

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.601.1

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ *)*А. Колб и Г. Грим*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	83
2. Газодинамическое рассмотрение	84
3. Плоские ударные волны	89
4. Мощные цилиндрические ударные волны	97
5. Установление равновесия в плазме	104
6. Экспериментальная проверка справедливости уравнений Рэнкина—Гюгонио в обычных ударных трубах	110
7. Плазма за ударной волной как термический излучатель	117
Цитированная литература	128

1. ВВЕДЕНИЕ

В результате интенсивного труда многочисленных исследователей ударная труба, по общему признанию, сделалась мощным средством исследования высокотемпературных высокоскоростных газовых потоков. Мы будем в основном рассматривать ударную трубу как устройство для точного определения свойств атомов и не будем обсуждать молекулярные процессы в подробностях. Будут рассмотрены вероятности переходов атомов (f -числа) и уширение линий (константы затухания и форма контуров линий). Зная точные значения этих величин, можно также получить сведения об атомных и ионных волновых функциях. В отдельных разделах в дальнейшем ударная труба будет рассматриваться именно как средство для таких измерений. По-видимому, нет нужды доказывать желательность точных измерений подобного рода. Однако в силу особой важности для астрофизики мы можем для примера указать, что установление структуры звездной атмосферы, химических условий (например, водородно-гелиевое отношение) и звездных масс решающим образом зависит от знания f -чисел и контуров спектральных линий.

Существует обширная литература, посвященная приложению ударной трубы к изучению таких проблем, как приготовление плазмы для магнитогидродинамических исследований, физики пограничного слоя, измерения энергий ионизации и диссоциации, различных аэродинамических задач, релаксационных явлений, предварительного нагрева плазмы для термоядерных изысканий, структуры фронта волны при низких плотностях и т. д. В настоящей статье мы не ставили своей задачей дать исчерпывающий исторический обзор этой обширной области физических исследований; такой обзор мог бы составить материал целой книги. Поэтому

*) Alan C. Kolb and Hans R. Griem, High-Temperature Shock Waves, в сб. Atomic and Molecular Processes, ed. by D. Bates, Interscience, N. Y., 1962, стр. 141. Перевод Е. Т. Антропова.

пришлось решительно ограничить число литературных ссылок и четко определить границы данной статьи.

Для того чтобы критическим образом обсуждать потенциальные возможности ударной трубы, необходимо коснуться также экспериментального определения свойств плазмы. Существенно, чтобы было возможно сопоставить спектроскопическим наблюдениям и определенные электронные и ионные концентрации, а также и температуру плазмы, известные с достаточной точностью. Поскольку степень ионизации, а также заселенности атомных и ионных возбужденных состояний в сильной степени определяются температурой, необходимость измерения ее с относительно высокой степенью точности весьма существенна. Так как понятие температуры имеет смысл только при наличии локального равновесия, желательны выяснение тех условий, которые необходимы для установления равновесия между возбужденными состояниями и между различными ионизованными компонентами, а также и с поступательными степенями свободы.

В дополнение к этим центральным вопросам об определении свойств плазмы и свойств атомов требуется также некоторое газодинамическое рассмотрение для того, чтобы оценить в полной мере значение ударной трубы как инструмента исследования. Поскольку для высокотемпературных ударных волн в последнее время было обнаружено, что взаимодействие между излучением и газодинамическими явлениями играет значительную роль, этому вопросу будет также уделено внимание, хотя следует признать, что полной ясности в этом вопросе на сегодня еще нет. По-видимому, влияние излучения весьма важно для ускорения установления равновесия за сильными ударными волнами, а также для объяснения механизма переноса энергии перед распространяющимся ударным фронтом в магнитной ударной трубе. Ввиду этих фундаментальных затруднений здесь будет приведено лишь простейшее газодинамическое рассмотрение. Следует еще раз подчеркнуть, что данная область потребует еще значительных усилий для своего исследования как с точки зрения теории, так и эксперимента. Поэтому большая часть наших замечаний относительно отклонения от обычной газодинамической теории будет носить характер предположений, порой довольно смелых.

Поскольку одна из основных задач статьи заключается в рассмотрении возможностей создания высокотемпературного термического источника для изучения свойств атомов, мы будем широко использовать результаты экспериментальной работы Морской исследовательской лаборатории США, Мерилендского, Мичиганского и Кильского университетов, с которыми авторы знакомы в наибольшей степени. Во всяком случае совершенно ясно, что ударная труба только лишь начинает входить в обиход прецизионных измерений, и цель этого краткого обзора заключается в том, чтобы выделить те области исследования, которые обещают сравнительно скорый выход из тех, которые пока что поняти недостаточно и понимание которых необходимо для развития техники ударных труб.

2. ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

2.1. Соотношения для ударных волн с учетом ионизации

Состояние плазмы за сильной ударной волной может быть, в принципе говоря, определено на основании законов неразрывности, количества движения и сохранения энергии. Поскольку детальное описание теории ударных волн дано во многих руководствах ^{26, 123, 146, 134, 101}, мы

ограничимся здесь лишь суммированием основных соотношений, которые описывают движение ударных волн, достаточно сильных для создания ионизации. Эти соотношения приобретают особенно простой вид в случае, если времена релаксации для диссоциации, ионизации, возбуждения и поступательных степеней настолько малы, что можно рассматривать лишь равновесные состояния.

Как будет показано в гл. 6, равновесные соотношения в точности соответствуют параметрам нагретого газа (при достаточно высоких его плотностях), измеренным после релаксационного периода. Этот факт оправдывает применение равновесных соотношений в вычислениях и делает ударную трубу пригодной для использования в качестве термического источника света (гл. 7).

Временно пренебрегая эффектами релаксации, предварительного нагрева и возбуждения и предполагая наличие равновесного состояния за ударной волной, запишем обычные уравнения сохранения для плоской волны, распространяющейся в первоначально покоящийся газ, например гелий:

$$N(V - u) = N_0V, \quad (1)$$

$$NM(V - u)^2 + P = N_0MV^2 + P_0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{2}M(V - u)^2 + H = \frac{1}{2}MV^2 + H_0, \quad (3)$$

где $N = N^0 + N^+ + N^{++}$ — плотность (число частиц) за фронтом волны и N_0 — первоначальная плотность, V — скорость ударной волны, u — скорость потока, M — атомный вес гелия, P — давление и H — удельная энтальпия на один атом (нейтральный, однажды или дважды ионизованный) за ударной волной, P_0 и H_0 — соответствующие величины перед ударной волной. Давление можно записать в виде

$$P = kT(N^0 + 2N^+ + 3N^{++}), \quad (4)$$

и энтальпия дается выражением

$$H = \frac{5}{2}(1 + \alpha + 2\varrho)kT + (1 - \alpha - \varrho)\bar{E}_0 + \alpha(\bar{E}_+ + \chi^0) + \varrho\chi^+, \quad (5)$$

где $\alpha \equiv N^+/N$ — степень однократной ионизации и $\varrho \equiv N^{++}/N$ — степень двукратной ионизации. χ^0 и χ^+ — энергии ионизации нейтрального и однажды ионизованного атомов.

