

ИССЛЕДОВАНИЕ НОРМАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В УДАРНОЙ ТРУБЕ

С. Г. Зайцев, Е. В. Лазарева, А. П. Шатилов

(Москва)

Взаимодействие отраженной ударной волны с пограничным слоем набегающего потока приводит к существенному искривлению отраженного фронта и появлению за ним возмущений плотности [1-3]. Проведенное исследование плотности интерферометрическим методом за падающими и отраженными ударными волнами в углекислом газе, азоте и аргоне привело к следующим результатам.

Плотность газа в пробке между фронтом падающей ударной волны и контактной поверхностью в углекислом газе и аргоне — постоянная с точностью до 2% при $M_s \leq 6$. Амплитуда колебаний составляет 2%. В азоте наблюдается увеличение плотности, обусловленное неравновесными процессами.

Плотность газа в пространстве, ограниченном торцом, боковыми стенками камеры и сечением, ограничивающим область возмущения, которая сопровождает отраженную ударную волну, постоянна с точностью $\pm 5\%$. Плотность в фиксированном сечении ударной трубы за фронтом отраженной ударной волны в углекислом газе, азоте и аргоне при $M_s = 3$ сохраняется неизменной на протяжении ΔT (ΔT равно промежутку времени между прохождением выбранного сечения фронтом отраженной волны и приходом в это сечение волн сжатия, обусловленных взаимодействием отраженного фронта с контактной поверхностью). При этом амплитуда флуктуаций плотности в течение ΔT составляет 1-2%.

Наблюдается увеличение во времени плотности газа за фронтом отраженной ударной волны $M_s \geq 4$. За время ΔT это увеличение составляет 7 и 15% для углекислого газа ($M_s = 4$) и аргона ($M_s = 6$) соответственно.

В азоте в сечениях, прилегающих к торцу ударной трубы, в начальные моменты времени $0 < t < \Delta t$ плотность газа за отраженным разрывом растет быстрее, чем в последующие моменты времени $\Delta t < t < \Delta T$.

Значения плотности за отраженным фронтом в азоте при $M_s \leq 3.5$ в пределах разброса, равного 2-3%, совпадают с расчетными. При $3.5 \leq M_s \leq 6$ плотность за фронтом отраженной волны вблизи торца увеличивается на протяжении интервала времени Δt , численно совпадающего с временем прохождения отраженного фронта по неравновесной зоне набегающего потока.

Значения плотности ρ_2 после окончания указанного ее увеличения превышают расчетные на 6 и 13% при M_s , равном 4 и 6.5 соответственно.

Значения плотности за отраженным фронтом в углекислом газе (для $3 \leq M_s \leq 4$), в аргоне (для $3 \leq M_s \leq 4$) в пределах разброса (2-3%), совпадают с расчетными.

1. Описание установки и метода исследования. Исследование процесса нормального отражения ударной волны от жесткой стенки проводилось на ударной трубе. Длина камеры низкого и высокого давления составляла соответственно 4.5 и 0.9 м. Внутреннее сечение камеры низкого давления 72×72 мм. Боковые стенки последней секции камеры низкого давления были выполнены из плоскопараллельных пластин оптического стекла толщиной 40 мм. Эта секция помещалась на пути одного из лучей интерферометра Маха — Цендера с рабочим полем 9×10 см.

На пути другого луча ставился воздушный компенсатор, наполняемый тем же газом, что и камера низкого давления. Установка откачивалась до 10^{-2} мм рт. ст. Натекание не превышало 0.5 мм за час.

Начальное давление измерялось масляным манометром с ошибкой не более 1-2%.

Синхронизация регистрирующей аппаратуры и источника света с исследуемым процессом измерения скорости движения ударного фронта и определение формы импульсов давления осуществлялось при помощи пьезоэлектрических датчиков давления [4]. Ошибка в определении скорости движения падающего ударного фронта не превышала 3%.

Спектр излучения используемого источника позволял наблюдать приблизительно 7-9 полос. Отождествление нулевой полосы при известном опыте не вызывает затруднения, так как контраст полос последующих порядков быстро падает. Возможность отождествления нулевой полосы позволяла измерить сдвиг полос и рассчитать плотность при переходе через ударный фронт.

