

Henryk FOIT

WYZNACZANIE KRESU GÓRNEGO ZMIAN TEMPERATURY POWIETRZA
PRZEPLYWAJĄCEGO KANAŁEM ZAGŁĘBIONYM W GRUNCIE W WARUNKACH
PERIODYCZNYCH ZMIAN TEMPERATURY POWIETRZA ZEWNĘTRZNEGO

Streszczenie. Przedstawiono sposób wyznaczania kresu górnego zmian temperatury powietrza wentylacyjnego przepływającego pojedynczym kanałem zagłębionym w gruncie w warunkach okresowych zmian temperatury powietrza zewnętrznego, napływającego do kanału. Wyznaczono wartości kresu górnego dla spodziewanych w praktyce wielkości kanałów, natężenia przepływu powietrza oraz własności gruntu. Określono również ekstremalne wartości strumienia ciepła przejmowanego przez powietrze przepływające kanałem oraz ilość ciepła akumulowanego wokół kanału, w gruncie, w ciągu roku.

Spis ważniejszych oznaczeń

a	- współczynnik przewodzenia temperatury	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
c_{pp}	- ciepło właściwe powietrza	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
\dot{G}_p	- masowe natężenie przepływu powietrza przez kanał	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
l	- bieżąca długość kanału	m
l_c	- końcowa długość kanału	m
n	- numer kolejnego odcinka kanału	
$\dot{q}(l, \tau)$	- jednostkowy strumień ciepła	$\frac{\text{kW}}{\text{m}}$
$\dot{q}_{\Delta l}^n(\tau)$	- jednostkowy strumień ciepła w odcinku n	$\frac{\text{kW}}{\text{m}}$
r	- promień	m
RWA	- promień kanału	m
$t(l, \tau)$	- temperatura powietrza w kanale	K
$t_p(\tau)$	- temperatura powietrza zewnętrznego napływającego do kanału	K
t_{wgr}	- stała temperatura gruntu	K
w	- prędkość średnia przepływu powietrza przez kanał	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
α_k	- współczynnik konwekcyjnej wymiany ciepła	$\frac{\text{kW}}{\text{m}^2 \text{K}}$

$\Delta t(1, Z)$	- zmiana temperatury powietrza	K
ϑ	- temperatura gruntu	K
λ	- współczynnik przewodzenia ciepła gruntu	$\frac{kW}{mK}$
λ_p	- współczynnik przewodzenia ciepła powietrza	$\frac{kW}{mK}$
τ	- czas	s
ω	- prędkość kątowna	$\frac{1}{s}$

Wstęp

Przepływowi powietrza kanałem zagłębionym w gruncie towarzyszą zmiany parametrów energetycznych powietrza. Zmiany te ograniczają się praktycznie do zmian temperatury powietrza. Kierunek tych zmian jest zgodny z potrzebami obróbki powietrza dla celów wentylacji względnie klimatyzacji. Wartość zmiany temperatury powietrza zależy od średnicy, długości i głębokości zanurzenia kanału, prędkości przepływu powietrza oraz własności gruntu, w którym zagłębiono kanał. W przypadku płytkiego usytuowania kanału efektywność zmian temperatury powietrza jest nieznaczna w związku z zaburzającym oddziaływaniem klimatu zewnętrznego. Zwiększenie głębokości zanurzenia wiąże się, pomijając okresy przejściowe mało istotne w problemie obróbki powietrza wentylacyjnego, praktycznie zawsze ze wzrostem zmian temperatury powietrza. Rozpatrując zmiany głębokości w górnej warstwie gruntu, w której gradient geotermiczny jest pomijalnie mały, można przyjąć, że ze wzrostem głębokości tych zmian zbliżają się asymptotycznie do pewnej maksymalnej wartości stanowiącej kres górny zmian. Kres górny odpowiada zmianom temperatury powietrza przepływającego przez kanał znajdujący się w obszarze nieskończonym.

W pracy rozpatrywano obszar o charakterze bardziej ogólnym^{x)}, mianowicie pierścień, na którego zewnętrznej, cylindrycznej powłoce występuje warunek brzegowy Dirichleta. Obszar nieskończony uzyskuje się po przyjęciu wartości promienia zewnętrznego cylindra rozpatrywanego obszaru, która dąży do nieskończoności.

Procesy wymiany ciepła zachodzące na drodze powietrze - ścianki kanału mają charakter nieustalony w związku z ciągłą zmiennością temperatury powietrza zewnętrznego, napływającego do kanału. Istnieje jednak duże poło-

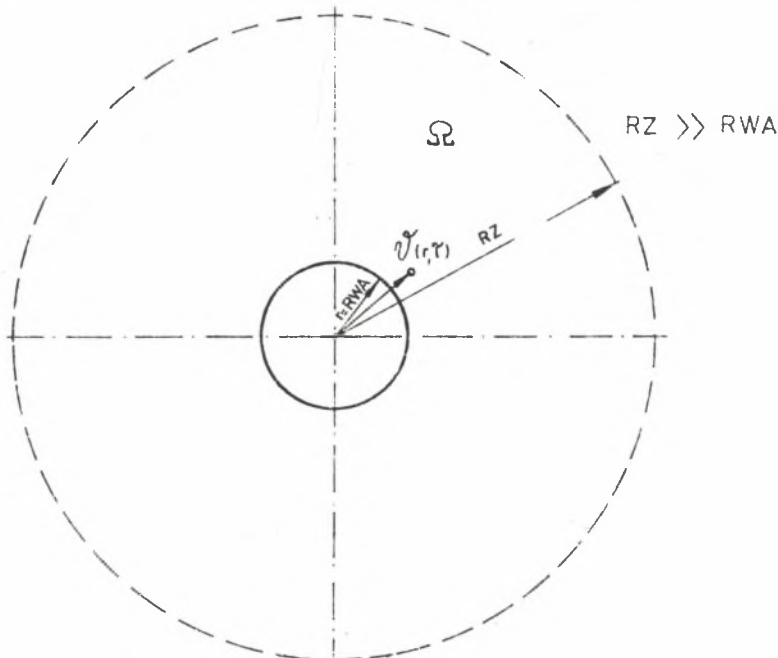
^{x)} Przyjęcie takiego obszaru podyktowane było potrzebą uzyskania rozwiązania analitycznego zagadnienia (wyznaczenie zmian temperatury powietrza przepływającego kanałem) w obszarze symetrycznym skończonym, w osi którego umieszczony jest kanał. Rozwiązanie to wykorzystano do oceny wartości błędu wynikającego z posługiwania się (dla określenia wartości zmian temperatury powietrza przepływającego kanałem) rozwiązaniem przybliżonym opartym na dyskretyzacji czasu i przestrzeni.

bieństwo tak w sensie ilościowym, jak i jakościowym, omawianych procesów w odpowiadających sobie porach roku. Wobec tego w rozważaniach uwzględnia się jako podstawowy cykl zmienności temperatury jej przebieg w okresie roku. Jako przebieg roczny przyjmuje się na podstawie wieloletnich pomiarów meteorologicznych pewien średni stan i zmienność temperatury w okresie roku, który nazywa się rocznym przebiegiem porównawczym.

