

УДК 519.6

## РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЗОНОЙ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ, ПРОИСХОДЯЩЕГО НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ ВОЗДУХ — АРГОН В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УДАРНОЙ ТРУБЕ

О. Г. Синькова, В. П. Стаценко, Ю. В. Янилкин

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

E-mails: sinkova.og@mail.ru, vstatsenko@mail.ru, n.yanilkina@mail.ru

Описаны постановка и результаты расчетов по методике ЭГАК (эйлеров газодинамический комплекс) взаимодействия ударной волны с зоной турбулентного перемешивания, которая развивается на плоской в начальный момент контактной границе, разделяющей воздух и аргон. Исследование проведено с использованием как прямого численного трехмерного моделирования, так и двумерной  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности. Выполнено сравнение с результатами экспериментов, в которых наблюдались расширение и расслоение ударной волны при ее распространении после прохождения зоны турбулентного перемешивания. Проведены расчеты с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели и с учетом наличия пограничного слоя, позволившие объяснить данный эффект.

Ключевые слова: ударная волна, неустойчивость Рэля — Тейлора, контактная граница, трехмерное моделирование, турбулентное перемешивание,  $(k-\varepsilon)$ -модель.

DOI: 10.15372/PMTF20200601

**Введение.** Устойчивость контактной границы раздела (в пренебрежении вязкостью и поверхностным натяжением) двух несжимаемых жидкостей исследована в работе [1]. Численное исследование роста возмущений при прохождении ударной волны (УВ) через границу раздела (из легкого вещества в тяжелое) выполнено в [2] с использованием линеаризованных газодинамических уравнений. Получена приближенная формула для асимптотической скорости роста возмущений. Эта формула имеет тот же вид, что и выражение, найденное в [2] с использованием результатов [1] для несжимаемой жидкости, но все величины соответствуют области за фронтом УВ. Аналитическое исследование данной задачи проведено в работе [3], в которой получен результат для слабых УВ, равносильный результату [1].

Авторы работ [4, 5] подтвердили корректность результатов, полученных в [2], причем в [4] исследован также случай прохождения УВ из тяжелого вещества в легкое. В экспериментальной работе [6] исследовалось затухание возмущений на фронте УВ после прохождения через турбулизованную контактную границу двух веществ, при этом указывалось на наличие пограничного слоя.

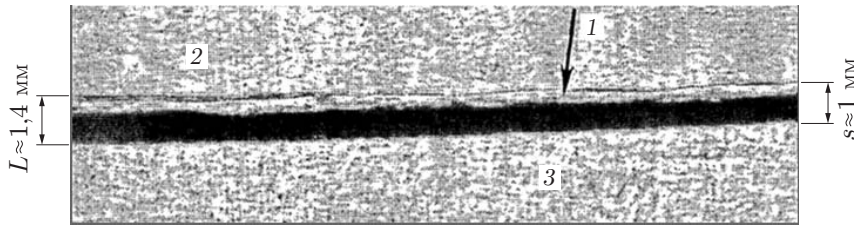


Рис. 1. Фрагмент видеокadra течения [7] после прохождения ударной волны через ЗТП (снизу вверх) в эксперименте с контактной границей воздух — аргон: 1 — расслоившаяся часть ударной волны, 2 — воздух, 3 — аргон

В работе [7] экспериментально исследовано прохождение контактной границы УВ как из легкого вещества в тяжелое, так и из тяжелого в легкое и показано, что развитие возмущений приводит к образованию зоны турбулентного перемешивания (ЗТП). Исследовалась структура фронта УВ, которая, пройдя через контактную границу, отражалась от торца ударной трубы и проходила через ЗТП. При прохождении ЗТП УВ деформируется, ее ширина увеличивается. После выхода УВ из ЗТП и прохождения значительных расстояний в невозмущенном газе наблюдается даже расслоение фронта УВ (рис. 1) [7]. На рис. 1  $L$  — полная ширина УВ,  $s$  — ширина однородной части УВ. Заметим, что искажение фронта УВ и вследствие этого его расширение ранее наблюдалось как в экспериментах, так и в расчетах при больших значениях числа Маха [8, 9], когда расстояние от УВ до зоны турбулентного перемешивания невелико, однако расслоения УВ не наблюдалось.

В работе [7] не приведено физического объяснения явления расширения и расслоения УВ после прохождения ею ЗТП. Возможно, наблюдаемое в [7] расширение и расслоение УВ не является физическим явлением, а объясняется оптическим эффектом. Обоснование этого утверждения является основной целью настоящей работы. Для этого выполнено численное моделирование с использованием методики ЭГАК (эйлеров газодинамический комплекс) [10], метода прямого численного моделирования (implicit large eddy simulation) и  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности [11].

