

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗАХ

Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер

ВВЕДЕНИЕ

Явления, происходящие в ударных волнах, представляют большой интерес со многих точек зрения. С ударными волнами мы встречаемся в таких практически важных процессах, как взрывы и движение тел со сверхзвуковой скоростью.

Принципиальный интерес связан со своеобразием сжатия в ударной волне, которое происходит очень быстро и, сопровождаемое резким возрастанием энтропии газа, является необратимым. При сжатии достигаются высокие температуры, значительно большие, чем при адиабатическом сжатии до равного давления. Еще более высокие температуры возникают при взаимодействиях ударных волн — отражении их от твердой стенки, столкновениях волн.

Это делает ударные волны одним из важнейших лабораторных методов получения высоких температур для исследования термодинамических свойств газов и целого ряда явлений, происходящих при высоких температурах: диссоциации, химических реакций, ионизации, излучения света.

Крайне существенной является открывающаяся возможность изучения не только термодинамически равновесных состояний, имеющих место за фронтом ударной волны, но и кинетики процессов, которые разыгрываются при прохождении газа через тонкий слой фронта волны и определяют внутреннюю структуру последнего.

Еще со времен Маха, который в 1889 г. впервые экспериментально зафиксировал с помощью теневой фотографии скачок уплотнения во фронте ударной волны¹, исследователей привлекает проблема изучения внутреннего строения фронта. Особенно большое количество теоретических и экспериментальных работ в этом направлении и у нас и за рубежом появилось после войны, в связи с быстро развивающейся технической экспериментальной, позволяющей получать ударные волны весьма большой амплитуды, и повышенным интересом к явлениям, происходящим при высоких температурах.

Чрезвычайно бурно развивается и другое, чисто гидродинамическое направление, имеющее огромное прикладное значение.

В Советском Союзе сделано очень много работ по гидродинамической теории распространения ударных волн, в особенности при взрывах: сюда относятся работы С. П. Дьякова, Н. Е. Кочина, М. А. Лаврентьева, Л. Д. Ландау, Д. Е. Охоцимского, М. А. Садовского, Л. И. Седова, К. П. Станюковича, Ф. И. Франкля, С. А. Христиановича и других. К вопросам распространения ударных волн при наличии химических реакций (в частности, к вопросам детонации) или фазовых превращений и теплообмена относятся работы Г. Н. Абрамовича, Г. М. Бам-Зеликовича,

С. З. Беленького, Л. А. Вулиса, А. А. Гриба, В. А. Прокофьева, К. И. Щелкина и других.

В данной статье мы совсем оставляем без рассмотрения технически важные вопросы сверхзвукового обтекания крыльев с ударными волнами и т. п.

Предмет статьи составляет рассмотрение различных физических процессов, происходящих во фронте ударной волны, и влияние их на внутреннюю структуру фронта. Особенно большое внимание будет уделено процессам излучения и поглощения света и лучистому теплообмену во фронте, которые, главным образом, определяют строение и толщину фронта ударной волны большой амплитуды, а также его яркость.

Теоретические работы, касающиеся вопроса о структуре фронта ударных волн, в значительной степени представлены в списке литературы; в отношении экспериментальных работ по ударным волнам, количество которых очень велико, список ни в коем случае не претендует на полноту.

§ 1. КРАТКИЙ ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТА

Существует несколько основных способов лабораторного получения сильных ударных волн.

Широко ведутся в настоящее время исследования с помощью так называемых ударных трубок²⁻⁵. Ударная трубка представляет собою длинный, порядка нескольких метров, цилиндр, обычно прямоугольного сечения, разделенный диафрагмой на две части. В одну из них — камеру сжатия — нагнетается рабочий газ под давлением в несколько атмосфер, верхний предел которого определяется прочностью диафрагмы. Во вторую — камеру разрежения — помещается исследуемый газ, часто сильно разреженный. Ударная волна возникает в нем при внезапном разрыве диафрагмы, когда сжатый газ устремляется в камеру разрежения (рис. 1). Обрывки диафрагмы прижимаются при этом к стенкам трубы и почти не влияют на течение.

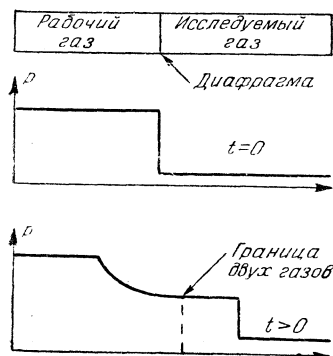


Рис. 1.

Предвестником ударной трубки послужила установка, примененная Я. К. Гершаником, Я. Б. Зельдовичем и А. Н. Розловским⁶ с целью изучения химических реакций, в которой в трубку с исследуемой смесью, находящейся под низким давлением, втекал атмосферный воздух при быстром изъятии пробки.

Представление о зависимости параметров ударной волны от начальных давлений и свойств обоих газов можно получить из решения задачи о распаде произвольного разрыва⁷, которая впервые в общем виде была решена Н. Е. Кочиним.

Оказывается, что верхний предел температуры в ударной волне, который достигается, когда степень разрежения в исследуемом газе очень высока, пропорционален температуре рабочего газа и отношению молекулярных весов исследуемого и рабочего газов. Наибольшие температуры, порядка 20 000°, получаются, когда в качестве рабочего газа используется водород, а исследуемого — тяжелый одноатомный газ, например криптон или ксенон. Часто применяются различные способы, увеличивающие эффективность трубки в смысле достижения высоких температур: использование в качестве рабочего газа горючей смеси, воспламе-

няющейся в момент разрыва диафрагмы, отражение ударной волны от твердой стенки, поставленной в конце трубки, столкновение двух идущих навстречу друг другу ударных волн.

Другим распространенным методом получения сильных ударных волн является использование взрывов. Детонационная волна, распространяющаяся по взрывчатому веществу, выходя на границу с газом, создает в последнем сильную ударную волну. Расчеты движения разлетающихся продуктов детонации были сделаны Л. Д. Ландау и К. П. Станюковичем⁸. С экспериментальной точки зрения удобнее между газом и взрывчатым веществом ставить металлическую пластинку⁹, которая разгоняется под действием продуктов детонации и толкает впереди себя ударную волну, хотя при этом ударная волна несколько ослабляется по сравнению со случаем непосредственного разлета продуктов детонации в газ.

Ударные волны получаются также при движении в газе тел со сверхзвуковой скоростью¹⁰⁻¹². Таким путем были достигнуты очень высокие температуры. Так, О. И. Лейпунский и Я. Б. Зельдович^{10,35} впервые наблюдали высокие температуры, достигнутые при движении пули в ртутных парах.

Многообещающими в отношении достижения высоких температур являются методы, в которых используется эффект кумуляции ударных волн. А. Ф. Беляев¹³ проводил опыты по столкновению ударных волн от многих симметрично расположенных зарядов взрывчатого вещества и получал таким образом давление, значительно превышающее давление в каждой из волн. Перри и Кантровиц¹⁴ достигали высоких температур благодаря кумулятивному эффекту в цилиндрической сходящейся волне.

А. М. Гегечкори¹⁵, К. С. Вульфсон и И. Ш. Либин¹⁶, Фаулер и др.¹⁷ получали сильные ударные волны при изучении искрового разряда в газах. Теория развития канала искрового разряда на основе ударных гидродинамических процессов была развита С. И. Дробиной¹⁸. Коски и др.¹⁹ наблюдали ударную волну, получающуюся при электрическом взрыве металлических проволочек. Ударные волны очень большой амплитуды с рекордными температурами в несколько сотен тысяч градусов были получены при мощном импульсном разряде в сильно разреженном газе Л. А. Арцимовичем с сотрудниками²⁰ при изучении возможностей создания управляемой термоядерной реакции. Наконец в качестве источника мощных ударных волн в воздухе с температурами в десятки и сотни тысяч градусов служат атомные взрывы. Некоторые сведения о них даны в американской книге²¹.

Пожалуй, наиболее характерное явление, которое свидетельствует о достижении высоких температур, порядка десятка тысяч градусов и выше — это свечение газа в ударной волне.

Свечение было обнаружено и исследовано многими авторами^{7,17,22-28}. Еще Мюраур²⁷ отметил, что свечение, наблюдаемое при взрыве, представляет собою не хемилюминесцентную реакцию разложения взрывчатого вещества и не тепловое свечение продуктов взрыва — светится окружающий воздух, по которому распространяется ударная волна. О. И. Лейпунский и Я. Б. Зельдович наблюдали свечение в цитированной выше работе¹⁰. Холлиер и др.²² обнаружили свечение в отраженной от торцевой стенки волне в ударной трубке, наполненной ксеноном, причем число линий в линейчатом спектре увеличивалось по мере увеличения амплитуды волны. При очень высоких температурах появлялся непрерывный спектр излучения. Петшек и др.²³ исследовали свечение аргона при температуре 18 000°, которое также содержало линии на фоне непрерывного спектра. Свечение в аргоне при прохождении через него

сильной ударной волны используется в качестве мощного импульсного источника света ²⁹.

Впервые количественные данные об интенсивности свечения были получены И. Ш. Моделем ³⁰, который измерял яркость поверхности фронта ударных волн. В результате измерений ему удалось найти абсолютную величину коэффициента поглощения света в воздухе при двух значениях температуры порядка $10\,000^\circ$. Измерение И. Ш. Моделем яркости фронта ударных волн большой амплитуды в различных газах обнаружило интересные закономерности в зависимости яркости от амплитуды волны, на которых мы подробно остановимся в § 7.

При исследованиях ударных волн ставятся обычно два рода вопросов. Одни из них касаются равновесного конечного состояния газа за фронтом волны. Это — изучение термодинамических свойств газов при высоких температурах или определение констант, от которых зависят эти свойства. Измерение каких-либо двух параметров ударной волны с помощью известных трех соотношений, связывающих величины перед и за фронтом волны со скоростью фронта (см. § 3), позволяет определить все остальные параметры и построить ударную адиабату. Путем сопоставления экспериментальной адиабаты с теоретически рассчитанной можно сделать заключение о величине входящих в расчет констант, скажем энергий диссоциации ^{8, 30}. Например, измеряют скорость фронта волны, фиксируя моменты прохождения фронта через заданные точки и давление (пьезоэлектрическим датчиком) в ударной трубке, или скорость фронта и скорость газа за фронтом (по скорости пластинки во взрывных опытах). С другой стороны, знание термодинамических свойств газа дает возможность определения всех параметров волны по измерению только одного из них, что используется в качестве практического метода определения амплитуды волны по скорости ее распространения при взрывах или по скорости тела, движущегося со сверхзвуковой скоростью.

Вторая задача в исследованиях — это экспериментальное определение толщины фронта ударной волны, знание которой позволяет судить о кинетике процессов, протекающих во фронте. Для этой цели служат главным образом оптические методы. Широко распространены три фотографических метода, в которых волна фотографируется сбоку при помощи стороннего импульсного источника света, помещенного по другую сторону прозрачных окон на боковой поверхности ударной трубки: теневая фотография, метод шпир и интерференционный ³¹.

Теневой и шпирен-методы основаны на изменении преломляющих свойств вещества в тонком слое внутри фронта волны, где плотность газа, а следовательно, и коэффициент преломления резко изменяются по координате, вдоль которой движется волна. Области, где плотность и коэффициент преломления постоянны, т. е. перед и за фронтом волны, дают равномерное освещение фотоэмульсии, неравномерность же соответствует только изображению самого слоя фронта. На изменении коэффициента преломления во фронте волны основан и интерференционный метод.

