

УДК 532.517.013.4

© 1991 г.

С. Г. ЗАЙЦЕВ, И. Г. ЛЕБО, В. Б. РОЗАНОВ, С. Н. ТИТОВ,
Е. И. ЧЕБОТАРЕВА

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОБЛАСТИ КОНТАКТА ГАЗОВЫХ СРЕД, ДВИЖУЩИХСЯ УСКОРЕННО

Ускоренное движение области контакта, отделяющей два разноплотных потока, может сопровождаться возбуждением гидродинамической неустойчивости. Неустойчивость возникает, когда легкая среда ускоряет тяжелую или тяжелая располагается над легкой в поле тяжести ($\nabla p \nabla \rho < 0$, где p — давление, ρ — плотность). Этот вид неустойчивости обычно называют неустойчивостью Рэля — Тэйлора. В развитии ее можно выделить четыре стадии: линейная, нелинейная, переходная и турбулентная. Анализ, выполненный в рамках линеаризации течения, показал, что в поле постоянного ускорения g амплитуда a возмущения границы раздела, на которой плотность испытывает разрыв, возрастает с течением времени экспоненциально с инкрементом $\gamma_0 = \sqrt{k g A}$ ($k = 2\pi\lambda^{-1}$ — волновое число, $A = (\rho_1 - \rho_2) \cdot (\rho_1 + \rho_2)^{-1}$ — число Атвуда) [1]. Эксперименты, представленные в [2], подтвердили этот результат. В [3] расчетным путем показано, что замена разрывного изменения плотности на границе контакта слоем переходной плотности снижает инкремент роста неустойчивости на линейной стадии развития. Экспериментальное подтверждение этого результата получено в [4], где рассмотрено развитие области контакта между двумя газами при условии, что более тяжелая среда располагается над легкой в поле тяжести Земли.

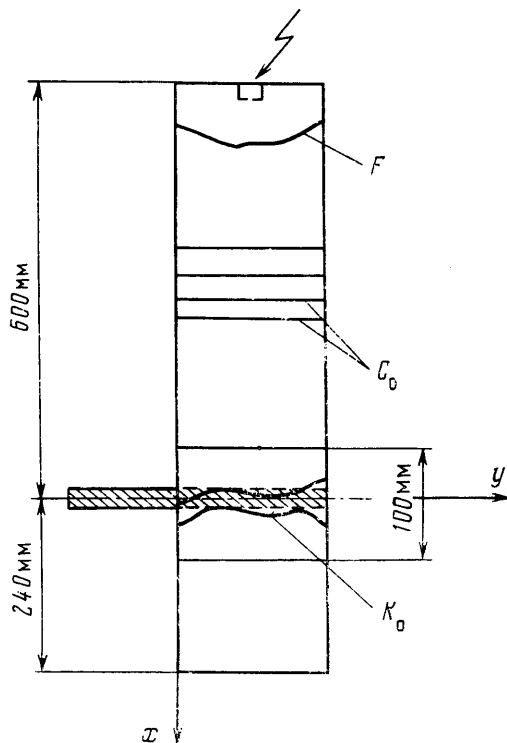
В настоящей работе описана экспериментальная установка, позволяющая исследовать неустойчивость Рэля — Тэйлора, развивающуюся в переходном слое, при ускорениях $g \sim 10^3 g_0$ (g_0 — ускорение силы тяжести). Постоянно действующее ускорение сообщается области контакта с помощью волны сжатия, образующейся перед фронтом пламени. Исследована линейная стадия развития и влияние на него толщины Δ области контакта. Показано, что для диапазона $0,3\lambda < \Delta \leq \lambda$ (λ — длина волны возмущения на границе области контакта) инкремент нарастания амплитуды возмущения $\gamma \approx 0,5\gamma_0$, где γ_0 — инкремент роста амплитуды для сред, отделяемых границей раздела с разрывным изменением плотности.

1. Экспериментальный стенд. Основным элементом экспериментального стенда является вертикально расположенный канал с сечением $7,2 \times 7,2$ см² (фиг. 1). В верхней части канала устанавливается измерительная секция с боковыми стенками из оптического стекла. В поле зрения размещается быстро удаляемая пластина, разделяющая канал на две части. Перед опытом обе части канала вакуумируются и заполняются различными газами до одинакового давления p_0 . Верхняя часть заполняется кислородно-водородной смесью (молекулярный вес $\mu_* = 18,5$), нижняя — одним из инертных газов (He, Ar, Xe, Kr). Разделительная пластина имеет толщину 2 мм и удаляется с помощью пружинного механизма. Полное время удаления пластины из канала может варьироваться от 40 до 150 мс. Удаление пластины сопровождается формированием области контакта K_0 между горючей смесью и инертным газом.

