

УДК 532.517,533.27

Влияние генератора вихрей на турбулентную струю водорода

М. Сенуси¹, Х. Хиббо², Б. Хаммуди¹, М. Кади¹, Б. Имини¹

¹Лаборатория аэронавтики и двигательных систем,
Университет науки и техники, Эль Мнауэр, Оран, Алжир

²Факультет механики, Университет Алеппо, Сирия

E-mail: imine_b@yahoo.fr

Целью работы является численное исследование влияния четырех вихрей на динамические, скалярные и турбулентные поля струи водорода. Эти вихри, образованные вихрегенераторами в окрестности сопла, формируются с периодичностью или симметрией, в результате чего образуются соответственно четыре вихря одинаковых или противоположных направлений. Для исследования несимметричной турбулентной струи применяется модель напряжения Рейнольдса второго порядка. Результаты показывают, что присутствие вихря вблизи сечения выхода струи заметно усиливает перемешивание, что обеспечивает хорошее горение.

Ключевые слова: струя водорода, концевой вихрь, переменная плотность; спутное, турбулентное, ограниченное течения.

Введение

Изучение струй переменной плотности, возникающих в движущейся и ограниченной среде, является сложной физической задачей. Связь между тепловыделением, наблюдаемым в результате химических реакций и процессов перемешивания, а также вовлечение и рециркуляция газов усложняют поведение струй. Изменение плотности струи может быть вызвано либо перемешиванием нескольких потоков с разным составом, либо температурным градиентом между струей и окружающей атмосферой. Эти течения встречаются во многих приложениях, таких как горение, охлаждение двигателей турбомашин боковым вдувом, сильно нагретые струи на выходе из двигателя, плазменные пушки, аварийные выбросы легкого газа в атмосферу. Авторы [1] первыми исследовали изменение плотности струй. Их интересовали турбулентные диффузионные пламена. Они полагали, что тепловыделение является единственным результатом химических реакций и оно ведет к снижению плотности. Было продемонстрировано преимущество несимметричных струй по сравнению с симметричными при решении задачи повышения эффективности перемешивания. В работе [2] исследовалась прямоугольная струя воздуха без спутного потока. Было найдено, что скорость расширения струи в терминах разброса по скорости была больше в направлении меньшей оси. Перемешивание прямоугольных струй для отношений сторон между 5,5: 1 и 16,7: 1 исследовалось в работе [3]. Результаты показали более высокую скорость расширения струи в плоскости меньшей оси. Авторы работы [4]

изучали когерентные структуры и определяли скорость вовлечения для эллиптической струи с малым отношением длин осей ($a/b = 2$). Здесь результаты показали, что скорость вовлечения потока в область потенциального ядра в три и восемь раз выше, чем для круглой и прямоугольной струй соответственно. Было выявлено, что количество переключений осей и их положения сильно зависят от начальных условий и профиля сопла. В работах [5–7] выполнялось моделирование турбулентных струй с использованием стандартной $k-\varepsilon$ модели турбулентности. Эти исследования оказались недостаточными для моделирования перемешивания в рассматриваемых течениях. Модельные расчеты предсказывают очень малую степень анизотропии во всем поле течения по сравнению с экспериментальными результатами. Авторы работы [8] представили численное моделирование перемешивания несжимаемого потока в струе, вытекающей из круглого дольчатого сопла, и верифицировали расчеты экспериментальными измерениями той же конфигурации. Численное моделирование проводилось с использованием четырех моделей турбулентности с двумя уравнениями. Все модели продемонстрировали завышение величины кинетической энергии турбулентности. Авторы [9] изучали влияние геометрии сопла на турбулентное перемешивание бинарного газа в несимметричных струях с применением модели напряжений Рейнольдса второго порядка. Полученные результаты неплохо согласуются с данными измерений [10]. Струи прямоугольного поперечного сечения изучались в работе [11] с использованием моделирования крупных вихрей (LES) и прямого численного моделирования (DNS). Было показано, что явление переключения осей зависит от волн неустойчивости, присутствующих во входных пограничных слоях, и оно может быть индуцировано как в ламинарных, так и в турбулентных струях. Настоящая работа посвящена анализу влияния генераторов вихрей на развитие турбулентной струи водорода. Как показано на рис. 1, спутный поток со скоростью 10 м/с проходит вокруг четырех крыльев профиля NACA 0012, которые генерируют вблизи концов крыльев четыре концевых вихря. Направления вращений этих вихрей зависят от положения крыльев. В настоящем исследовании были приняты положения периодичности и симметрии, которые приводят к генерированию соответственно четырех вихрей с одинаковыми и противоположными направлениями, как показано на рис. 2 и 3.

