

случаев, очевидно,  $R_1 = R_0(T_1/T_\infty)^{1/3}$ . Из рис. 4 видно, что конечные профили температуры для  $p_\infty R_0 = 10^4$  и  $10^5$  Па·м близки к профилю для изохоро-адиабатического режима энергосвободения, а для  $p_\infty R_0 = 10^3$  Па·м — к зависимости для изобарического режима энергосвободения.

Таким образом, проведенные расчеты показали существенное влияние неравновесности энергосвободения (при  $p_\infty R_0 \leq 10^4$  Па·м) и длительности накачки на характер течения газа. Определены интенсивности образующихся УВ в зависимости от расстояния до центра области энергосвободения при типичных значениях удельного энерговклада в условиях импульсного электрического разряда.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1981.
2. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва. — М.: Наука, 1985.
3. Андреева Т. Е., Грицинин С. И., Косый И. А. и др. Релаксация колебательно-возбужденного азота с учетом газодинамических явлений // Краткие сообщ. по физике. — 1983. — № 7.
4. Гасилов В. А., Карпов В. Я., Круковский А. Ю. и др. Расчет развития осесимметричного теплового взрыва в молекулярном газе. — М., 1984. — (Препр./ИВТАН; № 5—138).
5. Вихарев А. Л., Гитлин М. С., Иванов О. А. и др. Нагрев азота в импульсном СВЧ-разряде в условиях интенсивного возбуждения электронных уровней молекул // Письма в ЖТФ. — 1987. — Т. 13, № 4.
6. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Баланс колебательной энергии в разрядах в воздухе // ТВТ. — 1985. — Т. 23, № 4.
7. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
8. Nonna H., Glass I. I. Weak spherical shock-wave transitions of  $N$ -waves in air with vibrational excitation // Proc. Roy. Soc. London. — 1984. — V. A391, N 1800.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.

г. Москва

Поступила 4/VIII 1988 г.

УДК 533.6.011.72:534.222.2

М. К. Березкина, И. В. Смирнов, М. П. Сыщикова

### ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ВЗРЫВНОГО ПРОФИЛЯ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Плоскую ударную волну (УВ) с переменным профилем давления за фронтом можно получить в диафрагменной ударной трубе постоянного сечения на расстоянии догона фронта УВ волной разрежения (ВР), отраженной от торца камеры высокого давления (КВД).

В [1] на основе численного моделирования течения, возникающего при взрыве слоя, которое можно представить как течение, реализуемое в ударной трубе при мгновенном удалении диафрагмы, показано, что имеются такие значения определяющих параметров, при которых давление на фронте УВ в момент догона головной ВР оказывается близким к давлению на фронте УВ при точечном плоском взрыве. Дальнейшие изменения давления на фронте УВ также близки к зависимости давления на фронте УВ с расстоянием для точечного взрыва. При других значениях определяющих параметров давление на фронте УВ в момент догона ВР меньше давления точечного взрыва и приближение к закономерности точечного взрыва происходит на расстоянии, превышающем расстояние догона.

В настоящее время модель точечного взрыва наиболее изучена [2] и во многих случаях хорошо описывает задачи реальных взрывов. Обнаруженная при численном моделировании [1] взаимосвязь параметров УВ, формирующихся в ударной трубе после догона ВР с параметрами УВ при точечном взрыве, заслуживает внимания. Возникает возможность использования подобного рода установок для моделирования процессов взаимодействия взрывных волн с телами.

Экспериментальное исследование течения в ударной трубе постоянного сечения проводилось, как правило, либо на участке, где скорость фронта УВ возрастает из-за немгновенности разрыва диафрагмы [3, 4], либо на участке, где скорость фронта почти не меняется, а параметры газа за фронтом постоянны [4, 5]. Исследования течения на более поздних стадиях, где голова ВР, отраженная от торца КВД, догоняет фронт УВ, практически отсутствуют [6].

