

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

*Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби, Д. И. Маргулис*

*(Новосибирск)*

Поле давления определяется по деформации совокупности мембран, равномерно распределенных на стенках, ограничивающих поток. Деформации регистрируются методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Возможности метода проиллюстрированы на примерах обтекания профиля Жуковского и течения в сопле. Осуществлена непосредственная визуализация изобар в поле течения.

Одной из основных задач экспериментальной аэродинамики является определение полей давления в газовых потоках с высоким временным и пространственным разрешением. В литературе описано большое количество методов измерения давления [1, 2]. Общим для большинства из них является принцип регистрации смещений и деформаций, возникающих под действием измеряемого давления. Известно, что наиболее чувствительными методами определения малых смещений являются оптические методы, основанные на регистрации изменения фазы световой волны (интерферометрия) [3]. Привлекательность оптических методов состоит также в возможности одновременного наблюдения всего исследуемого поля течения («панорамная» регистрация) и высоком временном разрешении. Однако классическая интерферометрия накладывает жесткие ограничения на форму и оптическую чистоту исследуемой поверхности, что затрудняет ее использование в реальном эксперименте. Попытки обойти это требование неизбежно приводят к плохо воспроизводимым и трудно интерпретируемым результатам [4]. В работе [5] для аналогичной цели предложено регистрировать не деформацию, а сжатие столбиков жидкости в «вынесенной» системе манометров. Помимо ограничений на быстродействие, недостатком этого метода является замена двумерной визуализации на одномерную. Противоречие между аэродинамическими и оптическими требованиями к эксперименту снимается в методе голографической интерферометрии [6], который применим для поверхностей произвольных форм и качества. Этот метод обладает также уникальной способностью непосредственно выявлять разницу между двумя различными состояниями объекта, что очень важно для тарировки. В данной работе описаны результаты разработки методики голографической регистрации поля давления на поверхности обтекаемого тела.

В исследуемой поверхности (стенка 1 на фиг. 1) в шахматном порядке проделывались отверстия 4 диаметром 0,2 мм, которые затем переходили в сквозные каналы диаметром 3 мм. На всю плоскость отверстий с обратной стороны напайвалась латунная фольга 2 толщиной 0,05 мм. Фольга предварительно травилась хлористым железом для выявления микроструктуры и придания ей диффузного отражения. Жестко фиксированная в местах напайки фольга разбивается на независимые мембраны, прогиб которых чувствителен к величине давления. Исследуемая модель 3 наклеивалась на фольгу.

Схема голографического интерферометра ясна из фиг. 1. Источником когерентного излучения является одномодовый лазер типа ЛГ-36А. Делительная пластина 9 расщепляет излучение лазера на опорный и предметный пучки. Опорный пучок попадает на голограмму 10 непосредственно, а предметный — после диффузного рассеяния на фольге. Оба пучка рас-

ширялись микрообъективами 7 и фильтровались микродиафрагмами 6 диаметром 0,03 мм.

Голографическая съемка осуществлялась по методу двух экспозиций, которые дозировались затвором 8. Вследствие появления интерференционных полос при восстановлении голограммы на общем фоне выделяются лишь те участки фольги, которые сместились между экспозициями. Экспонируя голограммы при одном опорном и различных избыточных статических давлениях, можно осуществить тарировку мембран.

Интерференционные полосы появляются также на тех участках фольги, которые плохо припаяны к подложке. Последнее обстоятельство позволило осуществлять контроль за качеством напайки фольги. Образец восстановленного изображения с двухэкспозиционной голограммы при двух различных статических давлениях (разность 0,03 атм) приведен на фиг. 2. Изображения всех мембран характеризуются достаточно высокой степенью идентичности.

Для визуализации поля давления на стенке в потоке первая экспозиция выполнялась в статических условиях, вторая — после «включения» потока. Во втором случае распределение давления в потоке на малых дозвуковых скоростях описывается уравнением Бернулли. При восстановлении голограммы те мембраны, на которых давления в статике и в динамике совпадают, не выделяются на общем фоне. В то же время изображение участков типа «мембран», на которых давление изменилось вследствие деформации и соответствующего сдвига фазы оптической волны, оказывается темнее фона, причем степень почернения тем выше, чем больше различие давлений.

