

03.1

Метастабильные отрывные структуры при турбулентном обтекании круглых и овальных лунок

© С.В. Гувернюк, А.Ю. Чулюнин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
E-mail: guv@imec.msu.ru

Поступило в Редакцию 22 мая 2019 г.

В окончательной редакции 31 мая 2019 г.

Принято к публикации 31 мая 2019 г.

Описаны механизмы, определяющие структуру отрывного турбулентного обтекания несжимаемой жидкостью овальной в плане цилиндросферической каверны, расположенной на плоской стенке поперек прямоугольного канала. В случае коротких каверн, включая полусферическую лунку, существует три равновесных состояния осредненного по Рейнольдсу течения: одно симметричное и два зеркально-несимметричных „моносмерчевых“. При этом несимметричные состояния являются метастабильными, а симметричное — неустойчивым, поэтому действительное обтекание таких каверн имеет характер спонтанных аperiодических переключений между двумя несимметричными метастабильными состояниями. С увеличением длины каверны происходит стабилизация симметричного состояния течения, а возможные несимметричные равновесные состояния становятся неустойчивыми. В результате действительное обтекание приобретает квазистационарный характер. При дальнейшем увеличении длины каверны квазистационарный характер обтекания сохраняется, но усложняется топология структуры внутренних течений в каверне.

Ключевые слова: численное моделирование, отрывные течения, вихревые структуры, лунки.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.17.48224.17887

Рассматривается турбулентное обтекание вязкой несжимаемой жидкостью каверны в виде овальной в плане траншеи на стенке плоскопараллельного канала прямоугольного поперечного сечения. Траншея расположена на нижней стенке канала симметрично по отношению к его боковым стенкам и представляет собой две половинки полусферической лунки радиуса R , соединенные между собой полуцилиндрической вставкой, длина которой C варьируется от 0 до $6R$, а ось остается перпендикулярной боковым стенкам канала. Два указанных параметра полностью характеризуют геометрию траншеи: глубина $h = R$, ширина в плоскости стенки канала $D = 2R$, длина $L = C + 2R$. Безразмерная относительная глубина траншеи $\Delta = h/D$ постоянна, а удлинение цилиндрической вставки $\lambda = C/D$ изменяется. Характерное число Рейнольдса Re_D определяется по скорости внешнего набегающего потока и ширине траншеи D . При $\lambda = 0$ получается обычная полусферическая лунка с $\Delta = 0.5$.

Вопросам обтекания сферических лунок с острыми и скругленными входными кромками посвящена обширная литература. По величине параметра Δ условно различают мелкие ($\Delta < 0.125$), умеренные ($0.125 < \Delta < 0.25$) и глубокие ($\Delta > 0.25$) лунки. В мелких лунках течение безотрывное, а в умеренных возникают характерные вихревые структуры в виде симметричной двухъячейстой области рециркуляционного течения. Соответствующие течения наблюдаются в экспериментах и хорошо воспроизводятся в рамках вычислительных технологий URANS. Однако расчет глубоких лунок вызывает затруднения, поскольку их отрывное

обтекание может иметь неоднозначную структуру, а также быть нестационарным. В работе [1] в рамках вычислительной технологии URANS показано, что в переходном диапазоне от умеренной к глубокой лунке $0.2 < \Delta < 0.26$ нарушается однозначность результирующего течения. Это выражается в том, что для одних и тех же значений Δ и остальных определяющих параметров задачи установившееся отрывное течение может выглядеть и как симметричная двухъячейстая вихревая структура, и как несимметричная „моносмерчевая“. Более детальное исследование [2] турбулентного обтекания сферической лунки ($\Delta = 0.26$, $Re_D = 40\,000$) с помощью вычислительной технологии LES подтвердило формирование несимметричных отрывных структур, однако в отличие от предсказаний URANS эти структуры оказались нестационарными, причем картины течения, полученные осреднением численного решения задачи за короткие промежутки времени, показывают существование двух чередующихся „моносмерчевых“ структур, отклоненных от направления основного внешнего потока на углы $\pm 45^\circ$. В то же время длительное осреднение дает симметричную картину обтекания лунки [2]. Экспериментальные результаты [3] для лунки с такими же, как в работе [2], геометрическими и режимными параметрами подтвердили нестационарный переключаемый характер действительного течения. В частности, отмечено, что переключения происходят между двумя наклонными вихревыми структурами и являются „не совсем периодическими“, тем не менее предпринималась попытка определить характерную частоту таких переключений. В экспериментах [4] идентифици-