В данной работе на основе численного и физического моделирования рассмотрены закономерности формирования и распространения плоских УВ с переменным профилем давления в ударной трубе. Проведено сравнение с расчетами, сделанными по идеальной теории ударной трубы и для модели точечного взрыва.

**1. Определяющие параметры.** На рис. 1 показаны диаграмма течения, возникающего в ударной трубе при мгновенном удалении диафрагмы, и распределение давления в пространстве для трех характерных моментов времени. В момент времени  $t$  давление за фронтом УВ в двух областях, разделенных контактным разрывом (КР<sub>1</sub>), постоянно и плавно возрастает в ВР до максимального значения на стенке. В последующие моменты времени основные изменения в течении связаны с распространением по каналу отраженной от торца КВД головы ВР<sub>1</sub> и ее взаимодействием с хвостом (X) в точке O<sub>2</sub>, с КР в точке O<sub>3</sub> и с фронтом первоначальной УВ в точке O<sub>4</sub>. При взаимодействии ВР<sub>2</sub> с КР в точке O<sub>3</sub> образуется проходящая ВР<sub>3</sub> и отраженная волна A<sub>3</sub>, которая может быть либо ВР, либо УВ, формирующейся из волн сжатия. Скорость КР после взаимодействия с ВР<sub>2</sub> начинает уменьшаться и в пределе, когда давление на КР становится соизмеримым с начальным, оказывается равной нулю. С момента догона первоначальной УВ волной разрежения давление за фронтом перестает быть постоянным, а на границе раздела двух газов КР<sub>3</sub> (момент времени  $t$ ) кривая давления терпит излом.

Газодинамические параметры потока в ударной трубе являются функциями пространственной  $R$  и временной  $T$  переменных, а также начальных параметров  $p_d, a_d, k, \gamma_0$  ( $p_d$  и  $a_d$  — начальное отношение давлений на диафрагме и отношение скоростей звука в КВД и канале низкого давления (КНД),  $k$  и  $\gamma_0$  — показатели адиабаты в КВД и КНД). В качестве масштабов для пространственной и временной переменных задаются  $R^0 = r'_d, T^0 = r'_d \sqrt{\gamma_0/a_0}$  ( $r'_d$  — длина КВД,  $a_0$  — начальная скорость звука в КНД).

При сопоставлении течения в ударной трубе с течением, возникающим при точечном взрыве, удобно пользоваться другой системой определяющих параметров:  $r_d, a_d, k, \gamma_0$  ( $r_d$  — безразмерная длина КВД). В этом случае в качестве пространственного  $r^0$  и временного  $t^0$  масштабов, как и в теории точечного взрыва, задаем

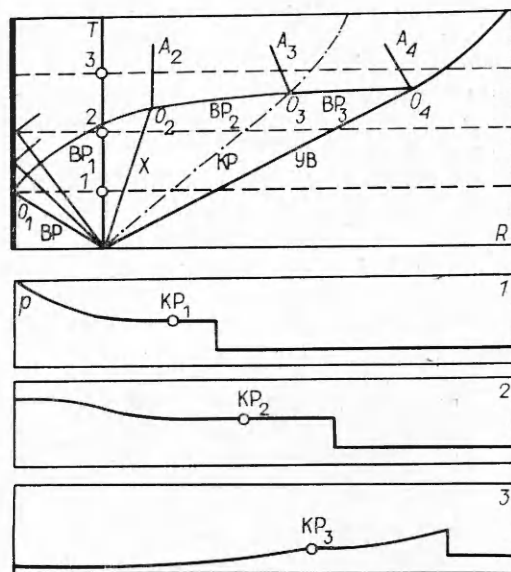
$$r^0 = \frac{E_0}{p_0 \alpha^0} - \frac{2p_d r'_d}{(k-1) \alpha^0}, \quad t^0 = \frac{r^0 \sqrt{\gamma_0}}{a_0},$$

где  $E_0$  — энергия сжатого газа в КВД (или энергия взрыва);  $\alpha^0$  — автомодельная постоянная, зависящая от  $\gamma_0$  среды и симметрии движения [2], при  $\gamma_0 = 1,4$   $\alpha^0 = 1,077$ ;  $p_0$  — начальное давление в КНД. Безразмерная длина КВД оказывается в этих переменных равной

$$r_d = \frac{r'_d}{r^0} = \frac{(k-1)}{2p_d} \alpha^0,$$

а связь между физическими  $R, T$  и динамическими  $r, t$  переменными определяется соотношениями  $r = r_d R, t = r_d T$ .

