

УДК 536.24:533

Фиалко Н.М.<sup>1,2</sup>, Бутовский Л.С.<sup>2</sup>, Прокопов В.Г.<sup>1</sup>, Грановская Е.А.<sup>2</sup>,  
Шеренковский Ю.В.<sup>1</sup>, Алёшко С.А.<sup>1</sup>, Коханенко П.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт технической теплофизики НАН Украины<sup>2</sup>Национальный технический университет Украины «КПИ»

## ОСОБЕННОСТИ ОБТЕКАНИЯ ПЛОСКИХ СТАБИЛИЗАТОРОВ ОГРАНИЧЕННЫМ ПОТОКОМ

Наведено результати експериментальних та розрахункових досліджень структури течії в зоні відриву за поодиноким плоским стабілізатором полум'я та решітки таких стабілізаторів. Виконано аналіз ефектів впливу ступеня зашарашеності прохідного перерізу на характеристики течії в зоні зворотних токів. Вивчені особливості масообміну між зоною зворотних токів в закормовій області стабілізатора та потоком, що її оточує.

Представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований структуры течения в зоне отрыва за одиночным плоским стабилизатором пламени и решёткой таких стабилизаторов. Выполнен анализ эффектов влияния степени загромождения проходного сечения канала на характеристики течения в зоне обратных токов. Изучены особенности массообмена между зоной обратных токов в закормовой области стабилизатора и окружающим её потоком.

The results of experimental and numerical research of the detached flow structure behind both single flat flameholder and grid of such flameholders are presented. The analysis of the channel cross-section encumbering rate effect on the flow characteristics in the recirculation mixing zone is performed. Features of the mass-transfer between the recirculation mixing zone behind the trailing edge of the flameholder and its encircling flow are examined.

 $B_{ст}$  – высота стабилизатора, м; $G_{ст}$  – массовый расход воздуха, приходящийся на один стабилизатор, кг/с; $G_i^*$  – относительный расход воздуха в зоне обратных токов; $G_i$  – массовый расход воздуха в фиксированных  $i$ -тых сечениях зоны обратных токов, кг/с; $H_k$  – высота канала, м; $L_{от}$  – длина зоны обратных токов, м; $P$  – давление, Па; $Tu$  – интенсивность турбулентности, %; $U, V$  – горизонтальная и вертикальная проекция скорости, м/с; $U_0$  – скорость воздуха на входе в канал, м/с; $\bar{U}_{ст}$  – средняя скорость в сечении, отвечающем

срывной кромке стабилизатора, м/с;

 $k_f$  – коэффициент загромождения проходного сечения канала; $x, y$  – пространственные координаты в декартовой системе, м; $Z$  – глубина канала, м; $\nu, \nu_T$  – молекулярный и турбулентный кинематические коэффициенты вязкости, м<sup>2</sup>/с; $\rho$  – плотность воздуха, кг/м<sup>3</sup>.**Индексы верхние:**

\* – безразмерная величина.

**Индексы нижние:**

к – канал;

ст – стабилизатор.

**Введение**

Применение плохообтекаемых тел в качестве стабилизаторов пламени является, как известно, одним из широко распространенных способов обеспечения устойчивого процесса горения топлива в горелочных устройствах различного типа. Данный метод первоначально использовался, главным образом, при органи-

зации процесса горения предварительно подготовленной смеси, а затем получил развитие и для ситуаций, отвечающих диффузионным процессам сжигания топлива [1-4].

Потребности практики проектирования высокоэффективных горелочных устройств, в которых применяется указанный метод стабилизации пламени, обуславливают необходи-

мость в углублённых исследованиях структуры течения в ближнем следе за плохообтекаемыми телами. Различным аспектам данного направления исследований посвящен целый ряд работ (см. например [5, 6]). Причем в первую очередь изучались соответствующие закономерности для одиночных плохообтекаемых тел относительно простой формы, таких как уступ (одинарный и двойной), круговой цилиндр, клин, пластина, перпендикулярная потоку. К тому же, что важно подчеркнуть, данные исследования проводились в условиях обтекания тел свободным потоком. В дальнейшем рассмотрению подлежали более сложные ситуации, отвечающие обтеканию тел различной конфигурации либо системы тел ограниченным потоком.