1. Уравнения сохранения и модели турбулентности

В математическом описании уравнений сохранения все переменные за исключением давления и плотности, которые определяются согласно осреднению по Рейнольдсу, являются средними по Фавру [12] (взвешенными по массе). Эта величина определяется как

$$\tilde{\Phi} = \overline{\rho\Phi}/\bar{\rho}. \quad (1)$$

Осредненное уравнение неразрывности имеет вид:

$$(\partial/\partial x_j)(\bar{\rho}\tilde{U}_j) = 0, \quad (2)$$

осредненное уравнение сохранения количества движения —

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{U}_i\tilde{U}_j) = \bar{\rho}g_i - \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u_i''u_j''}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial\tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial\tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right], \quad (3)$$



Рис. 1. Схема настоящего исследования.

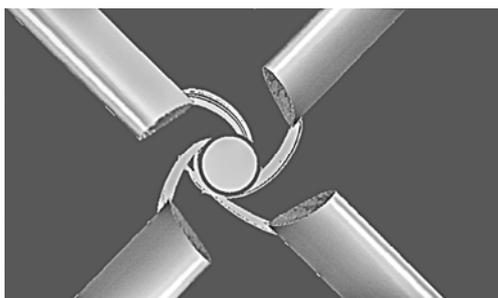


Рис. 2. Периодическая конфигурация.

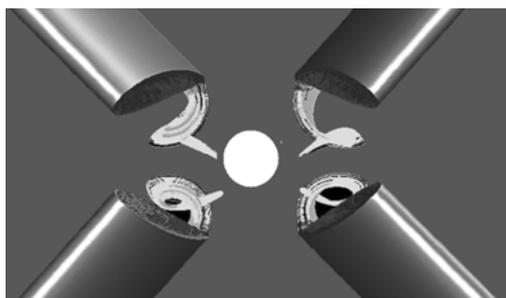


Рис. 3. Симметричная конфигурация.

осредненное уравнение сохранения фракции смеси —

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{F} \tilde{U}_j) = -\frac{\partial \bar{d}_j^k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho f'' u_j''}), \quad (4)$$

$$\bar{d}_j^k = -\frac{\lambda}{C_p} \cdot \frac{\partial \tilde{F}}{\partial x_j}. \quad (5)$$

Используя уравнение состояния, можно получить среднюю плотность из средней фракции смеси \tilde{F} . Тогда при постоянном давлении получим

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{F}{\rho_j} + \frac{1-F}{\rho_a}, \quad (6)$$

где ρ_j — плотность среды струи, ρ_a — плотность окружающей текучей среды.

2. Модель напряжения Рейнольдса

Можно записать уравнения напряжений Рейнольдса $\overline{\rho u'' u''}$, $\overline{\rho v'' v''}$, $\overline{\rho w'' w''}$, $\overline{\rho u'' v''}$, $\overline{\rho u'' w''}$ и $\overline{\rho v'' w''}$ в виде

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{U}_k \overline{\rho u_i'' u_j''}) = P_{ij} + G_{ij} + D_{ij} + p' \left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta_{ij}, \quad (7)$$

где предполагается допущение об изотропности мелких масштабов.

Рассмотрим слагаемые P_{ij} , G_{ij} , D_{ij} и $p' \left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right)$ уравнения (7).

