

УДК 532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН С КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЕЙ И ЗОНОЙ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ГАЗОВ

А. Н. Разин, Н. В. Невмержицкий, Е. А. Сотсков,
Е. Д. Сеньковский, О. Л. Кривонос, Е. В. Левкина,
С. В. Фролов, Е. В. Бодров, К. В. Анисифоров

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Россия

E-mails: A.N.Razin@vniief.ru, NVNevmerzhitskiy@vniief.ru, EASotskov@vniief.ru,
EDSenkovskiy@vniief.ru, OLKrivonos@vniief.ru, EVLevkina@vniief.ru,
SVFrolov@vniief.ru, EVBodrov@vniief.ru, KVANisiforov@vniief.ru

Экспериментально исследовано взаимодействие ударной волны с турбулентным потоком. Рассмотрен случай, когда ударная волна формировалась на одном конце трубы, проходила контактную границу двух покоящихся газов с разной плотностью (воздух — CO₂ или воздух — Ar), отражалась от торца трубы и взаимодействовала со сформировавшейся на контактной границе зоной турбулентного перемешивания. Число Маха падающей на контактную границу ударной волны в воздухе составляло $M \approx 2,37 \div 2,57$. Поле течения регистрировалось с использованием шпирен-метода и скоростной видеосъемки. Установлено, что после прохождения зоны перемешивания фронт ударной волны деформируется и становится неустойчивым.

Ключевые слова: ударная труба, двухслойная газовая система, контактная граница, неустойчивость Рихтмайера — Мешкова, турбулентное перемешивание, фронт ударной волны.

DOI: 10.15372/PMTF20170202

Введение. Для расчета турбулентных течений существует ряд подходов и более десяти физических моделей, из которых наиболее часто используются прямое численное моделирование, методы крупных вихрей и полуэмпирические модели турбулентности. В последнем подходе для определения параметров осредненного течения обычно интегрируются уравнения Эйлера, а для расчета пульсационных составляющих используются уравнения корреляций различной степени сложности.

Значительные сложности возникают при моделировании течений с ударными волнами (УВ), что обусловлено отсутствием сходимости разностного решения уравнений Эйлера на фронте УВ (градиенты газодинамических величин на скачке изменяются обратно пропорционально размеру счетной ячейки разностной сетки) и недостаточной изученностью взаимодействия УВ с турбулентным потоком. Вопросы сходимости разностного решения

уравнений Эйлера рассматривались в [1, 2], однако полного решения данной задачи до сих пор не получено. Взаимодействие УВ с турбулентным потоком однородного газа или смеси газов разной плотности также исследовано недостаточно, имеются лишь отдельные работы (см., например, [3–8]).

Указанные трудности возникают при моделировании движения УВ по системе, состоящей из слоев веществ различной плотности (например, для получения высоких концентраций энергии в задачах управляемого термоядерного синтеза). При движении УВ по такой системе на контактных границах развивается неустойчивость, со временем приводящая к перемешиванию контактирующих веществ, а в результате отражения УВ от контактной границы веществ или жесткой преграды формируются новые волны, которые проходят по сформировавшейся к этому времени на контактной границе зоне турбулентного перемешивания (ТП). В таких задачах фронт УВ при движении по смеси газов разной плотности под действием турбулентных пульсаций деформируется и становится неустойчивым.

Для построения сходящегося решения уравнений Эйлера в работе [1] предложен приближенный метод, в котором ширина фронта УВ фиксирована. Метод позволяет обеспечить сходимость решения при моделировании течений с использованием полуэмпирической модели Никифорова [9]. Однако в [1] не учитывается влияние пульсаций газодинамических величин в потоке, плотности газов в зоне ТП, интенсивности УВ на ширину фронта скачка. Таким образом, задача увеличения точности решения уравнений модели турбулентности на фронте УВ, движущейся по зоне ТП, остается актуальной.

В настоящей работе представлены результаты выполненных в Институте физики взрыва (г. Саров) лабораторных экспериментальных исследований взаимодействия УВ с турбулентным потоком, сформировавшимся в зоне ТП двух газов с разной плотностью.

