

УДК 532.627.2

Экспериментальное исследование структуры течения в одиночной траншейной лунке*

В.И. Терехов^{1,2}, В.В. Терехов¹, И.А. Чохар¹, Н. Ян Лун^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный технический университет

E-mail: yln1999@mail.ru

Описана методика и приведены результаты экспериментального исследования аэродинамической структуры турбулентного обтекания, флуктуаций скорости и полей давления на поверхности одиночной траншейной лунки, расположенной на стенке плоского прямоугольного канала. Траншейная лунка в поперечном сечении представляет собой цилиндрический сегмент с полусферами на ее краях. Измерения проведены двухкомпонентным лазерно-доплеровским измерителем скорости при двух углах наклона лунки относительно направления потока $\varphi = 0$ и 45° . Изучено развитие течения в поперечном к траншее направлении, а также по ее размаху. Показано принципиальное различие полей скорости и их пульсаций в траншее, расположенной нормально и под углом к потоку.

Ключевые слова: аэродинамика, одиночная траншейная лунка, отрыв потока, поля давлений, пульсации скорости.

Введение

Проблема интенсификации теплообмена в каналах не теряет актуальности на протяжении последнего столетия. Существует большое количество методов усиления обменных процессов, как правило, за счет модификации поверхностей. Физические принципы, положенные в основу этих методов, кроме развития поверхности теплообмена, базируются на создании высокотурбулентных отрывных и вихревых зон с крупномасштабными структурами, которые разрушают пограничный слой, что вызывает интенсификацию процессов смешения. Однако возрастающие при этом гидравлические потери могут значительно снизить величину параметра теплогидравлической эффективности. Этот параметр определяется отношением уровня интенсификации теплообмена к росту гидравлических потерь, поэтому при создании новых методов интенсификации теплообмена важное значение имеет проблема снижения аэродинамического сопротивления.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 21-19-00162).

Существует достаточно много способов увеличения теплосъема с единицы теплообменной поверхности за счет ее модификации с помощью различных преград и каверн, однако при этом, как правило, гидравлические потери растут гораздо быстрее, чем теплоотдача [1, 2]. Как показали многочисленные экспериментальные и численные исследования, этого недостатка лишены поверхности с полусферическими впадинами (лунками), гидравлическое сопротивление которых растет незначительно, а коэффициент теплогидравлической эффективности может превышать единицу [2–4]. Еще более способствуют интенсификации теплообмена так называемые траншейные лунки, представляющие собой удлиненную цилиндрическую канавку с полусферическими закруглениями на краях. Результаты численных исследований [5, 6] свидетельствуют о том, что такие поверхности дают опережающий рост теплопередачи в сравнении с гидравлическими потерями, данный эффект назван аномальной интенсификацией теплообмена. Значительный рост теплоотдачи объясняется особенностями формирования поля течения в наклонных траншеях. В отличие от известных данных о структуре обтекания цилиндрических каверн, ориентированных нормально к направлению потока $\varphi = 90^\circ$ [1], а также полусферических лунок [2, 7, 8], в наклонных канавках возрастает интенсивность возвратного рециркуляционного течения, скорость которого может достигать 70 % от значения в ядре потока. Кроме того, численные исследования показали, что наклонные траншеи приводят к формированию мощных вторичных течений, скорость которых может превышать значение скорости в ядре течения [2, 7].

Экспериментальные исследования аэродинамики и теплообмена одиночной овально-траншейной лунки до настоящего времени практически не проводились. Исключение составляют работы [9–11], где представлены результаты измерений полей давления и визуализации течения в траншейных лунках различных удлинений и углов наклона к оси канала.

В работе [9] экспериментально изучена топология течения в траншеях, расположенных перпендикулярно оси канала, при вариации их длины вплоть до полусферических лунок. Отмечено наличие большого количества возможных сценариев развития отрывных потоков, существование которых зависит от геометрии лунок. Для коротких каверн, в том числе и в полусферической лунке, наблюдаются три равновесных состояния: одно симметричное и два зеркально-несимметричных «моносмерчевых». При этом несимметричные состояния являются метастабильными, а симметричное — неустойчивым. По этой причине обтекание таких каверн имеет характер спонтанных апериодических переключений между двумя несимметричными метастабильными состояниями. По мере увеличения длины каверны наблюдается стабилизация симметричного состояния течения.

Переключательный режим течения впервые был обнаружен в работе [12] при изучении обтекания цилиндрической каверны, расположенной на поверхности канала. Для полусферической каверны этот режим был описан в работе [7], а в [8] показан существенный вклад квазипериодического характера течения в интенсификацию теплообмена в области за сферической лункой.