Энергии возбуждения нейтрального атома и однократно ионизованного атома выражаются через статистические суммы с отбрасыванием малых членов (см., например, ¹⁴⁹), что приводит к слабой зависимости от плотности:

$$\bar{E}_0 = \frac{\sum_n \chi_n^0 g_n^0 \exp(-\chi_n^0/kT)}{\sum_n g_n^0 \exp(-\chi_n^0/kT)}, \quad (6a)$$

$$\bar{E}_+ = \frac{\sum_n \chi_n^+ g_n^+ \exp(-\chi_n^+/kT)}{\sum_n g_n^+ \exp(-\chi_n^+/kT)}. \quad (6b)$$

Эти уравнения были численно разрешены, например, для аргона (Реслер с сотрудниками ¹²³), гелия (Фанев с сотрудниками ³⁹, Сей ¹³⁴), водорода (Тёрнер ¹⁴⁷, ¹⁴⁸) и для инертных газов при малых степенях ионизации (Ниблетт и Кенни ¹¹⁴) (см. рис. 1, воспроизведенный из этой статьи).

В случае неполной однократной ионизации за ударной волной и если ионизация в области перед волной отсутствует, отношение плотностей

дается соотношением $[(4P/P_0) + 1]/[(P/P_0) + 4 - 2\alpha\chi^0/kT]$; можно видеть, что для больших перепадов давления и малой степени ионизации предельное значение отношения плотностей равно 4. Если ионизация значительна, отношение плотностей на фронте может превзойти 4 — значение, которое является максимальным для равновесного газа, имеющего

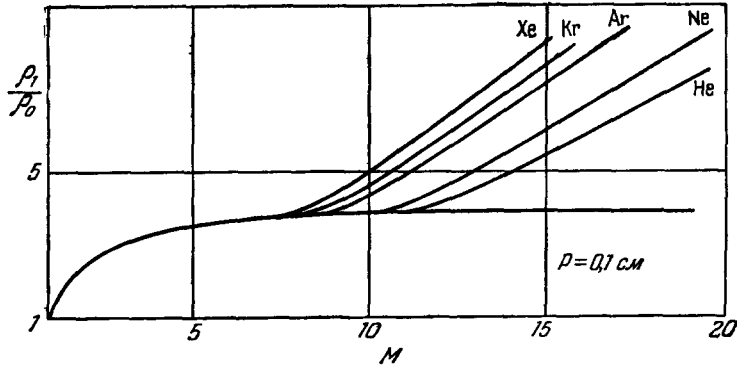


Рис. 1. Отношение плотностей ρ_1/ρ_0 в функции числа Маха для случая благородных газов.

$T_0 = 296^\circ \text{K}$, $P_0 = 1$ мм рт. ст. Ионизация ведет к отношению плотностей, большему 4 (по 114).

лишь поступательные степени свободы. Температура также не возрастает столь резко, как в случае идеального газа, поскольку должна быть затрачена энергия на возбуждение, ионизацию и диссоциацию в случае молекулярного газа.

2.2. Приближение сильных ударных волн

Положение еще более упрощается (предел сильных волн), если температуры и плотности за ударной волной столь велики, что можно пренебречь давлением и энтальпией перед ударным фронтом, т. е. в невозмущенном газе. Предполагается, что газ перед фронтом ударной волны не был предварительно нагрет (например, опережающей радиацией, как это обсуждается в п. 5.3).

Если однократная ионизация почти полная ($\alpha = 1$), но число дважды ионизованных атомов невелико ($p \ll 1$), то в случае приближения сильных волн, т. е. пренебрегая H_0 и P_0 , а также энергией возбуждения, можно получить

$$V = \left(\frac{2kT}{M}\right)^{1/2} \frac{4 + \frac{\chi^0}{kT}}{\left(3 + \frac{\chi^0}{kT}\right)^{1/2}} \left[1 + \frac{3 + \frac{1}{2} \frac{\chi^0 \chi^+}{(kT)^2} + \frac{\chi^+}{kT} + \frac{5}{4} \frac{\chi^0}{kT}}{\left(4 + \frac{\chi^0}{kT}\right) \left(3 + \frac{\chi^0}{kT}\right)} \varrho \right] \quad (7)$$

и

$$\frac{N^+}{N_0} = \left(4 + \frac{\chi^0}{kT}\right) \left(1 + \frac{\frac{\chi^+}{kT} - \frac{3}{2} \frac{\chi^0}{kT} - 4}{4 + \frac{\chi^0}{kT}} \varrho \right). \quad (8)$$

Степень вторичной ионизации определяется уравнением Саха (см. п. 7.2) с $N_e \approx N^+$ и T , полученным из (7) при $\varrho = 0$. Поправка на вторую иони-

зацию в (7) приводит к 10%-ному возрастанию скорости волны для температур ~ 4 эв, вместе с тем поправочный член, содержащий q в (8), оказывается полностью пренебрежимым. Плотность электронов может быть получена из (8) (без поправочного q -члена) и из условия квазинейтральности:

$$N_e = \left(4 + \frac{\chi^0}{kT} \right) (1 + 2q) N_0. \quad (9)$$

На рис. 2 представлено несколько кривых скорость — температура для гелия, полученных в приближении сильных волн с учетом и без учета влияния вторичной ионизации. Приведены также результаты численных расчетов по Рэнкину — Гюгонио, выполненных Фаневым и др.³⁹, без использования приближения сильных волн, но с учетом влияния однократной ионизации. Вторичная ионизация и энергия возбуждения в этих вычислениях не учитывались. Экспериментальные точки относятся к опытам Мак-Лина с сотрудниками¹⁰⁵, жирный участок кривой нанесен с учетом предварительного нагрева опережающим излучением (п. 5.3); температуры за падающей и отраженной ударными волнами в водороде и дейтерии, рассчитанные Колбом^{88, 89} в приближении сильных волн, представлены на рис. 3.

Для температур и электронных плотностей, обычно встречающихся в большинстве случаев, члены в уравнении энтальпии (5), которые включают энергии возбуждения \bar{E}_0 и \bar{E}_+ , обычно малы (см. оценки у Визе и др.¹⁵⁷) по сравнению с членами, содержащими энергии ионизации. Поэтому эти члены полностью пренебрежимы по сравнению с неопределенностями (связанными с опережающим излучением, см. п. 5.3), возникающими при применении теории приближения сильных волн к магнитной ударной трубе, где приближение сильных волн следует считать справедливым. Однако при достаточно высокой точности измерений эти члены должны учитываться при использовании обычных ударных труб, когда обычные соотношения Рэнкина — Гюгонио, по-видимому, приложимы во многих случаях (гл. 6). Следует ожидать, что для магнитных ударных труб обычные уравнения ударной волны, как они приведены выше, справедливы в пределе при больших плотностях, когда средний свободный пробег опережающего излучения (п. 5.3) достаточно мал, так что газ перед фронтом не возбуждается заранее. Таково как раз положение