Obliczone dla tak ustalonych warunków czasowych wartości zmian temperatury powietrza przepływającego kanałem związane są z cykliczną zmiennością temperatury zewnętrznej w postaci następujących po sobie identycznych rocznych przebiegów porównawczych i odpowiadają wartościom pojawiającym się po wystarczająco dużej ilości realizacji rocznych cykli. Powyższe stwierdzenie pozwala pominąć warunki początkowe i oznacza, że obliczone wartości δt odzwierciedlają kres górny przebiegu zmian temperatury powietrza w kanale po dłuższym, kilkuletnim okresie eksploatacji. Przebieg temperatury w roku porównawczym opisano za pomocą funkcji okresowej.

2. Założenia

- a. Do rozważań jako obszar geometryczny przyjmuje się cylindryczny pierścień nieskończenie długi, wypełniony gruntem - rys. 1.



Rys. 1. Obszar geometrycznego modelu
Fig. 1. Region of the geometrical model

- b. Grunt wypełniający pierścień posiada własności izotropowe, niezmiennie w czasie.
- c. Przepływ powietrza kanałem wewnętrznym odbywa się codziennie, całodobowo, bez okresowych przerw w pracy. Natężenie przepływu jest stałe.
- d. Temperatura powietrza napływającego do kanału jest równa temperaturze powietrza zewnętrznego.
- e. Temperatura na zewnętrznej powierzchni cylindrycznej, ograniczającej pierścień jest stała.
- f. Gradient temperatury grunt w kierunku równoległym do osi kanału jest pomijalnie mały w porównaniu do gradientu temperatury wzdłuż promienia pierścienia.
- g. Pierścień ograniczony jest od strony napływu powietrza do kanału adiabaty czną płaszczyzną prostopadłą do osi kanału.

3. Model matematyczny

3.1. Przebieg zmian temperatury powietrza przepływającego kanałem

$$\delta t(1, \tau) = \int_0^1 \frac{-\dot{q}(1, \tau)}{\dot{G}_p c_{pp}} dl \quad (1)$$

3.2. Strumień ciepła $\dot{q}(1, \tau)$ przejmowany na drodze konwekcji:

$$r = RWA \quad (2)$$

$$\dot{q}(1, \tau) = 2\pi RWA \alpha_k [t(1, \tau) - \vartheta(r, 1, \tau)]$$

przy czym:

$$t(1, \tau) = t_p(\tau) + \delta t(1, \tau) \quad (3)$$

$$t(0, \tau) = t_p(\tau)$$

Na powierzchni $r = RWA$ żąda się spełnienia warunku:

$$\alpha_k [t(1, \tau) - \vartheta(r, 1, \tau)] = -\lambda \frac{\partial \vartheta(r, 1, \tau)}{\partial r} \quad (4)$$

Współczynnik α_k , uwzględniając przewidywany zakres $t_p(\tau)$, przyjmuje się za [1] następująco:

$$\alpha_k = 4,4 \frac{W^{0,75}}{(2 RWA)^{0,25}} \quad \text{dla } Re \geq 2320 \quad (5)$$

$$\alpha_k = 5,97 \frac{\lambda_p}{(2 RWA)} \quad \text{dla} \quad R < 2320 \quad (6)$$

3.3. Przewodzenie w obszarze $RWA < r < RZ$:

$$\frac{\partial \vartheta(r, l, \tau)}{\partial \tau} = a \left[\frac{\partial^2 \vartheta(r, l, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta(r, l, \tau)}{\partial r} \right] \quad (7)$$

3.4. Warunek brzegowy na powierzchni $r = RZ$:

$$\vartheta(r, l, \tau) = t_{wgr} = 8^{\circ}\text{C} \quad (8)$$

3.5. Warunki czasowe:

$$t_p(\tau) = A_{0A} + A_{1A} \sin(\omega \tau - \varphi_{1A}) + \\ + \left[A_{2A} + A_{3A} \sin(\omega \tau - \varphi_{2A}) \right] \sin(365 \omega \tau - \varphi_{3A}) \quad [^{\circ}\text{C}] \quad (9)$$

$$A_{0A} = 8,2^{\circ}\text{C}, \quad A_{1A} = 11,7^{\circ}\text{C}, \quad A_{2A} = 3,4^{\circ}\text{C}, \quad A_{3A} = 1,7^{\circ}\text{C}$$

$$\varphi_{1A} = 1,829, \quad \varphi_{2A} = 1,829, \quad \varphi_{3A} = 2,365$$

gdzie:

$$\omega = \frac{2\pi}{8760 \cdot 3600} \quad \frac{1}{s}$$

τ - czas liczony od godziny 0^{00} 1 stycznia.

Do rozważań przyjęto również przebieg $t_p(\tau)$ odpowiadający ekstremalnemu stanowi klimatu zewnętrznego.

Ekstremum okresu letniego związane jest z następującymi wartościami:

$$A_{0A} = 10,2^{\circ}\text{C} \quad A_{1A} = 13,9^{\circ}\text{C}$$

a zimowego:

$$A_{0A} = 7^{\circ}\text{C} \quad A_{1A} = 16,3^{\circ}\text{C}$$

Z okresowością funkcji $t_p(\tau)$ wiąże się okresowość funkcji $\vartheta(r, l, \tau)$. Pociąga to za sobą eliminację warunków początkowych.

4. Rozwiązanie modelu matematycznego

Poszukiwany przebieg zmian temperatury Δt występuje w przedstawionym modelu w postaci uwikłanej.

Wyznaczenie z układu równań (5)-(9) temperatury ścianki kanału wymaga znajomości temperatury powietrza w kanale $t(1, \tau)$; $0 \leq 1 \leq l_c$; będącej funkcją nieznanymi zmian $\Delta t(1, \tau)$ - wzór (1) i (2).

Ponieważ jednak:

$$\frac{\partial \vartheta(r, 1, \tau)}{\partial r} \gg \frac{\partial \vartheta(r, 1, \tau)}{\partial 1} \quad (10)$$

oraz wartości $t(+\Delta 1, \tau)$, $t(1, \tau)$ różnią się nieznacznie dla odpowiednio małych $\Delta 1$, wobec tego zmiany temperatury powietrza przepływającego przez kanał można obliczyć w sposób przybliżony przez sumowanie wartości zmian dla odpowiednio małych odcinków kanału $\Delta 1$. W tym celu obszar Q zostanie podzielony płaszczyznami $z = n \Delta 1$; $n = 1, 2, \dots, k$, na k identycznych warstw o szerokości $\Delta 1$.

