

УДК 532.516 : 532.527

© 1996 г. Д.К. ЗАЙЦЕВ, Е.М. СМЕРНОВ

ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ НА РАЗРУШЕНИЕ ВИХРЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗА ПО КРУГЛОЙ ТРУБЕ

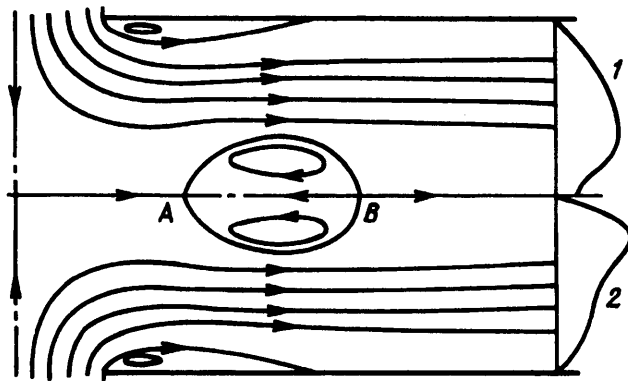
Выполнено численное моделирование разрушения вихря при стационарном осесимметричном течении вязкого газа в круглой трубе. Определены условия образования зоны обратных токов в широком диапазоне чисел Маха и Рейнольдса. Получены данные о влиянии числа Маха и закрутки входного потока на размеры и положение рециркуляционной зоны.

В закрученных потоках увеличение интенсивности закрутки приводит к потере устойчивости первичного течения и существенной структурной перестройке потока. Часто это явление называют разрушением (распадом) вихря – vortex breakdown. С ним может быть связано повышение гидравлического сопротивления канала или снижение подъемной силы крыла конечного размаха, что обычно нежелательно, особенно если эти изменения нестационарны. Однако в ряде случаев разрушение вихря целенаправленно используется в технологических аппаратах для создания потока с зонами рециркуляции (камеры сгорания, топки, сепараторы, циклоны, вихревые трубы и т.д.).

Экспериментальные наблюдения по проблеме (обширный список литературы можно найти в [1, 2]) направлены прежде всего на определение условий разрушения вихря и выявление форм течения, приходящих на смену первичному режиму. Как правило, разрушение начинается с появления нестационарных неосесимметричных возмущений, приводящих к искривлению оси вихревого ядра потока. При усилении закрутки форма этих возмущений меняется (в [3] описаны семь форм возмущенного движения) и в конце концов устанавливается близкое к осесимметричному течение с характерной пузыревидной зоной обратных токов на оси симметрии. Изучение столь сложного явления сопряжено с большими трудностями, что объясняет отрывочность, а иногда и противоречивость имеющихся в литературе данных. В большинстве работ рассматривается течение в круглой или конической трубе с тангенциальным подводом или лопаточным завихрителем, что обеспечивает однотипность профилей скорости набегающего потока в различных исследованиях. Однако даже в рамках этого класса течений до сих пор не сформулирован критерий устойчивости первичного течения и нет единого мнения о способе определения интенсивности закрутки потока.

Существующие работы по численному моделированию разрушения вихря [4–9] ограничиваются стационарной осесимметричной постановкой задачи. Получаемые в результате расчетов картины течения напоминают разрушение вихря с образованием пузыревидной зоны, однако несоответствие граничных условий не позволяет провести количественное сравнение с экспериментом, в том числе и для оценки роли нестационарных возмущений; речь может идти только о таком сопоставлении расчетных и экспериментальных данных, которое ориентировано на качественные стороны явления.

До сих пор систематическое изучение разрушения вихря проводилось лишь для несжимаемых течений, хотя имеются сведения [10,11] о наблюдении распада вихрей, сходящих с передней кромки стреловидного крыла самолета, вплоть до трансзвуковых скоростей. Исследованию влияния сжимаемости на разрушение вихря посвящена настоящая работа.



Фиг. 1. Схема закрученного течения с рециркуляционной зоной: 1 – профиль продольной скорости, 2 – профиль окружной скорости

1. Постановка задачи. Для анализа влияния сжимаемости на возникновение зоны обратных токов рассмотрим следующую схему течения (фиг. 1). Газ подается в середину круглой трубы через кольцевую щель и симметрично растекается к концам трубы. При достаточном уровне закрутки потока на оси трубы возникает зона рециркуляции, которая может доходить до плоскости симметрии или, как показано на фиг. 1, располагаться на некотором расстоянии от нее. Ниже по потоку вновь восстанавливается однонаправленное течение с характерным М-образным профилем продольной скорости (кривая 1), тогда как распределение окружной составляющей скорости имеет вид, показанный кривой 2. При больших числах Рейнольдса может наблюдаться отрыв потока от кромки входной щели с образованием тороидальной рециркуляционной зоны на стенке трубы, также показанной на фиг. 1; детальное рассмотрение данного явления выходит за рамки настоящей работы, поскольку его первопричиной служит инерция, а не вращение потока.

