

ГЛАВА IV

УДАРНЫЕ ТРУБЫ

§ 1. Использование ударной трубы для изучения физико-химической кинетики

В предыдущей главе говорилось о различных физико-химических процессах, которые протекают в газах при температурах порядка тысячи или нескольких тысяч градусов и выше, таких, как возбуждение молекулярных колебаний, диссоциация молекул, химические реакции, ионизация, испускание света. При этом мы рассматривали влияние этих процессов на термодинамические свойства газов, совершенно не интересуясь их кинетикой, скоростями реакций, временами установления термодинамического равновесия.

Между тем вопросы кинетики имеют большое, часто решающее значение, если общий газодинамический процесс протекает настолько быстро, что термодинамическое равновесие не успевает устанавливаться, и состояние газовых частиц является существенно неравновесным.

Особенно большую актуальность приобрели эти вопросы в связи с проблемами входа ракет и искусственных спутников в атмосферу, сверхзвуковых течений в мощных реактивных двигателях, сильных взрывов, мощных электрических разрядов и т. д.

В отличие от термодинамических свойств газов, которые сравнительно легко рассчитываются теоретическими методами, наши сведения об эффективных сечениях элементарных процессов и скоростях разнообразных физико-химических превращений черпаются главным образом из эксперимента. Наиболее удобным и широко применяемым в настоящее время инструментом для получения в лаборатории высоких температур и исследования физико-химических процессов в газах является ударная труба. Ударная труба служит для создания в газе ударной волны, которая и нагревает газ до нужной температуры^{*)}.

Как мы знаем, в скачке уплотнения первоначально холодный газ практически мгновенно нагревается до высокой температуры^{**)}, которую можно регулировать, меняя интенсивность ударной волны. Затем в нагретой газовой частице начинаются различные процессы: возбуждение молекулярных

^{*)} Существуют и другие способы получения ударных волн: при помощи взрывов, мощных электрических разрядов и т. д..

^{**)} Под «температурой» здесь понимается температура поступательных степеней свободы атомов и молекул.

колебаний, диссоциация, ионизация и т. д., роль и скорость которых зависят от температуры (и плотности). Постепенно эти релаксационные процессы приводят к установлению термодинамического равновесия, соответствующего амплитуде, ударной волны. Таким образом, за скачком уплотнения существует неравновесный слой (который можно включить в понятие фронта ударной волны), где разыгрываются релаксационные процессы; этот слой и подвергается исследованию на опыте. Теория позволяет связать распределения плотности и температуры в релаксационном слое со скоростями реакций, поэтому измерение распределений на опыте дает возможность определять скорости релаксационных процессов. (В некоторых случаях возможна и непосредственная регистрация кинетики реакции.)

Подробно о структуре релаксационного слоя во фронте ударной волны речь пойдет в гл. VII. В гл. VI будут рассмотрены различные физико-химические процессы, протекающие в нагретых газах, и оценены их скорости. Поскольку многие фактические данные о скоростях получены при помощи ударной трубы, представляется целесообразным предварительно познакомиться с тем, как работает это важное устройство.

Подчеркнем, что наше изложение преследующее чисто вспомогательную цель, будет чрезвычайно кратким. Оно ни в какой мере не отражает действительного объема экспериментальных работ, который поистине огромен. Для более подробного ознакомления с вопросами конструкции и работы ударных труб, а также с экспериментальными методами исследований и измерений различных величин можно рекомендовать обзорные статьи [1, 2] и книги [3, 4, 18, 19]. Там же читатель найдет и ссылки на оригинальные работы. Здесь эти ссылки немногочисленны и имеют более или менее случайный характер.

Мы не будем останавливаться на других методах получения высоких температур (см. [16]). Отметим только очень интересные работы Ю. Н. Рябинина [17] по адиабатическому сжатию газов. Газ в трубе сжимался летящим поршнем в сотни раз, до давлений в 10 000 *атм*, и адиабатически нагревался вплоть до температур $\sim 9000^\circ \text{K}$. С помощью созданной им установки Рябинин изучал термодинамические и оптические свойства л электропроводность высоконагретых газов.