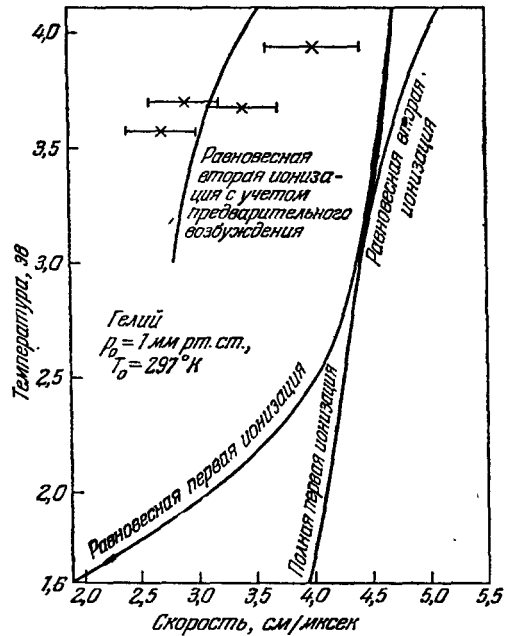


Рис. 2. Температура в зависимости от скорости, полученная из модифицированных уравнений Рэнкина — Гюгонио путем расчета в приближении сильных волн, за исключением кривой, обозначенной «первая равновесная ионизация», в случае которой были приняты во внимание величина энтальпии и давления газа перед фронтом. В случае кривой, помеченной «вторая равновесная ионизация», первая ионизация является уже полной. Точки относятся к данным эксперимента (по 105).

в случае сильных ударных волн, распространяющихся в гелии или водороде при начальном давлении порядка 10 мм рт. ст. или более ³³ *).

В экспериментах Элтона с магнитной ударной трубой измерены столь высокие плотности электронов, как 10^{19} см⁻³, за отраженной волной. Плотность определялась по сплошному излучению, полученные значения согласуются в пределах ошибок опыта с расчетными, полученными на основе соотношений Рэнкина — Гюгонио. При столь высоких плотностях ионизационное время релаксации составляет около 10^{-12} сек, а электронное время релаксации еще короче. В данном случае имеется полная возможность рассматривать явления ударной волны как равновесные.

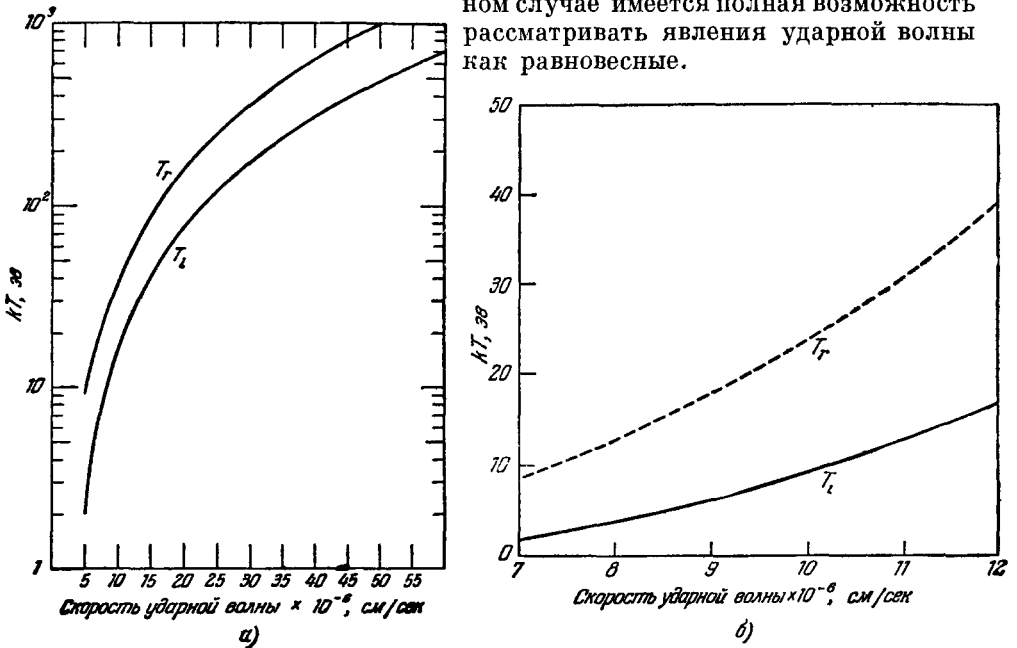


Рис. 3. а) Температура за падающей T_i и отраженной T_r ударными волнами в функции скорости ударной волны для дейтерия, вычисленная в приближении сильных волн (по ⁸⁸). Предварительным возбуждением газа перед фронтом пренебрегается. б) То же для водорода (обозначения, как на рисунке а).

При меньших плотностях, порядка 10^{17} ионов/см³, в гелии (Мак-Лин и др. ¹⁰⁵), а также в водороде (Визе и др. ^{157, 158}) было показано, что равновесие устанавливается за времена порядка 10^{-7} сек. Однако в данном случае влияние опережающего излучения, по-видимому, должно быть значительным, так как средний свободный пробег излучения резонансных линий HeII или атомарного водорода соизмерим с размерами ударной трубы. Температуры ударной волны составляли в этом случае около 40 000° К (в гелии) или 20 000° К (в водороде), а продолжительность высокотемпературного потока была около 1 мксек.

Различные эксперименты такого сорта показывают, что, по-видимому, магнитная ударная труба может быть применена для создания плаз-

* *) В появившейся недавно работе Клуноб (Phys. Fluids 6 (5), 679 (1963)) описываются эксперименты с Т-образной ударной трубой электромагнитного типа при начальном давлении от 0,1 до 10 мм рт. ст. Исследовались различные газы воздух, азот, аргон, гелий, водород. Обнаружено, что при достаточно низком давлении (~1 мм рт. ст.) фронт волны и контактная поверхность практически совпадают и состояние плазмы за фронтом не может быть описано с помощью уравнений Рэнкина — Гюгонио. (Прим. перев.)

мы, состояние которой может быть описано с привлечением понятия о равновесии и для которой газодинамические уравнения приложимы при условии правильного учета опережающего излучения и магнитных полей рассеяния. Гораздо сложнее обстоит дело с описанием свойств плазмы, образованной высокоскоростной цилиндрической ударной волной, движущейся в частично ионизованном газе в магнитном поле (гл. 4). В этом случае микропроцессы, ведущие к установлению равновесия, должны рассматриваться детально и предстоит решить еще много задач для полного понимания процессов нагрева и ионизации для сильных ударных волн при наличии токов большой мощности, низких электронных плотностей и при временах релаксации промежуточной величины.

3. ПЛОСКИЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

3.1. Обычные ударные трубы

Ударные трубы, применяемые для получения высокотемпературных газов, естественным образом разделяются на три группы: 1) обычные (источником энергии является камера высокого давления), 2) взрывного типа и 3) электрические. Обычные ударные трубы были впервые

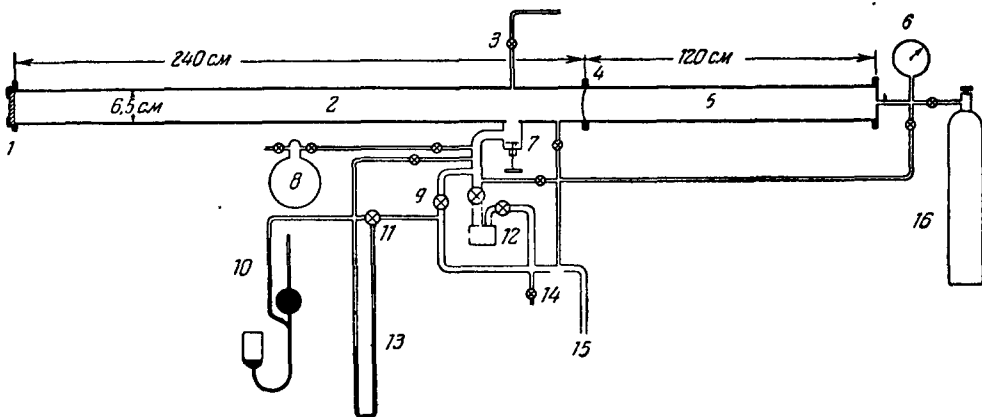


Рис. 4. Схема мичиганской ударной трубы (по 146).

