

В. Г. В ы с о т и н а (Москва, ОПиПМ). Особенности появления турбулентности в закрученном по закону твердого тела течении воздуха в длинной трубе.

УДК 533

DOI https://doi.org/10.52513/08698325_2024_31_1_1

Резюме: Выполнено численное моделирование закрученного по закону твердого тела течения воздуха в длинной трубе. Исследование выполнено для углов закрутки в диапазоне 10–85 градусов. Показано, что появление турбулентности и структур закрученного течения, содержащих «распад вихря», обусловлено движением потока в сторону повышенного давления. Проведен анализ поведения кривых средних значений на входе и на выходе интегральных параметров, таких как давление и градиент давления и т.д., в зависимости от угла закрутки. Выявлено, что перестройка структуры происходит после достижения этими параметрами точек экстремума при достижении определенного значения угла закрутки. Для вынужденного вихря этот угол закрутки $\alpha = 80$ градусов. Моделирование течения выполнялось методом Годунова.

Ключевые слова: воздух, распад вихря, закрутка, структура, постоянный угол закрутки, закон закрутки твердого тела (вынужденный вихрь), длинная труба, метод Годунова.

Постановка задачи. В работе изучаются признаки появления турбулентности в закрученном потоке воздуха в длинной трубе, полученные при задании закрутки по закону твердого тела $C_n \cdot \operatorname{tg}(a) \cdot R_i/R$. Здесь α — угол закрутки, C_n — нормальная к входному сечению скорость, R — внешний радиус трубы, R_i — текущий радиус. Решения получены при значении отношения давлений $(P_{\text{вых}})/P_0 = 0,990$ в диапазоне изменения угла закрутки $10^\circ \div 87^\circ$.

Для расчетов использовался метод Годунова [1–4]. Постановка задачи опубликована в [1–4]. Используются следующие параметры торможения: $P_0 = 100500,8$ Па; $\rho_0 = 1,1945$ кг/м³; $\kappa = 1,4$; $RG = 287,15$ м² / (с² · К°); $Re \approx 10^4 \div 10^6$. Моделирование закрученного течения воздуха выполнялось в осесимметричной трубе длиной 1 метр с радиусом 0,04 м [5]. Применена разностная сетка равномерная по длине и сгущающаяся к оси и внешнему обводу по радиусу, состоящая из 201×21 узлов. Число Рейнольдса, отношение сил инерции к силам трения, рассчитывается как $Re = U \cdot R/\nu$, где U (м/с) — средняя скорость на входе, R (м) — радиус, $\nu = \mu/\rho$ — коэффициент кинематической вязкости, $\mu = 1,78 \cdot 10^{-5}$ (н · сек/м²) — коэффициент динамической вязкости, ρ (кг/м³) — плотность. Силы инерции, состоящие в данном случае из суммы касательных и центробежных сил, рассчитываются как $\rho \cdot U^2/R$ (кг·м/с²), содержащих в сумме центробежную силу $\rho \cdot U_T^2/R$, U_T — окружная скорость на входе. Силы трения получаются по формуле $\mu \cdot U/R^2$. Средние значения рассматриваемых величин в выходном сечении канала вычисляются по средним параметрам выходного сечения

Результаты изучения распада вихря в прямой трубе для постоянного во входном сечении угла закрутки ($\operatorname{tg}(\alpha) = \text{const}$) сравнивались с опытными данными Shigeo

Uchida [5], Sarpkaya 1971a [6] и расчетом Grabowski W. J. и Berger S. A. (Navier-Stokes) [7] и качественно согласуются с результатами автора [8–10].

В работе [11] получены и представлены для вида закрутки по закону твердого тела ($C_n \cdot \operatorname{tg}(\alpha) \cdot R_i/R$), заданного во входном сечении канала, структура течений и границы зон отрыва для трех значений отношения давлений $P_{\text{вых}}/P_0 = 0,990, 0,980$ и $0,970$. При всех прочих равных условиях в зависимости от величины угла закрутки имеет место похожее поведение потока и распределение параметров. Течение после достижения угла закрутки $\alpha > 40^\circ$ движется в сторону более высокого давления на выходе $P_{\text{выхср}}$, чем на входе $P_{\text{вхср}}$. В диапазоне углов $= 80^\circ \div 83^\circ$ кривые давления имеют экстремум — минимум, в диапазоне $\alpha = 84^\circ \div 87^\circ$ кривая давления на выходе равна постоянному значению.