Измерение сдвига интерференционных полос ΔS на разрыве осуществлялось с точностью до 0.1 полосы. Для определения соответствующего изменения плотности использовалось соотношение

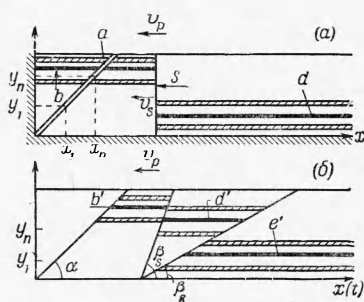
$$\Delta \rho = \Delta S \frac{\lambda}{\kappa l} \quad (1.1)$$

Здесь ΔS — сдвиг полос, выраженный в долях ширины полосы; λ — эффективная длина волны источника; l — оптическая толщина исследуемого газа; K — постоянная Гладсона — Дейла. Исследование проводилось с ударными волнами, не вызывающими химических превращений. Предполагается, что при неизменном химическом составе газа эта величина не зависит от температуры и давления [5].

Величина λ / Kl определялась для используемого источника при помощи измерения сдвига полос, вызванного разностью давлений в двух секциях градуировочной камеры. При этом точность определения λ / Kl составляла 0.3—0.4%. Таким образом, точность полученных значений $\Delta\rho$ на ударном фронте определялась ошибкой в измерении ΔS . Величина абсолютной ошибки измерения плотности при переходе через падающие и отраженные ударные волны в азоте, углекислом газе и аргоне составляет $0.308 \cdot 10^{-5}$, $0.349 \cdot 10^{-5}$, $0.462 \cdot 10^{-5}$ г/см³ соответственно. Точность определения изменений плотности в области, не содержащей ударных фронтов, значительно выше.

Для регистрации плотности как функции времени часть интерференционной картины исследуемого поля плотностей вырезалась щелью шириной 1—1.5 мм и фокусировалась на пленку, движущуюся со скоростью W , равной 0.117 мм/мксек. Использовались две ориентации щели: во-первых, щель ориентировалась перпендикулярно к скорости движения ударного разрыва V_s — «вертикальная щель», и, во-вторых, щель ориентировалась наклонно (под углом α к V_s) — «наклонная щель». Последнее позволяет осуществлять непрерывную регистрацию изменения плотности в сечении, вырезаемом щелью, и определять скорости движения плоского фронта возмущения плотности.

Схема расположения изображения щели и камеры в плоскости фотопленки приведена на фиг. 1. В верхней части представлено положение камеры и ударного фронта; a — расположение щели; b, d — положение нулевой полосы перед и за ударным фронтом соответственно; α — угол наклона щели к направлению движения ударного фронта; S — ударный фронт. В нижней части представлено



Фиг. 1

расположение изображения на пленке; b', d', e' — положение нулевой полосы в исходном состоянии за падающими и отраженными ударными фронтами соответственно; β_s, β_r — углы наклона следа движения падающего и отраженного ударного фронта.

Видно, что в случае $\alpha = 45^\circ$ и $W \parallel V_s$ состояние газа на фиксированном расстоянии x от торца определяется расположением интерференционных полос вдоль линии $y = x$ (фиг. 1, б). Скорость движения ударного фронта выражается в виде

$$V_s = \frac{W}{\mu} \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta} \quad (1.2)$$

Здесь μ — коэффициент уменьшения изображения при фотографировании; β — угол наклона следа движения фронта ударной волны на пленке. Ошибка в определении скорости движения ударного фронта по интерферограммам, полученным по методу «наклонной щели», составляет 10%.

2. Состояние газа за падающей ударной волной в углекислом газе, азоте и аргоне. Измерения плотности за падающей ударной волной в углекислом газе, азоте и аргоне (технических) проводились при начальных давлениях 10, 30 и 100 мм рт. ст. при $2 \leq M_s \leq 6$. Измерения плотности осуществлялись по методу непрерывной развертки с «вертикальной щелью». Получено, что плотность в пробке между фронтом падающей ударной волны и контактной поверхностью изменяется вокруг фронтового значения. Амплитуда указанных колебаний составляет 2%.

