

УДК 697.922

**Посохин В.Н.** – доктор технических наук, профессорE-mail: [posohin@kgasu.ru](mailto:posohin@kgasu.ru)**Кареева Ю.Р.** – аспирантE-mail: [kareeva\\_87@mail.ru](mailto:kareeva_87@mail.ru)**Казанский государственный архитектурно-строительный университет****ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКОЙ СТРУИ В ТУПИКАХ РАЗНОЙ ДЛИНЫ  
ПРИ СООСНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ПРИТОЧНОГО И ВЫТЯЖНОГО ОТВЕРСТИЙ****АННОТАЦИЯ**

Численно решается задача о плоской турбулентной струе в тупике, оба торца которого заглушены. Приточное и вытяжное отверстия расположены соосно в противоположных торцах. Рассмотрены течения в тупиках разной длины.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** численный метод, плоская струя, тупики разной длины.

**Posohin V.N.** – doctor of technical sciences, professor**Kareeva U.R.** – post-graduate student**Kazan State University of Architecture and Engineering****NUMERICAL INVESTIGATION OF PLANE JET IN DEAD-ENDS  
OF DIFFERENT LENGTH AT AXIAL ALIGNED OF INFLOW AND OUTFLOW HOLES****ABSTRACT**

The problem about plane turbulent jet in the dead-end, both ends of which are closed, numerically is being solved. Inflow and outflow holes are axial aligned at opposite ends. Flows in dead-ends of different length were considered.

**KEYWORDS:** numerical method, plane jet, impasse, dead-end with different length.

Характеристики стесненной струи в тупике зависят от расположения приточного и вытяжного отверстий, а также от длины тупика. В известных работах [1, 2] рассматривается течение в тупике, один конец которого заглушен, а второй свободен. Воздух подается со стороны открытого торца и удаляется через него же. По умолчанию предполагается, что сток воздуха находится далеко за пределами тупика и не оказывает заметного влияния на движение в тупике. В этой статье рассматривается течение в тупике, оба торца которого заглушены, приточное и вытяжное отверстия расположены соосно в противоположащих торцах. Тупики одинаковой высоты  $2H = 0,34$  м имеют разную длину: «длинный» тупик  $l = 2,52$ ;  $l/H = 14,82$ ; «средний» тупик  $l = 0,82$ ;  $l/H = 4,82$ ; «короткий» тупик  $l = 0,5$ ;  $l/H = 2,94$ .

Условия истечения струи во всех случаях одинаковы: начальная скорость  $u_0 = 52,9$  м/с, полуширина приточной щели равна полуширине стока  $b_0 = B_0 = 0,0015$  м.

Картины симметричных половин течений для всех тупиков показаны на рис. 1. Форма линий тока определена с помощью CFD комплекса Fluent. При этом использована стандартная модель турбулентности  $k - \epsilon$  ( $k$  – кинетическая энергия турбулентных пульсаций;  $\epsilon$  – удельная диссипация турбулентной энергии). Приняты также стандартные граничные условия, предлагаемые программой.

Течение в «длинном» тупике (рис. 1а) делится на несколько характерных зон. Первая – это собственно струя, толщина которой увеличивается до некоторого характерного сечения  $x_1 \approx 2H$ . Далее следует зона разворота, где формируется обратный поток, который питает саму струю. За пределом дальнего действия струи формируется равномерное течение, скорость которого определяется интенсивностью стока и равна  $u_0 \frac{B_0}{H_0}$ . Следуя Г.Н. Абрамовичу [3], можно

предположить, что и в зоне разворота струи, и в обратном потоке, и за пределом дальнего действия струи течение подчиняется законам потенциального движения идеальной жидкости.