Первый член — порождение вследствие средней деформации:

$$P_{ij} = -(\overline{\rho u_i'' u_k''}) \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} - (\overline{\rho u_j'' u_k''}) \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k}, \quad (8)$$

второй член — порождение вследствие влияния плавучести:

$$G_{ij} = -\beta (g_i \overline{\rho u_j'' f''} + g_j \overline{\rho u_i'' f''}). \quad (9)$$

Диффузионный член определяется по формуле

$$D_{ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\frac{k}{\varepsilon} (\overline{\rho u_i'' u_j''}) + \rho \delta_{kl} \nu \right) \frac{\partial (\overline{\rho u_i'' u_j''})}{\partial x_l} \right], \quad (10)$$

здесь кинетическая энергия турбулентности определяется по формуле

$$k = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \overline{\rho u_i'' u_i''}. \quad (11)$$

Уравнение скорости диссипации такое же, как в стандартной k - ε модели, и имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho \tilde{U}_k \varepsilon}) = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \overline{\rho \varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right]. \quad (12)$$

Дальнейшие детали, касающиеся моделирования уравнений напряжений Рейнольдса и их констант, можно найти в работе [13].

3. Численный метод

Уравнения, описывающие турбулентное течение в ограниченной области, являются эллиптическими уравнениями конвекции-диффузии. Эти уравнения решаются методом конечных объемов, описанным в работе [14]. Для численного решения уравнений использовался пакет программ ANSYS CFD. Члены производных на границах между контрольными объемами аппроксимировались по противопоточной схеме второго порядка точности. Как показано на рис. 4, сетка состояла из двух блоков, один из них содержал струю, окруженную четырьмя крыльями, а второй был составлен полностью из шестигранных ячеек, что обеспечивало хорошую численную визуализацию расширения струи. Расширение сетки происходило постепенно во всех направлениях с учетом развития струи в спутном потоке. Для того, чтобы добиться независимости решения от сетки, тестировались четыре сетки с различным числом ячеек: $40 \times 40 \times 80$, $50 \times 50 \times 80$, $60 \times 60 \times 140$, $70 \times 70 \times 140$. Выяснилось, что для сетки мельче, чем $60 \times 60 \times 140$ ячеек, результаты расчетов не меняются.

4. Результаты и их обсуждение

В настоящей работе исследуется турбулентная нереагирующая струя водорода с переменной плотностью при наличии крыльев, расположенных в условиях периодичности и симметрии (рис. 1–4). Струя имеет диаметр D_j и вводится при атмосферном давлении с входной скоростью U_j . Во всех расчетах изучаемая струя полагается слабоограниченной, спутный поток считается цилиндрическим с диаметром $D_a = 300$ мм и длиной $L_a = 2000$ мм и вводится со скоростью U_a при том же давлении, что и струя. Для верификации настоящего расчета геометрические параметры и входные скорости, использованные в нем, принимались такими же, как в экспериментальной работе [15], они приведены в таблице. Входная скорость спутного потока подбиралась так, чтобы генерировались вихри у концов крыльев. На рис. 2 и 3 показаны траектории, полученные в настоящем расчете для случаев периодической и симметричной конфигураций соответственно.

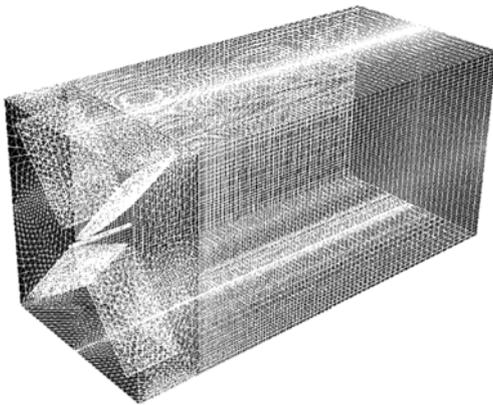


Рис. 4. Расчетная сетка.