**2. Методика эксперимента.** Эксперименты проведены в ударной трубе прямоугольного поперечного сечения  $50 \times 150$  мм. Общая длина установки 12 м. КНД длиной 9 м состоит из отдельных стальных секций, КВД



Р и с. 1

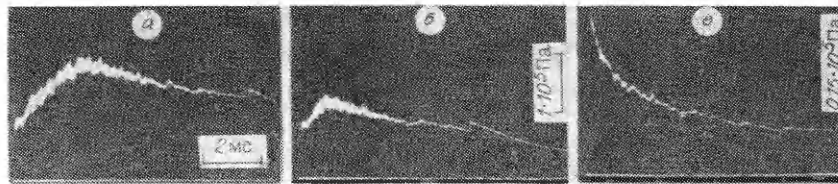
сменные и имеют длину 85 мм, 1 и 2 м. В качестве разделительных диафрагм применялась медная лента толщиной 0,15; 0,25 и 0,4 мм. Принудительный надрез диафрагм осуществлялся специальным ножом.

Реальное течение в ударной трубе исследовалось в зависимости от начальных параметров:  $p_d$ ,  $a_d$ ,  $k$  и  $\gamma_0$ . Основные измеряемые величины — скорость фронта УВ и профиль давления за ним — регистрировались в фиксированном сечении канала при разных длинах КВД. Безразмерное расстояние сечения наблюдения от торца КВД равнялось 4,6; 8 и 101 при  $r'_d = 2$ ; 1 м и 85 мм. Канал заполнялся азотом, а КВД — азотом или водородом. При использовании в качестве толкающего газа азота  $a_d = 1$ , а водорода —  $a_d = 3,73$ . Для всех экспериментов  $k = \gamma_0 = 1,4$ .

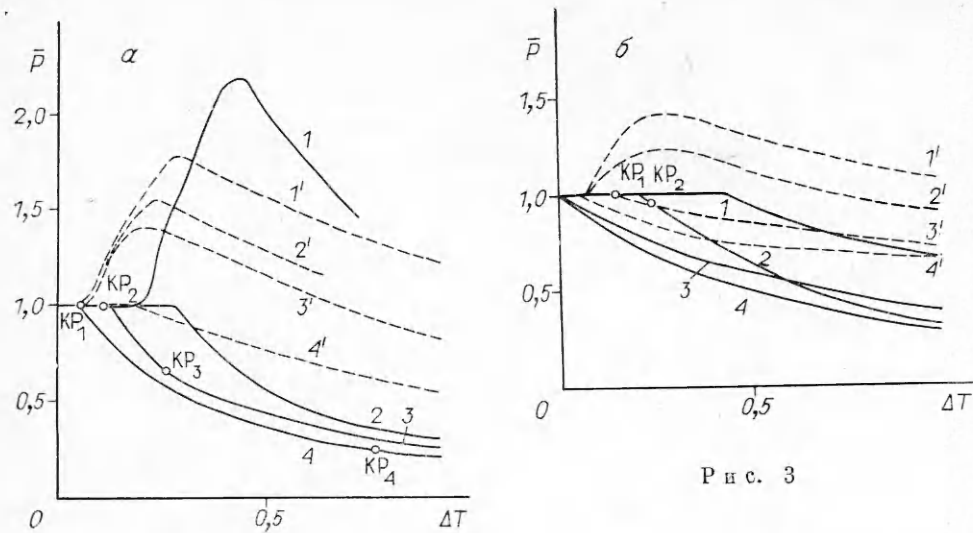
Скорость фронта УВ определялась базовым методом. Ошибка в нахождении числа Маха фронта УВ  $M_\phi$  не превышала 1 %. Для измерения импульсных давлений за фронтами УВ, распространяющихся по каналу, использовались пьезодатчики с защитным температурным покрытием, разработанные Г. Н. Сунцовым [7]. Регистрация сигналов от пьезодатчиков производилась на запоминающем осциллографе С8-17 через эмиттерный повторитель с полевым транзистором [8]. Коэффициент чувствительности пьезодатчика при собственной емкости 910  $pF$  3 мкВ/Па, период наблюдаемого шума 3,3 мкс. Динамическая погрешность пьезодатчика (отношение половины амплитуды шума к амплитуде сигнала) зависит от соотношения  $n$  между временем прохождения УВ мимо приемной поверхности и периодом наблюдаемых шумов [9]. Динамическая погрешность при  $n \sim 2$  составляет 10 %, с уменьшением  $n$  она сильно возрастает. Постоянная времени системы регистрации позволяет проводить наблюдения нестационарного давления без искажений в течение 10 мс.