### Постановка задачи и методика проведения исследований

Настоящая работа посвящена экспериментальным и расчетным исследованиям обтекания одиночных плоских стабилизаторов и стабилизаторных решеток при различной степени загромождения проходного сечения канала. Исследовались закономерности обтекания расположенного вдоль потока плоского стабилизатора, представляющего собой толстостенную пластину со скругленной передней и затупленной задней кромкой (см. рис. 1). При этом рассматривались две ситуации. Первая из них соответствовала наличию в канале одинарного стабилизатора (рис. 1, а); во второй ситуации стабилизатор являлся элементом стабилизаторной решетки (рис. 1, б). В последнем случае особое внимание уделялось исследованию гидродинамики и массообмена при варьировании в широких пределах коэффициента загромождения проходного сечения канала  $k_f$  ( $k_f = \frac{f_{ст}}{f_{ст} + f_{щ}}$ , где  $f_{ст}$ ,  $f_{щ}$  – площадь поперечного сечения стабилизатора и щели для прохода воздуха соответственно).

Экспериментальные исследования проводились на стенде, рабочий участок которого представлял собой плоский канал 2 с предвключенной частью 1, выполненной в виде сопла Витошинского (рис. 1, а). Компоненты

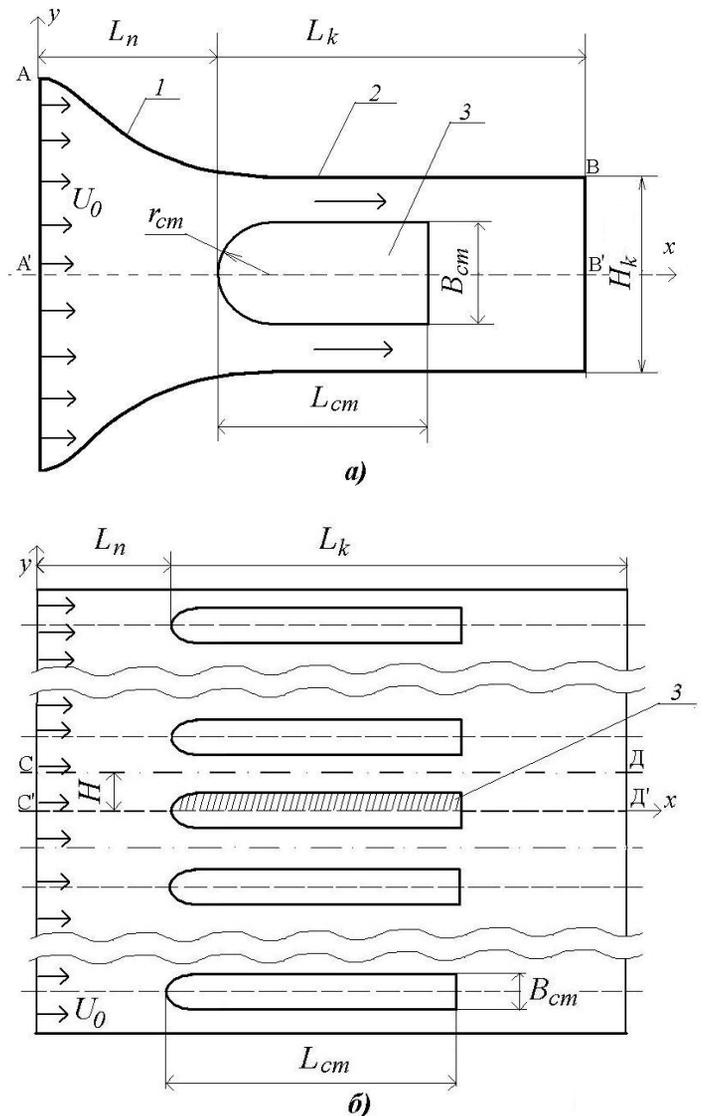


Рис. 1. К постановке задачи для одиночного плоского стабилизатора (а) и стабилизаторной решетки (б):

1 – сопло Витошинского; 2 – плоский канал; 3 – стабилизатор.

скорости измерялись с помощью пневмометрического насадка. Для нахождения уровня интенсивности турбулентности  $Tu$  и оценки точности определения указанных компонентов применялся термоанемометрический метод. Детальное изложение методики проведения экспериментальных исследований дано в [7].

