

Унаспеков Б.А.¹, Жыргалбаева Н.М.²

Исследование изменение теплового и гидродинамического режима на различных расстояниях обогревающего прибора от ограждающей стенки

¹Казахский национальный исследовательский технический университет
им.К.И.Сатпаева

²Кыргызский государственный университет строительства, транспорта и
архитектуры им. Н.Исанова
¹(Казахстан, Алматы)
²(Кыргызстан, Бишкек)

doi: 10.18411/lj-07-2019-84

ids: lj-07-2019-84

Аннотация

Результаты исследований позволяют определить поток подогретого теплого воздуха, проходящего через «зону влияния» прибора. Выявлено внезапное изменение поведения расходов во времени. Установлено, что расход массы и тепловой энергии плавно возрастают при увеличении расстояния от стенки до значения $h = h_{cr} \approx 0.045$ м. При превышении этого расстояния происходит внезапное падение массы и тепловой энергии. Это объясняется возникновением гидродинамической неустойчивости при движении воздуха между прибором и ограждением.

Ключевые слова: тепловой режим, гидродинамический режим, размещение, прибор, расстояние, ограждение, поверхность, температура.

Abstract

The research results allow to determine the flow of heated warm air passing through the “zone of influence” of the device. Revealed a sudden change in spending behavior over time. It has been established that the mass and thermal energy consumption gradually increases with increasing distance from the wall to $h = h_{cr} = 0.045$ m. When this distance is exceeded, a sudden drop in mass and thermal energy occurs. This is due to the occurrence of hydrodynamic instability during the movement of air between the device and the fence.

Keywords: thermal mode, hydrodynamic mode, placement, device, distance, fence, surface, temperature.

Системы отопления распределяют теплоту по всем помещениям, что обеспечивает благоприятное самочувствие и поддержание комфортных температурных условий в помещениях. Важным условием для передачи теплоты является обеспечение требуемого теплового и гидродинамического режима. Рассмотрим изменение теплового и гидродинамического режима на различных расстояниях h обогревающего прибора от ограждающей стенки. Такое исследование позволяет определить поток подогретого теплого воздуха Q , проходящего через «зону влияния» прибора. Для эффективной его работы важно, чтобы Q было наибольшим при заданных условиях обогрева, в таком случае можно говорить о максимально эффективном использовании возможностей прибора.

Также представляет практический интерес количество тепловой энергии J , Дж/(м·с), приобретаемый потоком воздуха за единицу времени на погонный метр ширины прибора при прохождении пространства между прибором и ограждением. По определению,

$$J = c_p h \int_0^1 j_x(\tau, x' = 0, y') [T(\tau, x' = 0, y') - T_0] dy'$$

Здесь за точку места расчета взято $x' = 0$, что не имеет принципиального значения. Эта тепловая энергия отсчитывается от уровня средней температуры в помещении T_0 , чем и объясняется наличие разности в квадратных скобках.

На практике можно встретить размещение прибора на различных расстояниях от ограждающей поверхности стены: от 1 см до 5 см. При этом пользователи стараются выбирать h как можно меньшим для увеличения свободного пространства помещения, но при этом встает вопрос об оправданности такого решения. Чем меньше расстояние h , тем меньше становится поверхность контакта между прибором и воздушным пространством. Очевидно, при $h = 0$ обогрев происходит полностью за счет поверхности пластин прибора и наружной частью, обращенной к помещению.

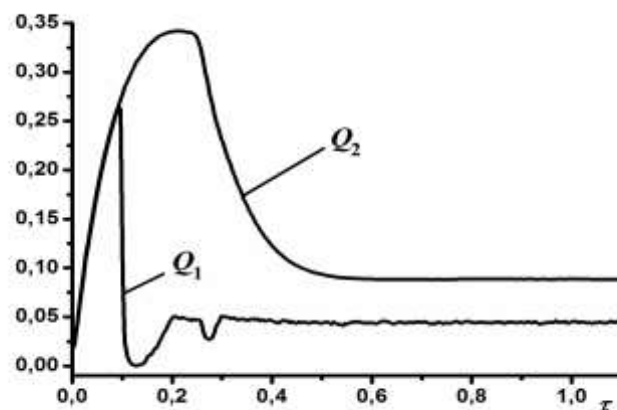
В таблице 1 приведены значения Q_1 , Q_2 , Q и J при различных расстояниях h и граничном условии $T_w = T_{w0} - (T_{w0} - T_c) \frac{x}{a}$.

