

Расчетное исследование взаимодействия с потоком поперечных дозвуковых и сверхзвуковых осесимметричных струй

ЛИ ЦЫВАНЬ,
аспирант,
В.Л. ВАРСЕГОВ,
канд. техн. наук
(КНИТУ-КАИ, Казань)
varvl@mail.ru

Проведено расчетное исследование газодинамики течения и процессов смесеобразования при взаимодействии с потоком дозвуковых и сверхзвуковых недорасширенных осесимметричных веерных струй применительно к вопросам газодинамической стабилизации пламени. Показано различие газодинамических и массообменных характеристик течения, формирующегося при взаимодействии с потоком дозвуковых и сверхзвуковых струй.

Сверхзвуковая веерная струя, смесеобразование, расчетное исследование

В работах [1–12] струйная стабилизация пламени исследовалась в дозвуковой области скоростей стабилизирующей струи и набегающего потока. При этом в расчете характеристик процесса применялись полуэмпирические модели, имеющие ограниченную область применения в рамках исследованных диапазонов режимных параметров. Однако применение для стабилизации пламени сверхзвуковых недорасширенных струй может оказаться предпочтительнее, поскольку позволяет интенсифицировать процессы смесеобразования.

Цель данной работы – сравнительный анализ газодинамических и массообменных характеристик течения при взаимодействии с набегающим потоком осесимметричных дозвуковых и сверхзвуковых веерных струй на основе 3D-моделирования с использованием программного комплекса ANSYS Fluent.

Как правило, сверхзвуковая недорасширенная струя имеет турбулентную структуру, даже если на срезе сопла она являлась ламинарной. На рис. 1 показана структура течения при истечении осесимметричной сверхзвуковой ламинарной струи гелия в воздух из сопла диаметром 2,6 мм [13]. В пределах одного диаметра вниз по потоку ламинарная струя становится турбулентной.

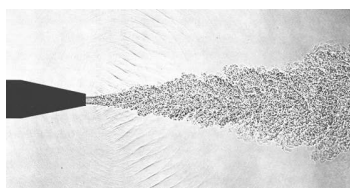


Рис. 1. Периодические волны, порождаемые сверхзвуковой струей [11]

Особенностью сверхзвуковой недорасширенной струи является существенная неравномерность газодинамических параметров потока в продольном и поперечном сечениях струи, приводящая к формированию сложного течения с областями расширения и сжатия, а также появлению ударных волн сложной конфигурации [14]. При этом радиальная компонента скорости газа вблизи границы струи совершает затухающие знакопеременные колебания, образуя на некотором расстоянии от среза сопла последовательность характерных бочкообразных или ячеистых структур, количество и геометрия которых зависит от газодинамических параметров струи и геометрических характеристик сопла. Подобная форма границы струи обусловлена различием в величине давлений струи и окружающей среды, а отражение ударных волн от оси может формировать конфигурацию с прямыми замыкающими ударными волнами – так называемое маховское отражение.

Определяющими параметрами струйного сверхзвукового течения являются число Маха в выходном сечении сопла, число Рейнольдса и степень нерасчетности струи n_p , представляющая собой отношение давления на срезе сопла к давлению в окружающей среде. Картина истечения сверхзвуковой струи из профилированного сопла с числом Маха на срезе $M_a = 1$ и при разных степенях нерасчетности струи показана на рис. 2 [14]: *а* – $n_p = 1,056$ – режим истечения, близкий к критическому; *б*, *в* – $n_p = 2,64$; *г*, *д* – недорасширенные струи.

При значительных степенях нерасчетности струи наблюдается лишь одна бочкообразная структура в силу более выраженных диссипативных процессов в потоке.

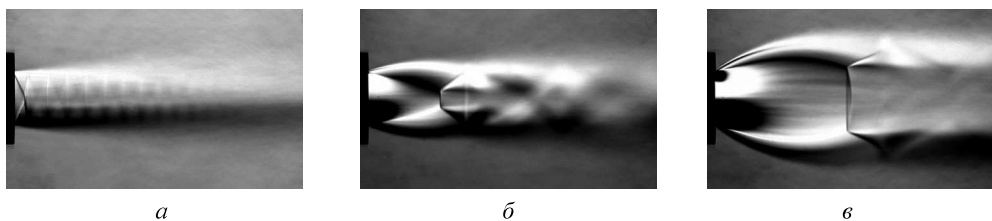


Рис. 2. Шлирен-фотографии сверхзвуковых недорасширенных струй, истекающих в затопленное пространство с разной степенью нерасчетности [14]

Бочкообразная структура наблюдается и на режимах с горением. На рис. 3 показана визуализация течения горячей осесимметричной бензовоздушной струи со степенью нерасчетности $n_p = 5,6$, полученная авторами.

