

6. *Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я.* Экспериментальное исследование аномального аэродинамического нагрева тел с глубокой полостью. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1, с. 112–119.
7. *Мешков Е. Е.* Отражение плоской ударной волны от жесткой вогнутой стенки. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 4, с. 33–39.
8. *Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.* Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.

Москва

Поступила в редакцию
7.VIII.1984

УДК 533.6.011.72:531.787

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ ДАТЧИКАМИ ОБЪЕМНОГО ТИПА

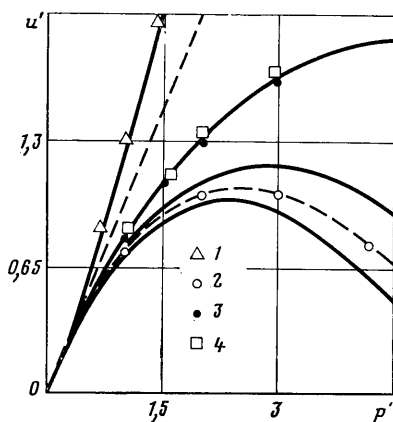
НЕЩИМЕНКО Ю. П., ТАЛЫКОВ В. В., ЧИКИН И. И.

При измерении давления в ударных волнах широко используются преобразователи давления (датчики) объемного типа, которые вводятся в исследуемые точки пространства. Известны, например, пьезоэлектрические преобразователи с чувствительным элементом в виде сферы или цилиндра конечной длины, а также в виде плоской воспринимающей поверхности. Вследствие торможения слутного потока, образования пограничного слоя и других процессов давление p_T , действующее на каждый элемент воспринимающей поверхности датчика ds , оказывается отличным от давления p_2 в набегающей волне. Датчик регистрирует среднее значение давления

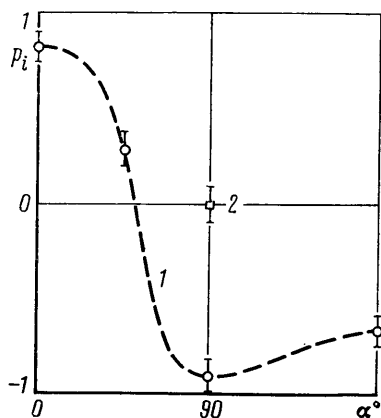
$$p_c = \int (p_T - p_1) \frac{ds}{S}$$

которое в общем случае не равно давлению $p = p_2 - p_1$, где p_1 — начальное давление, S — площадь воспринимающей поверхности.

Цель данной работы — исследование связи p_c с измеряемой величиной p . Предположим, что изменение параметров невозмущенного потока на длине порядка ха-



Фиг. 1



Фиг. 2

рактерного размера датчика мал, а процесс нестационарного взаимодействия фронта волны с датчиком завершен. Введем локальный p_g и интегральный p_i коэффициенты давления

$$p_g = \frac{p_T - p_2}{q}, \quad p_i = \int p_g \frac{ds}{S}$$

Через q обозначен скоростной напор невозмущенного потока за фронтом волны. Величина p_i в общем случае зависит от большого числа факторов: формы тела и степени ее шероховатости, чисел M и Re , степени турбулентности потока, профиля давления $p(t)$ и т. д. Однако если $M \approx 1$, то для тел по форме, близкой к шаровой, коэффициент p_i практически постоянен и не зависит от чисел M и Re . Этот результат получается при расчете p_i по приведенным в [1] кривым распределения давления на шаре, обдуваемом потоком постоянной скорости.

Для проверки результата расчета p_i были проведены эксперименты с пьезоэлектрическими преобразователями различной формы: в виде сферы (внешний диаметр 5–15 мм), цилиндра (внешний диаметр 10 мм, длина 10 мм), с плоским торцом (типа ЛХ-610). Измерения проводились в ядре потока в ударной трубе с переменной длиной камеры высокого давления [2, 3]. Регистрировалось давление за фронтом плоской ударной волны и волны с треугольным профилем давления с длительностью фазы сжатия 3–8 мс. Спутное течение газа за фронтом волны дозвуковое, $M \approx 1$. Скорость ударной волны измерялась базовым методом с помощью двух датчиков давления. По скорости вычислялся скачок давления на фронте волны p . Одновременно избыточное давление p в волне регистрировалось контрольными датчиками, установленными заподлицо со стенкой трубы. В пределах погрешности эксперимента (1–1,5%) давления, измеренные двумя независимыми средствами, совпадали.