Таблица 1.

Значения Q_1 , Q_2 , Q и J при различных расстояниях h .

h , м	Q_1 , кг/(м·с)	Q_2 , кг/(м·с)	Q , кг/(м·с)	J , Дж/(м·с)
0.01	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.15 \cdot 10^{-3}$	49
0.02	$1.47 \cdot 10^{-2}$	$1.16 \cdot 10^{-2}$	$1.32 \cdot 10^{-2}$	282
0.03	$4.87 \cdot 10^{-2}$	$4.54 \cdot 10^{-2}$	$4.71 \cdot 10^{-2}$	967
0.04	$1.23 \cdot 10^{-1}$	$1.18 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	2400
0.05	$2.46 \cdot 10^{-1}$	$2.43 \cdot 10^{-1}$	$2.45 \cdot 10^{-1}$	4863

По приведенным в таблице 1 данным виден сильный рост потока массы Q и тепла J с увеличением расстояния h , и этот рост на первый взгляд происходит неограниченно. На самом деле так не происходит, поскольку есть верхние пределы Q и J , определяемые расстоянием δ между нижним основанием прибора и поверхностью полового покрытия. Дело в том, что пространство шириной δ не может пропускать сколь угодно большой поток массы воздуха. Данные в таблице 1 позволяют судить, насколько надо быть внимательным к размещению обогревательного прибора к ограждающей поверхности. С возрастанием h уравнения гидродинамики и переноса тепла проявляют склонность к неустойчивости. Это можно заметить при неизменных пространственных шагах интегрирования Δx , Δy и шаге интегрирования по времени τ . В связи с этим укажем, что результаты в таблице при $h = 0.05$ получены с вдвое уменьшенным шагом Δy и вчетверо уменьшенным шагом τ . При этом числа Куранта остаются неизменными. Если оставлять неизменными Δx , Δy и τ , как и числа Куранта, то расход массы Q и тепловой энергии J плавно возрастают при увеличении расстояния h до значения $h = h_{cr} \approx 0.045$ м. После этого при $h > h_{cr}$ происходит внезапное падение Q и J . Это объясняется возникновением гидродинамической неустойчивости при движении воздуха между прибором и ограждением. Эта неустойчивость обнаруживается на графике зависимости расходов Q_1 и Q_2 от времени (рис.1).

Рис. 1 Внезапное изменение поведения расходов Q_1 и Q_2 во времени.

До момента безразмерного времени $\tau \approx 0.09$ (или, размерного времени $t\tau = 15$ с) соблюдается равенство $Q_1 = Q_2$. Но затем происходит резкое снижение Q_1 почти до нуля, поток воздуха испытывает нерегулярные колебания с большой амплитудой, в пространстве между прибором и ограждающей стенкой происходит перестройка течения, после чего плавно снижается и расход Q_2 , рассчитываемый по массовому потоку в верхней части прибора. Таким образом, неустойчивость возникает в нижней части прибора, близкой к половой поверхности. После исчезновения высокоамплитудных колебаний остаются колебания с малыми амплитудами, это хорошо видно на рис. 1 при временах $\tau > 0.09$. Последующее увеличение расстояния h до $h = 0.06$ м не приводит к росту расходов массы и тепловой энергии.