1 — Смотровое окно; 2 — камера низкого давления; 3 — выпускной вентиль; 4 — диафрагма; 5 — камера высокого давления; 6 — точный манометр; 7 — быстродействующий клапан; 8 — инертный газ; 9 — двухходовой вентиль; 10 — манометр Мак-Леода; 11 — трехходовой запорный вентиль; 12 — масляный диффузионный насос; 13 — дибутилфталатный манометр; 14 — выпускной вентиль; 15 — баллон с водородом (или гелием).

применены Реслером с сотрудниками ¹²³ для изучения самосветящихся ударных волн в Корнелле, а также в Мичиганском университете (Холлиер с сотрудниками ^{74, 73}, Тёрнер ¹⁴⁶). В этих трубах камера высокого давления отделена от канала низкого давления диафрагмой (рис. 4). После разрушения диафрагмы расширение газа высокого давления приводит к образованию ударной волны в газе низкого давления. Газ, нагретый ударной волной, отделен от толкающего газа контактной поверхностью, движущейся со скоростью потока. Сравнительно большие газовые объемы (несколько литров) могут быть нагреты до температур порядка 15 000° К при давлениях от ~0,1 до 10 атм. Продолжительность такого эксперимента составляет от 10 до 1000 мксек в зависимости от параметров ударной трубы, температур и т. д. Детальный обзор теории и условий работы обычной ударной трубы был выполнен Глассом и Холлом ⁴⁸. Последующее

изложение послужит для напоминания лишь некоторых существенных деталей и в дальнейшем в основном мы будем иметь дело с ударными волнами, достаточно сильными для того, чтобы произвести ионизацию.

Параметры ударной трубы Мичиганского университета являются типичными (Тренор¹⁴¹). Она имеет поперечное сечение $4,0 \times 7,0 \text{ см}^2$, расширительную камеру длиной 240 см , камеру высокого давления 120 см , и рабочие давления водорода в ней составляют от 30 до 50 атм . В некоторых случаях применялись давления до 700 атм , и в настоящее время

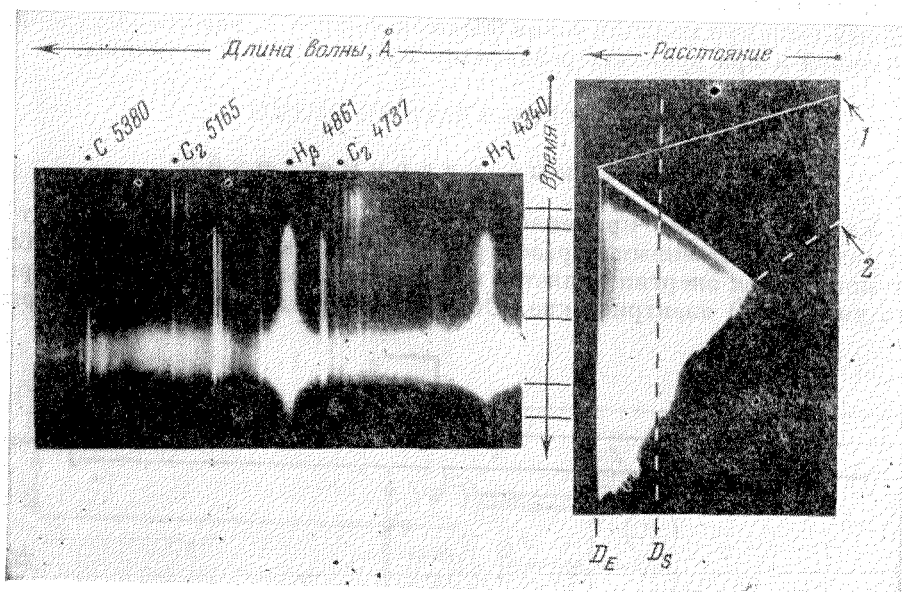


Рис. 5. Эмиссионный спектр, скоррелированный с фоторазверткой для отраженной ударной волны в неоне с $0,1\% \text{ CH}_4$.

Бальмеровские линии сохраняют постоянную ширину и интенсивность в течение $\sim 50 \text{ мксек}$. За отраженной волной ясно видна зона релаксации. Падающая волна заметна лишь на оригинале снимка, на данной репродукции она добавлена чертежными средствами (по 102). 1 — Падающая волна; 2 — контактная поверхность.

в Корнелльской авиационной лаборатории (Тренор¹⁴¹) готовятся эксперименты с нагретым водородом в качестве толкающего газа при давлениях до 2100 атм . При давлении 1 см рт. ст. неона в расширительном канале могут быть получены ударные волны, движущиеся со скоростью от $2,5$ до $3,5 \text{ мм/мксек}$; они пробегают трубу за время около одной миллисекунды. Ударная волна отражается и отходит от закрытого конца трубы со скоростью, составляющей $0,5$ от начальной. Отраженная волна движется в сжатом неоне, поток которого имеет скорость $0,75$ от первоначальной. Газ за отраженной волной почти останавливается; сжимается еще сильнее и нагревается до температур от 8000 до $15\,000^\circ \text{ К}$. Теперь этот газ может быть применен для измерения f -чисел и исследования уширения спектральных линий.

Все перемещения волны могут быть сфотографированы с помощью камеры с вращающимся барабаном или зеркальной разверткой, поскольку газ ярко светится. Типичная фотографическая развертка, представленная на рис. 5, сопоставленная с развернутой во времени спектрограммой, позволяет проследить все наиболее существенные моменты. Излучение от фронта падающей волны состоит из полос молекул C_2 и CN , которые образуются в трубе из органических паров (Тёрнер^{144, 145}, Роза¹²⁷).

Это излучение очерчивает фронт очень резко, и из таких фотографий может быть очень точно получена скорость ударной волны. В исследованиях,



Рис. 6. Падающая и отраженная волны в ксеноне, видна область задержки свечения за фронтом падающей волны.

Временная ось направлена справа налево. Свечение за отраженной волной появляется до прибытия фронта свечения падающей волны. Падающая ударная волна на этой фоторазвертке невидима (снимок Е. Тёрнера).

проведенных в Мичиганском университете с чистым неоном, эти полосы не наблюдались, пока не вводилась добавка CH_4 (обычно около 0,1%).