**3. Результаты эксперимента.** Характер изменения давления во времени за фронтом УВ в горячей и холодной зонах потока существенным образом зависит от соотношения  $R = R'/r'_d$  ( $R'$  — размерное расстояние от торца КВД до измерительного сечения). На рис. 2 приведены типичные осциллограммы давления, полученные при одних и тех же условиях на диафрагме  $p_d = 930$  и  $a_d = 3,73$ , при этом  $R = 4,6$ ; 8; 101 ( $a-\epsilon$ ),  $M_\phi = 6,20$ ; 6,26; 3,51. При малых значениях  $R$  (рис. 2,  $a, б$ ) давление сразу за фронтом в течение некоторого времени постоянно. С приходом хвоста ВР начинается рост давления в холодной зоне потока, который прекращается с появлением в рабочем сечении отраженной головы ВР. Пиковое давление, наблюдаемое в холодной зоне потока, уменьшается с ростом  $R$ . Характер изменения давления при больших  $R$  показан на рис. 2,  $в$ . В этом случае к моменту прихода УВ в рабочее сечение ее интенсивность падает до  $M_\phi = 3,51$ , а давление за фронтом непрерывно понижается. Приведем результаты измерения давления за фронтом УВ в зависимости от  $p_d$  для  $a_d = 3,73$  при  $R \leq R_s$  и  $R \gg R_s$  ( $R_s$  — безразмерная координата догона ВР фронта УВ).

Профили давления за фронтом УВ при  $R = 4,6$  и 8 ( $R \simeq R_s$ ) показаны соответственно на рис. 3,  $a$  и  $б$ . Здесь  $\bar{P} = p/p_\phi$  ( $p_\phi$  и  $p$  — давление на фронте и текущее давление за ним). Время  $\Delta T$  отсчитывается с момента прихода УВ в рабочее сечение. Линии 1—4 — профили давления, измеренные в эксперименте, 1—4 — рассчитанные по идеальной теории ударной трубы. Начальные условия для эксперимента и расчета на рис. 3 представлены в таблице. Здесь же приведены рассчитанные по начальным