рован переключаемый аperiodический характер обтекания глубокой лунки ($\Delta = 0.5$) и показана возможность управления обтеканием с помощью малоразмерного придонного рецептора, обеспечивающего стабилизацию каждого из двух возможных несимметричных состояний течения. Кроме того, более протяженная продольная перегородка в лунке обеспечивала стабилизацию симметричной двухъячейной структуры, характерной для лунок умеренной глубины. Такое управление позволило осуществить масло-сажевую визуализацию всех трех перечисленных равновесных состояний течения в полусферической лунке. Аналогичные результаты получены при численном моделировании [5]. В рамках технологии URANS подтверждена возможность с помощью придонного мини-рецептора стабильно воспроизводить любую из возможных моносмерчевых структур в полусферической лунке, а также стабилизировать симметричное рециркуляционное течение в лунке за счет продольных перегородок большого размера. Следует подчеркнуть, что стабилизированное с помощью управления симметричное течение существенно отличается от симметричных картин растекания саже-масляной пленки в экспериментах [4] без применения управления. Действительное¹ обтекание глубоких сферических лунок без управления является нестационарным и имеет характер нерегулярных переходов между несимметричными метастабильными состояниями течения. Недавние LES-расчеты [6] явно указывают на то, что доминирующую часть времени при обтекании глубокой лунки занимают два состояния течения с наклонным одноядерным вихрем, который спонтанно изменяет свою ориентацию внутри углубления относительно направления внешнего потока. Этот нестационарный переключаемый режим принципиально не может быть воспроизведен в рамках вычислительной технологии URANS. Тем не менее структуры течений, соответствующих интервалам метастабильных состояний действительного обтекания лунки, вполне успешно могут воспроизводиться с помощью URANS-подхода.

Далее приводятся результаты исследования турбулентного обтекания овальной траншеи. По сравнению с вариантом полусферической лунки в задаче появляется дополнительный безразмерный параметр λ , характеризующий удлинение траншеи. Представленные решения построены с помощью вычислительной технологии URANS в диапазоне $0 < \lambda < 4$ при $Re_D = 80\,000$. Выявлено три различных режима течения, в соответствии с этим далее различаются короткие, умеренные и длинные траншеи.

Для замыкания уравнений Рейнольдса использовалась двухпараметрическая дифференциальная модель переноса сдвиговых напряжений Ментера [7], которая широко применяется при решении задач подобного класса [1,2,5,8]. Размеры расчетной области соответствовали геометрии канала с каверной на нижней стенке. Высота

¹ В физическом эксперименте или при моделировании вихреразрешающими численными методами.

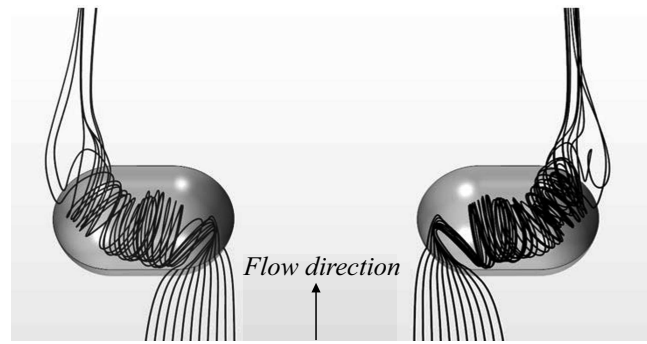


Рис. 1. Одноядерные несимметричные вихревые структуры при обтекании короткой траншеи при $\lambda = 0.5$.

канала $0.83D$. Расстояние от боковой стенки канала до ближайшей кромки траншеи составляло $1.5D$ при всех λ . Входная граница расчетной области располагалась на расстоянии $4.5D$ от передней кромки траншеи, выходная — на расстоянии $4.5D$ вниз по потоку от задней кромки. При разбиении расчетной области на контрольные объемы применялась неструктурированная расчетная сетка многогранной формы. Средний линейный размер ячеек внутри траншеи равнялся $7 \cdot 10^{-3}D$, а для ячеек в ядре потока — $5 \cdot 10^{-2}D$. Пристеночный шаг задавался равным $10^{-4}D$. Общее число контрольных объемов составляло от 4 до 9 млн в зависимости от величины параметра λ . На входной границе канала задавался равномерный профиль скоростного напора q . На выходной границе ставились „мягкие“ граничные условия с постоянным давлением $p = p_{out}$, на всех внутренних твердых границах — условия прилипания. Временной шаг составлял 0.01. Процедура осреднения начиналась с момента выхода решения на квазистабильный режим и выполнялась в течение 200 характерных времен.