Równanie (1) zostanie zastąpione następującym:

$$\Delta t(l_c, \tau) \approx \Delta t_c(\tau) = \sum_{n=1}^{n = \frac{l_c}{\Delta 1}} \frac{-\dot{q}_{\Delta 1}^n(\tau)}{\dot{G} c_{pp}} \quad \Delta 1 = \sum_{n=1}^{n=k} \Delta t^n(\tau) \quad (11)$$

przy czym: $\dot{q}_{\Delta 1}^n(\tau)$ jest jednostkową ilością ciepła wymienionego między powietrzem płynącym kanałem a ściankami w odcinku n kanału o długości $\Delta 1$. Powierzchnie ograniczające warstwę n traktowane są jako adiabatyczne, natomiast temperatura powietrza przepływającego przez odcinek n kanału ($t(1, \tau)$) oraz izotermy wewnątrz warstwy spełniają warunki:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial t(1, \tau)}{\partial 1} &= 0 \\ \frac{\partial \vartheta(r, 1, \tau)}{\partial 1} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Zmiana temperatury $\Delta t(1, \tau)$ o wartość $\Delta t_n(\tau)$ następuje skokowo w punkcie kończącym rozpatrywany odcinek n :

$$t(1, \tau) = t^n(\tau) = t_p(\tau) + \sum_{n=1}^{m=n-1} \Delta t^m(\tau) \quad \text{dla } n > 1 \quad (13)$$

oraz

$$t^n(\tau) = t_p(\tau) \quad \text{dla } n = 1 \quad (14)$$

Strumień ciepła $\dot{q}_{\Delta 1}^n(\tau)$ występujący w (11) opisuje zależność:

$$\dot{q}_{\Delta 1}^n(\tau) = 2\pi RWA \left[t^n(\tau) - \vartheta^n(RWA, \tau) \right] \alpha_k \quad (15)$$

Temperatura ścianki kanału wynika z rozwiązania układu:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vartheta^n(r, \tau)}{\partial \tau} = a \left[\frac{\partial^2 \vartheta^n(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta^n(r, \tau)}{\partial r} \right] \\ \text{dla } RWA < r < RZ \end{array} \right. \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\lambda \frac{\partial \vartheta^n(r, \tau)}{\partial r} = \alpha_k \left[t^n(r, \tau) - \vartheta^n(r, \tau) \right] \\ \text{dla } r = RWA \end{array} \right. \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vartheta^n(r, \tau) = 8^\circ\text{C} \\ \text{dla } r = RZ \end{array} \right. \quad (18)$$

$$RZ \gg RWA$$

Rozkład: $\Delta t_c(\tau) = \sum \Delta t^n(\tau)$, przybliżający $\partial t(1_c, \tau)$, nie występuje w układzie równań (11)–(18) w postaci uwikłanej.

Powyższy układ można rozwiązać po przekształceniu całkowym Laplace'a poszczególnych równań. Takiemu postępowaniu towarzyszy jednak często konieczność kłopotliwego obliczania, przy przekształceniu odwrotnym, całek z granicami niewłaściwymi. Wobec tego w niniejszej pracy przyjęto sposób zaproponowany w [2].

W tym celu $t_p(\tau)$ przedstawi się w postaci:

$$\begin{aligned} t_p(\tau) &= A_{0A} + A_{1A} \sin(\omega \tau - \varphi_{1A}) + \\ &+ \left[A_{2A} + A_{3A} \sin(\omega \tau - \varphi_{2A}) \right] \sin(365\omega \tau - \varphi_{3A}) = \\ &= B_0 + \sum_{m=1}^{m=366} \left[\bar{B}_m \cos(m \omega \tau) + \bar{B}_m \sin(m \omega \tau) \right] \end{aligned} \quad (19)$$

$$B_0 = A_{0A}$$

$$B_1 = -A_{1A} \sin \varphi_{1A}$$

$$\bar{B}_1 = A_{1A} \cos \varphi_{1A}$$

$$B_2, B_3, \dots, B_{363} = 0$$

$$\bar{B}_2, \bar{B}_3, \dots, \bar{B}_{363} = 0$$

$$B_{364} = \frac{1}{2} A_{3A} \cos(\varphi_{3A} - \varphi_{2A})$$

$$\bar{B}_{364} = \frac{1}{2} A_{3A} \sin(\varphi_{3A} - \varphi_{2A})$$

$$B_{365} = -A_{2A} \sin \varphi_{3A}$$

$$\bar{B}_{365} = A_{2A} \cos \varphi_{3A}$$

$$B_{366} = -\frac{1}{2} A_{3A} \cos(\varphi_{2A} + \varphi_{3A})$$

$$\bar{B}_{366} = -\frac{1}{2} A_{3A} \sin(\varphi_{2A} + \varphi_{3A})$$

Wielkości: $\vartheta^n(r, \tau)$, $\Delta t^n(\tau)$, $t^n(\tau)$ przewiduje się również w postaci:

$$\vartheta^n(r, \tau) = \vartheta_{AO}^n + \sum_{m=1}^{m=366} \left[\vartheta_{Am}^n \cos(m \omega \tau) + \bar{\vartheta}_{Am}^n \sin(m \omega \tau) \right] \quad (20)$$

$$\Delta t^n(\tau) = B_{\Delta 0}^n + \sum_{m=1}^{m=366} \left[B_{\Delta m}^n \cos(m \omega \tau) + \bar{B}_{\Delta m}^n \sin(m \omega \tau) \right] \quad (21)$$

$$t^n(\tau) = B_{t0}^n + \sum_{m=1}^{m=366} \left[B_{tm}^n \cos(m \omega \tau) + \bar{B}_{tm}^n \sin(m \omega \tau) \right] \quad (22)$$

Współczynniki: B , B_{Δ} , B_t , ϑ_A^n nie są funkcją czasu τ , natomiast wyrazy z $m = 2-363$ są równe zeru.

Wstawiając (20) i (22) do układu (16)-(18) oraz uwzględniając, że z równości funkcji tworzących lewe i prawe strony równań wynika równość odpowiadających sobie współczynników, otrzymuje się następujące układy równań:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \vartheta_{AO}^n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \vartheta_{AO}^n}{dr} = 0 \quad \text{dla } RWA < r < RZ \\ \frac{d \vartheta_{AO}^n}{dr} = \alpha_k \left[B_{t0}^n - \vartheta_{AO}^n \right] \quad \text{dla } r = RQA \\ \vartheta_{AO}^n = 0 \end{array} \right. \quad (23)$$

oraz dla $m = 1$ i $364 \leq n \leq 366$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_m \bar{\psi}_{Am}^n = a \left[\frac{d^2 \bar{\psi}_{Am}^n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \bar{\psi}_{Am}^n}{dr} \right] \\ \omega_m \psi_{Am}^n = a \left[\frac{d^2 \psi_{Am}^n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \psi_{Am}^n}{dr} \right] \end{array} \right. \quad \text{dla RWA } r \text{ RZ} \quad (24)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\lambda \frac{d \psi_{Am}^n}{dr} = \alpha_k \left[B_{tm}^n - \psi_{Am}^n \right] \\ -\lambda \frac{d \bar{\psi}_{Am}^n}{dr} = \alpha_k \left[\bar{B}_{tm}^n - \bar{\psi}_{Am}^n \right] \end{array} \right. \quad \text{dla } R = \text{RWA} \quad (25)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_{Am}^n = 0 \\ \bar{\psi}_{Am}^n = 0 \end{array} \right. \quad \text{dla } r = \text{RZ} \quad (26)$$