Таблица

Рабочие условия [15]

Смеси	R_p	U_j , м/с	D_j , мм	U_a , м/с	Re
Пропан-воздух	1,52	53	5,26	9,2	68000

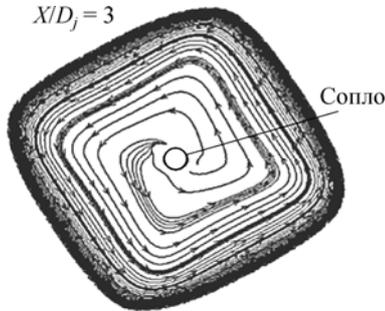


Рис. 5. Рассчитанные линии тока в периодической конфигурации.

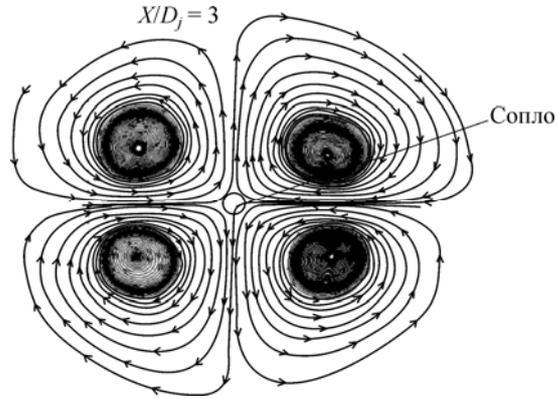


Рис. 6. Рассчитанные линии тока в симметричной конфигурации.

На рис. 5 и 6 показано взаимодействие четырех вихрей вокруг струи соответственно в симметричном и периодическом случаях в сечении $X/D_j = 3$. Видно, что в периодическом случае четыре вихря сливаются и образуют один вихрь, окружающий струю, которая затем становится закрученной. Можно заметить, что в симметричном случае присутствие четырех вихрей вокруг струи водорода улучшает качество перемешивания струи с окружающим воздухом.

Обратная величина средней фракции смеси на оси струи пропана приведена на рис. 7 для случаев отсутствия вихрей и симметричных вихрей. Вычисленные значения в случае отсутствия вихрей приемлемо согласуются с экспериментальными данными [15]. Для тяжелой струи отмечено, что в ближнем поле струи влияние вихрей незначительно.

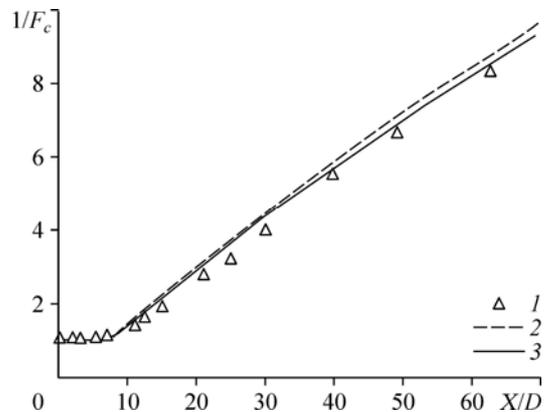
Обратная величина нормированной скорости струи водорода на оси струи (центральной линии) $(U_j - U_a)/(U_c - U_a)$ изображена на рис. 8 для случаев, когда вихри отсутствуют, а также при наличии симметричных и периодических вихрей. В дальнем поле во всех случаях обратное значение скорости струи на центральной линии становится линейной функцией расстояния от входного сечения струи и часто записывается в виде

$$\frac{(U_j - U_a)}{(U_c - U_a)} = K_u \frac{X}{D_j}, \quad (13)$$

здесь K_u — коэффициент затухания скорости на центральной линии, который является разным в каждом случае и представляет собой наклон линейной функции. В случае симметричных вихрей было отмечено, что скорость

Рис. 7. Средняя фракция смеси на оси струи пропана.

1 — работа [15], 2 — симметричные вихри, 3 — без вихрей.