При значении угла закрутки $\alpha = 80^\circ$ начинается перестройка структуры течения — в выходном сечении канала появляется диск тороидальной формы. При $\alpha = 83^\circ$ впервые появляется замкнутая зона возвратного течения, имеющая форму тора — бублика (“bagel”). Тороидальная зона отрыва имеется также при углах закрутки $\alpha = 84^\circ \div 87^\circ$. Показано, что движение потока в направлении более высокого давления действительно обуславливает возникновение турбулентности.

Целью данной работы является попытка выяснения причин перехода ламинарного закрученного течения при $\alpha = 79^\circ$ в турбулентное при $\alpha = 80^\circ$, имеющее внутри течения особенности.

1. Рассмотрим поведение таких параметров, как давление, градиенты давления, силы инерции, касательная и центробежная, а также завихренность в зависимости от угла закрутки на входе. На рис. 1а кривые $P_{\text{выхср}}$ и $P_{\text{вхср}}$ после пересечения при $\alpha = 40^\circ$ убывают и имеют минимум в диапазоне углов $\alpha = 79^\circ \div 83^\circ$, при этом кривая давления $P_{\text{выхср}}$ сохраняет значения выше кривой $P_{\text{вхср}}$, которая убывает значительно быстрее. На рис. 1б представлены градиенты давления на входе $DP_{\text{вх}}$ и выходе $DP_{\text{вых}}$, на оси $DP_{\text{оси}}$ и вдоль верхнего обвода $DP_{\text{верх}}$ в зависимости от угла закрутки потока $\alpha = 10^\circ \div 87^\circ$. Градиенты $DP_{\text{вх}}$ и $DP_{\text{оси}}$ имеют наибольший рост с увеличением значения угла закрутки и имеют максимум ($DP_{\text{вх}} \geq 9000$ и $DP_{\text{оси}} \geq 8500$) в диапазоне углов $\alpha = 80^\circ \div 83^\circ$ и $\alpha = 83^\circ$. Градиент $DP_{\text{вых}}$ также возрастает, имеет область мало изменяющихся значений в диапазоне $\alpha = 65^\circ \div 78^\circ$ и максимум при $\alpha = 80^\circ$, при $\alpha = 83^\circ \div 87^\circ$ равен постоянной. Колеблющиеся около нуля значения градиента $DP_{\text{верх}}$ при $\alpha > 70^\circ$ становятся отрицательными, в диапазоне $\alpha = 81^\circ \div 87^\circ$ имеют постоянные значения. На рис. 1б также показана кривая разницы давления ($P_{\text{выхср}} - P_{\text{вхср}}$), значения которой становятся положительными при $\alpha > 40^\circ$. Кривая имеет минимум при $\alpha = 80^\circ$, и максимум при $\alpha = 83^\circ$.

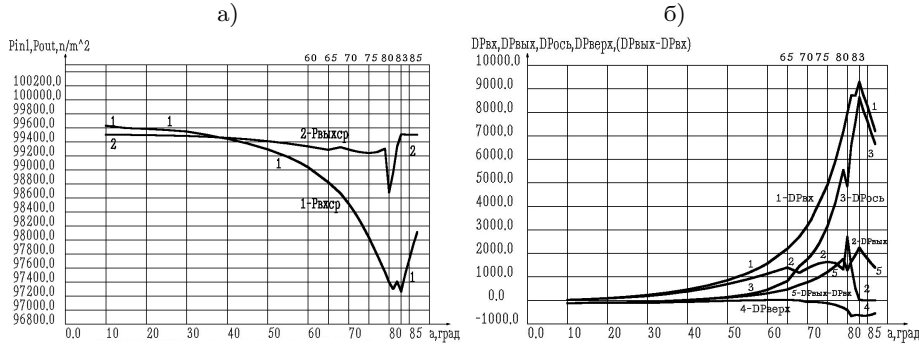


Рис. 1. а) Градиенты давления в канале во входном $DP_{\text{вх}}$ — 1, выходном $DP_{\text{вых}}$ — 2 сечениях, на оси $DP_{\text{оси}}$ — 3 и вдоль верхнего обвода $DP_{\text{верх}}$ — 4, градиент давления ($P_{\text{срвых}} - P_{\text{срвх}}$) — 5, в зависимости от угла закрутки потока $\alpha = 10^\circ \div 87^\circ$.

Завихренность в зависимости от угла закрутки представлена на рис. 2 а. Кривая средних значений завихренности $WT_{ср\text{потоке}}$ при $\alpha > 40^\circ$ значительно увеличивает-ся и имеет максимум при значении угла закрутки $\alpha = 83^\circ$. Средняя завихренность во входном сечении $WT_{ср\text{вх}}$ отрицательная, уменьшается и имеет минимум при $\alpha = 83^\circ$. Завихренность на выходе $WT_{ср\text{вых}}$ отличается маленькими значениями, а в диапазоне углов $\alpha = 82^\circ \div 87^\circ$ $WT_{ср\text{вых}} = 0$, рис. 2 а.