§ 2. Принцип действия

Ударная труба представляет собой длинную трубу, обычно круглого или прямоугольного сечения, которая разделяется тонкой диафрагмой на две части. Одна из них, камера низкого давления, наполняется исследуемым газом. Во вторую часть, камеру высокого давления, нагнетается рабочий газ. Габариты трубы бывают различными. Обычно длина ее составляет несколько метров, а внутренний диаметр — порядка нескольких сантиметров. Длина камеры низкого давления в несколько раз больше длины камеры высокого давления. Давление исследуемого газа, как правило, не превышает атмосферного, а чаще всего ниже, порядка нескольких сантиметров ртутного столба. В камере высокого давления стараются создать возможно большее давление, порядка нескольких десятков или сотни атмосфер.

В нужный момент диафрагма с помощью специального устройства быстро разрывается и сильно сжатый рабочий газ устремляется в камеру

низкого давления. По исследуемому газу распространяется ударная волна, а по рабочему газу бежит волна разрежения. Профили давления до и после

разрыва диафрагмы, а также профиль температуры после разрыва диафрагмы, схематически изображены на рис. 4.1. На рисунке не показаны детали распределения величин во фронте ударной волны, который представлен в виде «классического» скачка. После того как ударная волна достигает конца трубы, обычно закрытого неподвижной крышкой, она отражается и бежит навстречу рабочему газу. Давление и температура в отраженной ударной волне резко подскакивают по

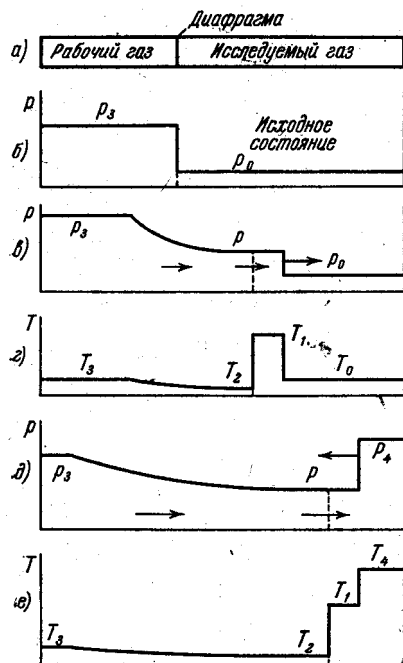


Рис. 4.1. Действие ударной трубы. а) Схема трубы перед работой; б) профиль давления перед разрывом диафрагмы; в) профили давления и температуры в некоторый момент t_1 после разрыва диафрагмы; г) профили давления и температуры в момент t_1 после отражения ударной волны от закрытого конца трубы. Все профили даны схематически. Стрелки у скачков показывают направления распространения ударной волны. Другие стрелки показывают направления.

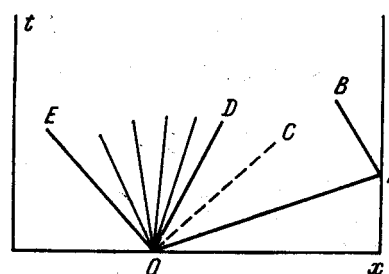


Рис. 4.2. x, t -диаграмма для движения в ударной трубе, показанного на рис. 4.1. OA — ударная волна, OC — контактный разрыв, веер между OE и OB — волна разрежения в рабочем газе, AB — отраженная ударная волна.

сравнению со значениями в падающей волне. Газ в отраженной ударной волне неподвижен относительно стенок трубы, x, t -диаграмма процесса изображена на рис. 4.2.

§ 3. Элементарная теория ударной трубы

Параметры падающей ударной волны легко оценить, рассматривая распад произвольного начального разрыва (см. § 24, гл. 1). Будем считать для простоты, что исследуемый и рабочий газы обладают постоянными показателями адиабаты γ и γ' соответственно, и будем рассматривать только сильные ударные волны^{*)}. Припишем величинам в невозмущенном исследуемом

^{*)} Предполагается также, что массой диафрагмы можно пренебречь, т. е. рассматриваются времена, когда ударная волна охватывает достаточно большую массу исследуемого газа.

газе индекс «0», величинам за фронтом ударной волны — индекс «1», величинам в рабочем газе, прошедшем через волну разрежения, индекс «2» и величинам в невозмущенном волной разрежения рабочем газе — индекс «3». По формулам (1.111) для сильной ударной волны имеем

$$\varrho_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \varrho_0, \quad p_1 = \frac{2}{\gamma+1} \varrho_0 D^2, \quad u_1 = \frac{2}{\gamma+1} D, \quad p = \frac{R}{\mu} \varrho T \quad (4.1)$$

(μ — молекулярный вес исследуемого газа).