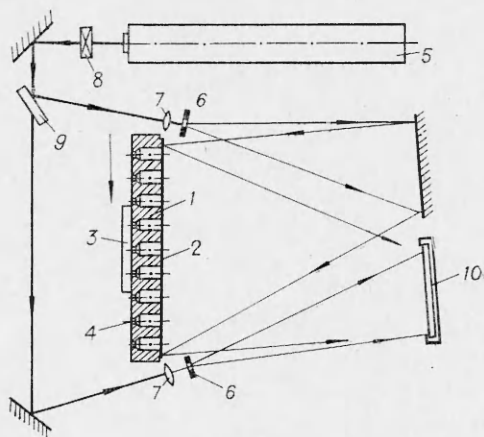
Оценим чувствительность метода. Малые прогибы  $W$  плоской мембраны определяются соотношениями [7]

$$W = \frac{QR}{32} (1 - \rho^2)^2,$$

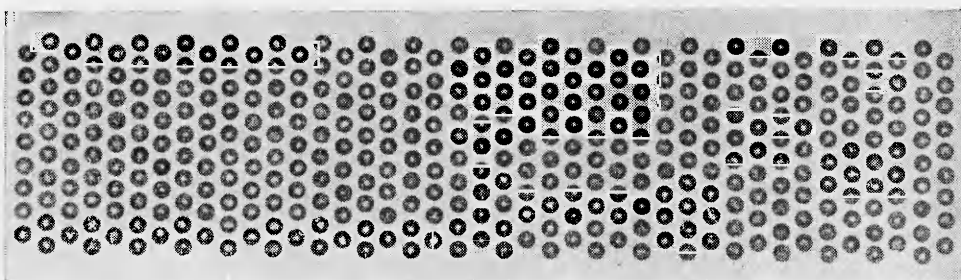
где  $R$  — радиус мембраны;  $\rho$  — относительный радиус;

$$Q = \frac{\Delta p R^3}{2D},$$

где  $\Delta p$  — разность давлений;  $D$  — жесткость мембраны при изгибе;



Фиг. 1



Фиг. 2

$$D = \frac{E\delta^3}{12(1-\mu^2)},$$

где  $E$  — модуль упругости;  $\delta$  — толщина мембраны;  $\mu$  — коэффициент Пуассона.

Изгиб в центре мембраны

$$W_0 = \frac{3}{16} \Delta p \frac{1-\mu^2 R^4}{E \delta^3}.$$

Для холоднокатанной латуни  $\mu=0,37$ ;  $E=1,0 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>. Отсюда

$$W_0 = 16,2 \cdot 10^{-8} \frac{\Delta p R^4}{\delta^3}.$$

Чувствительность мембраны в нашем датчике

$$f = \frac{W_0}{\Delta p} \approx 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ Н/м}.$$

Оптическая разность хода лучей  $\tau$  между двумя экспозициями связана с прогибом выражением

$$\tau = W(1 + \cos \theta),$$

где  $\theta$  — угол между направлением луча, падающего в данную точку датчика и линией наблюдения. Величины прогибов, соответствующих системе полос, могут быть получены из формулы