В работе [10] проведено подробное исследование полей давления на поверхности одиночной лунки протяженностью $L/D = 5$ при двух значениях ее глубины $\Delta/D = 0,25$ и $0,5$, что в общепринятой классификации соответствует мелким и глубоким лункам. Эксперименты проводились в относительно высоком канале при отношении глубины траншеи к высоте канала $\Delta/H = 0,0375$ и $0,075$ при числе Рейнольдса по ширине траншеи $Re_D = 3,1 \cdot 10^5$. Угол наклона траншеи изменялся во всем возможном диапазоне —

от нормально расположенной к потоку траншеи до случая ее продольного обтекания $\varphi = 0-90^\circ$. Для визуализации течения на поверхности овально-траншейной лунки использовался метод сажемасляной пленки. При нормальной ориентации траншеи к направлению потока ($\varphi = 0$) давление вдоль лунки практически постоянно. По мере ее поворота относительно оси распределение давления становится неравномерным по размаху траншеи, так что разрежение во входной полусферической области начинает увеличиваться, а в области выхода из лунки растет избыточное давление. В поперечном к оси траншеи направлении наибольшее разрежение после отрыва потока достигается при $\varphi = 45^\circ$. Показано существенное влияние глубины и угла наклона траншеи на структуру течения. Авторами работы [10] предложен критерий, с помощью которого удалось приближенно описать интенсивность возникающего возвратного течения в траншее при ее обтекании под различными углами наклона.

В работе [11] представлены результаты экспериментального исследования полей давления в траншее и ее окрестности при развитом течении в щелевом канале с $\Delta/H = 0,165$ при изменении угла ее наклона к направлению потока. Показан сложный характер изменения коэффициентов давления в продольном и поперечном сечениях траншеи. Коэффициент давления в поперечном сечении в области за передней кромкой вплоть до оси траншеи близок к нулю, и далее он возрастает к задней кромке за счет торможения потока. В продольном направлении вдоль большой оси траншеи распределение давления носит седлообразный характер с двумя максимумами в районе полусферических закруглений траншеи. В области выхода из траншеи наблюдаются периодические изменения давления, характерные для течений с вихрями Тейлора – Гертлера.

Кроме указанных факторов, сильное влияние на структуру отрывного течения может оказывать относительная высота канала. Известно [1–3], что наиболее сильная интенсификация теплоотдачи при использовании лунок имеет место в узких каналах. Этот важный в прикладном аспекте вывод послужил обоснованием для проведения цикла исследований структуры течения при обтекании одиночной траншеи в плоском канале, результаты которого представлены в настоящей работе.

1. Экспериментальная установка и методы измерений

Рабочий участок представлял собой канал прямоугольной формы с поперечным сечением 20×150 мм и длиной 800 мм. Исследуемая траншея располагалась на поворотном круге, центр которого отстоял на 600 мм от начала канала. К данному сечению в канале формировался развитой пограничный слой с относительной толщиной вытеснения $2\delta^*/H = 0,137$, что близко к параметрам турбулентного развитого течения с показателем степени $n = 1/7$. Расход воздуха через канал измерялся с неопределенностью не выше 0,2 %. По этой величине определялось значение среднemasсовой скорости U_m , которая использовалась при расчете коэффициента давления и для представления опытных данных в безразмерной форме.

Измерение распределения давлений непосредственно на поверхности траншеи, а также до и после нее, проводилось через 32 отборника давления с диаметром отверстий 0,6 мм. В поперечном к большой оси направлении траншеи было 5 отверстий, в продольном — 21. Остальные отверстия располагались в области до и после траншеи. С учетом удвоения измерительных точек за счет неравномерности шага расположения отборников давления и поворота платформы на 180° их число составляло 9 и 41 для указанных направлений.

Измерение давлений выполнено дифференциальным методом между измеряемой и контрольной точками $\Delta p = p_i - p_0$. Контрольная точка располагалась на той же стенке, что и траншея, на расстоянии 85 мм до оси поворотной платформы. В дальнейшем при обработке данных значения перепадов давления приводились к контрольной точке, расположенной непосредственно перед передней кромкой траншеи. Перепады давления Δp на лунке измерялись электронным дифференциальным манометром ДМ2 с точностью 0,1 Па. Коэффициент давления определялся по следующей формуле:

$$C_p = 2\Delta p / (\rho U_m^2),$$

где U_m — среднemasовая скорость в канале, ρ — плотность воздуха.

Плотность воздуха рассчитывалась по температуре воздуха в канале, измеряемой платиновым термометром сопротивления с точностью $\Delta T = 0,1$ °С. Относительная неопределенность измерения коэффициента давления в опытах не превышала 2,6 %.

Две ортогональные компоненты скорости и их флуктуации измерялись при помощи лазерно-доплеровского измерителя скорости (ЛДИС), работающего в режиме обратного рассеивания. Перемещение измерительного объема (пересечения лучей ЛДИС) осуществлялось автоматизированным координатным устройством с точностью 0,1 мм. Поток в канале запылялся глицериновыми частицами диаметром не более 1 мкм, производимыми генератором аэрозоля конденсационного типа.

На одной из стенок канала располагалась траншея полуцилиндрической формы шириной $D = 15$ мм и длиной $L = 105$ мм (рис. 1). Радиус цилиндрической поверхности траншеи $R = 9,5$ мм, ее глубина $\Delta = 3,3$ мм, так что относительное значение глубины равнялось $\Delta/D = 0,22$ по отношению к ее ширине и $\Delta/H = 0,165$ к высоте канала. Примерно при таких геометрических параметрах траншеи в численных исследованиях [6] наблюдался значительный эффект интенсификации теплообмена. Края траншеи были незначительно притуплены с радиусом скругления порядка 0,6 мм.

