

УДК 532.517.4

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗОНЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Ю. А. Кучеренко, А. В. Павленко, О. Е. Шестаченко,
С. И. Балабин, А. П. Пылаев, А. А. Тяктев

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
им. Е. И. Забабахина, 456770 Снежинск
E-mail: avpavlenko@vniitf.ru

На многофункциональной ударной трубе проведены эксперименты с двумя парами газов различной плотности с начальными значениями числа Атвуда $A = 0,21; 0,83$. С помощью методики “лазерный лист” получены статистические и спектральные характеристики зоны перемешивания, возникающей вследствие неустойчивостей Рихтмайера — Мешкова и Рэлея — Тейлора, а также определен диапазон длин основных волн в ее структуре.

Ключевые слова: турбулентное перемешивание газов с различной плотностью, ударная труба, неустойчивости Рихтмайера — Мешкова и Рэлея — Тейлора, методика “лазерный лист”, гетерогенность, спектр концентрации.

Введение. К настоящему времени разработано большое количество моделей турбулентного перемешивания, вызванного влиянием неустойчивостей Рихтмайера — Мешкова и Рэлея — Тейлора. К числу этих моделей наряду с $(k-\varepsilon)$ -моделями относятся модели второго и более высоких уровней замыкания [1, 2], для проверки и калибровки которых недостаточно использования получаемых в лабораторных экспериментах интегральных характеристик перемешивания (безразмерной скорости перемешивания и распределения средней плотности вещества) и требуются экспериментально определенные спектральные характеристики изменяющихся во времени плотности и скорости в зоне перемешивания.

В настоящей работе с помощью методики “лазерный лист” [3] на многофункциональной ударной трубе (МУТ) Всероссийского научно-исследовательского института технической физики [4] для ряда моментов времени получены статистические и спектральные характеристики зоны турбулентного перемешивания, возникающей в результате последовательного действия неустойчивостей Рихтмайера — Мешкова и Рэлея — Тейлора. С использованием полученных спектральных характеристик выполнены оценки диапазона длин основных волн в зоне перемешивания.

С помощью методики “лазерный лист” структура зоны перемешивания газов с различной плотностью изучалась в работе [5]. Получено распределение плотности тяжелого газа в сечении “лазерного листа”. Обнаружено, что на границе между тяжелым газом и зоной перемешивания имеется скачок плотности. Этот факт противоречил интегральным измерениям распределения плотности жидкостей с различной плотностью, выполненным

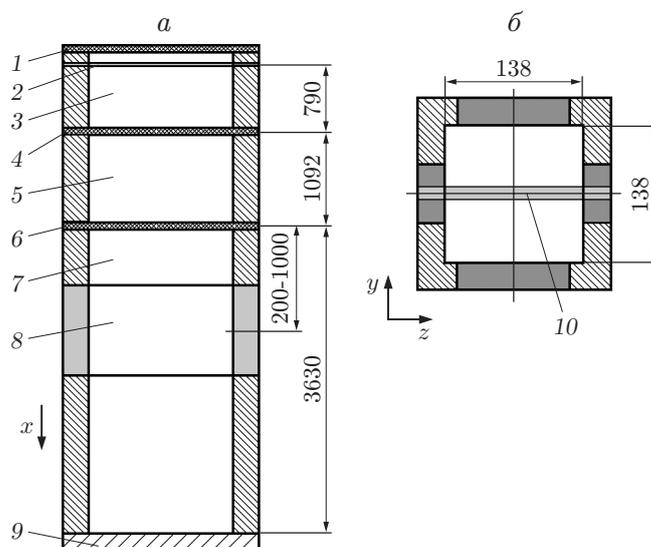


Рис. 1. Схема ударной трубы:

a — вертикальное сечение ударной трубы, *b* — поперечное сечение измерительной секции; 1, 4 — мембраны, отделяющие отсек с газовой взрывчатой смесью от окружающего воздуха и тяжелого газа соответственно, 2 — плоскость инициирования газовой взрывчатой смеси, 3 — газовая взрывчатая смесь, 5 — тяжелый газ, 6 — мембрана, отделяющая тяжелый газ от легкого, 7 — легкий газ, 8 — измерительная секция, 9 — отражатель ударной волны, 10 — “лазерный лист”

в работе [6] с использованием рентгеновской методики. В настоящей работе проведена тщательная калибровка методики измерений.