На возникновение неустойчивости сильно влияет отношение длин a/h , например, в приведенных выше расчетах оно составляло примерно 15.6. При длине $a = 1.0$ м неустойчивость возникает, если $h > 0.05$, т.е. когда $a/h < 20$. Но основным источником неустойчивости является наличие зависимости температуры на поверхности стенки от координаты x : $T_s(x)$. Если вместо уравнения

$$T_w = T_{w0} - (T_{w0} - T_c) \frac{x}{a} \quad (1)$$

(T_{w0} относится к нижней точке прибора над уровнем пола) принять $T_s(x) = \text{const}$, то неустойчивость исчезает вне зависимости от значения константы.

Уменьшением шагов интегрирования можно добиться устойчивого расчета, но, тем не менее, склонность к возникновению неустойчивости имеет и физическое объяснение: известно [1, 2], что с увеличением числа Рейнольдса Re в любом гидродинамическом потоке возникает неустойчивость с последующим возникновением турбулентного течения. Возникновению неустойчивости отвечает критическое число Re_* .

Для двумерного плоскопараллельного течения принято считать $Re_* = 2300$ [1, 2], хотя могут быть не турбулентные течения и с большими числами $Re > 2300$. В расчетах характерная скорость $u = 1 \div 2$ м/с, кинематическая вязкость $\nu = 1.5 \cdot 10^{-5}$ м²/с, при критическом значении $h = 0.05$ м находим $Re_* = 5000 \div 5500$, что хорошо согласуется с литературными данными.

В перспективе следует очень тщательно изучить вопрос об условиях возникновения турбулентности между прибором и ограждающей наружной стеной с низкой температурой. Первое упоминание о возникновении хаотической динамики при свободном конвективном течении содержится в работе [3], где подогрев среды производился снизу, а холодная «стенка» располагается сверху. С тех пор это вопрос был предметом тщательного обсуждения [4]. В нашем случае подогрев, как и охлаждение, происходит с боковой стороны, несмотря на различия с ситуацией в работе [3], здесь имеется и много общего.

На рис. 2. приведена качественная картина струйного потока холодного воздуха в окрестности отопительного прибора и течение внутри него по сравнению с естественным конвективным движением.

Как следует из результатов анализа численного моделирования, вероятность образования над полом холодных струйных потоков велика при сильном охлаждении ограждающей поверхности и недостаточном потоке тепла от нагревательного прибора. Но температура прибора T_p , практически равная температуре теплоносителя на входе системы отопления, строго следует за температурой наружного воздуха T_c .



Рис. 2. Схема относительного положения области струйного течения. Линий S' и S'' являются границами встречных потоков воздуха.

Перейдем к исследованию влияния на тепловой и гидродинамический режим расстояния между прибором и половым покрытием. Это расстояние на рис.2 обозначено как δ . Правильный выбор расстояния между нижним основанием прибора и половым покрытием обеспечивает нормальный поток воздуха через пространство между прибором и ограждающей поверхностью. Для анализа ситуации необходимо сформулировать граничное условие для скорости при $x = 0$. Рассматривая малую окрестность этой точки (рис. 3), введем в пространстве условные точки А, В и С. На рис. 3 эта окрестность выделена штриховыми линиями фигурой с прямыми углами, где также показаны выбранные направления скорости движения воздуха u и w .

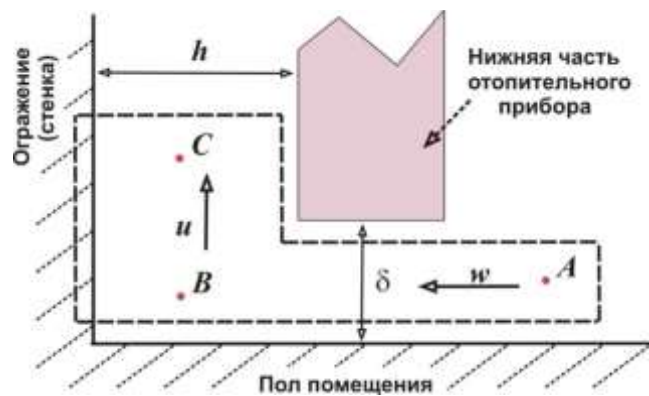


Рис. 3. Схема выделенной области в окрестности границы $x = 0$ для формулировки граничных условий для скорости u и температуры T .