Интересный метод был предложен Хорнигом, который вместе с сотрудниками провел ряд измерений ³²⁻³⁴. Толщина фронта ударной волны измеряется по отражательной способности поверхности фронта для света, падающего на нее под углом. Это оказывается возможным благодаря тому обстоятельству, что толщина скачка уплотнения имеет порядок длины волны видимого света. Метод требует высокой экспериментальной техники, так как коэффициент отражения чрезвычайно мал: порядка 10^{-5} — 10^{-6} .

Ударные волны широко применяются для изучения кинетики химических реакций, ибо они позволяют производить чрезвычайно быстрое

нагревание реагирующей смеси до весьма высоких и к тому же легко регулируемых температур. Воспламенение горючей смеси от пули изучали Я. Б. Зельдович и Й. Я. Шляпихин³⁶. В упоминавшейся выше работе Я. К. Гершаника, Я. Б. Зельдовича и А. Н. Розловского⁶ волна также использовалась для изучения химических реакций.

Каррингтон и Дэвидсон³⁷ измеряли кинетику диссоциации N_2O_4 на NO_2 в ударной трубке по изменению прозрачности газа за фронтом волны (NO_2 сильно поглощает видимый свет).

§ 2. УДАРНАЯ АДИАБАТА В УСЛОВИЯХ ДИССОЦИАЦИИ И ИОНИЗАЦИИ

Рассмотрим прямую ударную волну (в которой газ движется нормально к поверхности фронта) в системе координат, связанной с разрывом.

Как известно, гидродинамические величины конечного состояния газа, испытавшего скачок уплотнения и пришедшего в термодинамическое равновесие (обозначаемые индексом «1»), связаны с величинами начального состояния (индекс «0») законами сохранения массы, импульса и энергии:

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 u_1 &= \rho_0 D, \\ p_1 + \rho_1 u_1^2 &= p_0 + \rho_0 D^2, \\ \epsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} &= \epsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Здесь p , ρ , u , ϵ — давление, плотность, скорость и удельная внутренняя энергия. Скорость газа, втекающего в разрыв (u_0), мы в дальнейшем всегда будем обозначать через D . Она равна по абсолютной величине скорости распространения фронта ударной волны по исходному газу. Поскольку внутренняя энергия термодинамически равновесного состояния зависит только от двух каких-нибудь величин, например плотности и давления, уравнения (2.1) позволяют найти все величины за фронтом через начальные характеристики газа и один какой-нибудь параметр, определяющий амплитуду ударной волны, скажем скорость фронта D . Соответствующие формулы для идеального газа с постоянной теплоемкостью выводятся во всех учебниках гидродинамики.

В предельном случае сильных волн ($p_1 \gg p_0$) адиабата Гюгонио $p_1 = f(\rho_1, p_0, \rho_0)$ приводит к величине сжатия, равной

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (2.2)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты Пуассона. Для одноатомного газа $\gamma = 5/3$ и $\rho_1/\rho_0 = 4$; для двухатомного с невозбужденными колебаниями $\gamma = 7/5$ и $\rho_1/\rho_0 = 6$.

При увеличении амплитуды ударной волны и температуры за фронтом в молекулах возбуждаются колебательные степени свободы. Когда температура становится порядка нескольких тысяч градусов, колебания возбуждены полностью; в двухатомном газе $\gamma = 9/7$ и сжатие $\rho_1/\rho_0 = 8$. Расчеты ударной адиабаты в промежуточной области, когда колебания возбуждены не полностью и теплоемкость переменна, проводились рядом авторов, например для воздуха^{38, 42}. При дальнейшем увеличении амплитуды начинается диссоциация молекул, а затем при температурах порядка десяти тысяч градусов и выше, — ионизация.

Казалось бы, на первый взгляд, что диссоциация молекул и превращение многоатомного газа в одноатомный должны были бы приводить к ударному сжатию, равному 4. В действительности же, диссоциация и ионизация только увеличивают скачок плотности, так как требуют затрат энергии и поэтому увеличивают теплоемкость газа. То, что увеличение теплоемкости приводит к увеличению сжатия, видно уже из формулы (2.2), соответствующей случаю постоянной теплоемкости. Эта тенденция имеет место и в общем случае переменной теплоемкости.

Удельная внутренняя энергия складывается из энергии поступательного движения частиц (атомов, молекул, электронов), которая связана с давлением формулой

$$\varepsilon_{\text{пост}} = \frac{3}{2} \frac{p}{\rho}, \quad (2.3)$$

внутренней энергии молекул и атомов (энергии электронного возбуждения, вращательной и колебательной в молекулах) $\varepsilon_{\text{вн}}$ и энергии, затраченной на диссоциацию и ионизацию ($\varepsilon_{\text{дис}}$ и $\varepsilon_{\text{ион}}$), т. е.

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{p}{\rho} + \varepsilon_{\text{вн}} + \varepsilon_{\text{дис}} + \varepsilon_{\text{ион}} = \frac{3}{2} \frac{p}{\rho} + Q. \quad (2.4)$$

Пренебрегая начальным давлением и внутренней энергией газа, найдем из уравнений (2.1) величину сжатия за фронтом сильной ударной волны в виде

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{4}{1 - \frac{3Q}{\varepsilon_{\text{пост}}}}. \quad (2.5)$$

Отсюда следует, что сжатие тем больше, чем больший вклад в полную внутреннюю энергию дают затраты на диссоциацию и ионизацию.

Поскольку статистический вес свободного состояния частиц всегда значительно больше, чем связанного, диссоциация и ионизация начинаются обычно при таких температурах, когда кинетическая энергия поступательного движения частиц $\frac{3}{2} kT$ намного (раз в 7) меньше энергии связи. Поэтому внутренняя энергия, затраченная на разрыв молекул и отрыв электронов от атомов, при достаточно высоких температурах оказывается больше поступательной энергии частиц и величина сжатия достигает 10—12.

Водород уже при температурах порядка 50 000° и плотностях, соответствующих нормальному начальному состоянию, практически полностью ионизован. В случае низкой начальной плотности полная ионизация наступает еще раньше. В условиях полной ионизации относительный вклад энергии ионизации во внутреннюю энергию уменьшается по мере увеличения амплитуды волны и величина сжатия стремится к значению, соответствующему одноатомному газу $\rho_1/\rho_0 = 4$.

В тяжелых газах, атомы которых содержат много электронов, область повышенного сжатия сильно растянута, так как после того, как оторвутся внешние электроны, начинается отрыв следующих — вторая, третья и т. д. ионизации. Сжатие устремляется к значению $\rho_1/\rho_0 = 4$ лишь после того, как произойдет полная ионизация атомов. Так, в воздухе при нормальной плотности в исходном состоянии для этого требуются температуры порядка нескольких миллионов градусов. Величина сжатия в области ионизации не остается постоянной: по мере увеличения амплитуды волны относительный вклад энергии ионизации после

прохождения максимума в период первой ионизации постепенно падает, так как вклад поступательной энергии возрастает за счет увеличения числа частиц. Так происходит до тех пор, пока не оторвутся все электроны с какой-либо замкнутой оболочки.

Между потенциалами ионизации последнего из электронов этой оболочки и первого из электронов следующей всегда имеется большой разрыв. Например, в азоте (L - и K -оболочки) это: 97 эв и 550 эв; в кислороде — 137 эв и 735 эв. Поэтому в воздухе существует довольно широкий интервал амплитуд волн, примерно с температурами от $\approx 500\,000^\circ$ до $\approx 700\,000^\circ$, когда закончился отрыв всех электронов с L -оболочек атомов азота и кислорода, а отрыв с K -оболочек еще не начался; почти все атомы превратились в гелиоподобные ионы. Когда начинается отрыв K -электронов, это требует очень больших энергетических затрат, относительный вклад энергии ионизации увеличивается вместе со сжатием, которое проходит, таким образом, через второй максимум.

Давление за фронтом сильной волны, как следует из первых двух уравнений, мало чувствительно к величине сжатия, а следовательно, и ко всем прочим величинам, и при сжатии порядка 10 с точностью до $\approx 40\%$ пропорционально квадрату скорости волны

$$p_1 = \rho_0 D^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right). \quad (2.6)$$

Удельная энтальпия

$$w_1 = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{5}{2} \varepsilon_{\text{пост}} + Q \quad (2.7)$$

с еще большей точностью пропорциональна квадрату скорости

$$w_1 = \frac{D^2}{2} \left(1 - \frac{\rho_0^2}{\rho_1^2} \right), \quad (2.8)$$

температура же возрастает с ростом D значительно медленнее. В области первой ионизации это происходит за счет относительного возрастания затрат энергии на ионизацию, т. е. величины $Q/\varepsilon_{\text{пост}} \sim Q/T$, в дальнейшем же, когда доля энергии ионизации во внутренней энергии уменьшается по сравнению с поступательной энергией, замедленный рост температуры объясняется увеличением числа частиц $\beta(T)$, приходящихся на исходную молекулу, т. е. увеличением поступательной части теплоемкости:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{\text{пост}} &= \frac{3}{2} \beta(T) RT, \\ p &= \beta(T) R_p T. \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Изложенные выше соображения иллюстрируются таблицей, которая содержит результаты расчета ударной адиабаты воздуха вплоть до температуры $T_1 = 500\,000^\circ$. Значения для низких температур T_1 от 273 до 2260° , в области возбуждения колебаний взяты из книги Я. Б. Зельдовича⁴²; в области диссоциации $4000-14\,000^\circ$ расчеты были произведены Дэвисом⁷⁴. В широком интервале температур от $20\,000$ до $500\,000^\circ$ С ударная адиабата была рассчитана В. В. Селивановым³⁹.

Расчеты для водорода и аргона в области первой ионизации были сделаны В. А. Прокофьевым⁴⁰ и в работе² для сравнения с результатами экспериментов в ударной трубке, для ксенона — в работе⁴¹. Следует

заметить, что в области сравнительно низких температур, порядка 20 000°, энергия электронного возбуждения играет незначительную роль.

Таблица
Параметры фронта ударной волны
в воздухе

T_1 , К	D $\frac{км}{сек}$	p_1 атм	p_1/p_0
273	0,33	1	1
482	0,70	5	2,84
705	0,98	10	3,88
2 260	2,15	50	6,04
4 000	3,35	127	8,58
6 000	4,54	236	9,75
8 000	5,64	366	10,3
10 000	6,97	561	11,0
14 000	9,31	1 000	11,1
20 000	11,8	1 650	10,10
30 000	15,9	2 980	9,75
50 000	23,3	6 380	8,97
100 000	40,1	19 200	8,62
250 000	81,6	76 500	7,80
500 000	114,0	143 900	6,27

Она существенна лишь при высоких температурах и учитывалась В. В. Селивановым в его расчетах для воздуха. Расчетные адиабаты в аргоне и ксеноне хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Что касается воздуха, то в области диссоциации, т. е. температур порядка 2000—10 000°, ударная адиабата сильно зависит от того, какое из двух спорных значений энергии диссоциации азота: 7,38 эв или 9,74 эв, принять в расчете. Христиан и др.⁹ показали, что экспериментальные данные (авторы измеряли скорости фронта и воздуха за фронтом, вернее равную последней скорость пластинки, разгоняемой взрывом, которая играла роль поршня в создании ударной волны) ближе к адиабате, соответствующей значению 9,74 эв. Измеренные И. Ш. Моделем³⁰ скорости фронта и температуры (опти-

ческим методом) также говорят в пользу этого значения.