Р и с. 2

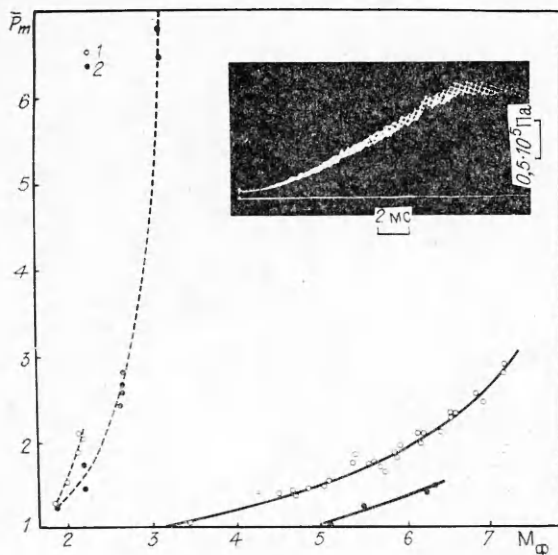


условиям параметры фронта  $M_{\phi 0}$  и  $p_{\phi 0}$ , а также измеренные  $M_{\phi}$ ,  $p_{\phi}$ . При сравнении эксперимента и расчета обнаруживается сильное расхождение изменения давления в холодной зоне потока. Сопоставим два профиля давления 2' и 2 на рис. 3, а при близком значении  $p_d \sim 360$  на расстоянии  $R = 4,6$ . В эксперименте (профиль 2') первым в данное сечение приходит хвост ВР, после чего регистрируется рост давления. С приходом отраженной головы ВР давление начинает падать. В расчете (профиль 2) рост давления отсутствует, наблюдается только его уменьшение, так как первой в данное сечение приходит отраженная голова ВР.

Наши эксперименты и результаты [10] показывают, что измеренное время появления головы ВР в фиксированном сечении, после того как здесь проходит падающая УВ, неплохо согласуется с рассчитанным по идеальной теории ударной трубы. В литературе отсутствуют какие-либо сведения по времени появления хвоста ВР. В настоящей работе регистрируется сильное расхождение между расчетом и экспериментом во времени появления хвоста в фиксированном сечении. Хвост приходит гораздо раньше, чем это предсказывает теория. Причем время его появления почти не зависит от  $M_{\phi}$  падающей УВ, тогда как время появления головы увеличивается с ростом  $M_{\phi}$ . Значение максимального давления  $\bar{P}_m$ , наблюдаемого в эксперименте в холодной зоне потока, тоже растет с увеличением  $M_{\phi}$ .

На рис. 4 показаны зависимости  $\bar{P}_m = p_m/p_{\phi}$  от  $M_{\phi}$ , измеряемого в фиксированном сечении, причем точки, соединенные штриховыми линия-

№ п/п	$p_d$	$M_{\phi 0}$	$p_{\phi 0}$	$M_{\phi}$	$p_{\phi}$	№ п/п	$p_d$	$M_{\phi 0}$	$p_{\phi 0}$	$R$
Эксперимент						Расчет				
При $R = 4,6$										
1'	498	6,48	48,77	5,38	33,7	1	3200	9,0	94,29	4
2'	372	6,09	43,09	5,10	30,2	2	350	6,0	41,81	4,6
3'	220	5,42	34,09	4,49	23,3	3	55	3,8	16,68	4,6
4'	73	4,1	19,44	3,45	13,7	4	25	3,0	10,33	4,6
При $R = 8$										
1'	938	7,32	62,36	6,26	45,6	1	3200	9,0	94,29	8
2'	500	6,48	48,86	5,51	35,2	2	350	6,0	41,81	8
3'	300	5,81	39,22	5,11	30,3	3	55	3,6	14,96	8
4'	220	5,42	34,09	4,62	24,7	4	25	2,6	7,72	8