Все измерения полей скоростей осуществлялись при фиксированной среднерасходной скорости в канале $U_m = 16,6$ м/с, чему соответствовало число Рейнольдса, рассчитанное по ширине траншеи $Re_D = 1,65 \cdot 10^4$ или по гидравлическому диаметру канала $Re_{ch} = 3,88 \cdot 10^4$.

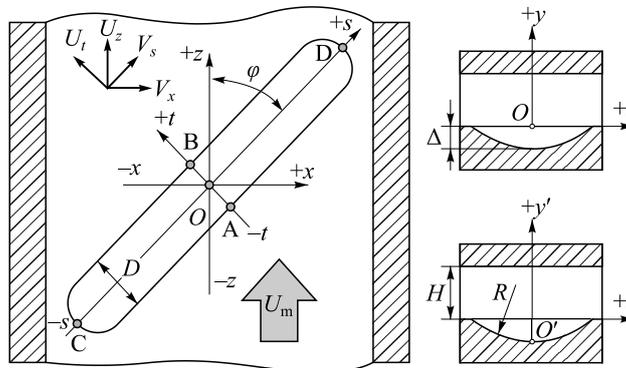


Рис. 1. Геометрия исследуемой лунки и система координат.

2. Результаты измерений и обсуждение

2.1. Поля давлений на поверхности траншеи

Измерения полей статического давления на поверхности траншеи проводились в диапазоне углов наклона $\varphi = 0 - 90^\circ$ с интервалом 5° . Результаты измерения коэффициента давления в срединном поперечном к траншее направлении приведены на рис. 2. Проанализируем основные особенности поведения величины C_p в траншее в зависимости от угла ее наклона. Если большая ось траншейной лунки совпадает с направлением потока ($\varphi = 0$), то коэффициент давления примерно равен нулю по всей ширине траншеи. Изменение угла поворота слабо сказывается на величине C_p в первой по потоку половине траншеи, где избыточное давление также близко к нулю ($C_p \sim 0$). Траншея данной глубины $\Delta/D = 0,22$ относится к категории мелких [4], поэтому рециркуляционное течение является слабовыраженным, что не приводит к образованию в ней зоны разрежения.

Вторую по потоку половину траншеи занимает область повышенного давления. В ней происходит импактное натекание слоя смещения на заднюю стенку траншеи и давление начинает интенсивно нарастать. Наибольшее его значение достигается при $\varphi = 90^\circ$, когда траншея располагается перпендикулярно оси канала. В целом картина распределения давлений в траншее подобна таковой при обтекании мелкой сферической лунки [7]. Близки при этом и максимальные значения коэффициентов давления для полусферической лунки и цилиндрической траншеи. Процесс истечения газа из траншеи сопровождается отрывом потока, в результате чего за ней формируется зона разрежения, протяженность которой примерно равна ширине траншеи D .

Влияние угла наклона траншеи на распределение давления по размаху траншеи по ее центру $t/D = 0$ представлено на рис. 3. Если траншея располагается перпендикулярно к оси канала, то на большей ее части коэффициент давления близок к нулю. Исключение составляют небольшие области на краях траншеи, где находятся полусферические торцевые объемы. В другом предельном случае, когда траншея расположена вдоль потока ($\varphi = 0$), сразу же после отрыва потока от передней кромки наблюдается область высоких

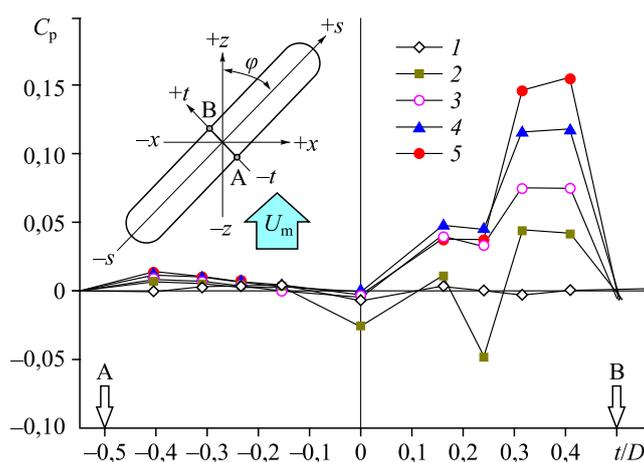


Рис. 2. Изменение коэффициентов давления C_p на поверхности траншеи ($s/D = 0$) в поперечном направлении при вариации угла наклона.

$\varphi = 0$ (1), 30° (2), 45° (3), 60° (4), 90° (5).

