

**МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА**
№ 6 • 1989

УДК 532.5:536.24

© 1989

ЕЗЕРСКИЙ А. Б., ШЕХОВ В. Г.

**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКА ТЕПЛА ПРИ ОБТЕКАНИИ УЕДИНЕНИХ
СФЕРИЧЕСКИХ УГЛУБЛЕНИЙ**

В последнее время широко обсуждаются возможности интенсификации тепло- и массообмена за счет нанесения на обтекаемую поверхность периодических неоднородностей в виде выступов или углублений. К настоящему моменту наиболее подробно исследован теплообмен потоков газов с волнистыми поверхностями и поверхностями с неоднородностями в виде выступов [1, 2]. В этих ситуациях за увеличение теплового потока приходится расплачиваться увеличением гидродинамического сопротивления. Поэтому представляется перспективным в качестве интенсификаторов теплообмена использовать специально сформированные углубления, которые увеличивали бы теплоотдачу сильнее, чем гидродинамическое сопротивление [3]. В [3, 4] было установлено, что в окрестности углубления формируются трехмерные вихри. В связи с этим необходимо исследовать характер теплового потока вблизи углубления, в частности выяснить, откуда и насколько стационарно происходит вынос тепла, что существенно для интерференции тепловых потоков, вызванных различными близкорасположенными углублениями. Именно этот вопрос исследуется в данной работе.

Для изучения нестационарных распределений потока тепла применялся тепловизор (фиг. 1), позволяющий измерять температуру обтекаемой поверхности. Поверхность теплообменного устройства $z=z(x, y)$, сделанного из материала с большой теплопроводностью λ_b (латуни), покрывалась тонким слоем толщиной d теплоизолирующего материала, имеющего теплопроводность $\lambda_s \ll \lambda_b$. Такое покрытие создает на поверхности распределение температуры $T(x, y, t)$, отличное от температуры T_0 теплообменного устройства. Если пренебречь продольной передачей тепла по слою толщины d , то для процессов с характерным временем $\tau \gg d^2/(\lambda_s/\rho_s c_s)$ (ρ_s – плотность материала покрытия, c_s – его теплопроводность), т. е. большим, чем время переноса тепла через слой, поток тепла рассчитывается через поперечный градиент температуры

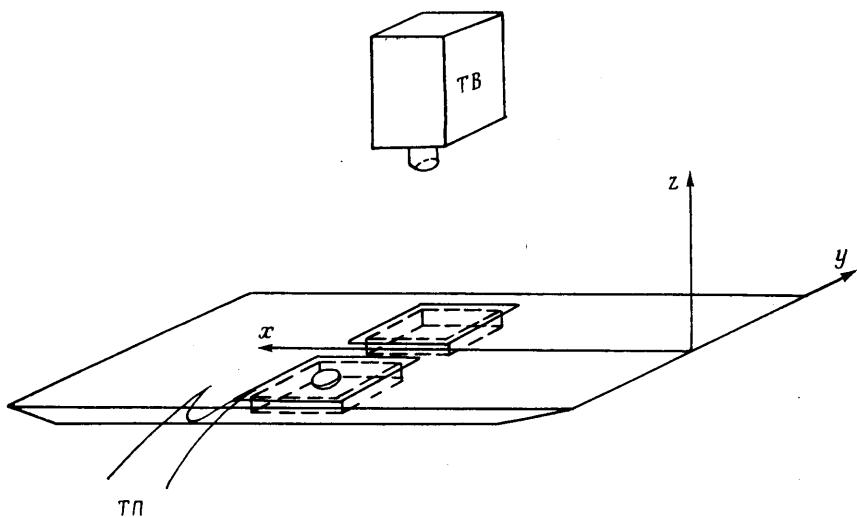
$$J(x, y, t) = \lambda_s \frac{T_0 - T(x, y, t)}{d}$$

