

Расчеты течения во вращающемся канале проводились для линейного входного профиля продольной составляющей скорости $w=1+2Kx$, соответствующего течению с близкой к нулю абсолютной завихренностью на входе. Поле течения при $K=0,2$ иллюстрируется на фиг. 2; распределения $w(x, y)$ (а) изображены для значений z , указанных выше для фиг. 1; профили $u(y)$ в плоскости $x=0$ (б) приведены для значений z с шагом 20/21, начиная с $z=25/42$; масштаб для w и u один и тот же. Сравнение фиг. 2, а с фиг. 1 показывает, что влияние вращения существенно: отрыв от стенки $x=-1$ подавляется, а у стенки $x=1$ развивается обширная зона с большими отрицательными значениями скорости. Максимальная скорость возвратного течения при $K=0; 0,1; 0,2$ составляет 11, 38, 48% W_m . Расстояние от точки отрыва до торцевой стенки в плоскости $y=0$, которое можно рассматривать как протяженность зоны возвратного течения, для тех же значений K соответственно равняется 3,8; 5,7; 6,4. С ростом K наблюдается тенденция к установлению однородности поля w вдоль оси вращения y , характерная для течений вращающейся жидкости, в том числе для течений во вращающихся каналах [3]. Фигура 2, б показывает, что в формировании поля течения важную роль играет перетекание жидкости в направлении оси x .

Автор признателен Е. М. Смирнову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев С. А., Смирнов Е. М. Течение вязкой жидкости во вращающемся канале с проницаемыми стенками (двумерное приближение) // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 5. С. 30–34.
2. Егоров Ю. Э., Колешко С. Б. Применение метода дробных шагов для численного решения уравнений несжимаемой вязкой жидкости в естественных переменных // Газодинамика и теплообмен. Л.: Изд-во ЛГУ, 1984. Вып. 8. С. 80–92.
3. Смирнов Е. М., Юркин С. В. О течении жидкости по вращающемуся каналу квадратного поперечного сечения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 24–30.

Ленинград

Поступила в редакцию
25.IV.1988

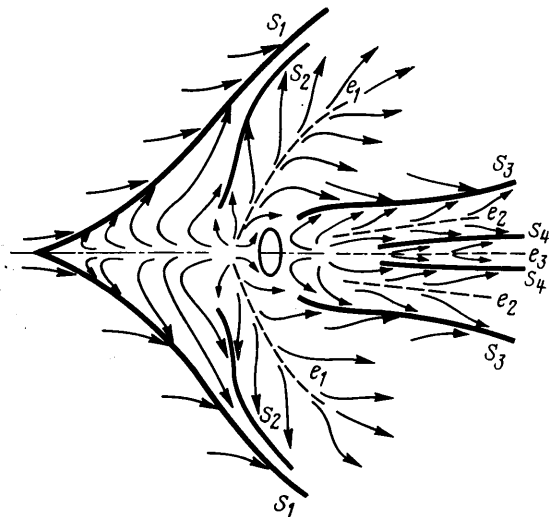
УДК 532.517.2

ГЛАГОЛЕВ А. И., ЗУБКОВ А. И., ЛЯГУШИН Б. Е., ПАНОВ Ю. А.

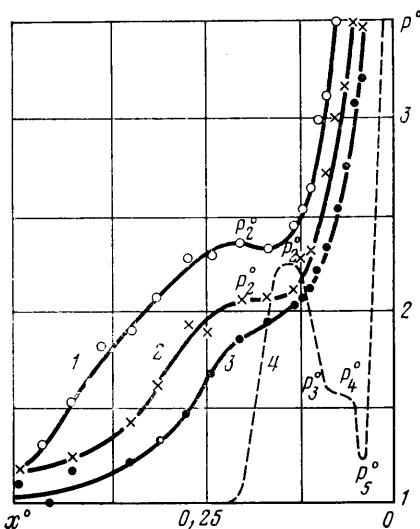
ОБТЕКАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПРЕПЯТСТВИЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА РЕБРАХ ДВУГРАННЫХ УГЛОВ