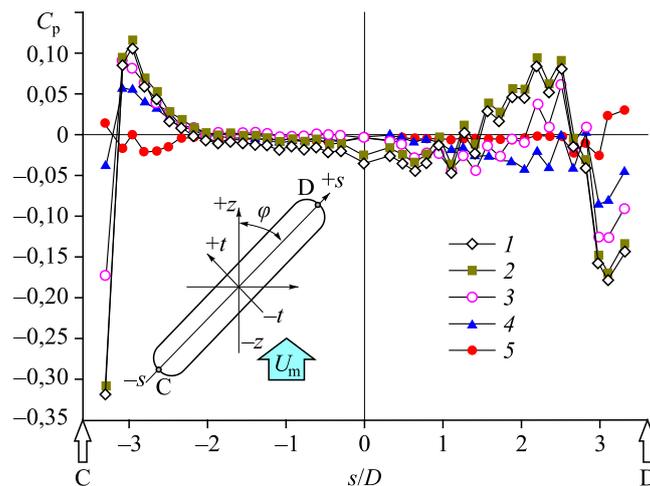


Рис. 3. Измерение коэффициента давления C_p вдоль размаха траншеи ($t/D = 0$).
Обозначения см. на рис. 2.

отрицательных давлений. Затем, когда поток присоединяется к стенке, зона разрежения переходит к избыточному давлению, которое быстро релаксирует, так что на большом участке вдоль траншеи не наблюдается резких изменений давления, его величина монотонно снижается по мере перемещения вдоль траншеи. Далее, по мере приближения к выходу из траншеи, давление вновь возрастает вследствие торможения потока и отсутствия возвратного вихревого течения внутри траншеи. Подобное седлообразное распределение давления по размаху траншеи отмечалось также в работах [10, 11].

Экстремальные значения параметров как избыточного давления, так и разрежения достигаются при малых углах наклона траншеи $\varphi \leq 30^\circ$. Кроме того, измерения показали, что в выходной области каверны наблюдается сильная неустойчивость течения, одной из причин которой может быть образование вихрей Гейлора–Гертлера на вогнутой поверхности траншеи. Схожая картина наблюдалась при обтекании в плоском канале полусферической каверны. По мере увеличения угла наклона траншеи относительно оси канала экстремальные значения давления постепенно снижаются, однако периодические структуры на выходе из траншеи сохраняются.

2.2. Профили скорости внутри и в окрестности траншеи

Измерения проводились при двух значениях угла наклона траншеи $\varphi = 90^\circ$ и 45° в различных сечениях как поперек нее, так и по размаху. Распределения продольной компоненты скорости по высоте канала при ориентации траншеи нормально к потоку показаны в декартовых (рис. 4а) и универсальных (рис. 4б) координатах.

На рис. 4а центру канала соответствует ордината $y/H = 0,5$, стенке канала — $y/H = 0$, а максимальная глубина траншеи приходится на $y/H = -0,165$. Как видно, профили скорости до траншеи и после нее близки между собой и подчиняются степенному закону с показателем $n = 1/7$.

Внутри траншеи формируется циркуляционное движение с максимальной скоростью возвратного течения $U_{z_{\max}}/U_0 \sim 0,2$, что характерно для отрывных потоков внутри каверн различной формы, например, полусферических [4], или в траншеях с наклонными боковыми стенками [13]. При этом на границе траншея–канал продольная компонента скорости достигает примерно половины от среднемассового значения.

Опытные данные, приведенные на рис. 4а и обработанные в универсальных полулогарифмических координатах закона стенки, иллюстрирует рис. 4б. Вертикальная координата y' отсчитывалась здесь от дна траншеи (см. рис. 1). Скорость трения $U^* = U_0(C_f/2)^{1/2}$ находилась методом Клаузера исходя из измеренного профиля скорости непосредственно перед траншеей и составляла $U^* = 0,90$ м/с. Линии 1 и 2 на рис. 4б соответствуют распределению скорости в вязком подслое $\varphi = \eta$ и ядре $\varphi = 2,5\ln\eta + 5,5$ развитого турбулентного течения в трубе [14].

Вертикальная линия 3 на рис. 4б соответствует границе разделяющей поверхности между траншеей и плоской стенкой канала. Все данные, лежащие слева от этой линии, относятся к течению внутри траншеи, справа — к течению в канале. В сечениях до траншеи и после нее распределения продольной компоненты скорости во внешней части пограничного слоя ($\eta > 300$) неплохо описываются универсальным законом стенки, тогда как в переходной области такого соответствия не наблюдается. Эксперимент, подобно