Если изучение теплоизолирующего материала подчиняется закону Ламберта, то вне зависимости от угла наблюдения при малой разности температур $((T_0 - T(x, y, t))/T_0 \ll 1)$ по распределению интенсивности излучения поверхности i можно дистанционно определить поток тепла, если известна интегральная степень черноты покрытия ε . Так, для абсолютно черного тела и $\varepsilon=1$

$$J(x, y, t) \approx -\frac{T_0 \lambda_s}{4d} \frac{i(x, y, t) - i_0}{i_0}, \quad i \sim T^4$$

Здесь i_0 – интенсивность излучения при температуре T_0 . Отметим, что в отсутствие теплоизолирующего слоя определение потока тепла по интенсивности излучения невозможно. Поток тепла определяется в такой ситуации градиентом температуры в направлении, перпендикулярном поверхности, который нельзя определить по излучению.

Исследование теплообмена проводилось в малотурбулентной аэrodинамической трубе. Теплообменные устройства, по которым прокачивалась термостатированная вода, монтировались заподлицо на плоской пластине (фиг. 1), где реализовывалось практически безградиентное течение. Обтекание углубления диаметром D происходило при числах Рейнольдса $Re_D = UD/v = 5 \cdot 10^4$ (U – скорость набегающего на пластину потока, v – кинематическая вязкость воздуха) и $Re_x = 6 \cdot 10^5$, где Re_x определено по расстоянию от носика пластины $x=40$ см. При таких числах Re в данном эксперименте пограничный слой на пластине турбулентный, что подтверждается



Фиг. 1

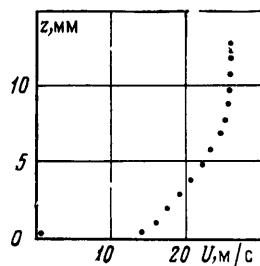
захваченными с помощью термоанемометра пульсациями скорости и профилем средней скорости, приведенными на фиг. 2. Толщина пограничного слоя δ , по оценке [5], составляет

$$\delta \approx 0,37x(\text{Re}_x)^{-1/5} \approx 10 \text{ мм}$$

Такая оценка хорошо соответствует измерениям профиля скорости вблизи поверхности теплообменника с углублением (фиг. 2).

Тепловизор, использованный в эксперименте, фиксировал интенсивность инфракрасного излучения в диапазоне длин волн 8–12 мкм. В ходе эксперимента осуществлялась запись изображения на видеомагнитофон, а затем проводилась цифровая обработка двухмерного поля данных.

Исследование проводилось на четырех моделях. В связи с тем что покрытие,

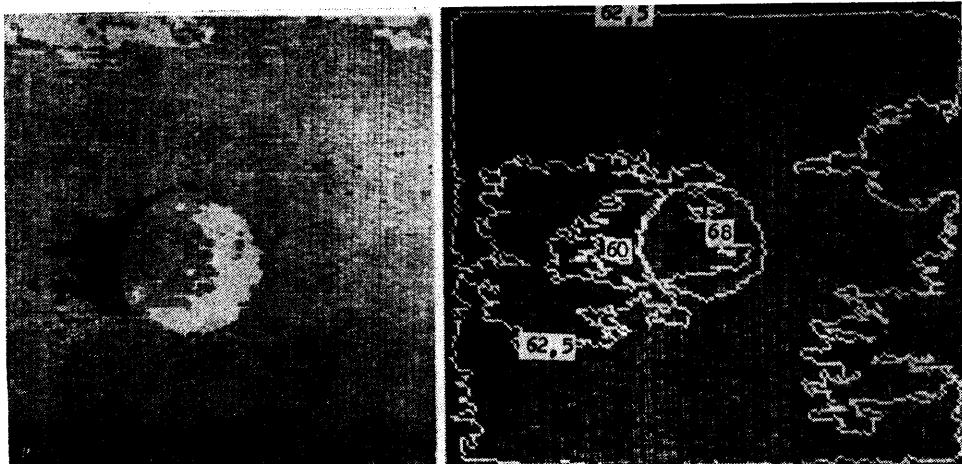


Фиг. 2

вообще говоря, изменяло тепловой поток, одна из моделей использовалась как эталон – излучение обтекаемой плоской поверхности сравнивалось с излучением трех других моделей, различающихся величиной углублений.