Обтекание траншеи малого удлинения аналогично обтеканию сферической лунки. На рис. 1 представлена компьютерная визуализация двух характерных состояний течения для $\lambda = 0.5$ с ярко выраженными наклонными одноядерными вихревыми структурами, начинающимися на внутренних стенках концевых сферических скруглений траншеи и выходящими во внешнюю пристеночную область течения в районе противоположных концов траншеи. Для воспроизведения в расчете URANS обоих указанных равновесных состояний течения использовалось управление в виде внесения искусственных возмущений в начальные условия течения перед входной кромкой траншеи.

При переходе к более длинным кавернам картина существенно меняется. Вместо двух равновозможных одноядерных несимметричных вихревых структур (рис. 1, $\lambda = 0.5$) остается одна симметричная двухъядерная структура, берущая начало на внутренних стенках концевых скруглений и выходящая во внешний поток через центральную часть над задней кромкой траншеи (рис. 2, а, $\lambda = 1.5$). Отсутствие других равновесных

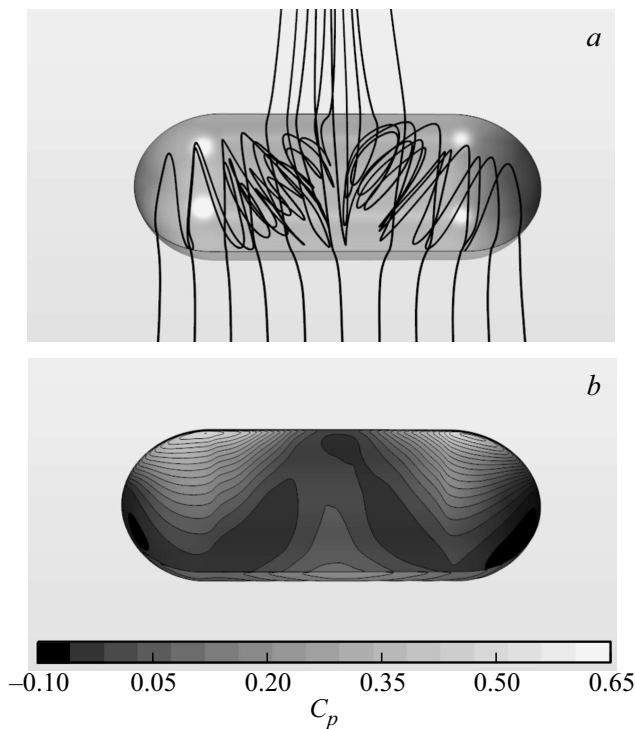


Рис. 2. Обтекание траншеи умеренной длины при $\lambda = 1.5$. *a* — двухъядерная симметричная вихревая структура, *b* — распределение коэффициента давления $C_p = (p - p_{out})/q$.

состояний течения может означать, что действительное обтекание такой каверны будет квазистационарным. Полученное течение в траншее умеренной длины можно интерпретировать как столкновение двух встречных закрученных струй от противоположных концов траншеи. Подпитка расхода этих струй осуществляется вдоль стенок траншеи за счет притока из внешнего потока в районе задних кромок концевых скруглений, о чем свидетельствует расположение зон повышения давления на стенках каверны (рис. 2, *b*). Из-за достаточно большого удлинения траншеи эти струи на пути друг к другу успевают ослабеть настолько, что ни одна из них не способна подавить другую и сформировать „моносмерчевую“ структуру, распространяющуюся вдоль всего размаха траншеи, подобную тем, которые наблюдаются в сферической лунке и в коротких траншеях. В результате происходит слияние встречных закрученных струй с последующим разворотом на 90° и истечением во внешний спутный поток в виде единой незакрученной струи (рис. 2, *a*). При этом завихренность, связанная с закруткой струй внутри траншеи до их слияния, остается в указанной незакрученной струе в виде сдвигового профиля продольной скорости.

Увеличение параметра λ приводит к дальнейшим качественным изменениям структуры обтекания траншеи. На рис. 3, *a* представлена расчетная картина течения при $\lambda = 3$. Это течение также симметричное, но имеет качественные отличия от предыдущего случая. Между

встречными закрученными струями, распространяющимися от противоположных концов траншеи, появляется буферная структура в виде двух вторичных закрученных струй, распространяющихся в разные стороны от плоскости симметрии траншеи. Подпитка расхода в этих вторичных струях осуществляется из внешнего потока над центральной частью траншеи. Часть слоя смешения разворачивается и заходит внутрь, образуя вихреисточник в плоскости симметрии траншеи. В результате периферийные закрученные струи от противоположных концов траншеи сталкиваются не между собой, а со встречными центральными струями. В местах столкновения этих струй на некотором расстоянии слева и справа от плоскости симметрии траншеи происходит их слияние и разворот на 90° с образованием двух незакрученных струй, истекающих во внешний спутный поток (рис. 3, *a*). При этом расход среды в периферийных струях поддерживается за счет притока вдоль поверхности концевых скруглений траншеи, а центральные струи питаются от притока среды из слоя смешения над центральной частью траншеи. Об этом свидетельствует наличие трех характерных зон повышения давления на стенках каверны (рис. 3, *b*).