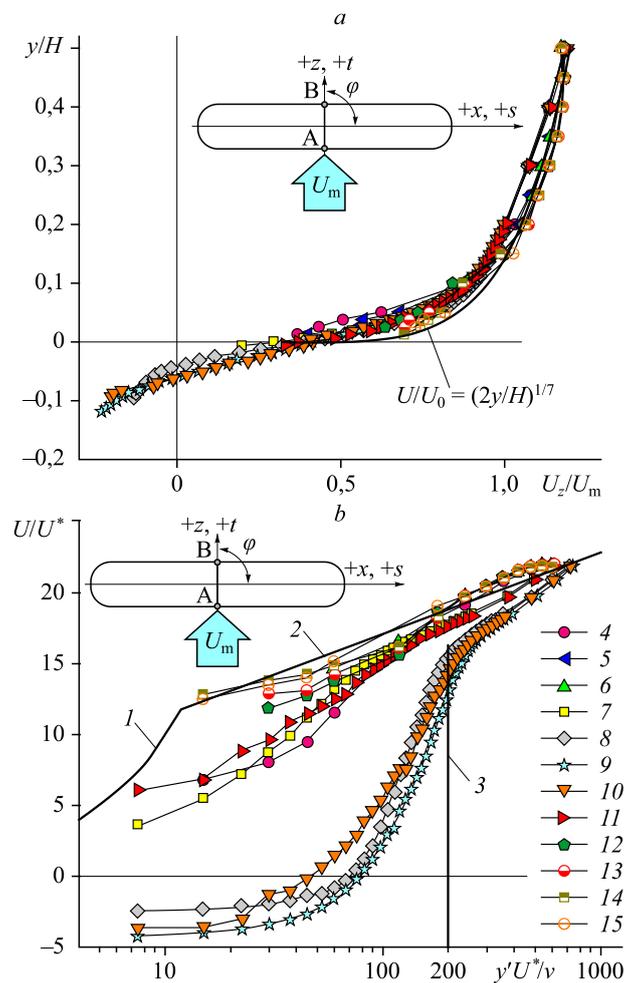


Рис. 4. Профили продольной скорости в срединном сечении каверны ($s/D = 0$) при ее ориентации перпендикулярно оси канала ($\varphi = 90^\circ$) в декартовых координатах (а) и координатах закона стенки (б). $z/D = -2,3$ (4), $-1,7$ (5), $-1,0$ (6), $-0,27$ (7), $-0,13$ (8), 0 (9), $0,1$ (10), $0,3$ (11), $1,0$ (12), $1,7$ (13), $2,3$ (14), $3,0$ (15).

данным для полусферических лунок [4], демонстрирует гораздо меньшую наполненность профилей, что является следствием влияния траншеи на формирование течения.

Картина течения в области траншеи принципиально отличается от профилей до и после нее как в переходной области, так и в турбулентном ядре. Это отчетливо видно на рис. 4*b*. Наличие сдвигового слоя, развивающегося от передней кромки траншеи как внутрь, так и вне её, приводит к сильной деформации поля течения и к росту градиентов скорости, что вызывает интенсификацию процессов смешения.

При повороте траншеи на 45° относительно оси канала течение внутри траншеи имеет совершенно иной характер. На рис. 5*a* показано распределение продольной компоненты скорости по высоте канала в срединном сечении ($s/D = 0$) на различных расстояниях по нормали к траншее. Видно, что в данном сечении внутри траншеи полностью отсутствует возвратное течение. Это достаточно неожиданно и ранее при изучении аэродинамики траншей и лунок не наблюдалось.

Более детальная информация о развитии потока вдоль большой оси наклонной траншеи (см. рис. 5*b*) позволяет сделать несколько предположений о динамике развития

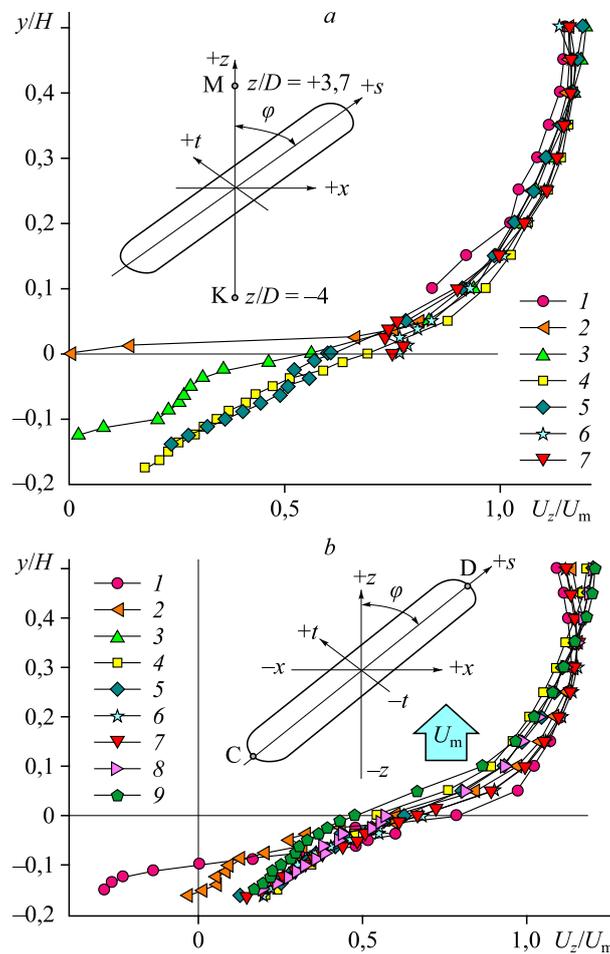


Рис. 5. Продольная компонента скорости при обтекании наклонной траншеи $\varphi = 45^\circ$.

- a* — поперек траншеи ($s/D = 0$), $z/D = -4,0$ (1), $-1,0$ (2), $-0,4$ (3), 0 (4), $0,4$ (5), $1,0$ (6), $3,7$ (7);
b — вдоль траншеи ($t/D = 0$), $s/D = -3,0$ (1), $-2,2$ (2), $-1,5$ (3), $-0,7$ (4), 0 (5), $0,7$ (6), $1,5$ (7), $2,2$ (8), $3,0$ (9).