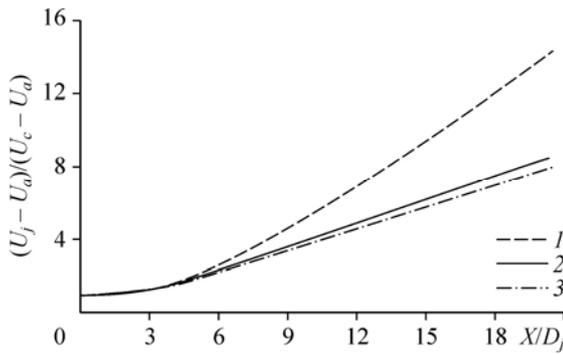


Рис. 8. Обратная нормированная скорость водорода на центральной линии.

1 — симметричные вихри, 2 — без вихрей, 3 — периодические вихри.

на центральной линии убывает быстрее, чем в случае отсутствия вихрей. И наоборот, в случае периодических вихрей скорость на центральной линии убывает медленнее, чем при отсутствии вихрей. Результаты в основном показывают более высокую

эффективность перемешивания для симметричных вихрей; аналогичное поведение наблюдается для неізотермических струй и струй бинарных смесей, когда отношение плотностей R_ρ является переменным [13].

На рис. 9 показано влияние наличия вихрей на обратную величину средней фракции смеси на оси струи водорода. За исключением симметричного случая, вниз по потоку от конца потенциального ядра обратная средняя фракция смеси становится почти линейной функцией расстояния от входа струи. Как видно из рисунка, скорость роста обратной средней фракции смеси в случае симметрии получается больше, чем в случае отсутствия вихрей, и имеет то же значение (как и в случае отсутствия вихрей) в случае периодических вихрей.

Параметр турбулентной динамической вязкости μ_t на оси струи часто используется для характеристики турбулентности при численном моделировании турбулентных струй. Еще одним параметром, характеризующим турбулентную струю, является асимптотическое значение турбулентной динамической вязкости μ_t . На рис. 10 видно, что вычисленное значение турбулентной динамической вязкости μ_t в случае периодических вихрей несколько занижено по сравнению со случаем отсутствия вихря. В настоящем расчете в случае симметричных вихрей этот параметр подвержен сильному влиянию. Как показано на рис. 10, при $X/D_j \geq 9$ отклонения, отвечающие этому влиянию, составляют 5,4 и $-0,1\%$ соответственно для симметричного и периодического случая.

Заключение

В настоящей работе выполнено численное исследование влияния генераторов вихрей вокруг турбулентной струи водорода переменной плотности. Модель напряжений Рейнольдса второго порядка использовалась для исследования несимметричной турбулентной струи. Представлены расчеты значений продольной скорости, фракции смеси и турбулентной динамической вязкости на оси струи. Результаты настоящих

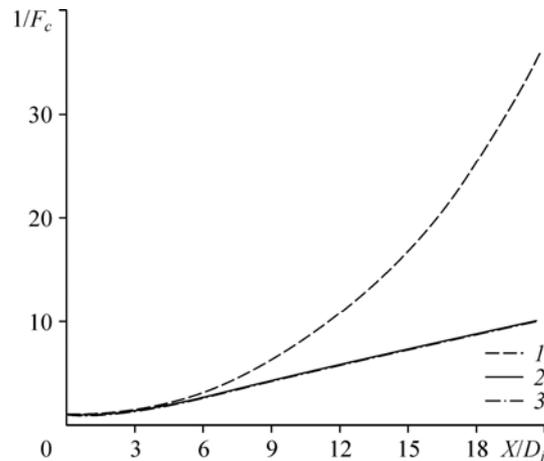


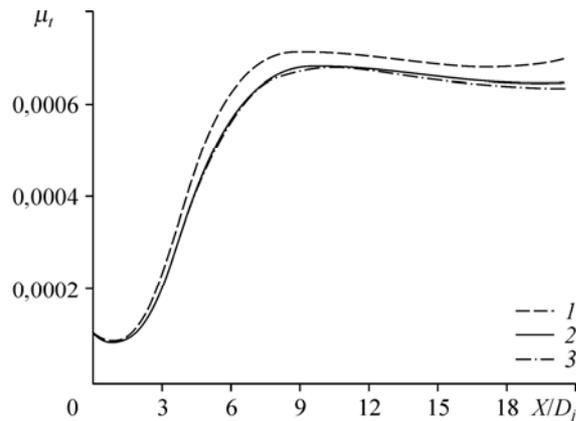
Рис. 9. Обратная средняя фракция смеси на оси струи.