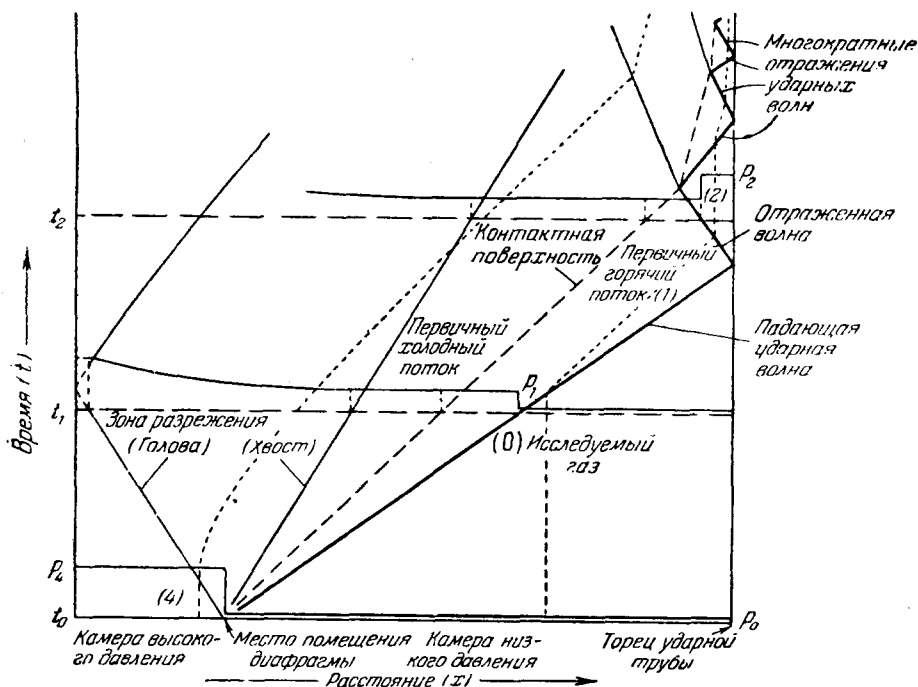


Рис. 7. Движение ударных волн и частиц газа соответственно по идеальной теории одномерной ударной трубы, как это описано в тексте.

ρ , p и u — соответственно плотность, давление и скорость потока (по 102).

Концентрация загрязняющих примесей в этих экспериментах оказывала решающее влияние на наблюдаемые времена релаксации (Грин ⁵⁴, Файрбэрн и Гейдон ^{35, 36}, Чаратис и др. ¹⁹, Чаратис и Уилкерсон ¹⁸).

За отраженной волной наблюдается темная область, соответствующая времени ионизационной релаксации. Это явление также очень хорошо заметно при наблюдении первичной ударной волны в ксеноне, где сплошное излучение очень сильно (рис. 6) (Тёрнер¹⁴⁶, Глоэрсен⁵⁰). В результате многократных взаимодействий ударной волны с контактной поверхностью высокотемпературное излучение гасится холодным толкающим газом — водородом.

Все характеристики обычной ударной трубы могут быть удобно представлены с помощью $x - t$ -диаграммы (рис. 7). Ось x представляет длину ударной трубы. Движение элемента объема газа представлено пунктирными линиями. Элемент объема газа движется в потоке за падающей волной, затем останавливается после прохождения через него ударной волны, отраженной от закрытого конца трубы. Расширяющийся толкающий газ расположен слева от разделительной линии.

Описанная картина составлена на основе расчета по идеальной теории, не учитывающей влияния пристеночного слоя, потерь на излучение, влияния неидеальности газа и т. д. Практически линии потока не являются прямыми, и могут наблюдаться довольно значительные отклонения от идеальной картины. Эти вопросы рассмотрены в дальнейшем.

3.2. Ударные трубы взрывного действия

Одно из ограничений обычной ударной трубы заключается в том, что она действует эффективно лишь в случае, когда отношение скоростей звука в разгоняющем и разгоняемом газах достаточно велико. Твердые или газообразные взрывчатые вещества могут быть применены с целью повышения этого отношения и произведения температур от 10 000 до 20 000° К (Шреффлер и Кристиан¹³⁵, Кристиан и др.²¹, Кристиан и Яргер²⁰, Сей¹³⁴), при давлениях гораздо более высоких, чем в обычной ударной трубе. Сэй¹³⁴ возбуждал этим методом спектр гелия при расчетных температурах около 20 000° К и исследовал уширение спектральных линий за счет окружающих ионов и электронов (см. ¹⁶⁰, Баранжер, гл. 13 и п. 7.4). В этих экспериментах разгоняющий газ и диафрагма были заменены блоком мощного взрывчатого вещества, которое обеспечивало ударные волны требуемой силы. Возбуждение столь сильных волн в гелии с обычной трубой затруднительно ввиду малого атомного веса (высокой скорости звука) гелия и относительно низкой скорости звука в толкающем газе, даже если это водород. Непосредственные температурные измерения в области за первичной и отраженной ударными волнами в ударных трубах взрывного типа пока не производились.

3.3. Электрические (магнитные) ударные трубы

В настоящее время целый ряд разновидностей электрических ударных труб применяется для получения плазмы, нагретой ударной волной до температур выше 20 000° К. В этих трубах могут быть получены числа Маха в диапазоне от 20 до 200. Энергия и импульс сообщаются газу за счет омического нагрева от мощного импульса тока и действия лоренцовских сил, которые возникают между токами в плазме и магнитными полями. Давление, эквивалентное магнитному полю, скажем 100 000 гс, составляет около 100 атм; оно и играет роль камеры высокого давления с диафрагмой или взрывчатых веществ, обсуждавшихся ранее. Мы будем в основном называть такие трубы магнитными ударными трубами, поскольку подвод энергии через магнитное ускорение, как правило, гораздо больше, чем вследствие только одного омического нагрева.

3.3.1. Т-образные трубы. Ударные волны, возбужденные разрядами между двумя электродами, расположенными у одного конца Т-образной трубы и последующим расширением омически нагретого газа в боковой канал, впервые были изучены Фаулером и др.⁴³⁻⁴⁵. Таким путем оказалось возможным достигнуть температур до 30 000° К. Для повышения энергии, запасенной в плазме, применяют проводник обратного тока, перпендикулярный к боковому каналу и параллельный пути тока через газ (рис. 8). Таким путем получается быстро возрастающее магнитное поле и сила Лоренца $[I, H]$, которая еще сильнее ускоряет плазму. При использовании высоких напряжений и малоиндуктивных цепей удавалось разгонять дейтериевую плазму до скоростей 15 см/мксек, соответствующих энергиям ионов порядка 100 эв (Колб^{88, 89}).

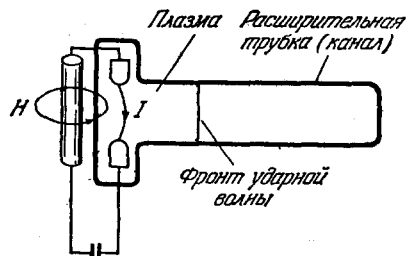


Рис. 8. Магнитная (Т-образная) ударная труба (рис. 2 из⁹⁴).

