

## Гидравлика свободноконвективных течений в ограждающих конструкциях с воздушным зазором

*Д.т.н., профессор М. Р. Петриченко;  
старший преподаватель М. В. Петроченко\*,  
ФГБОУ ВПО Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

**Ключевые слова:** свободноконвективное течение; течения в плоских каналах; естественная тяга; вентилируемый воздушный зазор

Свободноконвективное течение воздуха в плоских вертикальных щелевых каналах встречается во многих строительных конструкциях и инженерном оборудовании: вентиляционных каналах зданий и сооружений, в оконных конструкциях с двойным остеклением, в системах пассивного солнечного отопления, в конвекторах и батареях систем отопления. Понимание физических процессов, сопровождающих течение воздуха в вертикальных плоских щелевых каналах, может существенным образом улучшить процесс моделирования конструкций и, как следствие, улучшить их эксплуатационные характеристики. Также необходимо отметить, что при проектировании строительных конструкций и инженерного оборудования зданий учет свойств и характеристик свободноконвективного течения позволяет применить наиболее рациональные инженерные решения.

Например, при эксплуатации систем навесных вентилируемых фасадов с воздушным зазором, широко используемых на сегодняшний день в строительстве, возникает ряд проблем, связанных с конденсацией влаги в конструкции. В зимний период циклическое замораживание-оттаивание влаги оказывает негативное воздействие на конструкцию, приводя к растрескиванию штукатурного слоя и образованию микротрещин [1]. Выведение из конструкции влаги осуществляется благодаря наличию вентилируемого зазора и движущегося в нем воздуха. Воздух, поступая в вентилируемый зазор, движется за счет естественной тяги, возникающей вследствие перепада давления и градиента температур на стенках вентилируемого канала. Для прогнозирования влажностного режима конструкции фасада необходимо иметь четкое представление картины течения воздуха в вентилируемом канале и учитывать тепло-гидравлические параметры свободноконвективного течения воздуха в зазоре. Одной из важнейших характеристик воздухообмена для расчета влагоудаления является скорость воздуха в воздушной прослойке. [2]

Свободноконвективные течения возникают в результате действия объемной силы, зависящей от разности плотностей, обусловленной переносом тепловой энергии вследствие неоднородности температуры. Конвективные токи, вызывающие теплообмен между поверхностями и воздухом, возникают около нагретых и охлажденных поверхностей [3]. Плотность как жидкости, так и газа зависит от температуры, поэтому при наличии в жидкости или газе градиента температуры массовые силы в различных точках различны. Это вызывает движение газа или жидкости, определяемое направлением поля массовых сил, распределением температур в жидкости и геометрической формой объема [4]. Свободноконвективное течение в виде восходящего потока воздуха может быть ламинарным или турбулентным. При этом числа Релея, определяющие переход от ламинарного к турбулентному режиму свободноконвективного течения различны для вертикальной пластины и призматического (плоского) канала, образованного двумя параллельными поверхностями.

Большой вклад в изучение характеристик свободноконвективных течений внесли российские и зарубежные исследователи. В работах [5-14] представлены результаты экспериментальных и численных исследований свободноконвективных течений воздуха в вертикальных каналах, образованных двумя параллельными стенками с симметричным и асимметричным нагревом. Результаты исследований представляют большой интерес, но для практического применения полученных результатов требуется сформулировать общий подход для определения средней скорости свободноконвективного течения воздуха в вертикальных щелевых каналах.

Целью настоящей работы является оценка средней скорости свободноконвективного течения воздуха в вертикальном щелевом канале с различной температурой стенок.

Пусть свободноконвективное течение осуществляется в вертикальной щели, прямоугольнике  $\Pi = (y, z : 0 < y < h; 0 < z < L)$ ,  $h \ll L$ , где  $h$  – ширина канала;  $L$  – высота канала (см. рис. 1).

Правая грань с координатой  $y = h$  охлаждена и поддерживается при температуре  $T_c$ , меньшей, чем температура  $T_h$  левой грани с координатой  $y = 0$ . Коэффициенты потерь на вход, по длине и на выход известны (или допускают правдоподобную оценку); известна также интегральная интенсивность теплообмена (число Стентона  $St$ ) между свободноконвективным потоком и стенками щели. Давление на отметке  $z = 0$  равно  $p_0$ , давление на отметке  $z = L$  равно  $p_1$ , причем  $p_0 > p_1$ .

Решение основано на следующих предположениях.