Углекислый газ. Относительные значения плотности ρ_1^*/ρ_0 за падающей ударной волной в углекислом газе в зависимости от M_s приведены на фиг. 2 (точки 3). На фигуре нанесены также значения плотности, полученные в работе [6] (точки 1) и [7] (точки 2). Кривая 1 соответствует значениям плотности за падающей ударной волной в предположении полного термодинамического равновесия. Кривая 3 получена в предположении равновесного распределения энергии между поступательными степенями свободы и колебательным уровнем 667 см⁻¹; колебательные уровни 1336 и 2350 см⁻¹ предполагаются «замороженными». Кривая 2 получена в предположении равновесного распределения энергии между поступательными степенями свободы и колебательными уровнями 667 и 1336 см⁻¹, колебательный уровень 2350 см⁻¹ предполагается «замороженным».

Как видно, значения плотности, измеренные непосредственно за ударным фронтом, в настоящей работе и в [7], в пределах разброса, составляющего 2—3%, совпадают с кривой 1. Указанная величина разброса равна амплитуде флуктуаций плотности за падающей ударной волной.

Приведенные результаты свидетельствуют, что за падающим разрывом в углекислом газе в диапазоне чисел Маха от 3 до 6 время возбуждения колебательного уровня 1336 см^{-1} менее 3 мксек .

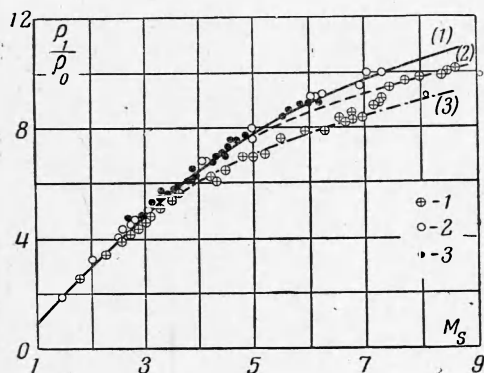
Отметим, что значения плотности за ударным фронтом, приведенные в работе [6], совпадают с кривой 3, последнее привело авторов к выводу, что время возбуждения колебаний 1336 см^{-1} в интервале температур до 1700° К превышает 100 мксек . Анализ интерферометрического метода измерения и возможных ошибок работы [6] не позволил установить причину расхождений.

Азот. Плотность в пробке между контактной поверхностью и ударным фронтом для ударных волн при $M_s < 4$ колеблется вокруг постоянного значения. Амплитуда колебаний составляет 2%. Для ударных волн, распространяющихся с числами Маха от четырех до шести, наблюдается увеличение плотности. Значение плотности непосредственно за ударным фронтом ρ_1^* и максимальное значение плотности в «пробке» ρ_1 совпадает с расчетными, полученными в предположении отсутствия возбуждения колебательных степеней свободы и полного термодинамического равновесия соответственно. Это обстоятельство позволяет отнести наблюдаемый рост плотности за счет процессов замедленного возбуждения колебательных степеней свободы.

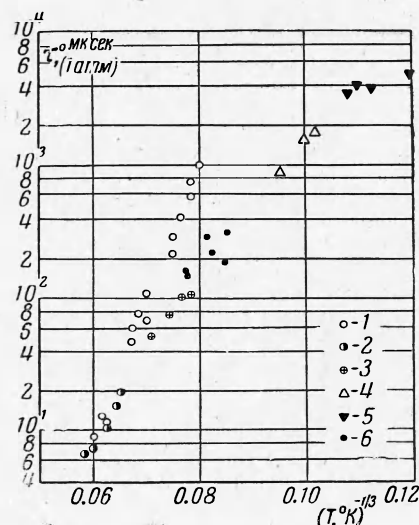
Значения промежутка времени, в течение которого наблюдается изменение плотности в фиксированном сечении с течением времени в e раз, соответствуют периоду релаксации процесса в лабораторной системе координат τ . Значения времени релаксации в системе координат, связанной с частицами, определяются из соотношения

$$\tau^\circ = \tau \frac{v_s}{u} \quad (2.1)$$

Точность определения τ составляет 30%. Полученные в настоящей работе значения τ° , отнесенные к давлению, равному 1 атм , приведены на фиг. 3, точки б. На фигуре