Компьютерное моделирование рассматриваемой физической ситуации базировалось на

численном решении следующей системы уравнений стационарного турбулентного движения несжимаемой жидкости [8]

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v_T + v) \frac{\partial U}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ (v_T + v) \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right], \quad (1)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v_T + v) \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left[ (v_T + v) \frac{\partial V}{\partial y} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Для замыкания приведенных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса применялись различные модели турбулентности, фигурирующие в современном каталоге этих моделей. В частности, анализировались возможности использования разных модификаций к-ε модели турбулентности (*RNG*, *realizable*, и *standard*), модели Спаларта-Аллмареса, моделей к-ω и пр. [9].

В предпосылке гидродинамической и геометрической симметрии в качестве расчетной области в случае одиночного стабилизатора рассматривалась подобласть AA'B'В (рис. 1, а), в ситуации, отвечающей стабилизаторной решетке – подобласть CC'D'D (рис. 1, б). Во входных сечениях AA' и CC' задавались постоянные значения скорости  $U_0$ . В выходных сечениях BB' и DD' ставились так называемые “мягкие” граничные условия – равенство нулю продольных производных всех зависимых переменных. На непроницаемых граничных поверхностях канала и стабилизатора задавались условия прилипания. На границах A'B', CD и C'D' ставились условия симметрии.

Реализация решения поставленной задачи осуществлялась с использованием универсального пакета *FLUENT*. Применялась процедура коррекции давления *SIMPLEC*. Дискретизация расчетных областей проводилась неструктурированными неравномерными сетками, содержащими до 200 x 800 ячеек, с детальным разрешением пристеночных зон (с минимальным пристеночным шагом  $10^{-5}$  м).

Проведению комплекса вычислительных

экспериментов предшествовали детальные исследования по выбору модели турбулентности. Как показали результаты математического моделирования, рассматриваемой физической ситуации в наибольшей мере отвечает к-ε модель турбулентности в модификации *RNG*.

### Результаты исследований и их анализ

Остановимся вначале на сопоставлении результатов экспериментальных и расчетных исследований для случая обтекания одиночного плоского стабилизатора (рис. 1, а). Характерные данные таких сопоставлений представлены на рис. 2, 3. Приведенные результаты отвечают следующим значениям исходных параметров: геометрические характеристики стабилизатора и канала –  $B_{ст} = 4,5 \cdot 10^{-2}$  м;  $r_{ст} = 2,25 \cdot 10^{-2}$  м;  $L_{ст} = 9 \cdot 10^{-2}$  м;  $H_k = 0,15$  м;  $L_k = 0,5$  м;  $L_{п} = 0,15$  м; глубина канала  $Z = 0,8$  м; скорость воздуха на входе в сопло Витошинского  $U_0 = 7,85$  м/с; интенсивность турбулентности набегающего потока  $Tu = 6$  %; температура воздуха  $t_b = 55$  °С.

Характеризуя в целом анализируемый материал в части значений компонент скорости, следует отметить, что имеет место удовлетворительное согласование результатов математического моделирования с данными пневмометрических и анемометрических измерений. Как видно из рис. 2, расхождения сопоставляемых величин не превышают 15 %. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в зоне обратных токов абсолютные величины расчетных скоростей  $U$  оказываются несколько ниже, чем соответствующие значения, полученные в эксперименте. Некоторые отличия наблюдаются также и в размерах зон обратных токов  $L_{от}$ . А именно, расчетные значения несколько пре-