1. В адиабатной щели свободноконвективное течение отсутствует. Значит, если считать движение баротропным и заменить условие теплообмена (дифференциальное уравнение энергии) голономным условием баротропности, то средняя скорость свободноконвективного течения ( $v$ ), равна нулю, показатель политропы ( $n$ ) равен показателю адиабаты ( $k$ ).
2. Расширение газа в свободноконвективном течении происходит при  $n < k$ . В случае, если  $1 < n < k$ , то расширение газа с подводом теплоты сопровождается его охлаждением и свободноконвективное течение неустойчиво. Если же  $0 < n < 1$ , подвод теплоты столь интенсивен, что температура газа по длине щели растет и свободноконвективное течение устойчиво по всей длине (высоте) щели. Если равновесному состоянию газа в вертикальном канале отвечает показатель политропы  $n = n_1 > 0$ , то при всяком значении  $0 < n < n_1$  существует свободноконвективное течение.

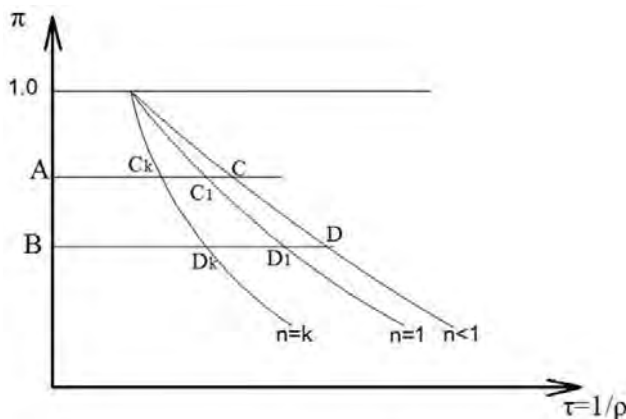


Рисунок 2. Политропное расширение газа в свободноконвективном течении

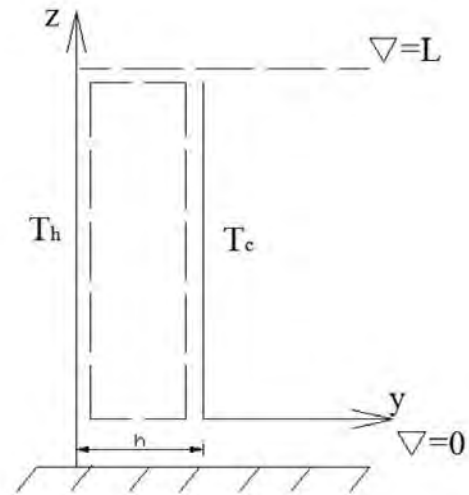


Рисунок 1. Схема вертикального щелевого канала

Действительно, расширение газа в свободноконвективном течении изображается траекторией (политропой) на плоскости переменных  $\pi = \frac{p}{p_0}$  и  $\tau = 1/\rho$ , где  $\tau$  – удельный объем (см. рис. 2).

Площадь между осью  $\tau = 0$  и траекторией изображает «техническую работу» расширения. Если  $n = k$ , то работа недостаточна для перемещения (подъема) газа в вертикальной щели и превращается в потенциальную энергию покоящегося столба газа. Если  $n < k$ , возникает профицит работы, реализуемый в кинетическую энергию столба газа. Чем больше разность  $k - n$ , тем больше профицит и выше скорость свободноконвективного течения.

В условиях свободноконвективного течения возможны оба неравенства. Если  $1 < n < k$ , то расширение газа при свободноконвективном течении сопровождается его охлаждением. В качестве примера можно привести движение воздуха в печной трубе (подвод теплоты от топочного пространства недостаточен для расширения с увеличением температуры по длине дымохода). Если  $0 < n < 1$ , подвод теплоты обеспечивает монотонный рост температуры газа по длине канала. Такая ситуация характерна для обогреваемых каналов, например, для вентилируемого канала фасада.

Итак, утверждается, что:

$$\forall \pi := \frac{p_1}{p_0} = \in (0, 1), \forall n < k, \frac{k}{k-1} \left( 1 - \pi^{\frac{k-1}{k}} \right) < \frac{n}{n-1} \left( 1 - \pi^{\frac{n-1}{n}} \right),$$

причем  $n \rightarrow 1, \frac{n}{n-1} \left( 1 - \pi^{\frac{n-1}{n}} \right) \rightarrow \ln \frac{1}{\pi}$  и,

если  $n < 1$ , то  $\frac{n}{n-1} \left( 1 - \pi^{\frac{n-1}{n}} \right) = \frac{n}{1-n} \left( \left( \frac{1}{\pi} \right)^{\frac{1-n}{n}} - 1 \right)$ .