Фиг. 2



Фиг. 3

нанесены также значения, полученные другими авторами: 1 — [10], 2 — [9], 3 — [8], 4 — [12], 5 — [11]. Как видно, полученные в настоящей работе значения удовлетворительно совпадают в области температур $2000\text{--}2500^\circ \text{ К}$ с результатами, содержащимися в работе [8], в которой также не проводилось удаления примесей из исследуемого газа.

Следует подчеркнуть, что измерение времени релаксации в указанном диапазоне температур на ударных трубах осуществляется с меньшей точностью, чем при более высоких температурах. Действительно, при этих режимах зоны оказываются сравнительно длинными — порядка 100 мксек , при этом на изменение плотности, обусловленное неравновесными процессами, накладываются флуктуации плотности, характерные для состояния в пробке.

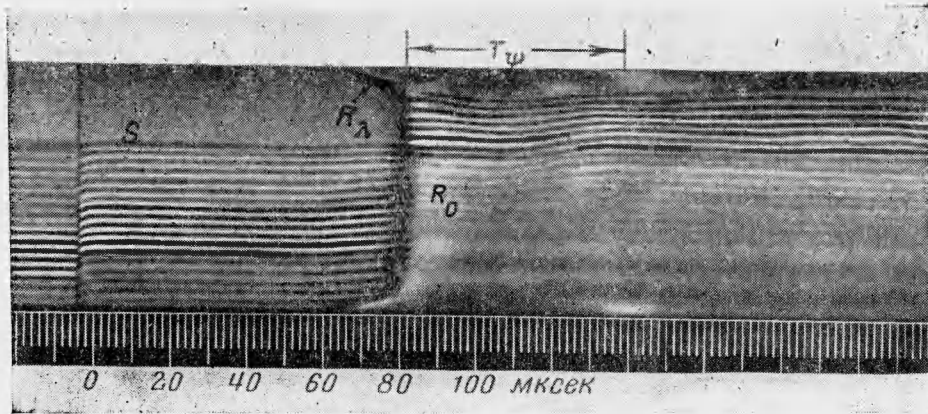
Аргон. Плотность между ударным фронтом и контактной поверхностью в аргоне сохраняется неизменной с точностью до указанных выше флуктуаций. Измеренные значения плотности совпадают с расчетными.

3. Поле плотности за отраженной ударной волной. Изучение процесса отражения ударного фронта осуществлялось при помощи регистрации интерферограмм по методу «вертикальной» и «наклонной» щелей. Метод «вертикальной щели» позволял получать временную характеристику процесса в фиксированном сечении. Осуществляя приблизительно одинаковые условия исследуемого процесса в серии экспериментов и меняя при этом положение щели, представляется возможным получить пространственно-вре-

менную характеристику процесса при помощи сопоставления полученных интерферограмм.

Интерферограммы подтверждают наблюдавшуюся ранее при помощи шпирей-метода (см., например, [1,2]) качественную картину движения отраженного фронта, последний, будучи в первый момент плоским, затем искажается, образуя λ -образную конфигурацию.