**1. Основные особенности методики ЭГАК.** При использовании методики ЭГАК, предназначенной для численного моделирования двумерных и трехмерных газодинамических течений в эйлеровых переменных, уравнения газодинамики решаются без учета молекулярной вязкости; конечно-разностная схема, записанная в неподвижных декартовых координатах, имеет первый порядок аппроксимации по времени и второй порядок по пространству; для моделирования УВ используется квадратичная искусственная вязкость типа вязкости Неймана — Рихтмайера, которая “размазывает” УВ на 4–5 ячеек; используется прямоугольная расчетная сетка, линии которой параллельны координатным осям; применяется многокомпонентный подход, каждый компонент среды описывается собственным уравнением состояния, полным набором термодинамических параметров и объемных долей; в ячейках доля компонентов меняется от 0 до 1; для моделирования движения контактных границ между компонентами используется метод концентраций; на внешних границах задаются условия втекания и вытекания вещества, жесткая стенка с идеальным скольжением и др.; для турбулентных течений реализуется  $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности.

**2. Моделирование без учета пограничного слоя.** Рассмотрим постановку задачи и результаты расчетов течения без учета пограничного слоя.

**2.1. Постановка задачи и двумерных расчетов.** Эксперименты [7] проводились в ударной трубе. Структура фронта УВ анализировалась после прохождения ЗТП, формировавшейся на контактной границе газов воздух — аргон. Число Маха УВ в воздухе составляло  $M = 2,37 \div 2,57$ .

Таблица 1

Значения  $\zeta$  и расчетные сетки для различных вариантов трехмерных расчетов

Вариант	$N_x \times N_y \times N_z$	$\zeta$
1	$200 \times 200 \times 1350$	0,1
2	$400 \times 400 \times 2700$	0,1
3	$400 \times 400 \times 2700$	0,5
4	$200 \times 200 \times 1350$	0,5

Постановка задачи осуществляется в соответствии с экспериментом. Расчетная область представляет собой прямоугольник шириной 4 см и длиной 20 см. Область  $0 \leq x \leq 13$  см заполнена аргоном с плотностью  $\rho_1 = 1,67 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, область  $13 \text{ см} < x \leq 14$  см — воздухом с плотностью  $\rho_0 = 1,225 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Оба газа находятся при нормальных условиях:  $P_0 = 1,013 \cdot 10^{-4}$  ГПа,  $T_0 = 288$  К. В области  $14 \text{ см} < x \leq 20$  см находится воздух, параметры которого соответствуют параметрам воздуха за фронтом УВ ( $P = P_2$ ,  $\rho = \rho_2$ ,  $u_x = u_{x2}$ ):

$$P_2 = \frac{2\rho_0 D_2^2 - (\gamma - 1)P_0}{\gamma + 1}, \quad \rho_2 = \rho_0 \frac{(\gamma + 1)P_2 + (\gamma - 1)P_0}{(\gamma - 1)P_2 + (\gamma + 1)P_0}, \quad (1)$$

$$u_{x2} = -\sqrt{(P_2 - P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho_2)}$$

( $D_2$  — скорость фронта ударной волны в воздухе). Газ полагается идеальным с постоянной адиабатой:  $\gamma = 1,67$  для аргона,  $\gamma = 1,4$  для воздуха.

По обе стороны от контактной границы в слое, толщина которого равна размеру одной ячейки, с помощью генератора случайных чисел задаются случайные возмущения плотности: выше контактной границы — с амплитудой  $\delta\rho = \zeta\rho_0$ , ниже контактной границы — с амплитудой  $\delta\rho = \zeta\rho_1$  ( $\zeta = 0,5$ ). В этих ячейках значения энергии пересчитываются при условии сохранения давления.

Боковые и нижняя границы представляют собой жесткие стенки. На верхней границе задан втекающий поток с параметрами за фронтом УВ (1). Основные параметры течения имели следующие значения:  $D_2 = 0,85$  км/с,  $D_3 = 0,816$  км/с,  $P_2 = 7,2 \cdot 10^{-4}$  ГПа,  $P_3 = 8,21 \cdot 10^{-4}$  ГПа,  $\rho_2 = 4,08 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho_3 = 4,67 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>,  $u_2 = -0,5945$  км/с,  $u_3 = -0,519$  км/с (индекс 2 соответствует УВ в воздухе, индекс 3 — УВ в аргоне).

**2.2. Постановка трехмерных расчетов.** Постановка трехмерных расчетов аналогична описанной выше постановке двумерных расчетов. Расчетная область имеет форму прямоугольного параллелепипеда с квадратным поперечным сечением шириной 4 см и длиной 20 см. Боковые и нижняя грани параллелепипеда представляют собой жесткие стенки. На верхней грани задан втекающий поток с параметрами, соответствующими параметрам за фронтом УВ.

Как и выше, по обе стороны от контактной границы в слое, толщина которого равна размеру ячейки, задаются случайные возмущения плотности. Значения постоянной  $\zeta$  указаны в табл. 1 для различных вариантов расчета.

Расчеты проводились на сетках с шагом  $h = 0,02; 0,01$  см (200 и 400 ячеек в направлении поперек ударной трубы). Параметры расчетов также приведены в табл. 1.