1. Постановка опытов. Эксперименты проведены на вертикальной МУТ с квадратным внутренним поперечным сечением 138×138 мм, схема которой представлена на рис. 1. В верхней части МУТ расположен отсек, заполняемый газовой взрывчатой смесью, представляющей собой стехиометрическую смесь $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2$. Этот отсек отделяется от окружающей атмосферы и от остальной части МУТ мембранами 1 и 4, изготовленными из лавсановой пленки толщиной 20 мкм. Мембраны располагались на сетках, состоящих из тонких металлических струн диаметром 0,1 мм; размер ячейки сеток составлял 12×12 мм. Тяжелый и легкий газы отделялись друг от друга разделительной мембраной 6, изготовленной из нитроцеллюлозной пленки, толщина которой приблизительно равна 1 мкм. Мембрана располагалась на сетке из тонких прочных струн с размером ячейки 6×6 мм. Отсеки МУТ заполнялись газами с давлением 10^5 Па и температурой 293 К. В первой серии опытов в качестве тяжелого газа использовался углекислый газ (CO_2) с плотностью $\rho_2 = 1,98 \cdot 10^{-3}$ г/см³, в качестве легкого газа — гелий (He) с плотностью $\rho_1 = 0,178 \cdot 10^{-3}$ г/см³, число Атвуда $A = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1) = 0,83$. Во второй серии опытов соответственно использовались углекислый газ и воздух, число Атвуда $A = 0,21$. Для обеспечения достаточно большого временного диапазона измерений положение измерительной секции менялось в диапазоне $200 \div 1000$ мм (см. рис. 1).

В плоскости инициирования газовой взрывчатой смеси параллельно друг другу устанавливались 23 медных проводника диаметром 0,1 мм и длиной 138 мм с шагом 6 мм. Омическое сопротивление системы проводников составляло $1,3 \cdot 10^{-2}$ Ом, масса проводников равна 0,22 г. В проводники вводилась энергия в виде электрического импульса, равная 1,3 кДж, за время 1,8 мкс. Эта энергия превышает энергию сублимации меди (5,2 кДж/г), что приводит к электрическому взрыву проводников.

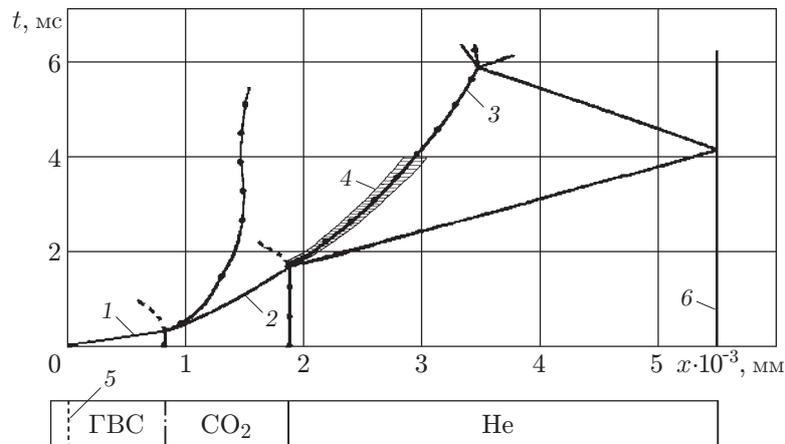


Рис. 2. $(x-t)$ -диаграммы движения ударных волн и контактных границ для пары газов CO_2 -He:

1 — детонационная волна, 2 — ударная волна, 3 — начальное положение контактной границы между газами, 4 — зона турбулентного перемешивания, 5 — плоскость инициирования, 6 — отражатель ударной волны, ГВС — газовая взрывчатая смесь

Электрический взрыв проводников вызывает детонацию газовой взрывчатой смеси. После достижения детонационной волной мембраны 4 по тяжелому газу распространяется затухающая ударная волна. На рис. 2 приведены рассчитанные по программе “Волна” [7] $(x-t)$ -диаграммы движения ударных волн и контактных границ для пары газов CO_2 -He. Для той же пары газов показано положение зоны перемешивания, определенное экспериментально с помощью шпирен-методики. Аналогичные $(x-t)$ -диаграммы рассчитаны для пары газов CO_2 — воздух.

Время прихода ударной волны на контактную границу тяжелого и легкого газов составляет $t_c = 1,78$ мс. В этот момент времени давление на фронте волны составляет $5,6 \cdot 10^5$ Па, ее скорость — 604 м/с, массовая скорость газа за фронтом волны — 422 м/с. После прохождения ударной волны через контактную границу возникает неустойчивость Рихтмайера — Мешкова, которая вызывает рост возмущений и приводит к возникновению зоны турбулентного перемешивания. Характер течения за фронтом ударной волны таков, что на контактной границе градиенты плотности и давления имеют противоположные направления. В результате возникает неустойчивость Рэля — Тейлора, которая и определяет дальнейший ход процесса.

2. Диагностика и калибровка. В тот момент, когда зона перемешивания попадает в измерительную секцию МУТ, происходит ее фоторегистрация с помощью методики “лазерный лист”. Положение “лазерного листа” в измерительной секции показано на рис. 1, б. “Лазерный лист” получен с помощью импульсного лазера “Big Sky Laser” с длиной волны 532 нм и цилиндрической оптической системы. Проведены измерения характеристик “листа”, неоднородного как в поперечном сечении, так и по площади. В качестве визуализирующего вещества использовались продукты термического разложения органической смолы — ладана. Визуализирующие частицы (V-частицы) равномерно распределялись по всему объему газа, заполняющего измерительную секцию МУТ. На рис. 3 показаны сечение “лазерного листа” на входной диафрагме измерительной секции МУТ и распределения безразмерной интенсивности регистрируемого света в трех сечениях вдоль оси x . На рис. 4 приведены фотография “лазерного листа”, полученная в сечении $y = \text{const}$, и распределения интенсивности рассеянного света в двух сечениях.