Изменение значений числа Рейнольдса на входе и выходе из канала показано на рис. 2 б. Числа $Re_{\text{вх}}$ на входе значительно превосходят значения чисел $Re_{\text{вых}}$ на выходе. Кривая $Re_{\text{вх}}$ имеет максимум при $\alpha = 83^\circ \div 84^\circ$.

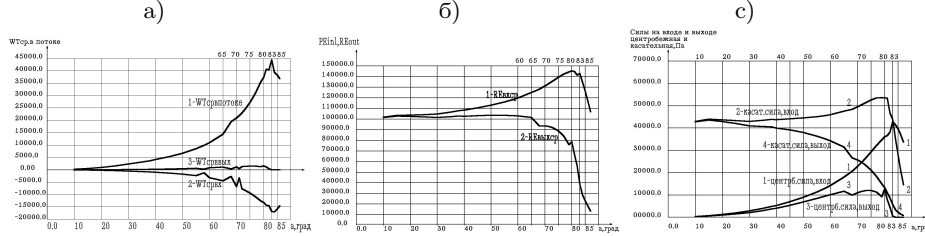


Рис. 2. а) Завихренности: средняя по потоку $W_{ср\text{потоке}}$ — 1, на входе $WT_{ср\text{вх}}$ — 2 и на выходе $WT_{ср\text{вых}}$ — 3; б) средние значения числа Рейнольдса на входе $Re_{ср\text{вх}}$ — 1 и выходе $Re_{ср\text{вых}}$ — 2; в) кривые сил центробежной $F_{\theta\text{вхср}}$ — 1, $F_{\theta\text{выхср}}$ — 3, и касательной $F_{z\text{вхср}}$ — 2, $F_{z\text{выхср}}$ — 4, на входе и на выходе из канала в зависимости от угла закрутки потока $\alpha = 10^\circ \div 87^\circ$.

На рис. 2 в представлены кривые касательной силы $F_{z\text{вхср}}$ и $F_{z\text{выхср}}$, наличие которых обусловлено заданным перепадом давления $P_{\text{вых}}/P_0 = 0,990$, и окружной силы $F_{\theta\text{вхср}}$ и $F_{\theta\text{выхср}}$, порождаемые заданной на входе закруткой. Силы касательная на входе $F_{z\text{вхср}}$ и центробежная на выходе $F_{\theta\text{выхср}}$ имеют максимум при $\alpha = 80^\circ$, а центробежная на входе $F_{\theta\text{вхср}}$ имеет максимум при $\alpha = 83^\circ$. Кроме того, касательная и центробежная силы на выходе равны при $\alpha = 80^\circ$, а на входе при $\alpha = 83^\circ$. Пересечение при $\alpha = 72^\circ$ кривых сил касательной на выходе $F_{z\text{выхср}}$ и центробежной на входе $F_{\theta\text{вхср}}$, что в диапазоне $\alpha = 72^\circ \div 87^\circ$ значения $F_{\theta\text{вхср}} > F_{z\text{выхср}}$, а в диапазоне $\alpha = 83^\circ \div 87^\circ$ значения центробежной силы на входе стали выше значений касательной на входе $F_{\theta\text{вхср}} > F_{z\text{вхср}}$. Однако, в диапазоне $\alpha = 80^\circ \div 87^\circ$ на выходе значения касательной силы выше центробежной $F_{z\text{выхср}} > F_{\theta\text{выхср}}$.

Из анализа поведения приведенных параметров следует, что закрученное течение является сильно завихренным, а достижение точек экстремума (максимума) этими параметрами в диапазоне $\alpha = 80^\circ \div 83^\circ$ указывает на то, что при $\alpha = 80^\circ$, по-видимому, происходит перестройка структуры течения.

2. Выполним сравнение решений, полученных для двух углов закрутки $\alpha = 79^\circ$ и $\alpha = 80^\circ$. Течение, полученное для $\alpha = 79^\circ$, не содержит особенностей. Течение, имеющее на выходе особенность в виде осесимметричного тороидального диска, получено для угла закрутки $\alpha = 80^\circ$. Проследить во времени процесс решения для угла закрутки $\alpha = 80^\circ$ от состояния течения в покое до результата – устойчивого закрученного течения, имеющего в выходном сечении тороидальный диск, можно получая промежуточные результаты в процессе установления решения во времени, т.е. решая нестационарную задачу.