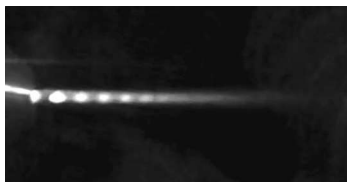


Рис. 3. Визуализация течения горячей сверхзвуковой струи

Подобная структура сверхзвуковой недорасширенной струи должна способствовать улучшению вторичного дробления капель жидкого топлива, например авиационного керосина, при газодинамической стабилизации пламени в прямоточных камерах сгорания авиационных двигателей. Поскольку при стабилизации пламени на струях, выдуваемых под некоторым углом к набегающему потоку, наиболее крупные капли жидкого топлива, имеющие максимальную длину динамического участка, вылетают за границы струи и выгорают в набегающем потоке, ударные волны, излучаемые струей во внешнее пространство, могут стать источником вторичного дробления наиболее крупных капель топлива.

Одна из основных задач расчетного исследования – получение детальной структуры течения и особенностей смесеобразования при взаимодействии поперечных веерных сверхзвуковых недорасширенных струй со сносящим потоком.

Очевидно, что результаты расчетного исследования во многом зависят от принятой модели турбулентности. В связи с этим была выполнена серия расчетов траекторий веерных струй с использованием моделей турбулентности $k-\epsilon$ Stand, $k-\epsilon$ Realizable, SST $k-\omega$ и RSM Linear Pressure-Strain и проведено сравнение с результатами экспериментальных измерений [9]. Известно, что траектории струй и размеры циркуляционных течений, формирующихся при взаимодействии поперечных струй с набегающим потоком, определяются отношением скоростных напоров струи и потока $\bar{q} = \frac{\rho_j V_j^2}{\rho_0 W_0^2}$ [9–11], обычно называемым гидродинамическим параметром.

На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных значений траекторий веерных струй с расчетными, полученными с использованием перечисленных моделей турбулентности, при одинаковых значениях $\bar{q}$ в координатах $\frac{y}{\sqrt{b_0 d_0}} = f\left(\frac{x}{\sqrt{b_0 d_0}}\right)$, где b_0 и d_0 – ширина щели и диаметр струйного насадка.

В дальнейшем при проведении расчетных исследований в качестве модели турбулентности использовалась SST $k-\omega$ -модель, наиболее соответствующая экспериментальным результатам по траекториям струй и размерам циркуляционных течений:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho k u_x) = \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial y} \right] + G_k - Y_k + S_k ;$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \omega u_x) = \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega .$$