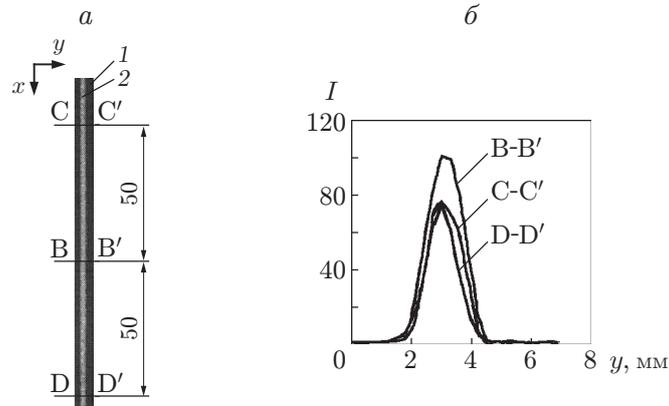


Рис. 3. Измерение интенсивности света в различных сечениях плоскости (x, z) “лазерного листа”:

a — сечение “лазерного листа” на входной диафрагме измерительной секции МУТ, b — распределение интенсивности света в трех сечениях; 1 — входная диафрагма измерительной секции, 2 — сечение “лазерного листа”

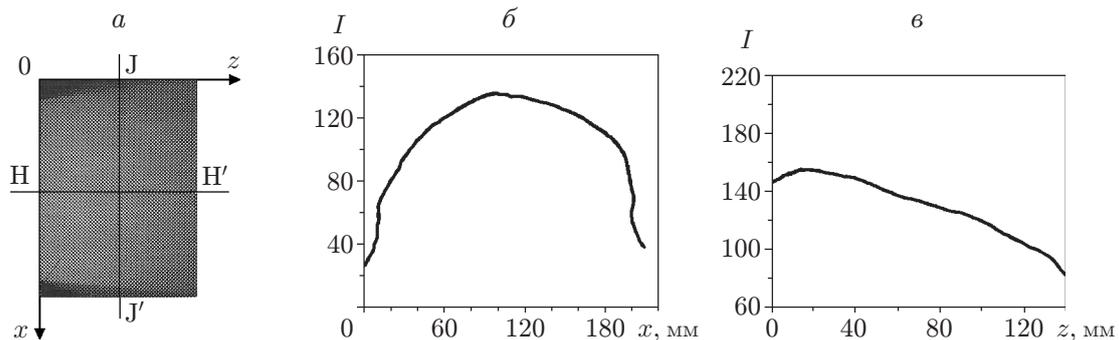


Рис. 4. Измерение интенсивности света в различных сечениях плоскостей (x, y) и (y, z) “лазерного листа”:

a — фотография “лазерного листа”; b, v — распределения интенсивности света в двух сечениях (b — сечение J-J', v — сечение H-H')

Вследствие неоднородности “лазерного листа” потребовалась его тщательная калибровка. Прежде всего были зафиксированы положения лазера, формирователя светового потока, измерительной секции и регистратора. Мощность лазера также была постоянной. Эти параметры были одинаковыми как при калибровке измерительного канала, так и в экспериментах. Поэтому в каждом эксперименте количество квантов света Q , приходящих от лазера в некоторый малый элементарный объем $\Delta V = \Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ “лазерного листа” в окрестности точки с координатами (x, y, z) , одно и то же. В силу неоднородности “лазерного листа” количество квантов Q зависит от положения объема ΔV . Если толщина “лазерного листа” достаточно мала, то количество квантов Q будет зависеть только от двух координат: $Q = Q(x, z)$.

Показания регистратора являются функцией количества квантов рассеянного излучения Q_s , пришедших из каждого объема ΔV в соответствующий пиксель светочувствительной матрицы регистратора: $I = I(Q_s)$. Следовательно, при постоянной форме оптического канала количество рассеянных квантов Q_s пропорционально концентрации V -частиц n и количеству квантов света Q , которые приходят от лазера в объем ΔV : $Q_s \sim nQ(x, z)\Delta V$.

Таким образом, в данном случае имеет место зависимость показаний регистратора от концентрации V-частиц и координат x, z , т. е. $I = I(n, x, z)$. Регистрограмма представляет собой прямоугольную матрицу, состоящую из показаний регистратора, полученных в каждом пикселе светочувствительной матрицы:

$$I = I(n, x, z) \equiv \{I(n, x_i, z_j)\} \equiv \{I_{i,j}(n)\}, \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad j = 1, 2, \dots, k.$$

Здесь m, k — количество пикселей светочувствительной матрицы регистратора в направлениях x и z соответственно; x_i, z_j — координаты точек в области регистрации, которые проецируются оптической системой в соответствующий пиксель.