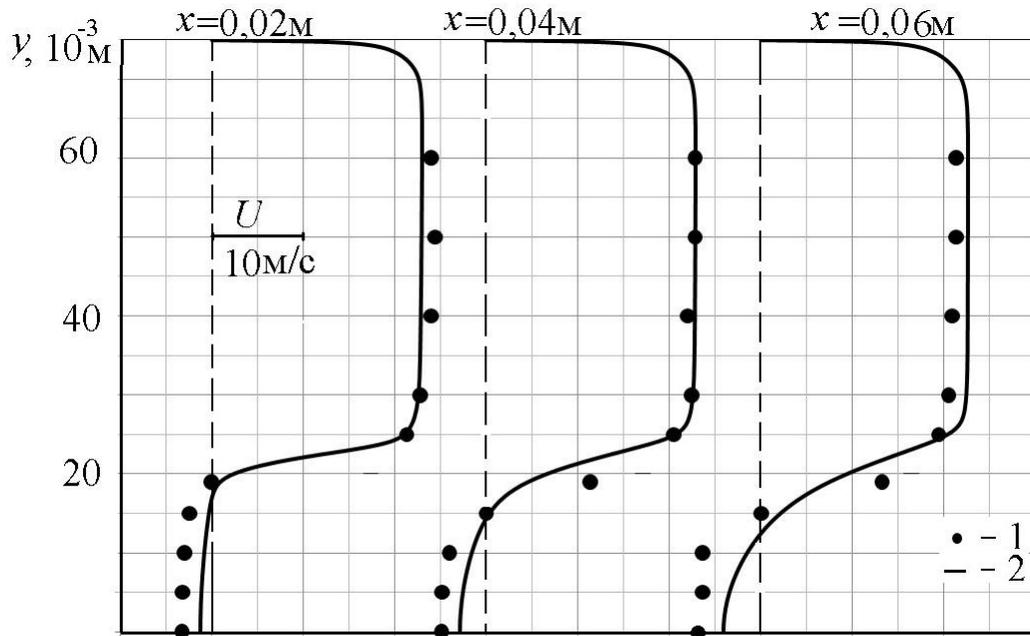


Рис. 2. Профили осевой компоненты скорости  $U$  в различных сечениях по длине канала: 1 – эксперимент; 2 – расчет.

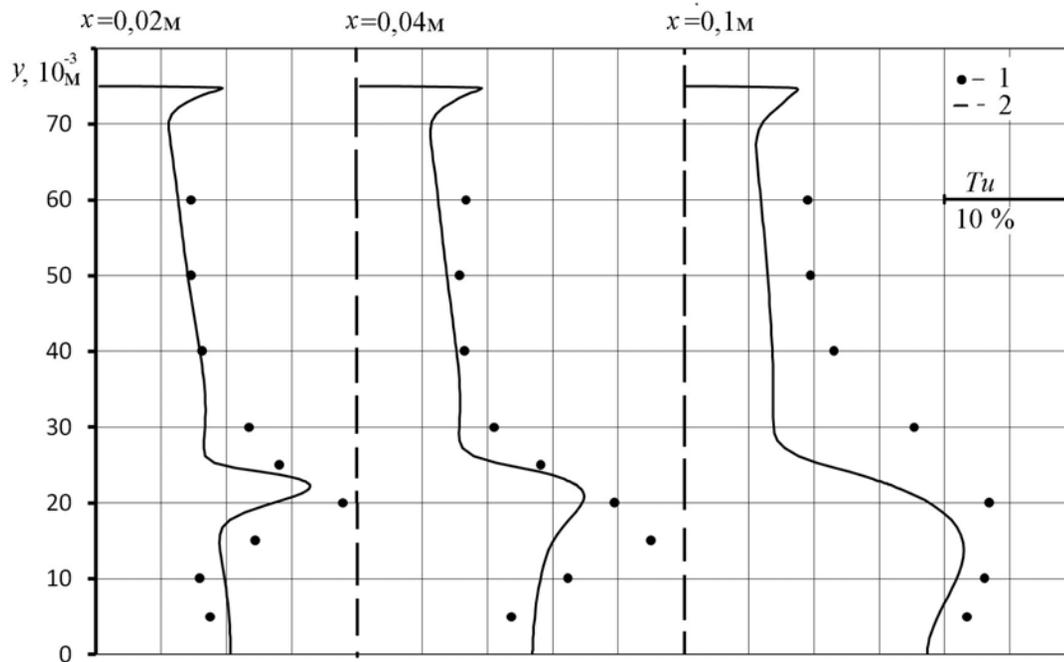


Рис. 3. Профили интенсивности турбулентности  $Tu$  в различных сечениях по длине канала: 1 – эксперимент; 2 – расчет.

вышают данные экспериментальных исследований. Так, для рассматриваемого случая, эти величины составляют соответственно 0,098 м и 0,122 м по результатам эксперимента и ком-

пьютерного моделирования.