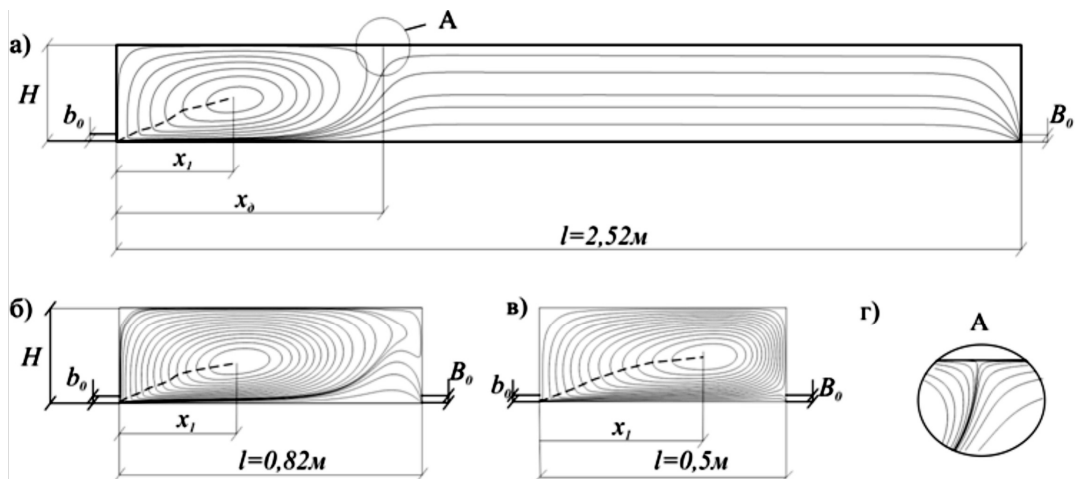


Рис. 1

Течения в «среднем» и «коротком» тупиках схожи (рис. 1 б, в). Здесь дальнобойность струи определяется длиной тупиков, течения представляют собой одну циркуляционную зону: струя – зона разворота – обратный поток.

Приведем далее результаты численного определения основных характеристик течений.

На рис. 2 представлены результаты вычислений относительных осевых скоростей в стесненных струях  $\bar{u}_x = \frac{u}{u_0} \sqrt{\frac{H}{b_0}}$ ,  $\bar{x} = \frac{x}{H}$ . Там же нанесена расчетная кривая для осевой скорости свободной струи

$$u_x^{ce} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt[4]{\rho c}} \sqrt{\frac{I_0}{lr}} \frac{1}{\sqrt{x}}, \quad \bar{u}_x^{ce} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt[4]{\rho c}} \frac{1}{\sqrt{\bar{x}}},$$

где  $I_0 / l = \rho u_0^2 b_0$  – половина начального импульса струи на единицу длины приточной щели;  $\rho$  – плотность воздуха;  $c$  – экспериментальная константа ( $c=0,082$ ).

До сечения  $\bar{x} \approx 2$  осевые скорости стесненных и свободной струй практически совпадают. Далее начинается зона разворота и осевые скорости стесненных струй быстро падают до некоторого минимального значения, которое приблизительно определяет дальнобойность струй. В частности для «короткого» тупика  $\bar{u}_x = 1,41$  при  $\bar{x} = 2,88$ ; для «среднего тупика»  $\bar{u}_x = 0,58$  при  $\bar{x} = 4,82$ . После чего скорости резко возрастают до значения  $\bar{u}_x = \sqrt{\frac{H}{B_0}}$  в сечении, где расположен сток. В «длинном» тупике осевая скорость монотонно уменьшается, достигая значения  $u_0 \frac{B_0}{H_0}$  при  $\bar{x} = 4,7$  и остается постоянной вплоть до конца тупика, где она также резко возрастает до значения  $\bar{u}_x = \sqrt{\frac{H}{B_0}}$ .

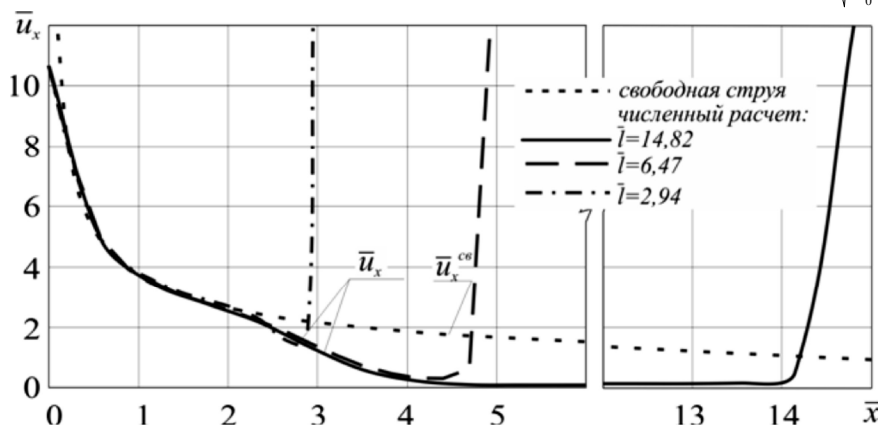


Рис. 2

Как видно на рис. 1г в этом случае за дальностью уместнее принять координату, где скорость обратного потока равна нулю. Тогда  $\bar{x}_0 = 4,82$ .

На рис. 3 приведены результаты вычислений относительных максимальных скоростей в пристенном пограничном слое обратного потока  $\bar{u}_x^{обр}$ .