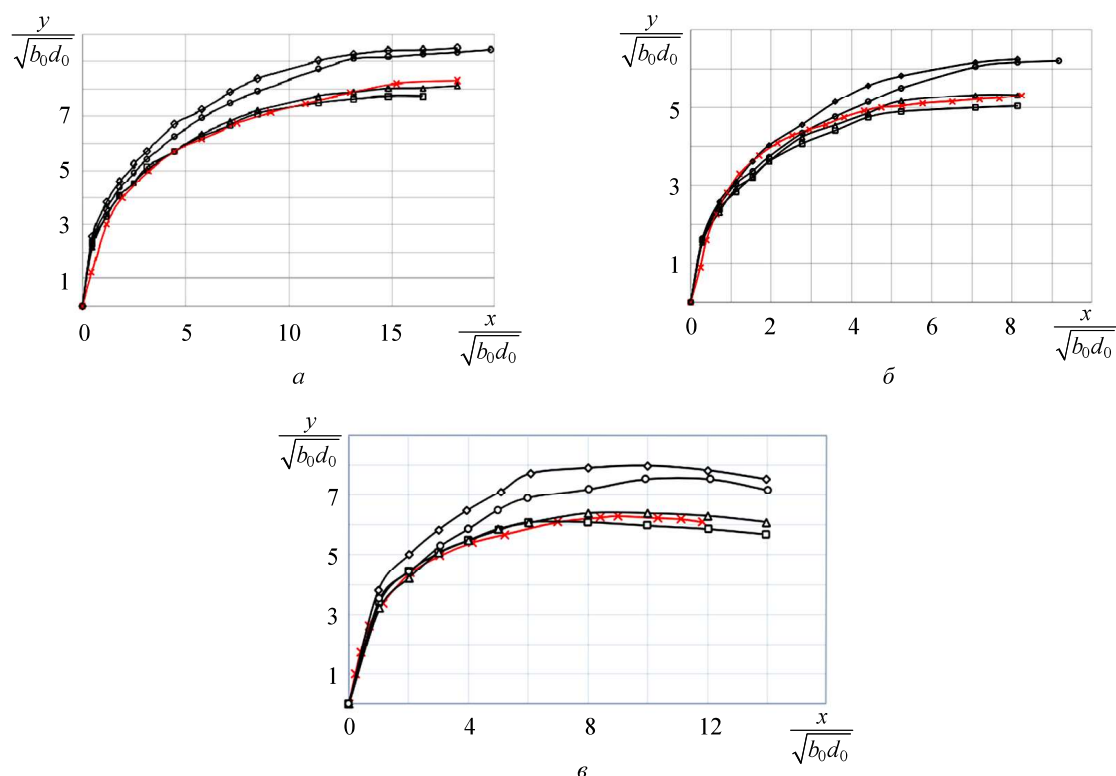


Рис. 4. Траектории веерных струй, полученные при различных моделях турбулентности:
 $a - \bar{q} = 50$; $б - \bar{q} = 20$; $в - \bar{q} = 30$ ($\square - k-\epsilon$ Stand; $\diamond - k-\epsilon$ Realizable; $\Delta - \text{SST } k-\omega$; $\circ - \text{RSM}$; $\times - \text{эксперимент}$ [9])

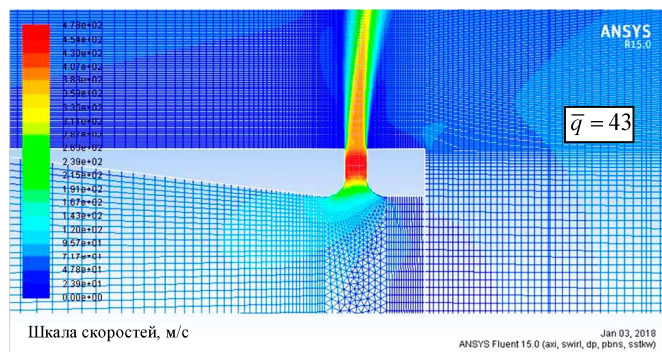
Поскольку при построении расчетной сетки необходимо учитывать влияние пристеночного пограничного слоя, в некоторых моделях турбулентности требуется разделение сетки и использование пристеночной функции. Однако для модели турбулентности SST при $\Delta y^+ \leq 1$ введение пристеночной функции необязательно. В расчетах толщина первого слоя сетки составляла 0,04 мм, что соответствует $\Delta y^+ \approx 1$. С целью уменьшения машинного времени расчеты проводились на неравномерной сетке с уменьшением размера ячеек в областях повышенных градиентов параметров. Для исключения влияния качества сетки на получаемые результаты расчеты были проведены на сетках с числом ячеек 54500, 99200 и 156000. При объеме сетки, превышающем 99200 ячеек, результаты расчетов границ зон обратных токов практически совпадали.

Расчетное сравнение дозвуковой и сверхзвуковой струй проводилось при одинаковых режимных параметрах и граничных условиях: массовый расход основного потока $G_0 = 1,39$ кг/с; расход и температура струи $G_j = 0,018$ кг/с, $T_j^* = 488$ К; температуры набегающего потока, при которых выполнялись расчеты, $T_0^* = 688; 788; 888$ К; состав основного потока и струи – воздух; интенсивность турбулентности основного потока – 5 %, масштаб турбулентности – 0,2 м; интенсивность турбулентности струи – 3 %, масштаб турбулентности – 0,02 м.

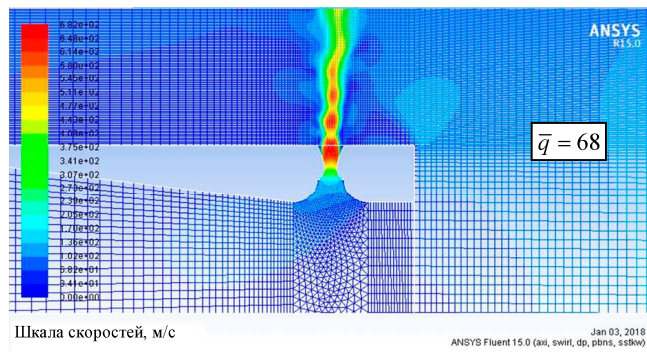
На рис. 5 представлены поля скоростей, формирующиеся при взаимодействии с потоком дозвуковой $M = 0,989$ и сверхзвуковой $M = 1,89$ осесимметричных струй, выдуваемых через кольцевую щель под углом $\beta_0 = 90^\circ$ к потоку, при одинаковых параметрах потока и граничных условиях, полученные расчетом.