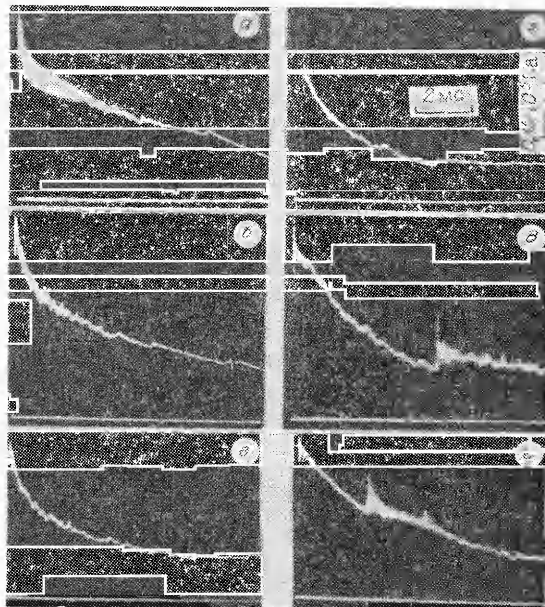
Р и с. 4

зуемым в эксперименте. На рис. 4 приведена осциллограмма давления для  $R = 4,6$  при  $a_d = 1$ ,  $M_\phi = 3,1$ ,  $P_\phi = 11,1$ . Максимальное давление превышает давление на фронте в 12 раз. При проведении исследований на ударных трубах необходимо выбирать условия эксперимента таким образом, чтобы в рабочем сечении повышения давления в потоке были минимальны.

Результаты измерения давления во времени за фронтом УВ при  $R \gg R_S$  показаны на рис. 5 (а —  $M_\phi = 5,19$ ,  $p_\phi = 31,3$ , б —  $M_\phi = 4,16$ ,  $p_\phi = 20,0$ , в —  $M_\phi = 3,51$ ,  $p_\phi = 14,2$ , г —  $M_\phi = 2,62$ ,  $p_\phi = 7,8$ , д —  $M_\phi = 2,13$ ,  $p_\phi = 5,1$ , е —  $M_\phi = 1,52$ ,  $p_\phi = 2,53$ ). В этой серии экспериментов  $r_d = 85$  мм,  $R' = 8,6$  м, что соответствовало  $R = 101$ . Приведенные данные демонстрируют возможность получения УВ переменного профиля в ударной трубе со спадом давления в зоне до 50–70%. В некоторых режимах в эксперименте регистрируется вторая УВ (д, е), движущаяся по каналу со стороны КВД в потоке за первоначальной УВ. Направленность распространения второй УВ определена по показаниям двух близко расположенных пьезодатчиков давления. Вторая волна появляется в рабочем сечении тем быстрее, чем меньше интенсивность первоначальной УВ.

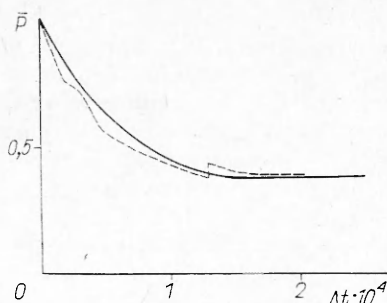
На рис. 6 показано сопоставление профиля давления, полученного в ударной трубе (штриховая линия,  $p_\phi = 6,38$ ), с рассчитанным по идеальной теории ударной трубы (сплошная кри-

ми, получены при  $a_d = 1$ , а сплошными — при  $a_d = 3,73$  ( $1 - r'_d = 2$  м и  $R = 4,6$ ; 2 —  $r'_d = 1$  м и  $R = 8$ ). По приведенному графику можно определить  $M_\phi^*$ , при котором в фиксированное сечение одновременно приходят хвост и голова ВР ( $\bar{P}_m = 1$ ). Для  $a_d = 3,73$   $M_\phi^* \sim 3,2$  в сечении  $R = 4,6$  и  $M_\phi^* \sim 5$  в сечении  $R = 8$ . Тогда при  $M_\phi < M_\phi^*$  в рабочем сечении отсутствует рост давления в холодной зоне потока по сравнению с давлением на фронте УВ, а при  $M_\phi > M_\phi^*$  его рост наблюдается. Сильно повышается давление в холодной зоне потока при  $M_\phi$ , близких к предельно реали-