На контактной границе между двумя газами давление и скорость непрерывны, так что $p_2 = p_1 = p$, $u_2 = u_1 = u$ (плотность и температура на контакте испытывают разрыв). Контактная граница, которая движется со скоростью u , служит «поршнем», толкающим ударную волну. По известной формуле (см. § 10 гл. 1) скорость рабочего газа, прошедшего через волну разрежения, равна

$$u = \frac{2}{\gamma'-1} (c_3 - c_2) = \frac{2}{\gamma'-1} c_3 \left(1 - \frac{c_2}{c_3}\right), \quad (4.2)$$

причем скорости звука c_2 и c_3 связаны между собой условием адиабатичности расширения:

$$\frac{c_2}{c_3} = \left(\frac{p}{p_3}\right)^{\frac{(\gamma'-1)}{2\gamma'}}.$$

Выражая $p = p_1$ через $u = u_1$ по формулам (4.1), получим уравнение, из которого можно найти скорость «поршня» при известных начальных значениях параметров:

$$\frac{u}{c_3} = \frac{2}{\gamma'-1} \left\{ 1 - \left[\frac{\gamma'(\gamma'+1)}{2} \frac{\varrho_0}{\varrho_3} \frac{u^2}{c_3^2} \right]^{\frac{\gamma'-1}{2\gamma'}} \right\}. \quad (4.3)$$

Скорость звука $c_3 = \left(\gamma' \frac{R}{\mu'} T_3 \right)^{1/2}$, где (μ' — молекулярный вес рабочего

газа. Интенсивность ударной волны полностью определяется скоростью

«поршня» u . В частности, температура за фронтом равна $T_1 = \frac{\gamma-1}{2} \mu \frac{u^2}{R}$.

Наиболее мощная ударная волна при прочих равных условиях образуется, если отношение начальных плотностей ρ_0/ρ_3 исчезающе мало, так что рабочий газ после разрыва диафрагмы вытекает практически в вакуум, с максимальной скоростью истечения

$$u_{\max} = \frac{2}{\gamma'-1} c_3 = \frac{2}{\gamma'-1} \left(\gamma' \frac{R}{\mu'} T_3 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.4)$$

Соответствующий верхний предел температуры за фронтом ударной волны равен

$$T_{1\max} = \frac{2\gamma'(\gamma-1)}{(\gamma'-1)^2} \frac{\mu}{\mu'} T_3. \quad (4.5)$$

Из последней формулы видно, что для создания высоких температур нужно, применять легкий рабочий газ, причем наиболее высокие температуры возникают в тяжелых одноатомных газах (чем меньше тепло-

емкость, тем больше величина $\gamma-1=R/\mu c_V$, которая стоит в числителе формулы (4.5)).

Выгоднее всего применять в качестве рабочего газа водород ($\mu' = 2$, $\gamma' = 7/5$, $T_{1\max} = 8,75 (\gamma-1)\mu T_3$); работают также и с гелием ($\mu' = 4$, $\gamma' = 5/3$, $T_{1\max} = 1,87 (\gamma-1)\mu T_3$).

Достижение максимально возможной скорости (4.4) требует исключительно малого отношения начальных плотностей газов ρ_0/ρ_3 (чрезвычайно большого перепада давлений p_3/p_0). При реальных значениях перепада давлений исследуемый газ оказывает существенное «сопротивление» истечению рабочего газа и скорость u , вычисленная по уравнению (4.3), оказывается в несколько раз меньше скорости истечения в пустоту. Еще резче снижается температура в ударной волне.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть рабочим газом служит водород, а исследуется аргон ($\mu=40$, $\gamma=5/3$). Начальные температуры обоих газов одинаковы и равны комнатной: $T_0 = T_3 = 300^\circ\text{K}$. Отношение начальных давлений $p_3/p_0=7600$, скажем, $p_0=5$ мм рт. ст., $p_3=50$ атм. Получим: $u = 2,78$ км/сек, $D = 3,7$ км/сек, число Маха $M=D/c_0=11,5$, $T_1 = 41$ $T_3 = 12$ 300°K , $p_1 = 164$ $p_0 = 2,1$ атм. Верхний предел скорости $u_{\max} = 6,65$ км/сек^{*)}.