1. Методика проведения экспериментов. Эксперименты проводились в ударной трубе. Область ТП развивалась в окрестности контактной границы двухслойной системы со следующими парами контактирующих газов: воздух — CO_2 , воздух — Ar . Число Маха падающей на контактную границу ударной волны в воздухе равно $M \approx 2,37 \div 2,57$. Течение регистрировалось с использованием шпирен-метода и скоростной видеосъемки в микро- и макрорежимах при кратковременной (4 нс) лазерной подсветке. Схема ударной трубы приведена на рис. 1. Ударная труба состояла из камер высокого и низкого давления, разделенных диафрагмой из лавсана толщиной приблизительно 150 мкм. Камера низкого давления состояла из входного канала и составной измерительной секции (части секции скреплялись шпильками). Нижний торец измерительной секции закрывался крышкой из оргстекла (т. е. жесткой стенкой). Камера высокого давления и входной канал изготовлены из стали, измерительная секция — из оптически прозрачного оргстекла, обрамленного в металлическую обойму с двумя противоположно расположенными смотровыми окнами. Внутреннее сечение канала секции имело размеры 40×40 мм. Измерительная секция отделялась от входного канала полимерной пленкой толщиной $\sigma \approx 1$ мкм (после разрушения пленки ударной волной образовывалась контактная граница воздух — CO_2 либо воздух — Ar).

Отсек между полимерной пленкой и жесткой стенкой заполнялся одним из следующих газов при атмосферных условиях: углекислым газом CO_2 (скорость звука $C_0 = 268$ м/с, плотность $\rho_0 = 1,84$ г/л, показатель адиабаты $\gamma = 1,3$), аргоном Ar ($C_0 = 319$ м/с, $\rho_0 = 1,78$ г/л, $\gamma = 1,66$). Во входном канале находился воздух ($C_0 = 342$ м/с, $\rho_0 = 1,205$ г/л, $\gamma = 1,4$) при атмосферных условиях. Камера высокого давления (драйвер) заполнялась гелием, сжатым до давления, приблизительно равного $26,5 \cdot 10^5$ Па. Перед началом эксперимента с помощью интерферометра ШИ-11 проводился контроль чистоты газов. Степень чистоты газов составляла приблизительно 97 %.

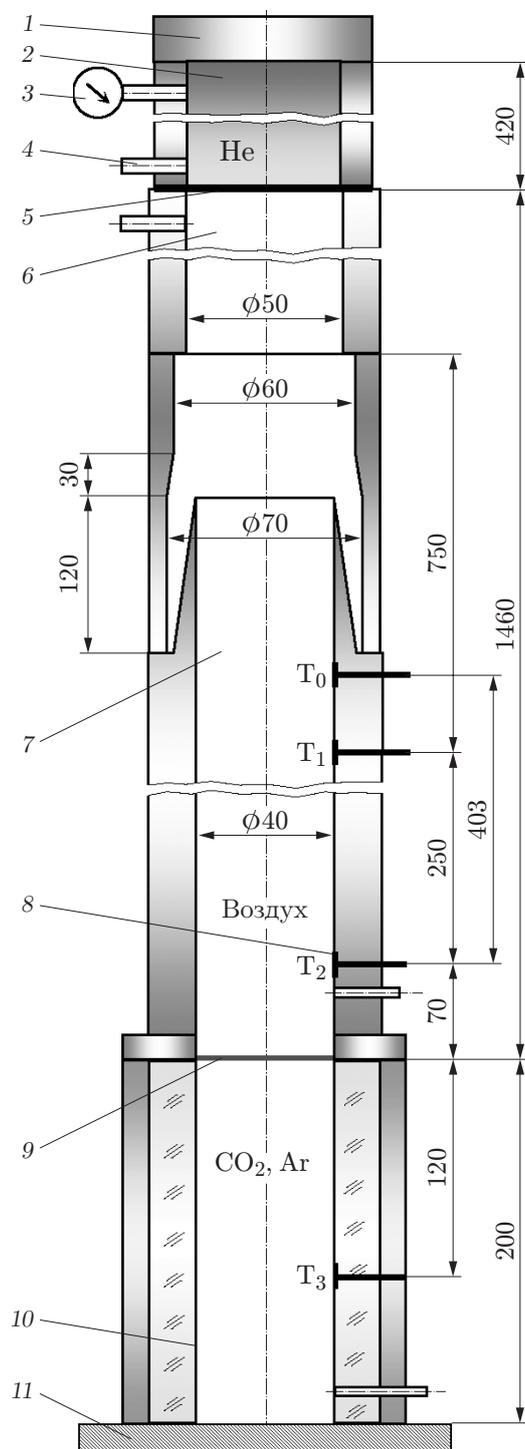


Рис. 1. Схема ударной трубы:

1 — крышка, 2 — камера высокого давления, 3 — манометр, 4 — устройство подачи газа, 5 — диафрагма, 6 — камера низкого давления, 7 — входной канал, 8 — датчик давления (T_0 , T_1 , T_2 , T_3), 9 — контактная граница (тонкая пленка), 10 — измерительная секция, 11 — жесткая стенка