**2.3. Постановка расчетов с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели.** Постановка соответствует описанной выше постановке двумерной задачи, однако в поперечном направлении сетка имеет четыре ячейки — по сути, эти расчеты являются одномерными. Поскольку используется  $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности, вблизи контактной границы задаются начальные значения турбулентной энергии  $k$  и скорости ее диссипации  $\varepsilon$ . Для их оценки необходимо

Таблица 2

Значения параметров для различных вариантов расчетов с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели

Расчет	$k_0 \cdot 10^3, \text{см}^2/\text{с}^2$	$\varepsilon_0, \text{см}^2/\text{с}^3$	$N_z$	$N$
1	2,77	0,244	1350	1
2	2,77	0,244	6750	5
3	2,00	0,244	1350	1

учитывать механические свойства полимерной пленки толщиной  $s \approx 1$  мкм, разделяющей в эксперименте два газа. Коэффициент растяжения на разрыв для полиэтилена равен  $\sigma \approx (1 \div 3) \cdot 10^7$  Н/м<sup>2</sup>. Характерный горизонтальный размер кругового возмущения с радиусом  $\lambda$  при разрыве с перепадом давления  $\Delta P$  можно определить из соотношения

$$2\pi\lambda\sigma s \sim \Delta P\pi\lambda^2,$$

откуда получаем

$$\lambda \sim 2\sigma s/\Delta P. \quad (2)$$

В рассматриваемом случае  $\Delta P \approx 7 \cdot 10^5$  Па и из (2) следует, что  $\lambda \approx 3 \div 9 \cdot 10^{-5}$  м. Будем полагать  $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$  м.

При прохождении ударной волны через контактную границу на ней возникают возмущения, для приближенной оценки которых будем полагать  $\delta v_1 \approx \alpha D_2$ . Полагая, что величина  $\delta v_1$  соответствует пульсационной составляющей скорости, получаем оценку для начального значения турбулентной энергии  $k \approx \delta v_1^2/2 = \alpha^2 D_2^2/2$  ( $\alpha = 0,05 \div 0,10$ ).

С учетом размерности коэффициент турбулентной вязкости равен  $D \sim \lambda\sqrt{k}$ , в используемой  $(k-\varepsilon)$ -модели  $D \approx c_D k^2/\varepsilon$  ( $c_D = 0,12$ ). Отсюда следует выражение для скорости диссипации  $\varepsilon$  турбулентной энергии

$$\varepsilon \sim k^{3/2}/(c_D\lambda).$$

Полученные таким образом (с точностью до коэффициента порядка единицы) начальные значения  $k_0, \varepsilon_0$  задаются в слое толщиной  $N$  ячеек для каждого вещества по обе стороны от контактной границы (табл. 2). В остальном объеме расчетной области начальные значения равны  $k_0 = 10^{-9}$ ,  $\varepsilon_0 = 10^{-8}$ . Расчеты проводились на сетке с шагом  $h = 0,004$  см.

**2.4. Результаты расчетов.** Зависимости ширины ЗТП от времени, полученные в расчетах с наиболее мелкой сеткой путем измерений, показаны на рис. 2, а. В расчетах ширина ЗТП определялась на основе значений, равных 1 и 99 % осредненной по поперечному сечению концентрации воздуха. Экспериментальные значения  $L(t)$  взяты из работы [7].

Вследствие неустойчивости Рихтмайера — Мешкова возмущения амплитуды на контактной границе начинают увеличиваться, что приводит к турбулизации и “размытию” контактной границы. Это “размытие” незначительное, поскольку УВ распространяется из легкого газа (воздух) в тяжелый (аргон). В момент времени  $t \approx 220$  мкс ударная волна достигает жесткой стенки (нижней стенки измерительной камеры) и отражается от нее. При  $t \approx 250$  мкс отраженная УВ проходит через контактную границу из тяжелого газа в легкий, что приводит к более интенсивному турбулентному перемешиванию.

Следует отметить, что все расчетные  $(R-t)$ -диаграммы УВ хорошо согласуются. Однако зависимости ширины ЗТП от времени  $L(t)$  различаются. На рис. 2, а видно, что наиболее близки к экспериментальным данным результаты трехмерных расчетов (кривые 3, 4) с большими начальными возмущениями плотности  $\zeta = 0,5$ , а также расчета по  $(k-\varepsilon)$ -модели (кривая 2) на мелкой сетке. Рассматриваемая постановка расчета по  $(k-\varepsilon)$ -модели