течения в наклонной каверне. В начальных сечениях, где происходит втекание потока, внутри траншеи наблюдается ярко выраженное возвратное течения. Далее, по мере продвижения по оси s , оно постепенно ослабевает и примерно на расстоянии $s/D \sim 2$ исчезает совсем. Этой координате соответствует начало области стабилизации давления (см. рис. 3). В остальной части траншеи вплоть до выходного сечения профиль скорости не претерпевает существенных изменений, и течение в этой зоне является безотрывным.

В целом сделанные выводы подтверждают результаты измерений продольной скорости, полученные на различных расстояниях по высоте канала. Такие данные представлены на рис. 6 в виде изменения скорости вдоль размаха траншеи и для плоскости, проходящей через ее середину ($t/D = 0$).

Действительно, основные изменения скорости отмечены в сечениях канала, прилегающих ко входу траншеи, где в нее втекает поток газа. Здесь же ярко выделяется область существования обратных токов, которая занимает, по существу, небольшую зону полусферы на торце траншеи. На всем остальном протяжении течение близко к слоистому и не претерпевает существенных изменений вдоль размаха траншеи. Наблюдающиеся слабовыраженные минимумы и максимумы скорости повторяют изменение давления на стенке траншеи.

Завершая анализ распределения скоростей в траншеях, проведем непосредственное сопоставление данных, полученных при обтекании цилиндрических траншей с углами наклона $\varphi = 45^\circ$ и 90° , а также полусферической лунки. Сравнение таких данных для центра каверн ($t/D = 0$ и $s/D = 0$) представлено на рис. 7. Профиль продольной скорости для нормально ориентированной к потоку цилиндрической траншеи практически полностью совпадает с распределением в полусферической лунке, тогда как в наклонной траншее соответствие наблюдается лишь в области вне каверны. Внутри наклонной каверны значение скорости значительно превышает скорость течения в нормально ориентированной и полусферической кавернах, при этом, как отмечалось выше, отсутствует зона возвратных течений. На самом деле топология течения, как свидетельствуют результаты численных исследований [5, 6] и опытов с сажемасляной визуализацией [9, 10],

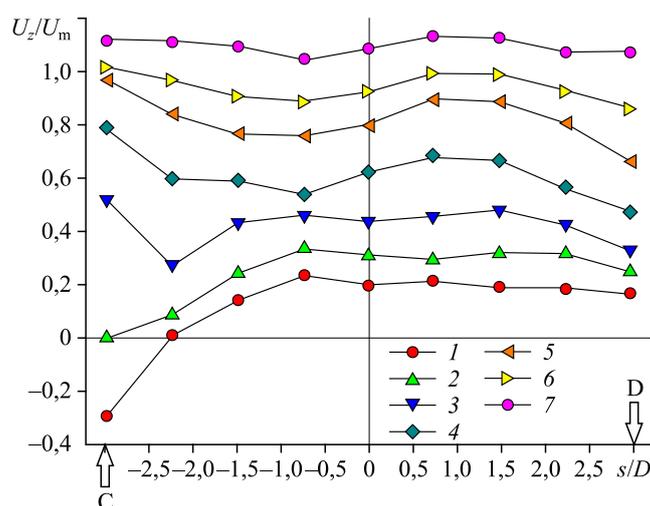


Рис. 6. Распределение продольной скорости по размаху траншеи ($\varphi = 45^\circ$, $t/D = 0$) на различных расстояниях от стенки.
 $y/H = -0,15$ (1), $-0,1$ (2), $-0,05$ (3), 0 (4), $0,05$ (5), $0,10$ (6).

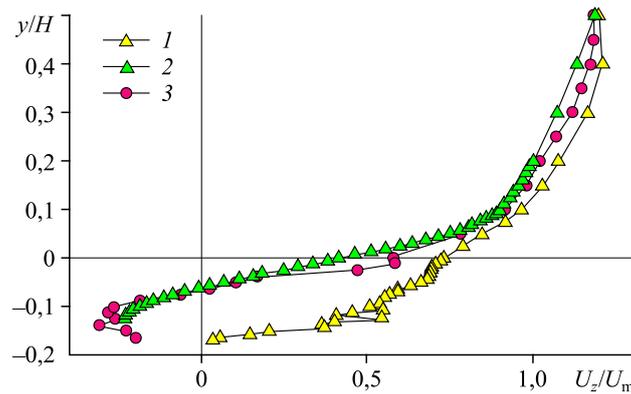


Рис. 7. Сопоставление распределений скорости при обтекании траншеи с различными углами наклона ($\varphi = 45^\circ$ (1) и 90° (2)) и полусферической лунки (3).

является чрезвычайно сложной с наличием трехмерных и нестационарных вихревых структур. Детальное экспериментальное исследование этих структур представляет собой самостоятельную задачу.

2.3. Турбулентные характеристики течения

Поведение пульсационных характеристик по высоте канала при наличии цилиндрической траншеи представлено на рис. 8 и 9. Несмотря на значительный разброс опытных данных, можно проследить основные закономерности изменения пульсаций продольной скорости внутри и вне траншеи. Если траншея расположена перпендикулярно оси канала (см. рис. 8), то максимум пульсаций располагается в слое смешения на границе раздела каверна – основной поток ($y = 0$). Уровень флуктуаций здесь высок и приближается к 20 %. Внутри траншеи происходит резкое снижение пульсационной скорости примерно до уровня в ядре канала $u'/U_m \sim 5\%$.