Прежде чем анализировать распределение теплового потока, необходимо проверить, насколько излучение поверхности подчиняется закону Ламберта, согласно которому диаграмма направленности не зависит от угла. Для этого фиксировалось распределение яркости изображения при нулевой скорости течения. Если бы этот закон выполнялся, то яркость не зависела бы от угла, под которым видна излучающая площадка. На самом деле для полусферического углубления диаметром $D=3$ см и глубиной $H_1=D/2$ происходит увеличение яркости на несколько процентов у краев лунки, где плоскость, касательная к поверхности теплообменника, составляет небольшой угол порядка нескольких градусов с направлением распространения теплового излучения. Для двух других моделей при одинаковом диаметре $D_2=D_3=3$ см углубления более мелкие ($H_2=1$ см, $H_3=0,5$ см) и яркость изображения практически одинакова.

Таким образом, излучение исследуемых поверхностей с хорошей точностью описывается законом Ламберта. Согласно табличным данным [6], излучение теплоизолирующих слоев, применяемых в эксперименте (напыления или приклеенная бумага), в исследуемом диапазоне длин волн близко к излучению абсолютно черного тела – степень черноты составляет 90–93%.

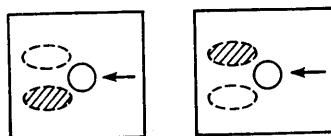


Фиг. 3

Экспериментально полученное распределение яркости теплового излучения полусферической лунки показано на фиг. 3. Температура термостата $T_0=341$ К, скорость потока $U=25$ м/с. Наиболее интенсивному отбору тепла соответствуют темные области на фиг. 3, а, которые наблюдаются в области за лункой. Внутри углубления у переднего края лунки возникает застойная зона. Здесь температура значительно выше, чем на плоской поверхности. Подобные распределения яркости изображения получались и при меньшей глубине лунки, однако контраст изображения был значительно меньше, чем для полусфера.

На фиг. 3, б представлено распределение изотерм, соответствующих распределению яркости на фиг. 3, а. Разность температур между наиболее горячими и наиболее холодными областями составляет 8 К. Связь яркости изображения с температурой получена с помощью термопары (фиг. 1), один контакт которой был приклесен к обтекаемой пластине, где температура пластины была равна комнатной, а другой — к теплообменному устройству. Основную погрешность при таком способе измерения потока тепла вносила нелинейность светочувствительного элемента камеры тепловизора. Согласно паспортным данным, в условиях данного эксперимента точность определения температуры была не хуже 0,5 К. Увеличение теплового потока в области за углублением на площадке порядка ее размера компенсируется уменьшением теплового потока в застойной зоне, так что суммарный поток, рассчитанный интегрированием яркости инфракрасного изображения по окрестности лунки в виде квадрата $3D \times 3D$, фактически такой же, как и с эталонной поверхностью.

Кроме интегрального потока тепла представляет интерес изменение во времени теплового потока в окрестности углубления. С помощью тепловизора, фиксирующего лишь изменения интенсивности инфракрасного излучения, было обнаружено, что в области за лункой происходят колебания в распределении потока тепла. Анализ кадров видеомагнитофонной записи яркости излучения позволили составить схему временного изменения потока тепла. На фиг. 4 показана поверхность теплообменника с полусферической лункой в центре. В области за лункой (направление потока указано стрелкой) квазипериодически во времени возникают темные (заштрихованы) и светлые (ограничены штриховой линией) пятна, которые меняются местами. Такие распределения яркости говорят о колебаниях потока тепла, которые можно называть переключениями. При скорости $U=25$ м/с переключения происходят через время порядка долей секунды. С уменьшением скорости до 10 м/с время между переключениями увеличивается до 1 с. Такая структура теплового потока хорошо коррелирует с измерениями пульсаций скорости, проведенными в [4], где обосновывается существование в течении за углублением левой и правой мод. В данном случае эти пространственные моды проявляются в виде квазипериодических переключений в распределении потока тепла.