Вслед за этими первоначальными экспериментами, проведенными с целью выяснения возможностей магнитного ускорения плазмы для получения потоков при высоких числах Маха, такие трубы были применены для создания и спектроскопического исследования равновесной плазмы при высоких плотностях (10^{17} электронов/см³) и температурах до ~40 000° К в гелии и ~20 000° К в водороде (Мак-Лин и др.¹⁰⁵, Визе и др.^{157, 158}, Колб^{93, 94, 95}). Цель этих экспериментов заключалась в том, чтобы показать чисто спектроскопическими средствами, что газ, нагретый

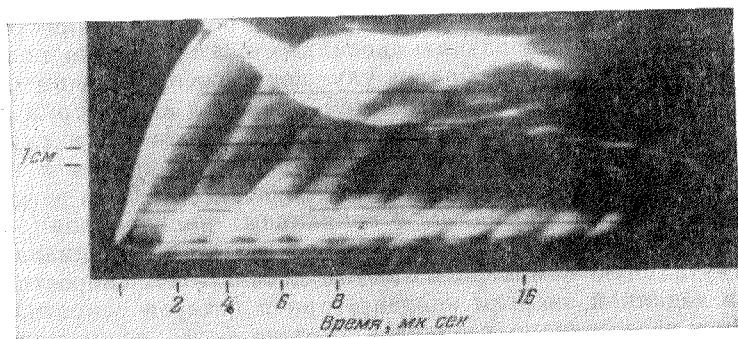


Рис. 9. Типичная фотография временной развертки ударной волны в магнитной Т-образной трубе (28 кв, 0,8 мкф, 500 гц, 3,6 мм рт. ст.) (по⁸⁸).

ударной волной, находится в локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) (см. гл. 5). В настоящее время проводятся эксперименты, в которых равновесные гелиевая и водородная плазмы, полученные в Т-образной трубе, будут использованы в качестве источника излучения для исследования f -чисел и ударного уширения.

Типичная фоторазвертка явления магнитного ускорения плазмы показана на рис. 9. Светящийся фронт ударной волны отчетливо виден, хорошо различима также волна, отраженная от закрытого конца трубы (сверху на фотографии). Последовательные ударные волны, наблюдающиеся после первичной, образуются вследствие колебательных электрических процессов в LC-цепи. Наклон светящегося фронта сначала быстро

возрастает под действием магнитного ускорения и затем быстро убывает вследствие радиационного и пристеночного охлаждения. Более медленное затухание выше по трубе характерно для волны взрывного типа (Гаррис ⁶⁷), так как энергия запасается в тонком (по сравнению с длиной трубы) слое газа возле электродов за времена, малые по сравнению со временем распространения ударной волны вдоль трубы. Зону релаксации можно наблюдать за падающей волной только у конца трубы.

3.3.2. Трубы с коническим пинчем (рис. 10) была применена гидромагнитная имплозия *) плазмы для получения гидродинамического истечения через полый электрод. Скотт и др. ¹³³, Иозефсон ⁷⁷, Скотт и Венцель ¹³² и позже Иозефсон

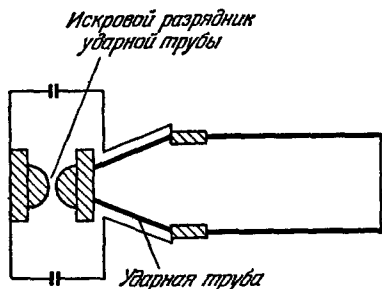


Рис. 10. Схема конической ударной трубы с электродами.

Катушка B_z применяется для исследования процесса распространения ударной волны в магнитном канале (снимок Ф. Скотта).

и Хэйлс ⁷⁸ сообщили о получении скоростей от 12 до 14 см/мксек в дейтерии при давлении 0,1 мм рт. ст. Было изучено также влияние различных конструктивных параметров на характеристики конической ударной трубы. Обнаружена сильная зависимость скорости ударной волны от угла конуса. Этого следует ожидать (Иозефсон ⁷⁷), поскольку пинч-эффект проявляется раньше на тонком конце и образовавшаяся плазма затем нагревает соседние порции газа еще до того, как на них проявится пинч-эффект, вследствие чего в дальнейшем для образования электромагнитного сжатия (пинч-эффекта) требуются еще более высокие токи. Этот

процесс приводит к установлению аксиального потока через полый электрод. Скотт и Венцель ¹³² добились улучшения воспроизводимости и плоскостности фронта ударной волны путем снижения асимметрии в распределении тока в трубе. Причина последней заключается в случайности и невоспроизводимости пространственной картины пробоя с концевого электрода на какую-то часть полого электрода. Задача была решена путем разделения обратного провода на 8 спиральных проводников (45°), которые весьма эффективно сглаживают распределение потенциала и улучшают азимутальную симметрию. С этим добавлением скорости ударной волны для заданной энергии конденсаторной батареи сократились примерно в два раза, однако сделались гораздо более воспроизводимыми. Было также обнаружено, что распространяющиеся с ударной волной магнитные мультиполи происходят от спиральной нестабильности в коническом разряде. Однако Скотт и Венцель нашли (частное сообщение Скотта), что наблюдаемый магнитный мультиполь действует как сопряженный с волной поршень,двигающий ударную волну примерно на длине 20 см по выходе из конуса, чем увеличивается участок постоянной скорости, однако различные исследования нагретой области при этом усложняются (ввиду наличия магнитного поля). Для устранения этого эффекта в устройстве была добавлена крупная сетка (ячейки 1 см^2), установленная нормально к оси; таким образом мультиполи были «отфильтрованы». После этого усовершенствования распределение скорости в зависимости от расстояния вдоль оси стало соответствовать гаррисовскому ⁶⁷ приближению взрывных волн. Иозефсон и Хэйлс ⁷⁸ также сообщили

*) Под имплозией понимается мгновенное сжатие плазмы гидромагнитными силами, кумулятивный взрыв, направленный внутрь. (Прим. перев.)

недавно о получении воспроизводимого и однородного пробоя в газе без уменьшения скорости ударной волны. Для этого была применена 20-витковая катушка, помещенная на конической трубе и подсоединенная к двум электродам. Перед пробоем в газе ток катушки производит поле E_0 , которое приводит к увеличению пути свободных электронов и вероятности ионизирующих соударений. После пробоя ток течет в основном через газ вследствие его низкого импеданса. Поскольку пробой происходит очень быстро (< 1 мксек при давлении ~ 25 мм D₂), в катушке расходуется очень незначительная энергия.

Одним из недостатков ударных труб такого рода является то, что поток в них оказывается очень сильно загрязнен материалом электродов. По сообщению Иозефсона⁷⁷ загрязнение может быть в значительной мере устранено путем введения индуктивности, для чего на трубу помещаются соответствующие катушки (рис. 11). Однако скорость ударной волны при этом составляет лишь 60% от скорости в электродной системе

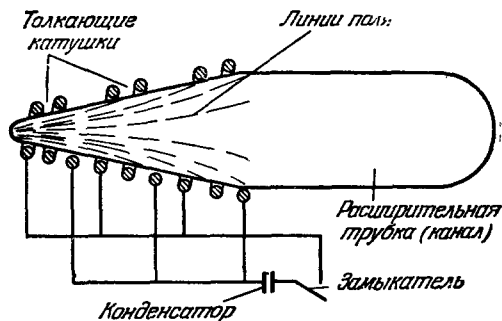


Рис. 11. Схема безэлектродной конической ударной трубы (рис. 7 из⁷⁷).