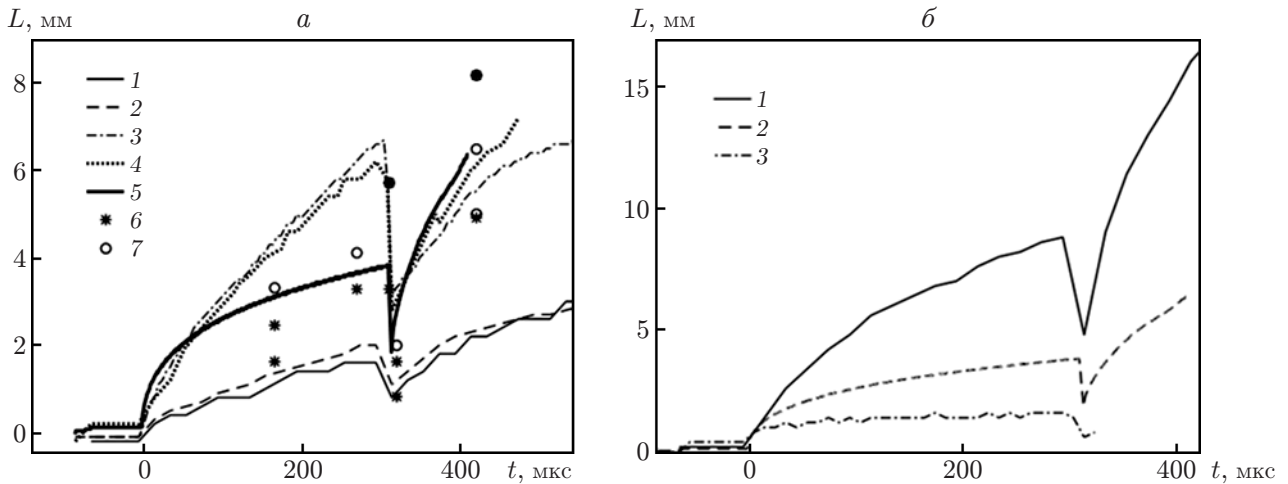


Рис. 2. Зависимости ширины ЗТП от времени:  
 а — результаты расчетов и экспериментов (1–4 — трехмерный расчет с использованием прямого численного моделирования (см. табл. 1); 5 — расчет с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели без учета пограничного слоя на мелкой сетке, 6, 7 — результаты эксперимента, соответствующие двум разным точкам в ЗТП по горизонтали); б — результаты расчетов с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели без учета пограничного слоя (1–3 — варианты расчетов из табл. 2 соответственно)

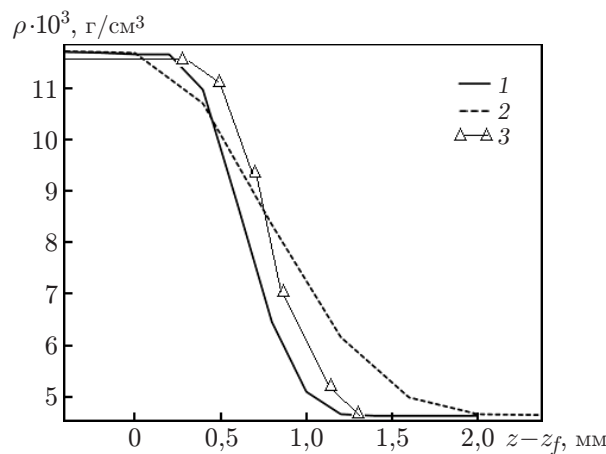


Рис. 3. Профили осредненной плотности, полученные в трехмерных расчетах:  
 1 — на мелкой сетке при  $t = 320$  мкс, 2 — на мелкой сетке при  $t = 350$  мкс, 3 — на грубой сетке при  $t = 320$  мкс

выбрана в качестве базовой, так как результаты этого расчета лучше всего согласуются с экспериментальными данными. На рис. 2,б видно, что в расчетах по  $(k-\varepsilon)$ -модели при одинаковых начальных значениях турбулентных величин на грубой сетке ширина ЗТП больше, чем на подробной сетке, а уменьшение начального значения турбулентной энергии приводит к уменьшению ширины ЗТП.

Исследуем структуру фронта прошедшей и отраженной от ЗТП УВ. На рис. 3 приведены профили плотности, полученные в трехмерном расчете (кривая 2) в моменты времени  $t = 320$  мкс (когда УВ только прошла ЗТП) и  $t = 350$  мкс (когда УВ находится на большом расстоянии от ЗТП). По горизонтальной оси отложена координата  $z$  относительно фронта волны ( $z_f$  — начальная координата контактной границы). Видно, что в расчете ширина

фронта УВ постоянна и приблизительно равна  $0,7 \div 0,8$  мм. В эксперименте в указанные моменты времени ширина фронта ударной волны увеличивается с 0,5 мм до  $0,6 \div 0,8$  мм [7].

Разностная схема для одномерных течений в невозмущенной среде обеспечивает “размазывание” фронта УВ на 4–5 ячеек. На рис. 3 видно, что в трехмерном расчете ширина УВ “размазывается” на такое же количество ячеек в различные моменты времени. Это количество ячеек имеется также на грубой сетке, вследствие чего ширина фронта также увеличивается в два раза. Аналогичное поведение УВ имеет место в расчетах по  $(k-\varepsilon)$ -модели. Это означает, что в расчетах в эти моменты не выявлено влияния ЗТП на ширину УВ и расслоения этой волны.