Rozwiązaniem układu (23) jest

$$\psi_{AO}^n = \frac{\alpha_k (B_{to}^n - \theta)}{-\frac{\lambda}{\text{RWA}} - \alpha_k \ln\left(\frac{\text{RZ}}{\text{RWA}}\right)} \ln\left(\frac{r}{\text{RZ}}\right) + \theta \quad (27)$$

Układ (24)-(26), po pomnożeniu równań: drugiego, czwartego i szóstego przez jednostkę urojoną "i", dodaniu stronami odpowiednich par równań oraz przyjęciu wielkości zespolonych:

$$\varphi_m^n = \psi_{Am}^n + i \bar{\psi}_{Am}^n \quad (28)$$

$$\psi_m^n = B_{tm}^n + i \bar{B}_{tm}^n ; \quad n > 1 \quad (29)$$

$$\psi_m^n = B_m + i \bar{B}_m ; \quad n = 1$$

można zastąpić następującymi:

$$\begin{array}{l} \frac{d^2 \varphi_m^n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \varphi_m^n}{dr} + \frac{\omega_m^n}{a} \varphi_m^n = 0 \quad \text{dla } \text{RZ} > r > \text{RWA} \\ -\lambda \frac{d \varphi_m^n}{dr} = \alpha_k \left[\psi_m^n - \varphi_m^n \right] \quad \text{dla } r = \text{RWA} \\ \varphi_m^n = 0 \quad \text{dla } r = \text{RZ} \end{array} \quad (30)$$

Rozwiązaniem układu jest:

$$\varphi_m^n = C_{1m}^n K_0(\gamma_m r) + C_{2m}^n I_0(\gamma_m r) \quad (31)$$

gdzie:

$$\gamma_m = \sqrt{-\frac{i}{a} \omega_m} \quad (32)$$

$$C_{1m}^n = \frac{\alpha_k \gamma_m^n}{M} \quad (33)$$

$$C_{2m}^n = \frac{-\alpha_k \gamma_m^n K_0(\gamma_m RZ)}{M \frac{I_0(\gamma_m RWA)}{I_0(\gamma_m RZ)}} \quad (34)$$

$$M = \lambda \gamma_m \left[\frac{K_0(\gamma_m RZ)}{I_0(\gamma_m RZ)} I_1(\gamma_m RWA) + K_1(\gamma_m RWA) \right] +$$

$$- \alpha_k \left[\frac{K_0(\gamma_m RZ)}{I_0(\gamma_m RZ)} I_0(\gamma_m RWA) - K_0(\gamma_m RWA) \right] \quad (35)$$

Na podstawie (28) otrzymujemy:

$$\vartheta_{Am}^n = \operatorname{Re}(\varphi_m^n) \quad (36)$$

$$\bar{\vartheta}_{Am}^n = \operatorname{Im}(\varphi_m^n) \quad (37)$$

5. Wyznaczenie kresu górnego δt

Wykorzystując powyższe rozwiązanie przeprowadzono badania wpływu średnicy, długości kanału, prędkości przepływu powietrza oraz rodzaju gruntu na wartość kresu górnego zmian temperatury powietrza płynącego kanałem zagłębionym w gruncie.

Badania przeprowadzono dla następującego zakresu zmienności poszczególnych wielkości:

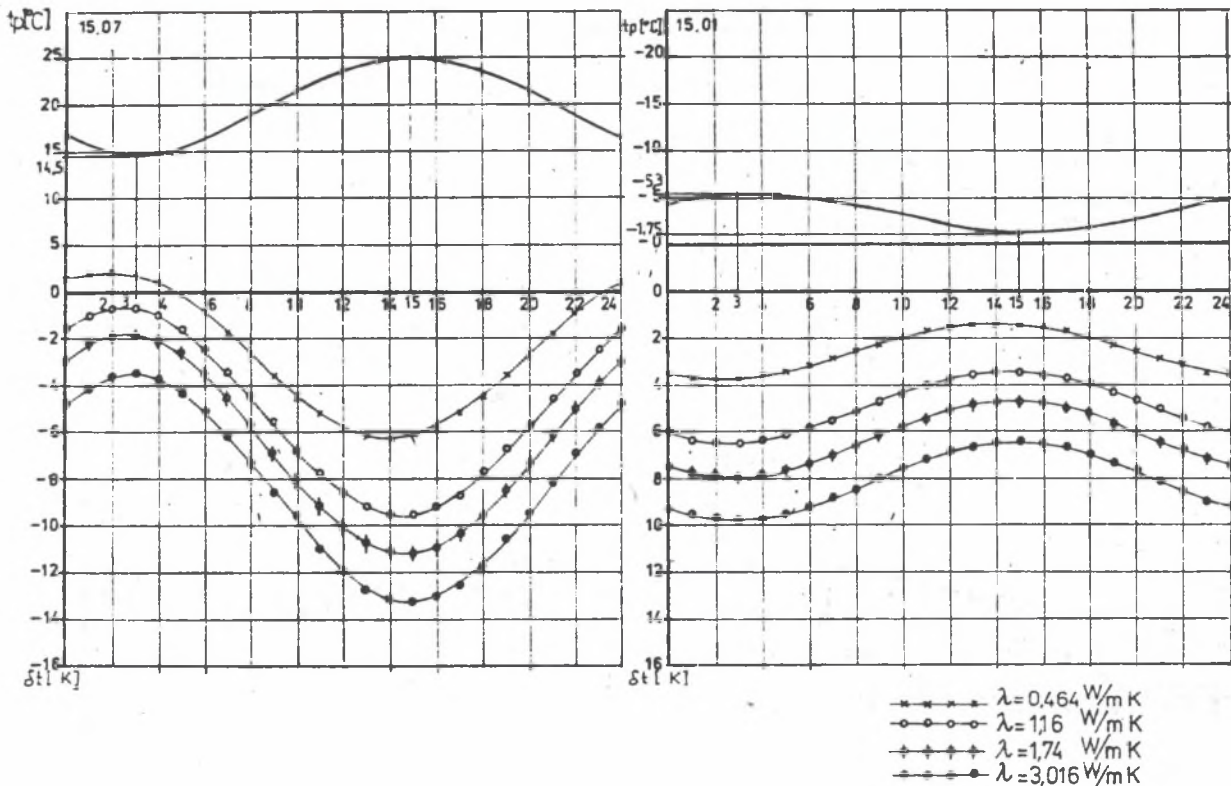
$$d = 0,1-0,8$$

$$l = 5-50 \text{ m}$$

$$w = 3-7 \text{ m/s}$$

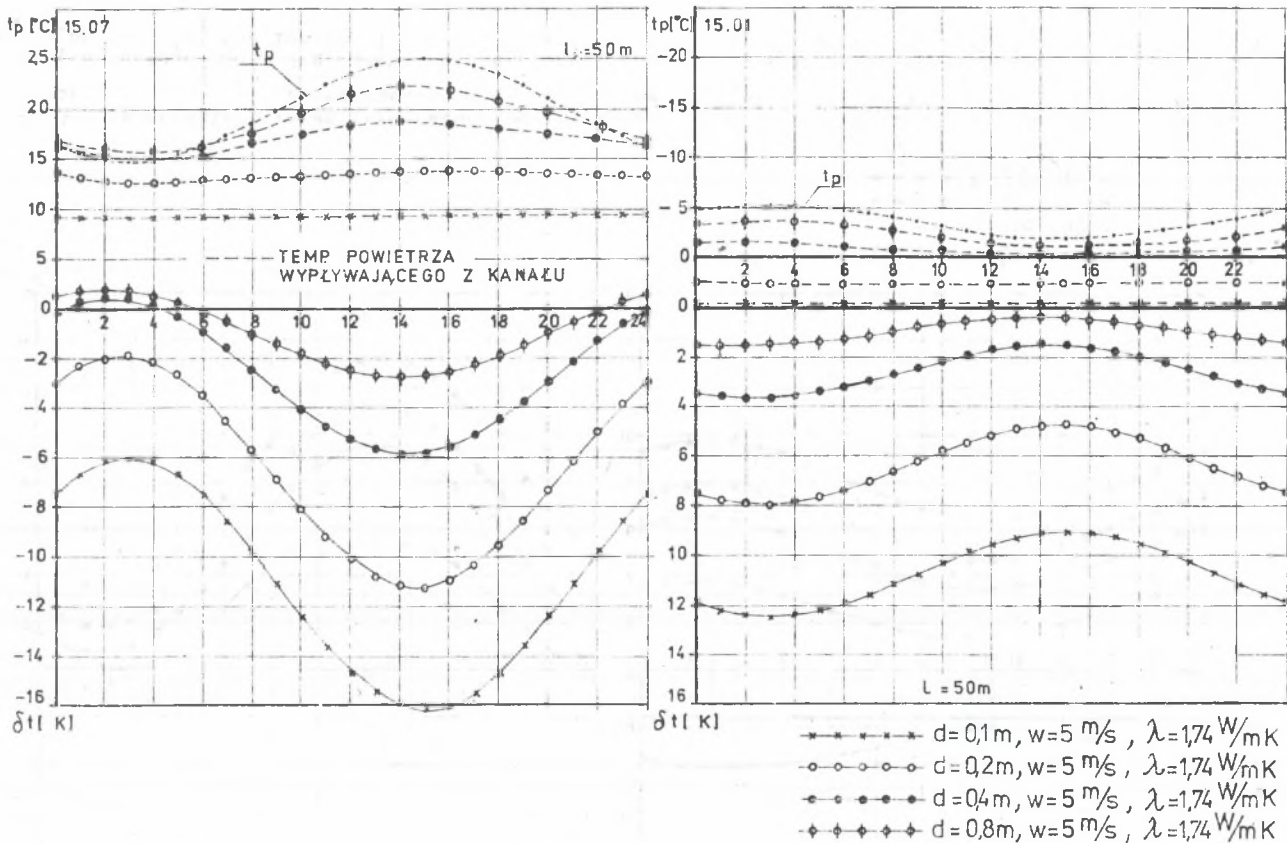
$$\lambda = 0,46-3,0 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$$

Wyniki badań przedstawiono na rys. 2-7.



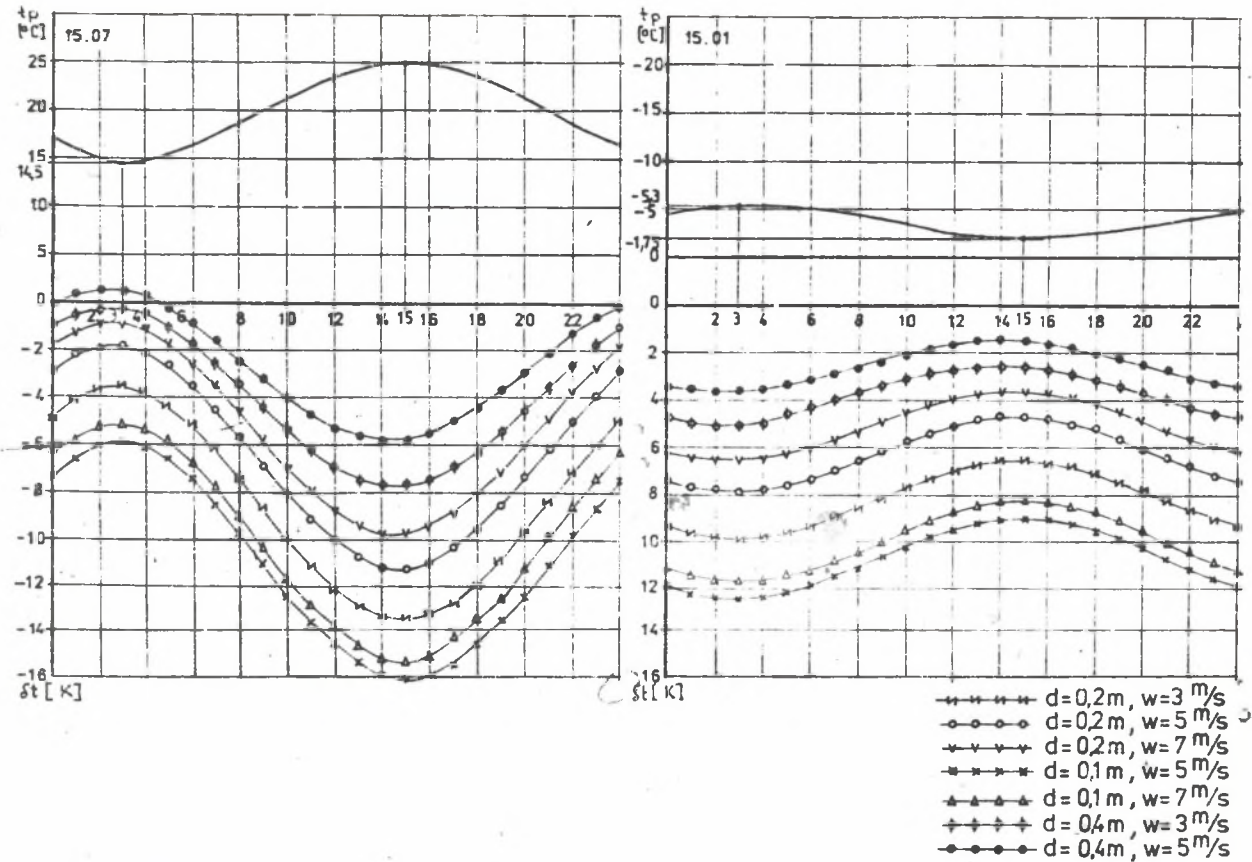
Rys. 2. Dobowe przebiegi zmian temperatury powietrza przepływającego kanałem (o długości $l = 50$ m, średnicy $d = 0,20$ m, z prędkością $w = 5$ m/s, usytuowanym w gruncie o różnych wartościach λ .