Сопоставления экспериментальных и расчетных данных относительно интенсивности турбулентности показали, что их расхождения

не превышают 30 % (см. рис. 3). Эта величина лежит в пределах погрешности измерений пульсационных составляющих скорости для зон рециркуляции с высокой интенсивностью турбулентности [4].

Перейдем далее к рассмотрению результатов исследований для второй из отмеченных выше ситуаций, отвечающей обтеканию плоского стабилизатора в условиях стабилизаторной решетки (рис. 1, б). Приводимые ниже данные соответствуют следующим значениям исходных параметров: скорость воздуха на входе в канал  $U_0 = 15,7$  м/с;  $L_k = 1$  м;  $L_{II} = 0,1$  м; коэффициент  $k_f$  варьировался в пределах 0,16 ... 0,8 за счет изменения поперечного сечения щели между стабилизаторами. Прочие данные такие же, как и для случая обтекания одиночного стабилизатора.

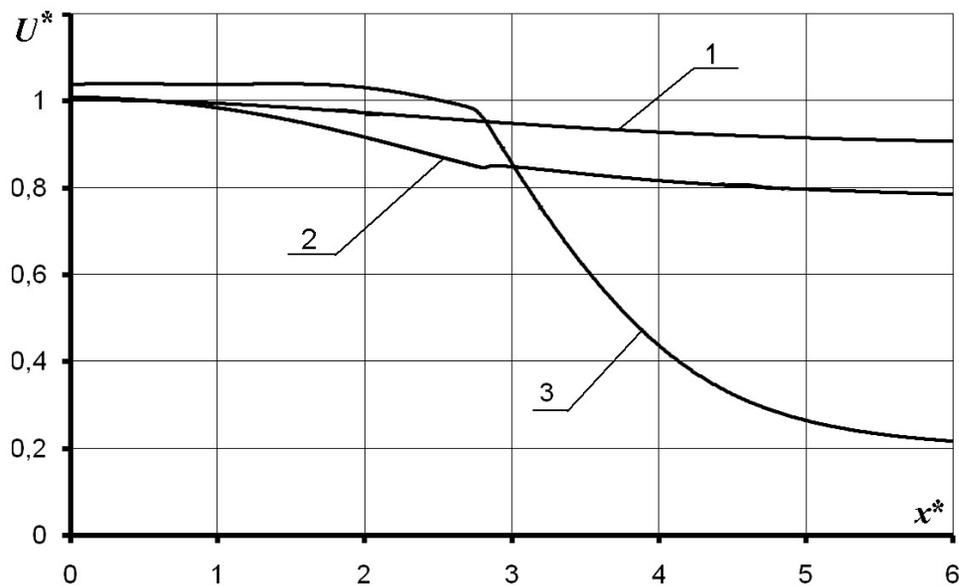
В условиях рассматриваемой постановки задачи (при постоянстве скорости на входе в стабилизаторную решетку) имеют место, как можно показать, следующие соотношения

$$\bar{U}_{ст} = \frac{U_0}{1 - k_f} ; G_{ст} = \rho \cdot \frac{U_0 B_{ст} Z}{k_f} . \quad (4)$$

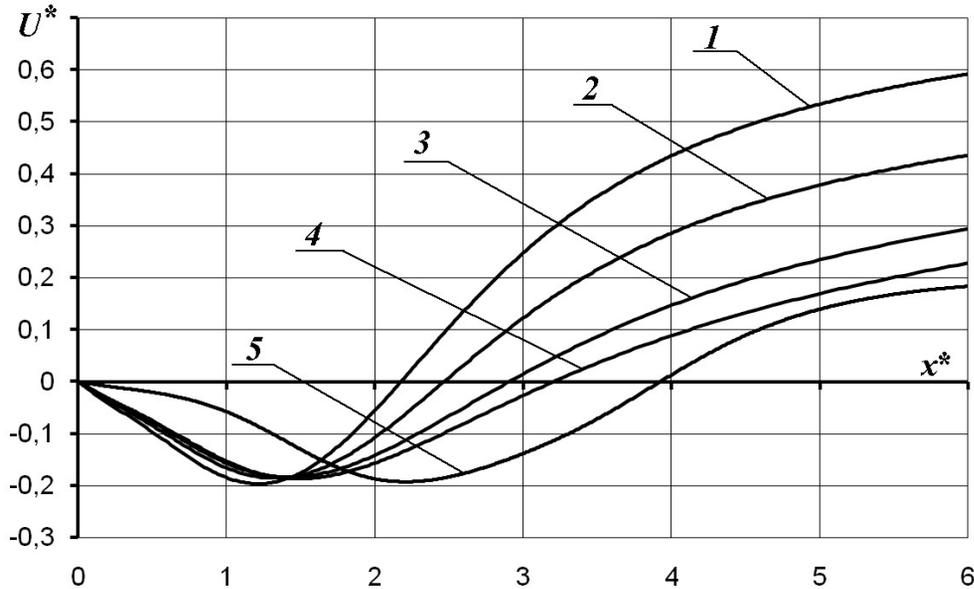
Типичные результаты исследований, относящиеся к стабилизаторной решетке, приведе-