Величина p_c рассчитывалась по значению электрического сигнала u , снимаемого с датчика $p_c = u/K$. Чувствительность K находилась при статической калибровке. Величина q для пробы газа рассчитывалась по формулам прямого скачка. Для электрического сигнала датчика получаем

$$u = Kp \left[1 + \frac{p}{p_1} \frac{p_i}{2\gamma + (\gamma - 1)p/p_1} \right] \quad (4)$$

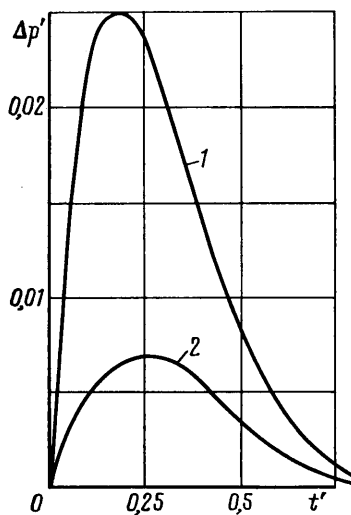
где p – скачок давления на фронте волны, γ – показатель адиабаты.

Графики зависимостей $u' = u(Kp_1)^{-1}$ от $p' = p/p_1$ для $p_i = 0,8; 0; -0,6; -0,8; -0,85, -0,9$ и $\gamma = 1,4$ приведены на фиг. 1. Там же представлены экспериментальные данные, соответствующие временам, когда эффектами отражения и дифракции можно пренебречь. Данные измерений датчиком ЛХ-610 1 и 2 соответствуют фронту волны, параллельному воспринимающей поверхности датчика и набегающему на нее, и фронту волны, перпендикулярному воспринимающей поверхности. Данные 3 – сферический датчик в потоке, 4 – поперечное обтекание цилиндрического датчика.

Формула (1) удовлетворительно учитывает реальные процессы взаимодействия датчика с потоком. При этом величина p_i в пределах погрешности измерения (10–15%) при $M \leq 1$ не зависит от интенсивности волны (чисел M и Re), а ее абсолютное значение определяется конструктивными особенностями датчика. Следовательно, имеет место зависимость $u = K(p + p_i q)$, где $p_i = \text{const}$. Эта зависимость проверена также путем регистрации сигнала датчика при прохождении контактной поверхности, разделяющей рабочий и толкающий газы после разрыва диафрагмы. На контактной поверхности испытывают скачок плотности и температура, что приводит к скачку q и u . Указанный эффект более заметен, если в качестве толкающего газа используется не воздух, а более легкий газ – гелий. Скачок Δu в пределах погрешности измерения совпадает с расчетом при $p_i = \text{const}$.

Интегральный коэффициент давления p_i для сферических и цилиндрических преобразователей находится в пределах 0,5–0,7 и практически не зависит от направления потока. Абсолютное значение и знак p_i у датчика с плоской воспринимающей поверхностью зависят от угла α между осью датчика и направлением распространения ударной волны (фиг. 2). Угол $\alpha = 0$ на фиг. 2 соответствует положению датчика, когда фронт волны набегаёт на воспринимающую поверхность и параллелен ей, 1 – датчик в потоке, 2 – датчик установлен заподлицо со стенкой ударной трубы. Характер зависимости $p_i(\alpha)$ показывает, что использование датчиков такого типа, когда направление потока неизвестно или известно недостаточно точно, нецелесообразно ввиду возможных больших погрешностей измерений. При выборе датчика также необходимо иметь в виду, что связь $q = f(p)$ нелинейная. Поэтому при больших отрицательных значениях p_i зависимость $u = f(p)$ может оказаться неоднозначной (см. фиг. 1).

При регистрации ударных волн с переменными параметрами спутного течения (например, взрывных волн) точность расчета текущего значения избыточного давления $p(t)$ по данным измерений $u(t)$ зависит от вида используемой математической модели, описывающей связь скоростного напора с давлением за фронтом волны. В общем случае эта связь неоднозначна, зависит от условий формирования ударной волны, расстояния и т. д. [4]. Однако при измерениях в слабых волнах ($p/p_1 \approx 1$) для обработки экспериментальных данных можно использовать функцию $q(t) = f[p(t)]$ для прямого скачка. Тогда вновь получаем формулу (1), где $p \approx p(t)$ имеет смысл текущего значения избыточного давления в набегающем потоке. Вносимая при этом погрешность расчета $p(t)$ невелика, что иллюстрируется графика-