В устье сверхзвуковой струи наблюдается формирование бочкообразных структур, имеющих затухающую по потоку амплитуду, что качественно согласуется с результатами визуализации потока [12] и экспериментами авторов для осесимметричной струи.

Расчетное исследование траектории струи и размеров зоны циркуляции за сверхзвуковой недорасширенной струей и сравнительная их оценка с дозвуковым течением показали, что траектория сверхзвуковой веерной струи, в отличие от дозвуковой, представляет собой пликативную структуру, при этом граница зоны циркуляции достаточно неустойчива (рис. 6, 7).

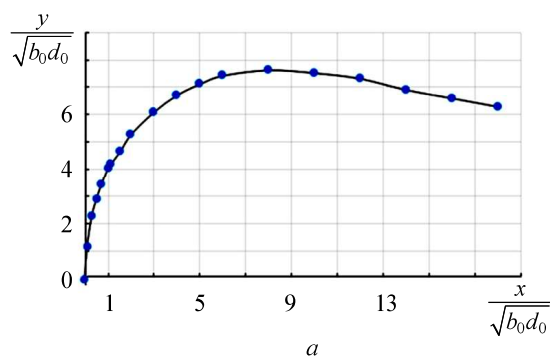


a

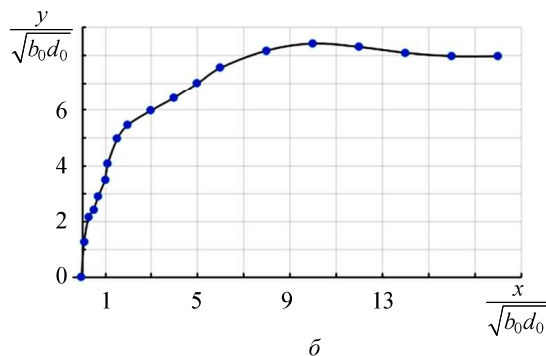


б

Рис. 5. Поля скоростей, формирующиеся при взаимодействии с потоком дозвуковой (*a*) и сверхзвуковой (*б*) струй