§ 3. ВЯЗКИЙ СКАЧОК УПЛОТНЕНИЯ

Как известно, уравнения гидродинамики идеальной жидкости допускают существование разрывных решений, которые описывают ударные волны. Гидродинамические величины по обе стороны разрыва связаны между собою и со скоростью распространения разрыва законами сохранения массы, импульса и энергии (2.1) точно так же, как уравнения гидродинамики являются выражением этих законов в области непрерывного течения.

В некотором смысле парадоксальным является тот факт, что уравнения адиабатического движения жидкости допускают существование таких поверхностей, на которых энтропия, как это следует из уравнений (2.1), испытывает скачок. Необратимость ударного сжатия свидетельствует о том, что в нем участвуют диссипативные процессы, благодаря которым и осуществляется резкое торможение жидкости, набегающей на поверхность разрыва (в системе координат, связанной с последним) и необратимое превращение значительной части кинетической энергии гидродинамического потока в тепловую.

Диссипация происходит лишь в очень тонком слое. За пределами этого слоя, который в рамках гидродинамики идеальной жидкости заменяется математической поверхностью, диссипативные процессы не играют практически никакой роли и движение жидкости адиабатично.

Если интересоваться механизмом ударного сжатия, внутренней структурой и толщиной переходного слоя (называемого фронтом ударной волны), который разделяет термодинамически равновесные области начального и конечного состояний, следует обратиться к теории, включающей в себя описание диссипативных и неравновесных процес-

сов. В порядке первого шага в этом направлении естественно рассмотреть скачок уплотнения в рамках гидродинамики реальной жидкости, учитывающей вязкость и теплопроводность.

Для этого следует решить задачу одномерного стационарного течения с граничными условиями, выражающими исчезновение градиентов на $\pm \infty$ и стремление гидродинамических величин на $\pm \infty$ к значениям, соответствующим конечному и начальному состояниям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} \rho u &= 0, \\ \rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} - \frac{4}{3} \mu \frac{d}{dx} \mu \frac{du}{dx} &= 0, \\ \rho u T \frac{d\Sigma}{dx} &= \frac{4}{3} \mu \left(\frac{du}{dx} \right)^2 - \frac{dS}{dx}. \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Здесь Σ — удельная энтропия, μ — коэффициент вязкости*), S — негидродинамический поток энергии, который в случае обычной теплопроводности равен

$$S = -\kappa \frac{dT}{dx}, \quad (3.2)$$

где κ — коэффициент теплопроводности.

Принимая во внимание уравнение состояния

$$p = R\rho T \quad (3.3)$$

и второй закон термодинамики

$$Td\Sigma = d\varepsilon + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = dw - \frac{1}{\rho} dp, \quad (3.4)$$

легко получить первые интегралы уравнений (3.1)

$$\left. \begin{aligned} \rho u &= \rho_0 D, \\ p + \rho u^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{du}{dx} &= p_0 + \rho_0 D^2, \\ w + \frac{u^2}{2} + \frac{1}{\rho_0 D} \left(S - \frac{4}{3} \mu u \frac{du}{dx} \right) &= w_0 + \frac{D^2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

Константы интегрирования выражены здесь через параметры начального состояния газа при $x = -\infty$, отмеченные индексом «0». Если отнести уравнение (3.5) к конечному состоянию на $+\infty$, мы придем к ударным соотношениям (2.1). Таким образом, скачок энтропии в результате ударного сжатия совершенно не зависит от механизма диссипации и от величины коэффициентов вязкости и теплопроводности. От их величины, как покажет решение, зависит только толщина фронта ударной волны, измеряемая длиной пробега молекул λ , которой пропорциональны коэффициенты μ и κ . В пределе $\lambda \rightarrow 0$ гидродинамика реальной жидкости в области непрерывного течения превращается в гидродинамику идеальной жидкости. Что же касается фронта ударной волны, то в пределе $\lambda \rightarrow 0$ он превращается в математическую поверхность разрыва, причем градиенты всех гидродинамических величин в нем стремятся к ∞ как $1/\lambda$.

Обычно в газах молекулярные вязкость и теплопроводность играют примерно одинаковую роль, так как транспортные коэффициенты (кинематическая вязкость и температуропроводность) близки друг к другу. Однако роли этих диссипативных процессов в образовании скачка уплот-

*) Первый и второй коэффициенты вязкости предполагаются равными.

нения далеко не равноценны. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть задачу одномерного стационарного течения, полагая, что вязкость отсутствует ($\mu=0$), см., например, ⁴².

Оказывается, что без вязкости с одной лишь теплопроводностью можно построить непрерывное решение только в случае достаточно слабых волн, когда ударное сжатие не превышает двух, что соответствует амплитуде волны $p_1/p_0=1,5$ для двухатомного газа с $\gamma=7/5$. В более сильных волнах неминуемо возникает разрыв, что свидетельствует о том, что в механизме размазывания скачка уплотнения существенную роль играет именно вязкость, а не теплопроводность. Это было понятно еще Рэлею ⁴³, который рассмотрел другой предельный случай, когда присутствует одна вязкость, а теплопроводности нет ($\kappa=0$), и получил непрерывное решение уравнений (3.5), удовлетворяющее граничным условиям. И действительно, скачок уплотнения возникает в результате резкого торможения газа, набегающего на разрыв, и необратимого превращения кинетической энергии гидродинамического движения в тепловую под действием сил вязкости.

Ниже, при рассмотрении реальных физических процессов (лучистой и электронной теплопроводности в волнах большой амплитуды), мы еще вернемся к случаю, когда теплопроводность значительно больше вязкости (в том смысле, что коэффициент температуропроводности много больше кинематической вязкости), выясним роль теплопроводности и покажем необходимость существования разрыва.

Здесь же, при изучении структуры самого скачка уплотнения, будем исходить из обычных молекулярных вязкости и теплопроводности.

В общем случае система уравнений (3.5) не может быть решена в аналитическом виде; довести задачу до конца можно лишь в частном случае определенного соотношения коэффициентов вязкости и теплопроводности, а именно когда число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{\kappa} = \frac{3}{4},$$

а вязкость, теплопроводность и теплоемкость постоянны (Беккер ⁴⁴, Мордухов и Либби ⁴⁵). При этом выражение в скобке в третьем из уравнений (3.5) превращается в полный дифференциал выражения $w + \frac{u^2}{2} = c_p T + \frac{u^2}{2}$ и уравнение легко интегрируется, давая благодаря условиям ограниченности решений на $+\infty$ и $-\infty$ интеграл Бернулли

$$w + \frac{u^2}{2} = w_0 + \frac{D^2}{2}. \quad (3.6)$$

Все основные закономерности структуры скачка уплотнения видны на этом частном примере, поэтому остановимся на нем несколько подробнее. Уравнение (3.6) совместно с первыми двумя из уравнений (3.5) сводит задачу к квадратуре.

Постоянная интегрирования аддитивна относительно x и, следовательно, может быть выбрана произвольно. Удобно это сделать так, чтобы точка перегиба лежала в начале координат.

Приведем окончательное решение

$$\frac{1-\eta}{(\eta-\eta_1)^{\eta_1}} = \frac{1-\sqrt{\eta_1}}{(\sqrt{\eta_1}-\eta_1)^{\eta_1}} e^{\beta(1-\eta_1)M \frac{x}{\lambda_0}}, \quad (3.7)$$

$$\eta = \rho_0/\rho, \quad \eta_1 = \rho_0/\rho_1.$$

Здесь M — число Маха, равное отношению скорости фронта волны D к скорости звука в исходном состоянии, β — численная постоянная порядка единицы (для воздуха с $\gamma = 1,4$, $\beta = 1,36$), λ_0 — длина свободного пробега молекул в исходном состоянии газа, которая вошла в теорию через пропорциональный ей коэффициент вязкости. Скорость, плотность и давление монотонно изменяются в волне, имея, как и следовало ожидать, точку перегиба (рис. 2).

Энтропия проходит в этой точке через максимум. Это не противоречит второму закону термодинамики и не означает, вопреки мнению авторов⁴⁵, что причина уменьшения энтропии частицы газа во время приближения к конечному состоянию состоит, возможно, в несовершенстве теории, а именно в неучете каких-то неравновесных процессов.

Энтропия всего газа в целом, который представляет собой изолированную систему, естественно, повышается при переходе через ударный разрыв. Отдельный же слой газа, проходящий через волну, уже не является изолированным — энтропия его сперва растет, когда к нему поступает тепло благодаря теплопроводности и работе сил вязкости, а затем падает, так как вытекание тепла путем теплопроводности в сторону слоев газа, следующих за ним, превышает приток за счет вязкости.

Толщина фронта ударной волны, как видно из формулы (3.7), имеет масштаб длины свободного пробега и уменьшается с увеличением амплитуды волны, т. е. увеличением числа Маха

$$\frac{\Delta x}{\lambda_0} \sim \frac{1}{M}.$$

Например, в двухатомном газе с $\gamma = 1,4$ при числе Маха $M = 2$ ($p_1/p_0 = 4,5$) эффективная толщина фронта волны равна примерно четырем длинам свободного пробега*).

После войны появилось много работ, в которых проводятся качественные исследования уравнений (3.5) при произвольном числе Прандтля, выясняется влияние величины Pr , температурных зависимостей транспортных коэффициентов, теплоемкости, находятся различные приближенные решения для этих более общих случаев^{38, 45-54}. Все эти исследования не вносят ничего принципиально нового по сравнению с рассмотренным выше частным случаем и представляют интерес лишь для слабых волн.

В случае не слишком слабых волн, когда толщина фронта становится порядка нескольких длин свободного пробега, гидродинамическая теория скачка уплотнения вообще теряет смысл. Условием применимости гидродинамической трактовки транспортных явлений является малость градиентов гидродинамических величин, а именно то, что расстояния, на которых эти величины претерпевают изменения, сравнимые с самими величинами, много больше длины свободного пробега. В сильных волнах это условие, как мы видели, не выполняется. Попытка уточнения гидродинамического приближения путем учета вторых производных в выражениях для членов переноса (так называемое приближение Барнетта),

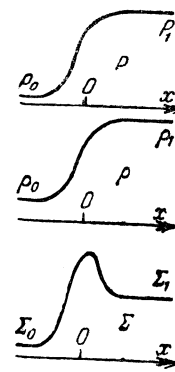


Рис. 2.

*) Эффективная толщина по Прандтлю определяется формулой

$$\Delta x = (D - u_1) / \left(\frac{du}{dx} \right)_{\max}.$$

предпринятая Цоллером⁵⁵, несколько уточняет результаты для слабых волн и, по существу, лишь указывает предел применимости гидродинамической теории.

Этот предел весьма низок: уже при амплитуде волны $p_1/p_0 = 1,5$ толщина волны по Цоллеру $\frac{\Delta x}{\lambda_0} \approx 17$, а при $p_1/p_0 = 4$ равна 6,1.

Физически ясно, что толщина скачка уплотнения в сильных волнах имеет порядок длины пробега. Она не может стать меньше пробега, так как молекулам газа, набегающего на разрыв, необходимо сделать несколько соударений для того, чтобы рассеять свой импульс, превратив кинетическую энергию направленного движения в кинетическую энергию хаотического движения, т. е. в тепло. В то же время толщина не может составлять много пробегов, так как молекула набегающего на разрыв газа в каждом соударении передает в среднем половину своего импульса и ей достаточно уже нескольких соударений с хаотически движущимися молекулами, чтобы потерять свой направленный импульс.