Фиг. 3

ми относительной погрешности $\Delta p' = \Delta p(t/t_c) / (p_m p_i)$ от $t' = t/t_c$ на фиг. 3, рассчитанными для сферической волны при точечном взрыве по данным [5] для $p_m = 1$; 0,5 атм (кривые 1, 2). Здесь $\Delta p(t)$ — разность значений $p_c(t)$, полученных с помощью формулы (1) и с учетом величины $q = f(t)$, приведенной в [5], p_m — скачок давления на фронте волны, t_c — длительность фазы сжатия. Этот вывод был подтвержден экспериментально при регистрации ударных волн с треугольным профилем $p(t)$ в ударной трубе [2], $p_m/p_i \leq 1,5$. Зависимость давления $p(t)$ регистрировалась торцевым датчиком, установленным заподлицо на стенке ударной трубы и сравнивалась с зависимостью $p(t)$, рассчитанной в соответствии с (1) по выходному сигналу $u(t)$ датчика, введенного в ядро потока. Для сферического датчика расхождение соответствующих значений $p(t)$ не превышало погрешности эксперимента (3–4%), в то время как вклад эффектов обтекания в показания сферического датчика достигал 20–24%.

Таким образом, если датчик объемного типа используется в условиях, когда течение газа за фронтом волны дозвуковое, $M < 1$, интегральный коэффициент давления p_i можно рассматривать как некоторый параметр собственно датчика, который однозначно определяется путем предварительной градуировки, например в ударной трубе, и характеризует вклад эффектов обтекания в выходной сигнал датчика, выраженный через величину скоростного напора. Наиболее подходит преобразователь с чувствительным элементом в виде сферы или короткого цилиндра, для которых величина $p_i = -(0,5-0,7)$ слабо зависит от направления потока. При этом избыточное давление в волне рассчитывается по формуле (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 592 с.
2. Потапов В. М., Чикин И. И., Нецименко Ю. П. Ударная труба. А. с. № 979929. — Открытия. Изобретения. Промышл. образцы. Товар. знаки, 1982, № 45 от 7.12.82.
3. Нецименко Ю. П., Чикин И. И. Определение динамических характеристик преобразователей давления нестационарных ударных волн с помощью ударной трубы с камерой высокого давления переменной длины. — Тез. докл. 3-го Всесоюз. симп. Динамические измерения. Л., 1981, с. 84–86.
4. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир, 1976. 271 с.
5. Баум Ф. А., Станюкевич К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М.: Физматгиз, 1959. 800 с.

Москва

Поступила в редакцию
6.VII.1984

УДК 533.6.011.72:532.529

К ТЕОРИИ ГИДРОУДАРА В ДВУХФАЗНОЙ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ ПРИ СНАРЯДНОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ

КОВАЛЕВ А. Д., ШИНДЯПИН Г. П.

С учетом ударно-волнового характера процесса [1, 2] исследуется интенсивность гидроудара в двухфазной газожидкостной смеси при снарядном режиме течения в случае перекрытия трубопровода по жидкой пробке в зависимости от длины отсекаемой части жидкой пробки, содержания пузырьков газа в жидких пробках и закона перекрытия трубопровода. Расчетные данные по ударно-волновой теории хорошо согласуются с экспериментальными данными [3] и в отличие от результатов линейной теории [3] позволяют определить интенсивность гидроудара не только в случае слабых волн, но и в случае волн умеренной интенсивности.

1. В [3] экспериментально показано, что давление при гидроударе при снарядном режиме течения смеси в случае перекрытия трубопровода по жидкой пробке в целом значительно больше, чем в случае перекрытия по газовой пробке, когда отсекаемая часть газовой пробки ослабляет гидроудар и приводит в дальнейшем к быстро затухающим колебаниям давления.

В случае перекрытия по жидкой пробке, рассматриваемом ниже, в сечении перекрытия возникает ударная волна, которая распространяется со скоростью U по отсекаемой части l_1 жидкой пробки, движущейся со скоростью u_1 , отражается от границы раздела фаз и в виде волны разрежения со скоростью звука c_2 (относительно движущейся со скоростью u_2 среды) достигает в некоторый момент времени t_* сечения перекрытия. Если к моменту t_* прихода волны разрежения сечение не перекрыто полностью, т. е. t_* меньше времени перекрытия t_1 , то интенсивность гидро-