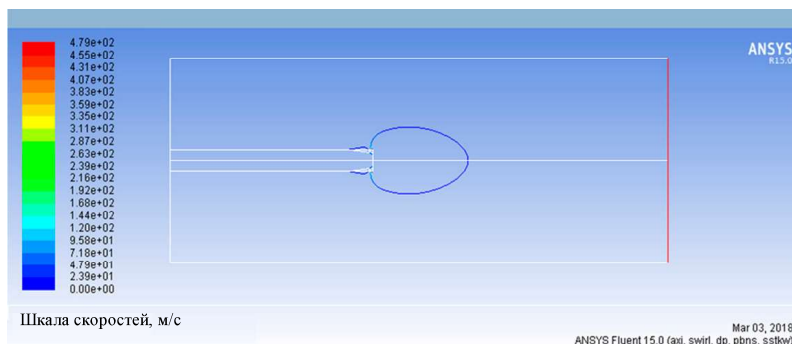


a

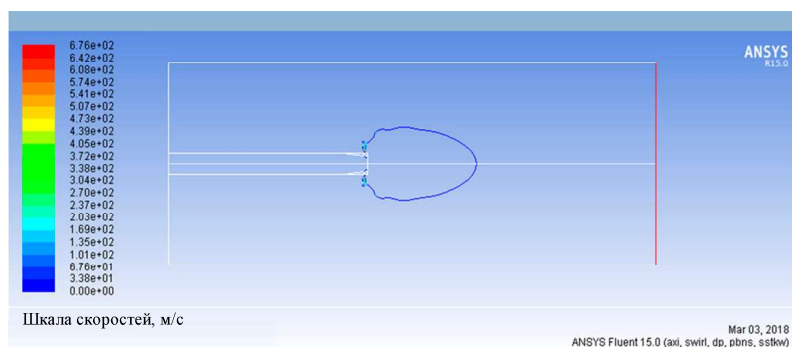


б

Рис. 6. Траектории дозвуковой (*a*) и сверхзвуковой (*б*) струй



a

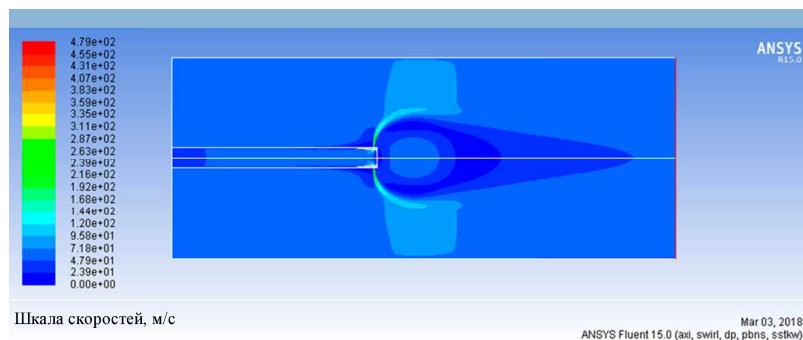


б

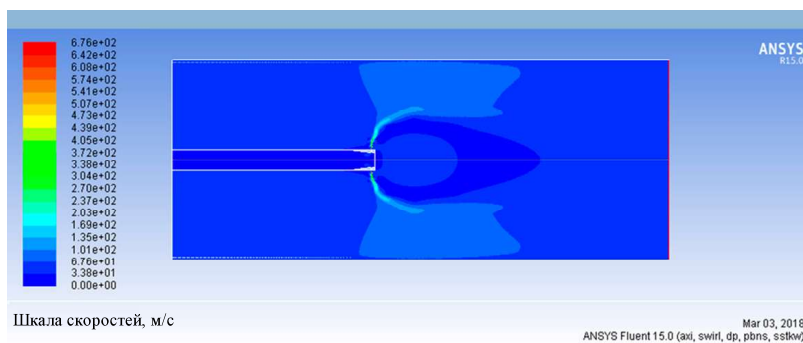
Рис. 7. Границы зоны обратных токов за дозвуковой (*a*) и сверхзвуковой (*б*) струями

Поля скоростей при взаимодействии с потоком дозвуковых и сверхзвуковых струй показаны на рис. 8.

Сравнительная расчетная оценка размеров циркуляционных течений за дозвуковыми и сверхзвуковыми струями при различных расходах высоконапорного воздуха представлена в табл. 1.



а



б

Рис. 8. Поля скоростей за дозвуковой (а) и сверхзвуковой (б) струей

Таблица 1

Размеры зон циркуляции за дозвуковыми и сверхзвуковыми струями

Параметр	Расход воздуха в струю G_f , кг/с				
	0,018	0,02	0,022	0,024	0,026
Дозвуковая струя					
Гидродинамический параметр $\bar{q}$	28,5	34,8	42,85	51,32	-
Число Маха в устье М	0,771	0,874	0,989	1	-
Длина зоны циркуляции $L_{зц}$, м	0,084	0,089	0,099	0,102	-
Диаметр зоны циркуляции $d_{зц}$, м	0,055	0,059	0,065	0,068	-
Отношение $L_{зц}/d_{зц}$	1,521	1,518	1,527	1,526	-
Сверхзвуковая струя					
Гидродинамический параметр $\bar{q}$	46,97	60,48	67,7	75,6	-
Число Маха в устье М	1,37	1,784	1,982	2,103	2,179
Длина зоны циркуляции $L_{зц}$, м	0,106	0,12	0,115	0,119	0,131
Диаметр зоны циркуляции $d_{зц}$, м	0,069	0,071	0,073	0,076	0,081
Отношение $L_{зц}/d_{зц}$	1,534	1,695	1,577	1,556	1,619

Расчетные исследования показали, что при одинаковых параметрах набегающего потока и граничных условиях размеры циркуляционного течения за сверхзвуковой струей имеют несколько большие значения, чем при дозвуковом течении, что обусловлено, очевидно, различием значений гидродинамического параметра. При этом отношение длины зоны циркуляции к диаметру остается практически постоянным как для дозвуковой, так и сверхзвуковой струи: $L_{зц}/d_{зц} \approx 1,523$ – для дозвуковой струи, $L_{зц}/d_{зц} \approx 1,596$ – в случае сверхзвуковой струи.