$$W_k = k\lambda(1 + \cos \theta)^{-1},$$

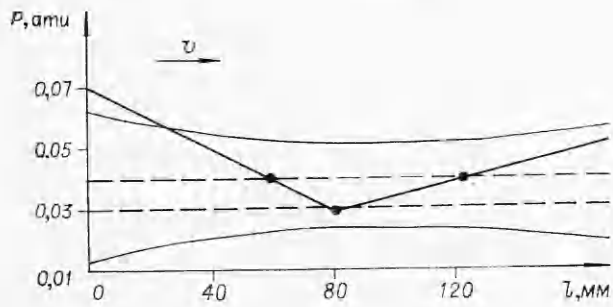
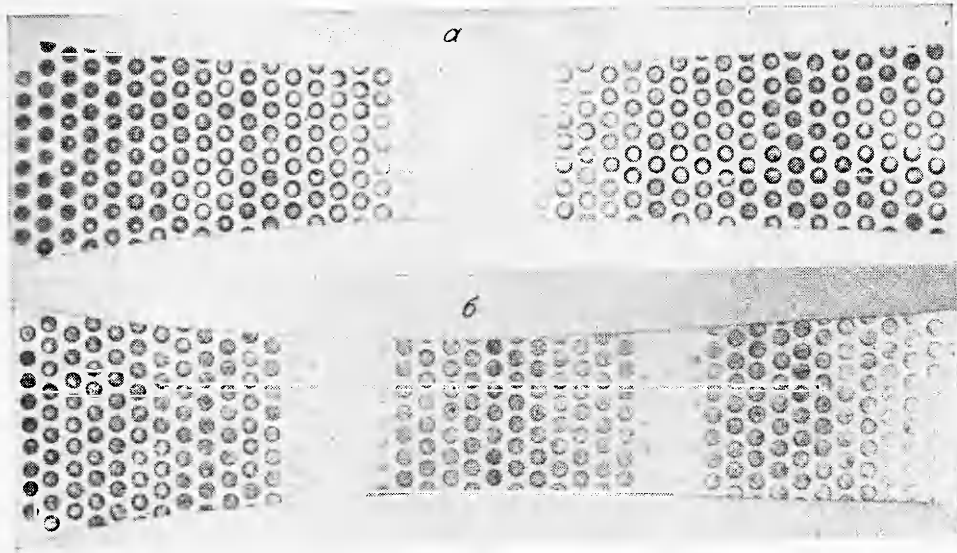
где  $k$  — номер полосы, отсчитываемой от точки с нулевым прогибом. Угол  $\theta$  лимитируется разрешающей способностью материала и обычно не превышает  $15-20^\circ$ . Полагая  $\lambda=6 \cdot 10^{-5}$  см;  $\theta=0$ ;  $k=0,5$ , получаем для выбранной толщины и размеров мембран нижнюю границу четко обнаружимых перепадов давления  $\Delta p_{\min} \approx 0,01$  ати. Это значение хорошо согласуется с экспериментом.

Для проверки методики в условиях газодинамического потока, падающего точному расчету, было выбрано течение газа по плоскому соплу Лавала с дозвуковой скоростью. Уравнение профиля канала [8] для стационарного адиабатического течения газа имеет в этом случае вид

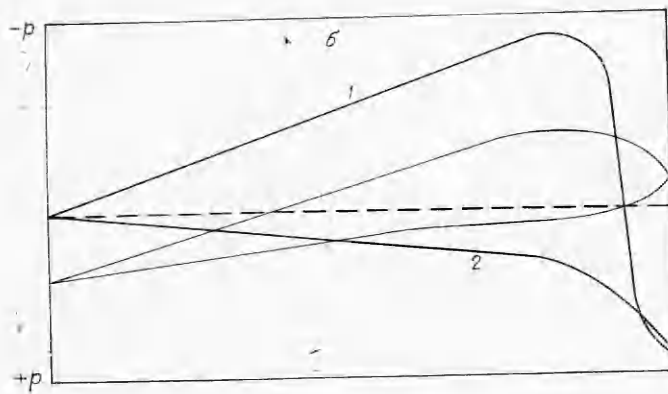
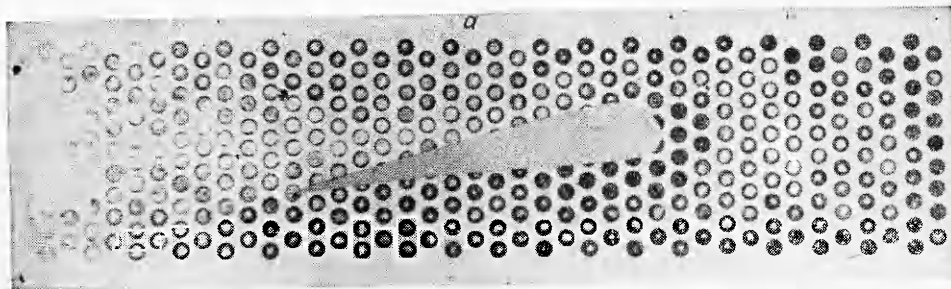
$$\frac{dS}{S} = (M^2 - 1) \frac{dv}{v},$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения;  $v$  — скорость потока;  $M$  — число Маха. При дозвуковых скоростях ( $M < 1$ ) с уменьшением сечения  $dS < 0$  скорость течения должна возрастать  $dv > 0$ . Из уравнения Бернулли следует, что с ростом скорости должно падать статическое давление  $P$ .