Fig. 2. Twenty-four-hour diagrams of temperature changes of the air flowing with the velocity $w = 5$ m/s through the duct (of the length $l = 50$ m, diameter $d = 0,20$ m) buried in the ground with different values λ .



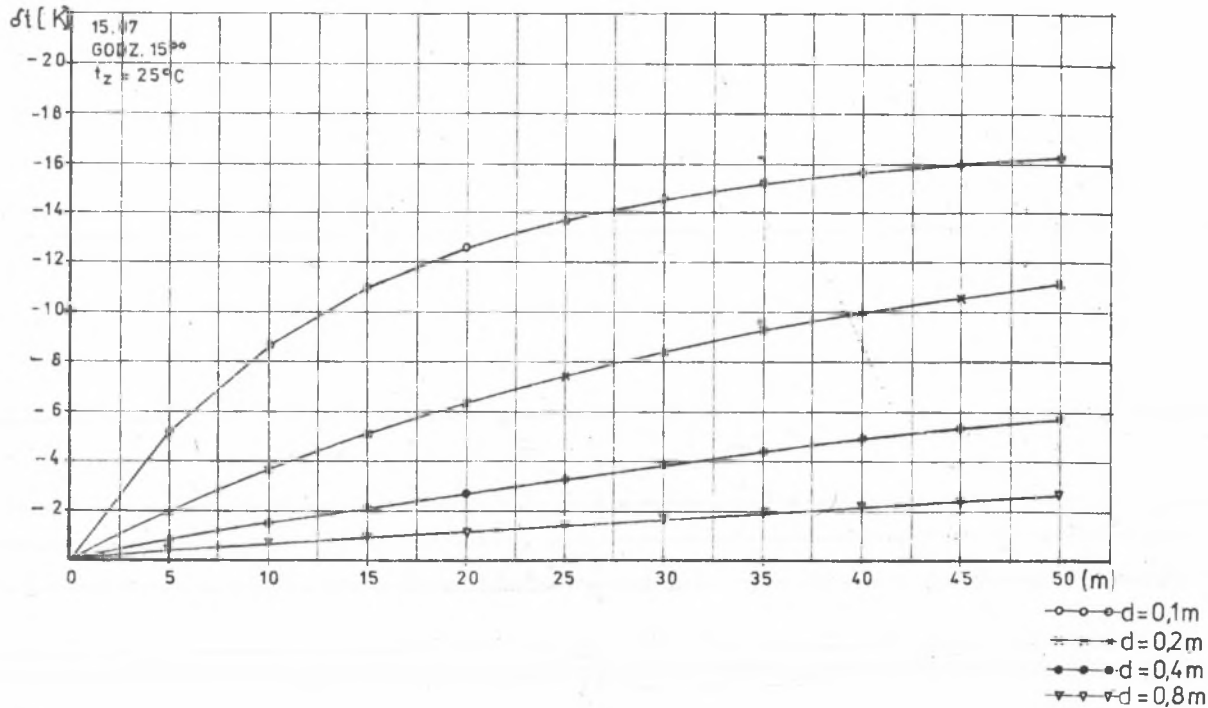
Rys. 3. Dobowe przebiegi zmian temperatury δt powietrza przepływającego kanałem o długości 50 m i różnych średnicach

Fig. 3. Twenty-four-hour diagrams of the temperature changes δt of the air flowing through the duct of the length $l = 50 \text{ m}$ and various diameters



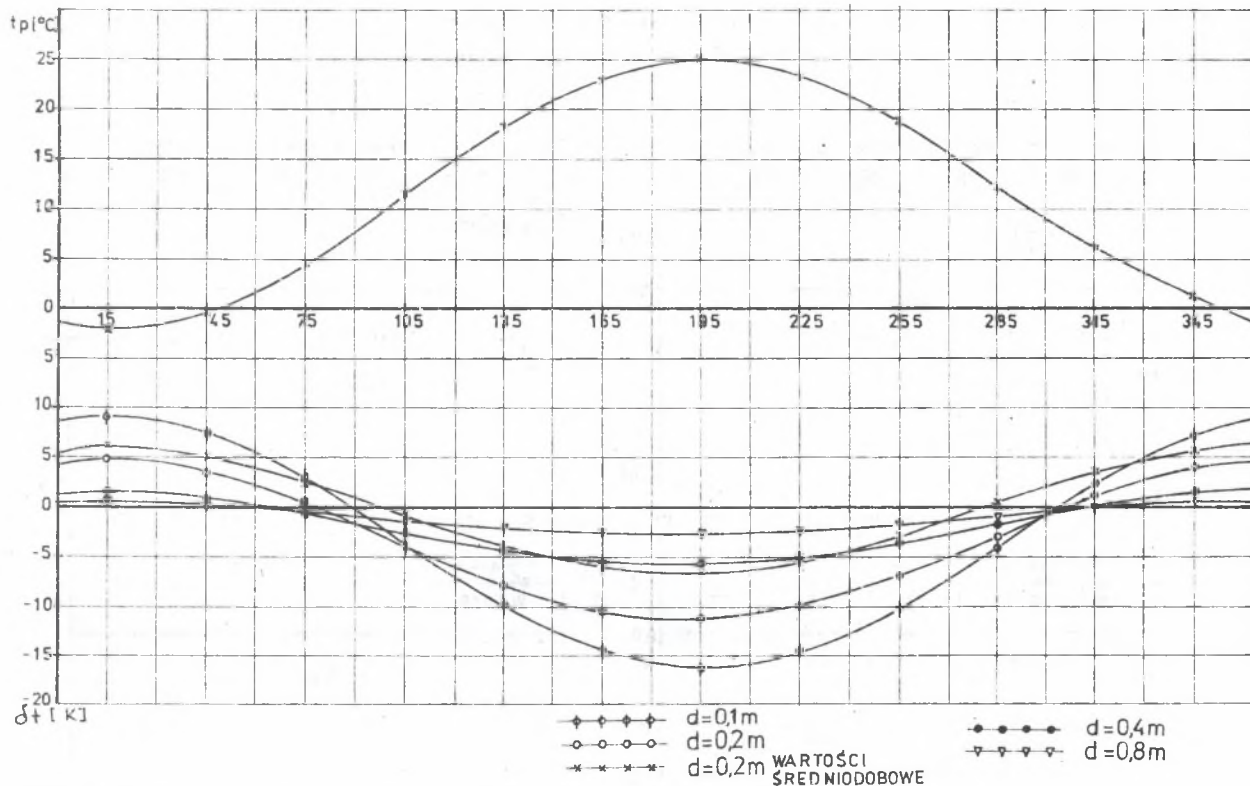
Rys. 4. Dobowe przebiegi zmian temperatury powietrza przepływającego kanałem o długości $l = 50$ m, usytuowanym w gruncie: $\lambda = 1,74$ W/mK