След отраженного фронта на интерферограммах, зарегистрированных при помощи щели, расположенной вблизи торца, имеет вид резкой линии, на которой испытывают



Фиг. 4

разрыв интерференционные полосы, переходя от расположения, определяемого состоянием за падающей ударной волной, к расположению, определяемому состоянием за отраженным фронтом. При регистрации интерферограммы при помощи щели, расположенной на больших расстояниях, форма следа отраженного разрыва и расположение полос вблизи него изменяются следующим образом (фиг. 4): вблизи стенок фронт отраженной волны R_λ наклонен к оси трубы; наблюдается точка пересечения фронта R_λ с центральной частью отраженного фронта R_0 ; указанное изменение формы отраженного фронта сопровождается подъемом полос перед разрывом, отвечающим прохождению мимо щели фронта R_λ ; этот сдвиг полос может быть использован в качестве критерия существования процесса взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем. За следом, отвечающим переходу через фронт R_0 , наблюдается колебание интерференционных полос, которые по истечении некоторого промежутка времени T_ψ устанавливаются на уровне, отвечающем состоянию за отраженным фронтом, определенным из измерений, сделанных со щелью, расположенной вблизи торца. В последнем случае в пределах точности метода не наблюдается образования λ -структуры отраженной волны. Описанный переход отраженного фронта от плоского вблизи торца в λ -образный наблюдался в углекислом газе, азоте и аргоне. На фиг. 4 приведена интерферограмма процесса отражения ударной волны в углекислом газе ($M_s = 3.2$, $p_0 = 10$ мм рт. ст., S — след падающей ударной волны, R — след отраженной ударной волны; щель расположена в 12 мм от торца), на которой легко видеть указанные характерные особенности процесса нормального отражения.

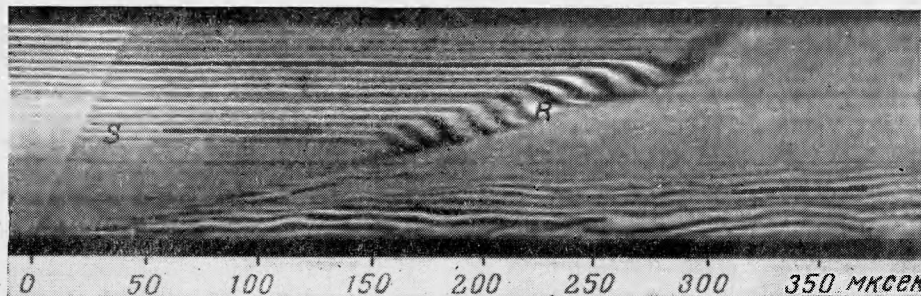
Для фиксированного числа M_s возникновение λ -образной структуры отраженного разрыва наблюдается на различных расстояниях от торца ударной трубы. Например, при $M_s = 6$ указанная структура наблюдается на расстояниях $x \geq x^*$, причем $x^* = 0.05, 0.1, 0.5$ калибра для углекислого газа, азота и аргона соответственно.

Измерение давления на боковой стенке при помощи пьезоэлектрических датчиков обнаруживает, что давление испытывает разрыв на фронте R_λ . Далее, при прохождении мимо воспринимающей поверхности датчика областей возмущения Λ и Ψ , сопровождающих отраженную волну, датчик регистрирует увеличение давления. Последнее достигает значения давления за отраженным фронтом, определенного датчиком давления, расположенным в торце ударной трубы.

Серия опытов, проведенных с использованием «наклонной щели», позволяет наблюдать движение линии пересечения фронта R_λ со стенкой. Кроме того, указанные опыты позволяют с большей точностью, чем в методе «вертикальной щели», определить размер области, сопровождающей отраженную волну. В процессе движения размеры этой области в направлении оси камеры увеличиваются. После прохождения мимо выбранного сечения области Ψ плотность в нем принимает постоянное значение,

равное значению плотности ρ_r вблизи торца, определяемого интенсивностью отраженного разрыва (фиг. 5). Интерферограмма процесса отражения ударной волны, зарегистрированная методом «наклонной щели» (CO_2 , $p_0 = 10$ мм рт. ст., $M = 3.1$, $\alpha = 45^\circ$), приведена на фиг. 5.