На фиг. 3 приведены восстановленные двухэкспозиционные изображения соплового канала. Для непосредственной визуализации изобар первая экспозиция выполнялась при том статическом давлении, изобару которого необходимо было получить в динамическом режиме. Использование этого приема позволяет вообще исключить операцию предварительной тарировки мембран. Идентичность мембран в этом случае несущественна, необходима лишь воспроизводимость их деформаций под равными нагрузками. Эта возможность специфична для голографической интерферометрии и не может быть реализована при использовании других методов. На фотографиях хорошо видны светлые полосы совпадения давлений в двух экспозициях — изобары 1,03 атм (фиг. 3, а) и 1,04 атм (фиг. 3, б). Положение изобар находится в хорошем соответствии с рассчитанным профилем давления (фиг. 3, в).



Фиг. 3



Фиг. 4

В заключение мы проиллюстрируем возможность визуализации поля давления на примере обтекания профиля Жуковского. Условия голографирования: тарировочное статическое давление 1 атм, угол атаки  $10^\circ$ , перепад давлений при обдуве модельного препятствия  $1,07 \div 1,00$  атм. В области передней кромки крылового профиля наблюдается повышенное давление, которое распространяется далее на нижнюю поверхность, в то время как давление у верхней поверхности значительно меньше (фиг. 4, а). Именно этот перепад давлений создает подъемную силу, действующую на крыло. Для сравнения рядом приведен расчетный профиль давлений на верхней 1 и нижней 2 поверхностях модели [9] (фиг. 4, б).

Авторы признательны Г. П. Свищеву, отметившему важность разработки методов «панорамной» и объемной регистрации полей давления в движущейся сплошной среде.

Поступила 21 X 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Петунин А. М. Методы и техника измерений параметров газового потока. М., «Машиностроение», 1972.
2. Пенкхерст Р., Холдер Д. Техника эксперимента в аэродинамических трубах. М., ИЛ, 1955.
3. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М., 1952.
4. Emmerling R, Meier G. E. A., Dinkelacker A. Investigation of the instantaneous structure of the wall pressure under a turbulent boundary layer flow. Mitt. MPI Strömungsforsch. u. Aerodyn. Versuchsanst., Göttingen, 1974, N 131.
5. Thompson D. H., Tanner L. H. An optical interference manometer.—*J. o Scient. Instrum.*, 1969, vol. 2, s. 2.
6. Кольтер Р. Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
7. Вайнберг Д. В. Пластины, диски, балки-стенки. Киев, ГИЛСА, 1959.
8. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Мир», 1968.

УДК 532.516

### ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОГО ТЕПЛОПРОВОДНОГО ГАЗА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА

В. П. Шидловский

(Москва)

Задача об установившемся ламинарном движении несжимаемой вязкой жидкости под воздействием неограниченного диска, вращающегося с постоянной угловой скоростью, была впервые сформулирована и приближенно решена Карманом [1]. Решение этой задачи, построенное для уравнений Навье — Стокса, обладает в то же время рядом особенностей, характерных для течений в пограничных слоях. Нетрудно установить, например, что решению Кармана соответствует конечная толщина вытеснения, не зависящая от радиальной координаты, можно ввести и другие толщины, определяемые в теории пограничного слоя. С учетом этого при решении задачи Кармана и ее модификаций [2—6] применяются многие методы теории пограничного слоя.

В свое время делались попытки построения решения, аналогичного решению Кармана, для более общего случая сжимаемой вязкой и теплопроводной жидкости [7, 8]. В частности, в работе [7] течение газа под воздействием вращающегося диска с постоянной температурой поверхности рассмотрено