Проведено исследование обтекания сверхзвуковым потоком с числом $M=3$ и $P_0=1,2$ МПа цилиндрических препятствий, расположенных в плоскости симметрии на ребрах внешних и внутренних двугранных углов на расстоянии $l_0=140$ мм от передней кромки модели, состоящей из двух пересекающихся плоских заостренных пластин, при наличии турбулентного пограничного слоя на гранях угла. Линейный угол двугранного угла моделей γ изменялся дискретно от 45 до 310°. Использовались сменные цилиндры с диаметрами $d=16$ и 10 мм и переменной высотой $h=0-64$ мм. Модели были дренированы вдоль оси симметрии и лучей, исходящих из центра основания цилиндра и наклоненных к ребру модели под углами $\varphi=30, 60$ и 90°. Давление измерялось датчиками ИКД. Результаты измерения обрабатывались с помощью вычислительного комплекса ИВК-1. Обтекание модели фотографировалось через прибор Теллера. Перед экспериментом поверхность модели покрывалась маслясажеем раствором. После эксперимента распределение визуализирующего состава фотографировалось и проводились измерения размеров области отрывного течения, возникающего вблизи препятствия.

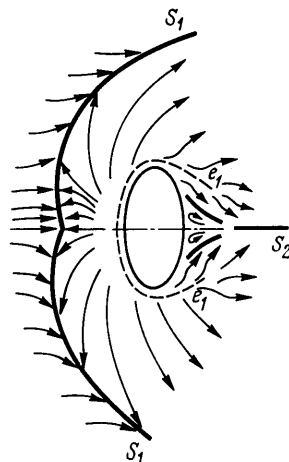
Обтекание сверхзвуковым потоком трехмерных препятствий на плоских и криволинейных поверхностях довольно хорошо изучено. Описание схемы течения и ее особенностей можно, например, найти в работах [1–3] и др. В общих чертах схема обтекания препятствий, расположенных на ребрах двугранных углов, остается такой же, как и обтекание препятствия на плоской пластине. Перед препятствием вследствие взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем происходит отрыв пограничного слоя и образование незамкнутого пространственного отрывного течения. На плоской пластине пограничный слой в каждом сечении однороден. Как показали исследования, результаты которых изложены, например, в [4–5], течение в пограничном слое в окрестности ребра носит сложный характер. Оно характеризуется не только утолщением пограничного слоя, но и образованием систем продольных вихрей. Характер пограничного слоя влияет на его взаимодействие со скачком уплотнения. Кроме того, затруднение растекания из области отрывного те-



Фиг. 1



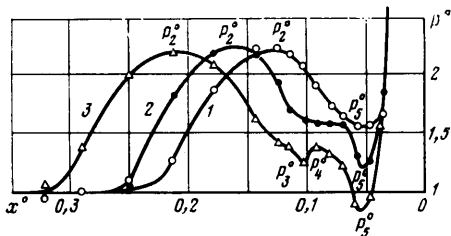
Фиг. 2



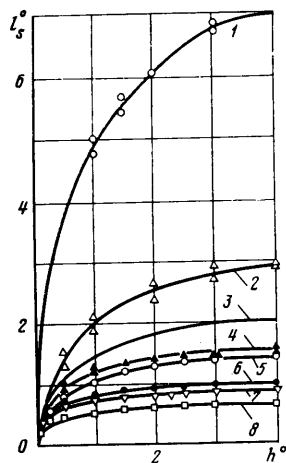
Фиг. 3

чения при $\gamma < 180^\circ$ или, наоборот, ускоренное растекание при $\gamma > 180^\circ$ влияют на структуру течения в самой области отрывного течения.

Действительно, исследование обтекания препятствий во внутренних углах выявило некоторые особенности. На фиг. 1 показана схема распределения визуализирующего состава на развертке на плоскость, полученная при $\gamma = 45^\circ$ и отношении $h/d = 3$ ($d = 10$ мм). Буквой S обозначены линии стекания, e — линии растекания, стрелками показано направление течения. По мере уменьшения угла γ от 180° (плоский случай) вблизи ребра на линии отрыва пограничного слоя S_1 возникает и увеличивается выступ. Длина зоны отрыва l_s , измеренная вдоль ребра от передней точки основания цилиндра до линии отрыва, увеличивается. В зоне отрыва появляется линия стекания S_2 , отсутствующая при $\gamma = 180^\circ$. За цилиндром возникают не две, как при $\gamma = 180^\circ$, а четыре линии стекания (S_3, S_4) и три линии растекания (e_2, e_3). Это свидетельствует о возникновении за цилиндром вблизи ребра систем вихревых жгутов. Увеличение длины зоны отрыва, на наш взгляд, объясняется тем, что высокоскоростная струя газа, возникающая вне зоны отрыва в системе скачков уплотнения [1–3], проникая в отрывную зону, не имеет возможности растекаться в боковом направлении и, обладая большим запасом энергии, далеко отодвигает линию отрыва вперед по потоку. Достигнув отрыва, эта масса газа разворачивается и растекается в боковых направлениях. На боковой грани она встречается с массой газа, идущей вдоль боковой грани от линии растекания e_1 . Сталкиваясь, эти два по-



