad (7)$$

Jak uzasadniono wcześniej, wielkość tej emisji jest równa obliczonej jasności jednostkowej \dot{h}_p . Wartości stosunków konfiguracji $\varphi_{i,p}$ oraz $\varphi_{p,i}$ należy obliczać według algorytmu przedstawionego na rys. 4 oraz wykorzystując prawo wzajemności wyrażone przez (6). Średnica detektora pyrgeometru wynosiła $D_p=32\ \text{mm}$ natomiast średnicę D_c przyjmowano 10 m. Można wykazać, że przyjęta wartość D_c nie ma wpływu na wartości stosunków konfiguracji $\varphi_{p,i}$. Wielkości emisji nieboskłonu w obszarze każdego z przyjętych pasów sferycznych półsfery nieboskłonu \dot{e}_i , rys. 4, należy obliczać według zależności (1) wykorzystując wyniki pomiarów temperatury nieboskłonu w oknie atmosferycznym z użyciem kamery termowizyjnej, rys. 3. Wielkości \dot{e}_i , obliczane dla każdego pasa sferycznego, wyrażają sumaryczną emisję promieniowania ciepłnego gazów atmosferycznych w zakresach spektralnych pasm wysokiej aktywności radiacyjnej wraz z emisją gazów atmosferycznych w zakresach niskiej aktywności (okien).

5. Przykładowe wyniki pomiarów i obliczeń

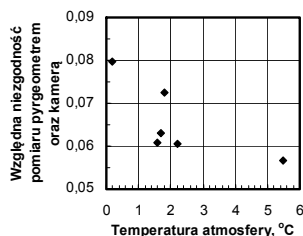
Wykorzystując przedstawioną powyżej metodę oraz wyniki pomiaru temperatury nieboskłonu za pomocą kamery LW przeprowadzono obliczenia wielkości jednostkowej emisji nieboskłonu na poziomą powierzchnię. Obliczenia te przeprowadzono dla zakresu spektralnego używanego pyrgeometru. Zgodność wymienionych zakresów spektralnych uprawnia do bezpośredniego porównywania tych wyników. Do wymienionej analizy wykorzystywano wyłącznie wyniki pomiarów wykonanych w nocy. Równocześnie realizowany pomiar emisji nieboskłonu w zakresie krótkofalowym $0,3\div 3\ \mu\text{m}$ za pomocą piranometru wykazał zerową emisję w tym przedziale. Otrzymane wyniki obliczeń i pomiarów zestawiono na rysunkach. Na rys. 5 przedstawiono położenie punktów charakteryzujących wynik pomiaru pyrgeometrem i wynik obliczeń wykonanych w oparciu o wyniki pomiarów pozornej temperatury nieboskłonu za pomocą kamery termowizyjnej. W przypadku osiągnięcia pełnej zgodności wyników, punkty leżałyby na przekątnej naniesionej na wykres. W rzeczywistości punkty rozłożone są poniżej przekątnej co oznacza, że w rezultacie pomiaru kamerą uzyskano strumienie emisji nieboskłonu nieco niższe niż przy pomiarze emisji nieboskłonu pyrgeometrem.



Rys. 5. Porównanie jednostkowej emisji nieboskłonu zmierzonej pyrgeometrem oraz obliczonej w oparciu o pomiar rozkładu temperatury nieboskłonu kamerą LW

Fig. 5. Comparison of the specific infrared emission of the sky measured by means of the pyrgeometer with that calculated on the basis of the sky temperature measurement with use of the LW infrared camera

Na rys. 6 przedstawiono wykres ilustrujący względne niezgodności pomiędzy wymienionymi wielkościami w funkcji temperatury powietrza atmosferycznego. Dla przeanalizowanych przypadków różnice te są na poziomie $5\div 8\%$. Różnice te nie są duże i można wskazać na niektóre ich przyczyny. Jedną z nich jest to, że pomiar temperatury nieboskłonu kamerą realizowany był w jednej pionowej płaszczyźnie, w obszarze dość wąskiego kąta, rys. 3.