При калибровке измерительная секция МУТ заполнялась тяжелым газом с давлением 10^5 Па, в который добавлялись V-частицы, представляющие собой продукты термического разложения ладана. Калибровка проводилась для семи значений концентрации, чтобы были включены все возможные значения концентрации V-частиц в экспериментах. Для каждого значения концентрации V-частиц проведено по 10 измерений. В результате получено семь калибровочных матриц, в каждой ячейке которых содержалось среднее по 10 измерениям значение интенсивности рассеянного V-частицами света из соответствующей области “лазерного листа”. При проведении экспериментов по измерению спектральных характеристик зоны перемешивания результатом регистрации также являлась матрица, в каждой ячейке которой содержалось значение интенсивности рассеянного V-частицами света и размерность которой совпадала с размерностью калибровочных матриц. Значение концентрации V-частиц, соответствующее данной ячейке матрицы, полученной в эксперименте, определялось линейной интерполяцией между двумя ближайшими значениями интенсивности света в соответствующих ячейках калибровочных матриц. В результате в каждом эксперименте была получена матрица концентраций V-частиц $\{n_{ij}\}$. Так как в различных экспериментах границы зоны перемешивания имели разные координаты по осям x и z , производилась перенумерация координат точек x_i, z_j . В новых обозначениях значение $i = 1$ соответствовало границе зоны перемешивания с тяжелым газом, а значение $i = m_1$ — границе зоны перемешивания с легким газом. Значения $j = 1$ и $j = k_1$ для точек вдоль оси z определялись шириной зоны пристенных течений.

Полученные матрицы концентраций $\{n_{ij}\}$ нормировались на концентрацию n_0 V-частиц, которые в момент регистрации находились в тяжелом газе вне зоны перемешивания. При этом получалась матрица нормированных концентраций $\{N_{ij}\}$, где $N_{ij} = n_{ij}/n_0$. Можно предположить, что V-частицы являются “замороженными” в газ, т. е. в ходе эксперимента не покидают частицу газа, в которой находились первоначально. Тогда концентрация V-частиц будет непосредственно связана с концентрацией тяжелого газа. Следовательно, матрица $\{N_{ij}\}$ содержит значения нормированной концентрации тяжелого газа.

Для удобства дальнейшей обработки экспериментальных результатов введена безразмерная координата $\xi = (x - x_1)/(x_{m1} - x_1)$, причем значению $\xi = 0$ соответствует граница зоны перемешивания с тяжелым газом, а значению $\xi = 1$ — граница зоны перемешивания с легким газом. При этом $N_{1j} = 1, N_{m1j} = 0$. Относительная погрешность определения концентрации в одном эксперименте с учетом всех факторов (массы ладана, распределения частиц ладана по объему газа, разброса интенсивности излучения лазера, неоднородности “лазерного листа”, погрешности интерполяции) не превышает 5 %.

3. Определение статистических и спектральных характеристик зоны перемешивания. Измерение характеристик зоны перемешивания проводилось для каждой пары газов в трех сериях экспериментов, соответствующих трем моментам времени регистрации. Каждая серия включала 15 экспериментов, что позволяло получить достаточную для проведения статистической обработки совокупность значений нормированной концентрации тяжелого газа. Обработка проводилась для значений координаты $\xi = 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9$. Каждому из перечисленных значений ξ соответствует своя строка в матрице

нормированных концентраций тяжелого газа (в направлении оси z), полученной по результатам эксперимента. Строки, соответствующие рассматриваемым значениям ξ , объединялись. В результате для каждого из трех моментов времени регистрации получено по пять статистических распределений нормированной концентрации тяжелого газа $\{N_j(\xi)\}$, $j = 1, 2, \dots, K$ с одинаковым для всех распределений интервалом дискретности по оси z , равным $\Delta z = 0,14$ мм. Значения K для разных экспериментов были различными и находились в диапазоне $10\,920 \leq K \leq 12\,780$. Это объясняется тем, что в область обработки не входили зоны пристенных течений, размер которых в разных экспериментах был различным.

Дальнейшая обработка проводилась следующим образом. Прежде всего для каждого значения ξ выполнялось разложение распределения концентрации $N_j(\xi)$ в конечный ряд Фурье

$$N_j(\xi) = A_0 + \sum_{k=1}^{K/2} A_k \cos \frac{2\pi jk}{K} + \sum_{k=1}^{K/2-1} B_k \sin \frac{2\pi jk}{K}, \quad j = 1, 2, \dots, K, \quad (1)$$

где A_0, A_k, B_k — коэффициенты:

$$A_0 = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K N_j, \quad A_k = \frac{2}{K} \sum_{j=1}^K N_j \cos \frac{2\pi jk}{K}, \quad B_k = \frac{2}{K} \sum_{j=1}^K N_j \sin \frac{2\pi jk}{K}, \quad k = 1, 2, \dots, \frac{K}{2}.$$