На самом деле температура в ударной волне будет немного ниже 12 300°K , так как при такой температуре уже играют некоторую роль затраты энергии на ионизацию аргона, что несколько снижает эффективный показатель адиабаты аргона γ . Для более точных расчетов нужно пользоваться фактической ударной адиабатой газа с учетом ионизации. Значения скорости газа u , вычисленные по уравнению (4.3), а также значения скорости фронта, давления, внутренней энергии в ударной волне мало чувствительны к предположениям относительно термодинамических свойств исследуемого газа. Вычисление же температуры без учета затрат энергии на ионизацию, диссоциацию и т. д. может дать сильно завышенные цифры.

При исследовании воздуха в ударной трубе с водородом в качестве рабочего газа получают скорости фронта до 4 км/сек (числа Маха порядка 12) и температуры за фронтом ударной волны порядка 4000°K . Существуют различные способы увеличения эффективности ударной трубы, позволяющие несколько повысить параметры ударной волны. В частности, выгодно увеличивать начальную температуру рабочего газа T_3 (см. формулу (4.5)). Для этого в качестве рабочего газа часто используют взрывчатую смесь водорода с кислородом (смесь обычно разбавляют Легким нейтральным газом — гелием). В нужный момент смесь поджигается и в результате реакции рабочий газ оказывается нагретым. Таким путём получают в воздухе скорости D порядка 5 км/сек (числа Маха порядка 15) и температуры порядка 6000°K . Разработаны конструкции ударных труб с переменным сечением и др. (см. [4]).

Вычислим теперь параметры отраженной ударной волны, по-прежнему считая, что теплоемкость и показатель адиабаты постоянны. Параметрам отраженной волны припишем индекс «4», параметрам падающей — «1», как и раньше. Воспользуемся формулой (1.69), связывающей разности давлений, удельных объемов и скоростей по обе стороны фронта ударной волны. Разность скоростей, которая представляет собой скорость движения газа за

^{*)} Вычисление $T_{1\max}$ по формуле (4.5), которая для показателя адиабаты $\gamma = 5/3$ дает 70 000°K , не имеет смысла, так как при столь высоких температурах существенную роль играет ионизация и фактическая температура гораздо ниже.

фронтом относительно газа перед фронтом, в падающей и отраженной волнах одинакова. Полагая, что падающая волна сильная, получим отсюда уравнение

$$u^2 = (p_4 - p_1)(V_1 - V_4) = p_1(V_0 - V_1).$$

Уравнение ударной адиабаты (1.76) для отраженной волны (которая не является сильной) имеет вид

$$\frac{V_4}{V_1} = \frac{\gamma(\gamma+1)p_1 + (\gamma-1)p_4}{(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_4}.$$

Замечая, что $V_0/V_1 = (\gamma+1)/(\gamma-1)$ и исключая из этих двух уравнений V_4/V_1 , найдем отношение давлений на фронте отраженной волны p_4/p_1 , после чего вычислим отношения плотностей и температур. Получим

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{3\gamma-1}{\gamma-1}, \quad \frac{\rho_4}{\rho_1} = \frac{\gamma}{\gamma-1}, \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{3\gamma-1}{\gamma}. \quad (4.6)$$