При значении угла закрутки $\alpha = 79^\circ$, решение — это ламинарное течение потока в канале, единственной особенностью которого является утолщение линий тока посередине канала и смещение и сгущение линий тока к верхнему обводу канала на выходе. В случае закрутки $\alpha = 79^\circ$ заданная ошибка по давлению (рис. 3 а), величина $Er = 0,991 \cdot 10^{-6}$, была достигнута при числе итераций $Nt = 908500$. На рис. 3 б показано поле скоростей и фрагмент поля скоростей (рис. 3 в) закрученного течения воздуха при $\alpha = 79^\circ$.

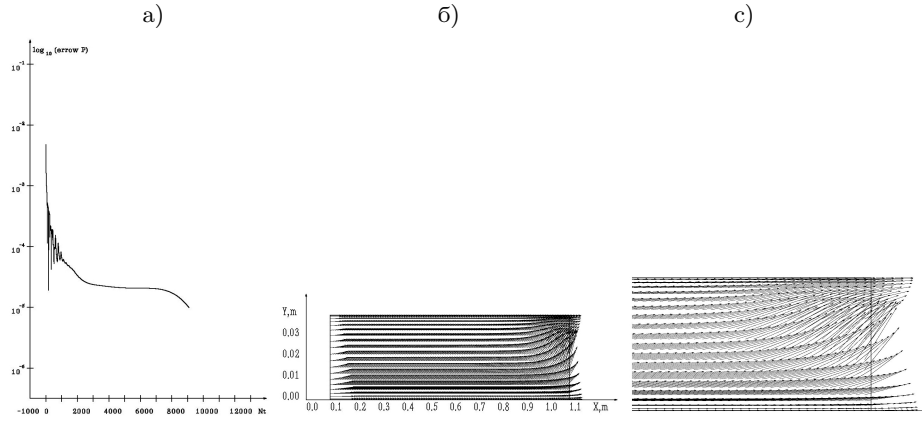


Рис. 3. Угол закрутки $\alpha = 79^\circ$. а) Время установления решения, б) поле скоростей для шага по времени $Nt = 908500$; в) фрагмент поля скоростей.

Решение при значении угла закрутки $\alpha = 80^\circ$ — это ламинарное, с элементами турбулентности, течение потока в канале, особенностями которого является сгущение линий тока на всей протяженности канала, посередине, между осью и верхней стенкой. Ближе к выходному сечению, около внешнего обвода канала, наблюдается смещение и сгущение линий тока, появление радиальной составляющей скорости и образование осесимметричного диска, обтекаемого потоком воздуха. В случае закрутки $\alpha = 80^\circ$ заданная ошибка по давлению, величина $Er = 0,299 \cdot 10^{-5}$, была достигнута при числе итераций $Nt = 1457300$, рис. 4а. На рис. 4б показано поле скоростей и фрагмент, рис. 4в, поля скоростей закрученного течения воздуха при $\alpha = 80^\circ$.

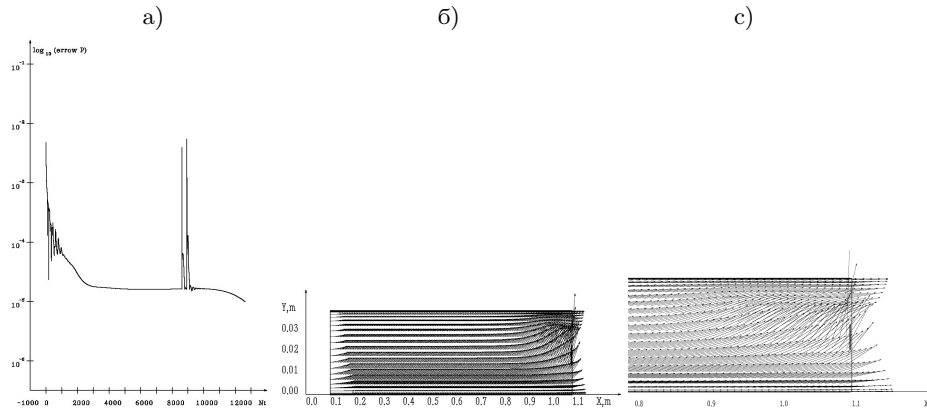


Рис. 4. Угол закрутки $\alpha = 80^\circ$. а) Время установления решения; б) поле скоростей для шага по времени $Nt = 1457300$. в) фрагмент поля скоростей. Шаг по времени изменялся от $Nt = 16900$ до $Nt = 1457300$.