ны на рис. 4-6. Специфику поведения осевой скорости межстабилизаторной струи при ее развитии по длине канала для различной плотности взаимного расположения стабилизаторов в решетке иллюстрирует рис. 4. Как видно из рисунка, во всех рассмотренных ситуациях в сечении, отвечающем срывной кромке, величина относительной скорости  $U^*$  ( $U^* = U / \bar{U}_{ст}$ ) близка к единице. Причем, скорость  $U^*$  несколько больше единицы, и это отличие тем значительней, чем выше коэффициент загромождения проходного сечения канала  $k_f$ . Это, как очевидно, обусловлено в рассматриваемой физической обстановке большей неравномерностью профиля скорости в каналах с меньшим проходным сечением. Из приведенных на рисунке данных также видно, что падение скорости  $U^*$  по длине канала существенно зависит от величины  $k_f$ . При этом оно оказывается более значительным при повышении коэффициента загромождения проходного сечения. Это обстоятельство связано с тем, что с ростом  $k_f$  установление профиля скорости по сечению канала происходит на меньшем расстоянии от срывной кромки.

На рис. 5 приведено распределение скорости  $U^*$  вдоль оси следа при разных значениях



**Рис. 4.** Изменение по длине канала осевой скорости межстабилизаторной струи при различных значениях коэффициента загромождения  $k_f$ : 1 –  $k_f = 0,15$ ; 2 –  $k_f = 0,3$ ; 3 –  $k_f = 0,8$ .



**Рис. 5.** Изменение скорости  $U^*$  вдоль оси следа за стабилизатором при различных значениях  $k_f$ : 1 –  $k_f = 0,15$ ; 2 –  $k_f = 0,3$ ; 3 –  $k_f = 0,45$ ; 4 –  $k_f = 0,6$ ; 5 –  $k_f = 0,8$ .

коэффициента загромождения  $k_f$ . Представленные данные свидетельствуют о том, что величина  $k_f$  оказывает существенное влияние на длину зоны обратных токов  $L_{OT}$ , отвечающую отрицательным значениям скорости  $U^*$ .

Геометрические характеристики зоны обратных токов, и прежде всего ее длина, является, как известно, одним из важнейших факторов, от которых определяющим образом зависит стабилизирующая способность плохообтекаемых тел. Согласно приведенным на рис. 5 результатам с повышением коэффициента  $k_f$  длина  $L_{OT}$  увеличивается. Что касается максимального по абсолютной величине значения скорости в зоне обратных токов  $U_{max}^*$ , то оно имеет место примерно посередине данной зоны. Некоторое смещение указанного максимума относительно середины зоны обратных токов в сторону больших значений  $x^*$  ( $x^* = x / B_{ст}$ ) наблюдается лишь при достаточно больших величинах  $k_f$  (см. линию 5 на графике). В этом случае в подобласти, прилегающей к срывной кромке стабилизатора, значения скорости  $U^*$  по абсолютной величине в зоне обратных токов оказываются существенно ниже, чем при меньших коэффициентах  $k_f$ . То есть

при весьма большой степени загромождения проходного сечения канала вблизи срывной кромки стабилизатора, образно говоря, обнаруживается тенденция к вырождению зоны обратных токов.