В момент выхода пластины из канала горючая смесь поджигается около верхнего фланца и вниз по каналу распространяется фронт пламени F . Перед фронтом пламени образуется волна сжатия S_0 . К моменту взаимодействия с K_0 волна сжатия становится плоской. Она сообщает K_0 ускоренное движение вниз по каналу. Расстояние между местом поджига горючей смеси и положением пластины было таким, что нестационарная волна сжатия S_0 не успевала сформироваться в ударную волну. При этом область K_0 оказывалась в поле ускорения, которое монотонно возрастало с течением времени.

Регистрация процесса производилась с помощью интерферометра Маха — Цендера. Система координат дана на фиг. 1. Визуализируется часть канала между сечениями $x = \pm 5$ см, за исключением участка $-0,15 < x < +0,15$ см, в котором устанавливаются прокладки для разделительной пластины. На интерферограммах этот участок изображается в виде темной полосы.

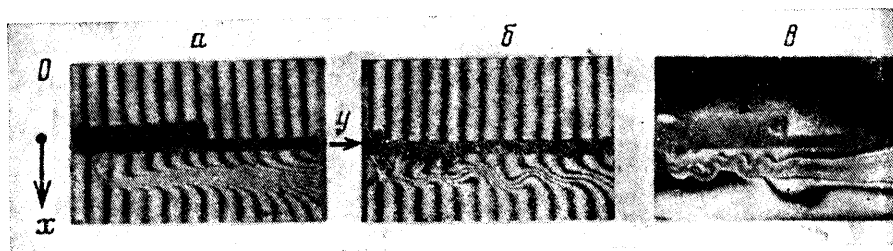
2. Свойства области контакта. После удаления разделительной пластины в канале формируются области контакта с непрерывно изменяющейся плотностью. В зависимости от комбинации газов, давления и скорости движения пластины наблюдались области контакта трех типов. На фиг. 2, *a*, *b*, *в* представлены изображения их, зарегистрированные через 0,6 мс после выдвижения пластины, для комбинаций горючая смесь — гелий, аргон и ксенон соответственно.



Фиг. 1

Области контакта первого типа (фиг. 2, *a*) наблюдались при малых скоростях движения пластины и $p_0 \leq 0,5$ атм. Они образуются в результате перемешивания горючей смеси с инертным газом с помощью молекулярной диффузии. Фронты, отделяющие «чистые» газы от K_0 , являются монотонными линиями и определяются как совокупность точек, в которых интерференционные полосы смещаются на фиксированную величину от соответствующих положений в «чистых» газах. Расстояние между фронтами вдоль x определяет ширину области контакта Δ (фиг. 3, *a*). На фиг. 2, *a* отчетливо видно, что ширина области контакта уменьшается в направлении движения пластины. Такое изменение $\Delta(y)$ вызвано уменьшением времени $t(y)$, в течение которого происходит перемешивание газов.

При увеличении скорости движения пластины или давления в канале реализуются условия, необходимые для возникновения срывов в окрестности кормового среза пластины. Фронты приобретают волнообразный характер (фиг. 2, *b*). Наиболее типичными являются области контакта смешанного типа, при котором часть области имеет монотонные границы, а часть волнообразные (фиг. 2, *в*). Так как скорость движения пластины возрастает с уменьшением y , то наиболее ярко выраженные колебания наблюдаются при $y < 3,6$ см. Расстояние между соседними максимальными



Фиг. 2

ми точками на фронтах определяет длину волны возмущения λ . Она зависит от толщины пластины, комбинации газов и в процессе перемещения K_0 сохраняется в пределах $\pm 0,2$ см постоянной. Для области контакта кислородно-водородной смеси с аргоном и пластины толщиной в 2 мм $\lambda = 1,5 \pm 0,2$ см. При ширине канала 7,2 см фронты K_0 могут содержать до четырех колебаний. В дальнейшем нумерация возмущений проводится в направлении возрастания y .