Сравнение кривых установления решения по времени (рис. 3а и 4а) для углов закрутки $\alpha = 79^\circ$ и $\alpha = 80^\circ$ показало, что, в отличие от кривой для угла закрутки $\alpha = 79^\circ$, кривая установления для $\alpha = 80^\circ$ имеет область неустойчивости в районе шагов по времени $Nt = 893000 \div 940000$.

Проследить во времени процесс решения для угла закрутки $\alpha = 80^\circ$ от состояния течения в покое до результата — устойчивого закрученного течения, имеющего в выходном сечении тороидальный диск, можно получая промежуточные результаты в процессе установления решения во времени, т. е. решая нестационарную задачу. На рис. 5а показаны кривые средних значений давления на входе и выходе из канала в зависи-

мости от шага по времени Nt . Течение закрученного потока все время установления решения происходит в сторону повышенного давления $P_{\text{выхсп}} > P_{\text{вхсп}}$, что, согласно Прандтлю [12], может быть признаком наличия турбулентного течения. В диапазоне шагов $Nt = 16900 \div 180000$ наблюдается уменьшение значений давления до достижения минимума для $P_{\text{выхсп}}$ при $Nt = 90400$, а для $P_{\text{вхсп}}$ при $Nt = 160600$. Кроме того, кривая $P_{\text{выхсп}}$ имеет локальный максимум при $Nt = 850200$. Поведение кривых градиентов давления на входе, выходе, на оси, и градиент $(P_{\text{срвых}} - P_{\text{срвх}})$ изображено на рис. 5 б. Градиент давления вдоль верхнего обвода канала имеет отрицательные значения $DP_{\text{верх}} < 0$. Значения градиентов давления на входе $DP_{\text{вх}}$, $DP_{\text{вых}}$, $DP_{\text{оси}}$ и градиент $(P_{\text{срвых}} - P_{\text{срвх}})$ положительные. Максимальные значения при $Nt = 160000$ имеют градиенты $DP_{\text{вх}}$, $DP_{\text{оси}}$ и градиент $(P_{\text{срвых}} - P_{\text{срвх}})$. При $Nt = 850000$ локальный максимум имеет $DP_{\text{оси}}$ и его значения уменьшаются, а локальный минимум — $DP_{\text{вых}}$ и его значения увеличиваются. В диапазоне $Nt = 1006900 \div 1457300$ значения градиентов давления не изменяются.

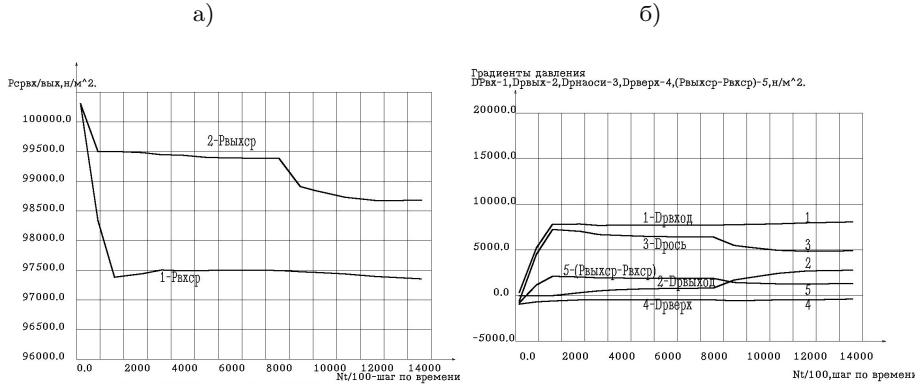


Рис. 5. а) Давление $P_{\text{срвх}}$ — 1 и $P_{\text{срвых}}$ — 2. б) Градиенты давления $DP_{\text{вх}}$ — 1, $DP_{\text{вых}}$ — 2, $DP_{\text{оси}}$ — 3, $DP_{\text{верх}}$ — 4, и $(P_{\text{срвых}} - P_{\text{срвх}})$ — 5, в процессе установления решения по времени. Шаг по времени изменялся от $Nt = 16900$ до $Nt = 1457300$. Угол закрутки $\alpha = 80^\circ$.

