

УДК 631.22.628.8

Е. С. Малкін, *докт. техн. наук, проф.*,
І. Е. Фуртат, *канд. техн. наук, доцент*,
Н. В. Чепурна, *асистент*
Київський національний університет
будівництва і архітектури

АНАЛІТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛІВ ШВИДКОСТЕЙ І ТЕМПЕРАТУР ПОВІТРЯ В ТЕПЛИЦЯХ З ДЕЦЕНТРАЛІЗОВАНИМ МІКРОКЛІМАТОМ

Для розрахунку кліматичних умов теплиці за межами камер з децентралізованим кліматом (які в подальшому будемо називати робочими камерами) і для розрахунку системи опалення цієї теплиці необхідно знати розподілення температур та швидкості руху повітря в об'ємі теплиці. У разі використання технологій децентралізованого мікроклімату задача визначення цього розподілу зводиться до розгляду розвитку термогравітаційних повітряних фонтанів в приміщенні за межами робочих камер. Рішення задач розрахунку параметрів повітряного фонтану над джерелом теплоти вирішена в роботі [1]. Але в разі використання камер з децентралізованим мікрокліматом розташованих над приладами загального опалення вирішення такого завдання ускладнюється тим фактором, що після першої зони розвитку повітряного фонтану (над приладами системи опалення), яка відповідає рішенням [1], на другій частині струмини вона відчуває вплив джерела теплоти (робочої камери). Таке завдання не розглядалося. Метою даної роботи є вирішення цього завдання.

Розглянемо поперечний переріз повітряного термогравітаційного фонтану над трубами системи опалення та робочою камерою у приміщенні теплиці (рис. 1).

Вісь вертикального фонтану прямолінійна; гравітаційні сили проявляються в зміні швидкості температури й інших параметрів повітря струмені.

Енергетичним ресурсом фонтана (струмини нагрітого повітря, що піднімається) є кінетична та теплова енергія, що підводиться до нього.

При сильному підігріві та малій швидкості витікання повітряний фонтан набуває схожості з конвективним потоком, який піднімається над джерелом тепла.

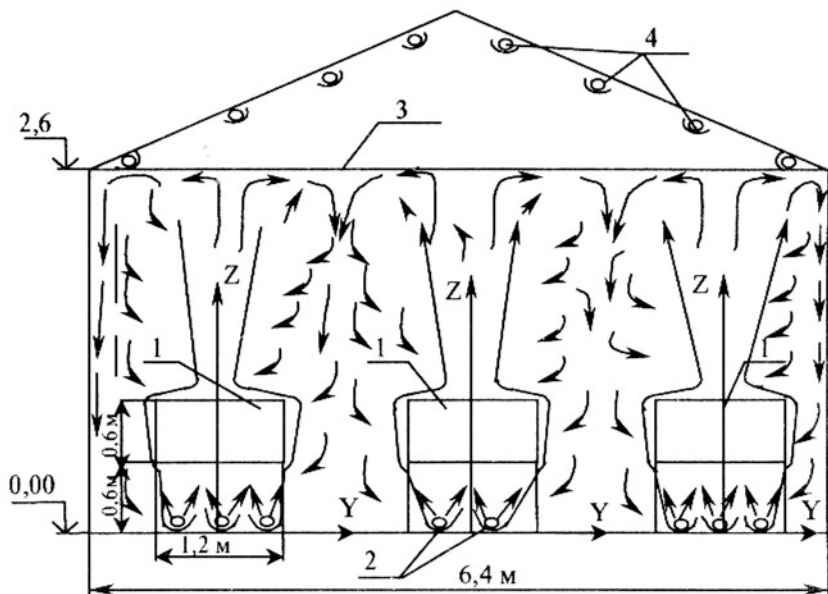


Рис. 1. Схема розповсюдження конвективного потоку:

- 1 – робочі камери з мікрокліматом;
- 2 – труби системи опалення теплиці;
- 3 – шторний екран;
- 4 – випромінювачі періодичної дії (для таяння снігу)

У граничному випадку при відсутності початкового імпульсу ($I_0 = 0$) розглядається природний конвективний потік над тепловим джерелом.