Поскольку согласно теореме Котельникова пространственная частота среза равна $f_c = 1/(2\Delta z)$, в формуле (1) число гармоник в разложении в два раза меньше числа значений концентрации. Затем из полученных рядов удалялись члены, содержащие длины волн $\lambda \geq \lambda_0$, $\lambda_0 = 100$ мм. Этот диапазон длин волн не определялся ни начальными, ни граничными условиями экспериментов, а имел место лишь в результате формирования суммарной области обработки в z -направлении за счет объединения распределений, полученных в экспериментах для данного момента времени. Номер гармоники k_0 , соответствующей длине волны λ_0 , определяется из соотношения

$$k_0 = K\Delta z/\lambda_0.$$

Тогда выражение для нормированной концентрации тяжелого газа можно записать следующим образом:

$$N_{\lambda j}(\xi) = A_0 + \sum_{k=k_0}^{K/2} A_k \cos \frac{2\pi jk}{K} + \sum_{k=k_0}^{K/2-1} B_k \sin \frac{2\pi jk}{K}, \quad j = 1, 2, \dots, K.$$

Среднее значение нормированной концентрации тяжелого газа определялось по формуле

$$\langle N_{\lambda}(\xi) \rangle = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K N_{\lambda j}(\xi).$$

Формула для коэффициента гетерогенности $\Gamma = 1 - \theta$ имеет вид

$$\Gamma(\xi) = \frac{\langle N'_{\lambda}(\xi) N'_{\lambda}(\xi) \rangle}{\langle N_{\lambda}(\xi) \rangle (1 - \langle N_{\lambda}(\xi) \rangle)}, \quad (2)$$

где $\langle N'_{\lambda}(\xi) N'_{\lambda}(\xi) \rangle = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K N'_{\lambda j}(\xi) N'_{\lambda j}(\xi)$ — среднее значение квадрата флуктуаций;

$N'_{\lambda j}(\xi) = N_{\lambda j}(\xi) - \langle N_{\lambda}(\xi) \rangle$ — флуктуации концентрации; $\theta(\xi)$ — коэффициент гомогенности смеси двух несжимаемых веществ [8]:

$$\theta(\xi) = \frac{\langle N_{\lambda}(\xi) [1 - N_{\lambda}(\xi)] \rangle}{\langle N_{\lambda}(\xi) \rangle \langle 1 - N_{\lambda}(\xi) \rangle}.$$

Оценка влияния сжимаемости газов для полученных в проведенных экспериментах параметров газодинамического течения дает поправку, не превышающую 5 %, поэтому влияние сжимаемости не учитывалось.

Автокорреляционная функция определялась по формуле [9]

$$R(\xi, r) = \frac{1}{K-r} \sum_{j=0}^{K-r} N'_{\lambda,j}(\xi) N'_{\lambda,j+r}(\xi), \quad r = 0, 1, 2, \dots, r_0, \quad r_0 = \lambda_0/\Delta z,$$

а спектральная плотность среднего квадрата флуктуаций нормированной концентрации тяжелого газа — по формуле [9]

$$G(\xi, f) = 2\Delta z \left(R_0(\xi) + R_{r_0}(\xi) \cos \frac{\pi r_0 f}{f_c} + 2 \sum_{r=1}^{r_0-1} R_r(\xi) \cos \frac{\pi r f}{f_c} \right), \quad (3)$$

где $f = 1/\lambda$ — пространственная частота.

Автокорреляционная функция использовалась для вычисления спектральной плотности и обработки полученных экспериментальных распределений. Так как площадь под кривой спектральной плотности во всем диапазоне частот равна среднему квадрату флуктуаций, функция (3) позволяет оценить диапазон частот основных волн в зоне перемешивания.

4. Результаты экспериментов. В экспериментах регистрировалась зона перемешивания для трех моментов времени t_r . В первой серии опытов (газы CO_2 –He) $t_r = 2,1; 2,6; 3,1$ мс, во второй серии (газы CO_2 — воздух) $t_r = 3,2; 4,0; 6,4$ мс. На рис. 5 показаны зависимость средних значений нормированной концентрации тяжелого газа в зоне перемешивания от координаты ξ и стандартные отклонения, полученные в этих опытах. Для каждого значения ξ осреднение проводилось как по координате z , так и по трем моментам регистрации. Видно, что с увеличением координаты ξ концентрация тяжелого газа монотонно уменьшается. В целом приведенные зависимости хорошо согласуются с распределением средней плотности вещества в зоне перемешивания, полученным в работе [6] с помощью рентгеновской методики. При числе Атвуда $A = 0,21$ среднее значение концентрации тяжелого газа в середине зоны турбулентного перемешивания ($\xi = 0,5$) составляет $\langle N \rangle = 0,453 \pm 0,090$, при $A = 0,83$ $\langle N \rangle = 0,351 \pm 0,060$. Отличие этих значений от значения $\langle N \rangle = 0,5$ обусловлено асимметрией, возникающей при турбулентном перемешивании Рэлея — Тейлора, причем при $A = 0,83$ асимметрия более значительна, чем