Наблюдаемое в эксперименте расслоение УВ можно объяснить тем, что фронт УВ может иметь конечную ширину вследствие неустановившихся возмущений (турбулентных вихрей в ЗТП), вызванных прохождением через ЗТП. Такая картина наблюдается как в экспериментах, так и в расчетах при больших значениях числа Маха, когда УВ не отдалится на большое расстояние от контактной границы [8]. Поскольку фронт УВ в однородной нетурбулизованной среде распространяется устойчиво (именно эта ситуация реализуется в данной задаче), на расстоянии от ЗТП, значительно превышающем ее ширину, ширина фронта УВ должна стремиться к ее ширине при прохождении по невозмущенной среде. Однако при наличии пограничного слоя фронт отраженной УВ отклоняется от плоской поверхности, что можно трактовать как дальнейшее расширение и расслоение в направлении луча, лежащего в неискаженной плоскости фронта. По-видимому, вследствие этого в экспериментах расслоение наблюдается только в случае отраженной УВ, которая распространяется по существующему пограничному слою, и не наблюдается в случае прямой волны, перед которой пограничный слой отсутствует.

Заметим, что в эксперименте для среды воздух — аргон ширина фронта УВ при  $t = 165$  мкс мала [7], при этом расслоения УВ не наблюдается. Расстояние от фронта УВ до ЗТП значительно больше ширины ЗТП, и наблюдается прошедшая УВ, перед которой отсутствует пограничный слой на стенках канала, вследствие чего можно предположить, что расслоения не происходит. При  $t = 320$  мкс [7], когда отраженная от стенки УВ прошла через ЗТП, перед ней наблюдается пограничный слой на стенке канала. Однако видимого расширения фронта УВ в этот момент не происходит (ширина фронта приблизительно равна  $0,4 \div 0,6$  мм [7]). Это может быть обусловлено тем, что влияние пограничного слоя на фронт УВ незначительно. В последующие моменты это влияние увеличивается, и при  $t = 420$  мкс [7] искривление и вследствие этого расширение фронта УВ (до 1,6 мм) существенно.

Таким образом, в проведенных расчетах с использованием как  $(k-\varepsilon)$ -модели, так и прямого численного моделирования не выявлено наблюдаемых в работе [7] расширения и расслоения УВ при ее прохождении по невозмущенной среде после выхода из ЗТП. Предположительно, это может быть следствием оптического эффекта, вызванного наличием пограничного слоя в экспериментах (в расчетах он отсутствует).

**3. Моделирование с учетом пограничного слоя.** Рассмотрим результаты расчетов по  $(k-\varepsilon)$ -модели, в которой учитывается пограничный слой, образующийся на стенках ударной трубы после прохождения первичной УВ. Расчеты проводились в двумерной постановке, так как для прямого трехмерного моделирования требуются большие вычислительные ресурсы. Расчеты с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели проводились в базовой постановке (вариант 2 в табл. 2), так как в других постановках результаты значительно отличаются от экспериментальных.

**3.1. Постановка расчетов.** При учете пограничного слоя граничные условия на боковой стенке в случае использования  $(k-\varepsilon)$ -модели необходимо дополнить, поскольку появляется турбулентная вязкость. Поэтому кроме условия для нормальной компоненты скоро-

сти требуется условие для тангенциальной компоненты, соответствующее условию прилипания. Тогда получаем профиль тангенциальной компоненты скорости в следующем виде [12]:

$$|u_\tau| = \frac{u_*}{\kappa_K} \ln \left( \frac{y + r_0}{r_0} \right), \quad (3)$$

где  $y$  — расстояние от поверхности;  $r_0$  — высота элементов шероховатости;  $\kappa_K$  — постоянная Кармана:

$$\kappa_K = c_D^{1/4} \sqrt{(c_{\varepsilon 3} - c_{\varepsilon 1})/c_\varepsilon}.$$

Выражение для динамической скорости  $u_*$  в (3) можно записать в виде

$$u_* = \sqrt{\left| D_t \frac{\partial u_\tau}{\partial y} \right|}, \quad (4)$$

где  $D_t$  — турбулентная вязкость:

$$D_t = c_D k^2 / \varepsilon. \quad (5)$$

При этом турбулентная энергия и скорость диссипации связаны соотношением [12]

$$\varepsilon = k \sqrt{c_D} \left| \frac{\partial u_\tau}{\partial y} \right|. \quad (6)$$

Из (3) следует соотношение

$$\left| \frac{\partial u_\tau}{\partial y} \right| = \frac{u_*}{\kappa_K (y + r_0)}.$$

Отсюда, используя (3)–(6), получаем

$$\left| \frac{\partial u_\tau}{\partial y} \right| = \frac{1}{y + r_0} \sqrt{\frac{c_\varepsilon k}{c_{\varepsilon 3} - c_{\varepsilon 1}}}. \quad (7)$$

Эмпирические коэффициенты, входящие в  $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности в используемой методике, имеют следующие значения:  $c_k = 4/3$ ,  $c_\alpha = 1,7$ ,  $c_D = 0,12$ ,  $c_\varepsilon = 4/3$ ,  $c_{\varepsilon 1} = 1,15$ ,  $c_{\varepsilon 2} = 1$ ,  $c_{\varepsilon 3} = 1,7$ .