Rys. 6. Porównanie względnych różnic pomiędzy emisją nieboskłonu zmierzona pyrgeometrem oraz obliczoną w oparciu o pomiar rozkładu temperatury nieboskłonu kamerą LW

Fig. 6. Comparison of relative differences between the sky emission measured by means of the pyrgeometer and that calculated on the basis of the sky temperature measurement with use of the LW infrared camera

Następnie, po podziale półkuli na sektory, rys. 4, uśredniano wartości temperatury dla kolejnych sektorów przyjmując do obliczeń osiowo symetryczny rozkład temperatury nieboskłonu. Przedstawiane pomiary prowadzone były przy niezbyt niskich temperaturach nieboskłonu, w warunkach względnie równomiernego pokrycia nieboskłonu chmurami. W procesie tworzenia się chmur występuje kondensacja pary wodnej co stanowi źródło

ciepła wskutek wyzwania się entalpii skraplania. O ile efekt ten uchwytany będzie kamerą w oknie atmosferycznym $7,5\div 13\ \mu\text{m}$ (w zakresie spektralnym kamery) to nie jesteśmy w stanie ocenić jego skali poza tym przedziałem. Detektor pyrgeometru rejestruje natomiast całkowite promieniowanie nieboskłonu w zakresie spektralnym $4,5\div 42\ \mu\text{m}$ emitowane z obszaru półprzestrzeni.

Analiza radiacyjnych strumieni energii dla rozpatrywanych przypadków, emitowanych w zakresie spektralnym $(0\div +\infty)\ \mu\text{m}$ oraz w zakresie działania pyrgeometru wykazała, że przy występujących wartościach temperatury atmosfery, zakres spektralny pyrgeometru pokrywa ponad 99% emisji nieboskłonu. Można zatem z pewnym przybliżeniem przyjąć, że jest to emisja całkowita nieboskłonu. Stosując prawo Stefana-Boltzmann [1, 4, 7], z zależności (8) można wyznaczyć zastępczą temperaturę nieboskłonu odpowiedzialną za radiacyjną wymianę ciepła, traktując nieboskłon jako ciało czarne:

$$T_b = \sqrt[4]{\dot{e}_{sk} / \sigma} \quad (8)$$

Powyższy wzór jest ścisły w przypadku gdy nieboskłon ma wyrównaną temperaturę niezależnie od kąta obserwacji. Jeżeli występuje wyraźne zróżnicowanie temperatury zależne od kąta obserwacji, nieboskłon powinien być podzielony na izotermiczne sektory w których zastępczą temperaturę należy wyznaczać także według zależności (8) stosując jednak indywidualne dla każdego i -tego sektora wartości emisji \dot{e}_i , obliczone według (1).

6. Uwagi końcowe

Przy badaniach termowizyjnych w otwartej przestrzeni oraz dotyczących radiacyjnej wymiany ciepła należy rozróżnić dwie pozorne temperatury nieboskłonu. Jako temperaturę nieboskłonu używaną do wyznaczenia ekwiwalentnej radiacyjnej temperatury otoczenia [2], reprezentującej promieniowanie wieloelementowego otoczenia badanego obiektu, dla nieboskłonu należy stosować temperaturę T_{ka} otrzymaną wprost z pomiaru termowizyjnego.

W przypadku obliczeń z zakresu radiacyjnej wymiany ciepła, która zawsze zachodzi w pełnym zakresie spektralnym, należy stosować temperaturę T_b obliczoną według (8). Możliwe jest prowadzenie obliczeń z zakresu radiacyjnej wymiany ciepła pomiędzy obiektami znajdującymi się w otwartej przestrzeni i powietrzem atmosferycznym używając zaawansowanych metod numerycznych do obliczeń wymiany ciepła pomiędzy powierzchnią i gazem. Ze względu na czasochłonność takich obliczeń metody te nie nadają się do zastosowania w warunkach prowadzenia typowej termowizyjnej diagnostyki obiektów.

Pracę zrealizowano w ramach badań statutowych w ITC Pol. Śląskiej.

7. Literatura

- [1] Kostowski E.: Przepływ ciepła, Wyd. Pol. Śląskiej, Gliwice, 2006.
- [2] Kruczek T.: Wyznaczanie radiacyjnej temperatury otoczenia przy pomiarach termowizyjnych w otwartej przestrzeni. PAK, Nr 11, s.882-885, 2009.
- [3] Kruczek T., Fic A.: Calculation and infrared measurement identification of shell temperature distribution on overhead heat pipeline placed in open air space. Proc. 10-th Int. Conf. QIRT, Quebec, s.645-652, 2010.
- [4] Modest M., F.: Radiative heat transfer, McGraw-Hill, N. York, 2003.
- [5] PN EN ISO 12241, Izolacja cieplna wyposażenia budynków i instalacji przemysłowych, 2001.
- [6] Rothman L. S., Gordon I. E., Barber R., J. i in.: HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, Issue 15, s.2139-50, 2010.
- [7] Rudnicki Z.: Modelowanie matematyczne radiacyjnego przepływu energii. Wyd. Pol. Śląskiej, Gliwice, 2003.