Позначимо теплопродуктивність джерела теплоти Q_0 .

Для аналітичного вираження профілів швидкостей і температур у перерізах конвективних потоків використаємо гіперболічні функції, справедливі для плоских потоків вільної і вимушеної конвекції [2].

$$w = w_z ch^{-2} \lambda;$$

$$\vartheta = \vartheta_z c h^{-1} \lambda,$$

де: w – швидкість в довільній точці фонтана з координатами y та z ; w_z – швидкість всередині поперечного перерізу на рівні z ($y=0$); ϑ – надлишкова температура в довільній точці фонтана з координатами y та z , $\vartheta = t - t_\infty$; ϑ_z – надлишкова температура у всередині поперечного перерізу на рівні z ($y=0$), $\vartheta_z = t_z - t_\infty$; λ – полярна координата, $\lambda = \frac{y}{c z}$; c – дослідна константа, яка згідно з [1] дорівнює 0,04.

В основу аналізу покладені наступні припущення:

1. Джерела теплоти (труби системи опалення та тепловіддаючі поверхні робочих камер) моделюються, як концентричні джерела теплоти.

2. Швидкість і температура повітряного потоку по осі x не змінюється.

3. В першій зоні (від труб системи опалення до робочої камери) тепловий потік дорівнює тепловіддачі труб системи опалення під робочою камерою, що розглядається:

$$Q_o = Q_{c.o},$$

а в другій зоні тепловий потік дорівнює сумі теплового потоку в першій зоні та тепловіддачі робочої камери:

$$Q_o = Q_{c.o} + Q_{p.k}.$$

4. Тепловий потік в поперечних перерізах фонтана в кожній зоні постійний та дорівнює тепловому потоку на початку витікання, тобто

$$Q_z = Q_o = const. \quad (1)$$

5. Приріст кількості руху маси переміщеного повітря, що переміщується між двома поперечними перерізами дорівнює діючій між цими перерізами під'ємної (архимедової) сили, тобто

$$dI_z = dP_z. \quad (2)$$

Визначимо значення окремих членів у рівняннях (1) та (2).

Тепловий потік (конвективний) у поперечному перерізі на висоті z :

$$Q_z = \int_0^{\infty} \rho w h d f,$$

де ρ – середня густина повітря; h – питома ентальпія, $h = C_p$; C_p – ізобарна теплоємність.

$$Q_z = \int_0^{\infty} \rho w C_p \vartheta d f; \quad d f = 2 l d y.$$

$$\begin{aligned} Q_z &= 2 \rho_{\infty} C_p l \vartheta_z w_z \int_0^{\infty} c h^{-3} \left(\frac{y}{c z} \right) d y = 2 \rho_{\infty} C_p l \vartheta_z w_z c z \int_0^{\infty} c h^{-3} \left(\frac{y}{c z} \right) d \left(\frac{y}{c z} \right) = \\ &= 2 \rho_{\infty} C_p l \vartheta_z w_z c z \left[\frac{1}{2} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{y}{c z} \right)}{c h^2 \left(\frac{y}{c z} \right)} \right]_0^{\infty} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\operatorname{sh} \left(\frac{y}{c z} \right) \right]_0^{\infty} \Bigg] = \\ &= \frac{\pi \rho_{\infty} C_p l \vartheta_z w_z c z}{2}, \end{aligned} \quad (3)$$

де l – довжина робочого блоку; ρ_{∞} – густина поза повітряної струмини.