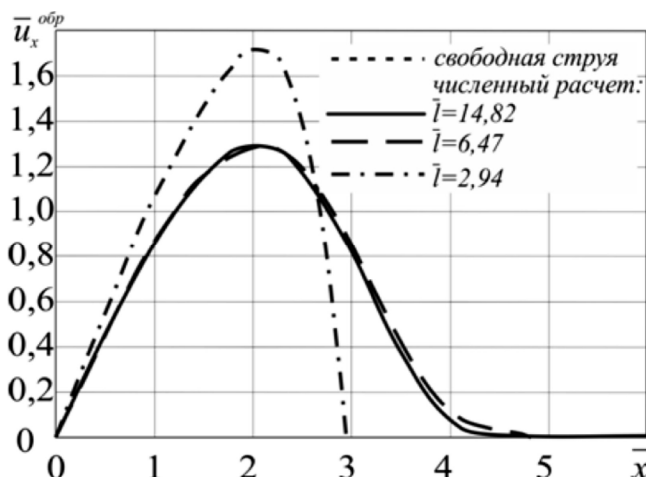


Рис. 3

Для всех тупиков в сечении  $\bar{x} \approx 2$  значение  $\bar{u}_x^{обр}$  достигает максимума. Это подтверждает, что толщина обратного потока здесь минимальна. Далее следует зона разворота, где  $\bar{u}_x^{обр}$  резко уменьшается до нуля, фиксируя тем самым дальность струи. Для «короткого» тупика  $\bar{x}_0 = 2,94$ ; для «среднего» и «длинного»  $\bar{x}_0 = 4,82$ .

Итак, дальность струи в «коротком» тупике практически равна его длине, а дальность струи в «длинном» тупике равна длине «среднего» тупика.

На рис. 4 приведены расчетные профили продольной компоненты скорости. Там же по нулевым значениям этой компоненты нанесены границы, разделяющие прямой и обратный потоки.

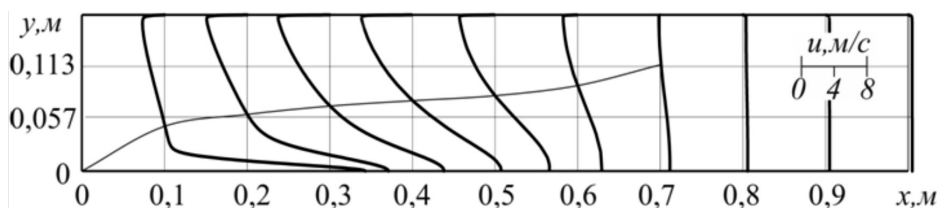


Рис. 4

Обработка этих вычислений показала, что профили не подобны и не описываются экспоненциальной формулой типа принятой в работах [1, 2].

На рис. 5 приведены результаты вычисления относительных расходов воздуха в поперечных сечениях струй,  $\bar{L}_x = \sqrt{\frac{L}{I_0 H / r}}$ . Там же нанесена кривая для свободной струи, построенная по формуле

$$L_x = \sqrt[4]{p} \sqrt{c} \sqrt{\frac{I_0}{r}} \sqrt{x}, \quad \bar{L}_x = \sqrt[4]{p} \sqrt{c} \sqrt{x}.$$

До сечения  $\bar{x} \approx 2$  расходы возрастают, принимая некоторое максимальное значение, которое тем больше, чем короче тупик. Расходы увеличиваются примерно так же, как и в свободной струе.

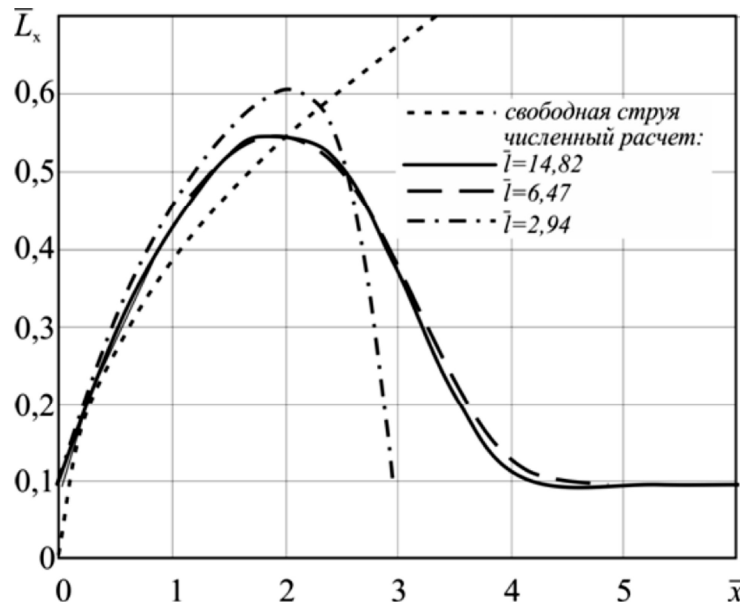


Рис. 5

Далее расходы уменьшаются до значения  $\bar{L}_0$  при  $\bar{x} = \bar{x}_0$ . Темп падения расходов тем медленнее, чем длиннее тупик.