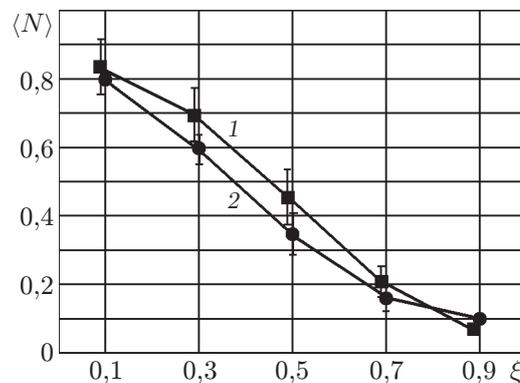


Рис. 5. Зависимость средних значений нормированной концентрации тяжелого газа от координаты ξ :

1 — пара газов CO_2 — воздух, 2 — пара газов CO_2 –He

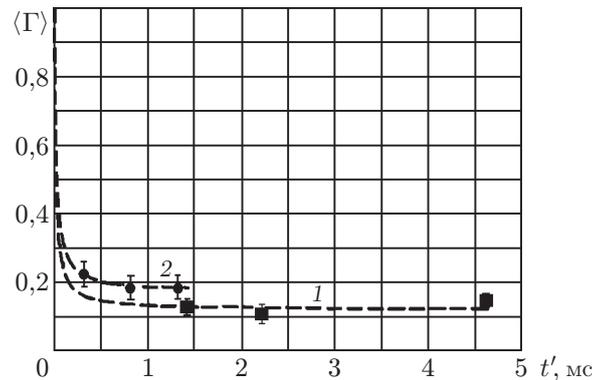


Рис. 6. Зависимость коэффициента гетерогенности в зоне перемешивания от времени t' :

1 — пара газов CO_2 — воздух, 2 — пара газов CO_2 —He

при $A = 0,21$. Этот результат согласуется с известными результатами [6, 10]. Отметим, что приведенные на рис. 5 зависимости значительно отличаются от распределения относительной плотности тяжелого газа, полученного в работе [5]. Согласно результатам [5] в середине зоны турбулентного перемешивания газов воздух — He относительная плотность тяжелого газа составляет 0,2, что противоречит также результатам [9, 10].

На рис. 6 представлена рассчитанная по формуле (2) и осредненная по ξ зависимость коэффициента гетерогенности от времени развития зоны перемешивания с момента выхода ударной волны на контактную границу газов $t' = t_r - t_c$. Видно, что для обеих рассматриваемых пар газов средний по зоне перемешивания коэффициент гетерогенности смеси достаточно быстро достигает предельного значения, которое при $A = 0,21$ составляет $\langle \Gamma \rangle_{lim} = 0,13$, а при $A = 0,83$ — $\langle \Gamma \rangle_{lim} = 0,18$. Предельные значения $\langle \Gamma \rangle_{lim}$ соответствуют диапазону значений коэффициента гетерогенности $0,15 \div 0,25$, полученных в модельных расчетах [8, 11–13].

На рис. 7 представлены зависимости спектральной плотности среднего квадрата флуктуаций нормированной концентрации тяжелого газа от пространственной частоты $G(f)$ для двух пар газов в различные моменты времени. Максимальная относительная среднеквадратичная погрешность определения среднего квадрата флуктуаций концентрации не превышает 6 %. Время отсчитывается с момента прихода ударной волны на контактную границу газов. Видно, что имеется диапазон частот, в котором значения спектральной плотности существенно отличны от нуля. Результаты сравнения зависимостей $G(f)$, полученных для различных моментов времени, показывают, что с увеличением времени указанные диапазоны частот становятся более узкими и смещаются в сторону низких частот. Можно попытаться охарактеризовать диапазон частот (длин) основных волн в зоне перемешивания с помощью характерной частоты $f_{ch}(\xi)$ (характерной длины волны $\lambda_{ch}(\xi) = 1/f_{ch}$), определяемой соотношением

$$f_{ch}(\xi) = \int_0^{f_c} f G(f, \xi) df / \int_0^{f_c} G(f, \xi) df$$

($f_c = 3,6 \text{ мм}^{-1}$ — частота среза). Из рис. 7 следует, что средние по ξ значения $\langle f_{ch} \rangle$ фактически являются границей диапазонов со стороны более высоких частот. Соответствующие значения характерных длин волн $\langle \lambda_{ch} \rangle$, осредненных по ξ , являются границей диапазонов со стороны коротких волн. Зависимости этих значений (определенных с относительной

