

УДК 533.6.011

© 1991 г.

**И. Е. ЗАБЕЛИНСКИЙ, И. М. НАБОКО, М. В. ТАРАСЕНКО,
О. П. ШАТАЛОВ**

ИСКАЖЕНИЕ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ С РАСШИРЯЮЩИМЯ КОНИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДНИКОМ

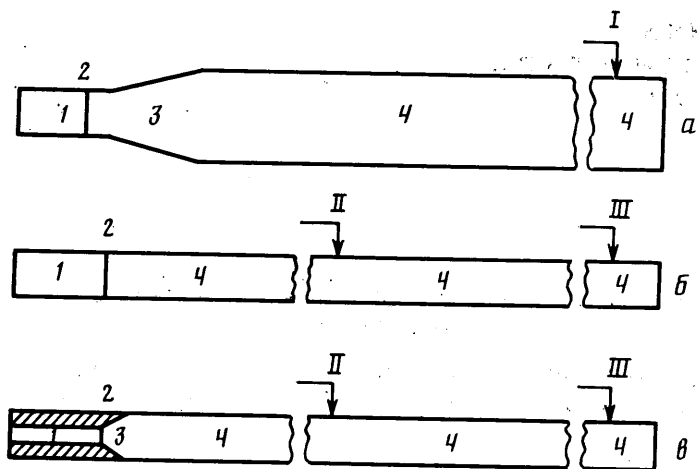
На ударных трубах переменного сечения экспериментально исследован профиль переднего фронта ударной волны в газе. Показано, что наличие конусного переходника между камерами высокого и низкого давления приводит к длительному сохранению неоднородностей на поверхности фронта волны (наклонов, искривлений, изгибов), сохраняющихся на длине 20–30 калибров.

Фронт ударной волны, распространяющейся в трубе, как правило, не плоский. Отличие фронта ударной волны от плоскости нормального сечения канала ограничивает возможности и точность измерений при исследовании кинетических явлений в газах. Искривление фронта увеличивает кажущуюся толщину скачка при его зондировании перпендикулярно потоку и устанавливает предел возможного пространственного разрешения вдоль потока.

Цель данной работы — экспериментальное исследование формы фронта падающей ударной волны в ударной трубе переменного сечения и анализ причин, вызывающих его искажения. Схемы ударных труб, их определяющие размеры и сечения, в которых осуществлялось зондирование фронта, показаны на фиг. 1 (1 — камера высокого давления, 2 — диафрагма, 3 — конусный переходник с полным углом раствора 30° , 4 — камера низкого давления, I — III — сечения, в которых проводились измерения).

На фиг. 1, а представлена схема ударной трубы, камера низкого давления (КНД) которой имела диаметр 0,49 м, а камера высокого давления (КВД) — 0,09 м. В этой установке формирование ударной волны после разрыва диафрагмы происходит вначале на участке постоянного сечения длиной 11 калибров КВД, затем в расширяющемся конусном переходнике с углом раствора 30° , а потом на участке большого диаметра, длина которого до сечения I, в котором проводились измерения, составляет 18 калибров КНД. Таким образом, расстояние от диафрагмы до рабочего сечения составляло около 32 текущих калибров трубы. Как известно, в случае канала постоянного сечения это расстояние могло бы обеспечить завершение формирования волны, выход на участок движения ее с примерно постоянной скоростью и с минимально возмущенной формой фронта.

Два других варианта канала ударной трубы, использованных в эксперименте, представлены на фиг. 1, б и в. Вариант, соответствующий фиг. 1, б, является «классическим» каналом цилиндрической ударной трубы с постоянным сечением 50 мм. В варианте на фиг. 1, в КВД имеет диаметр 9 мм, в конце камеры устанавливается диафрагма, после которой конусный переходник с полным углом раствора 30° соединяет камеру с каналом постоянного сечения 50 мм. Во всех экспериментах камеры высокого и низкого давлений разделялись медными или алюминиевыми диафрагмами толщиной от 0,1 до 1,4 мм. В качестве толкающего газа



Фиг. 1

использовались гремучая смесь, разбавленная водородом, или холодный водород.