Задача о строении и толщине скачка уплотнения в сильных волнах должна рассматриваться на основе молекулярно-кинетической теории газов. Интересна попытка, сделанная в этом направлении Мотт-Смитом⁶⁵, который искал приближенное решение кинетического уравнения Больцмана в виде суперпозиции двух максвелловских распределений с соответствующими начальному и конечному состояниям газа температурами и макроскопическими скоростями. Относительный вес обеих функций меняется на протяжении волны от 0 до 1. Толщина фронта волны при неограниченном увеличении ее амплитуды стремится при этом к конечному пределу. Для воздуха при нормальных начальных условиях толщина волны оказалась равной двум пробегам при числе Маха $M = 4$.

Экспериментальное определение толщины слабых волн по отражению от них света в работе Хорнига³²⁻³⁴ дает для одноатомных газов наилучшее совпадение с расчетами Цоллера (для $M = 1,1; 1,5; 2,5$, $\frac{\Delta x}{\lambda_0} = 30, 19, 13$ соответственно).

§ 4. РАСШИРЕНИЕ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ ЗА СЧЕТ ЗАМЕДЛЕННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЧАСТИ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Внутренняя энергия газа распределена по различным степеням свободы: она складывается из кинетической энергии поступательного движения частиц, вращательной и колебательной энергии молекул, химической энергии, когда в газе может происходить обратимая химическая реакция (например, диссоциация молекул), энергии ионизации и электронного возбуждения. Возбуждение каждой из этих степеней свободы *) требует конечных времен релаксации τ , которые, вообще говоря, сильно отличаются друг от друга. Поскольку под фронтом ударной волны мы подразумеваем тот слой, в котором происходит переход газа из начального в конечное, термодинамически равновесное состояние, толщина фронта определяется самым длительным из процессов и имеет порядок $\Delta x \approx D\tau_{\text{макс}}$.

Быстрее всего, очевидно, возбуждаются поступательные степени свободы. Толщина вязкого скачка уплотнения в достаточно сильных волнах составляет, как мы видели, несколько пробегов, ибо в результате уже нескольких соударений кинетическая энергия направленного движе-

*) Мы допускаем неточность терминологии, относя химическую энергию и энергию ионизации также к степеням свободы газов.

ния молекул превращается в кинетическую энергию их хаотического движения. Время установления максвелловского распределения, т. е. температуры, также имеет порядок времени нескольких столкновений: время соударения для нормальных плотности и температуры имеет порядок $\tau_{\text{пост}} \sim 10^{-10}$ сек. Измерение времени релаксации вращательной части теплоемкости по дисперсии ультразвука показывает, что вращение в большинстве молекул возбуждается, как и следует по классической теории, очень быстро, в результате небольшого количества соударений: при температурах, близких к нормальной, в азоте и кислороде достаточно 3 соударений, в метане — 10, в углекислом газе — 16. Исключение составляют легчайшие газы, имеющие малый момент инерции и, следовательно, большой вращательный квант, так что становятся существенными квантовые эффекты; в водороде время релаксации в 300 раз больше времени одного соударения, а в дейтерии — в 150⁵⁷.

Время возбуждения колебаний в молекулах при не слишком высоких температурах на несколько порядков больше из-за квантовых эффектов: колебательные кванты больше или порядка kT (при нормальной температуре $\tau_{\text{кол}} \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ сек). Оно уменьшается с повышением температуры, как показал Л. Д. Ландау⁵⁸, по экспоненциальному закону

$$\tau_{\text{кол}} \sim \frac{T^{1/2}}{p} e^{\frac{\text{const}}{\sqrt{T}}} . \quad (4.1)$$

При температурах порядка нескольких тысяч градусов колебания возбуждаются весьма быстро; достижение термодинамического равновесия в двухатомном (многоатомном) газе в основном затягивается из-за обратимой химической реакции, диссоциации молекул, а при еще более высокой температуре, порядка десятков тысяч градусов, из-за ионизации.

Скорости всех процессов обычно быстро повышаются с ростом температуры, поэтому те процессы, которые при какой-то амплитуде волны были медленными и, в основном, определяли толщину фронта, в волне большей амплитуды становятся быстрыми, и им на смену приходят новые процессы: например, $T \approx 20\,000^\circ$ диссоциация происходит очень быстро и толщина определяется первой ионизацией (вторая ионизация еще очень мала и вносит ничтожный вклад в теплоемкость). При $T \approx 50\,000^\circ$ первую ионизацию сменяет вторая и т. д. Лишь при полной ионизации толщина фронта ударной волны должна была бы монотонно уменьшаться с увеличением амплитуды и стремиться к величине порядка нескольких пробегов в пределе, когда ионизация происходит практически при каждом ударе. Однако при столь высоких температурах играют существенную роль другие приводящие к уширению фронта процессы, о которых речь будет идти ниже.

Итак, для ударной волны каждой амплитуды мы можем разделить процессы возбуждения различных частей теплоемкости на быстрые и медленные.

Вопрос о структуре фронта ударной волны в газе с замедленным возбуждением части теплоемкости был впервые рассмотрен Я. Б. Зельдовичем^{42, 59} на примере обратимой химической реакции.

Структуру фронта по-прежнему можно описать одномерными стационарными уравнениями гидродинамики (3.1). Вязкость и теплопроводность газа играют роль только в области больших градиентов, т. е. в зоне возбуждения быстрых процессов, в зоне же медленных процессов, которая сильно растянута, роль транспортных явлений не существенна. Но тогда, выделяя область резкого скачка и обозначая гидродинамические величины за нею штрихом, мы можем написать связь

начальных величин с этими промежуточными в виде уравнений сохранения (2.1), а для растянутой зоны волны — интегралы уравнений (3.1) опять же в виде уравнений (2.1), но теперь справедливых в любой точке x .

$$\left. \begin{aligned} \rho u &= \rho' u' = \rho_0 D, \\ p + \rho u^2 &= p' + \rho' u'^2 = p_0 + \rho_0 D^2, \\ \epsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} &= \epsilon' + \frac{p'}{\rho'} + \frac{u'^2}{2} = \epsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Зоной быстрого сжатия мы интересоваться не будем, рассматривая ее как бесконечно тонкую и помещая в начало координат ($x = 0$).

Изобразим на диаграмме $p\nu$, ($\nu = 1/\rho$ — удельный объем) адиабату Гюгонио AC (см. рис. 3), соответствующую достижению полного термодинамического равновесия, т. е. конечному состоянию, и адиабату AB , соответствующую возбуждению только быстрой части теплоемкости. Точка на плоскости $p\nu$, описывающая последовательные состояния частицы в достаточно сильной волне*), пере- скакивает, очевидно, из начального

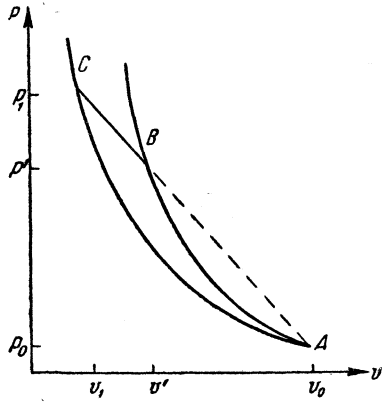


Рис. 3.

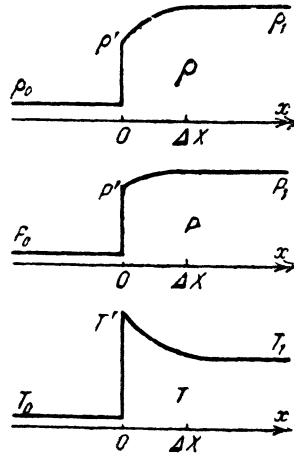


Рис. 4.

состояния $A(p_0\nu_0)$ в промежуточное $B(p'\nu')$, а затем движется до конечного состояния $C(p_1\nu_1)$ по прямой

$$p = p_0 + \rho_0 D^2 \left(1 - \frac{\nu}{\nu_0} \right). \quad (4.3)$$

При этом сжатие и давление возрастают по мере приближения к конечному состоянию, а температура падает (см. формулы (2.5) — (2.7)), как это показано на рис. 4, где схематически изображены профили плотности, температуры и давления во фронте волны.

Из формулы (4.3) видно, что давление возрастает лишь немного, так как $\nu'/\nu_0 \leq 1/4$, плотность же может возрасти, а температура падать весьма значительно, в 2—3 раза, тем больше, чем больший вклад в равновесную внутреннюю энергию дает запаздывающая часть теплоемкости. Заметное изменение профиля плотности во фронте волны в случае запаздывания части теплоемкости позволяет использовать оптические методы для исследования явления.

*) Мы не рассматриваем слабых волн, скорость которых меньше скорости звука, соответствующей замороженной медленной теплоемкости, когда прямая не пересекает адиабату AB (см. 59).

Изучение профиля плотности по отражению света в волнах с $M < 2$ показало (Хорниг и др.²²⁻³⁴), что водород сжимается первоначально как одноатомный газ: для сжатия до конечной плотности, отвечающей $\gamma = 7/5$, необходимо не менее 150 соударений. В кислороде и азоте вращательные степени свободы возбуждаются быстро, и плотность сразу же возрастает до величины, соответствующей $\gamma = 7/5$.

Расширение фронта волны за счет замедленного возбуждения колебаний в многоатомных газах исследовалось интерференционным методом Гриффитсом и др.^{56*}). Измерения распределения плотности во фронте волн разных амплитуд позволяли оценить время релаксации для колебаний $\tau_{\text{кол}}$ в зависимости от температуры. Экспериментальные точки неплохо ложились на теоретическую прямую $\ln \tau = a + bT^{-3/2}$ и находились в согласии с измерениями по дисперсии звука. Так, в CO_2 время релаксации, пересчитанное на нормальное давление, оказалось равным $\tau_{\text{кол}} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ сек при $T \approx 300^\circ$ и $\tau_{\text{кол}} \approx 0,7 \cdot 10^{-6}$ сек при $T = 1000^\circ$.

В последние годы появились работы^{2,22-24}, в которых изучались ударные волны в одноатомных газах, главным образом в аргоне. Были получены высокие температуры, при которых существенную роль играет ионизация и наблюдается свечение нагретого газа. В этом случае гидродинамические величины во фронте испытывают резкий скачок на расстоянии порядка пробега до значений

$$\rho' = 4\rho_0, \quad p' = \frac{3}{4} \rho_0 D^2, \quad T' = \frac{3}{16} \frac{D^2}{R},$$

после чего следует весьма растянутая область, в которой достигается ионизационное равновесие и степень ионизации α возрастает от 0 до равновесного значения α_1 , соответствующего конечному состоянию. В этой области температура падает от T' до T_1 , причем в волне достаточно большой амплитуды, за фронтом которой степень ионизации заметна, это падение весьма значительно. Например (по расчету Реслера и др.²), при давлении исходного газа $p_0 = 50$ мм рт. ст. и числе Маха $M = 18$

$$\alpha_1 = 0,185, \quad T' = 31\,500^\circ, \quad T_1 = 15\,700^\circ.$$

В опытах Петшека²³ в волнах сравнительно небольшой амплитуды область газа за фронтом ударной волны при высокой степени очистки, когда исключено свечение пыли и паров металлов, не светилась; светился только слой толщиной порядка 100 пробегов, расположенный непосредственно за волной. Очевидно, светился сам фронт, т. е. неравновесная область, где температура была значительно выше, чем T_1 , и была достаточной для свечения. В более сильных волнах светилась и область за фронтом.