В точках А, В и С гидродинамические давления разные, обозначим их соответственно как p_A , p_B и p_C . Перепад давления между точками А и В равен [1, 2]

$$\Delta p_{AB} = p_B - p_A = \frac{\zeta}{2} \rho w^2, \tag{2}$$

где ζ – местный гидравлический коэффициент сопротивления. Перепад давления между точками В и С равен

$$\Delta p_{BC} = p_B - p_C = \rho u \delta \frac{\partial u}{\partial x}. \tag{3}$$

Через пространства (щели) шириной δ и h проходят потоки воздуха с объемными расходами V'_δ и V'_h на единицу длины прибора и, если пренебречь слабыми изменениями

плотности и температуры в окрестности щелей, то должно выполняться равенство втекающего и вытекающего объема воздуха

$$V'_\delta = V'_h. \quad (4)$$

Отнесенные к единице длины прибора силы, действующие на газ по горизонтали и вертикали должны быть равны:

$$\Delta p_{AB}\delta = \Delta p_{BC}h.$$

Подставив сюда формы (2) и (3), после простых преобразований находим равенство

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\zeta}{2uh} w^2. \quad (5)$$

Запишем равенство удельных объемных расходов (4) в раскрытом виде: $w\delta = uh$, отсюда выразим

$$w = \frac{h}{\delta} u,$$

и используем его в (6):

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \zeta \frac{h}{2\delta^2} u. \quad (6)$$

Это и есть искомое граничное условие для скорости u , с помощью которой учитывается торможение потока воздуха при прохождении его через пространство между нижним основанием прибора и половым покрытием. Обратим внимание на сильное влияние ширины щели δ на гидродинамическое течение в исследуемой области между прибором и ограждающей стенкой.

На практике, как правило, локальное число Рейнольдса Re_δ , определенное по параметрам в окрестности этой щели δ , оказывается достаточно большим:

$$Re_\delta = \frac{w\delta}{\nu} = \frac{uh}{\nu} \gg 1$$

Поэтому коэффициент сопротивления ζ необходимо рассчитывать по известным в гидродинамике формулам, например, можно по формуле Блазиуса [7]

$$\zeta = \frac{0.3164}{Re_\delta^{0.25}}$$

Приведенные выше в предыдущем разделе результаты получены с нижним граничным условием для температуры в виде

$$x = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0,$$

означающее отсутствие потока тепла. Чтобы выяснить, насколько оправдано такое допущение, необходимо более детально проанализировать температурный режим в окрестности границы $x = 0$. Для определенности считаем температуру входящего через пространство шириной δ ниже температуры воздуха на входе в исследуемой области $x > 0$. Тогда на рис. 3 вовнутрь выделенной штриховым контуром области на единицу длины обогревающего прибора в горизонтальном направлении входит поток тепла

$$q_1 = -c_p \rho w \delta (T - T_0).$$

Отрицательный знак перед c_p указывает на направленность потока q_1 в противоположную сторону относительно координаты x .

В вертикальном направлении поток тепла на единицу длины прибора равен

$$q_2 = -h\lambda \frac{\partial T}{\partial x}.$$

По закону сохранения энергии эти потоки должны быть равны:

$$-h\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -c_p \rho w \delta (T - T_0)$$

Учитывая равенство и определение коэффициента температуропроводности $\kappa = \lambda / (c_p \rho)$, получим новое граничное условие для температуры:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{u}{\kappa} (T - T_0) \tag{7}$$

Это условие оказывается тесно связанным с равенством (7) из-за содержащегося множителя u . При малых δ (т.е. $\delta \rightarrow 0$) из (7) следует другое граничное условие

$$x = 0: \quad u = 0 \tag{8}$$

Тогда (7) принимает знакомый вид

$$x = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \tag{9}$$

Если же ширина щели δ большая величина и прибор очень близко расположен к стенке, т.е. расстояние h мало, то из (6) следует условие

$$x = 0: \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

Условие для температуры остается прежним, т.е. (7). Но принимая во внимание рост скорости потока u при увеличении расстояния h для температуры логично использовать граничное условие $T(x = 0) = T_0$.