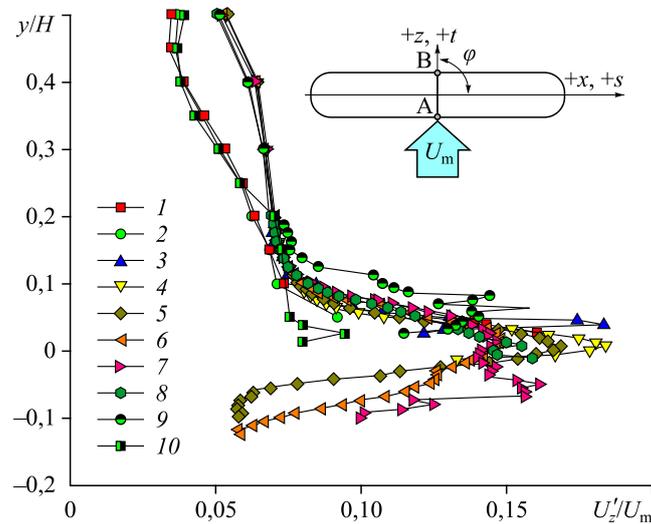


Рис. 8. Флуктуации продольной компоненты скорости в срединном сечении ($s/D = 0$) траншеи, нормально ориентированной к потоку ($\varphi = 90^\circ$).
 $z/D = -2,3$ (1), $-1,0$ (2), $-0,5$ (3), $-0,3$ (4), $-0,1$ (5),
 0 (6), $0,1$ (7), $0,3$ (8), $0,5$ (9), $3,0$ (10).

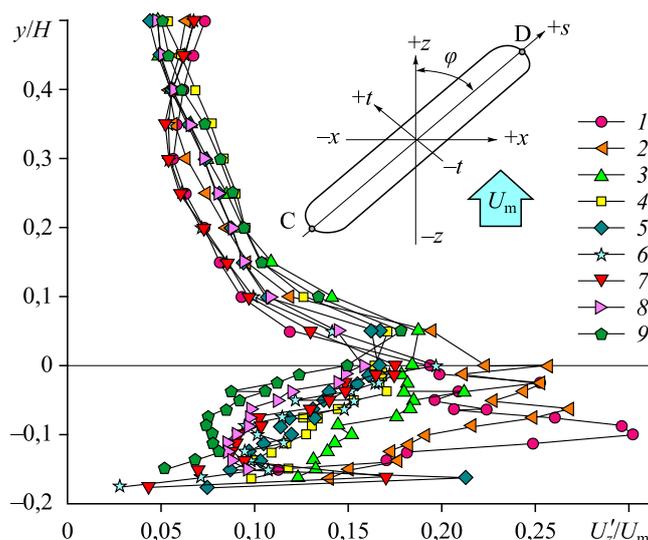


Рис. 9. Изменение продольной компоненты пульсационной скорости по размаху наклонной траншеи ($\varphi = 45^\circ$; $t/D = 0$).

$s/D = -3,0$ (1), $-2,2$ (2), $-1,5$ (3), $-0,7$ (4),
0 (5), $0,7$ (6), $1,5$ (7), $2,2$ (8), $3,0$ (9).

При повороте траншеи на $\varphi = 45^\circ$ картина распределения флуктуаций скорости кардинально меняется (см. рис. 9). Теперь максимум пульсаций смещается внутрь траншеи и величина его заметно выше, чем при $\varphi = 90^\circ$. Наибольшая пульсационная скорость наблюдается в начальных сечениях траншеи в районе примыкания полусферы к цилиндрической части. Интересно, что при продвижении от точки С вдоль траншеи уровень пульсаций значительно снижается и приближается к значению на оси канала. Такое поведение пульсационной скорости должно сказаться на поведении теплообмена и гидравлического сопротивления в каналах с цилиндрическими траншеями.

Выводы

Экспериментальное исследование полей давления, скоростей и их пульсаций при обтекании полуцилиндрической траншеи, наклоненной к оси канала, показало сложный характер формирования структуры течения внутри и вне траншеи. Если траншея располагается нормально к потоку, то большую ее часть как по размаху, так и поперек траншеи занимает область нулевого избыточного давления на стенке. Исключение составляют небольшие области, примыкающие к концам цилиндрической части. Здесь отмечаются периодические изменения давления, возможная причина которых — наличие вихрей Тейлора–Гертлера. При повороте траншеи на 45° на задней по потоку стенке траншеи формируется область повышенного давления. В направлении продольной оси траншеи распределение давления имеет седлообразный характер. В области входа потока в траншею сразу за точкой отрыва небольшая зона рециркуляции с высоким отрицательным давлением сменяется зоной повышенного давления, которая релаксирует и переходит в плато. В кормовой части давление вновь возрастает, и течение в этой области имеет неустойчивый характер.