Таким образом, забор среды в глубокую овальную траншею может происходить либо поочередно в области концов каверны с выходом наружу у противоположных концов (сферические лунки и короткие траншеи), либо одновременно с обоих концов (умеренные и длинные траншеи) с выходом в спутный поток из срединной части траншеи. При этом в случае длинных траншей

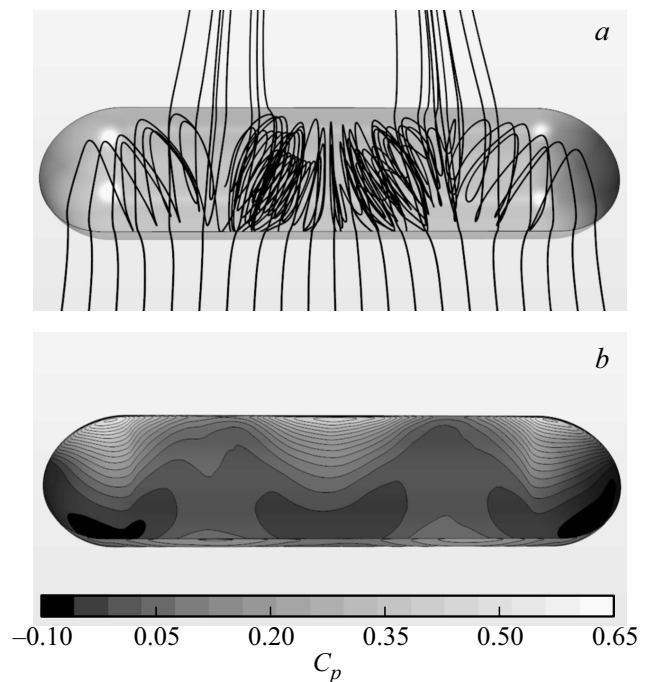


Рис. 3. Обтекание длинной траншеи при $\lambda = 3$. *a* — четырехъядерная симметричная вихревая структура, *b* — распределение коэффициента давления.

возможен дополнительный забор среды из слоя смешения над их центральной частью, что приводит к образованию буферной зоны между встречными концевыми струями. Можно ожидать, что действительное турбулентное обтекание длинных и умеренных траншей будет квазистационарным с особенностями внутренней структуры, описанными в настоящей работе. Наряду с этим действительное обтекание коротких траншей будет нестационарным со спонтанными аperiodическими переключениями между двумя равновесными несимметричными состояниями (как на рис. 1, *a*), являющимися метастабильными.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-01-00242).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Isaev S.A., Leont'ev A.I., Kudryavtsev N.A., Pyshnyi I.A.* // High Temp. 2003. V. 41. N 2. P. 229–232.
- [2] *Turnow J., Kornev N., Isaev S., Hassel E.* // Heat Mass Transf. 2011. V. 47. N 3. P. 301–313.
- [3] *Voskoboinick V., Kornev N., Turnow J.* // Flow Turbulence Combust. 2013. V. 90. N 4. P. 709–722.
- [4] *Гувернюк С.В., Зубин М.А.* О структуре пристеночных течений при турбулентном обтекании полусферических лунок // Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках. СПб.: Свое издательство, 2015. С. 120–121.
- [5] *Чулюнин А.Ю., Кубенин А.С., Сыроватский Д.А.* // ДАН. 2017. Т. 473. № 5. С. 552–556.
- [6] *Kasper R., Deponte H., Michel A., Turnow J., Augustin W., Scholl S., Kornev N.* // Int. J. Heat Fluid Flow. 2018. V. 71. P. 68–79.
- [7] *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* // Turbulence, heat and mass transfer 4 / Eds K. Hajalic, Y. Nogano, M. Tummers. Begell House, Inc., 2003. P. 625–632.
- [8] *Исаев С.А., Баранов П.А., Судаков А.Г., Попов И.А., Усачов А.Е.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 7. С. 32–39.