Соотношение (7) используется в методике ЭГАК при задании граничного условия, которое ставится на некотором расстоянии  $y_0 \approx (1 \div 2)h$  от ближайшей боковой грани. Тогда выражение (7) принимает вид

$$d_u \equiv \frac{\partial u_x}{\partial y} \Big|_{y_0+h/2} = \frac{\xi}{y_0 + h/2 + r_0} \sqrt{\frac{c_\varepsilon k}{c_{\varepsilon 3} - c_{\varepsilon 1}}}, \quad (8)$$

где  $\xi = u_x(y_0 + h)/|u_x(y_0 + h)|$ ;  $y_0 = h$ ; величина  $k$  вычисляется в точке  $y = y_0 + h/2$ . Из (8) следует

$$u_x(y_0) = u_x(y_0 + h) - h d_u.$$

Параметр шероховатости  $r_0$  варьировался: при  $h = 0,004$   $r_0 = 4 \cdot 10^{-5}$  и  $r_0 = 10^{-5}$ .

3.2. *Результаты расчетов.* На рис. 4 приведены зависимости массовой концентрации аргона от расстояния  $y$  от стенки канала вблизи ЗТП для двух расстояний  $x$  от торца канала.

На рис. 5 представлены экспериментальные [7] видеок кадры и полученные при  $h = 0,004$ ,  $r_0 = 10^{-5}$ ,  $t = 165$  мкс распределения концентрации веществ. Ширина ЗТП, полученная в эксперименте № 1315, близка к расчетной.

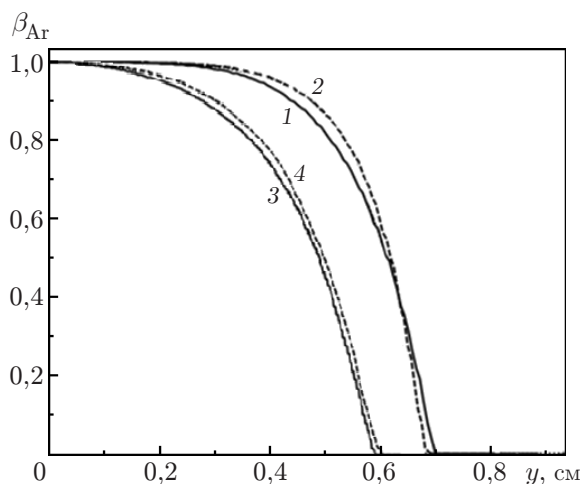


Рис. 4. Профили концентрации аргона, полученные в расчетах по  $(k-\varepsilon)$ -модели при наличии пограничного слоя в момент времени  $t = 40,75$  мкс на различных расстояниях от жесткой стенки:

1, 2 —  $x = 3,5$  см, 3, 4 —  $x = 4$  см; 1, 3 —  $h = 0,004$ ,  $r_0 = 4 \cdot 10^{-5}$ , 2, 4 —  $h = 0,004$ ,  $r_0 = 10^{-5}$