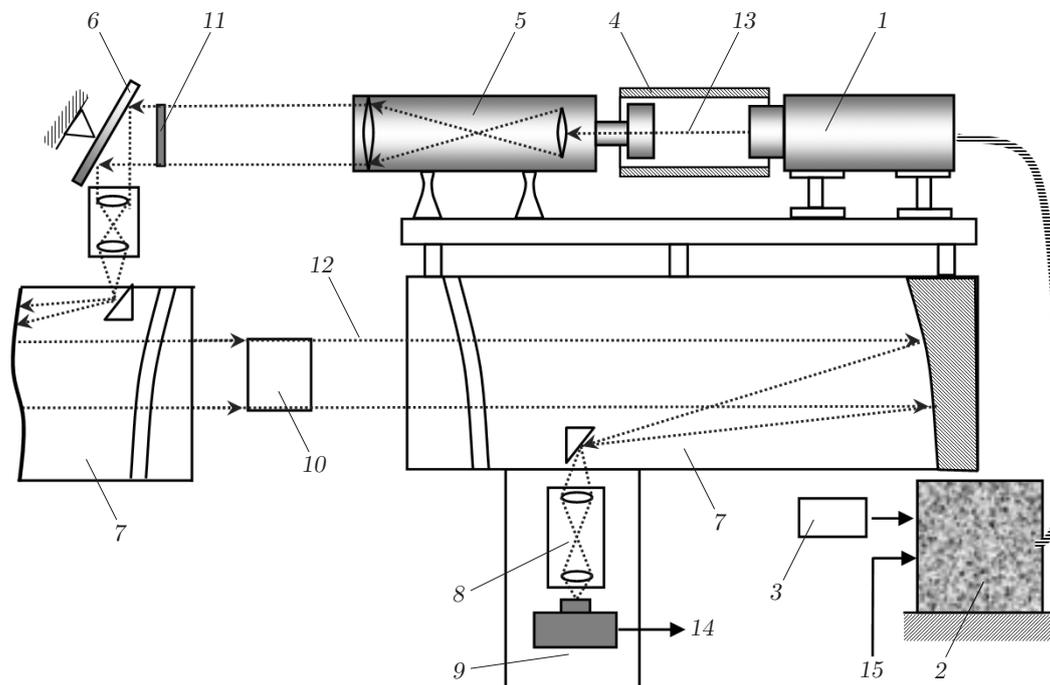


Рис. 2. Схема регистрации движения УВ с использованием шлирен-метода и лазерной подсветки:

1 — лазерная головка, 2 — блок питания лазера, 3 — пульт управления, 4 — защитная труба, 5 — телескоп-рассеиватель, 6 — поворотное зеркало, 7 — оптическая система ИАБ-451, 8 — телескоп (при микросъемке используются объективы и окуляры от микроскопа ИМЦ 50×100А), 9 — видеокамера, 10 — измерительная секция, 11 — матовое стекло, 12 — рассеянный свет, 13 — лазерный пучок, 14 — средство связи с персональным компьютером, 15 — синхроимпульс

Течение регистрировалось с использованием однокадровой видеокамеры CCD (с ПЗС-матрицей 2000×2000 пикселей) шлирен-методом в макро- и микрорежимах через теньную установку ИАБ-451. В режиме микросъемки течения в окрестности УВ коэффициент оптического увеличения составлял $5 \div 10$, пространственное разрешение — приблизительно 10 мкм, размер видеокadra — $13 \div 24$ мм, резкость наводилась на съемный репер, расположенный в центре сечения измерительной секции. При макросъемке коэффициент оптического увеличения равен приблизительно 0,3, разрешение — порядка 100 мкм, резкость наводилась на реперную сетку, расположенную на стеклах измерительной секции.

Для подсветки процесса использовался одноимпульсный лазер “Brilliant” с длительностью импульса 4 нс, длиной волны 532 нм и энергией 180 мДж. Запуск лазера и видеокамеры осуществлялся от сигнала датчика давления T_0 в момент прохождения через него УВ. При этом в каждом опыте получался один видеокادر в заданный момент времени. Эксперименты проводились с использованием комплекса ИВК-МТТ. Схема регистрации процесса показана на рис. 2.

Скорость УВ определялась по показаниям регистраторов времени, в качестве которых использовались пьезокерамические датчики давления PS-01 (полоса пропускания приблизительно 20 кГц, диаметр чувствительного элемента 10 мм) (см. рис. 1), и расстоянию между ними.

В экспериментах определялась ширина фронта УВ до и после прохождения зоны ТП.