1 — симметричные вихри, 2 — без вихрей, 3 — периодические вихри.

Рис. 10. Турбулентная динамическая вязкость на оси струи.

1 — симметричные вихри, 2 — без вихрей,
3 — периодические вихри.

расчетов довольно хорошо согласуются с совсем недавним экспериментальным исследованием в случае отсутствия вихрей. Введение симметричной конфигурации позволило получить очень высокую эффективность перемешивания и улучшило процесс перемешивания. Интенсификация процесса перемешивания, в свою очередь, обеспечит хорошее горение.



Список литературы

1. Thring M.W., Newby, M.P. Combustion length of enclosed turbulent flames // Fourth Inter. Symp. on Combustion, The Institute of Combustion. 1953. P. 789–796.
2. Sfeir A.A. The velocity and temperature fields of rectangular jets // Int. J. Heat Mass Transf. 1976. Vol. 19. P. 1289–1297.
3. Krotapalli A., Hsia Y., Baganoff D., Karamcheti K. The role of screech tones on the mixing of an under-expanded rectangular jets // J. Sound Vibr. 1986. Vol. 106. P. 119–143.
4. Gutmark E.J., Grinstein F.F. Flow control with noncircular jets // Annual Rev. Fluid Mech. 1999. Vol. 31. P. 239–272.
5. Koutmos P., McGuirk J.J. CFD predictions of lobed mixer performance // Comp. Meth. Appl. Mech. Engng. 1995. Vol. 122. P. 131–144.
6. McGuirk J.J., Rodi W. The calculation of three-dimensional turbulent free jets // 1st Symp. on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania State University. 1977. Vol. 1. P. 71–83.
7. Von Glahn U.H. Rectangular nozzle plume velocity modeling for use in jet noise prediction // Proc. 25th Joint Propulsion Conf., Monterey, CA, 1989. AIAA Paper. No. 89-2357.
8. Cooper N.J., Merati P., Hu H. Numerical simulation of the vortical structures in a lobed jet mixing flow. 2005. AIAA Paper. 2005. No. 2005-0635.
9. Imine B., Imine O., Abidat M., Liazid A. Study of non reactive isothermal turbulent asymmetric jet with the variable density // Comput. Mech. 2006. Vol. 38, No. 2. P. 151–162.
10. Mesnier B. Etudes sur le développement de jets turbulents masse volumique variable géométries axisymétriques et asymétrique // Thèse de doctorat, Université d'Orléans. 2001.
11. Demuren A.O., Wilson R.B. Streamwise vorticity generation in laminar and turbulent jets // NASA/CR – 1999–209517, ICASE Report No. 9933. 1999.
12. Favre A., Kovasnay L.S.G., Dumas R., Gaviglio J., Coantic M. La turbulence en mécanique des fluides: bases théoriques et expérimentales, méthodes statistiques. Paris: Gauthier-Villars, 1976.
13. Sanders J.P., Sarh B., Gokalp I. Variable density effects in axisymmetric isothermal turbulent jet: a comparison between a first and a second order turbulence model // Int. J. Heat Mass Transfer. 1997. Vol. 40. No. 4. P. 823–842.
14. Patankar S.V., Spalding D.B. Heat and Mass Transfer in Boundary Layers. London: Intertext, 1970.
15. Schefer R.W., Dibble R.W. Mixture field fraction in a turbulent non-reacting propane jet. AIAA Newspaper. 2001. Vol. 39. No. 1. P. 64–72.

Статья поступила в редакцию 21 августа 2013 г.,
после доработки — 14 января 2015 г.