Действительно, если  $a > b \geq 0$ , где  $a = \frac{k-1}{k}, b = \left| \frac{n-1}{n} \right|$ , то выполняется неравенство  $\frac{1 - \pi^a}{a} < \frac{1 - \pi^b}{b}$ .

Неопределенный показатель политропы  $n$  связан с интенсивностью теплопередачи в свободноконвективном течении тождеством:  $\frac{n-k}{k(n-1)} \frac{d\Gamma}{d\zeta} = St(T_h - T), \zeta := \frac{z}{h}$ , причем  $T$  – температура потока в щели. Значит  $n = \frac{k(S-1)}{S k - 1}, S := St \frac{d\zeta}{d \ln \frac{1}{1-g}}, g := \frac{T}{T_h} \leq 1$ , где  $S$  – приведенное число Стентона.

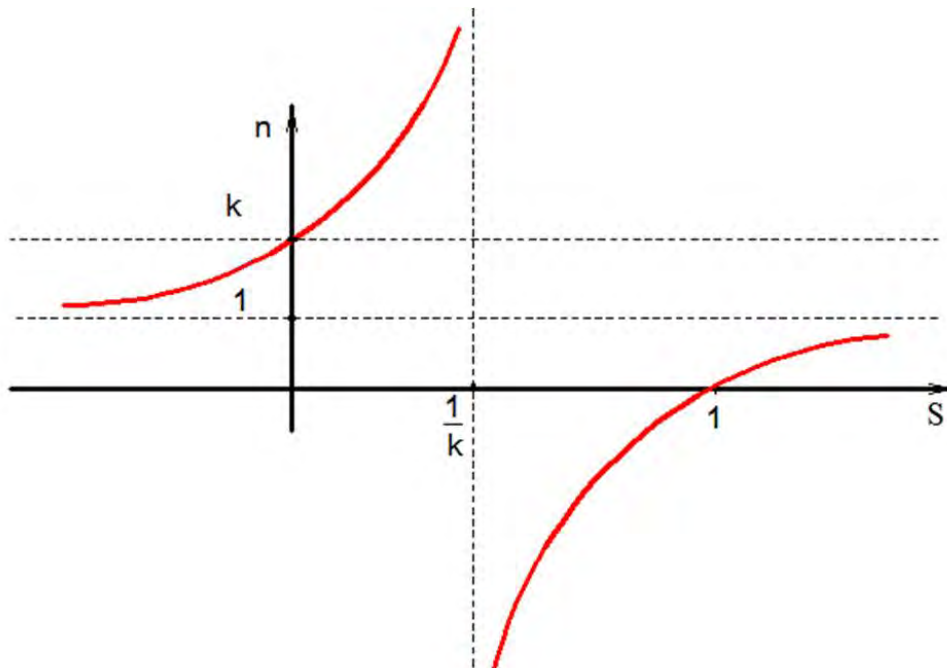


Рисунок 3. График зависимости  $n = n(S)$

Очевидно, что  $1 < n < k$ , если  $S < 0$ , т.е. в случае убывания температуры по длине щели. Если же  $0 < n < 1$ , то  $S > 1$ , т.е. в случае увеличения температуры по длине щели. График зависимости  $n = n(S)$  приводится на рис. 3.

3. В условиях адиабатного равновесия столба газа в щели уравнение равновесия (Эйлера) имеет вид:

$$\left(\frac{dp}{\rho}\right)_s + g dz = 0, \quad (1)$$

индекс  $s$  подчеркивает адиабатность статического состояния газа. При наличии подвода теплоты уравнение равномерного движения имеет вид:

$$\left(\frac{dp}{\rho}\right)_n + g dz + g dh_f = 0, \quad (2)$$

индекс  $n$  отмечает баротропность подвода теплоты при свободноконвективном течении. Можно представить, что подвод теплоты, создающий мощность подъемной (архимедовой) силы, заменяется «распределенным по высоте щели насосом» (источником механической мощности), перемещающим воздух в щели адиабатно. Тогда:

$$\left(\frac{dp}{\rho}\right)_s + g dz + g dh_f = dh_p, \quad (3)$$

где  $h_p$  – напор насоса, создающего адиабатный поток, эквивалентный по средней скорости свободноконвективного течения в обогреваемом канале.