Кількість руху масової витрати повітря, яке переміщується через z :

$$\begin{aligned} I_z &= m w = \rho V w = \rho_{\infty} \int_0^{\infty} w d f = \rho_{\infty} \int_0^{\infty} w^2 2 l d y = 2 \rho_{\infty} l w_z^2 \int_0^{\infty} c h^{-4} \left(\frac{y}{c z} \right) d y = \\ &= 2 \rho_{\infty} l w_z^2 c z \int_0^{\infty} c h^{-4} \left(\frac{y}{c z} \right) d \left(\frac{y}{c z} \right) = 2 \rho_{\infty} w_z^2 l c z \left[-\frac{1}{3} \operatorname{th}^3 \left(\frac{y}{c z} \right) \right]_0^{\infty} + \operatorname{th} \left(\frac{y}{c z} \right) \Bigg]_0^{\infty} = \\ &= \frac{4}{3} \rho_{\infty} w_z^2 l c z. \end{aligned} \quad (4)$$

Приріст кількості руху по висоті:

$$\begin{aligned}
 dl_z &= d\left(\frac{4}{3}\rho_\infty w_z^2 l c z\right) = \frac{4}{3}\rho_\infty l c d(w_z^2 z) = \frac{4}{3}\rho_\infty l c (2w_z dw_z z + w_z^2 dz) = \\
 &= \frac{4}{3}\rho_\infty l c w_z (2z dw_z + w_z dz).
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Під'ємна сила дорівнює:

$$dP_z = \left(\int_0^\infty (\rho_\infty - \rho) g df \right) dz.$$

Використовуючи коефіцієнт об'ємного розширення,

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

або в кінцевих різницях:

$$\beta = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\rho_\infty - \rho}{\vartheta},$$

маючи $\rho_\infty - \rho = \beta \rho_\infty \vartheta$.

Для газів β знаходимо з рівняння стану: $\frac{P}{\rho} = RT$, звідки

$$\rho = \frac{P}{RT}.$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p = \frac{P}{R} \left(-\frac{1}{T^2} \right),$$

$$\beta = -\frac{RT}{P} \cdot \frac{P}{R} \left(-\frac{1}{T^2} \right) = \frac{1}{T},$$

приймаємо $\beta = \frac{1}{T_\infty}$.

Тоді:

$$\begin{aligned}
 dP_z &= \left(\int_0^{\infty} \beta \rho_{\infty} \vartheta g df \right) dz = \left(\int_0^{\infty} \frac{\rho_{\infty} \vartheta_z ch^{-1} \left(\frac{y}{cz} \right) g 2l dy}{T_{\infty}} \right) dz = \\
 &= \left(\frac{2 \rho_{\infty} \vartheta_z g l c z}{T_{\infty}} \int_0^{\infty} ch^{-1} \left(\frac{y}{cz} \right) d \left(\frac{y}{cz} \right) \right) dz = \\
 &= \frac{2 \rho_{\infty} \vartheta_z g l c z}{T_{\infty}} \operatorname{arctg} \left(sh \frac{y}{cz} \right) \Bigg|_0^{\infty} dz = \frac{\pi \rho_{\infty} \vartheta_z g l c z}{T_{\infty}} dz \quad (6)
 \end{aligned}$$

Використовуючи вирази (1) – (6), отримуємо систему рівнянь для визначення w_z та ϑ_z :

$$\begin{cases} \frac{\pi c \rho_{\infty} C_p l \vartheta_z w_z z}{2} = Q_0, \\ \frac{4}{3} \rho_{\infty} l c w_z (2z dw_z + w_z dz) = \frac{\pi \rho_{\infty} g l \vartheta_z c z}{T_{\infty}} dz; \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} \frac{\pi c \rho_{\infty} C_p l \vartheta_z w_z z}{2} = Q_0, \\ w_z (2z dw_z + w_z dz) = \frac{3 \pi g \vartheta_z z}{4 T_{\infty}} dz. \end{cases} \quad (8)$$

З першого рівняння системи (7) виразимо ϑ_z та підставимо в друге:

$$\begin{aligned}
 \vartheta_z &= \frac{2Q_0}{\pi c \rho_{\infty} C_p l w_z z}, \\
 w_z (2z dw_z + w_z dz) &= \frac{3 \pi g z}{4 T_{\infty}} \cdot \frac{2Q_0}{\pi c \rho_{\infty} C_p l w_z z} dz.
 \end{aligned}$$