Фиг. 4



Фиг. 5

тока образуют линию стекания S_2 и отрываются, образуя в пространстве отрывного течения вихревую пелену.

Отсутствие возможности растекания в боковых направлениях массы газа высоконапорной струи, идущей от основания цилиндра вдоль ребра навстречу набегающему потоку, не позволяет этой массе газа разогнаться до сверхзвуковых скоростей, как это имеет место при $\gamma=180^\circ$. Этот факт подтверждается измерением распределения давления вдоль ребра. На фиг. 2 показано распределение давления для случая $\gamma=45^\circ$ и величин $h^\circ=h/d=2$ (кривая 1), 1,4 (кривая 2) и 1 (кривая 3). Пунктиром показано распределение давления при $\gamma=180^\circ$ для $h^\circ=4$. Буквами обозначены характерные давления $P^\circ=P/P_1$, где P_1 — давление в набегающем потоке. По оси x отложено значение $x^\circ=x/l_0$. Начало координат — в передней точке основания цилиндра. О наличии сверхзвуковой зоны в области незамкнутого пространственного отрывного течения свидетельствует минимум давления $P_5^\circ \approx 1$ на кривой распределения давления. При $\gamma=45^\circ$ он отсутствует. Таким образом, при малых углах раскрытия двугранного угла в области незамкнутого отрывного течения перед препятствием сверхзвуковые зоны отсутствуют. Что касается критического перепада давления P_2° в скачке уплотнения, вызывающем отрыв пограничного слоя вблизи ребра, или величины давления P_2° , называемой также давлением на плато, то ее величина слабо зависит от величины γ , скорее она зависит от соотношения величин d/δ или h/δ , где δ — толщина пограничного слоя. Однако распределение давления в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем и отрыва последнего отличается от случая $\gamma=180^\circ$. При малых углах γ наклон кривых распределения давления к оси x° значительно меньше, чем кривых при $\gamma=180^\circ$, т. е. при уменьшении γ градиенты давления на участке изменения давления от P_1° до P_2° уменьшаются. Возможно, это частично объясняется тем, что пограничный слой вблизи ребра при уменьшении γ утолщается и возрастает его пристенный ламинарный подслой, который, как известно, не может выдерживать резкие градиенты давления.

Исследование обтекания сверхзвуковым потоком препятствий, расположенных на ребрах внешних двугранных углов ($\gamma > 180^\circ$), показало, что структура течения в области отрывного течения более проста, чем при $\gamma < 180^\circ$. На фиг. 3 показана схема распределения визуализирующего состава поверхности модели с $\gamma=300^\circ$ и $h^\circ=4$ в развертке на плоскость. В окрестности ребра на линии отрыва пограничного слоя S_1 наблюдается впадина. Это объясняется тем, что высоконапорная струя газа быстро растекается в боковых направлениях и не проникает глубоко в отрывную зону. За цилиндром нет сложной системы вихрей, а имеется замкнутая область донного течения с парой противоположно вращающихся вихрей. Распределение давления вдоль лучей с $\varphi=0, 30$ и 60° (кривые 1, 2, 3) по боковой поверхности модели для случая $\gamma=270^\circ$ и $h^\circ=4$ представлено на фиг. 4. Исследования показали, что при увеличении угла γ минимум давления $P_5^\circ \approx 1$, соответствующий местной сверхзвуковой зоне, постепенно исчезает на кривой 1 и смещается на кривую 2, а затем на кривую 3. По мере увеличения угла γ происходит все более резкое растекание высоконапорной струи газа в боковых направлениях и ее разгон до сверхзвуковых скоростей на некотором удалении от ребра угла. Таким образом, при увеличении γ от 180 до 360° происходит распад местной сверхзвуковой зоны в области незамкнутого пространственного отрывного течения на две области, расположенные по обе стороны от ребра и смещающиеся в боковых направлениях по мере возрастания угла раскрытия. Что касается величины P_2° , то существенного влияния на нее величины γ не отмечено.