Из (1) и (3) получается:  $dh_p = dh_f$ . Иначе, напор насоса затрачивается на (адиабатное) перемещение столба воздуха в щели. При этом  $gh_f = \left(1 + \zeta_j + \lambda \frac{L}{h}\right) \frac{v^2}{2} := \frac{v^2}{2\varphi^2}$ ,  $\varphi$  – коэффициент скорости.

$$\text{В силу (1) и (2): } \left(\frac{dp}{\rho}\right)_n - \left(\frac{dp}{\rho}\right)_s + g dh_f = 0.$$

$$\text{Тогда } \frac{n}{n-1} \left(1 - \pi^{\frac{n-1}{n}}\right) - \frac{k}{k-1} \left(1 - \pi^{\frac{k-1}{k}}\right) = \frac{v^2}{2\varphi^2 RT_0} \text{ или, что то же:}$$

$$\frac{n}{n-1} \left(1 - \pi^{\frac{n-1}{n}}\right) - \frac{gL}{RT_0} = \frac{v^2}{2\varphi^2 RT_0}, \quad \frac{n}{n-1} \left(1 - \left(1 - \frac{k-1}{k} \Lambda\right)^{\frac{k}{n} \frac{n-1}{k-1}}\right) - \Lambda = \frac{\beta^2}{2\varphi^2},$$

где  $\beta$  – безразмерная скорость (число Барстоу);

$\Lambda$  – приведенная длина;

$$\beta := \frac{v}{\sqrt{RT_0}};$$

$\Lambda := \frac{gL}{RT_0}$ , причем в реальных технических устройствах  $\Lambda \ll 1$ .

4. Поэтому, с погрешностью до членов  $O(\Lambda^3)$ , скорость на выходе из канала пропорциональна первой степени длины (высоты) канала (щели):

$$\beta = \varphi \Lambda \sqrt{\frac{1}{n} - \frac{1}{k}}, 0 < n \leq k, \quad (4)$$

или:

$$v = \varphi \frac{gL}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\frac{1}{n} - \frac{1}{k}}. \quad (5)$$

Очевидно,  $\beta \xrightarrow{n \rightarrow 1} \varphi \Lambda \sqrt{\frac{k-1}{k}}, \beta \xrightarrow{n \rightarrow 0} \infty$ .

Действительно, пусть:  $x := \frac{n-1}{n}, \quad b := \frac{k-1}{k} \Lambda > 0, \quad a = \frac{k}{k-1} > 0$ .

Тогда  $\frac{1-(1-b)^{ax}}{x} - ab = \frac{b^2}{2} a(1-ax) + O(b^3) = \frac{\Lambda^2}{2k} \frac{k-n}{n}$ , что и доказывает (4).

Формула (5) решает поставленную задачу и приводит к правдоподобным оценкам средней скорости течения в выходном сечении щели. Например, пусть  $k = 1,4; n = 1,3; T_0 = 300\text{K}; \varphi = 0,6; L = 100\text{м}$ . Тогда, в силу (5) средняя скорость  $v$  равна  $0,48$  м/с. Уменьшение показателя политропы  $n$  до значения  $0,9$  (увеличение интенсивности теплообмена на горячей грани) при прочих неизменных данных увеличивает скорость до  $1,29$  м/с.

Массовая скорость свободноконвективного течения  $w$  постоянна по высоте щели и равна  $w := \rho v$ . Значит, в силу (4):

$$\beta_0 = \pi^n \beta = \varphi \Lambda \sqrt{\frac{1}{n} - \frac{1}{k}} \left(1 - \frac{k-1}{k} \Lambda\right)^{\frac{k}{n(k-1)}}, \quad (6)$$

и, как видно, скорость по высоте щели увеличивается незначительно, примерно в  $1 + \frac{\Lambda}{n}$  раз.

Во столько же раз уменьшается плотность по высоте щели. Для стометровой щели в условиях примера,  $\Lambda = 0,012$  и, соответственно, изменение скорости по высоте щели меньше 1%. На самом деле, вертикальный градиент скорости мал (0,01% на метр высоты щели) и допущение о плавном изменении течения по средней скорости вполне оправдано. Из формулы (5) легко получить, что максимальное значение массовой скорости достигается, если  $\Lambda \left(\frac{k-1}{k} + \frac{1}{n}\right) = 1$ , т.е.

$\frac{1}{n} = \frac{1}{\Lambda} - \frac{k-1}{k}, n = \frac{\Lambda}{1 - \frac{k-1}{k} \Lambda} = \Lambda + O(\Lambda^2)$ . В реальных технических устройствах  $\Lambda \ll 1$ , поэтому

приводимые оценки допустимы. Получается, что, чем меньше высота канала, тем более интенсивная передача теплоты необходима для достижения наибольшей массовой скорости. При этом, как правило,  $0 < n < 1$ .