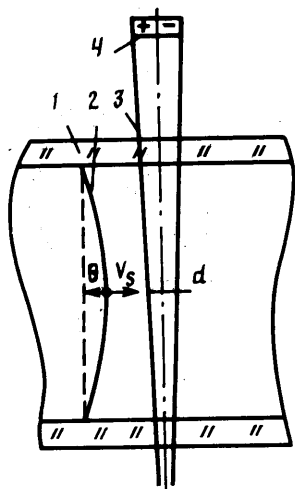
В вариантах на фиг. 1, б и в измерения проводились на расстояниях от диафрагмы, равных 18 и 60 калибров КНД (соответственно в сечениях II и III).

Отличие фронта падающей ударной волны в канале ударной трубы от идеального может определяться неровностями поверхности рабочего канала, несоосностью камер высокого и низкого давлений, неравномерностью и нестационарностью параметров толкающего газа, пограничным слоем на стенках ударной трубы, неполным затуханием начальных возмущений, возникающих при разрыве диафрагмы.

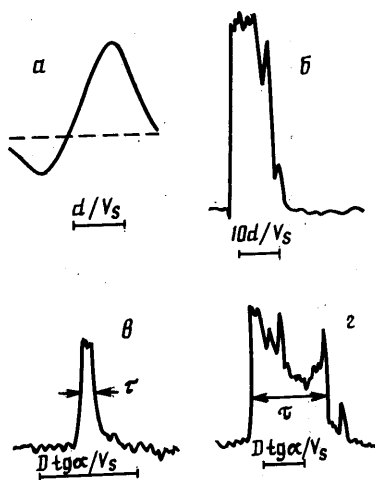
Эти причины могут быть существенными при распространении ударной волны как в нейтральном, так и в релаксирующем газе. Случай гидродинамической неустойчивости фронта ударной волны здесь не рассматривается.

Анализ и специальные эксперименты показали, что три первых фактора влияют на наблюдаемые характеристики фронта волны значительно слабее, чем наблюдалось в данной работе. Однако и при оптимальных условиях организации эксперимента по этим параметрам фронт волны может отличаться от плоского в результате влияния на поток пограничного слоя. В этом случае течение за фронтом должно иметь нормальную к стенкам (и оси) составляющую скорости потока, обеспечивающую отток газа в пограничный слой. Количественно связь формы фронта волны с наличием в потоке за волной пограничного слоя анализировалась в [1], где было показано, что в круглых и прямоугольных каналах фронт волны оказывается симметричным и выпуклым по направлению ее движения, причем стрела прогиба фронта θ в случае ламинарного пограничного слоя пропорциональна $\sqrt{D/p_1}$, где D — диаметр канала, p_1 — начальное давление газа. При исследовании распространения ударной волны в аргоне или воздухе с $p_1 = 1,3 - 130$ гПа и $M_s = 2 - 8$, (M_s — число Маха ударной волны) в [1] было показано, что стрела прогиба θ (в мм) рассчитывается по формуле $\theta = 0,45\sqrt{D/p_1}$, где D берется в сантиметрах, а начальное давление p_1 в торах. Результаты оценки кривизны фронта по этой формуле обсуждаются ниже при анализе конкретных результатов экспериментов.

Возмущения, возникающие в потоке при раскрытии диафрагмы, входят как составная часть в наблюдаемые искажения структуры фронта волны



Фиг. 2

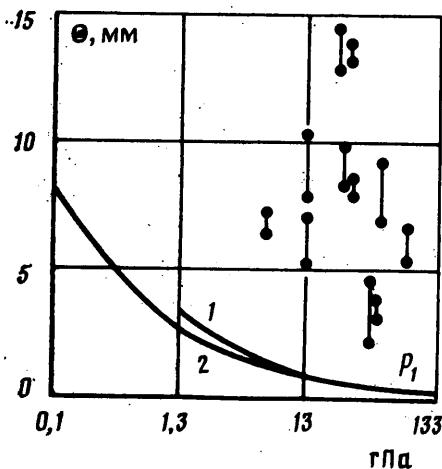


Фиг. 3

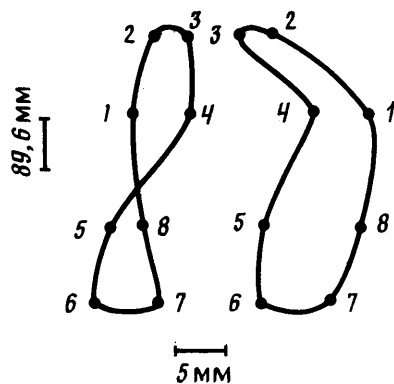
в канале. Причем наличие перехода между двумя сечениями канала приводит к дополнительным возмущениям потока, т. е. фактически процесс формирования плоского фронта волны следует отсчитывать от начала канала постоянного сечения. Как будет показано ниже, несформированность потока из-за немгновенного (и несимметричного) раскрытия диафрагмы между КВД и КНД усугубляется в месте стыковки двух сечений и приводит к существенно несимметричному фронту волны на достаточно длительном начальном участке его движения.