Для расчета профилей плотности и температуры во фронте волны с учетом ионизации следует составить уравнение кинетики ионизации:

$$\frac{d\alpha}{dt} = D \frac{d\alpha}{dx} = f(\alpha, T, \rho),$$

$$x = 0, \quad T = T', \quad \rho = \rho', \quad \alpha = 0,$$

которое сводится к квадратуре, если выразить, например, T и ρ в теку-

*) Вызывает крайнее удивление, что авторы, ссылаясь на более поздние теоретические работы, совершенно не упоминают о работе Я. Б. Зельдовича^{42, 59}, в которой впервые было рассмотрено расширение фронта волны за счет замедленного возбуждения колебательных степеней свободы.

щей точке x за скачком уплотнения через α с помощью уравнений (4.2). Степень ионизации α входит в удельную внутреннюю энергию:

$$\varepsilon = \frac{3}{2} RT + \alpha q$$

(q — энергия, необходимая для ионизации одного грамма газа). Такого типа расчеты для аргона в области амплитуд ударных волн, при которых существенна только первая ионизация, были проделаны Бондом⁶⁰.

Из трех основных механизмов ионизации: при столкновениях атомов друг с другом, при столкновениях электронов с атомами и фотоионизации, последний при не слишком низкой плотности играет незначительную роль*). Непосредственно за скачком уплотнения, где электронов еще нет, ионизация происходит при столкновениях атомов друг с другом. Эффективное сечение такого процесса весьма мало, поэтому ионизация идет медленно и температура за разрывом уменьшается довольно слабо.

Однако уже при малой концентрации электронов ионизация электронным ударом из-за большого эффективного сечения становится сильнее ионизации при столкновении атомов. Начиная с этого момента, α возрастает экспоненциально со временем или с расстоянием от скачка уплотнения и быстро достигает конечного значения α_1 . При этом температура быстро приближается к конечной величине T_1 , следующей из ударных соотношений**).

Ширина фронта ударной волны уменьшается с увеличением ее амплитуды, так как при более высоких температурах увеличивается скорость ионизации. Так, в волнах в аргоне с начальным давлением 59 мм рт. ст. ширина фронта, по расчетам Бонда, равна примерно

$$\Delta x = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см при } D = 6 \text{ км/сек, } T_1 \approx 18\,000^\circ$$

и

$$\Delta x \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см при } D = 5 \text{ км/сек, } T_1 \approx 15\,000^\circ.$$

§ 5. СТРУКТУРА ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

При высоких температурах в газах существенную роль играет излучение и поглощение света.

При температурах порядка нескольких тысяч градусов возбуждаются полосатые спектры молекул, при более высоких — линейчатые спектры атомов; с началом ионизации спектр становится непрерывным. Излучение света происходит при захвате свободных электронов на различные орбиты в ионах, а также при торможении электронов в поле ионов, поглощение — в результате обратных процессов.

Когда мы говорим о термодинамическом равновесии газа за фронтом ударной волны, то следует иметь в виду и то, что в конечном состоянии излучение также находится в равновесии с веществом. Однако при интересующих нас температурах плотность энергии равновесного излучения $U_p = \frac{4\sigma T^4}{c}$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана, c — скорость света) чрезвычайно мала по сравнению с внутренней энергией вещества и со-

*) Световые кванты являются основным ионизирующим агентом в сильно разреженных звездных атмосферах.

**) См. примечание 1 при корректуре в конце статьи.

вершено не влияет на ударные соотношения (2.4). Точно так же давление излучения, равное $\frac{U_p}{3}$, значительно меньше давления вещества.

Иной порядок имеет соотношение потоков энергии, переносимых излучением и веществом; оно примерно в $\frac{c}{D}$, т. е. в 10^3 — 10^4 раза больше отношения соответствующих плотностей энергии:

$$\frac{S}{D\rho\varepsilon} = \frac{\sigma T^4}{D\rho\varepsilon} = \frac{U_p}{\rho\varepsilon} \cdot \frac{c}{4D}.$$

Оба потока становятся сравнимыми друг с другом в воздухе при температуре порядка $300\,000^\circ$, между тем плотность лучистой энергии при этом еще очень мала.

Казалось бы, отвод энергии излучением от ударной волны большой амплитуды должен играть важную роль, и в третье из ударных соотношений (2.1) следовало бы включить поток энергии излучения σT_1^4 , уносимый с фронта волны, что при высоких амплитудах существенно влияло бы на конечное состояние газа. При сильном взрыве, когда от центра взрыва распространяется ударная волна, радиус которой при постоянной теплоемкости согласно решению Л. И. Седова⁶¹ $R \sim t^{1/2}$, а температура за фронтом $T_1 \sim t^{-6/5}$, отвод энергии излучением был бы пропорционален

$$\int \sigma T_1^4 R^2 dt \sim \int \frac{dt}{t^4}.$$

Это выражение расходится при $t \rightarrow 0^*$), т. е. приводит к моментальному высвечиванию объема газа, нагретого до очень высокой температуры.

В действительности ничего подобного не происходит. Дело в том, что газы прозрачны лишь для сравнительно небольших квантов. Молекулярные газы, как правило, поглощают уже ультрафиолетовое излучение (например, воздух прозрачен только в видимой части спектра с $\lambda \geq 3000 \text{ \AA}$, $h\nu \leq 4 \text{ эв}$). Атомы (как и молекулы) очень сильно поглощают кванты, большие потенциала ионизации, т. е. порядка 10 эв и выше, вызывающие фотоэффект. При высокой температуре кванты, уносящие энергию с фронта ударной волны на «бесконечность», лежат в рэлей-джинсовской области и включают небольшую долю энергии всего спектра. Например, при $T = 50\,000^\circ$ в части спектра с $h\nu < 4 \text{ эв}$ содержится всего 3% энергии.

Наибольшее влияние на конечное состояние за фронтом волны отвод энергии излучением оказывает, очевидно, при той наибольшей амплитуде, когда основная энергия спектра приходится еще на область прозрачности холодного газа. Так, например, в воздухе при $T_1 \approx 10\,000^\circ$ поглощаются кванты, лежащие сразу за максимумом планковского спектра, который порядка 3 эв , и дополнительное сжатие за фронтом за счет отвода энергии составляет всего $0,4\%$.

Таким образом, уносимая излучением на бесконечность энергия S_∞ практически не сказывается на конечном состоянии газа, испытывающего ударное сжатие, и ударные соотношения (2.7) остаются в силе и для

*) Учет реальной зависимости теплоемкости от температуры лишь немного меняет степень расходимости, но не устраняет ее.

волн большой амплитуды. Излучение, выходящее с поверхности ударного разрыва, за которым лежит область высокой температуры, почти полностью поглощается в тонком слое газа перед разрывом, прогревая его. Лучистый теплообмен, происходящий в ударной волне и заключающийся в охлаждении излучением слоев газа, уже испытавших скачок уплотнения, и нагревании тех слоев, которые еще не испытали скачка, оказывает существенное влияние на структуру фронта волны, если под последним, как и раньше, понимать переходный неравновесный слой, разделяющий начальное и конечное термодинамически равновесные состояния.

Лучистый теплообмен разыгрывается на расстояниях, измеряемых длиной пробега для поглощения света. Обычно эффективные сечения поглощения света на несколько порядков меньше эффективных сечений для столкновения атомов или ионов, поэтому толщина фронта ударной волны с учетом излучения оказывается на несколько порядков больше толщины вязкого скачка уплотнения. По этой причине атомные или ионные и электронные вязкость и теплопроводность играют очень малую роль в зоне лучистого теплообмена, и ими можно пренебречь в уравнениях гидродинамики (3.5), описывающих внутреннюю структуру фронта волны, которые теперь принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \rho u &= \rho_0 D, \\ p + \rho u^2 &= \rho_0 D^2, \\ \epsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} + \frac{S}{\rho_0 D} &= \frac{D^2}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

$$S = 0 \text{ при } x = \pm \infty. \quad (5.2)$$

Здесь S — поток энергии излучения; начальные давление и внутренняя энергия опущены, так как ударная волна предполагается сильной. В рамках уравнений (5.1) вязкому скачку уплотнения соответствует разрыв гидродинамических величин так же, как и при рассмотрении структуры волны с замедленным возбуждением части теплоемкости.

Структура фронта ударной волны с учетом излучения рассматривалась В. А. Прокофьевым⁴⁰ на примерах водорода и аргона в области первой ионизации. Для определения потока излучения им было написано хорошо известное из астрофизики дифференциальное уравнение второго порядка, которое, по сравнению со строгим уравнением переноса излучения, приближенным образом учитывает угловое распределение излучения. Такое упрощение является вполне допустимым, так как вносит лишь несущественную количественную ошибку, не искажая качественных особенностей явления.

Однако, исходя из правильных уравнений гидродинамики и излучения, В. А. Прокофьев пытался построить непрерывные распределения гидродинамических величин в волне. В вопросе о существовании разрыва заключается принципиальное расхождение В. А. Прокофьева со взглядами авторов, согласно которым лучистый теплообмен сам по себе не может привести к ударному сжатию и отнюдь не заменяет собою вязкий скачок уплотнения, существующий всегда*). Дальнейшее изложение, касающееся структуры и яркости фронта ударных волн, будет основано на работах авторов⁶²⁻⁶⁴.

В предельном случае достаточно слабых волн, когда роль излучения ничтожно мала, профили температуры, плотности и давления в ударной

*) Критику работы В. А. Прокофьева см. в работе⁶³.

волне, если отвлечься от замедленного возбуждения части теплоемкости, имеют вид ступеньки (см. рис. 5, а). По мере увеличения амплитуды волны возрастает поток излучения σT_1^4 , выходящий с поверхности разрыва, который, поглощаясь в холодном газе перед разрывом, прогревает его. Скачок уплотнения распространяется теперь не по холодному, а по нагретому газу, поэтому за скачком температура T_+ выше, чем T_1 . Иными словами: перед скачком частица газа нагревается излучением, а за скачком охлаждается, т. е. лучистый теплообмен заключается в перекачивании энергии из области за разрывом в область перед разрывом. Нагревание газа излучением перед разрывом приводит к небольшому сжатию его и повышению давления. В скачке уплотнения газ сжимается до плотности, несколько меньшей конечной. Сжатие его до конечного состояния происходит в зоне охлаждения излучением; при этом давление несколько возрастает. Профили температуры, плотности и давления во фронте не слишком сильной волны изображены на рис. 5, б*).

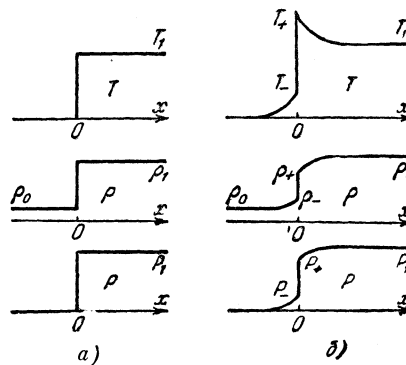


Рис. 5.