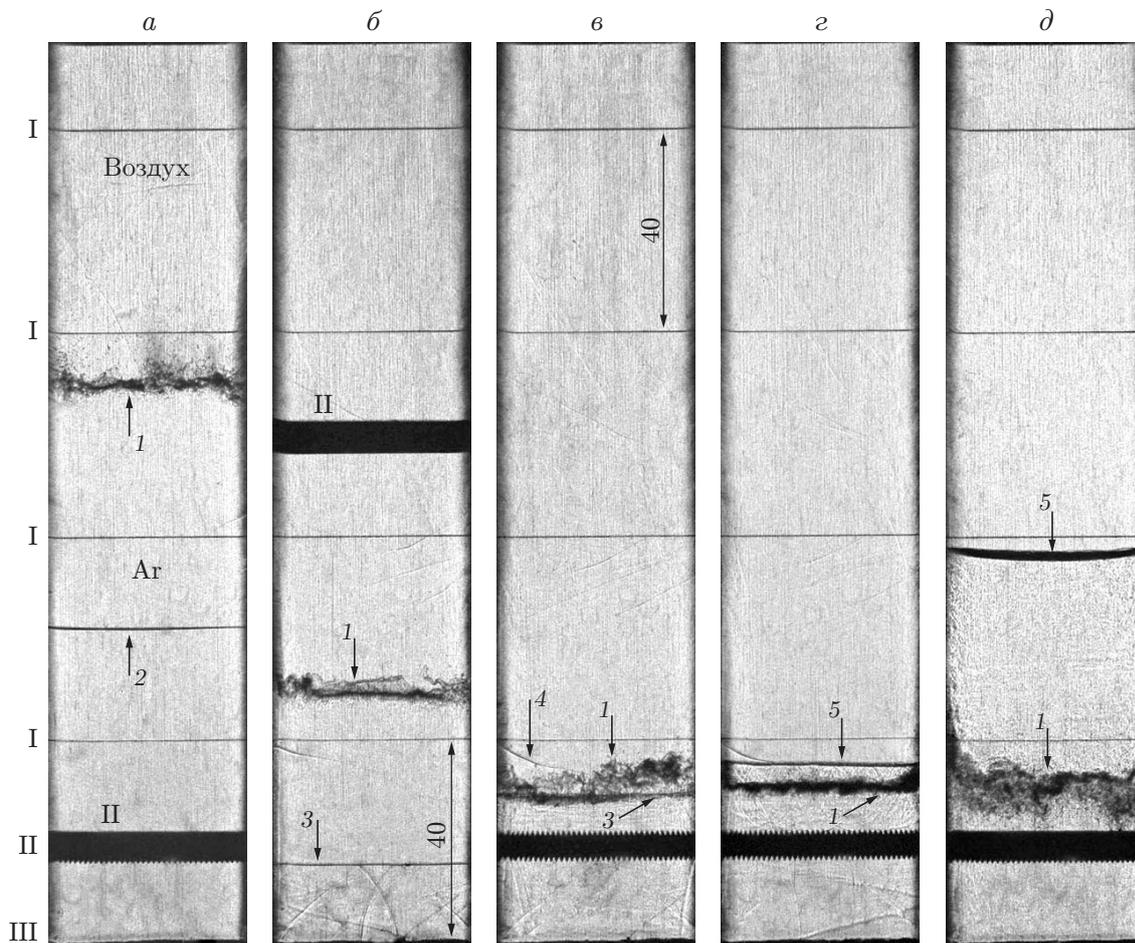


Рис. 3. Течение с контактной границей воздух — Ar (режим макросъемки) в различные моменты времени:

$a - t = 165$ мкс, $б - t = 270$ мкс, $в - t = 310$ мкс, $г - t = 320$ мкс, $д - t = 420$ мкс;
 1 — зона ТП, 2 — ударная волна, прошедшая контактную границу, 3 — ударная волна, отраженная от жесткой стенки (торца трубы), 4 — стоячая волна, сформировавшаяся при подаче газа в камеру высокого давления, 5 — отраженная ударная волна, прошедшая через зону ТП; I—III — элементы трубы (I — реперная проволока, II — шпилька, III — жесткая стенка)

2. Результаты экспериментов. Когда избыточное давление гелия в драйвере ударной трубы достигало значения, приблизительно равного $26,5 \cdot 10^5$ Па, происходил саморазрыв диафрагмы и в камере низкого давления формировалась плоская УВ, которая двигалась в направлении входного канала. При выходе УВ на контактную границу (воздух — CO_2 или воздух — Ar) пленка разрывалась на фрагменты различных размеров, создавая спектр начальных возмущений на контактной границе. В результате распада разрыва на контактной границе в поле течения формировались две ударные волны (прошедшая и отраженная), скорость движения границы раздела газов увеличивалась. На контактной границе развивалась неустойчивость Рихтмайера — Мешкова [10, 11], приводящая со временем к образованию зоны ТП двух газов. Прошедшая контактную границу УВ отражалась от нижней жесткой стенки (торца) трубы, взаимодействовала с образовавшейся на контактной границе зоной ТП газов разной плотности и далее двигалась в воздухе.