Полученные интерферограммы позволяют предложить схему расположения разрывов в отраженной ударной волне и распределения плотности в пространстве за отраженным фронтом (фиг. 6). На схеме приведено сечение, перпендикулярное к пучку света и проходящее через ось камеры. Отметим, что определение плотности в области 2_ψ не может быть осуществлено из-за того, что неизвестно положение поверхности,

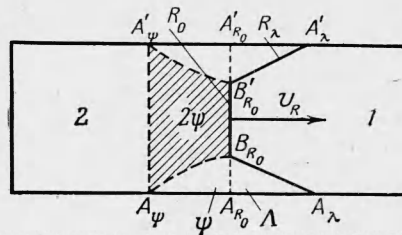


Фиг. 5

ограничивающей область Ψ (линия $A_\psi A'_\psi$), а также значение плотности в этой области. Определение плотности непосредственно за фронтом R_0 производится со значительной ошибкой (15% CO_2 , 20% N_2), обусловленной неточностью в определении расстояний $B_{R_0} B_{R'_0}$. Положение поверхности, ограничивающей область Ψ (линии $B_{R_0} A_\psi$; $B_{R'_0} A'_\psi$), определяется приблизительно по точкам B_{R_0} , A_ψ , $B_{R'_0}$, A'_ψ .

4. Значение плотности за отраженными ударными волнами в углекислом газе, азоте и аргоне. Количественные измерения плотности за отраженным фронтом осуществлялись по методу развертки с вертикальной щелью. Последняя располагалась на расстоянии $x < x^*$ от торца.

Углекислый газ. Исследования нормального отражения в углекислом газе проводились при $3 < M_s < 4$. Начальное давление равнялось 10 мм рт. ст. За отраженной ударной волной на фиксированном расстоянии от торца наблюдаются колебания плотности в зависимости от времени вокруг значения ρ_2 . Амплитуда колебаний составляет 3% на протяжении промежутка ΔT между прохождением данного сечения фронтом отраженной волны и приходом волн сжатия, обусловленных взаимодействием отраженного фронта с контактной поверхностью. При $M_s = 3$ величина ρ_2 остается неизменной. При $M_s = 4$ на протяжении 200 мксек наблюдается увеличение ρ_2 приблизительно на 7%. Далее, при этих режимах наблюдались колебания плотности, обусловленные взаимодействием отраженного разрыва с контактной поверхностью.



Фиг. 6

На фиг. 7 приведены относительные значения плотности за отраженной ударной волной ρ_2 / ρ_0 (где ρ_0 — плотность газа перед ударной волной). Значения ρ_2 / ρ_0 , нанесенные на графики, соответствуют плотности, измеренной в непосредственной близости к отраженному разрыву. Ошибка в определении ρ_2 не превышает 1%. Сплошная кривая соответствует значениям ρ_2 / ρ_0 , полученным из расчета, предполагающего процесс отражения адиабатическим и одномерным. Экспериментальные значения совпадают с расчетными при $3 \leq M_s \leq 4$. При этом разброс не превышает 2%.

Азот. Процесс нормального отражения в азоте исследовался при $2 \leq M_s \leq 6$. Начальные давления газа 10 и 30 мм рт. ст. Для $M_s \leq 3.5$ плотность за отраженным фронтом в фиксированном сечении колеблется вокруг постоянного значения на протяжении промежутка ΔT . Амплитуда колебаний составляет 2%. Для этих режимов значение сохраняется неизменным в пределах точности измерения, составляющей 1%. При отражении ударных разрывов, распространяющихся с числами Маха, большими четырьмя, наблюдается значительное увеличение плотности за фронтом отраженной волны.

Представляется возможным условно выделить два промежутка времени, на протяжении которых изменение плотности происходит с существенно различной скоростью. На протяжении первого промежутка $0 < t < \Delta t$, начинающегося с момента прохождения мимо щели отраженного фронта, происходит сравнительно быстрое увеличение плотности. Например, при $M_s = 5.8$ плотность увеличивается на 9% за 50–60 мксек.