При истечении струи из сопла вблизи кромки возникает поверхность тангенциального разрыва, характерной особенностью которой является появление разрывов скорости, температуры, плотности и концентрации, тогда как распределение статического давления остается непрерывным [14]. На поверхности тангенциального разрыва струи в связи с его неустойчивостью развиваются многочисленные вихревые структуры, осуществляющие перенос импульса, теплоты и вещества. Вследствие этого из тангенциального разрыва формируется развитый турбулентный слой смешения, интенсифицирующий процессы массообмена.

Различие в газодинамической структуре течения при взаимодействии с потоком сверхзвуковой и дозвуковой высоконапорных струй определило в качестве одной из задач данного исследования проведение сравнительной расчетной оценки параметров смешения с потоком дозвуковых и сверхзвуковых газовых струй.

Процессы смесеобразования при взаимодействии с потоком осесимметричных дозвуковых веерных струй достаточно подробно исследованы в работе [9], в которой для определения состава топливо-воздушной смеси, формирующейся в зоне обратных токов за струей, предложена следующая зависимость:

$$\alpha_{\text{зот}} = \frac{\alpha_j (1 + \alpha_0 L_0) + m \alpha_0 (1 + \alpha_j L_0)}{(1 + \alpha_0 L_0) + m(1 + \alpha_j L_0)},$$

где $\alpha_{\text{зот}}$ – коэффициент избытка воздуха в зоне обратных токов; α_0 – коэффициент избытка воздуха в набегающем потоке; α_j – коэффициент избытка воздуха в стабилизирующей струе; m – параметр смешения, численно равный отношению расходов набегающего потока и струи, формирующих состав в зоне обратных токов; L_0 – стехиометрический коэффициент.

Обобщение экспериментальных данных [9], полученных в широком диапазоне изменения геометрических и режимных параметров струйного стабилизатора пламени и набегающего потока, показало, что определяющим фактором, влияющим на параметр смешения, является угол выдува струи (рис. 9). Параметр смешения при угле выдува $\beta_0 = 90^\circ$ принимает значения, равные $m \approx 3,5 \dots 4,5$. Эти результаты получены термометрированием потока в зоне обратных токов при различных значениях температур потока и струи, а также на основе измерения концентраций углекислого газа при его выдуве из сопла струйного стабилизатора.

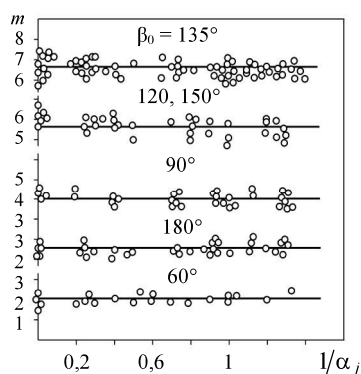


Рис. 9. Коэффициент смешения веерных струй при различных углах выдува [9]

На рис. 10 показаны рассчитанные значения линий тока в зоне циркуляции при взаимодействии с потоком дозвуковой струи с $\bar{q} = 30$ (выдуваемой под углом $\beta_0 = 90^\circ$ к потоку), позволяющие оценить размеры циркуляционного течения.

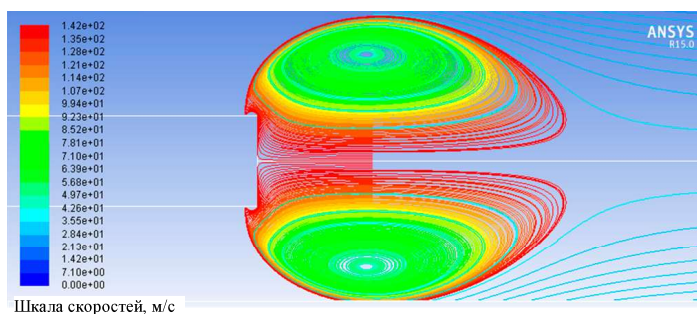


Рис. 10. Расчетные линии тока в зоне циркуляции при взаимодействии с потоком дозвуковой струи $\bar{q} = 30$; $\beta_0 = 90^\circ$

С целью оценки величины параметра смешения выполнен расчет температур в зоне циркуляции при выдуве в набегающий поток дозвуковых и сверхзвуковых струй при одинаковых массовых расхо-

дах воздуха набегающего потока $G_0 = 1,39$ кг/с и струи $G_j = 0,018$ кг/с. Результаты моделирования полей температур и распределения температуры в продольном сечении зоны циркуляции представлены на рис. 11, 12.