Маємо

$$w_z (2z dw_z + w_z dz) = \frac{3}{2} \frac{Q_0 g}{T_{\infty} c \rho_{\infty} C_p l} \frac{dz}{w_z}. \quad (9)$$

Позначивши $\frac{3}{2} \frac{Q_0 g}{T_\infty c \rho_\infty C_p l} = A$ та розділимо рівняння на $(2w_z \cdot z)dz$, перенесемо всі члени рівняння вліво отримаємо:

$$\frac{dw_z}{dz} + \frac{w_z}{2z} - \frac{A}{2zw_z^2} = 0. \quad (10)$$

Рівняння Бернуллі має вигляд:

$$w_z' + P(z)w_z + Q(z)w_z^{-2} = 0,$$

де $w_z' = \frac{dw_z}{dz}$; $P(z) = \frac{1}{2z}$; $Q_z = \frac{A}{2z}$.

Приведемо його до лінійного рівняння, розділивши всі члени на w_z^{-2} , маємо

$$w_z^2 w_z' + P(z)w_z^3 + Q(z) = 0, \quad (11)$$

позначивши $w_z^3 = v_z \Rightarrow 3w_z^2 w_z' = v_z'$,

звідки $w_z' = \frac{v_z'}{3w_z^2}$.

$$w_z^2 \frac{v_z'}{3w_z^2} + P(z)v_z + Q(z) = 0. \quad (12)$$

Стандартне лінійне рівняння має вигляд:

$$v_z' + P_1(z)v_z + Q_1(z) = 0$$

$$P_1 = 3P; \quad Q_1 = 3Q$$

$$P_1 = 3/2z; \quad Q_1 = 3A/2z$$

рішення такого рівняння запишемо у вигляді:

$$v_z = u_z e^{-\int P_1(z) dz}, \quad (13)$$

де $e^{-\int R_1(z)dz}$ – рішення відповідно до однорідного рівняння.

$$e^{-\int R_1(z)dz} = e^{-\int \frac{3}{2}z dz} = e^{-\frac{3}{2} \ln z} = e^{\ln z^{-3/2}} = z^{-3/2},$$

$$v_z = u_z z^{-3/2},$$

$$v'_z = u'_z \cdot z^{-3/2} + u_z \left(-\frac{3}{2}\right) z^{-5/2}. \quad (14)$$

Підставляємо в лінійне рівняння

$$u'_z \cdot z^{-3/2} - \frac{3}{2} u_z z^{-5/2} + \frac{3}{2z} u_z z^{-3/2} - \frac{3A}{2z} = 0; \quad (15)$$

$$u'_z z^{-3/2} - \frac{3A}{2z} = 0; \quad (16)$$

$$du_z = \frac{3A}{2z} \cdot z^{3/2} dz;$$

$$u_z = \frac{3}{2} A \int_0^\infty z^{1/2} dz = \frac{3}{2} A \cdot \frac{z^{3/2}}{3/2} = A z^{3/2}; \quad (17)$$

$$v_z = A z^{3/2} \cdot z^{-3/2} = A;$$

$$w_z^3 = A = \frac{3Q_0 g}{2T_\infty c \rho_\infty C_p l},$$

тоді

$$w_z = \sqrt[3]{\frac{3Q_0 g}{2T_\infty c \rho_\infty C_p l}}. \quad (18)$$

$$\vartheta_z = \frac{2Q}{\pi c \rho_\infty C_p l z} \cdot \sqrt[3]{\frac{2T_\infty c \rho_\infty C_p l}{3Q_0 g}} = \frac{1}{z} \cdot \sqrt[3]{\frac{16Q_0^2 T_\infty}{3g \pi^3 c^2 \rho_\infty^2 C_p^2 l^2}}. \quad (19)$$