В экспериментах в режиме макросъемки фиксировалось поле течения, включающее окрестность контактной границы вплоть до нижнего торца ударной трубы (рис. 3, 4).

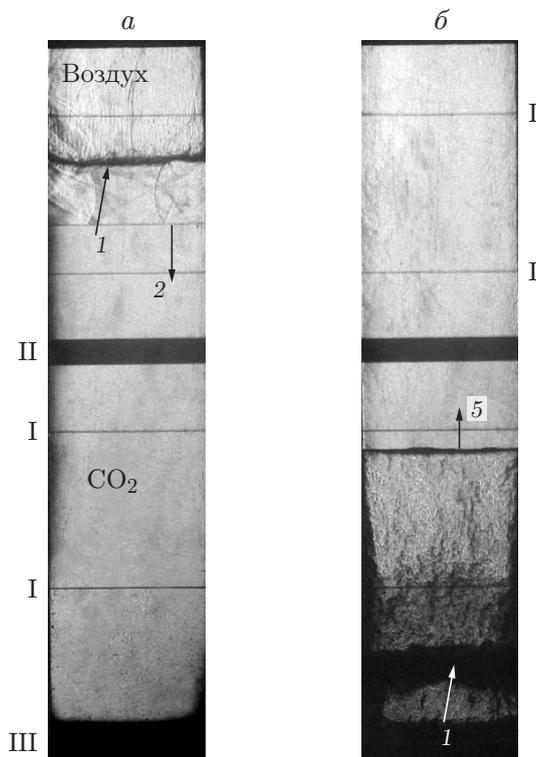


Рис. 4. Течение с контактной границей воздух — CO_2 (режим макросъемки) при диаметре проволоки $d = 0,2$ мм в различные моменты времени:
 а — $t = 95$ мкс, б — $t = 465$ мкс; остальные обозначения те же, что на рис. 3

Структура фронта УВ, отраженной от торца трубы и прошедшей через зону перемешивания газов, изучалась с использованием нескольких фотографий окрестности фронта скачка, полученных в режиме микросъемки (рис. 5, 6). Время отсчитывается с момента прихода УВ на контактную границу.

На рис. 3 приведены шлирен-фотографии, полученные в экспериментах с контактной границей воздух — Ag в режиме макросъемки, на рис. 5 — фотографии (в режиме микросъемки) окрестности фронта УВ, прошедшей зону ТП, в различные моменты времени. (Расстояние от фронта УВ до нижнего торца трубы на рис. 5, а составляет приблизительно 36,2 мм, на рис. 5, б — 45,7 мм.)

Шлирен-фотографии, полученные в экспериментах с контактной границей воздух — CO_2 , приведены на рис. 4 (режим макросъемки) и рис. 6 (режим микросъемки). Согласно рис. 5, 6 фронт УВ после прохождения зоны ТП в течение времени наблюдения является нестационарным: сначала сужается, затем расширяется.

Во всех проведенных экспериментах ширина фронта УВ, не прошедшей зону ТП, мала: $0,1 \div 0,2$ мм (см. рис. 3, а, б, 4, а).

При прохождении отраженной от торца трубы волны через зону ТП эта зона сначала сжимается, затем расширяется (см. рис. 3, г, д).

После прохождения через зону ТП ширина фронта УВ увеличивается приблизительно до $1 \div 3$ мм, при этом фронт деформируется; в экспериментах с Ag и CO_2 наблюдается “расслоение” фронта скачка (см. рис. 5, б, 6, а, в).

Чередование темных и серых областей на фронте скачка на рис. 6, а, в, г обусловлено наличием участков локального уплотнения и разрежения потока на фронте, формирующихся под воздействием осцилляций.