при том же источнике энергии. Однако дальнейшие исследования Иозефсона (частное сообщение) показали, что при использовании кварцевой или пирексовой трубы основная масса загрязнений поступает со стенок трубы, а не с электродов. Таким образом, по-видимому, вопрос о загрязнениях требует проведения дальнейших количественных исследований для того, чтобы сравнить относительные достоинства электродных систем и индуктивно разгоняющих систем для получения ударных волн. Детальные измерения температуры, плотности электронов и концентрации загрязнений в таких системах в литературе не описывались, так что пока нельзя провести сравнения с газодинамической теорией или определить степень приближения к равновесным условиям. Одно из преимуществ конических труб перед Т-образными трубами с быстрым нарастанием тока заключается в том, что имеет место лишь незначительное затухание скорости (см. рис. 2 в работе Скотта и Венцеля¹³² и рис. 4 в работе Иозефсона⁷⁷). Пока что неизвестно, означает ли это, что за фронтом устанавливается определенная плотность электронов и температура, особенно если при этом присутствуют магнитные поля рассеяния. Такие же явления наблюдаются также в случае Т-образных труб, работающих при высоких давлениях (10—50 мм рт. ст.) при низком напряжении (~ 5 кВ) и низких частотах (~ 100 кГц) в цепях магнитного ускорения (Элтон³³).

3.3.3. Кольцевые магнитные ударные трубы. Патриком¹¹⁷ были получены высокоскоростные ударные волны со скоростями $\sim 4 \cdot 10^7$ см/сек при начальном давлении водорода 0,03 мм рт. ст.; была дана также теория таких волн (Кэмп и Печек⁸³). В ударных трубах такого вида газ сжимается в кольцевом промежутке между двумя коаксиальными цилиндрами, радиусы которых велики по сравнению с кольцевым зазором (рис. 12). Вначале в кольце устанавливается очень однородное продольное магнитное поле. Это способствует пробоею предварительно ионизованного газа, когда батарея конденсаторов разряжается на электроды, помещенные с одного конца цилиндра, что приводит к быстрому вращению плазмы. Предварительная ионизация осуществляется с помощью высокочастотного разряда на электродах (~ 10 а, 1 МГц).

После разряда основной батареи конденсаторов плазма ускоряется вдоль трубы аксиально действующей силой, получающейся в результате взаимодействия радиальных токов с B_{θ} -полями, произведенными этими токами.

Осевое спадающее поле также служит для того, чтобы затруднить радиальное перемещение нагретого газа и снизить теплоотдачу на стенки трубы. В дополнение к этому два латунных концентрических цилиндра, ограничивающих кольцевой зазор, препятствуют утечке спадающего поля при прохождении ударной волны, чем обеспечивается лучшее удержание нагретой плазмы. Данная труба обладает тем преимуществом, что

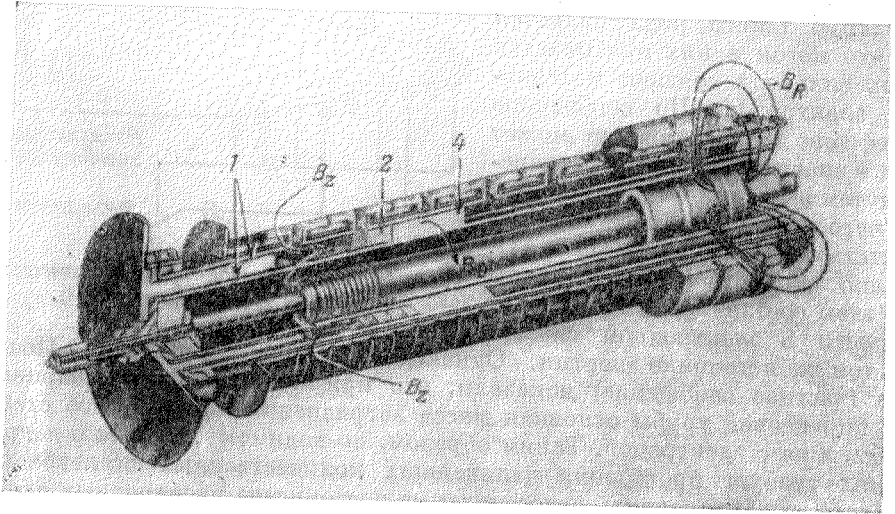


Рис. 12. Кольцевая ударная труба, генерирующая высокоскоростную плазму для изучения ударных волн (снимок Р. Патрика).

1 — Электроды; 2 — область токопроводимости; 4 — ударная волна.

в ней обеспечивается постоянное ускорение в течение нескольких микросекунд, что приводит к значительным скоростям потока (в данном случае до 20 см/мксек). Для увеличения скорости до 40 см/мксек потребовалось азимутальное спадающее поле (в плоскости, параллельной фронту волны). Эти очень высокие скорости наблюдались, только когда циклотронный радиус горячих ионов был мал по сравнению с размерами кольцевого зазора.

Цель описанных экспериментов заключалась в исследовании структуры фронта ударной волны в условиях, когда плотность энергии, запасенной в плазме, соизмерима с плотностью магнитной энергии, средний свободный пробег ионов велик по сравнению с их циклотронным радиусом и сам циклотронный радиус ионов мал по сравнению с шириной кольцевого зазора.

Опыты были поставлены с целью выяснения фундаментального вопроса, могут ли быть в магнитном поле произведены ударные волны, толщина которых была бы меньше, чем средний свободный пробег для соударений. Толщина фронта получалась из наблюдений водородного континуума (только лишь свободно-свободные переходы учитывались при сравнении теории (п. 7.2) с экспериментом), т. е. толщина фронта определялась скоростью волны и временем нарастания свечения. Оказалось, что наблюдаемые толщины меньше среднего свободного пробега для температур,

рассчитанных по скорости ударных волн, и при первоначальном давлении в диапазоне 30—60 мк. При 30 мк толщина составила около 0,5 от среднего свободного пробега и около 0,1 от толщины, рассчитанной согласно Мотт-Смиту¹¹¹. Эти выводы содержат в себе еще некоторую неопределенность, поскольку средний свободный пробег определялся по наблюдениям излучения, которое в свою очередь определяется плотностью электронов и температурой. Из измеренных скоростей были рассчитаны температуры от $2,5 \cdot 10^5$ до 10^6 К, однако вопрос о том, получают ли электроны температуру ионов при высоких скоростях и низкой плотности, остается открытым (см. обсуждение в п. 4.6).

Ситуация в данном случае весьма критическая, поскольку расчетный средний свободный пробег пропорционален T^2 . Множитель 2 или 3 в электронной температуре мог бы снизить средний свободный пробег электронов почти до наблюдаемых значений. Заключение о соответствующем механизме рассеяния должно быть отложено до получения дополнительных данных измерений, которые подтвердили бы расчетные значения температуры и справедливость анализа континуума, связанного с N_e и T_e .