Якщо позначити $q_0 = \frac{Q_0}{l}$, $\left[\frac{Bm}{m} \right]$,

де q_0 – лінійна густина теплового потоку джерела, отримаємо:

$$\begin{cases} w_z = \sqrt[3]{\frac{3q_0 g}{2T_\infty c \rho_\infty C_p}}, \\ \vartheta_z = \sqrt[3]{\frac{16q_0^2 T_\infty}{3g c^2 C_p^2 \rho_\infty^2}} \cdot \frac{1}{\pi z}. \end{cases} \quad (20)$$

Отже, використовуючи ці залежності можна знайти розподілення швидкостей та надлишкових (а значить і дійсних) температур у всіх точках:

$$\begin{cases} w = \sqrt[3]{\frac{3q_0 g}{2T_\infty c \rho_\infty C_p}} \cdot ch^{-2} \left(\frac{y}{cz} \right), \\ \vartheta = \sqrt[3]{\frac{16q_0^2 T_\infty}{3g c^2 C_p^2 \rho_\infty^2}} \cdot \frac{1}{\pi z} \cdot ch^{-1} \left(\frac{y}{cz} \right). \end{cases} \quad (21)$$

Результати розрахунків полів швидкостей і надлишкових температур для середнього ряду робочих камер з мікрокліматом зводимо в таблицях 1, 2.

Методику інженерного розрахунку систем опалення теплиці з камерами децентралізованого мікроклімату на основі вищенаведених рішень повітряного термогравітаційного фонтана і охолоджених струмін, що опускаються вздовж огороджень, буде наведено у наступній роботі.

Поле швидкостей при $T_{\infty} = 285 \text{ K}$

3,0	0,76	0,74	0,68	0,60	0,50	0,41	0,32	0,25	0,19	0,14	0,10	0,021	0,001	0	0	0	0	0	0
2,9	0,76	0,74	0,68	0,59	0,45	0,39	0,30	0,23	0,17	0,12	0,09	0,017	0,001	0	0	0	0	0	0
2,8	0,76	0,74	0,67	0,58	0,48	0,37	0,29	0,21	0,16	0,11	0,08	0,015	0,001	0	0	0	0	0	0
2,7	0,76	0,73	0,67	0,57	0,46	0,36	0,27	0,20	0,14	0,10	0,07	0,011	0	0	0	0	0	0	0
2,6	0,76	0,73	0,66	0,55	0,44	0,34	0,25	0,18	0,13	0,09	0,06	0,009	0	0	0	0	0	0	0
2,5	0,76	0,73	0,65	0,54	0,42	0,32	0,23	0,16	0,12	0,08	0,05	0,007	0	0	0	0	0	0	0
2,4	0,76	0,73	0,64	0,53	0,41	0,30	0,21	0,15	0,10	0,07	0,05	0,006	0	0	0	0	0	0	0
2,3	0,76	0,73	0,63	0,51	0,39	0,28	0,19	0,13	0,088	0,06	0,04	0,005	0	0	0	0	0	0	0
2,2	0,76	0,72	0,62	0,49	0,37	0,26	0,18	0,12	0,076	0,05	0,03	0,003	0	0	0	0	0	0	0
2,1	0,76	0,72	0,61	0,47	0,34	0,24	0,16	0,10	0,06	0,04	0,03	0,002	0	0	0	0	0	0	0
2,0	0,76	0,72	0,60	0,45	0,32	0,21	0,14	0,09	0,054	0,03	0,02	0,002	0	0	0	0	0	0	0
1,9	0,76	0,71	0,58	0,43	0,29	0,19	0,12	0,07	0,044	0,03	0,016	0,001	0	0	0	0	0	0	0
1,8	0,76	0,71	0,57	0,41	0,27	0,16	0,10	0,06	0,035	0,02	0,012	0,001	0	0	0	0	0	0	0
1,7	0,76	0,70	0,55	0,38	0,24	0,14	0,08	0,05	0,027	0,015	0,008	0,001	0	0	0	0	0	0	0
1,6	0,76	0,69	0,53	0,35	0,21	0,12	0,07	0,04	0,02	0,01	0,006	0	0	0	0	0	0	0	0
1,5	0,76	0,68	0,50	0,32	0,18	0,10	0,05	0,03	0,015	0,008	0,004	0	0	0	0	0	0	0	0
1,4	0,76	0,67	0,47	0,29	0,16	0,08	0,04	0,02	0,01	0,005	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0
1,3	0,76	0,66	0,44	0,25	0,13	0,06	0,03	0,01	0,006	0,003	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0
1,2	0,76	0,64	0,41	0,21	0,10	0,05	0,02	0,009	0,004	0,002	0,0007	0	0	0	0	0	0	0	0
1,1	0,73	0,60	0,35	0,17	0,07	0,03	0,01	0,01	0,002	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1,0	0,73	0,58	0,31	0,13	0,05	0,02	0,007	0,003	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,9	0,73	0,55	0,26	0,10	0,03	0,01	0,004	0,001	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,8	0,73	0,51	0,21	0,07	0,02	0,006	0,002	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,7	0,73	0,46	0,15	0,07	0,01	0,002	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,6	0,73	0,39	0,10	0,02	0,004	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,5	0,73	0,31	0,05	0,007	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,4	0,73	0,21	0,02	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,3	0,73	0,10	0,004	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,2	0,73	0,02	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	0,73	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73	0,73
$\frac{z}{y}$	0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1	0,12	0,14	0,16	0,18	0,2	0,3	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,0