Fig. 4. Twenty-four-hours diagrams of temperature changes of the air flowing through the duct of the length $l = 50$ m, buried in the ground: $\lambda = 1,74$ W/m · K



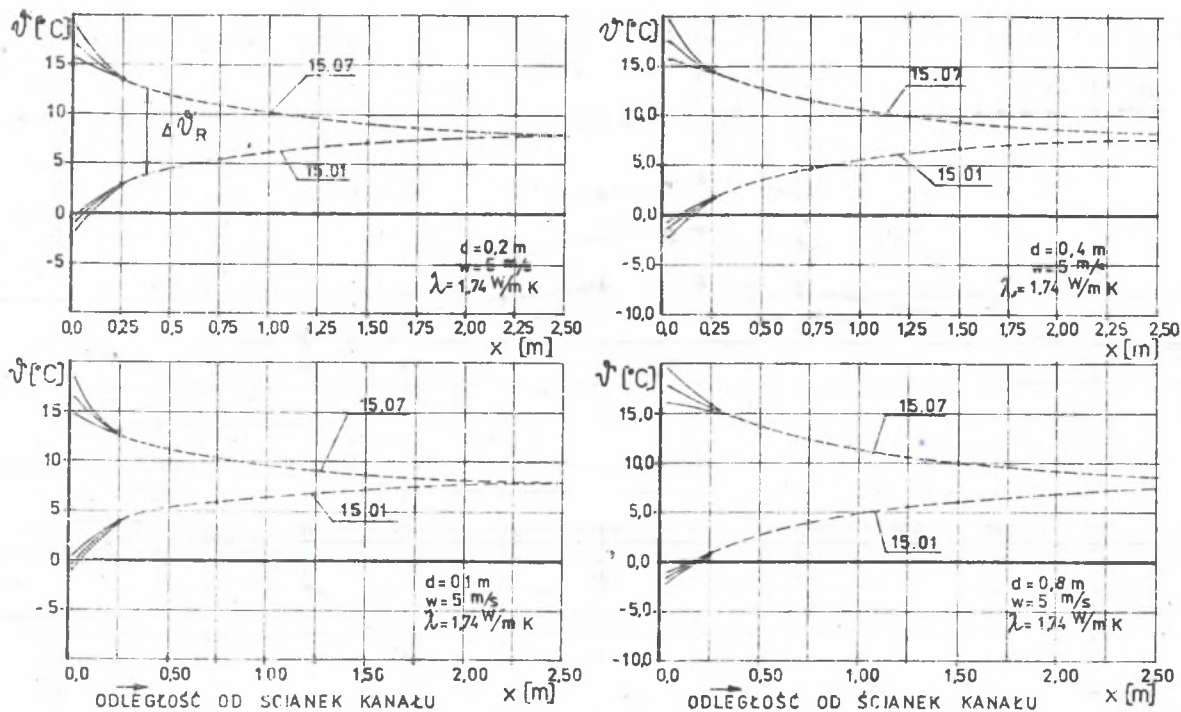
Rys. 5. Przebieg zmian temperatury powietrza Δt przepływającego kanałem zagłębionym w gruncie: $\lambda = 1,74 \text{ W/mK}$, z prędkością $w = 5 \text{ m/s}$, w funkcji długości kanału, dla 15.07. godz. 15⁰⁰

Fig. 5. Diagram of the temperature changes Δt of the air flowing with the velocity $w = 5 \text{ m/s}$ through the duct buried in the ground, $\lambda = 1,74 \text{ W/mK}$, as a function of the duct length, on 15th July, at 3 p.m.

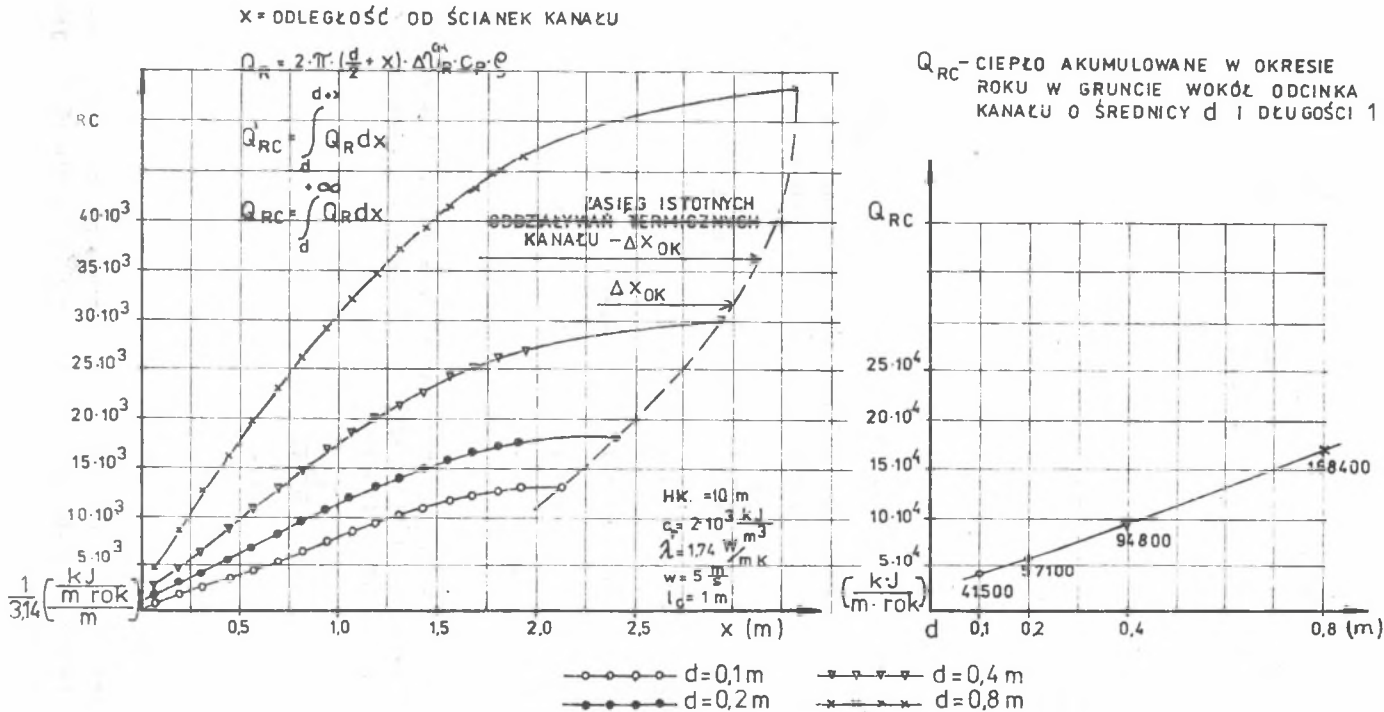


Rys. 6. Przebieg zmian temperatury powietrza płynącego: kanałem o dł. $l = 50\text{ m}$, zagłębionym w gruncie: $\lambda = 1,74\text{ W/mK}$, z prędkością $w = 5\text{ m/s}$, dla godz. 15⁰⁰ poszczególnych dni roku porównawczego