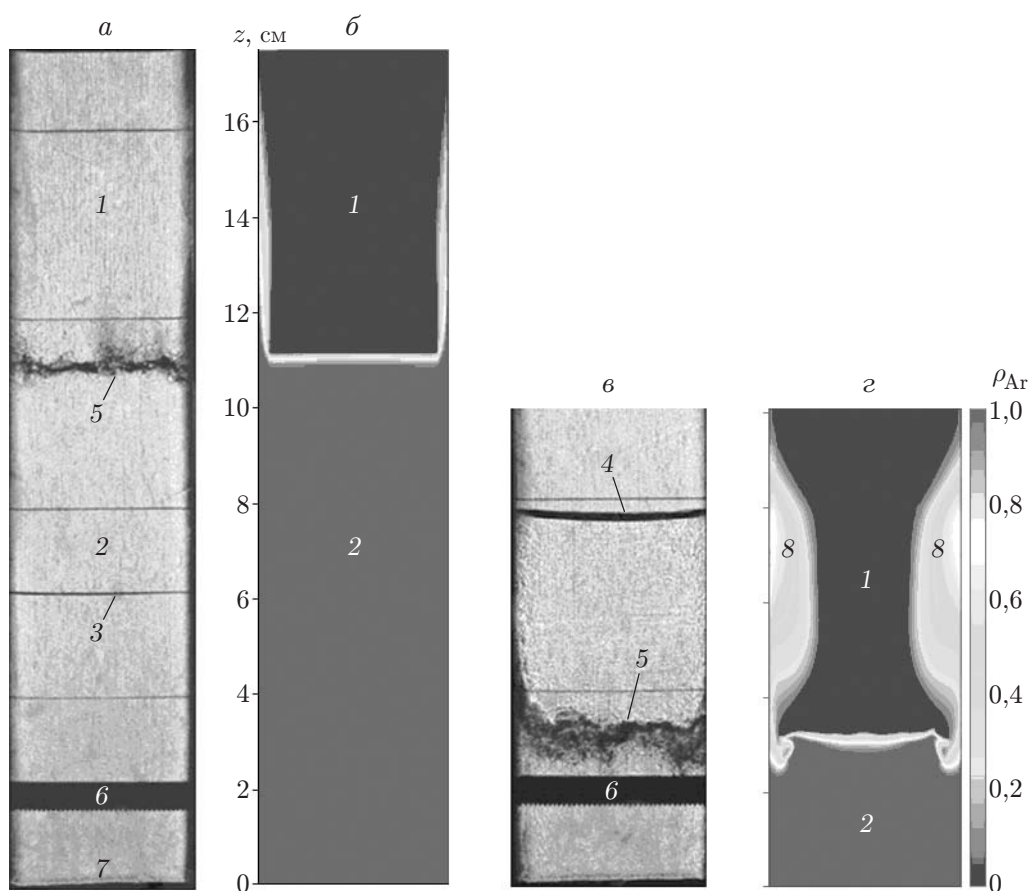


Рис. 5. Видеокadres течения (а, в) и распределения концентрации аргона, полученные в расчете по  $(k-\varepsilon)$ -модели при  $h = 0,004$ ,  $r_0 = 10^{-5}$  и наличии пограничного слоя (б, г): а, б — опыт № 1314 при  $t = 165$  мкс, в, г — опыт № 1315 при  $t = 419$  мкс; 1 — воздух, 2 — аргон, 3 — падающая УВ, 4 — отраженная УВ, прошедшая через ЗТП, 5 — ЗТП, 6 — шпилька, 7 — жесткая стенка, 8 — пограничный слой



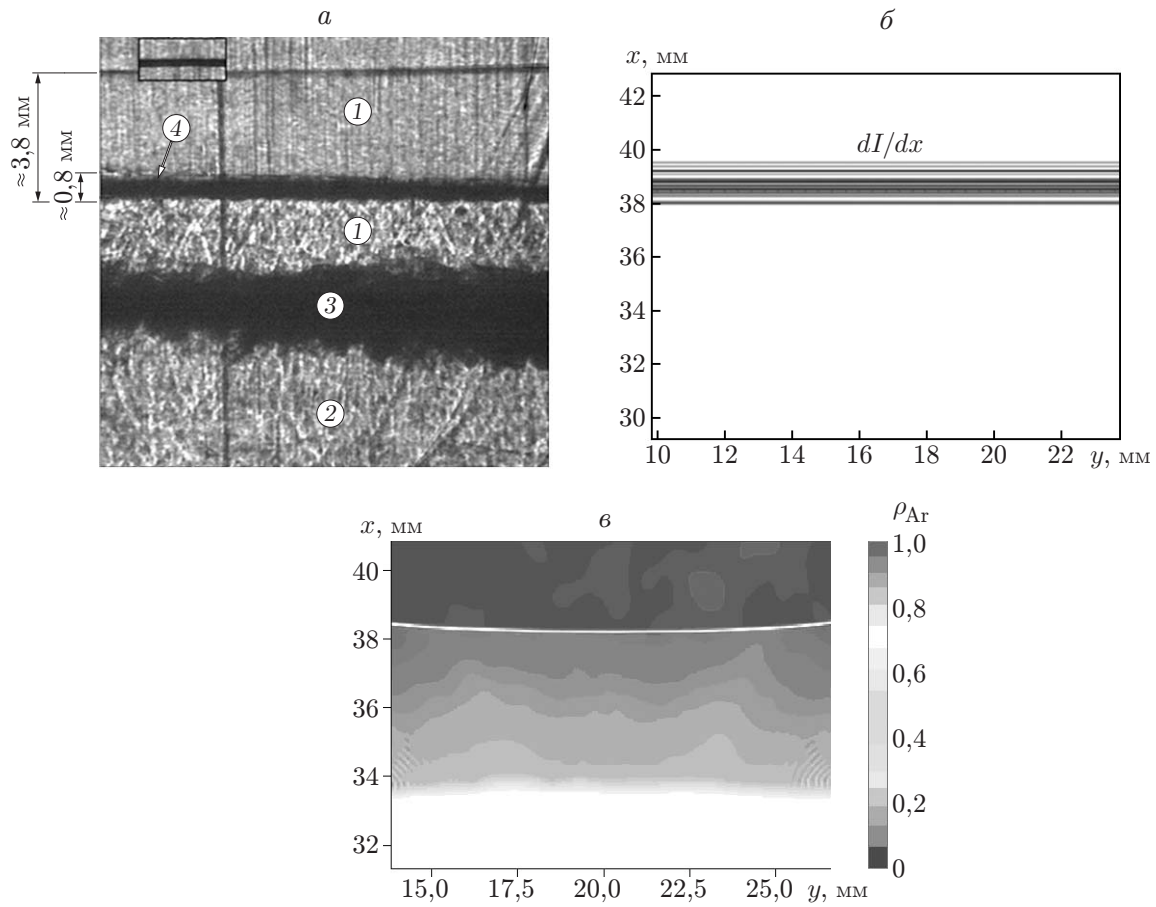


Рис. 6. Видеокадры течения (а) и полученные в расчете по  $(k-\varepsilon)$ -модели при  $h = 0,004$ ,  $r_0 = 10^{-5}$ ,  $t = 321$  мкс зависимость от координаты  $x$  рассчитанного почернения пленки  $dI/dx$  вблизи УВ (б) и распределение плотности вблизи фронта УВ (в):