В предположении ламинарности течения поведение газа описывается системой уравнений Навье – Стокса, упрощенной с учетом допущений о стационарности и осевой симметрии задачи. В качестве граничных условий при дозвуковом течении могут быть заданы: на входе в канал – профили скорости и температуры, а также давление (среднее или в какой-либо точке); на выходе – мягкие условия (равенство нулю второй производной от скорости и первой от температуры); на стенках трубы – условия прилипания и теплообмена. Газ считается совершенным, вязкость от температуры не зависит.

В расчетах, результаты которых излагаются в разд. 3, принимались следующие значения геометрических и режимных параметров. Ширина щели равна радиусу трубы R , что обеспечивает равенство входной и выходной площадей, т.е. исключает поджатие потока. Длина трубы (от плоскости симметрии до торца) составляла $4R$ или $6R$ в зависимости от размеров рециркуляционной зоны (как показал опыт расчетов, расстояние от зоны рециркуляции до конца трубы должно быть не менее $2R$). Входные профили скорости и температуры – равномерные; осевая составляющая скорости на входе равна нулю; стенки трубы теплоизолированы. Число Прандтля $Pr = 0,7$, показатель адиабаты $\gamma = 1,4$.

2. Численный метод и результаты тестирования. Задача аппроксимировалась со вторым порядком точности на неравномерной ортогональной стенке со смещенными узлами. Сгущение сетки около стенки и оси трубы, а также вблизи кромки входной щели позволило адекватно описать все особенности течения (пограничный слой, интенсивный приосевой вихрь и возможный отрыв потока при входе в канал) на сетке размером 30×26 или 36×26 в зависимости от длины трубы; шаг сетки изменялся от $0,03R$ до $0,3R$ вдоль оси трубы и от

0,01R до 0,06R по радиусу с коэффициентом неравномерности не более 1,2 по каждому направлению.

При построении конечно-разностной схемы определяющие уравнения, записанные в дивергентной форме, интегрировались по объему (площади) сеточной ячейки, после чего выполнялась аппроксимация потоков через грани ячейки. Тем самым были сохранены консервативные свойства исходных уравнений, т.е. обеспечено точное выполнение сеточных аналогов интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии (полной энтальпии). В рассматриваемой задаче это особенно важно, поскольку свободно висящая в потоке рециркуляционная зона чрезвычайно чувствительна к любым внешним воздействиям, так что появление в уравнениях фиктивных источников членов, обусловленных неконсервативностью схемы, приводило бы к необходимости значительного измельчения сетки.

Для отыскания стационарного решения применялся метод установления с масштабированием сжимаемости [12, 13], что позволило в рамках единого алгоритма рассматривать как несжимаемые, так и существенно сжимаемые течения. Для ускорения сходимости метода применялась неявная схема с линеаризацией пространственного оператора на каждом шаге по времени, реализованная в виде последовательности скалярных прогонок; кроме того, использовался локальный выбор шага по времени в зависимости от параметров потока и размеров сеточной ячейки, основанный на использовании результатов упрощенного анализа устойчивости явной схемы.