При численной оценке нужно проявлять известную осторожность. Дело в том, что в отраженной волне температуры обычно столь высоки, что теплоемкость газа вследствие диссоциации, ионизаций и т. д. не постоянна. Строго говоря, параметры отраженной волны следовало бы рассчитывать, пользуясь реальными термодинамическими функциями: газа. Однако для грубой оценки можно воспользоваться формулами (4.6), выбрав для показателя адиабаты некоторое эффективное значение. В разреженном газе в области диссоциации или ионизации можно принять для оценки, например, $\gamma = 1,20$. Это дает: $p_4/p_1 \approx 13$, $\rho_4/\rho_1 \approx 6$, $T_4/T_1 \approx 2,17$. В тяжелых одноатомных газах можно получить в отраженной: ударной волне десятки тысяч градусов. В воздухе при начальном давлении $p_0 = 10$ мм рт. ст. и скорости падающей волны $D \approx 5$ км/сек, когда $T_1 \approx 5800^\circ$ К, $\rho_1/\rho_0 \approx 10$, в отраженной волне $T_4 \approx 8600^\circ$ К, $\rho_4/\rho_1 \approx 7$ (эти данные получены с учетом реальных термодинамических свойств). Реальный процесс в ударной трубе протекает гораздо сложнее, чем это рисуется идеализированной схемой, изложенной выше. Ударная волна становится стационарной не сразу после разрыва диафрагмы, а лишь спустя некоторое время. Играть роль трение о стенки, взаимодействия с пограничным слоем, особенно в отраженной ударной волне, неравномерность нагрева по сечению трубы, потери энергии через стенки и на излучение (при очень высоких температурах), перемешивание газов: у контактного разрыва и многие другие эффекты (см. об этом [2, 4, 5, 19]; там же имеются ссылки на многие оригинальные работы).

§ 4. Электромагнитные ударные трубки

Ударные трубы, в которых ударная волна в исследуемом газе получается при внезапном расширении первоначально сжатого рабочего газа, широко применяются для исследования различных высокотемпературных процессов. Однако максимальные скорости ударной волны (числа Маха), а следовательно, и температуры, которые достигаются даже в усовершенствованных конструкциях, основанных на указанном принципе, весьма ограничены.

В последнее время были предложены новые типы ударных труб, в основе которых лежат иные принципы. В этих устройствах, которые часто называют электромагнитными или магнитными ударными трубками, для создания интенсивных ударных волн используются эффекты нагревания газа при электрическом разряде и ускорения его под действием магнитных сил.

Ранняя конструкция, предложенная Фаулером с сотрудниками [6], представляет собой Т-образную трубку, изображенную на рис. 4.3. Трубка наполняется исследуемым газом под низким давлением, порядка миллиметра ртутного столба. В перекладину «буквы Т» введены электроды и через газ разряжается конденсаторная батарея. Газ в разряде быстро нагревается до высокой температуры и под действием высокого давления с большой скоростью выплескивается в «вертикальную» трубку, толкая перед собой ударную волну.

В отличие от трубки Фаулера, где электрический разряд используется как средство быстрого нагревания газа, в Т-образной трубке, построенной Колбом [7] для ускорения газа — плазмы, используется явление электромагнитного взаимодействия токов. Шина, по которой течет возвратный ток в электрической цепи разряда, максимально приближена к разрядной части трубки, как показано на рис. 4.4. Как известно, параллельные проводники с противоположно направленными токами отталкиваются друг от друга. Это можно рассматривать как результат воздействия магнитного поля одного тока на проводник с другим током. Сила, действующая на единицу объема проводника с током, определяется векторным произведением плотности тока $\mathbf{j}$ и напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$: $\mathbf{f} = \ell/c [\mathbf{j} \mathbf{H}]$ (магнитная проницаемость плазмы очень близка к единице). Эта сила перпендикулярна к направлениям тока и магнитного

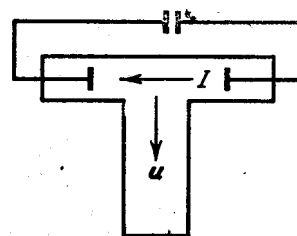


Рис. 4.3. Схема Т-образной трубки Фаулера

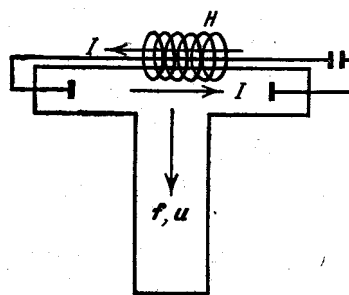


Рис. 4.4. Схема электромагнитной трубки Колба.