1 — воздух, 2 — аргон, 3 — ЗТП, 4 — расслоение отраженной УВ

В работе [7] приводится фрагмент видеокадра при  $t = 321$  мкс, на котором хорошо видна структура УВ (рис. 6,а). На рис. 6,б для сравнения показано почернение пленки  $dI/dx$  вблизи УВ, полученное в расчете следующим образом: для точек на различной высоте  $x$  вычисляется интеграл  $I(x)$  по ширине канала от величины показателя преломления  $n$ :

$$I(x) = \int_{y=0}^{y=b} n(y) dy.$$

Здесь

$$n(y) - 1 = 0,292 \cdot 10^{-3} c_1 \frac{\rho}{\rho_{10}} + 0,284 \cdot 10^{-3} \cdot c_2 \frac{\rho}{\rho_{20}},$$

$c_1, c_2$  — массовые концентрации воздуха и аргона соответственно;  $\rho_{10} = 1,225 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_{20} = 1,692 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>.

Величина  $dI/dx$  определяет зависимость от координаты  $x$  наблюдаемого почернения пленки вблизи УВ. На рис. 6 видно, что рассчитанная толщина УВ близка к наблюдаемой. Имеется также расслоение, отмечаемое в [7], однако оно обусловлено оптическим эффек-

том, связанным с искривлением плоскости ударной волны вследствие взаимодействия с пограничным слоем (см. рис. 5, в, 6, в).

**Заключение.** В работе с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели и прямого численного моделирования проведены расчеты для экспериментального исследования на контактной границе воздух — аргон без учета пограничного слоя. При этом наблюдаемых в опытах [7] расширения и расслоения УВ при распространении по невозмущенной среде после прохождения ЗТП не выявлено. В двумерных расчетах с использованием  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности и с учетом пограничного слоя получены результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными. Расчет градиента от интеграла показателя преломления по ширине канала позволил получить согласующуюся с экспериментом увеличенную ширину фронта УВ. Так называемое расслоение, отмечаемое в [7], представляется оптическим эффектом, обусловленным искривлением плоскости ударной волны вследствие взаимодействия с пограничным слоем. Это объяснение косвенно подтверждается тем, что в опытах расслоение наблюдается только в случае отраженной УВ, которая распространяется по существующему пограничному слою, и не наблюдается в случае прямой волны, перед которой пограничный слой отсутствует.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Taylor G. I.** The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their plane // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1950. V. 201. P. 192–196.
2. **Richtmyer R. D.** Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Comm. Pure Appl. Math. 1960. V. 13. P. 297–319.
3. **Зайдель Р. М.** Прохождение ударных волн через искривленную границу раздела двух сред // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1972. № 1. С. 111.
4. **Мешков Е. Е.** Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 5. С. 151–158.
5. **Meyer K. A., Blewett P. J.** Numerical investigation of the stability of a shock-accelerated interface between two fluids // Phys. Fluids. 1972. V. 15, № 5. P. 753–758.
6. **Shestachenko O. E., Kucherenko Yu. A., Piskunov Yu. A., et al.** Investigation of dispersion of stationary shock wave upon turbulent layer passage // Proc. of the 7th Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, St.-Petersburg (Russia), 5–9 July 1999. Sarov: Sarov Print. House of RFNC-VNIIEF, 2001. P. 118–123.
7. **Разин А. Н., Невмержицкий Н. В., Сотсков Е. А. и др.** Экспериментальное исследование взаимодействия ударных волн с контактной границей и зоной турбулентного перемешивания различных газов // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 2. С. 16–25.
8. **Близнецов М. В., Невмержицкий Н. В., Разин А. Н. и др.** Исследование развития турбулентного перемешивания на границе газ — газ при числах Маха ударной волны от 2 до 9 // Тр. 9-й Междунар. конф. “Физика турбулентного перемешивания сжимаемых сред”, Кембридж (Великобритания), 2004. Б. м., 2004. С. 178–183.
9. **Синькова О. Г., Стаценко В. П., Янилкин Ю. В.** Численное исследование развития турбулентного перемешивания на контактной границе воздух — SF6 при распространении ударной волны с большими числами Маха // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика. 2007. Вып. 2/3. С. 3–17.
10. **Янилкин Ю. В., Беляев С. П., Дегтяренко Л. И. и др.** Эйлеровы численные методики ЭГАК и ТРЭК для моделирования многомерных течений многокомпонентной среды // Тр. Всерос. науч.-исслед. ин-та эксперим. физики. 2008. Вып. 12. С. 54–65.

11. **Гужова А. Р., Павлушин А. С., Стаценко В. П.** Уточнение констант  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности на основе результатов прямого численного моделирования простейших турбулентных течений и измерений // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика.* 2005. Вып. 3. С. 37–48.
12. **Стаценко В. П.** Тестирование модели турбулентности с анизотропией тензора Рейнольдса // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика.* 1996. Вып. 3. С. 43–51.

*Поступила в редакцию 22/XI 2019 г.,  
после доработки — 28/III 2020 г.  
Принята к публикации 29/VI 2020 г.*

---