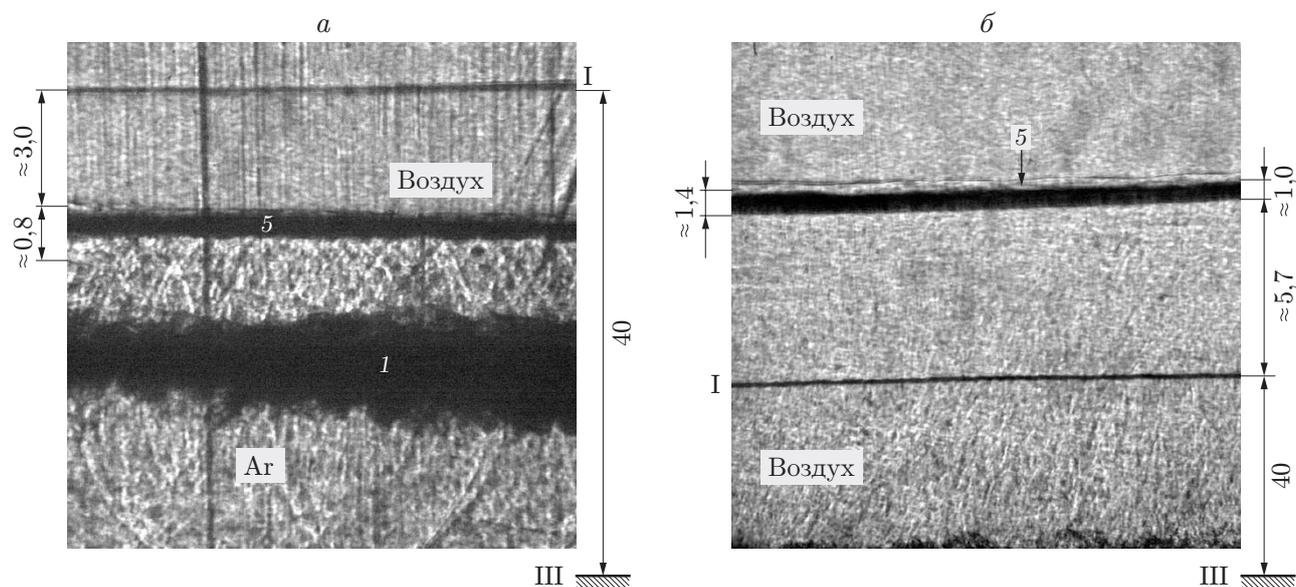


Рис. 5. Течение с контактной границей воздух — Ar (режим микросъемки) при различных значениях диаметра реперной проволоки и времени:
a — $d = 0,25$ мм, $t \approx 320$ мкс, *б* — $d = 0,15$ мм, $t \approx 350$ мкс; остальные обозначения те же, что на рис. 3

Оценить осцилляции давления на фронте скачка, вызванные “расслоением” УВ, невозможно, так как для этого необходимы датчики с диаметром чувствительного элемента менее 1 мм.

Для более детального изучения влияния интенсивности турбулентности на структуру фронта УВ в экспериментах требуется варьировать ширину зоны ТП, числа Атвуда и Маха, а также рассматривать движение УВ из тяжелого газа в легкий.

3. Обсуждение результатов исследования. Рассмотрим структуру фронта УВ при ее движении в двухслойной газовой системе в следующих случаях: 1) движение УВ по ламинарному полю; 2) движение УВ по турбулентному полю однородного газа; 3) движение УВ по турбулизованной смеси нескольких газов различной плотности.

В случае движения УВ по ламинарному полю течения или покоящемуся газу ширина фронта УВ в реальных газодинамических процессах зависит от молекулярной вязкости потока, интенсивности УВ и составляет несколько длин свободного пробега молекул. В проведенных экспериментах форма фронта волны несколько отличается от идеальной (прямолинейной, с одной и той же толщиной). На форму фронта оказывают влияние несколько факторов, например условия формирования УВ при разрыве диафрагмы и взаимодействие УВ с контактной границей (пленкой). На фотографиях фронта УВ, прошедшей контактную границу и движущейся по Ar или CO_2 , находящимся в состоянии покоя, видно, что существенного изменения ширины фронта УВ не наблюдается, т. е. влияние указанных факторов на ширину фронта УВ незначительно (см. рис. 3, *a, б*, 4, *a*).

Ширина фронта УВ, движущейся по турбулентному потоку однородного газа, в значительной степени определяется масштабом флуктуаций потока перед фронтом УВ, интенсивностью УВ и турбулентной вязкостью, которая при больших числах Рейнольдса больше молекулярной вязкости потока. В этом случае вопрос о структуре фронта УВ изучен недостаточно. В работе [12] описана гофрировочная неустойчивость УВ, возникающая при малых возмущениях потока перед фронтом УВ. Исследованию взаимодействия УВ с областями однородной изотропной турбулентности посвящены работы [4–8], в которых