Фиг. 4

В заключение сформулируем основные результаты. Предложенная методика позволила выяснить распределение потока тепла в окрестности лунки и обнаружить его квазипериодические колебания. Подчеркнем, что для условий данного эксперимента уединенная лунка в течении типа пограничного слоя ($Re \sim 5 \cdot 10^4$) не увеличивает теплообмен по сравнению с гладкой поверхностью.

Авторы благодарят М. И. Рабиновича за полезные обсуждения, а П. Р. Громова и А. Б. Зобнина за помощь в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жукаускас А. А. Проблемы интенсификации конвективного теплопереноса // Тепломассообмен-VII: Проблемные докл. на VII Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Ч. 1. Минск: ИТМО АН БССР. 1985. С. 16–41.
2. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярго С. А. и др. Закономерность изменения теплоотдачи на стенах каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции. Диплом № 242 // Открытия, изобретения, пром. образцы, товарные знаки. 1981. № 35. С. 3.
3. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К., Подымака Н. Ф., Хабенский В. Б. Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки // Докл. АН СССР. 1986. Т. 291. № 6. С. 1315–1318.
4. Громов П. Р., Зобнин А. Б., Рабинович М. И., Сущик М. М. Рождение уединенных вихрей при обтекании мелких сферических углублений // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1323–1328.
5. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961. 312 с.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 711 с.
7. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1970. 539 с.

Горький

Поступила в редакцию
27.VI.1988

УДК 532.5.013.2:539.384

© 1989

ЕРОШИН В. А., ПЛЮСНИН А. В., СОЗОНЕНКО Ю. А.,
ЯКИМОВ Ю. Л.

О МЕТОДИКЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ УПРУГОГО ЦИЛИНДРА ПРИ ВХОДЕ В ВОДУ ПОД УГЛОМ К СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Проникание абсолютно твердого цилиндра (диска) в воду под углом к свободной поверхности исследовалось в [1–4]. Методы исследования, используемые в этих работах, дают удовлетворительное представление о величине ударных нагрузок, действующих на смоченную поверхность (нижнее основание) проникающего цилиндра, и характере процессов, протекающих в жидкости.

При быстром проникании в воду реального тела необходимо учитывать также упругие свойства его материала. Совместное численное решение задач гидродинамики и динамической теории упругости даже для такого тела, как сплошной круговой цилиндр, является довольно сложным. В данной работе показано, что для приближенного теоретического описания волновых процессов, протекающих в воде и твердом теле, эти задачи можно разделить.

При больших скоростях погружения до настоящего времени имелась возможность экспериментально исследовать лишь воздействие осевых ударных нагрузок на проникающее тело [5]. Предлагаемый ниже метод исследования изгибных колебаний позволяет определять углы поворота, амплитуду и период колебаний упругого цилиндра при проникании в воду под углом к свободной поверхности. Результаты измерений, полученные этим методом, сравниваются с численным решением уравнений изгибных колебаний балки Тимошенко [6] при условии нагружения одного из ее концов силами, действующими на диск при проникании в воду под углом к свободной поверхности.

1. Описание установки и методика экспериментов. Для исследования волновых процессов, протекающих в упругих стержнях, сплошные титановые модели цилиндрической формы диаметром 30 мм и длиной 60 и 120 мм разгонялись с помощью пневмопушки и под углом $\theta = 60^\circ$ к свободной поверхности проникали в воду со скоростью порядка 200–300 м/с, при которой изгибные колебания можно зарегистрировать.