Течение, закрученное по закону твердого тела, отличается тем, что достигнув в диапазоне шагов $Nt = 16900 \div 180000$ точки экстремума, дальше параметры в процессе установления стационарного режима практически не изменяются. На рис. 6 а и 6 б приведены кривые завихренности средней по потоку, на входе и на выходе, и сил касательной, центробежной и трения на входе и на выходе из канала. Средняя по потоку завихренность увеличивается в диапазоне $Nt = 16900 \div 350000$ до максимального значения при $Nt = 360100$, затем незначительно уменьшается. Значения завихренности на входе отрицательные, а на выходе практически равны нулю, рис. 6 а. Касательная сила на входе значительно выше центробежной силы на входе. Увеличившись до максимального значения в диапазоне $Nt = 16900 \div 160600$, эти две силы незначительно увеличиваются в процессе установления, оставаясь параллельными друг другу. Значения касательной силы на выходе выше значений центробежной силы на выходе. Обе силы увеличиваются параллельно друг другу до шага $Nt = 850200$, при котором центробежная сила имеет точку минимума, и за которой начинает расти и в результате становится равной силе касательной на выходе.

Промежуточными результатами в процессе установления решения во времени для угла закрутки $\alpha = 80^\circ$ являются промежуточные результаты, полученные для разных шагов по времени. например поля скоростей. Проследим во времени, как изменяется закрученное течение в процессе решения от состояния течения в покое до окончательного результата.

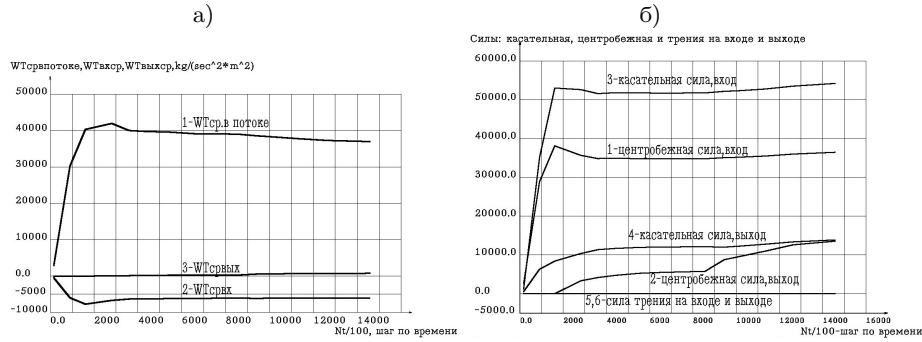


Рис. 6. а) Завихренности: средняя по потоку $W_{српот}$ — 1, на входе $W_{Тсрвх}$ — 2 и на выходе $W_{Тсрвых}$ — 3; б) силы: центробежная $F_{\theta вхср}$ — 1, $F_{\theta выхср}$ — 3, и касательная $F_{z вхср}$ — 2, $F_{z выхср}$ — 4, на входе и на выходе из канала в процессе установления решения по времени. Шаг по времени изменялся от $Nt = 16900$ до $Nt = 1457300$. Угол закрутки $\alpha = 80^\circ$.

Изменение поля скоростей течения, закрученного по закону твердого тела, в осесимметричном канале, в процессе установления решения по времени для шагов $Nt = 160600$ (а), 552200 (б), 751100 (с), 850200 (д) показано на рис. 7. Течение является завихренным и турбулентным, по каналу от входного сечения к выходному перемещается волна.

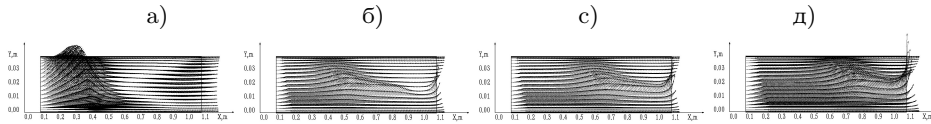


Рис. 7. Угол закрутки $\alpha = 80^\circ$. Поля скоростей в процессе установления решения по времени для шагов: а) $Nt = 160600$, б) $Nt = 552200$, в) $Nt = 751100$, д) $Nt = 850200$.

Поля скоростей течения в процессе установления решения по времени для шагов $Nt = 945400$, 1006900 имеют особенность в виде небольшого размера зоны возвратного течения, появившейся в средней части выходного сечения. На рис. 8 а показано поле скоростей для $Nt = 945400$, а на рис. 8 б, в — поле скоростей для $Nt = 1006900$ и фрагмент этого поля, рис. 8, в. Поле скоростей внутри канала изменяется незначительно: волна течения во второй половине канала движется к выходному сечению.

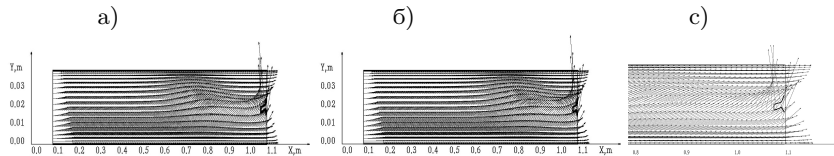


Рис. 8. Угол закрутки $\alpha = 80^\circ$. Поля скоростей в процессе установления решения по времени для шагов: а) $Nt = 945400$, б) $Nt = 1006900$, в) фрагмент поля скоростей для $Nt = 1006900$.