В данном случае магнитное поле возвратного тока, текущего по шине, отталкивает плазму с текущим пр ней разрядным током в сторону вертикальной трубки, дополнительно ускоряя ее. Как говорят, на плазму действует «магнитный поршень». Плазма выплескивается в вертикальную трубку с еще большей скоростью, создавая в последней еще более-мощную ударную волну, чем в отсутствии магнитного поля. Размеры магнитной ударной трубки невелики: радиус примерно 1,5 см, длина вертикальной части — 12 см. В одном из типичных опытов Колба трубка наполнялась дейтерием с начальным давлением 0,7 мм рт. ст. Емкость конденсаторной батареи составляла $C = 0,52 \text{ мкф}$, она заряжалась до $V = 50 \text{ кВ}$. Как показала осциллограмма разрядного тока, частота разряда равнялась $V = 700 \text{ кгц}$. При этих параметрах была достигнута максимальная скорость ударной волны, $D = 90 \text{ км/сек}$ (на расстоянии 3,5 см от разрядной части трубки). Волна ослабляется по мере распространения, например, на расстоянии 9 см скорость ее падает до 75 км/сек. Температура за фронтом ударной волны при $D = 90 \text{ км/сек}$ равна примерно $120\,000^\circ \text{ К}^*)$.

^{*)} Эта температура вычислена по скорости фронта при помощи ударной адиабаты с учетом эффектов диссоциации и ионизации, но без учета потока излучения с фронта, так как он мал вследствие прозрачности газа.

Убедимся при помощи простой оценки в том, что магнитная сила при указанных параметрах действительно может разогнать плазму до такой высокой скорости. Без учета затухания (которое невелико) разрядный ток с момента пробоя изменяется по синусоидальному закону $I = I_{\max} \sin \omega t$, где ($\omega = 2\pi\nu$, а $I_{\max} = V (C/L)^{1/2} = VC\omega$ (L — самоиндукция контура, в данном случае равная $0,1 \text{ мкГн}$). Максимальный ток равен $I_{\max} = 115000 \text{ а} = 1,15 \cdot 10^6 \text{ с/10 единиц СГСЭ}$. Ток I , текущий по шине, создает на расстоянии r от нее магнитное поле $H = 2I/cr$. В качестве среднего расстояния между шиной и плазмой можно принять радиус трубки. Магнитное поле действует на плазму как поршень с давлением $H^2/8\pi$. Скорость u , которую приобретает плазма под действием такого давления, определяется очевидным соотношением

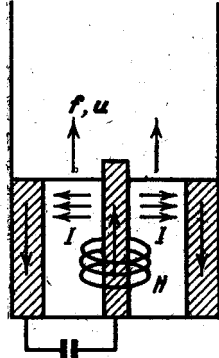


Рис. 4.5. Схема трубки Холева и Полтавченко. Электроды заштрихованы.

$H^2/8\pi \approx \rho u^2$, где ρ — плотность; отсюда $u = H/\sqrt{8\pi\rho} = I/cr \sqrt{2\pi\rho}$. В качестве I возьмем средний ток $I = (I^2)^{1/2} = I_{\max}/\sqrt{2}$. Подставляя в формулу для скорости $r = 1,5 \text{ см}$, $\rho = 0,74 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$ (это — плотность дейтерия при давлении $p_0 = 0,7 \text{ мм рт. ст.}$ и комнатной температуре) и величину тока, получим $u = 80 \text{ км/сек}$. Таким образом, магнитный поршень разгоняет плазму до скорости порядка наблюдаемой ($D_{\max} \approx 90 \text{ км/сек}$). Заметим, что время действия Магнитного поршня, которое порядка $t \approx r/u \approx 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$, меньше четверти периода разряда $T/4 \approx 1/4\nu$

$= 3,6 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$. Весь процесс ускорения плазмы происходит в первую четверть периода разряда, пока ток не вырастает до максимального значения. В сделанном расчете мы пренебрегали ускорением за счет чисто теплового расширения плазмы, нагретой разрядным током. Оценки показывают, что действительно основную роль в ускорении играет магнитное давление, а не тепловое. Для увеличения магнитного давления, действующего на плазму, в некоторых опытах к магнитному полю возвратного тока (которое при $I = I_{\max}/\sqrt{2} = 80\,000 \text{ а}$ и $r = 1,5 \text{ см}$ равно примерно $11\,000 \text{ э}$) добавлялось еще и внешнее магнитное поле того же направления ($\sim 15\,000 \text{ э}$). В T-образной трубке Колба очень важно получить большую скорость нарастания тока и большую амплитуду тока (высокую частоту разряда), т. е. нужно принимать специальные меры для максимального уменьшения самоиндукции контура^{*)}.