Следовательно, достаточное условие существования свободноконвективного течения в вертикальной щели имеет вид:  $n < n_e$ , где  $n_e$  – значение показателя политропы, отвечающее состоянию равновесия вертикального столба газа. Значение показателя политропы  $n$  в равномерном и баротропном свободноконвективном течении практически пропорционально длине канала. Иначе, чем короче канал, тем больше должна быть величина теплового потока, создающего вертикальную тягу, и наоборот.

Усиление достаточного (слабого) условия существования свободноконвективного течения до необходимого и достаточного связано с изучением структуры потока. В частности, развитие пограничных слоев (сдвига, подъемной силы), распределение скорости и температурного напора по сечению и по длине канала зависит от условий подвода теплоты к горячей грани [15]. В этом случае вместо грубого голономного условия баротропности необходимо решать (дифференциальное) уравнение теплопередачи.

При проектировании систем навесных вентилируемых фасадов и расчете влагоудаления из конструкции необходимо учитывать, что максимальная скорость течения воздуха будет в период максимального перепада температур на стенках вентилируемого канала, т.е. в зимнее время. В летний период, когда градиент температур будет весьма низким, скорость свободноконвективного течения воздуха в вентилируемом канале будет минимальна.

### Литература

1. Солощенко С. С. Влияние вентилируемого зазора на теплотехнические характеристики систем наружного утепления фасадов зданий с применением тонкослойной штукатурки // Инженерно-строительный журнал. 2011. №2. С. 39-41.
2. Солощенко С. С. Влажностный режим конструкции вентилируемого штукатурного фасада // Инженерно-строительный журнал. 2010. №8. С. 10-15.
3. Богословский В. Н. Строительная теплофизика. Учебник для вузов. 3-е изд. СПб. : АВОК Северо-Запад, 2006. 399 с.
4. Гебхарт Б., Джалурия И., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. В 2-х книгах. кн.1 Пер. с англ. М. : Мир, 1991. 678 с.
5. Чумаков Ю. С. Экспериментальное исследование свободноконвективного течения около вертикальной поверхности // Научно-технические ведомости. Проблемы турбулентности и вычислительная гидродинамика (к 70-летию кафедры «Гидроаэродинамика»). 2004. №2. С. 1-27.
6. Соковишин Ю. А., Мартыненко О. Г. Свободноконвективный теплообмен: Справочник. М. : Наука и техника, 1982. 400 с.
7. Elenbaas W. Heat dissipation of Parallel plates by free Convection // Physica. 1942. №9. Pp. 1-28.
8. Sparrow E. M., Azevedo L. F. Vertical channel natural convection spanning between the fully developed limit and the single plate boundary layer limit // International Journal of Heat Mass transfer. 1985. Vol. 28, No. 10. Pp. 1847-1857.
9. Said S. A. M., Krane R. J. An analytical and experimental investigation of Natural Convection Heat Transfer in vertical channels with single obstruction // International Journal of Heat Mass Transfer. 1990. Vol. 33, No. 6. Pp. 1121-1134.
10. Kihm K. D., Kim J. H., Fletcher L. S. Investigation of Natural Convection Heat Transfer in Converging Channel Flows Using a Specklegram Technique // Journal of Heat Transfer. 1993. Vol. 115. Pp. 140-148.
11. Kihm K. D., Kim J. H., Fletcher L. S. Onset of Flow Reversal and Penetration Length of natural Convective Flow Between Isothermal Vertical Walls // Journal of Heat Transfer. 1995. Vol. 117. Pp. 776-779.
12. Naylor D., Floryan J. M., Tarasuk J. D. A Numerical study of Developing Free convection Between Isothermal vertical plates // Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer. 1991. Vol. 113. Pp. 620-626.
13. Naylor D., Tarasuk J. D. Natural Convective Heat Transfer in a Divided vertical channel Part-I – Numerical Study // Journal of Heat Transfer. 1993. Vol. 115. Pp. 377-387.
14. Tanda G. Natural Convection Heat Transfer in vertical channels with and without transverse square ribs // International Journal of Heat Mass Transfer. 1997. Vol. 40, No. 9. Pp. 2173-2185.
15. Чумаков Ю. С. Экспериментальное исследование переходного и развитого турбулентного режимов течения в свободноконвективном пограничном слое, развивающемся около вертикальной нагретой поверхности // сб. докл. 4-го Минского международного форума по тепло- и массообмену. Минск, 22-26 мая, 2000. Т.1. С. 325-328.

*\*Марина Вячеславовна Петроченко, Санкт-Петербург, Россия*

*Тел. раб.: +7(812)552-94-60; эл. почта: mpetrochenko@mail.ru*