Следует также обратить внимание на тот факт, что указанные максимальные значения скорости в зоне обратных токов являются близкими по величине при существенно отличающихся коэффициентах загромождения  $k_f$ . Согласно данным, приведенным на рис. 5, для всех рассмотренных ситуаций безразмерная скорость  $U_{max}^* \approx 0,2$ .

Таблица иллюстрирует зависимость длины зоны обратных токов  $L_{OT}$  от коэффициента  $k_f$ . Как видно, имеет место монотонное возрастание величины  $L_{OT}$  по мере загромождения проходного сечения канала.

При изучении механизма стабилизации пламени благодаря использованию плохообтекаемых тел особое внимание уделяется оценке различных характеристик массообмена между зоной обратных токов и окружающим ее потоком. В частности, представляет интерес нахождение величины относительного расхода воздуха в зоне обратных токов  $G_i^* = G_i / G_{ст}$

Таблица. Значения длины зоны обратных токов  $L_{OT}$  при различных значениях коэффициента загромождения проходного сечения канала  $k_f$

$k_f$	0,15	0,3	0,45	0,6	0,8
$L_{OT}, 10^{-3} \text{ м}$	97,7	111,2	129,6	144,3	176,6

Здесь  $G_i$  определяется выражением:

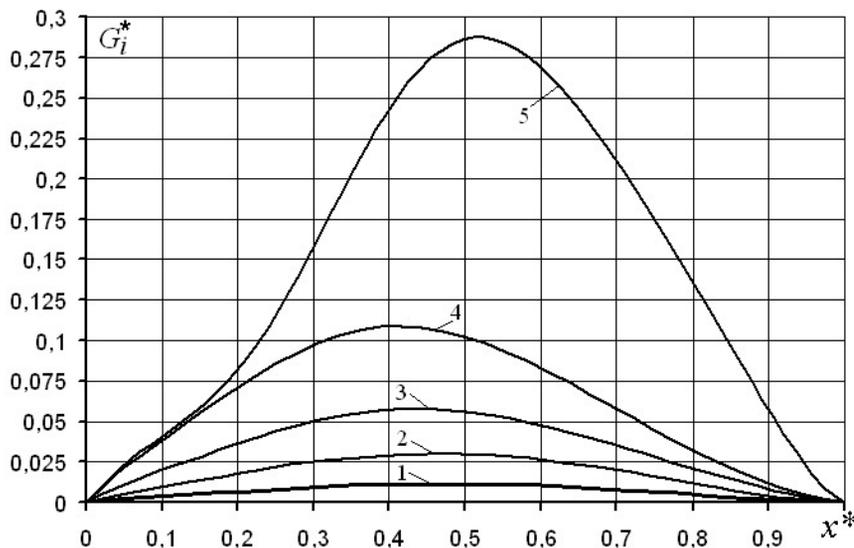
$$G_i = Z\rho \int_{-y|U=0}^{+y|U=0} U_i dy, \quad (i = 1, 2, \dots) \quad (5)$$

На рис. 6. представлено распределение расхода  $G_i^*$  по длине зоны обратных токов для различных значений коэффициента загромождения проходного сечения канала. Для всех рассмотренных ситуаций данное распределение имеет экстремальный характер. Причем экстремум выражен тем ярче, чем больше величина  $k_f$ . Что же касается местоположений указанных экстремумов, то при различных значениях  $k_f$  они имеют место вблизи середины зоны обратных токов, коррелируясь в этом плане с соответствующими максимальными значениями скорости в данной зоне.

Важно подчеркнуть, что, как показали вы-

числительные эксперименты, величина относительного расхода в зоне обратных токов существенно возрастает с увеличением степени загромождения проходного сечения канала. Определенная особенность наблюдается лишь в подобласти зоны обратных токов вблизи срывной кромки при  $k_f = 0,6$  и  $k_f = 0,8$ . Здесь значения указанных расходов воздуха практически совпадают. Данное обстоятельство, по-видимому, связано с описанной выше тенденцией к вырождению зоны обратных токов в прикорневой зоне стабилизатора при больших величинах  $k_f$ .