Fig. 6. Diagram of temperature changes of the air flowing with the velocity $w = 5\text{ m/s}$ through the duct of the length $l = 50\text{ m}$, buried in the ground, $\lambda = 1,74\text{ W/mK}$, at 3 p.m. for each day of the reference year



Rys. 7. Rozkład temperatury w gruncie w odległości Δx od ścianek kanału okrągłego
 Fig. 7. Temperature distribution in the ground at the distance Δx from the walls of the round duct



Rys. 8. Ciepło Q_{RC} accumulated within a year in the ground around the section of the round duct with the diameter d and length $l_c = 1 \text{ m}$

Fig. 8. Heat Q_{RC} accumulated within a year in the ground around the section of the round duct with the diameter d and length $l_c = 1 \text{ m}$

6. Wnioski

- Wpływ średnicy d , prędkości w , λ gruntu na wartość zmian temperatury δt , związany z jednokrotnym wzrostem rozważanego czynnika, przy zachowaniu stałości pozostałych przedstawia się następująco:

$$\frac{(\delta t)_w - (\delta t)_{2w}}{(\delta t)_w} = 0,17-0,3$$

$$\frac{(\delta t)_d - (\delta t)_{2d}}{(\delta t)_d} = 0,3-0,4$$

$$\frac{(\delta t)_{2\lambda} - (\delta t)_\lambda}{(\delta t)_{2\lambda}} = 0,3$$

- Ekstremalne wartości jednostkowego strumienia chłodu $\delta \dot{Q}' \left[\frac{\text{kW}}{\text{kg/s}} \right]$ czerpanego z gruntu, gliniastego, wilgotnego, przy przepływie powietrza z prędkością $w = 5 \text{ m/s}$ przez kanał o długości 1 m , wynoszą:

$$d = 0,1 \text{ m}; \quad (-\delta \dot{Q}) = +0,70 \frac{\text{kW}}{\text{kg/s}}; \quad \delta \dot{Q}' = 1,04 \frac{\text{kW}}{\text{kg/s}}$$

$$d = 0,2 \text{ m}; \quad (-\delta \dot{Q}) = +0,25 \text{ ---}; \quad \delta \dot{Q}' = 0,4 \text{ ---}$$

$$d = 0,4 \text{ m}; \quad (-\delta \dot{Q}) = +0,9 \text{ ---}; \quad \delta \dot{Q}' = 0,16 \text{ ---}$$

$$d = 0,8 \text{ m}; \quad (-\delta \dot{Q}) = +0,034 \text{ ---}; \quad \delta \dot{Q}' = 0,1 \text{ ---}$$

$$(\delta t) \cong (\delta \dot{Q}); \quad \delta t \left[\frac{\text{K}}{\text{m}} \right]$$

- Ekstremalne wartości ciepła Q_{RC} akumulowanego w ciągu roku w gruncie gliniastym wilgotnym wokół odcinka kanału o długości 1 m , przez który przepływa powietrze z prędkością 5 m/s , wynoszą:

$$d = 0,1 \text{ m}; \quad Q_{RC} = 41500 \frac{\text{kJ}}{\text{m rok}}$$

$$d = 0,2 \text{ m}; \quad Q_{RC} = 57100 \text{ ---}$$

$$d = 0,4 \text{ m}; \quad Q_{RC} = 94800 \text{ ---}$$

$$d = 0,8 \text{ m}; \quad Q_{RC} = 168400 \text{ ---}$$

Wynika stąd, że wartość Q_{RC} jest wprost proporcjonalna do średnicy kanału d , natomiast natężenie przepływu powietrza \dot{G}_p przy stałym w , jak wiadomo, jest proporcjonalne do d^2 .

- Grubość warstwy Δx_w [m] gruntu gliniastego wokół kanału, w której następuje intensywne akumulacja ciepła Q'_{RC} ($Q'_{RC} = 0,9 Q_{RC}$) wynosi:

$$\Delta x_w = 16 d \quad \text{dla} \quad d = 0,1 \text{ m}$$

$$\Delta x_w = 8,5 d \quad \text{dla} \quad d = 0,2 \text{ m}$$

$$\Delta x_w = 5 d \quad \text{dla} \quad d = 0,4 \text{ m}$$

$$\Delta x_w = 1,7 d \quad \text{dla} \quad d = 0,8 \text{ m}$$

LITERATURA

- 1 Recknagel, Sprenger: Ogrzewanie i klimatyzacja, Warszawa 1976.
- 2 Nierpin S.W.: Energiya- i masoobmen w sistemie rastieniepoczwa-wozduch, Gidromietieoizdat, 1975.

ОБОЗНАЧЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЕНТИЛЯЦИОННОГО ВОЗДУХА ПРОТЕКАЮЩЕГО ЧЕРЕЗ ЕДИНИЧНЫЙ КАНАЛ ПОГРУЖЕННЫЙ В ГРУНТЕ В УСЛОВИЯХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИИ ВНЕШНЕГО ВОЗДУХА

Резюме

Представлен способ обозначения верхней границы изменения температуры вентиляционного воздуха протекающего через единичный канал погруженный в грунт в условиях периодических колебаний внешнего воздуха наплывающего к каналу. Определены стоимости границы изменения температуры для предвиденных в практике величин каналов интенсивности протекания воздуха а также свойств грунта. Обозначены тоже экстремальные стоимости теплового потока перехватывающего через воздух протекающий каналом а также количество тепла аккумулированного в грунте вокруг канала в течении года.

DETERMINATION OF THE UPPER BOUNDARY OF TEMPERATURE CHANGES OF AIR FLOWING THROUGH A DUCT BURIED IN THE GROUND WHILE THE AMBIENT AIR TEMPERATURE CHANGES PERIODICALLY

Summary

The paper presents the way to determined for the upper boundary of temperature changes of ventilating air flowing in a single duct buried in the ground under the conditions of periodical changes of the temperature of the air flowing into the duct. The scale values of the upper boundary of temperature changes were determined for the duct sites expected in practice air flow rates and the ground properties.

The extreme values were also determined of the heat stream that is by the air flowing through the duct as well as the amount of heat accumulated around the duct in the ground within one year's time.