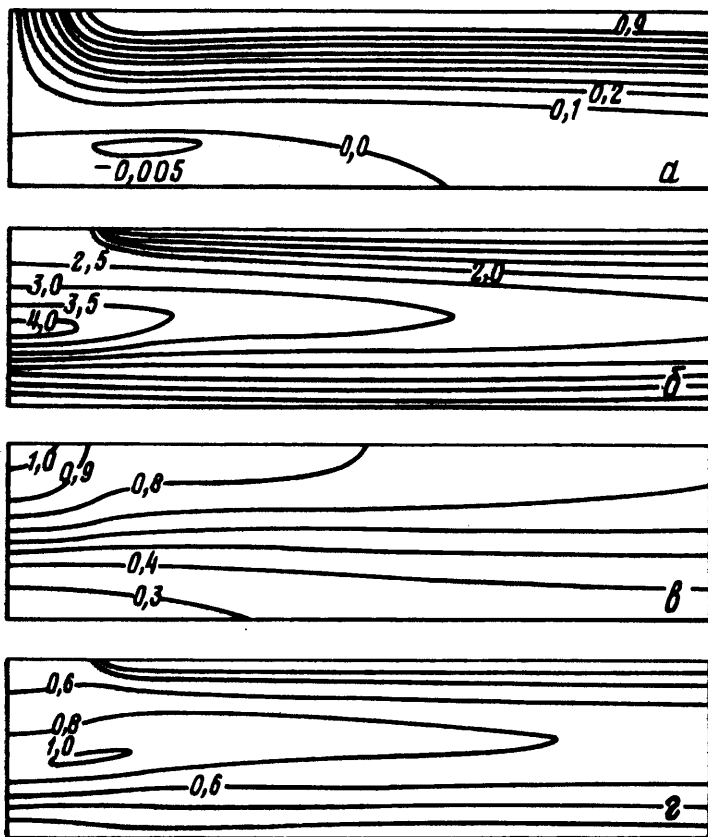
С целью тестирования разработанной программы были проведены расчеты ряда контрольных задач с решениями, имеющимися в литературе. Для установившегося течения несжимаемой жидкости по круглой трубе (течение Пуазейля) с известным аналитическим решением контролировался профиль скорости и падение давления; расчет проводился как на равномерных, так и на неравномерных сетках. Для течения несжимаемой жидкости по трубе с внезапным расширением проводилось сопоставление рассчитанной конфигурации отрывной области, а также интенсивности и положения вихря в ней с результатами, приведенными в [14]. При воспроизведении принятых в [7] условий течения несжимаемой жидкости по круглой трубе с вращающимся входным участком контролировалось положение и конфигурация рециркуляционной зоны на оси трубы. При "выключении" вязких членов в одномерном приближении рассчитывалось течение идеального газа по сужающемуся каналу с числом Маха на выходе $M = 0,8$; проверялось выполнение изэнтропических соотношений. В качестве тестовых данных для случая сильно неизоэнтропических вязких течений использовались представленные в [13] результаты расчета гипозвукового ($M = 0,01$) течения газа на начальном участке круглой трубы с горячими стенками; контролировались профили скоростей и температуры.

Для всех перечисленных задач результаты настоящих расчетов отличались от литературных данных не более чем на 1–3%. Выполненное тестирование обеспечивает достаточно полную проверку правильности работы программы при расчете в каналах и служит свидетельством достоверности излагаемых ниже результатов.

3. Результаты расчетов и их обсуждение. При расчетах варьировалась закрутка входного потока Ω , задаваемая отношением окружной W и радиальной V составляющих скорости, число Маха входного потока M , а также число Рейнольдса Re , вычисленное по среднерасходной скорости потока в трубе

$$\Omega = \frac{W}{V}, \quad Re = \frac{2RV\rho}{\mu} = \frac{2G}{\pi R\mu}$$

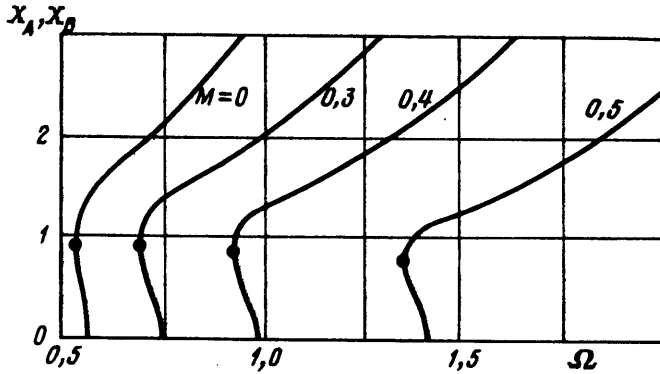
Здесь μ – вязкость, ρ – плотность газа на входе в канал, G – массовый расход газа в направлении одного из торцов. Систематические расчеты проводились при $\Omega < 3$, $M < 0,6$, $Re < 800$; вне этого диапазона возникали разного рода вычислительные проблемы. Так, при усилении закрутки потока растет длина зоны обратных токов, что приводит к необходимости значительного увеличения длины трубы (соответственно растет требуемое число узлов сетки). Это не только увеличивает время счета, но и повышает опасность запираания канала в выходном сечении из-за вязкого разгона газа, что накладывает более жесткие ограничения на число Маха входного потока. Повышение числа Рейнольдса требует дробления сетки в радиальном направлении для адекватного