Изменение поля скоростей течения в процессе установления решения по времени для шагов $Nt = 1134400$, 1262600 приведено на рис. 9. При $Nt = 1134400$ особенность в виде небольшого размера зоны возвратного течения уменьшилась, рис 9 а. При $Nt = 1262600$ эта особенность превратилась в диск, рис. 9 б. Фрагмент этого поля с диском вблизи выходного сечения канала приведен на рис. 9 в. Течение внутри канала стабилизируется и становится ламинарным. Структура течения при $Nt = 1262600$ становится похожа на структуру потока при $\alpha = 79^\circ$. Но при $\alpha = 80^\circ$ имеется осесимметричный диск. Сравнение рис. 9 б поля скоростей для $Nt = 1262600$ с рис. 4, поля

скоростей течения при $Nt = 1457300$ (окончание установления решения), показало, что течения одинаковые.

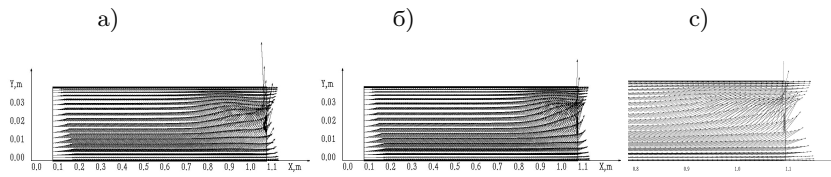


Рис. 9. Угол закрутки $\alpha = 80^\circ$. Поля скоростей в процессе установления решения по времени для шагов: а) $Nt = 1134400$, б) $Nt = 1262600$, в) фрагмент поля скоростей для $Nt = 1262600$.

Выводы. Имеем закрученное по закону твердого тела течение в осесимметричном канале, в трубе. Задаваемый на входе угол закрутки α изменялся от $\alpha = 10^\circ$ до $\alpha = 87^\circ$. Анализ поведения таких параметров, как давление, градиенты давления, силы касательная и центробежная, а также завихренность в зависимости от угла закрутки на входе, показал, что эти параметры имеют точки экстремума при достижении значения угла закрутки $\alpha = 80^\circ$. Полученное при значении угла закрутки $\alpha = 79^\circ$ решение (рис. 3) — ламинарное течение потока в канале, имеющее утолщение линий тока посередине канала, смещение и сгущение линий тока к верхнему обводу канала на выходе.

Выполнено изучение процесса установления решения для угла закрутки $\alpha = 80^\circ$. Шаг по времени изменялся от $Nt = 16900$ до $Nt = 1457300$. Получены для промежуточных пятнадцати шагов по времени промежуточные решения и данные для расчетов таких параметров, как давление, градиенты, завихренности, силы, скорости и т. д.

В результате для угла закрутки $\alpha = 80^\circ$ получено стационарное решение (рис. 4), имеющее вблизи выходного сечения особенность в виде осесимметричного диска, обтекаемого потоком воздуха. Проведенный анализ графиков (рис. 3 а, 4 а, 5 и 6) показал, что причиной перестройки ламинарного закрученного течения при $\alpha = 79^\circ$ в турбулентное при $\alpha = 80^\circ$, является достаточное превышение значений градиентов давления на входе и оси канала при $\alpha = 80^\circ$, такое, которое и привело к равенству касательной и центробежной сил на выходе из канала, и появлению вблизи выходного сечения осесимметричного диска, обтекаемого потоком воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. — ЖВМ и МФ, 1961, т. 1, № 3, с. 1020–1050. // *Godunov S. K., Zabrodin A. V., Prokopov G. P. The differential scheme for two-dimensional unsteady gas dynamic problems and a flow with departed air-blast calculation. — Computational mathematics and Mathematical physics Journal, Moscow, 1961, v. 1, № 3, p. 1020–1050.*
2. Дорфман Л. А. Численные методы в газодинамике турбомашин. Л.: Энергия, 1974. // *Dorfman L. A. Numerical Methods in Gasdynamical Turbo Machines. Leningrad: Energy, 1974. (In Russian.)*
3. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. М: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981, 368 с. // *Ovsyannikov L. V. The lectures of the foundations of gasdynamics. M.: Nauka. The main editorial office of physics-mathematics literature, 1981, p. 386.*