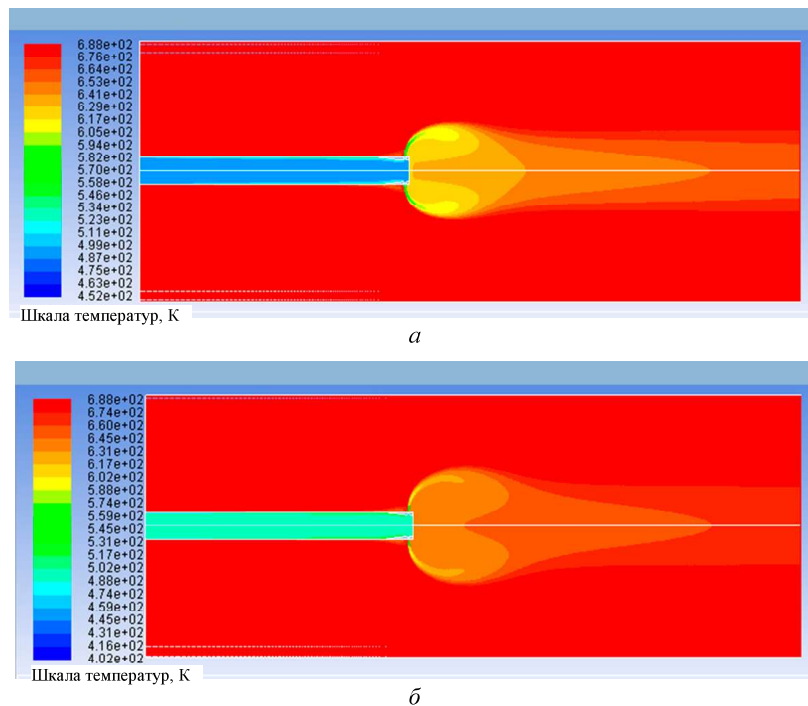


Рис. 11. Поля температур за дозвуковой (а) и сверхзвуковой (б) струями

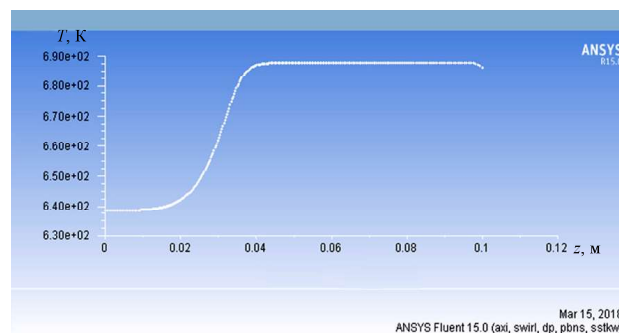


Рис. 12. Распределение температуры в продольном сечении зоны циркуляции

Расчеты проведены для дозвуковой струи при $\bar{q} = 43$, для сверхзвуковой струи при $\bar{q} = 68$. На основе анализа поля температур представляется очевидным, что зона циркуляции за сверхзвуковой струей имеет более высокую температуру, что позволяет сделать вывод о более высоком значении параметра смешения.

По температурам струи, потока и температуре в зоне обратных токов, имеющей достаточно постоянное значение по длине зоны циркуляции, определялась величина параметра смешения. При этом расчеты проводились как с более высокой, так и с пониженной температурой струи по сравнению с температурой набегающего потока. Результаты расчетов приведены в табл. 2, 3.

Полученные расчетные средние значения параметров смешения при взаимодействии с потоком сверхзвуковых струй значительно выше, чем при дозвуковых.

Таким образом, интенсификация массообменных процессов при стабилизации пламени сверхзвуковыми недорасширенными струями способствует увеличению параметра смешения m , что при определенных режимных параметрах может обеспечить возможность стабилизации пламени струями газообразного углеводородного топлива или испаренного керосина без отбора высоконапорного воздуха от компрессора двигателя.