В наиболее общем случае произвольного выбора размеров δ и h для выполнения инженерных расчетов рекомендуется пользоваться граничными условиями (6) и (7).

Результаты моделирования с использованием условий (8) и (9) приведены на рис. 4 – 6, где показаны распределения основных физических параметров по координате y на различных уровнях по высоте x .

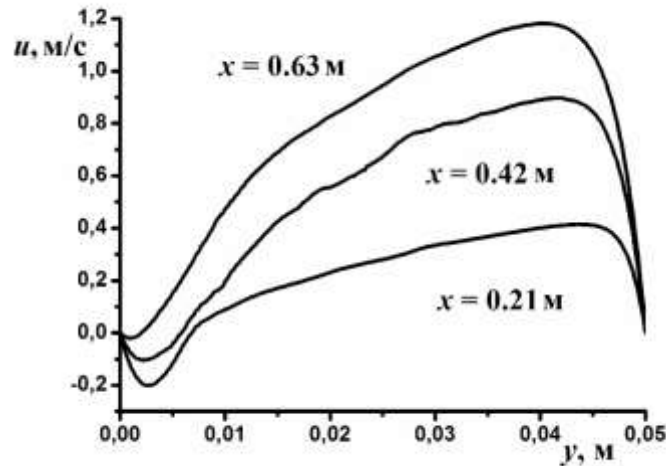


Рис.4 Распределение скорости u по координате y .

Во-первых, сразу обнаруживается качественное различие физических процессов, в частности по мере увеличения расстояния от пола сильно меняются распределения температуры и скоростей по координате y .

Во-вторых, воздух при $\delta = 0$ не поступает снизу, вблизи левой границы $y = 0$ поток воздуха входит в пространство между прибором и ограждением с отрицательной скоростью, т.е. устремляется вниз (левая часть на рис. 4, 5).

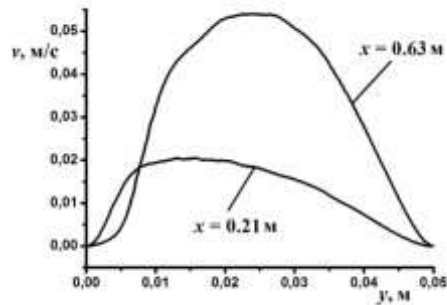


Рис. 5. Распределение скорости v по координате y .

После этого воздушный поток движется вправо к горячей поверхности прибора, прогревается и начинает подниматься вверх (правая часть на рис. 4 – б).

Наличие мелких выступов и впадин на кривых свидетельствует о нестационарном характере течения, хотя в среднем по времени картина не меняется, но в каждой точке пространства физические параметры подвергаются мелким и постоянно действующим пульсационным колебаниям, которые имеют нерегулярный характер. Слабые нерегулярные колебания наблюдаются и в зависимости $Q_1(\tau)$.

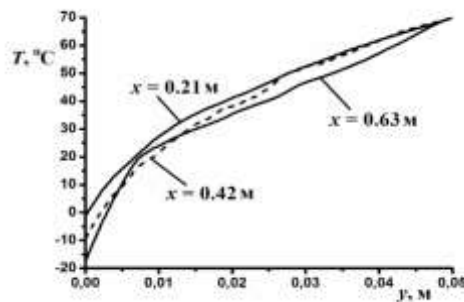


Рис. 6 Распределение температуры T по координате y .

Соответствующая качественная картина течения, построенная на основе численного моделирования, показана на рис. 7.

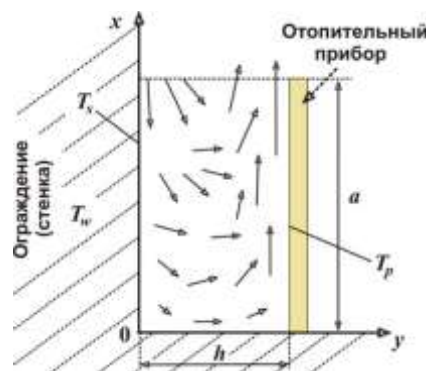


Рис. 7. Качественная картина течения при закрытой нижней части прибора ($\delta = 0$).