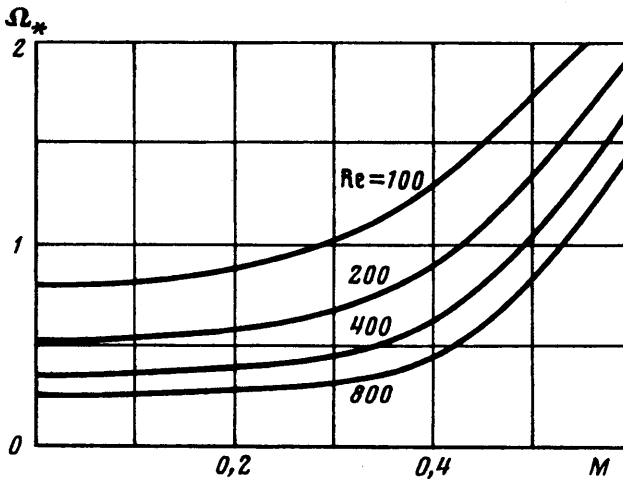
Фиг. 2. Изолинии функции тока (а), окружной скорости (б), статического давления (в) и числа Маха (z), рассчитанные при $M = 0,5$, $Re = 200$, $\Omega = 2$; шаг изолиний 0,1, 0,5, 0,1 и 0,2 соответственно

описания вихревого ядра потока и пограничного слоя на стенках трубы. В ряде случаев для больших значений Re и Ω вообще не удавалось получить стационарное решение: процесс эволюции по фиктивному времени выходил на автоколебательный режим; весьма вероятно, что это связано с неустойчивостями реального потока, однако принятая расчетная схема не может претендовать на достоверное описание такого процесса.

На фиг. 2 представлены результаты расчета, отвечающие случаю $M = 0,5$, $Re = 200$, $\Omega = 2$. Показаны изолинии функции тока (а), окружной скорости (б), статического давления (в) и числа Маха (z); функция тока нормирована на расход в трубе, окружная скорость и давление отнесены соответственно к радиальной составляющей скорости V и среднему давлению на входе в канал. На картине линий тока (фиг. 2, а) видна обширная рециркуляционная зона; безразмерная скорость возвратного течения в ней достигает до $-0,6$, однако из-за небольшой относительной плотности газа (порядка 0,3) циркулирующий расход составляет всего 0,006. Вероятно, именно поэтому изолинии окружной скорости (фиг. 2, б) не приобретают каких-либо специфических черт в зоне возвратных токов; видно, что вблизи оси трубы имеет место почти квазитвердое вращение, а во внешней области окружная скорость изменяется по закону свободного вращения (потенциального) вихря. Вниз по потоку интенсивность вращения постепенно снижается под действием трения и соответственно уменьшается радиальный перепад давления, обусловленный центробежными силами (фиг. 2, в); это приводит к возрастанию давления на оси трубы вниз по потоку, что и является причиной возникновения возврат-



Фиг. 3. Положение границ зоны обратных токов в зависимости от параметра закрутки при $Re = 200$ и разных значениях входного числа Маха



Фиг. 4. Пороговая закрутка в зависимости от входного числа Маха при фиксированных значениях числа Рейнольдса

ного течения. Обращает на себя внимание значительное изменение давления поперек трубы (а значит и плотности, так как перепад температуры в потоке не превышает 15%). В данном варианте давление на оси симметрии составляет 0,3 от входного давления; в других вариантах достигалась величина 0,01. Отметим наличие небольшой сверхзвуковой зоны (фиг. 2, г), связанной с разгоном газа в потенциальном вихре.

На фиг. 3 показано положение границ зоны обратных токов в зависимости от закрутки входного потока для ряда значений числа Маха при $Re = 200$. Точка, отмечающая начало разрушения вихря, делит каждую кривую на две части: верхняя ветвь отвечает координате точки В на фиг. 1, нижняя – координате точки А (координата X отсчитывается от плоскости симметрии и отнесена к радиусу трубы R). При достижении закруткой порогового значения в потоке сначала возникает изолированная зона рециркуляции, схематично показанная на фиг. 1; по мере дальнейшего роста закрутки левая граница зоны (точка А) быстро уходит на плоскость симметрии, после чего реализуется картина течения, подобная показанной на фиг. 2, а, с монотонно удлиняющейся зоной обратных токов. При увеличении числа Маха входного потока, т.е. при усилении роли сжимаемости газа, кривые смещаются в область больших значений Ω .

Более полную информацию об условиях разрушения вихря в сжимаемом потоке дают представленные на фиг. 4 зависимости порогового уровня закрутки Ω_* , отве-

чающего началу образования приосевой зоны возвратных токов, от входного числа Маха при фиксированных значениях числа Рейнольдса. Для определения Ω_* при выбранных Re и M выполнялась серия расчетов с меняющейся закруткой входного потока и в каждом расчете отмечался локальный минимум скорости на оси трубы U_{\min} ; затем строилась зависимость $U_{\min}(\Omega)$ и в качестве порогового принималось то значение закрутки, при котором U_{\min} обращается в ноль (меняет знак).