В данной работе структура фронта падающей ударной волны определялась путем измерений, выполненных лазерным шлирен-методом. Применялась схема лазерного шлирен-метода, в которой луч гелий-неонового лазера без дополнительной фокусировки направлялся перпендикулярно оси канала трубы и попадал на дифференциальный фотоприемник (фиг. 2: 1 — канал ударной трубы, 2 — фронт ударной волны, распространяющейся со скоростью V_s , 3 — лазерный луч, имеющий диаметр d в центре трубы, 4 — дифференциальный фотоприемник). Отклонение луча лазера от исходного направления, возникающее при его прохождении через среду с поперечным градиентом плотности, приводит к изменению разности световых потоков, падающих на половины фотоприемника, и регистрируется в виде соответствующих шлирен-сигналов. Образцы таких сигналов представлены на фиг. 3.

На фиг. 3, а изображено рассчитанное в [2] изменение разностного сигнала фотоприемника при пересечении лазерным лучом ударной волны с выпуклым параболическим фронтом, подобным расчетному профилю [4]. Наблюдаемый заброс вниз объясняется уходом части света с «плюсовой» половины фотоприемника в начальный период прохождения фронта, когда отклоняется только левая половина луча. В дальнейшем часть правой половины пучка, преломляясь на фронте, отклоняется с «минусовой» части приемника на «плюсовую», что вызывает положительный разностный сигнал (шлирен-сигнал). Подобный шлирен-сигнал наблюдался во многих экспериментах, проводившихся в длинных каналах постоянного сечения. В частности, в [3] шлирен-сигнал, аналогичный представленному на фиг. 3, а, получен при распространении ударной волны с числом Маха $M_s=5,7$ в аргоне с начальным давлением $p_1=13,2$ гПа. Аналогичный сигнал на расстоянии 60 калибров от диафрагмы получен и при измерениях в ударной трубе, изображенной на фиг. 1, б. Это обстоятельство можно



Фиг. 4



Фиг. 5

рассматривать как реализацию в подобных режимах ударной волны с выпуклым параболическим профилем.

Шлирен-сигналы, зафиксированные на ударной трубе диаметром 0,49 м (фиг. 3, б), существенно отличаются от описанных выше: они значительно длиннее и характеризуются хаотическими пульсациями амплитуды. Представленный на фиг. 3, б типичный шлирен-сигнал получен в ударной волне, распространяющейся в азоте с числом $M_s=2,7$, начальным давлением $p_1=25$ гПа и $d=1$ мм.

На фиг. 4 представлены значения кажущейся толщины фронта ударной волны (стрелы прогиба) в аргоне (кривая 1) и равновесном воздухе (кривая 2), рассчитанные в соответствии с [1]. Точками представлены результаты экспериментов в этих же газах, выполненных при $M_s=13$ на трубе, изображенной на фиг. 1, а. Эксперименты показали, что толщина фронта ударной волны, отождествляемая со стрелой прогиба θ , в исследованном диапазоне параметров не проявляет какой-либо явной зависимости ни от числа Маха на фронте ударной волны M_s , ни от начального давления p_1 . Последнее обстоятельство в совокупности с «неклассической» формой шлирен-сигнала говорит о существенном отличии формы фронта волны в этих экспериментах от расчетной [1].

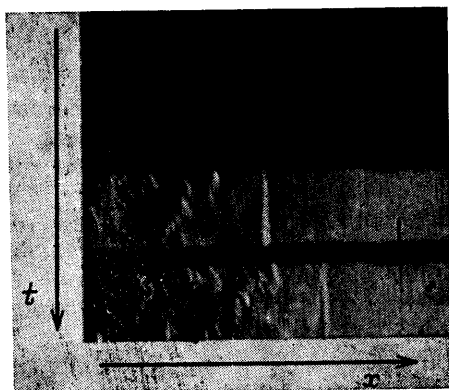
Для изучения локальной кривизны ударных волн был применен лазерный шлирен-метод с наклонным зондирующим лучом, позволяющий последовательно зондировать различные участки фронта и определять изменение их наклона относительно луча [4]. Примеры сигналов, зарегистрированных при зондировании падающей ударной волны под углом $\alpha=1,9^\circ$ к плоскости сечения канала, приведены на фиг. 3, в ($p_1=32,5$ гПа, $M_s=4$) и 3, г ($p_1=12,3$ гПа, $M_s=5,5$).