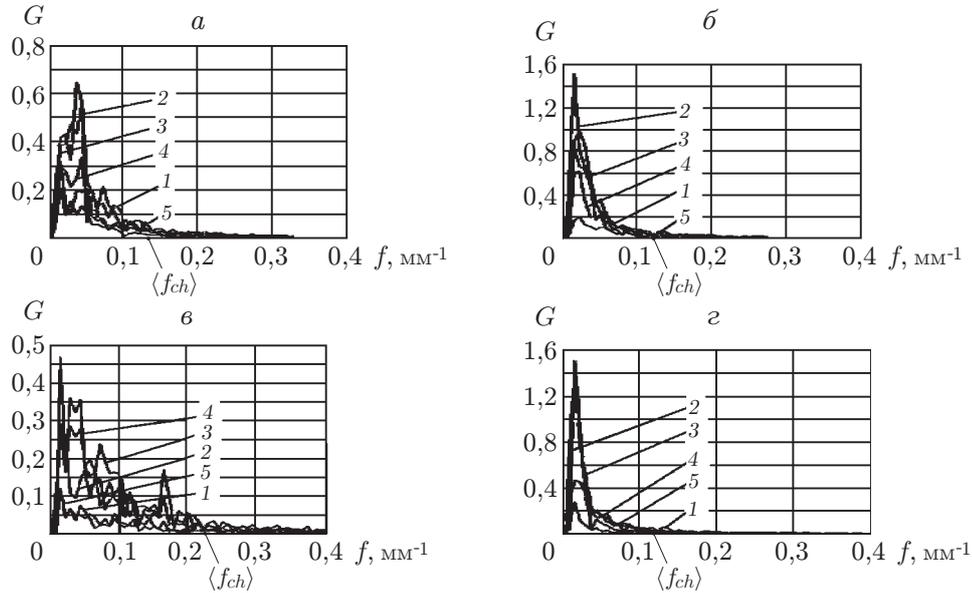


Рис. 7. Зависимости спектральной плотности от пространственной частоты в зоне перемешивания:

$a, б$ — пара газов $\text{CO}_2\text{-He}$ ($a - t' = 0,32$ мс, $б - t' = 1,32$ мс); $в, г$ — пара газов CO_2 — воздух ($в - t' = 1,42$ мс, $г - t' = 4,62$ мс); 1 — $\xi = 0,1$; 2 — $\xi = 0,3$; 3 — $\xi = 0,5$; 4 — $\xi = 0,7$; 5 — $\xi = 0,9$

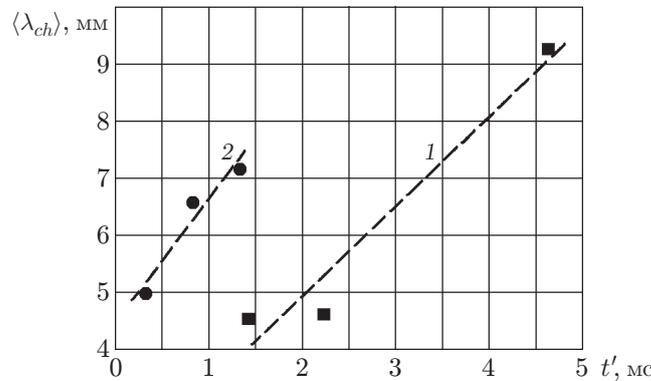


Рис. 8. Зависимость характерных длин волн от времени развития зоны перемешивания:

1 — пара газов CO_2 — воздух, 2 — пара газов $\text{CO}_2\text{-He}$

среднеквадратичной погрешностью, не превышающей 10 %) от времени развития зоны перемешивания показаны на рис. 8. Видно, что для рассматриваемых пар газов значения $\langle \lambda_{ch} \rangle$ увеличиваются со временем, причем для пары газов $\text{CO}_2\text{-He}$ ($A = 0,83$) это увеличение более существенно, чем для пары газов CO_2 — воздух ($A = 0,21$). Данный результат согласуется с общими закономерностями процесса турбулентного перемешивания Рэлея — Тейлора.

Как известно, в случае изотропной турбулентности для спектральной функции среднего квадрата флуктуаций скалярных величин существует интервал, на котором ее зависимость от частоты имеет степенной характер с показателем $-5/3$ [14]. На этом интервале происходит передача турбулентной энергии от крупномасштабных структур зоны

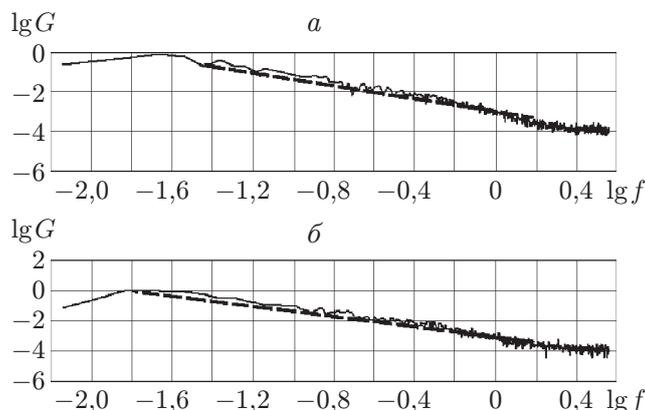


Рис. 9. Зависимость спектральной плотности от пространственной частоты:
 а — пара газов CO_2 — воздух ($t' = 2,22$ мс); б — пара газов CO_2 –He ($t' = 1,32$ мс);
 штриховые линии — зависимость $\lg G \approx -(3 + (5/3) \lg f)$