Р и с. 5

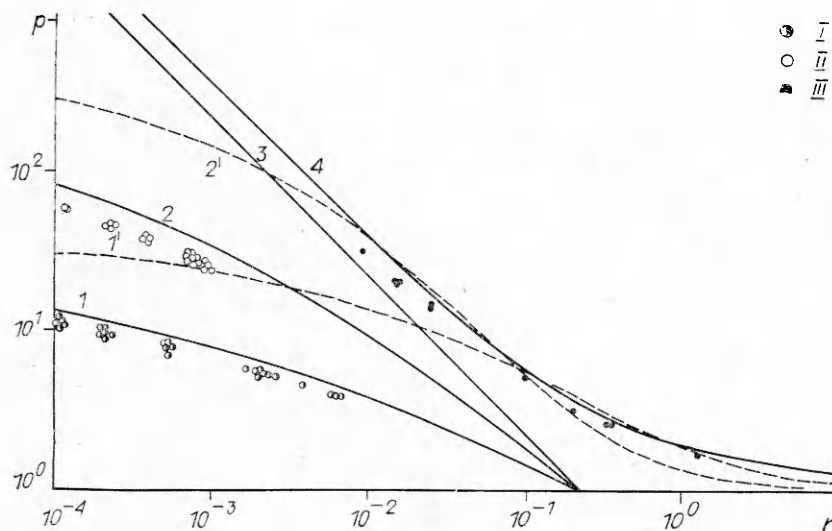
вая,  $p_{\phi} = 6,54$ ). Профиль давления, измеренный в эксперименте, достаточно хорошо согласуется с теоретически рассчитанным. Основное отличие теории и эксперимента в том, что в реальном потоке ударной трубы наблюдается вторая УВ, причина образования которой пока не выяснена. Сравним параметры УВ, генерируемых в ударной трубе, с параметрами УВ точечного взрыва в однородной атмосфере.



Р и с. 6

На рис. 7 приведено изменение давления  $p_{\phi}$  на фронте УВ с расстоянием  $r$ , измеряемым от торца КВД (или от центра взрыва). Здесь  $I-3$  — расчет  $p_{\phi d}$  при  $r = r_d$ , а  $I', 2'$  — расчет  $p_{\phi s}$  при  $r = r_s$  ( $r_s$  — безразмерная координата догона волной разрежения фронта УВ). Расчет проводился по идеальной теории ударной трубы при  $k = \gamma_0 = 1,4$  для всех возможных  $p_d$ , вычисление  $I, I', 2, 2'$  и  $3$  — по аналитическим формулам [11] при  $a_d = 1; 3,73$  и  $\infty$ . Кривая 4 — расчет  $p_{\phi}$  с расстоянием от центра взрыва при плоском точечном взрыве ( $\gamma_0 = 1,4$ ) [2]. Зависимости  $I, 2$  дают значения давления на фронте УВ на начальном участке для заданного отношения скоростей звука в канале и камере в зависимости от перепада давлений на диафрагме  $p_d$ . Поскольку при  $a_d \rightarrow \infty$   $p_{\phi d} = p_d$  для любого  $r_d$ , линия 3 дает связь между  $p_d$  и  $r_d$ . Точками  $I$  и  $II$  нанесены значения  $p_{\phi d}$  при  $r = r_d$  для  $k = \gamma_0 = 1,4$ ,  $a_d = 1$  и  $3,73$  соответственно, точками  $III$  — давления на фронте УВ на участке догона ( $r > r_s$ ) при  $k = \gamma_0 = 1,4$ ,  $a_d = 3,73$  для разных  $p_d$ . Закономерность изменения давления на фронтах УВ, генерируемых в ударной трубе (точки  $III$ ), с расстоянием близка к закономерности, даваемой точечным взрывом. Абсолютные значения давления на фронте УВ отличаются от рассчитанных на величину такого порядка, как и на начальном участке, где давление за фронтом постоянно (точки  $II$ ).

Таким образом, в соответствии с данными численного моделирования в реальной ударной трубе при определенных начальных условиях на расстоянии  $R \sim 100$  формируются УВ, динамика которых хорошо описывается решением задачи о точечном взрыве в среде с противодействием. Экспериментально получены УВ взрывного профиля разной интенсивности,  $M_{\phi}$  которых изменялись в диапазоне  $1,5 - 5,2$  для  $a_d = 3,73$  при  $p_d = 63 - 2400$ .