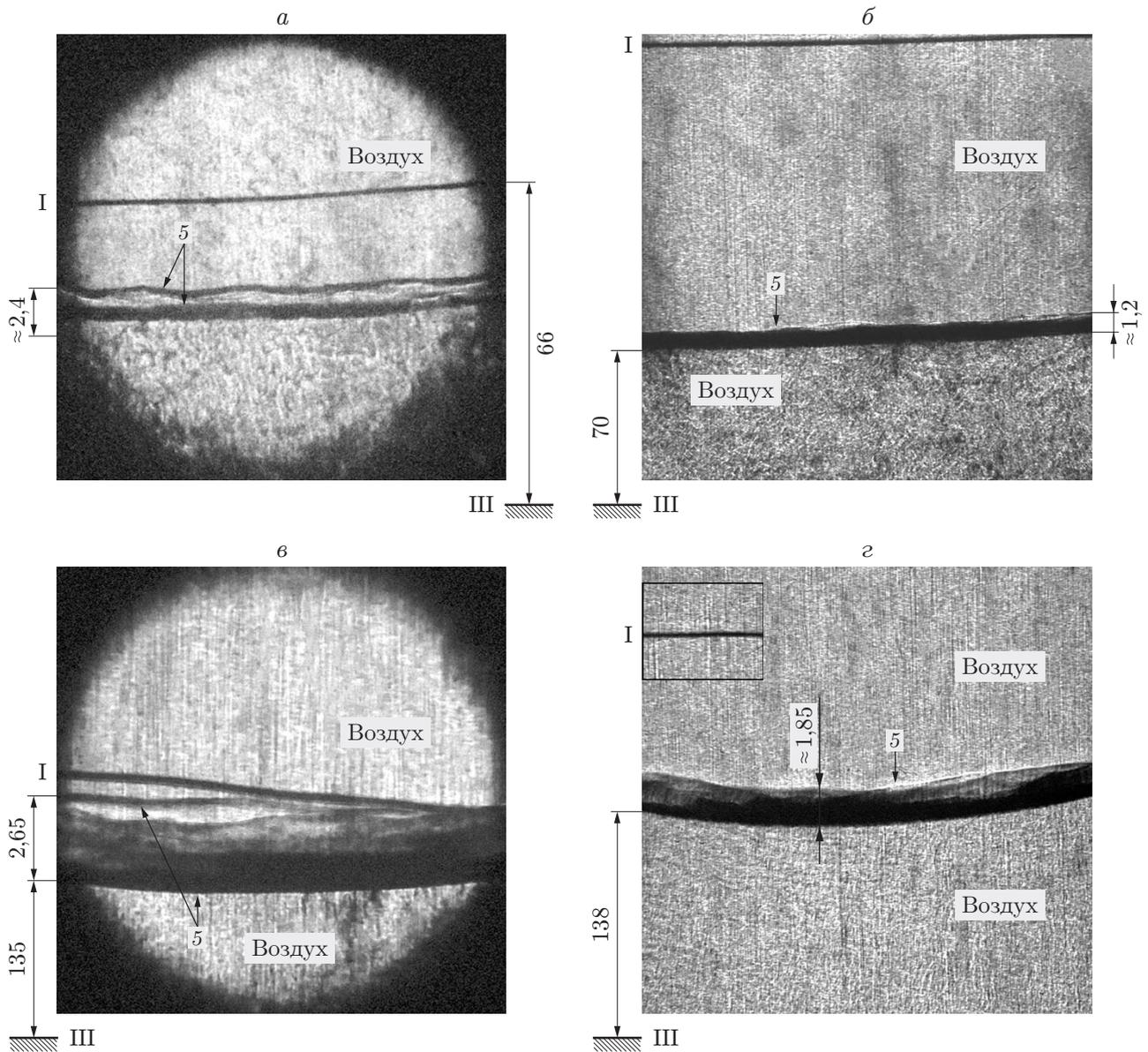


Рис. 6. Течение с контактной границей воздух — CO_2 (режим микросъемки) при различных значениях диаметра реперной проволоки, времени и размера поля:

a — $d = 0,24$ мм, $t \approx 445$ мкс, размер поля — 12×12 мм, *б* — $d = 0,25$ мм, $t \approx 460$ мкс, размер поля $23,5 \times 23,5$ мм, *в* — $d = 0,25$ мм, $t \approx 620$ мкс, размер поля $13,2 \times 13,2$ мм, *г* — $d = 0,25$ мм, $t \approx 630$ мкс, размер поля 22×22 мм; остальные обозначения те же, что на рис. 3

эта задача изучалась с помощью прямого численного метода и LES-метода (Large Eddy Simulation). Согласно [5] при взаимодействии УВ с турбулентным полем структура фронта УВ может значительно изменяться. Согласно [5] в зависимости от величины флуктуаций давления перед фронтом УВ возможны два режима взаимодействия: режим со скачком значений газодинамических параметров на фронте и неустойчивый режим со сглаженными профилями значений параметров на фронте. При увеличении флуктуаций фронт УВ деформируется и становится неустойчивым: мгновенная пространственная структура фронта изменяется беспорядочно от разрывного до относительно гладкого профиля. На фотографиях движения УВ по турбулизованному полю однородного газа (см. рис. 3, б) видно, что в проведенных экспериментах ширина фронта меняется незначительно, по-видимому, в силу малости интенсивности турбулентности перед фронтом УВ.