Здесь, в отличие от предыдущих результатов, образование вихревых потоков ярко выражено, поскольку скорость v по абсолютному значению уже достигает 5 и более см/с.

На рис. 7 показан случай с образованием только одного большого вихря, этот вихрь простирается от нижней до верхней части исследуемого пространства.

При моделировании также оказалось возможным образование множества мелких вихрей с большими скоростями в малых пространственных масштабах, какие обычно наблюдаются в турбулентных потоках.

Несмотря на «закрытую» нижнюю часть обогревающего прибора и $Q_2 = 0$, движение воздуха не прекращается, циркулирующий сверху вниз и снизу вверх поток дает ощутимый поток прогретого воздуха. Массовый его расход определяется только значением $Q_1 = 0.049$ кг/(м·с), поток тепла прогретой воздушной массы составляет $J = 1467$ Дж/(м·с). Примерно такое значение теплового потока получается при открытой нижней части прибора и расстоянии $h = 0.035$ м (таблица 1). Но это только кажущаяся «эффективность» закрытия нижней части прибора, интенсивное движение в пространстве между прибором и стенкой, наблюдаемое по результатам рис. 4 – 6, вызвано сильным градиентом температуры, точнее, наличием холодной части со стороны щели, откуда поступает наружный воздух. При отсутствии такой холодной области воздух практически не двигался бы вниз у левой границы рассматриваемой области, и вся эта область оказалась бы «выключенной» из процесса теплообмена и обмена массой с остальным окружающим пространством.

Итак, в итоге рассмотрены два предельных случая теплового и гидродинамического режима в области между прибором и ограждающей стенкой. По этим предельным данным можно судить о степени влияния расстояний δ и h на режим обогрева помещения, определяемого, в конечном счете, потоками массы Q и тепла J . На гидродинамику и теплообмен существенное влияние оказывают два геометрических параметра: расстояние между прибором и стеной, и расстояние от полового покрытия до нижней части прибора. В частности, возможно возникновение тонкого слоя нисходящего потока холодного воздуха вдоль ограждения и над половым покрытием. Найдено условие возникновения такого нисходящего потока, оно определяется отношением температур стенки, прибора и средней температуры в помещении.

В статье используются современные численные методы и схемы, поскольку без них невозможно получить решения нелинейных уравнений гидродинамики и конвективной теплопроводности. Программные коды для реализации численных методов и схем написаны на языке DevC++ версии 4.9.9.2/5.11. Графические материалы для наглядной иллюстрации результатов, полученных с помощью программных кодов, созданы на программном пакете Origin Pro версии 7.0.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета по науке МОН РК (договор №101 от 08.03.2018 г.)

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Издание 7-е. – М.: Дрофа, 2003.
2. Беннет К. О., Майерс Дж. Е. Гидродинамика, теплообмен и массообмен. Пер. с англ. М. С. Ассмус и В. М. Ентова / Под ред. Н. И. Гельперина и И. А. Чарного. – М.: Недра, 1966. – 726 с.
3. Lorenz E. N. Determinates nonperiodic Flow. // Journal of Atmospheric Science. 1963. Vol. 20. P. 130.
4. Шустер Г. Детерминированный хаос. – М.: Мир, 1985.
5. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям/ Под ред. М. О. Штейнберга. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1992.

Чистогова В.А.

Построение карт геодинамических процессов на основе модели движения тектонических плит

*Пермский национальный исследовательский политехнический университет
(Россия, Пермь)*

doi: 10.18411/lj-07-2019-85

idsp: ljjournal-07-2019-85

Аннотация

В данной статье приведен опыт построения карт современных геодинамических процессов на территории Ханты-Мансийского автономного округа. Построение карт