На шлирен-сигналах наклонного зондирования, как и при нормальном зондировании, наблюдаются сильные колебания амплитуды во все время пересечения лучом фронта ударной волны. Это свидетельствует о беспорядочных искривлениях фронта волны с углами, сравнимыми по величине с углом зондирования.

Помимо информации о локальных неоднородностях фронта наклонное зондирование позволяет оценить отклонение всего фронта от нормали к стенкам канала. Действительно, при зондировании по нормали к потоку любое отклонение фронта волны от плоскости сечения канала ведет к увеличению шлирного выброса. При наклонном зондировании время пересечения наклонного луча фронтом, совпадающим с плоскостью нормального

N	p_1 , гПа	τ^*	$\pm\tau^*$	N	p_1 , гПа	τ^*	$\pm\tau^*$
1	1,33	0,3	0,05	11	36	0,9	0,01
2	10,1	0,2	0,05	12	37,3	0,5	0,1
3	10,7	1	0,05	13	41,3	1,7	0,1
4	13,3	1	0,01	14	44	0,9	0,02
5	21,3	0,01	—	15	45,3	1,2	0,015
6	23,3	0,9	—	16	65,3	0,8	0,1
7	24	0,4	0,08	17	80	1,3	0,1
8	25,3	3	0,2	18	82,6	0,8	0,1
9	34,7	1,5	0,2	19	126,6	1,1	0,1
10	34,7	1,4	0,1				

сечения канала, равно $D \operatorname{tg} \alpha / V_s$ (D — диаметр трубы, α — угол наклона луча, V_s — скорость движения фронта). Если фронт волны отклоняется от нормали в том же направлении, что и зондирующий луч, то это время сокращается, если в обратном — увеличивается. В таблице приведены результаты измерения длительности шпирен-сигнала наклонного зондирова-



Фиг. 6

ния фронта τ , выраженные через безразмерную величину $\tau^* = \tau V_s / D \operatorname{tg} \alpha$. Из таблицы видно, что это отношение без всякой видимой системы оказывается как больше, так и меньше единицы, что говорит о случайном характере наклона фронта волны от опыта к опыту.

Для регистрации отклонений фронта ударной волны от плоскости нормального сечения канала в окружность измерительного сечения трубы, имеющей внутренний диаметр 0,49 м, равномерно с интервалом в 45° были установлены восемь пьезодатчиков. Сигналы пьезодатчиков показали, что фронт на стенке измерительного канала отклоняется от плоскости нормального сечения канала на 5–10 мм (фиг. 5: $M_s = 3,3$, $p_1 = 4,4$ Па (а) и 8,7 гПа (б), газ — аргон). Эти сведения согласуются с результатами, полученными лазерным шпирен-методом, которые представлены на фиг. 4 и в таблице. Смещение самих датчиков от плоскости нормального сечения не превышает $\pm 0,5$ мм, а систематическая ошибка определения положения фронта ударной волны из-за разброса в регистрации сигнала переднего фронта не превышает 1,5 мм.

Структура волны, реконструированная по показаниям датчиков давления на фиг. 5, сходна со структурой, реконструируемой теплеровским шпирен-методом на стадии формирования ударной волны. На фиг. 6 представлены теплеровские покадровые шпирен-фотографии ударной волны,

полученные в ударной трубе квадратного сечения 40×40 мм² на расстоянии до 12 калибров от диафрагмы. Как и на предыдущей фигуре, наличие искажений фронта волны здесь очевидно.

Эксперименты, проведенные на трубе малого диаметра (диаметр КНД 50 мм, фиг. 1, *в*), имеющей переходник между КНД и КВД, геометрически подобный переходнику на большой трубе (0,49 м), показали, что шпирен-сигнал нормального зондирования, полученный на расстоянии 18 калибров от диафрагмы (сечение II), так же как и в сечении I трубы большого диаметра, имеет сложную форму и его длительность в несколько раз превосходит рассчитанную по [1, 2]. Следует отметить, что на расстоянии 60 калибров от переходника (сечение III) шпирен-сигнал становится близким к классическому (фиг. 3, *а*), т. е. искажения фронта затухают. В трубе без переходника (фиг. 1, *б*) в обоих сечениях II и III наблюдались сигналы, сходные с показанным на фиг. 3, *а*.