перемешивания к мелкомасштабным с последующей ее диссипацией. Представляет интерес выяснить, обладают ли таким свойством спектральные функции среднего квадрата флуктуаций нормированной концентрации. С этой целью для каждого значения ξ построены зависимости спектральной плотности от частоты в логарифмическом масштабе $\lg G = F(\lg f)$. На рис. 9 приведены такие зависимости при $\xi = 0,5$ для двух пар газов. Видно, что в рассматриваемом случае спектральные функции также обладают указанным свойством: у них имеется интервал, в котором зависимость $G(f)$ может быть представлена в виде $G \sim f^{-5/3}$.

Заключение. Для двух пар газов с различной плотностью (CO_2 — воздух и CO_2 –He) получены распределения нормированной концентрации газов по зоне турбулентного перемешивания, образовавшейся после прохождения нестационарной ударной волны через контактную границу. Впервые с использованием методики “лазерный лист” получены значения коэффициента гетерогенности смеси и спектральной плотности среднего квадрата флуктуаций нормированной концентрации тяжелого газа. Определены диапазоны длин основных волн в зоне перемешивания. Показано, что для спектральной функции среднего квадрата флуктуаций концентрации существует интервал, на котором ее зависимость от частоты имеет степенной характер с показателем $-5/3$. Тщательная калибровка методики измерения концентрации тяжелого газа позволяет получить распределение концентрации, отличающееся от распределения, полученного в работе [5], но согласующееся с результатами работ [9, 10].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gregoire O., Soufland D.** Simulations of compressible mixing flows using a second order turbulent model // Proc. of the 7th Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, St.-Petersburg (Russia), 5–9 July 1999. Sarov: Inst. of Exp. Phys., 2001. P. 252–258.
2. **Zhang Z., Wang J.** Numerical simulations of Rayleigh — Taylor instability with the simplified Reynolds stress model // Proc. of the 6th Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, Marseilles (France), 18–21 June 1997. Marseilles: Univ. of Provence, 1997. P. 569–574.

3. **Landeg D., Philpott M., Smith I., Smith A.** The laser sheet as a quantitative diagnostic in shock tube experiments // Proc. of the 4th Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, Cambridge (England), 29 Mar. — 1 Apr. 1993. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. P. 230–239.
4. **Kucherenko Yu. A., Shestachenko O. E., Balabin S. I., Pylaev A. P.** RFNC-VNIITF multifunctional shock tube for investigating the evolution of instabilities in non-stationary gas dynamic flows // Laser Particle Beams. 2003. V. 21. P. 381–384.
5. **Мешков Е. Е., Никифоров В. В., Толшмяков А. И.** О структуре зоны турбулентного перемешивания на границе двух газов, ускоряемой УВ // Физика горения и взрыва. 1990. № 3. С. 71–76.
6. **Kucherenko Yu. A., Shibarshov L. I., Chitajkin V. I., et al.** Experimental study of the gravitational turbulent mixing self-similar mode // Proc. of the 3rd Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, Royaumont (France), 17–19 June 1991. Royaumont: S. n., 1991. P. 427–454.
7. **Куропатенко В. Ф., Коваленко Г. В., Кузнецов В. И. и др.** Комплекс программ “ВОЛНА” и неоднородный разностный метод для расчета неустановившихся движений сжимаемых сплошных сред // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1989. Вып. 2. С. 9–25.
8. **Youngs D. L.** Direct three-dimensional numerical simulation of mixing by Rayleigh — Taylor instability // Proc. of the 4th Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, Cambridge (England), 29 Mar. — 1 Apr. 1993. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. P. 167–177.
9. **Бендат Дж.** Измерение и анализ случайных процессов / Дж. Бендат, А. Пирсол. М.: Мир, 1974.
10. **Read K.** Experimental investigation of turbulent mixing by Rayleigh — Taylor instability // Physica D. 1984. V. 12. P. 45–58.
11. **Kozlovskih A. S., Neuvazhayev D. V.** Coefficient of heterogeneity in turbulent mixing zone // Laser Particle Beams. 2000. V. 18. P. 207–212.
12. **Youngs D. L.** Three-dimensional simulation of turbulent mixing by Rayleigh — Taylor instability // Phys. Fluids. 1991. V. A3. P. 1312–1320.
13. **Neuvazhayev V. E., Podkoritova A. F., Jakovlev V. G., et al.** Comparing the models of turbulent mixing induced by the Rayleigh — Taylor and the Richtmyer — Meshkov instabilities // Proc. of the 3rd Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, Royaumont (France), 17–19 June 1991. Royaumont: S. n., 1991. P. 477–482.
14. **Corrsin S.** On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence // J. Appl. Phys. 1951. V. 22, N 4. P. 469–473.

*Поступила в редакцию 27/I 2009 г.,
в окончательном варианте — 27/V 2009 г.*