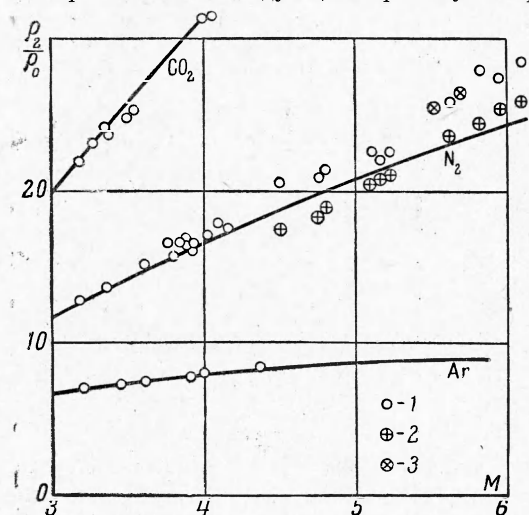
На протяжении последующего промежутка времени $\Delta t < t < \Delta T$ увеличение плотности происходит значительно медленнее: 2–3% за 200 мксек.

Проведем сопоставление протяженности первого промежутка с временем распространения отраженного разрыва по неравновесной зоне, обусловленной замедленным возбуждением колебательных степеней свободы. Величина этого промежутка равна

$$\Delta t = \frac{U_1}{U_1^* + V_R} \tau^{\circ} \quad (4.1)$$

Здесь U_1^* — скорость потока за падающей ударной волной в лабораторной системе координат; V_R — скорость отраженного фронта в лабораторной системе координат, U_1 — скорость движения потока в системе координат, связанной с ударным фронтом.

Используя расчетные значения U_1 , U_1^* и V_R , а также значения τ° , полученные в настоящей работе при



Фиг. 7

измерении профиля плотности за падающим разрывом (фиг. 3), получаем для Δt значение 60 мксек при $M_s = 6$. Отметим, что длительность времени релаксации при температуре, достигаемой за отраженной волной, составляет около 1 мксек. Указанные интервалы времени не могут быть разрешены используемым методом.

Представляется возможным сделать вывод, что быстрое увеличение плотности обусловлено распространением отраженного ударного фронта по потоку с переменной плотностью.

На фиг. 7 приведены относительные значения плотности в сечении непосредственно за отраженным фронтом ρ_2^*/ρ_0 (точки 2) и значения ρ_2/ρ_0 (точки 1), измеренные после окончания разкого увеличения плотности, обусловленного прохождением отраженной ударной волны по неравновесной зоне за фронтом падающей ударной волны.

Плотность в области 2 (фиг. 6), измеренная по интерферограммам, полученным методом наклонной щели и вертикальной щели, расположенной на расстояниях $x > x^*$ (см. точки 3 на фиг. 7), совпадает с ρ_2/ρ_0 . Таким образом, при числах $M_s < 3.5$ наблюдается удовлетворительное совпадение расчетных значений с измеренными значениями ρ_2 . С увеличением M_s значения ρ_2 превышают расчетные значения, и разность эта увеличивается с ростом M_s .

Аргон. Измерение плотности за отраженной ударной волной в аргоне проводилось при $2 < M_s < 5$.

Начальное давление равнялось 10 и 30 мм рт. ст. В этих условиях точность определения плотности за отраженным фронтом составляет 2%. Плотность в фиксированном сечении за отраженным фронтом испытывает колебания, амплитуда которых составляет 1%. Среднее значение плотности ρ_2 для чисел $M_s = 4$ остается неизменным на протяжении ΔT . Для больших чисел M_s наблюдается монотонное увеличение плотности, которое при $M_s = 6.3$ достигает 15% на протяжении 200 мксек. На фиг. 7 приведены значения плотности за фронтом отраженной ударной волны в зависимости от числа M_s .

Следует отметить, что при числах Маха падающего разрыва, меньших шести, измеренные значения плотности за отраженным разрывом в пределах 3% совпадают с расчетными, в то время как результаты измерения скорости отраженного фронта, выполненные шпирен-методом [2], свидетельствуют о существенном различии между расчетными и измеренными значениями скорости.

Авторы выражают глубокую признательность Л. Н. Трухановой, принимавшей участие в проведении экспериментов и обработке полученного материала.