В заключение на фиг. 5 приведены зависимости относительной длины зоны

отрыва $l_s^\circ = l_s/d$ от соотношения $h^\circ = h/d$. Цифрами 1-8 обозначены значения угла γ соответственно 45, 90, 180, 208, 220, 270, 300 и 315°. По мере увеличения h° при всех γ кривые сначала резко возрастают (до $h^\circ \approx 1$), затем плавно выходят ($h^\circ \approx 4$) на свои предельные значения $l_s^\circ = l_s^*$. Зависимость $l_s^* = f(\gamma^\circ)$ при $M=3$ может быть записана простой формулой $l_s^* = 728/(\gamma^\circ + 38) - 1,42$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 121-125.
2. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 20-24.
3. Авдучевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 25-33.
4. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Вязкие пространственные течения в угловых конфигурациях // Успехи механики. 1984. Т. 7. Вып. 1. С. 109-136.
5. Корнилов В. И., Харитонов А. М. О развитии поперечных течений в пограничном слое при продольном обтекании прямого двугранного угла // ПМТФ, 1979. № 1. С. 72-78.

Москва

Поступила в редакцию
22.IV.1988

УДК 532.546

ПАНКОВ В. Н.

ВЛИЯНИЕ ПОСЛОЙНОЙ СООБЩАЕМОСТИ НЕОДНОРОДНЫХ ПЛАСТОВ НА ОБЪЕМ ЦЕЛИКОВ ОСТАТОЧНОЙ НЕФТИ

Для пластов типа «слоеного пирога», неоднородность которых подчиняется случайному распределению (Пирсона), проведен расчет предельно-равновесных целиков остаточной нефти, обладающей начальным градиентом давления. При расчетах предполагается, что в направлении напластования пласты обладают полной гидродинамической разобщенностью. Проведено параметрическое исследование объема целиков для двух задач (пятиточечной схемы площадного заводнения и одиночной скважины в круговом пласте), а также сравнение с результатами расчетов для пластов с идеальной послойной сообщаемостью.

Одной из форм залегания остаточной нефти в продуктивных пластах являются целики [1]. Изложенная в [2] модель предельно-равновесных целиков остаточной нефти, обладающей начальным градиентом давления, построена для тонкого слоисто-неоднородного пласта с идеальной послойной гидродинамической сообщаемостью. Однако продуктивные пласты зачастую обладают анизотропной структурой и их послойная сообщаемость затруднена. Наиболее простой способ исследовать влияние послойной сообщаемости - рассмотреть другой предельный случай слоисто-неоднородного пласта - с полной гидродинамической разобщенностью между слоями. В задачах теории фильтрации впервые такие схемы предельной анизотропии введены в [3].

В слоисто-разобщенных пластах отдельные прослои будут сообщаться между собой только через скважины, которые должны вскрывать пласт по всей толщине. Расчет целиков остаточной нефти при таком допущении сводится к последовательному определению объема нефти для каждого прослоя и интегрированию полученных объемов по всей толщине пласта с соблюдением условия одинаковости перепада давления между нагнетательными и добывающими скважинами для всех прослоев.

Главным этапом расчета целиков остаточной нефти для всего слоисто-разобщенного пласта является расчет целика для каждого изолированного прослоя. Этот расчет при известных допущениях можно свести к решению уравнений [4]

$$\begin{aligned} s=1, \Delta p(x, y) &= 0, |\nabla p| > G, (x, y) \in D_1 \\ 0 < s < 1, |\nabla p| &= G, \operatorname{div}(s(x, y) \nabla p) = 0, (x, y) \in D_2 \\ s=0, |\nabla p| &< G, (x, y) \in D_3 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\beta_0(B_0) = \iint_{(D)} (1-s(x, y)) dx dy, \quad B_0 = \frac{\delta p}{GL}$$