Исследования полей скоростей и их флуктуаций в основном подтверждают выводы, сделанные по результатам измерений давлений на поверхности траншеи. В траншее, расположенной нормально к потоку, распределение скоростей в сечении поперек нее

является типичным для отрывных потоков в кавернах, в том числе и в полусферических лунках. Если траншея повернута на $\varphi = 45^\circ$ относительно оси канала, то аэродинамическая картина принципиально меняется. На протяжении всего размаха траншеи, за исключением небольшой области на входе, возвратное течение вырождается и уровень продольной скорости становится заметно выше, чем для нормально ориентированной траншеи. При этом максимум турбулентных пульсаций смещается от границы раздела траншея – канал при $\varphi = 90^\circ$ в глубь траншеи, что также может служить причиной интенсификации теплообмена. Дальнейшие исследования будут сосредоточены на детальном изучении локального теплообмена в этой задаче.

Авторы выражают признательность С.А. Исаеву за полезные обсуждения работы.

Условные обозначения

a — ширина канала, м,	U_m — среднemasовая скорость в канале, м/с,
$C_f/2$ — коэффициент трения в канале,	$U^* = U_0(C_f/2)^{1/2}$ — скорость трения
$C_p = 2\Delta p / (\rho U_m^2)$ — коэффициент давления,	(динамическая скорость), м/с,
D — ширина лунки, м (определена на рис. 1),	U_0 — максимальная скорость в канале, м/с,
D_{ch} — гидравлический диаметр канала, м,	U_z, V_x — компоненты скорости вдоль оси z и x , м/с,
H — высота канала, м,	U_t, V_s — компоненты скорости вдоль оси t и s , м/с,
L — длина лунки, м,	x, y, z — декартова система координат,
n — показатель степенной зависимости скорости от высоты в канале,	y' — ось, связанная с дном траншеи
p — статическое давление, Па,	(определена на рис. 1),
R — радиус лунки, м,	δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя, м,
Re_D — число Рейнольдса, определенное по ширине лунки D ,	Δ — глубина лунки (определена на рис. 1),
Re_{ch} — число Рейнольдса, определенное по гидравлическому диаметру канала D_{ch} ,	$\eta = y'U^*/\nu$ — универсальная безразмерная координата,
t, s — система координат, связанная с лункой (определена на рис. 1),	ν — кинематическая вязкость, м ² /с,
T — температура воздуха, °С,	ρ — плотность воздуха, кг/м ³ ,
	φ — угол наклона лунки, град
	(определен на рис. 1).

Список литературы

1. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. 200 с.
2. Ligrani P. Heat transfer augmentation technologies for internal cooling of turbine components of gas turbine engines // Intern. J. Rotating Machinery. 2013. P. 275653-1–275653-32.
3. Rashidi S., Hormozi F., Sundén B., Mahian O. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology — A review on mechanisms and applications // Applied Energy. 2019. Vol. 250, Iss. 15. P. 1491–1547.
4. Terekhov V.I., Kalinina S.V., Mshvidobadze Yu.M. A review on heat transfer coefficient and aerodynamic resistance on a surface with a single dimple // J. Enhanced Heat Transfer. 2017. Vol. 24, Iss. 1–6. P. 411–426.
5. Isaev S.A., Leontiev A.I., Milman O.O., Nikushchenko D.V. NT vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145. P. 118737-1–118737-17.
6. Исаев С.А., Грицкевич М.С., Леонтьев А.И., Попов И.А., Судаков А.Г. Аномальная интенсификация турбулентного отрывного течения в наклоненных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57, № 5. С. 797–800.
7. Терехов В.И., Калинин С.В., Мшвидобадзе Ю.М. Поле давлений и сопротивление одиночной лунки с острыми и скругленными кромками // Прикл. механика и техн. физика. 1993. № 3. С. 40–49.
8. Терехов В.И., Калинин С.В. Структура течения и теплообмен при обтекании единичной сферической каверны. Состояние вопроса и проблемы (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 4. С. 497–520.
9. Гувернюк С.В., Чулюнин А.Ю. Метастабильные отрывные структуры при турбулентном обтекании круглых и овальных лунок // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, вып. 17. С. 43–47.

10. **Зубин М.А., Зубков А.Ф.** Структура отрывного обтекания цилиндрической каверны на стенке плоского канала // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2022. № 1. С. 81–89.
11. **Yan Lun N., Baranov I.N., Terekhov V.I., Chokhar I.A.** Experimental investigation of pressure fields in a single trench dimple // J. of Physics: Conf. Series. 2021. Vol. 2119. P. 012033-1–012033-7.
12. **Hiwada M., Kawamura T., Mabuchi J., Kumada M.** Some characteristics of flow pattern and heat transfer past a circular cylindrical cavity // Bull. JSME. 1983. Vol. 26, No. 220. P. 1744–1752.
13. **D'yachenko A.Yu., Terekhov V.I., Yarygina N.I.** Vortex formation and heat transfer in turbulent flow past a transverse cavity with inclined frontal and rear walls // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 51. P. 3275–3286.
14. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Физматлит, 1969. 744 с.

*Статья поступила в редакцию 2 июля 2022 г.,
после доработки — 25 июля 2022 г.,
принята к публикации 2 сентября 2022 г.*