Поступила 26 VII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Тоe n n i e s J. P., G r e e n E. F. Dissociation Energies of Carbon Monoxide, Nitrogen from Reflected Shock Wave studies. J. Chem. Phys., 1955, v. 126, No. 3, p. 655.
2. С т р е л о в Р., К о э н А. Ограничение методики отраженной ударной волны при изучении быстрых химических реакций. Сб. «Ударные трубы», Изд. иностр. лит., 1961.
3. З а й ц е в С. Г., С о л о у х и н Р. И. К вопросу о воспламенении адиабатически нагретой газовой смеси. Докл. АН СССР, 1958, т. 122, № 6.
4. З а й ц е в С. Г. Об измерении быстро меняющихся давлений в газовой среде. ПТЭ, 1958, № 6.
5. A l p h e r R., W h i t e D. Optical Refractivity of High-Temperature Gases. Phys. Fluids, 1959, v. 2, p. 153—169.
6. Г р и ф ф и т В. Ц. Основные результаты экспериментов на ударных трубах. Сб. под ред. А. Ферри, стр. 265.
7. Z i e n k i e w i c z H., J o h a n n e s e n N., G e r r a r d J. Further results on the over all density ratios of shock Waves in carbon dioxide. J. Fluid Mech., 1963, v. 17, p. 2.
8. G a n d o n A. G., H u r l e I. R. Measurement of Times of Vibrational Relaxation and dissociation behind Shoch Waves in N_2O_2 , air, CO, CO_2 and H_2 . Eight Symposium (international) on combustion. Pasadena California. August 28—September 3, 1959.
9. B l a c k m a n V. Vibrational relaxation on oxygen and nitrogen. J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, No. 1.
10. M i l l i k a n R., W h i t e D. Vibrational Energy Exchange between N_2 and CO. J Chem. Phys., 1963, v. 39, No. 1, p. 98.
11. H u b e r P., K a n t r o w i t z A. Heat Capacity Lag Measurements in Various Gases. J. Chem. Phys., 1947, vol. 15, No. 5, p. 275.
12. L u k a s i c S., V o u n g J. Vibrational Relaxation Times in Nitrogen. J. Chem. Phys., 1957, vol. 27, No. 5, p. 1149.

ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НА РАСПАД ПРОИЗВОЛЬНОГО РАЗРЫВА

В. Н. Архипов

(Москва)

После мгновенного разрушения цилиндрической или сферической оболочки, первоначально отделяющей газ под высоким давлением от окружающей газовой среды с меньшим давлением (а также после мгновенного разрушения диафрагмы в ударной трубе), происходит процесс выравнивания давлений. При этом в газе с меньшим давлением возникает бегущая (цилиндрическая, сферическая или плоская) ударная волна, а в газе высокого давления возникает центрированная волна разрежения. Газ, нагретый ударной волной, и газ, охлажденный волной разрежения, разделяются движущейся контактной поверхностью (цилиндрической, сферической или плоской). Известно [1], что в сферическом и цилиндрическом случаях через некоторое время после начала процесса в газе, прошедшем через волну разрежения, возникает вторичная ударная волна, движущаяся в направлении, противоположном направлению первой; в плоском случае такая волна не наблюдается. Здесь будет рассмотрено течение в начале процесса, когда вторичная ударная волна еще не образовалась.

Так как процесс сопровождается образованием ударной волны, большое влияние на параметры возникшего течения может оказать наличие релаксации за ударной волной.

Ниже рассмотрено влияние колебательной релаксации на течение газа в начале процесса.

1. **Постановка задачи.** Пусть r_0 — радиус оболочки (для ударной трубы r_0 — длина камеры высокого давления). Разрушение оболочки (диафрагмы) происходит в момент времени $t = 0$. Считаем, что во фронте бегущей ударной волны поступательные и вращательные степени свободы приходят в равновесие, а за фронтом ударной волны (до контактной поверхности) происходит колебательная релаксация. Релаксацию за контактной поверхностью и химические реакции во всей области течения считаем отсутствующими. Газ можно разделить на четыре области: область 1 — между ударным фронтом и контактной поверхностью, область 2 — между контактной поверхностью и центрированной волной разрежения, область 3 — центрированная волна разрежения и область 4 — невозмущенный газ высокого давления. Течение описывается следующими