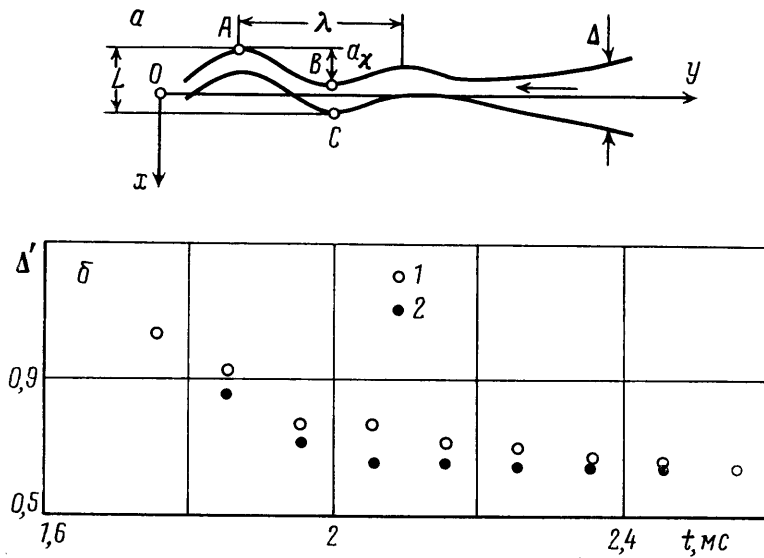
С целью получения областей контакта с большей толщиной интервал между выдвиганием пластины и поджигом горючей смеси увеличивался. Регистрация изображения K_0 в моменты 27 и 52 мс после выдвигания пластины показала, что области имеют волнообразные границы с $\lambda = 1,5$ см. Участки области контакта, расположенные при $y < 2$ см, искажены за счет «сгребания» газа при движении пластины. Поэтому при исследовании влияния ширины Δ на развитие неустойчивости области $y < 2,0$ см не рассматривались.

3. Эволюция области контакта в процессе ускоренного движения. В работе рассмотрено развитие области контакта при ускоренном движении как в случае перехода волны сжатия из тяжелого газа в легкий, так и из легкого в тяжелый. Для этой цели регистрировалась серия интерферограмм с изображением области контакта в различные моменты времени. Получено, что в процессе перемещения K по визуализируемому участку канала характер области с монотонными границами оставался неизменным и при любом направлении ускорения не наблюдалось возникновения и развития возмущений на фронтах. Для измерения ширины Δ строились траектории движения точек B и C (фиг. 3, а), расположенных на фронтах K . Экспериментальные точки аппроксимировались полиномами, коэффициенты которых подбирались с использованием метода наименьших квадратов. Определяя расстояние $\Delta = x_B - x_C$ для различных моментов времени, получили изменение ширины области контакта по мере ее движения. На фиг. 3, б представлены полученные результаты ($\Delta' = \Delta/\Delta_0$) для случаев перехода волны сжатия из горючей смеси в гелий (точки 1) и аргон (точки 2). По оси абсцисс отложено значение ширины области контакта, отнесенное к ее значению в момент прихода волны сжатия. По оси ординат — время, отсчитываемое от момента поджига горючей смеси.

Области контакта с монотонными границами по мере движения вниз по каналу сжимаются. Наиболее интенсивное сжатие происходит в течение первых 200–300 мкс после начала движения. К моменту выхода области контакта из канала величина сжатия достигает 30%.

При рассмотрении особенностей развития области контакта с волнообразными границами результаты, полученные при переходе волны сжатия из легкого газа в тяжелый и из тяжелого в легкий оказались различными.

В случае заполнения нижней части канала гелием ($\mu_* > \mu_{He}$) система, образующаяся после удаления разделительной пластины, оказывалась не-



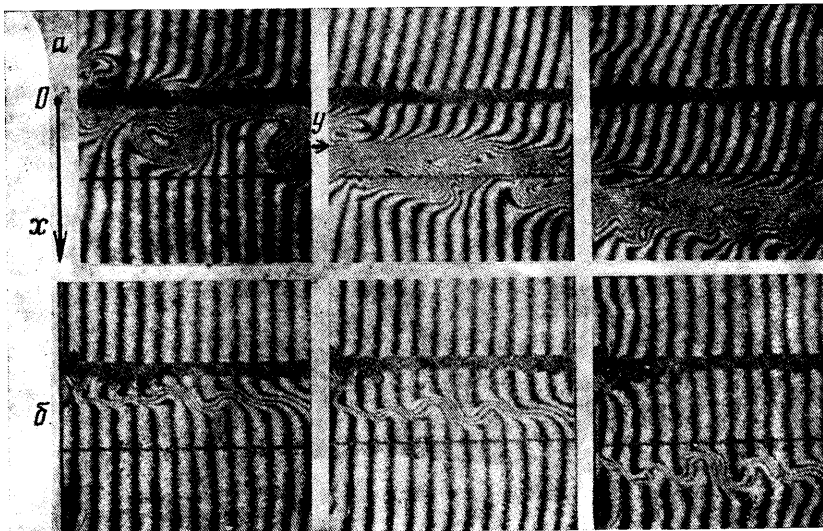
Фиг. 3

устойчивой, так как тяжелая среда располагалась над легкой в поле тяжести Земли. Амплитуды возмущений, возникших на фронтах области контакта после удаления разделительной пластины, нарастали со временем. Это обстоятельство было использовано для создания к моменту прихода волны сжатия области контакта с сильно возмущенными границами. На фиг. 4, а (первый кадр) показана область контакта между горючей смесью и гелием, сформировавшаяся через 50 мс после удаления пластины.