Таким образом, результаты проведенных экспериментальных исследований и их анализ дают основания утверждать, что при переменном сечении канала ударной трубы, использовании узкой камеры высокого давления, соединяемой плавно расширяющимся переходником с камерой низкого давления, в ней развивается специфическая структура фронта ударной волны.

Поверхность фронта ударной волны имеет искривленную, мятую структуру, углы наклона изломов составляют величину не менее 2° .

«Эффективная толщина» фронта волны существенно увеличивается, в частности в реализованных условиях она достигает 10 мм на ударной трубе диаметром 0,49 м (фиг. 1, *а*) и около 1 мм на трубе диаметром 5 см (фиг. 1, *в*). При этом оказывается принципиально невозможным получение в потоке пространственного разрешения, лучшего этой эффективной толщины, если для этого не принимаются специальные меры, например искусственное вырезание центрального ядра потока (поскольку наблюдаемое отклонение фронта от плоскости пропорционально диаметру канала).

На расстояниях порядка 18–20 калибров от начала канала постоянного сечения (фиг. 1, *а, в*) величина и характер искажений фронта и отличие его от плоского не зависят от числа Маха волны (в диапазоне $M_\infty = 2-13$), от начального давления в КНД (в диапазоне $p_1 = 1,3-130$ гПа) и одинаковы при разных толкающих газах.

Попытка сократить абсолютные расстояния от диафрагмы, на которых в камере низкого давления ударной трубы осуществляются оптимальные условия для проведения газокINETических исследований, за счет использования каналов переменного сечения неоправданна (не дает желаемых результатов).

Описанные искажения фронта затухают на расстоянии 50–60 калибров канала.

Теоретически вопрос об устойчивости ударной волны в канале переменного сечения исследовался в двумерной постановке и линейном приближении в [5], где возмущения в виде препятствия на пути движения волны предполагались малыми и в расчетах не учитывалась вязкость. Было показано, что для достаточно сильных ударных волн продольные колебания фронта затухают вдоль канала по закону $x^{-1/2}$. В описанных в [6] экспериментах эта закономерность подтвердилась и было показано, что на расстояниях от препятствия порядка 20 калибров амплитуда колебаний фронта составляет 3% от диаметра трубы. В настоящей работе расстояние от точки выхода конусного переходника в канал постоянного сечения до измерительной секции составляет 18 калибров, однако амплитуда наблюдаемых колебаний фронта несколько меньше и составляет 1–2% от диаметра канала. Отметим, что в данном случае расстояние от

диафрагмы до начала канала постоянного сечения составляло 14 эффективных калибров и волна, выходящая из конусного переходника, еще не сформировалась, поэтому процесс входа такой волны в канале постоянного сечения является трехмерным (вследствие несимметричности разрыва диафрагмы). Расчеты такого процесса в настоящее время, по-видимому, отсутствуют.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Boer P.* Curvature of shock fronts in a shock tubes // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. № 7. P. 962–971.
2. *Kiefer J.* Laser-schlieren technique in shock tube kinetics // *Shock waves in chemistry*/Ed. A. Lifshits. N. Y. Basel: Marcel Bekker Inc. 1981. P. 219–277.
3. *Kiefer J. H., Hajduk J. C.* Rate measurement in shock waves with the laser-schlieren technique // *Shock tubes and waves. Proc. 12th Int. Symp. on shock tubes and waves*, Jerusalem, 1979. Jerusalem: Magness press. 1980. P. 97–110.
4. *Зуев А. П., Тарасенко М. В., Ткаченко Б. К.* Определение формы ударной волны лазерным шпирен-методом // *Вопросы гидродинамики, аэрофизики и прикладной механики: Междувед. сб. М.: МФТИ, 1985. С. 24–28.*
5. *Freeman N. C.* On the stability of plane shock waves // *J. Fluid Mech.* 1957. V. 2. № 4. P. 397–411.
6. *Weynants R. R.* An experimental investigation of shock-wave diffraction over compression and expansion corners. Inst. of Aerospace. Univ. of Toronto (UTIAS). Techn. Note. 1968. № 126. 19 p.

Москва

Поступила в редакцию
3.VII.1989