По принципу «магнитного поршня» действует и другая трубка, построенная С. Р. Холевым и Д. С. Полтавченко [9], схема которой показана на рис. 4.5. Разрядный ток течет в радиальном направлении между электрода-

^{*)} Укажем на работу [8], авторы которой получали интенсивные ударные волны в T-образной трубке, наполняемой водородом и гелием, и исследовали свечение нагретого газа в спектральных линиях.

ми, одним из которых служит стержень, расположенный на оси трубки, а другим — цилиндр вблизи поверхности трубки. Радиальный ток разряда взаимодействует с concentрическим магнитным полем тока, текущего по центральному электроду. Пондеромоторная сила направлена вдоль оси трубки и ускоряет плазму в этом направлении. Вдоль трубки распространяется ударная волна. Характерным является выбрасывание плазмы из межэлектродной области, отрыв ее от «дна» трубки под влиянием магнитного поля, которое действует подобно поршню.

Эксперименты ставились с воздухом. Наиболее интенсивная ударная волна с числом Маха $M \approx 250$, $D \approx 80$ км/сек, $T_1 = 130\,000^\circ$ К была получена при следующих параметрах: $C = 2400$ мкф, $V = 5$ кВ, $I \approx 560\,000$ А (трубки делались из плексигласа и имели диаметр от 2 до 5 см и длину от 50 до 90 см). Волна довольно быстро затухает при распространении по трубе. Слабо затухающие ударные волны, но зато меньшей амплитуды ($D < 10$ км/сек), получены на установке С. Р. Холева и Л. И. Крестниковой [10].

Принцип действия описанной выше трубки С. Р. Холева и Д. С. Полтавченко имеет много общего с принципом действия кольцевой трубки, построенной Патриком [11].

Иозефсоном [12] описана трубка с коническим насадком. К цилиндрической трубе присоединяется конический насадок (рис. 4.6). На конце его расположен центральный электрод. Вторым электродом служит кольцо на стыке цилиндрической и конической частей трубки. По образующим конуса идут шины возвратного тока. При разряде происходит магнитное сжатие плазмы к оси — «пинч-эффект» причем радиальное сжатие начинается у центрального электрода и постепенно охватывает слои, более близкие к центральному. Затем нагретая сжатая плазма выбрасывается в цилиндрическую трубку, образуя в ней ударную волну. В работе [13] такая трубка применялась для разгона сильно разреженного воздуха до скоростей порядка 12 км/сек ($M \approx 40$, $T_1 \approx 12\,000^\circ$ К) и исследования обтекания моделей, имитирующих головки ракет.

Более подробно с вопросами конструкции электромагнитных ударных трубок и работы с ними можно познакомиться в сборнике переводов [14].

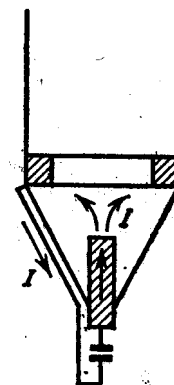


Рис. 4.6. Схема трубки с коническим насадком. Электроды заштрихованы.

§ 5. Методы измерений различных величин

К настоящему времени разработаны и широко применяются разнообразные методы наблюдения быстротекающих процессов в ударных трубках и измерения различных величин: скорости фронта ударной волны, плотности, температуры и др. Описанию этих методов и изложению полученных с их помощью результатов посвящена обширная литература. Со многими вопросами можно познакомиться в книгах [3, 4, 18, 19] и обзорах [1, 2]; там же имеются многочисленные ссылки на журнальные статьи.

Мы здесь не будем останавливаться на детальном рассмотрении методов эксперимента и только коротко перечислим основные из них. При этом мы придерживаемся в основном классификации методов, принятой в обзоре [2].

1. *Высокоскоростная фотографическая съемка.* Газодинамический процесс можно фотографировать либо благодаря собственному свечению газа, нагретого до высокой температуры, либо в свете постороннего источника. Разработаны и применяются камеры, которые позволяют производить киносъемку быстропротекающих процессов с частотой вплоть до миллионов кадров в секунду^{*)}. Широко применяется также метод фоторазвертки, при котором пучок света, отражаясь от вращающегося зеркала, непрерывно бежит по пленке, так что движущийся светящийся объект (скажем, фронт ударной волны) описывает на пленке непрерывную наклонную линию. По наклону линии, можно определить скорость движения объекта.