На рис. 6 показано как изменяется средняя по сечению струй относительная скорость  $\bar{u}_x^{cp}$ . Аналогичная величина для свободной струи определялась из выражения

$$u_x^{cp} = \frac{L_x}{y_{cp}}, \quad \bar{u}_x^{cp} = \frac{\bar{L}_x}{y_{cp}},$$

где  $y_{cp}$  – полуширина стесненной струи.

Алгоритм изменения средней скорости примерно такой же, как и у осевой. Важно однако заметить, что средние скорости в струях стесненной и свободной изменяются совершенно по-разному. Но и здесь также максимум средней скорости для всех тупиков достигается при  $\bar{x} \approx 2$ .

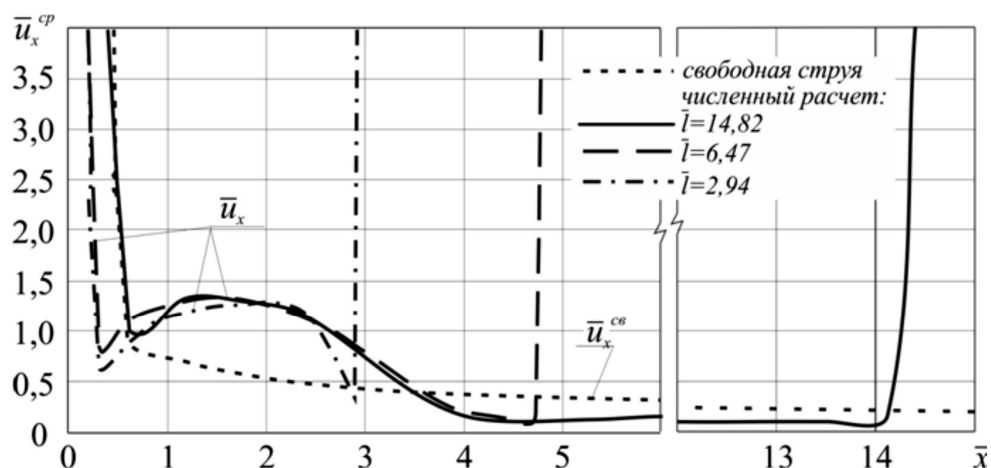


Рис. 6

Изменение средней скорости в обратном потоке иллюстрируется рисунком 7, качественно повторяющим закономерности изменения максимальной скорости в обратном потоке.

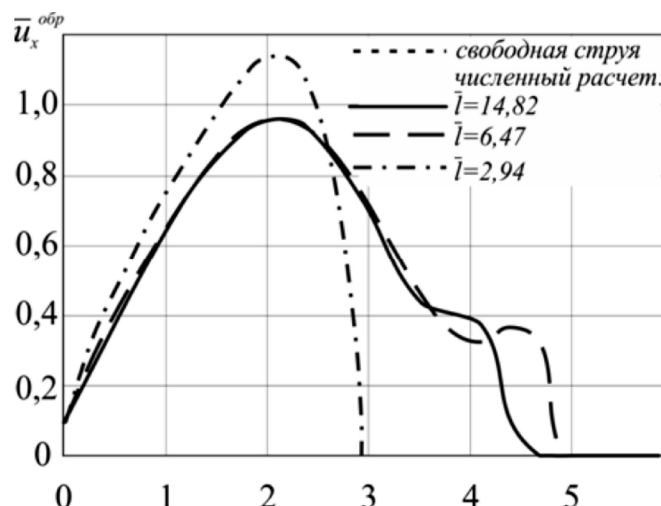


Рис. 7.

### Заключение

1. Впервые численно определены характеристики течения, индуцированного струей в тупике, оба конца которого заглушены; приточные и вытяжные отверстия расположены соосно в противоположных торцах.
2. Полученные результаты позволят расширить возможности расчета воздухораспределения в помещениях с сосредоточенной подачей воздуха.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарнопольский М.Д. Общее движение воздуха в вентилируемом помещении при струйной подаче (плоская задача). // В сб. трудов НИИ Сантехники «Кондиционирование воздуха. Сб. 18». – М.: Стройиздат, 1966. – С. 179-185.
2. Бахарев В.А., Трояновский В.Н. Основы проектирования и расчета отопления и вентиляции с сосредоточенным выпуском воздуха. – М.: Профиздат, 1958. – 215 с.
3. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. – М.: Физматгиз, 1960. – 715 с.

### REFERENCES

1. Tarnopolskiy M.D. The general movement of air in the ventilated room with jet supplying. In the book of works NII Santehniki «The air conditioning. B. 18». – M.: Sroyizdat, 1966. – P. 179-185.
2. Baharev V.A., Troyanovskiy V.N. The basis of the engeneering and calculation of ventilation and heating with the concentration air output. – M.: Profizdat, 1958. – 215 p.
3. Abramovich G.N. The theory of turbulent jets. – M.: Fizmatgiz, 1960. – 715 p.