Как уже указывалось выше, лучистый теплообмен происходит на расстояниях порядка длины пробега для поглощения света. В воздухе, например, длины пробега имеют порядок 10^{-2} — 10^{-1} см в весьма широком интервале энергий квантов (от 10 до 100 эв) и температур (до сотен тысяч градусов). Поэтому такой порядок имеет и толщина фронта не слишком сильной ударной волны.

Очень удобными для рассмотрения структуры фронта ударной волны с излучением являются наряду с pv также Tv и Sv -диаграммы**). Состояние частицы газа на pv -диаграмме изображается прямой линией, что следует из первых двух уравнений

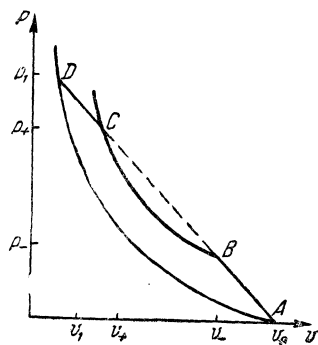


Рис. 6.

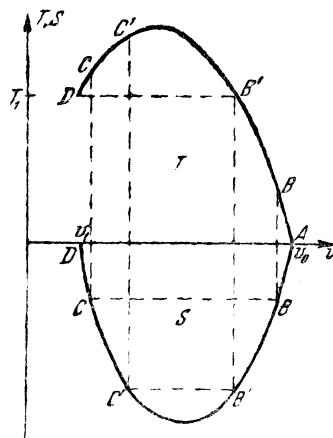


Рис. 7.

(5.1) (рис. 6), в которых отсутствует вязкий перенос импульса. Кривые $T(v)$ и $S(v)$ также могут быть получены из уравнений (5.1) (рис. 7).

*) Случай очень сильных волн будет рассмотрен несколько ниже.
 **) Это было отмечено В. А. Прокофьевым.

Зоне прогрева соответствуют непрерывные участки кривых $p(v)$, $T(v)$, $S(v) — AB$. В скачке уплотнения сжатие происходит по адиабате Гюгонио, связывающей промежуточные состояния B и C по обе стороны разрыва — состояние частицы скачком меняется от B до C , причем поток излучения S_0 в скачке уплотнения остается непрерывным в силу стационарности явления и ограниченности источников излучения. Зоне охлаждения излучением соответствуют непрерывные участки кривых CD .

Температура прогрева перед разрывом пропорциональна потоку излучения $S_0 \approx \sigma T_1^4$, выходящему с поверхности разрыва, и потому очень быстро увеличивается с возрастанием амплитуды волны или температуры за фронтом T_1 . Например, в воздухе при $T_1 = 50\,000^\circ$ $T_- = 4000^\circ$, а при $T_1 = 150\,000^\circ$ $T_- = 60\,000^\circ$.

При некоторой температуре за фронтом $T_1 = T_{кр}$ температура прогрева T_- достигает величины T_1 . Эта температура, равная примерно $300\,000^\circ$ для воздуха, может быть названа критической, ибо она разделяет два существенно различных случая структуры фронта (докритический случай $T_1 < T_{кр}$ был рассмотрен выше).

При критической амплитуде становятся сравнимыми в точке разрыва потоки энергии гидродинамической и излучения. В сверхкритической волне $T_1 > T_{кр}$ поток энергии излучения, ограниченный, согласно уравнениям гидродинамики, величиной порядка гидродинамического потока $D\rho_0 \varepsilon(T_1)$ и пропорциональный $T_1^{3/2}$ при постоянной теплоемкости, когда $\varepsilon \sim T$, становится меньше стефан-больцмановского потока σT_1^4 . Это происходит в результате компенсации односторонних потоков противоположного направления, каждый из которых имеет порядок σT_1^4 , ибо в отличие от докритического случая температура в зоне прогрева теперь высока, сравнима с T_1 , и в этой зоне не только поглощается, но и генерируется излучение. Плотность излучения в каждой точке зоны прогрева близка теперь к равновесной, соответствующей температуре точки, а температура мало меняется на расстоянии порядка пробега излучения, т. е. существует так называемое локальное термодинамическое равновесие, и перенос излучения имеет характер лучистой теплопроводности. Температура перед разрывом T_- никогда не может превысить температуру за фронтом T_1 , так как при этом плотность излучения перед разрывом была бы выше плотности за фронтом и поток за разрывом был бы направлен в противоположную сторону, что невозможно (поток в волне не меняет знака).

Строгое доказательство положения $T_- \leq T_1$, которое вместе с тем является доказательством необходимости разрыва, дано в работе⁶² на основе качественного исследования уравнений гидродинамики и излучения.

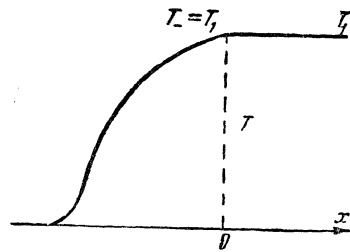


Рис. 8.

В приближении лучистой теплопроводности поток энергии излучения S пропорционален градиенту температуры и, следовательно, температура, в отличие от давления и плотности, непрерывна в волне: имеет место изотермический скачок (см. книгу Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица⁶⁵). Профиль температуры во фронте волны имеет вид, изображенный на рис. 8. Однако, как видно из диа-

грамм Tv и Sv , непрерывность температуры связана с разрывом потока в скачке уплотнения. Состояние перед разрывом изображается точкой B' , в которой $T_- = T_1$, а за разрывом сразу же наступает конеч-

ное состояние D с $T = T_1$. Это — следствие приближения лучистой теплопроводности, которое оставляет вне поля зрения эффекты, происходящие на расстояниях, меньших длины пробега излучения.

При более точном рассмотрении, в котором учитывается возможность отклонения плотности излучения от равновесной, изотермический скачок оказывается невозможным, так как в действительности непрерывен поток, тогда как температура терпит разрыв. При этом, как следует из диаграмм Tv и Sv , на которых состояние перед разрывом изображается поперечному точкой B' ($T_- \approx T_1$), за скачком уплотнения имеется пик температуры (точка C'). Действительный профиль температуры в волне представлен на рис. 9. Приближение лучистой теплопроводности просто срезает пик температуры (пунктир на рис. 9).

Как и следовало ожидать, толщина пика температуры оказывается меньше пробега излучения. В самом деле, излучательная способность охлаждающегося за разрывом газа, пропорциональная σT_1^4 , в сверхкритическом случае очень велика, и поэтому достаточно охлаждения малого по сравнению с пробегом слоя газа, чтобы дать требуемый поток излучения с поверхности разрыва, который много меньше σT_1^4 .

Можно показать⁶³, что в сверхкритическом случае оптическая толщина пика температуры $\Delta\tau$ имеет порядок $\left(\frac{T_{кр}}{T_1}\right)^{2,5}$, а оптическая тол-

щина зоны прогревания равна по порядку обратной величине $(T_1/T_{кр})^{2,5}$ *, так что геометрическая толщина ударной волны с температурой, скажем, $T_1 = 10^6$ градусов в воздухе оказывается весьма значительной, порядка нескольких сантиметров.

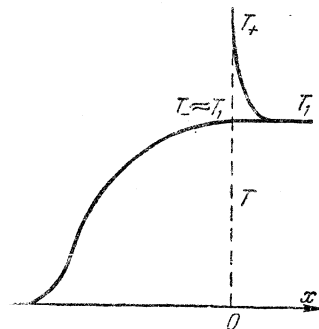


Рис. 9.

§ 6. ЯРКОСТЬ ФРОНТА УДАРНЫХ ВОЛН БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Оптический метод является одним из важнейших методов измерения высоких температур. Обычная методика заключается в сравнении степеней почернения, которые производит в фотопластинке свет, исходящий от излучаемого объекта и от эталонного источника. Для большей точности фотографирование производится обычно в узком интервале длин волн, так как изучаемый объект и эталонный источник, обладая разными температурами, имеют разные спектры испускания, и, кроме того, от длины волны зависит чувствительность фотоматериалов, что создает трудность при пересчете степени почернения на температуру. Оптический метод может быть применен и для измерения яркости поверхности фронта ударной волны. Если имеется уверенность в том, что поверхность фронта волны излучает как абсолютно черное тело, то по яркости можно непосредственно определить температуру за фронтом, т. е. амплитуду ударной волны, что важно не только для экспериментальных исследований, но и представляет большой практический интерес. Температуру, вычисленную по яркости фронта ударной волны в предположении, что последний излучает как абсолютно черное тело, принято называть эффективной. Опыт показывает, что в некотором интервале амплитуд эффективная температура действительно совпадает с истинной температурой за фронтом, которая может быть найдена с помощью ударной адиабаты путем измерения какого-либо другого параметра

*) При постоянной теплоемкости.

ударной волны, например, ее скорости или скорости газа за фронтом, что свидетельствует о том, что фронт волны излучает как абсолютно черное тело.

Однако при достаточно больших амплитудах яркость фронта проходит через максимум, а затем спадает и как бы достигает насыщения: увеличение амплитуды не приводит к возрастанию яркости и эффективной температуры. Эффект насыщения наблюдался Глазером⁶⁶ в аргоне, К. С. Вульфсоном, И. Ш. Либиным и Ф. А. Чарным⁶⁷ при импульсном разряде в инертных газах. И. Ш. Модель³⁰ нашел, что эффективные температуры ударных волн в воздухе, равные $\approx 8000^\circ$ и $\approx 11\,000^\circ$, весьма близки к истинным. В криптоне и ксеноне яркостные температуры оказались значительно ниже рассчитанных по ударной адиабатике. В этих лабораторных опытах не наблюдался предсказанный теорией максимум яркости, так как И. Ш. Модель производил измерения только при одной амплитуде волны.

Эффекты максимума и насыщения яркости фронта легко объясняются на основе изложенных в предыдущем параграфе представлений о структуре фронта сильных ударных волн. Большинство газов, в частности все одноатомные, при обычных температурах прозрачны для видимого света. Они поглощают непрерывный спектр квантов с энергией порядка 2—3 эв, которые лежат в видимой области, лишь при высоких температурах, главным образом, путем фотоэффекта с высоковозбужденных электронных уровней атомов (и молекул). Кванты с энергией $h\nu$ могут произвести фотоэффект только в тех атомах, в которых электроны находятся на уровнях, более высоких, чем $I - h\nu$, где I — потенциал ионизации атома. Поэтому коэффициент непрерывного поглощения света пропорционален бoльцмановскому фактору

$$\chi_\nu \sim \exp\left[-\frac{I - h\nu}{kT}\right] \quad (6.1)$$

и чрезвычайно сильно зависит от температуры при $kT \ll I - h\nu$. Например, в воздухе нормальной плотности при температуре $11\,000^\circ$ $\chi_\nu \approx 0,09$ 1/см (длина пробега $l_\nu = \frac{1}{\chi_\nu} \approx 11$ см), а при $20\,000^\circ$ $\chi_\nu \approx 60$ 1/см, $l_\nu \approx 0,017$ см (для красного света).

Поверхность разрыва в ударной волне не слишком большой амплитуды, при которой температурный пик за разрывом невелик, излучает как абсолютно черное тело температуры, близкой к температуре за фронтом T_1 . Кванты, большие потенциала ионизации I , поглощаются перед разрывом путем фотоэффекта с основных уровней, нагревая газ в области, ширина которой имеет порядок 10^{-1} — 10^{-2} см при нормальной плотности. Пока температура в зоне прогрева низка, видимый свет проходит через зону прогрева беспрепятственно, и эффективная температура излучения совпадает с истинной. Когда же температура в зоне прогрева становится настолько высокой, что длина пробега видимого света при такой температуре оказывается сравнимой с шириной прогретой области, последняя поглощает видимые кванты, излучаемые поверхностью разрыва, т. е. экранирует разрыв.