Р и с. 7

На расстоянии  $R \sim 1-10$  обнаружено значительное превышение экспериментально измеренного в холодной зоне давления над теоретически рассчитанным, что связано с более быстрым, чем в теории, приходом хвоста ВР. Известно, что измеренные экспериментально такие параметры, как  $M_{\phi}$  и длительность горячей зоны течения, всегда меньше рассчитанных. Обнаруженное обратное соотношение между экспериментом и теорией для давления в холодной зоне потока указывает на то, что энергия, запасенная в КВД, передается УВ менее эффективно, чем это предсказывает идеальная теория ударной трубы. Наблюдаемое превышение давления в холодной зоне потока над рассчитанным, по всей видимости, обусловлено немгновенностью раскрытия диафрагмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Назаров Е. В., Сыщикова М. П. Особенности динамики ударной волны при взрыве слоя. — Л., 1987. — (Препр./ФТИ АН СССР; № 1100).
2. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. — М.: Наука, 1974.
3. Штеменко Л. С. Возникновение ударных волн в ударной трубе в процессе раскрытия диафрагмы // Вести. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. — 1982. — Т. 23, № 3.
4. Гласс И., Паттерсон Г. Теоретическое и экспериментальное исследование потоков в ударной трубе // Ударные трубы/Под ред. Х. А. Рахматуллина, С. С. Семенова. — М.: ИЛ, 1962.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. — М.: Наука, 1977.
6. Медведев С. П., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Воздушные УВ при внезапном расширении сжатой двухфазной среды насыпной плотности // ФГВ. — 1987. — № 4.
7. Сунцов Г. Н. Пьезоэлектрический датчик давления. — М., 1982. — (Информ. листок о науч.-техн. достижениях/ВИМ; № 82-0281).
8. Загорский Я. Т. Измерительные усилители на транзисторах. — М.: Энергия, 1971.
9. Березкина М. К., Плотников И. В. Применение сульфат-литиевого преобразователя импульсного давления в газодинамическом эксперименте // ФГВ. — 1982. — № 6.
10. Холдер Д., Шульц Д. Время работы и параметры потока гиперзвуковой ударной трубы // Исследование гиперзвуковых течений/Под ред. Ф. Р. Риддела. — М.: Мир, 1964.
11. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.

г. Ленинград

Поступила 15/VII 1988 г.

УДК 533.6.011.72

Э. И. Андрианкин, Н. Н. Мягков, В. В. Филимонов

### ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ДВОЙНОЙ ВЗРЫВ

Задачи о двойном точечном взрыве в газе, которые рассматривались в [1, 2], являются важным фрагментом в проблеме управления взрывом. Решение здесь зависит от двух параметров управления: отношения энергий взрывов  $\lambda = E_2^0/E_1^0$  и времени задержки между взрывами  $t_0$ . В [1] изучен сильный двойной взрыв без учета противодействия окружающей атмосферы. В [2] численно исследовалась задача о двойном точечном взрыве в сферически-симметричной постановке в широком диапазоне изменения давления — от сильной стадии до квазиакустической асимптотики — и изучены особенности поведения решения в зависимости от безразмерной задержки  $t_0$  при фиксированном значении параметра  $\lambda = 1$ .

В настоящей работе результаты [2] обобщаются на цилиндрический двойной взрыв, а также исследуется зависимость решения от параметра  $\lambda$  при фиксированном значении задержки между взрывами  $t_0$  и фиксированной суммарной энергии взрывов  $E_1^0 + E_2^0 = \text{const}$ .

Рассмотрим цилиндрический двойной взрыв в газе с противодавлением  $p_0$  и плотностью  $\rho_0$ . Взрывы соответствуют мгновенному выделению энергии с постоянными линейными плотностями  $E_1^0$  и  $E_2^0$  вдоль одной и той же оси  $r = 0$ . Первый взрыв происходит в момент времени  $t = -t_0$ , второй — в момент времени  $t = 0$ . Вязкость и теплопроводность не учитываются. Течение газа за ударными разрывами адиабатическое, подчи-