На интерферограмме отчетливо видны характерные элементы конфигурации рэлей-тэйлоровской неустойчивости: пузыри (легкая среда проникает в тяжелую), струи (тяжелая проникает в легкую). В этот момент осуществлялся поджиг горючей смеси. Голова волны сжатия приходила к K_0 через 1,4 мс после подачи поджигающего сигнала. Приход ее приводил к ускоренному перемещению K по каналу. При этом возникала ситуация, когда более тяжелая жидкость ускоряла более легкую, система становилась устойчивой и рост возмущений прекращался. На втором и третьем кадрах фиг. 4, а видно, что конфигурация, изображенная на первом кадре, сжималась и превращалась в слой с возмущенными границами.

В случае наполнения нижней части канала аргоном ($\mu_* < \mu_{Ar}$) система, образующаяся после удаления пластины, оказывалась устойчивой. Поэтому для изучения влияния волны сжатия, переходящей из легкого газа в тяжелый на развитие области контакта с волнообразными фронтами использовались опыты с большой скоростью движения разделительной пластины. На первом кадре фиг. 4, б приведено изображение области контакта между горючей смесью и аргоном через 2,05 мс после удаления пластины. Перемещение ее под действием волны сжатия делает систему неустойчивой и приводит к нарастанию амплитуды возмущения (2-й и 3-й кадры на фиг. 4, б).

На фиг. 5 приведены результаты обработки интерферограмм такого типа. Для получения зависимостей $a_x(t)$ и $\Delta(t)$ (обозначения см. на фиг. 3, а) строились траектории движения точек A, B, C для каждой волновой конфигурации и измерялись значения $a_x = x_A - x_B$ и $\Delta = x_B - x_C$ для фиксированных моментов времени. Было получено, что нарастание амплитуды первой волновой структуры подразделяется на две стадии: в начале движения амплитуда возмущения нарастала незначительно и изменение



Фиг. 4

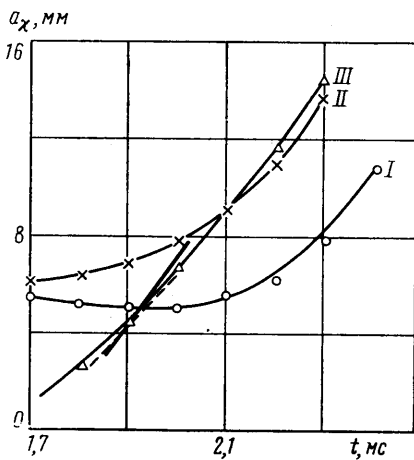
ее могло быть описано экспонентой с инкрементом $\gamma \sim 0,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ и лишь спустя $\Delta t = 500 \text{ мкс}$ начинался интенсивный рост, описываемый экспонентой с $\gamma \sim 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Однако даже для второго участка значения инкремента оказывались ниже $\gamma_0 = \sqrt{kAg}$, где в качестве k , A , g использовались экспериментально измеренные величины.

Обработка второй волновой структуры дала нестабильные результаты: в ряде опытов наблюдалась двухстадийность нарастания амплитуды, а в ряде опытов амплитуда нарастала монотонно. Обработка третьей волновой структуры двухстадийность нарастания амплитуды не обнаружила. Ширина области контакта для всех волновых структур была меньше длины волны возмущения ($\Delta < \lambda$). Обработка интерферограмм, зарегистрированных через 27 и 52 мс после выдвигания пластины, показала, что ширина области контакта соизмерима с длиной волны ($\Delta \sim \lambda$), а амплитуда нарастает синхронно с движением области контакта.

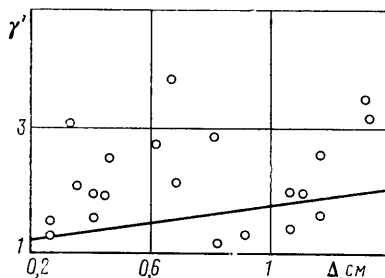
4. Обсуждение полученных результатов. Серия экспериментов, проведенная при условии наполнения нижней части канала гелием, явилась качественной иллюстрацией выполнения критерия возбуждения неустойчивости.