**Параметры зоны циркуляции за дозвуковыми
и сверхзвуковыми струями (температура струи – 488 К)**

Параметр	Температура набегающего потока T_0^* , К		
	688	788	888
Дозвуковая струя			
Гидродинамический параметр $\bar{q}$	21,76	19,23	17,26
Температура в зоне обратных токов $T_{зот}^*$, К	638	710	744
Параметр смещения m	3	2,85	2,51
Сверхзвуковая струя			
Гидродинамический параметр $\bar{q}$	37,86	31,65	29,37
Температура в зоне обратных токов $T_{зот}^*$, К	648	723	800
Параметр смещения m	4	3,65	3,55

Таблица 3

**Параметры зоны циркуляции за дозвуковыми и сверхзвуковыми струями в зависимости
от температуры струи (температура набегающего потока – 488 К)**

Параметры	Температура струи T_i^* , К		
	688	788	888
Дозвуковая струя			
Гидродинамический параметр $\bar{q}$	10,96	12,43	13,9
Температура в зоне обратных токов $T_{зот}^*$, К	532	549	564
Параметр смещения m	3,55	3,92	4,26
Сверхзвуковая струя			
Гидродинамический параметр $\bar{q}$	19,17	18,5	18,6
Температура в зоне обратных токов $T_{зот}^*$, К	517	530	540
Параметр смещения m	5,9	6,14	6,69

Однако необходимо отметить, что предполагаемая возможность увеличения параметра смещения за счет перехода к сверхзвуковому истечению струи и вероятность обеспечения стабилизации пламени на струях газообразного углеводородного топлива требуют проведения детальных расчетов с учетом особенностей процесса турбулентного горения и проведения экспериментальных исследований, подтверждающих высказанные предположения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schaffer A., Cambel A.B. The Effect of an Opposing Jet on Flame Stability // Journal of Jet Propulsion. 1955. Vol. 25. № 6. P. 284–287.
2. Schaffer A., Cambel A.B. Continued Investigations of the Opposing Jet Flameholder // Journal of Jet Propulsion. 1956. Vol. 26. № 7. P. 576–578.
3. Shepherd D.G. Flame Stabilization by Means of Annular Fluid Jets // Proc. of the 6th Symposium on Combustion, Aug. 19–24, 1956, New Haven, USA. P. 472–481.
4. Dutta B.C., Martin D.G., Moore N.P.W. A Contribution to the Study of Flame Stability in Ducts // Proc. of the 6th Symposium on Combustion, Aug. 19–24, 1956, New Haven, USA. P. 481–486.
5. Cambel A.B. A Review of Flame Stabilization by Means of Gaseous Jet // Combustion and Propulsion: Proc. of the 3rd AGARD Colloquium, March 17–21, 1958, Palermo. P. 541–554.
6. Agoston G.A., Noon A.W., Witherly T.D. Experimental Study of a Reversed Jet Flameholder // Combustion and Flame. 1958. Vol. 2. № 4. P. 333–347.
7. Bertin J., Salmon B. Étude d'un Procédé Aérodynamique de Combustion // Combustion and Propulsion: Proc. of the 3rd AGARD Colloquium, March 17–21, 1958, Palermo. P. 555–580.
8. Сполдинг Д.Б. Основы теории горения. М. – Л.: Госэнергоиздат, 1959. 320 с.
9. Лебедев Б.П. и др. Аэродинамическая стабилизация пламени в форсажных камерах ТРДФ // Тр. ЦИАМ. 1977. № 781. 246 с.
10. Иванов Ю.В. Основы расчета и проектирования газовых горелок. М.: Гостоптехиздат, 1963. 359 с.
11. Ben-Yakar A. Experimental Investigation of Mixing and Ignition of Transverse Jets in Supersonic Crossflows [Electronical Resource]. URL: https://hanson.stanford.edu/dissertations/Ben-Yakar_2000.pdf (дата обращения: 7.09.2018).
12. Gordon C. Oates. Aerothermodynamics of Aircraft Engine Components. USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1985. 548 p.

13. Губанов Д.А. Влияние микроструй на структуру и акустическое излучение сверхзвуковой недорасширенной струи: Автореф. ... дис. канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Параллель, 2014. 17 с.
14. Milton van Dyke. An Album of Fluid Motion. Stanford: The Parabolic Press, 1982. 174 p.

Поступила в редакцию 7.10.18

После доработки 12.04.19

Принята к публикации 24.06.19

Computational Study of Interaction of Transverse Subsonic and Supersonic Axisymmetric Jets with Main Flow

LI ZIWAN AND V.L. VARSEGOV

Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan

A computational study is carried out of the gas dynamics characteristics and the mixing processes during interaction of subsonic and supersonic under-expanded axisymmetric radial jets with main flow with respect to the problems of gas-dynamic stabilization of the flame. The differences are found between the gas-dynamic and mass-exchange characteristics of the flow, which is formed by the interaction of subsonic and supersonic axisymmetric jets with the main flow.

Supersonic radial jet, mixing, computational research