4. *Высотина В. Г.* Моделирование течения невязкого газа в осесимметричных каналах с поворотом потока на 180 и 540 градусов. — Матем. моделирование, 1996, т. 8, № 10, с. 25–34. // *Vysotina V. G.* Modelling of gas flow in the axisymmetrical channels with stream's turns on 180 and 540 degrees. — Math. Models Comput. Simul., 1996, v. 8, № 10, p. 25–34. (In Russian.)
5. *Shigeo Uchida, Yoshiaki Nakamura, Masataka Oshawa.* Experiments on the Axisymmetric Vortex Breakdown in a Swirling Air Flow. — Trans. Jap. Soc. Aeronaut and Space Sci., 1985, 27, № 78, p. 206–216.
6. *Sarpkaya T.* On stationary and travelling vortex breakdowns. — J. Fluid Mech., 1971, v. 45, pt. 3, p. 545–559.
7. *Grabowski W. J., Berger S. A.* Solutions of the Navier-Stokes equations for vortex breakdown. — J. Fluid Mech., 2002, v. 76, pt. 3, h. 525–544.
8. *Высотина В. Г.* Численное исследование структур распада вихря в длинной трубе. — Международная научная конференция по механике «Восьмые Поляховские чтения», 30 января–2 февраля 2018 г. Санкт-Петербург, Россия. Сборник тезисов, с. 103–104. // *Vysotina V. G.* The numerical investigation of structures of vortex breakdown in the long pipe. — International scientific conference on mechanics “The eighth Polyakhov’s reading”, January 30—February 2, 2018, Saint Petersburg, Russia, Book of abstracts, p. 103–104.
9. *Высотина В. Г.* Изучение появления турбулентности в закрученном течении воздуха в длинной трубе согласно признакам Прандтля. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2022, т. 29, в. 3, с. 262–275. // *Vysotina V. G.* Numerical modeling of Prandtl’s evidence of a turbulence appearance in a swirling air flow inside a long pipe. — OPPM Surv. Appl. Ind. Math., Moscow, 2022, v. 29 is. 3, p. 262–275.
bibitem10 *Высотина В. Г.* Численное моделирование развития турбулентности в закрученном течении воздуха. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2023, т. 30, в. 1, 9 с. // *Vysotina V. G.* The numerical modeling of a turbulence evolution in a swirling flow inside a long pipe. — OPPM Surv. Appl. Ind. Math., Moscow, 2023, v. 30, is. 1, 9 p. www.tvp.ru.
10. *Высотина В. Г.* Особенности структуры закрученного по закону твердого тела (вынужденный вихрь) течения воздуха в длинной трубе. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2019, т. 26, в. 3, с. 257–259. // *Vysotina V. G.* The structure’s peculiarity of the flow inside the long pipe in such type of swirling as forced vortex law at the entrance. — OPPM Surv. Appl. Ind. Math., Moscow, 2019, v. 26, is. 3, p. 257–259.
11. *Прандтль.* Гидроаэромеханика. М.: Издательство иностранной литературы, 1949, 520 с. // *Dr. Ludwig Prandtl.* Fuhrer durch die stromungslehre. Gottingen, 1944.
12. *Гунта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987, 588 с. // *Gupta A. K., Lilley D. G., Syred N.* Swirl Flows. Tunbridge Wells: Abacus Press, 1984, xiii+475 p.

Поступила в редакцию
23.VI.2024

Vysotina V. G. (Moscow, Review of applied and industrial mathematics). **The particularities of a turbulence appearance in a forced vortex swirl air flow inside a long pipe.**

Abstract: The results of numerical investigation of a turbulence appearance in a forced vortex swirl air flow inside an axisymmetric constant-radius tube are represented. The swirl angles were changed from 10° to 87° . The solid-body like rotation (forced vortex swirling) was set on at entrance in the long pipe. According to Prandtl's evidence an appearance of the turbulence and swirling structures which contains the "vortex breakdown" were obtained. As shown a structure reconstruction depended on the motion of swirl flow in the direction of the higher pressure in the exit section of a pipe. The values of overage parameters in the tube's entrance and exit, such as pressure and axial and radial pressure's gradients etc, were obtained. The structure's construction took place when fluent of entry and axis pressure's gradients achieved their maximum value in swirl angle $\alpha = 800$. The vortex breakdown in a form of an axisymmetric disk occurs in a tube's exit. Godunov's method was used for investigation.

Keywords: air, vortex breakdown, swirling, structure, constant angle, solid-body like rotation (forced vortex motion), long pipe, Godunov's method.