Количественные результаты были получены при наполнении нижней части канала аргоном. Результаты, представленные на фиг. 5, показывают, что характер нарастания амплитуды возмущения зависит от положения волнообразных структур на оси y . Двухстадийность процесса наиболее характерна для структур с малым временем жизни, т. е. временем, прошедшим от момента срыва течения за кормовым срезом пластины. Возникшие при этом структуры, по-видимому, сохраняют в течение некоторого времени стабильность, что и приводит к задержке в нарастании амплитуды под действием ускорения, направленного вдоль оси x . Для структур с большим временем жизни возмущения на фронтах области перемещения начинают нарастать синхронно с перемещением их вниз по каналу.

Нарастание амплитуд для долгоживущих структур сравнивалось с результатами теоретического рассмотрения развития неустойчивости для случаев разрывного и непрерывного изменения плотности на границе раздела. Во всех рассмотренных в экспериментах ситуациях $a_x < \lambda$, поэтому



Фиг. 5



Фиг. 6

экспериментальные данные сопоставлялись с результатами линеаризованной теории, которая показала, что в случае разрывного изменения плотности амплитуда возмущения нарастает по экспоненциальному закону с инкрементом $\gamma_0 = \sqrt{kgA}$. Замена разрывного изменения плотности слоем с непрерывным изменением ее приводила к уменьшению инкремента. При этом $\gamma = \sqrt{kAg}/\psi$, где ψ — фактор уменьшения скорости роста. Он является функцией толщины слоя и числа Атвуда [4]. Аппроксимационная формула $\psi = 1 + c\Delta/\lambda$ дается в [5]. Выражения для γ_0 и γ получены в предположении постоянства ускорения, сообщаемого слою.

Так как в данной работе ускорение создавалось волной сжатия, величина g за время движения слоя по области визуализации изменялась от $0,62 \cdot 10^7$ до $5,6 \cdot 10^7$ см/с². Поэтому при сравнении экспериментальных результатов с расчетом каждая кривая $a_x(t)$ подразделялась на два участка. В центре каждого участка выбиралась точка (фиксированный момент) и для построения теоретических кривых использовались значения g и Δ , соответствующие этим точкам. Число Атвуда и волновое число сохранялись постоянными и равными 0,365 и 4,19 соответственно. Сплошная прямая на фиг. 5 (третья структура) — результат расчета с инкрементом γ_0 , пунктирная — с инкрементом γ . Точка пересечения линий дает момент, используемый для определения g и Δ . Учет толщины слоя существенно улучшает соответствие между экспериментом и расчетом.

Была сделана попытка обобщить данные различных опытов и получить зависимость фактора уменьшения скорости роста от толщины слоя. Для этого участки кривых $a_x(t)$, примыкающие к указанным выше точкам, аппроксимировались экспонентой и для них определялись значения $\gamma_* = a_x^{-1} da_x/dt$. Далее, используя экспериментальные значения ускорения, соответствующие этим точкам, рассчитывалось значение $\gamma_0 = \sqrt{kgkA}$. Отношение $\gamma' = \gamma_0/\gamma_*$ в функции толщины слоя Δ приведены на фиг. 6. На этой же фигуре дана зависимость $\Psi = 1 + c\Delta/\lambda$. Тот факт, что все экспериментальные точки лежат выше единицы, позволяет утверждать, что переход от разрывной границы раздела к слою с монотонным изменением плотности снижает скорость нарастания амплитуды возмущения. Концентрация точек выше расчетной кривой указывает на то, что снижение скорости роста, обнаруженное в эксперименте, несколько выше полученного по методике, представленной в [4] и учитывающей влияние диффузии. Однако большой разброс экспериментальных точек не позволяет надежно определить экспериментальную зависимость фактора Ψ от толщины слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taylor G.* The instability of liquid surface when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1950. V. 201. № 1065. P. 192–196.
2. *Lewis D. J.* The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. II // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1950. V. 202. № 1068. P. 81–96.
3. *Chakraborty B. B.* Rayleigh-Taylor instability of heavy fluid // Phys. Fluids. 1975. V. 18. № 8. P. 1066–1067.
4. *Duff R. E., Harlow F. H., Hirt C. W.* Effects of diffusion on interface instability between gases / Phys. Fluids. 1962. V. 5. № 4. P. 417–425.

Москва

Поступила в редакцию
17.X.1990