В заключение отметим, что характеристики течения в закорневой области плохообтекаемых тел, как известно, могут существенно отличаться при изотермических и неизотермических условиях, отвечающих процессу горения. Так, например, при горении в полукрытом потоке возможно весьма значительное уменьшение разрежения в данной области по сравнению с изотермической ситуацией и соответственно увеличение размеров зоны обратных токов. Тем не менее, согласно результатам многочисленных исследований закономерности влияния различных факторов на картину течения в обоих рассматриваемых случаях имеют аналогичный характер [10].



**Рис. 6. Распределение расхода  $G_i^*$  по длине зоны обратных токов для различных значений коэффициента загромождения проходного сечения канала:**  
 1 –  $k_f = 0,15$ ; 2 –  $k_f = 0,3$ ; 3 –  $k_f = 0,45$ ; 4 –  $k_f = 0,6$ ; 5 –  $k_f = 0,8$ .

### Выводы

В работе приведены результаты натурных и вычислительных экспериментов по изучению закономерностей обтекания ограниченным потоком одиночных плоских стабилизаторов и стабилизаторных решеток. При этом:

1. Выполнены исследования по верификации модели турбулентности для рассматриваемых условий. На основе сопоставления данных натурных экспериментов и результатов математического моделирования, полученных с использованием наиболее распространенных современных моделей турбулентности, показано, что анализируемой физической обстановке в наибольшей мере соответствует RNG к-ε модель турбулентности.

2. Изучены закономерности изменения различных характеристик зоны обратных токов в закормовой области стабилизатора, находящегося в условиях стабилизаторной решетки, при различных значениях коэффициента загромождения  $k_f$  проходного сечения канала. В частности, установлено, что:

- длина зоны обратных токов  $L_{от}$  существенно возрастает по мере загромождения стабилизаторной решетки во всем исследуемом диапазоне изменения коэффициента  $k_f$ ;

- максимальные по абсолютной величине значения скорости  $U_{max}^*$  в зоне обратных токов при различных  $k_f$  являются близкими по величине  $U_{max}^* \approx 0,2$ .

3. Проведен анализ особенностей массообмена между зоной обратных токов и окружающим ее потоком. Получены данные, иллюстрирующие закономерности влияния коэффициента  $k_f$  на величину относительного расхода воздуха в зоне обратных токов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Пер. с англ. Г.Л. Агафонова – под ред. П.А. Власова. – М.: Физматлит, 2003. – 352 с.

2. Фиалко Н.М., Прокопов В.Г., Алешко С.А., Шеренковский Ю.В., Меранова Н.О. Численные исследования особенностей влияния шага между газоподающими отверстиями на закономерности смесеобразования при микрофакельном сжигании топлива // Материалы XIX Межд. конференции «Проблемы экологии и эксплуатации объектов энергетики», Ялта 8–12 июня 2009.– Киев, 2009.– С. 177 – 179.

3. Бутовский Л.С., Грановская Е.А., Фиалко Н.М. Устойчивость факела за плоским стабилизатором при подаче газа внедрением в воздушный поток // Технологические системы. – 2010. – Т.52, №3. – С. 72 – 78.

4. Сударев А.В., Маев В.А. Длина зоны отрыва за плохо обтекаемым телом в ограниченном потоке // Инж.-физ. журнал. – 1972. – Т.23, №2. – С. 322 – 326.

5. Микулин Г.А., Любчик Г.Н. Аэродинамические характеристики и массообменные свойства трубчатых интенсификаторов горения и стабилизаторов пламени // Энергетика: экономика, технология, экология. – 2004. – Т.15, № 2. – С. 54 – 62.

6. Баранов П.А., Исаев С.А., Усачов А.Е. Численный анализ влияния вращающихся кормовых цилиндров на нестационарный след за удлиненным телом // Инж.-физ. журнал. – 2000. – Т.73, №3. – С. 606 – 613.

7. Гортышов Ю.Ф., Дресвянников Ф.Н., Идиатулин Н.С. и др. Теория и техника теплофизического эксперимента / Под ред. В.К. Щукина. – М.: Энергоатом, 1985. – 360 с.

8. Хинце Н.О. Турбулентность. – М.: Физматгиз, 1963. – 680 с.

9. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. – СПб.: Судостроение, 2005. – 392 с.

10. Раушенбах Б.В., Белый С.А. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. – М.: Машиностроение. 1964. – 526 с.

Получено 02.07. 2010 г.