Более того, благодаря крайне резкому возрастанию поглощения видимого света с температурой экранировка в зоне прогрева возрастает значительно быстрее, чем интенсивность излучения разрыва при росте амплитуды, так что яркость и эффективная температура при этом быстро падают, пройдя через максимум. Температура за фронтом волны,

при которой начинается экранировка и к которой близка максимальная величина эффективной температуры, меняется от одного газа к другому в основном за счет сильной зависимости от потенциала ионизации. В воздухе эта температура по расчету ⁶⁴ равна примерно $90\,000^\circ$. При увеличении амплитуды волны вскоре после начала экранировки последняя возрастает настолько, что видимый свет, излучаемый высокотемпературной поверхностью разрыва, полностью поглощается перед разрывом. Это, однако, не означает, что яркость фронта падает до нуля. Дело в том, что в самой зоне прогрева также генерируется видимый свет. Поэтому яркость падает не до нуля, а до величины, соответствующей излучению зоны прогрева.

Детальное рассмотрение профиля температуры в волне спектра излучения, осуществляющего прогревание, и коэффициентов поглощения (см. ⁶⁴) показывает, что эффективная температура, пройдя через максимум, очень быстро приближается к определенному для каждого газа (слабо зависящему от начальной плотности) предельному значению, которое практически не меняется при неограниченном возрастании амплитуды волны. Для воздуха эта предельная яркость фронта соответствует эффективной температуре, близкой к $18\,000^\circ$.

Зависимость эффективной температуры фронта ударной волны в воздухе от истинной температуры за фронтом иллюстрируется рисунком 10. Прямая $T_{\text{эфф}} = T_1$ не доведена до нуля, так как при сравнительно низких температурах за фронтом ударной волны ниже $\approx 6000^\circ$ фронт перестает излучать как абсолютно черное тело, и равенство $T_{\text{эфф}} = T_1$ снова нарушается.

Яркость и эффективная температура фронта ударной волны теперь существенным образом зависят от конкретных условий: размеров области нагретого ударной волной воздуха, времени ее существования в нагретом состоянии. Весьма своеобразные оптические явления в ударных волнах с температурами за фронтом в несколько тысяч градусов наблюдаются при сильном (атомном) взрыве. Эти явления описаны в американской книге ²¹.

Распространяющаяся по воздуху сильная взрывная волна ярко светится, образуя так называемый огненный шар, поверхность которого совпадает с поверхностью фронта ударной волны. Эффективная температура огненного шара падает с течением времени в соответствии с уменьшением амплитуды ударной волны.

Однако, когда температура за фронтом волны уменьшается до $\approx 2000^\circ$, свечение фронта резко прекращается, и граница огненного шара, оторвавшись от фронта ударной волны, отстает от последнего. При этом огненный шар как бы снова начинает разгораться: яркость его поверхности, пройдя через минимум, возрастает. Это происходит в момент времени порядка 10^{-2} сек от начала взрыва. Яркость огненного шара возрастает до максимума и затем медленно (в течение времени порядка секунды) спадает; при этом невидимая ударная волна уходит уже далеко вперед от границы светящейся области.

На рис. 11 и 12 схематически изображены зависимость эффективной температуры огненного шара от времени и траектории огненного шара

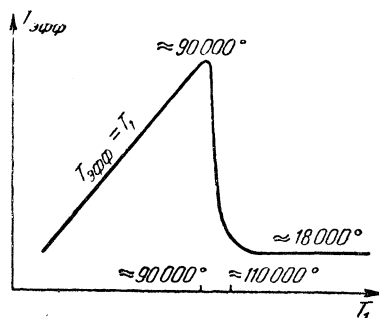


Рис. 10.

и ударной волны для взрыва с помощью $\sim 10^{21}$ эрг (кривые заимствованы из книги ²¹). Вопрос о свечении воздуха при температурах в несколько тысяч градусов и описанные явления теоретически были рассмотрены Ю. П. Райзером ^{68, 69*}).

Оказывается, что основным механизмом поглощения и излучения видимого света в воздухе при таких температурах является молекулярное поглощение образующейся в нагретом воздухе двуокиси азота. При температурах порядка нескольких тысяч градусов в воздухе идет интенсивная реакция сгорания азота, в результате чего образуется окись NO, концентрация которой достигает нескольких процентов. Примерно процент окиси быстро окисляется до двуокиси, концентрация которой, следовательно, имеет порядок 10^{-4} . Однако, несмотря на столь низкую концентрацию, в системе больших размеров двуокись азота сильно поглощает и излучает видимый свет ^{**}). Система молекулярных полос столь сложна и многообразна, что образует практически непрерывный спектр. Длина пробега света в воздухе оказывается порядка метра. Все другие мыслимые механизмы поглощения видимого света в воздухе при температурах $\sim 5000-2000^\circ$, как показывают оценки, играют незначительную роль ^{***}).

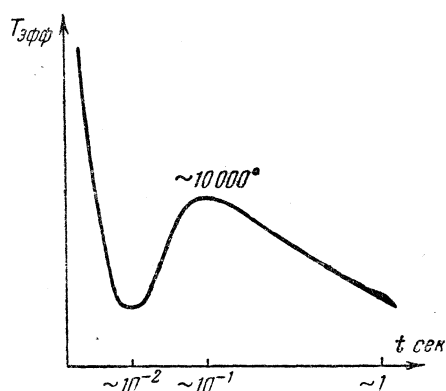


Рис. 11.

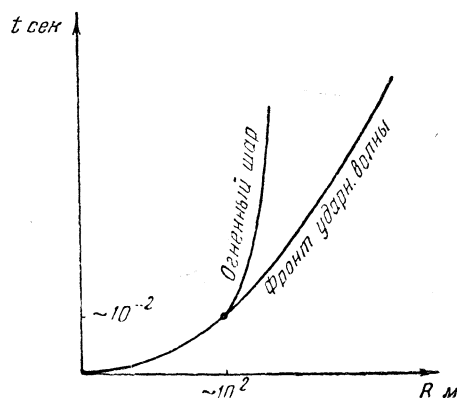


Рис. 12.

Рассмотренное выше поглощение света высоковозбужденными атомами и молекулами азота и кислорода, которое чрезвычайно резко зависит от температуры (см. формулу (6.1), характеризуется при $T \sim 5000^\circ$ длиной пробега, измеряемой километрами ^{****}).

Благодаря образованию двуокиси азота ударная волна светится вплоть до температуры за фронтом $\approx 2000^\circ$, однако эффективная температура фронта $T_{эфф}$ выше истинной T_1 , так как поглощение света за фронтом недостаточно велико и слой порядка нескольких метров за

*) См. примечание 2 при корректуре в конце статьи.

***) Холодная двуокись азота представляет собою темно-бурый, непрозрачный газ.

****) Молекулярные спектры O_2 , N_2 и NO лежат, как известно, в ультрафиолетовой области. Некоторый сдвиг спектров в красную сторону при высокой температуре не создает достаточного поглощения в видимой области. Так же мало и поглощение отрицательными ионами кислорода. Эти механизмы поглощения играют некоторую роль лишь при температурах выше 5000° .

*****) Молекулы окиси азота, обладающие значительно более низким потенциалом ионизации $I = 9,4$ эв, поглощают сильнее, чем азот и кислород, но тоже слабо при $T \sim 5000^\circ$. Поглощение окисью азота играет существенную роль при $T \sim 8000 - 6000^\circ$.

фронтом волны частично пропускает высокотемпературное излучение идущее из более глубоких слоев с высокой температурой порядка $10\,000^\circ$. (Как известно⁶¹, температура во взрывной волне быстро возрастает от периферии к центру.) Свечение прекращается при T_1 ниже $\approx 2000^\circ$, так как при столь низких температурах в слоях воздуха, захватываемых ударной волной, практически прекращается образование окислов азота.

Дело в том, что скорость реакции сгорания азота, которая была детально исследована теоретически и экспериментально Я. Б. Зельдовичем, П. Я. Садовниковым и Д. А. Франк-Каменецким⁷⁰, чрезвычайно резко падает с уменьшением температуры, и если характерное время образования заметной концентрации окиси при $T \approx 3000\text{--}4000^\circ$ составляет $\sim 10^{-4}\text{--}10^{-6}$ сек, то при $T \approx 2000^\circ$ оно уже порядка секунды, а при $T \approx 1700^\circ$ — порядка минут, т. е. значительно больше времени, в течение которого длится взрыв в воздухе. Причина «разгорания» огненного шара после момента минимума яркости состоит в следующем.

После того, как температура ударной волны достигла 2000° и во вновь захватываемых волной слоях воздуха окись и двуокись азота практически не образуются, полное количество уже образовавшейся двуокиси азота меняется сравнительно медленно*).

Вследствие гидродинамического разлета воздуха во взрывной волне это почти постоянное количество двуокиси распределяется по сферическому слою все большего и большего радиуса. Радиальная оптическая толщина слоя двуокиси непрерывно уменьшается и этот слой становится все прозрачнее для излучения идущего наружу из более глубоких слоев с более высокими температурами.

Эффективная температура огненного шара, однако, не поднимается выше $\approx 10\,000^\circ$ (температуры в максимуме яркости), так как слои воздуха с такой температурой чрезвычайно сильно поглощают видимый свет и совершенно непрозрачны для еще более высокотемпературного излучения, которое генерируется в центральной области.

§ 7. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ОТРЫВ ЭЛЕКТРОННОЙ И ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУР В УДАРНЫХ ВОЛНАХ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Выше, при изучении структуры фронта сильных ударных волн, мы везде оперировали макроскопическим понятием внутренней энергии газа и температурой, полагая, что вещество находится в термодинамическом равновесии в каждой точке волны и перераспределение энергии по степеням свободы не может внести существенных изменений в общий характер структуры фронта.

При более пристальном рассмотрении с учетом конечного времени обмена энергией между ионным и электронным газами в ударных волнах большой амплитуды, а так же в ударных волнах, распространяющихся по плазме, обнаруживаются интересные эффекты, связанные с большим различием масс электронов и ионов. Эти эффекты были рассмотрены в работе⁶² и независимо В. Д. Шафрановым⁷¹. Термодинамические равновесия в электронном и ионном газах устанавливаются очень быстро: известно, что время релаксации для установления максвелловского распределения по скоростям имеет порядок времени соударения. Обмен же

*) Постепенно вся окись в воздухе окисляется до двуокиси, однако этот процесс длится минуты и происходит уже после взрыва. Этой двуокиси (количество которой порядка ~ 100 тонн) обязан наблюдаемый коричневатый оттенок взрывного облака²¹.

энергией между электронами и ионами происходит значительно медленнее вследствие огромного различия масс электронов и ионов. Поэтому электронному и ионному газам можно приписать свои температуры T_e и T_i , которые, вообще говоря, отличаются друг от друга. Особенно резкое различие обеих температур возникает в скачке уплотнения.

Малейшее разделение электронного и ионного газов приводит к образованию мощных электрических полей, препятствующих разделению. Поэтому каждый элемент газа является электронейтральным, и сжатия ионного и электронного газов в скачке уплотнения одинаковы.