Структура фронта УВ, движущейся по турбулизованной смеси двух газов разной плотности, определяется интенсивностью турбулентности перед скачком, числом Маха УВ и числом Атвуда (перепадом плотностей на контактной границе): деформация фронта УВ (расширение и искривление) происходит как в результате воздействия вихрей (примеры расчетов приведены в [13]), расположенных перед фронтом и в зоне ТП, так и вследствие различия скоростей движения фронта УВ по смеси газов (участки фронта движутся с различной скоростью по “легкому” и “тяжелому” газам). Фотографии отраженной от торца УВ после прохождения зоны ТП, полученные с помощью макросъемки, приведены на рис. 3, з, д, 4, б. Структура скачка (нестационарность фронта, его деформация, расширение и “расслоение”) хорошо видна на рис. 5, б, 6.

Проведенное исследование свидетельствует о том, что для понимания физики процесса ТП и повышения точности численного моделирования необходимо учитывать структуру фронта УВ (ширину скачка и профили значений газодинамических параметров на скачке). Это позволяет повысить точность решения уравнений полуэмпирических моделей турбулентности на фронте УВ, движущейся по турбулентному потоку.

Заключение. Проведены две серии экспериментальных исследований структуры фронта УВ, прошедшей через зону перемешивания двух газов с различной плотностью в ударной трубе. В первой серии зона турбулентного перемешивания развивалась на контактной границе воздух — CO_2 , во второй — на границе воздух — Ar .

С использованием микро- и макросъемки шпирен-методом обнаружено, что при движении УВ по однородному покоящемуся газу (CO_2 , Ar), а затем по турбулизованному полю однородных газов (после отражения от нижней жесткой стенки трубы) ширина ее фронта меняется незначительно. После прохождения отраженной волны через зону перемешивания воздуха с CO_2 или Ar фронт УВ деформируется и расширяется, а в некоторых случаях “расслаивается”.

Полученные результаты свидетельствуют о сложном характере процесса взаимодействия УВ с турбулентным потоком и могут быть использованы при построении приближенной модели для численного моделирования взаимодействия УВ с турбулентным потоком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобровский Д. И., Большаков И. В., Разин А. Н. О сходимости разностного решения уравнений турбулентного перемешивания при взаимодействии зоны перемешивания с ударной волной // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 2012. Вып. 2. С. 16–24.
2. Разин А. Н., Большаков И. В. Расчеты неустойчивости и турбулентного перемешивания по модели Никифорова // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 4. С. 425–438.

3. **Gauthier S., Bonnet M.** A K - ε model for turbulent mixing in shock-tube flows induced by Rayleigh — Taylor instability // Phys. Fluids. 1990. V. 2, N 9. P. 1685–1694.
4. **Lele S. K., Larsson J.** Shock-turbulence interaction: what we know and what we can learn from peta-scale simulations // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 180, N 1. 012032.
5. **Larsson J., Lele S. K.** Direct numerical simulation of canonical shock/turbulence interaction // Phys. Fluids. 2009. V. 21. 126101.
6. **Bermejo-Moreno I., Larsson J., Lele S. K.** LES of canonical shock-turbulence interaction // Ann. Res. Briefs. 2010. P. 209–222.
7. **Sinha K., Mahesh K., Candler G.** Modelling shock unsteadiness in shock/turbulence interaction // Phys. Fluids. 2003. V. 15, N 8. P. 2290–2297.
8. **Sinha K., Balasridhar S. J.** Conservative formulation of the K - ε turbulence model for shock-turbulence interaction // AIAA J. 2013. V. 51, N 8. P. 1872–1882.
9. **Андронов В. А., Бахрах С. М., Мешков Е. Е. и др.** Экспериментальное исследование и численное моделирование турбулентного перемешивания в одномерных течениях // Докл. АН СССР. 1982. Т. 264, № 1. С. 76–82.
10. **Richtmyer R. D.** Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Comm. Pure Appl. Math. 1960. V. 13. P. 297–319.
11. **Мешков Е. Е.** Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 5. С. 151–158.
12. **Ландау Л. Д.** Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
13. **Головизнин В. М.** Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов / В. М. Головизнин, М. А. Зайцев, С. А. Карабасов, И. А. Короткин. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 2013.

*Поступила в редакцию 1/II 2016 г.,
в окончательном варианте — 14/III 2016 г.*