Поле наддишковых температур при $T_{\infty}=285 \text{ K}$

3,0	2,23	2,20	2,11	1,98	1,81	1,63	1,45	1,27	1,10	0,95	0,81	0,36	0,069	0,030	0,013	0,006	0,002	0,001
2,9	2,31	2,28	2,18	2,03	1,85	1,66	1,46	1,27	1,09	0,94	0,80	0,35	0,062	0,026	0,011	0,005	0,002	0,001
2,8	2,39	2,35	2,25	2,08	1,89	1,68	1,47	1,27	1,08	0,92	0,78	0,33	0,055	0,022	0,009	0,004	0,002	0,001
2,7	2,48	2,44	2,32	2,14	1,93	1,70	1,48	1,26	1,07	0,91	0,76	0,31	0,048	0,019	0,008	0,001	0,001	0
2,6	2,58	2,53	2,40	2,20	1,97	1,72	1,48	1,26	1,06	0,89	0,74	0,29	0,041	0,016	0,006	0,002	0,001	0
2,5	2,68	2,63	2,48	2,26	2,00	1,74	1,48	1,25	1,04	0,86	0,71	0,27	0,040	0,013	0,005	0,002	0,001	0
2,4	2,79	2,73	2,56	2,32	2,04	1,75	1,48	1,23	1,02	0,84	0,69	0,25	0,03	0,011	0,004	0,001	0,001	0
2,3	2,91	2,84	2,65	2,38	2,08	1,76	1,47	1,21	0,99	0,81	0,65	0,22	0,02	0,009	0,003	0	0	0
2,2	3,05	2,97	2,76	2,46	2,11	1,78	1,46	1,19	0,97	0,78	0,62	0,20	0,02	0,007	0,002	0,001	0	0
2,1	3,19	3,10	2,86	2,52	2,14	1,77	1,45	1,16	0,93	0,74	0,59	0,18	0,02	0,005	0,002	0	0	0
2,0	3,35	3,25	2,97	2,59	2,17	1,77	1,42	1,13	0,89	0,70	0,55	0,16	0,01	0,004	0,001	0	0	0
1,9	3,53	3,41	3,09	2,66	2,20	1,77	1,40	1,09	0,85	0,66	0,51	0,14	0,01	0,003	0,001	0	0	0
1,8	3,72	3,58	3,21	2,72	2,21	1,75	1,36	1,04	0,80	0,61	0,46	0,12	0,007	0,002	0,001	0	0	0
1,7	3,94	3,78	3,35	2,79	2,22	1,72	1,31	0,99	0,74	0,56	0,42	0,09	0,005	0,001	0	0	0	0
1,6	4,19	3,99	3,49	2,84	2,22	1,68	1,26	0,93	0,68	0,50	0,37	0,08	0,003	0,001	0	0	0	0
1,5	4,47	4,23	3,63	2,90	2,2	1,63	1,19	0,86	0,62	0,44	0,32	0,06	0,002	0	0	0	0	0
1,4	4,79	4,50	3,78	2,94	2,17	1,56	1,11	0,78	0,55	0,38	0,27	0,05	0,001	0	0	0	0	0
1,3	5,15	4,79	3,93	2,95	2,12	1,47	1,02	0,70	0,47	0,32	0,22	0,03	0,001	0	0	0	0	0
1,2	5,58	5,13	4,07	2,96	2,03	1,37	0,91	0,60	0,40	0,26	0,17	0,02	0	0	0	0	0	0
1,1	5,73	5,19	3,97	2,75	1,81	1,17	0,75	0,48	0,30	0,19	0,12	0,01	0	0	0	0	0	0
0,9	7,0	6,04	4,16	2,55	1,50	0,87	0,50	0,29	0,16	0,10	0,06	0	0	0	0	0	0	0
0,8	7,88	6,56	4,17	2,36	1,28	0,69	0,37	0,20	0,11	0,06	0,03	0	0	0	0	0	0	0
0,7	9,0	7,11	4,08	2,09	1,03	0,51	0,25	0,12	0,06	0,03	0,02	0	0	0	0	0	0	0
0,6	10,5	7,68	3,83	1,71	0,75	0,33	0,14	0,06	0,03	0,01	0,01	0	0	0	0	0	0	0
0,5	12,6	8,17	3,35	1,25	0,46	0,17	0,06	0,02	0,01	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,4	15,75	8,34	2,57	0,74	0,21	0,06	0,02	0,01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,3	21,0	7,66	1,50	0,28	0,05	0,01	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,2	31,5	5,14	0,43	0,03	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	63,0	0,85	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z/γ	0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1	0,12	0,14	0,16	0,18	0,2	0,3	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0