В системе координат, связанной с фронтом волны, в скачке уплотнения происходит необратимое превращение значительной части кинетической энергии гидродинамического движения в тепловую. В силу условия электронейтральности электронный газ тормозится в скачке точно так же, как и ионный; однако вследствие малой массы электронов кинетическая энергия макроскопического движения электронного газа чрезвычайно мала, поэтому и приращение энтропии электронов в скачке уплотнения также ничтожно мало. Если скачок температуры ионного газа в скачке уплотнения имеет порядок

$$k\Delta T_i \sim m_i D^2,$$

то скачок температуры электронного газа

$$k\Delta T_e \sim m_e D^2,$$

то есть в $\frac{m_i}{m_e}$ раз меньше. После прохождения частиц через скачок уплотнения обе температуры постепенно выравниваются и в конечном термодинамически равновесном состоянии достигают значения T_1 , которое следует из ударных соотношений для волны заданной скорости.

Ионная температура непосредственно за скачком уплотнения оказывается теперь выше той T_+ , которая получается в предположении бесконечной скорости обмена энергией между электронами и ионами, когда $T_e = T_i$. В самом деле, энергия гидродинамического движения в скачке уплотнения расходуется теперь только на повышение температуры ионов, но не электронов, т. е. теплоемкость газа за скачком уплотнения меньше обычной.

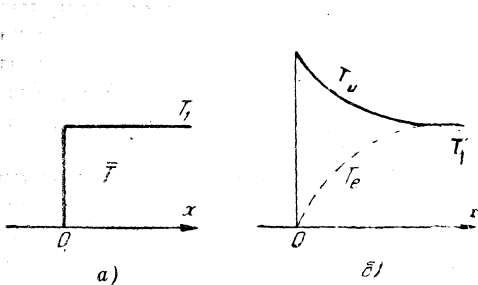


Рис. 13.

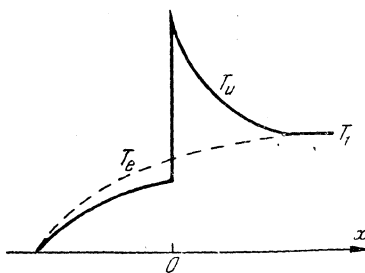


Рис. 14.

Если отвлечься от эффектов негидродинамического переноса энергии, т. е. от лучистой и электронной теплопроводности, то вместо ступенчатого профиля средней температуры газа (см. рис. 13, а) мы получили бы кривые ионной и электронной температур, изображенные на рис. 13, б.

С малостью массы электронов связан еще один эффект — большая электронная теплопроводность, которая значительно превышает ионную.

Электронная теплопроводность приводит к прогреванию электронного газа перед разрывом. Если не рассматривать переноса энергии излучением, профили обеих температур имели бы вид, изображенный на рис. 14; перед скачком ионная температура отстает от электронной в противоположность положению за разрывом; электронная температура непрерывна. Детальный расчет этой картины дан в работе В. Д. Шафранова⁷¹. Такой случай может осуществляться в условиях газа чрезвычайно малой плотности (и при малых размерах системы), когда излучение не успевает придти в равновесие с веществом за фронтом волны и плотность его значительно меньше равновесной, так что перенос энергии излучением ничтожен. В газах нормальной плотности, например в воздухе, как показывают оценки⁶⁴, лучистый перенос энергии превышает электронную теплопроводность.

Примечания при корректуре.

1. В недавно появившейся статье Петшека и Байрона⁷² рассматривается процесс установления ионизационного равновесия за фронтом ударной волны в аргоне и излагаются результаты соответствующих экспериментов.

Скорость ионизации электронным ударом лимитируется скоростью обмена энергией между ионным и электронным газами. В начале ионизации сразу за разрывом большую роль играют примеси, даже при высокой степени очистки аргона.

2. Совсем недавно была опубликована теоретическая работа Кивеля, Мейера и Бете⁷³, в которой рассматривается излучение света, образующееся в нагретом воздухе окисью азота.

Расчет интенсивностей разных частот молекулярного спектра излучения относится к интервалу температур 5000—10 000°, в котором излучение окисью азота является существенным.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. Mach, Akad. Wiss. Wien **93**, 1310 (1889).
2. E. L. Resler, S. C. Lin, A. Kantrowitz, J. Appl. Phys. **23**, 1390 (1952); сб. перев. Механика № 5 (1953).
3. A. Kantrowitz, Scient. Amer. **191**, 132 (1954).
4. B. W. Holder, Aeron. Res. Council. Curr. Papers, **1**, № 110 (1953).
5. A. Herzberg, W. Smith, J. Appl. Phys. **25**, 130 (1951).
6. Я. К. Гершаник, Я. Б. Зельдович, А. Н. Розловский, ЖФХ **24**, 85 (1950).
7. Я. Б. Зельдович, К. И. Щелкин, ЖЭТФ **10**, 569 (1940); А. В. Розе, Н. А. Кибель, Н. Е. Кочин, Теоретическая гидротехника, ч. II, ОНТИ, 1937.
8. К. П. Станюкович, Неустановившиеся движения сплошной среды, Гостехиздат, М., 1955.
9. R. H. Christian, F. L. Yarger, J. Chem. Phys. **23**, 2042 (1955).
10. О. И. Лейпунский, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **13**, 183 (1943).
11. C. D. Hendricks, M. E. Van Valkenburg, W. G. Clay, R. A. Davidson, Phys. Rev. **93**, 952 (1954).
12. W. A. Allen, J. S. Rinehart, W. C. White, J. Appl. Phys. **23**, 132 (1952); сб. перев. Механика, № 5 (1952).
13. А. Ф. Беляев, Сб. статей по теории ВВ, Оборонгиз, Москва, 1940.
14. R. W. Perry, A. Kantrowitz, J. Appl. Phys. **22**, 878 (1951).
15. Н. М. Геречкори, ЖЭТФ **21**, 493 (1951).
16. К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, ЖЭТФ **21**, 510 (1951).
17. R. G. Fowler, J. S. Goldstein, B. E. Clotfetrer, Phys. Rev. **82**, 879 (1951).
18. С. И. Драбкина, ЖЭТФ **21**, 473 (1951).
19. Koski, Luci, Shreffler, Willig, J. Appl. Phys. **23**, 1300 (1952).

20. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филиппов, Атомная энергия № 3, 76 (1956).
21. The Effects of Atomic Weapons, New York — London — Toronto, 1950.
22. R. N. Hollyer, A. C. Hunting, O. Laporte, E. Turner, Nature 171, 395 (1953).
23. H. Petschek, Rose, Glick, Кано, A. Kantrowitz, J. Appl. Phys. 26, 83 (1955).
24. H. Petschek, A. Kantrowitz, Phys. Rev. 98, 1141 (1955).
25. A. Michel-Levy, H. Muraour, F. Vassy, Rev. d'Opt. 20, 194 (1941).
26. L. Deffet, Explosifs 6, 9 (1953).
27. H. Muraour, M. Levy, Comptes Rendus 198, 825, 1499, 1760 и 2091 (1934).
28. H. B. Palmer, J. Appl. Phys. 27, 1105 (1956).
29. L. Deffet, R. Rucquoi, P. J. Vonde-Wouver, Photographie et cinematographie ultra-rapides. Paris-Dunod, 1956, стр. 267—274.
30. И. Ш. Модель, ЖЭТФ 32, 714 (1957).
31. Современное состояние аэродинамики больших скоростей, т. II, ИЛ, Москва, 1956, раздел IV.
32. G. R. Cowan, D. F. Hornig, J. Chem. Phys. 18, 1008 (1950).
33. G. R. Cowan, E. F. Greene, D. F. Hornig, J. Chem. Phys. 19, 427 (1951).
34. E. F. Greene, D. F. Hornig, J. Chem. Phys. 21, 617 (1953).
35. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, Acta Physicochim. USSR 18, 167 (1943).
36. Я. Б. Зельдович, И. Я. Шляпинтох, ДАН 65, 871 (1949).
37. T. Carrington, N. Davidson, J. Chem. Phys. 57, 418 (1953).
38. L. Meyerhoff, J. Aeron. Sci. 17, 775 (1950); сб. перев. Механика № 6, (1951).
39. В. В. Селиванов, ЖФХ 32, № 1 (1958).
40. В. А. Прокофьев, Ученые записки МГУ, вып. 172, Механика, стр. 79 (1954).
41. A. P. Sabol, Nat. Advis. Counc. Aeronaut. Tech. Notes, № 3091, 29 (1953).
42. Я. Б. Зельдович, Теория ударных волн и введение в газодинамику, Изд. АН СССР, 1946.
43. Rayleigh, Proc. Roy. Soc., A 84, 247 (1910).
44. R. Becker, Zeits. f. Physik 8, 321 (1922).
45. M. Morduchow, P. A. Libby, J. Aeron. Sci. 16, 674 (1949); сб. перев. Механика, № 1 (1950).
46. L. H. Thomas, J. Chem. Phys. 12, 449 (1944).
47. A. Herpin, Rev. Sci. 86, 35 (1948).
48. A. E. Puckett, H. J. Stewart, Quart. Appl. Mech. 7, 457 (1950).
49. R. Mises, J. Aeron. Sci. 17, 551 (1950); сб. перев. Механика № 3 (1951).
50. Lieber, Romano, Lew, J. Aeron. Sci. 18, 55 (1951); сб. перев. Механика № 1 (1952).
51. P. Gilbarg, D. Paolucci, J. Rat. Mech. Anal. 2, 617 (1953).
52. J. Bernard, J. Aeron. Sci. 18, 210 (1951); сб. перев. Механика № 4 (1952).
53. M. Roy, Comptes Rendus 218, 813 (1944).
54. P. A. Libby, J. Aeron. Sci. 18, 187 (1951); сб. перев. Механика № 4 (1952).
55. K. Zoller, Zeits. f. Phys. 130, 1 (1951); сб. перев. Механика № 6 (1952).
56. H. M. Mott-Smith, Phys. Rev. 82, 885 (1951); сб. перев. Механика № 1 (1953).
57. W. Griffith, D. Brickl, V. Blackman, Phys. Rev. 102, 1209 (1956).
58. Л. Д. Ландау, Phys. Zeits. USSR 1, 89 (1934).
59. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 16, 365 (1946).
60. J. W. Bond, Phys. Rev. 105, 1683 (1957).
61. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, 3 изд., Гостехиздат М., 1954.

62. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 32, 1126 (1957).
 63. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 32, 1528 (1957).
 64. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 33, 101 (1957).
 65. Л. Д. Ландау, Е. М. Ли́шиц, Механика сплошных сред, изд. 2, стр. 421, 1953.
 66. G. Glaser, Zeits. Naturforsch. 6a, 706 (1951).
 67. К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, Ф. А. Чарный, Изв. АН СССР, сер. физ. 19, 61 (1955).
 68. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 34 (1958).
 69. Ю. П. Райзер, ЖФХ 32 (1958).
 70. Я. Б. Зельдович, П. Я. Садовников, Д. А. Франк-Каменецкий, Окисление азота при горении, Изд. АН СССР, 1947.
 71. В. Д. Шафранов, ЖЭТФ, 1453 (1957).
 72. H. Petschek, S. Buron, Annals of Physics 1, 270 (1957).
 73. B. Kivel, H. Mayer, H. Bethe, Annals of Physics 2, 57 (1957).
 74. D. R. Davies, Proc. Phys. Soc. 61 2, 105 (1948).
-