2. *Измерение плотности.* Измерение распределения плотности газа в неравновесном слое за скачком уплотнения имеет особо важное значение, так как распределение плотности связано со скоростями релаксационных процессов (см. гл. VII). Именно таким способом были в основном определены скорости возбуждения колебаний и диссоциации молекул при высоких температурах.

Для измерения распределения плотности применяется главным образом интерференционный метод, в основе которого лежит тот факт, что коэффициент преломления газа изменяется при изменении его плотности. На изменении коэффициентов преломления при движении сжимаемого газа основаны и другие важные оптические методы наблюдения поля течения: шлиреуметод и теневой. Однако наиболее точные количественные данные по распределению плотности дает интерференционный метод^{**)}.

В работах Хорнига и др. [3] распределение плотности во фронте слабых ударных волн определялось по отражению света от поверхности фронта. Начальная плотность газа подбиралась так, чтобы толщина фронта ударной волны была сравнима с длиной волны света. При этом условии коэффициент отражения зависит от толщины переходного слоя и распределения плотности (т. е. коэффициента преломления) в нем. Таким образом были измерены толщины фронта и скорости возбуждения вращений молекул в слабых ударных волнах.

Распределение плотности газа измерялось также по рассеянию электронного пучка, по поглощению рентгеновских лучей.

3. *Измерение концентрации компонент газа.* В ряде случаев, когда в неравновесном слое за скачком уплотнения протекает диссоциация молекул или химическая реакция, можно непосредственно следить за изменением концентрации определенных частиц. Это обычно возможно, если какие-нибудь частицы обладают резко выраженным по сравнению с другими частицами поглощением света. Так, например, изучалась диссоциация молекул брома и йода. в ударной волне, диссоциация молекул кислорода и т. д. Молекулы брома и йода сильно поглощают видимый свет, тогда как их атомы не поглощают его; молекулы кислорода обладают характерной системой полос поглощения в ультрафиолетовой области (см. гл. V).

4. *Измерение испускания и поглощения света.* Во многих работах производились спектральные измерения интенсивности испускания света газом, нагретым ударной волной. Зная плотность газа и температуру, можно таким

^{*)} Ссылки на работы советских ученых и конструкторов — создателей уникальных высокоскоростных камер в гл. XI.

^{**) Указанные оптические методы, в которых используется свет от постороннего источника обычно применяются при не слишком высоких температурах, когда собственное свечение нагретого газа мало.}

образом определить лучеиспускательную способность при разных температурах и в разных участках спектра. Свет обычно регистрируют фотографическими методами или при помощи фотоумножителей. По лучеиспускательной способности с помощью закона Кирхгофа (см. гл. V) можно найти и коэффициент поглощения света в нагретом газе. Коэффициенты поглощения иногда измеряют и непосредственно, по ослаблению пучка света от постороннего источника при прохождении через газ.

5. *Измерение температуры.* Для измерения высоких температур чаще всего применяют оптические методы. Литература по методам оптической пирометрии огромна. Рекомендуем, в частности, сборник переводов [15]; см. также обзор [16].

6. *Измерение концентрации электронов и электропроводности.* Для измерения степени ионизации газа и концентрации электронов в ударной волне часто пользуются методом зондов Лэнгмюра, который обычно применяется при изучении газовых разрядов. Применяется также метод поглощения и отражения микрорадиоволн. Измеряется концентрация электронов и по свечению газа (например, интенсивность рекомбинационного свечения пропорциональна квадрату концентрации электронов). Применяются магнитные методы, в частности, основанные на эффекте вытеснения движущейся плазмой внешнего магнитного поля; вытеснение зависит от электропроводности. Определив электропроводность, можно вычислить концентрацию электронов.

7. *Измерение давления.* Давление чаще всего измеряют при помощи пьезоэлектрических датчиков с чувствительным элементом из титаната бария.

8. *Измерение скорости фронта ударной волны.* Проще всего измерять скорость, регистрируя тем или иным методом моменты прохождения ударной волной определенных сечений в трубе, отстоящих друг от друга на известных расстояниях. Для регистрации пользуются пьезодатчиками давления, ионизационными датчиками, различными электроконтактными датчиками и др.

Очень большие скорости, которые получаются в электромагнитных ударных трубках, обычно измеряют при помощи фоторазвертки (см. п. 1).