Висновки

1. Найбільший градієнт температур спостерігається по центру робочої камери (по осі z).

2. В зоні над робочими камерами градієнт температур незначний і не перевищує $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ безпосередньо по осі z , а зворотний градієнт спостерігається через $0,3\text{ м}$ від осі z .

3. Середня температура повітря, яке підходить до шторного екрану на $1,5\text{--}2\text{ }^{\circ}\text{C}$ вище температури повітря у робочій зоні теплиці.

4. По мірі віддалення від осі z температура повітря фактично дорівнює температурі охолодженого при контакті з шторним екраном потоку повітря, що надходить до внутрішньої поверхні зовнішніх огорожень. Це призводить до значного зменшення тепловтрат в порівнянні з тим варіантом, коли опалювальні прилади розташовані безпосередньо біля зовнішніх огорожень з двох причин:

- зменшення різниці між температурою біля огороження та зовнішньої температури повітря;
- зменшення швидкості повітряного потоку вздовж зовнішніх огорожень.

5. Швидкість повітряного потоку незначна та не перевищує $0,76\text{ м/с}$ по осі z над робочими камерами.

6. В загальному об'ємі теплиці середня швидкість не перевищує $0,3\text{ м/с}$.

Використана література

1. *Шепелев И. А.* Аэродинамика воздушных потоков в помещении. – М.: Стройиздат, 1978. – 145 с.

2. *Абрамович Г. Н.* Теория турбулентных струй. – М.: Гос. изд-во физ-мат. лит, 1960. – 715 с.

3. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.* Теплопередача. – М.: Энергия, 1981. – 416 с.

4. *Талиев В. Н.* Аэродинамика вентиляции. – М.: Стройиздат, 1979. – 295 с.

5. *Малкін Е. С., Фуртат І. Е., Чепурна Н. В.* Аналітичні дослідження полів швидкостей і температур повітря над робочими камерами у теплицях з децентралізованим мікрокліматом / Будівельні матеріали, виробництва та санітарна техніка. – 2004. Випуск 19. – С. 63–67.