Снижение порогового уровня закрутки при увеличении Re говорит о противоречивой роли трения в разрушении вихря. С одной стороны, как уже отмечалось, именно трение обеспечивает затухание закрутки вниз по потоку и провоцирует тем самым появление возвратного течения. С другой стороны, при уменьшении трения расширяется область свободного (потенциального) вихря, увеличивается максимальная скорость вращения потока, возрастает радиальный перепад давления и, как следствие, облегчается разрушение вихря; последнее проявляется в снижении Ω_* .

Сжимаемость газа, мерой влияния которой является число Маха, очень сильно – в несколько раз – увеличивает пороговый уровень закрутки потока. Имея в виду представленный выше механизм возникновения возвратного течения, такую направленность влияния сжимаемости на разрушение вихря можно связать с падением плотности газа на оси трубы. Действительно, плотность входит множителем в выражение для центробежной силы, т.е. уменьшение плотности прямо ведет к снижению радиального перепада давления и, следовательно, препятствует разрушению вихря. Кроме того, при уменьшении плотности снижается роль инерционных слагаемых в уравнениях движения вязкого газа и соответственно повышается значимость сил трения; последнее, как уже отмечалось, ведет к сужению области потенциального вихря и падению скорости вращения потока, благодаря чему дополнительно уменьшается радиальный перепад давления в трубе и еще сильнее увеличивается пороговый уровень закрутки потока.

Заключение. Установлено, что разрушение вихря может иметь место в потоке сжимаемого газа вплоть до достижения трансзвуковых скоростей, однако необходимая для этого закрутка потока в несколько раз выше, чем в несжимаемом течении. В потенциальном вихре, формирующемся при тангенциальной подаче газа через кольцевую щель, возможен локальный разгон потока до сверхзвуковых скоростей, а давление на оси вихря может падать в десятки раз.

Работа частично выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-06404).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leibovich S.* The structure of vortex breakdown // Annual Review of Fluid Mechanics. Palo Alto, Ca: Annu. Revs Inc., 1978. V. 10. P. 221–246. (Рус. перев.: *Лейбович С.* Распад вихря // Вихревые движения жидкости. М.: Мир, 1979. С. 170–197.)
2. *Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N.* Swirl Flows. Well (Kent): "Abacus Press", 1984. 475 p. (Рус. перев.: *Гунта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 558 С.)
3. *Faler J.H., Leibovich S.* Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 9. P. 1385–1400.
4. *Lavan Z., Nielsen H., Fejer A.A.* Separation and flow reversal in swirling flows in circular ducts // Phys. Fluids. 1969. V. 12. № 9. P. 1747–1757.
5. *Kopecky R.M., Torrance K.E.* Initiation and structure of axisymmetric eddies in a rotating stream // Comput. and Fluids. 1973. V. 1. № 3. P. 289–300.
6. *Grabowski W.J., Berger S.A.* Solutions of the Navier – Stokes equations for vortex breakdown // J. Fluid Mech. 1976. V. 75. Pt 3. P. 525–544.
7. *Будунов Н.Ф.* О некоторых расчетах закрученных течений несжимаемой жидкости // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1977. № 13. Вып. 3. С. 3–10.
8. *Uchida S., Nakamura Y., Suehiro F.* Numerical calculations of swirling flows in a circular pipe // Trans. Jap. Soc. Aeronaut. Space. Sci. 1981. V. 24. № 63. P. 17–25.

9. *Гайфуллин А.М., Молчанов В.Ф.* Численное исследование вязких закрученных потоков // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 4. С. 10–16.
10. *Elle V.J.* On the breakdown at high incidences of the leading edge vortices on delta wings // J. Roy. Aeronaut. Soc. 1960. V. 64. № 596. P. 491–493.
11. *Lambourne N.C., Bryer D.W.* The bursting of leading-edge vortices – some observations and discussion of the phenomenon // Aeronaut. Res. Council. Rept. and Mem. 1962. № 3282. 36 p.
12. *Стрелец М.Х., Шур М.Л.* Метод масштабирования сжимаемости для расчета стационарных течений вязкого газа при произвольных числах Маха // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1988. Т. 28. № 2. С. 254–266.
13. *Лапин Ю.В., Стрелец М.Х.* Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. 366 с.
14. *Masagno E.O., Hung T.K.* Computational and experimental study of a captive annular eddy // J. Fluid Mech. 1967. V. 28. Pt 1. P. 43–64.

Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
18.IX.1995