При давлениях выше 80 мк расчетная толщина фронта (Мотт-Смит¹¹¹) составляет около 1/3 измеренного значения и экспериментальные точки имеют разброс примерно в 1,5—2 раза. При более высоких давлениях и меньших скоростях ударной волны возможно влияние опережающего излучения (см. п. 5.3), которое предварительно возбуждает и ионизирует водород. Это наблюдалось уже в Т-образных трубах (Визе и др.¹⁵⁸), когда результирующая температура в водороде оказалась выше расчетной по обычным газодинамическим соотношениям. Если это действительно так, то расчетный средний пробег может оказаться еще значительно меньше, может быть раза в четыре.

Понятно, что вопрос об учете всех факторов, влияющих на структуру фронта ударной волны, находится еще в стадии обсуждения; в дальнейшем будут обсуждены другие затруднения, связанные с этим вопросом.

4. МОЩНЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

4.1. Некоторые проблемы, связанные с нагревом высокотемпературной плазмы ударными волнами

В предыдущих разделах мы были заняты главным образом рассмотрением физических свойств равновесной плазмы и некоторых экспериментальных устройств для производства и исследования такой плазмы. Однако при температурах более высоких, чем $50\,000 \div 100\,000^\circ\text{К}$, положение вещей в значительной мере усложняется, особенно для разреженной плазмы, когда частота соударений низка. Это происходит потому, что при высоких температурах энергетические потери через излучение и теплопроводность могут сделаться столь значительными, что это будет препятствовать установлению равновесия в плазме за ударной волной. Определенные трудности возникают также в связи с загрязнениями, поступающими со стенок, так как состав плазмы при этом, вообще говоря, точно неизвестен. Далее, в зависимости от плотности и кинетической температуры время релаксации для поступательных степеней свободы может быть значительным, так что ионы и электроны могут иметь различные «температуры».

Для того чтобы экспериментально изучить мощные ударные волны, желательно изолировать плазму от окружающих стенок. Один из воз-

можных методов выполнения этой задачи, в случае одномерных ударных волн, заключается в том, чтобы окружить расширительный канал Т-образной трубы катушками, создающими аксиальное магнитное поле для сжатия плазмы (рис. 13) (Коль⁹⁰, 92, 93).

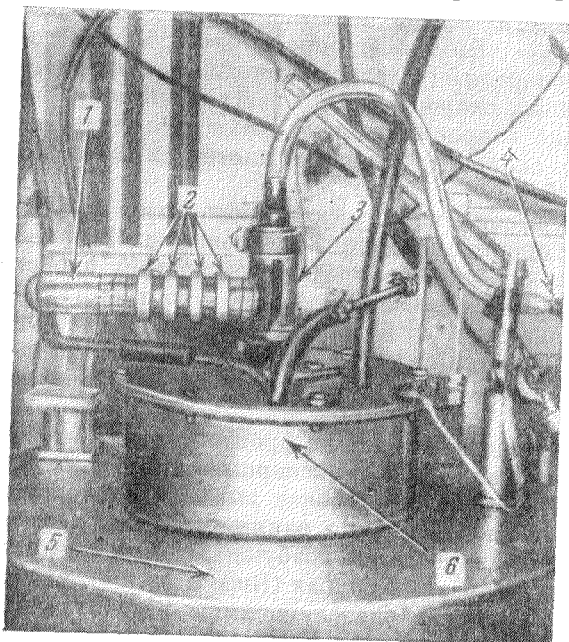


Рис. 13. Т-образная труба и параллельная одновитковая катушка, создающая импульсное аксиальное магнитное поле для изоляции плазмы от стенок трубы (по⁹³).

1 — Кварцевая ударная труба; 2 — катушки, создающие поле; 3 — магнитный толкатель; 4 — к вакуумной системе; 5 — конденсатор (125 кВ, 4000 Фж); 6 — искровой замыкатель.

Ударная волна возбуждается в Т-образной трубе, и магнитное поле включается после того, как фронт войдет в область расположения катушек. С аксиальными полями в 15 000 гс были рассчитаны на основании измеренной скорости кинетические температуры $7 \cdot 10^5$ К. Однако такой метод обладает тем недостатком, что фронт ударной волны искривляется (подобные эксперименты и измерения были выполнены Скоттом и др.¹³³ с применением конической трубы на пинч-эффекте для создания первичной ударной волны) и синхронизация запуска Т-образной трубы со включением аксиального поля становится затруднительной ввиду высоких скоростей (8—20 см/мксек в дейтерии). Основная трудность заключается в том, что даже при наличии воспроизводимости

и полной изоляции от стенок поле потока за «одномерной» ударной волной является в действительности трехмерным, так как радиальная диффузия магнитного поля и радиальное сжатие происходят различным образом в различных точках вдоль оси трубы. Это связано с наличием осевых градиентов температуры и плотности.

4.2. Магнитное ускорение цилиндрических ударных волн*)

Наиболее простой метод изучения ударно-нагретой плазмы высокой энергии (слово температура требует уточнений в данном контексте) заключается в том, чтобы вызвать имплозию предварительно ионизованного газа быстро растущим внешним магнитным полем в цилиндрической геометрии. В результате получается поток, поле которого двумерно, и явление имплозии может быть воспроизводимо от опыта к опыту (Хинтц⁷⁰), как об этом свидетельствуют измерения магнитными зондами.

*) Этот вопрос обсуждался недавно в нескольких работах на 5-й Международной конференции по ионизационным явлениям в газах (Мюнхен, 1961) и на Международной конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Зальцбург, 1961), Fusion J. (в печати).

Ударные волны с температурами, превышающими $100\ 000^\circ\text{K}$ мало исследовались экспериментально, так что последующее обсуждение будет носить более или менее умозрительный характер и представлять собой лишь прогноз возможного развития этого вопроса в будущем. Плазма с высоким содержанием энергии представляет интерес во многих областях астрофизики, например для солнечной короны, а также в исследованиях управляемого термоядерного синтеза. Такая плазма представляет определенные возможности для нахождения эффективных сечений возбуждения и ионизации высокоионизованных компонент, например O VIII и Xe X уже наблюдались (Стрэттон и др. ¹³⁸). Возможности такого рода наиболее непосредственно относятся к тематике данной статьи, однако, кроме этого, на основе достаточно аккуратных экспериментов можно также проверить справедливость обычных магнитогазодинамических соотношений, формулу короны, релаксационные теории, а также выяснить факторы, определяющие структуру фронта ударной волны, влияние опережающего излучения из плазмы, когда излучение электродов отсутствует и т. д.

Разработка различных вариантов предварительного подогрева плазмы, предназначенной для дальнейшего (адиабатического) нагрева до энергий, больших чем $1\ \text{кэВ}$, требует знания полной картины развития начальной фазы имплозии ударной волны, чтобы было известно состояние плазмы к началу последующих стадий более медленного сжатия. Состояние плазмы, полученной таким образом, представляет в настоящее время предмет оживленного обсуждения, не свободного от противоречий (см., например, Колб ⁹⁴, Грин ⁵³, Грим и др. ⁵⁸, Бойер и др. ¹⁴).

Несмотря на все эти затруднения, возможно оценить времена имплозии и скорости, с достаточной точностью применяя простую, развитую Розенблютом и Гарвином ¹²⁸ модель «снежного плуга», которая первоначально была применена к пинч-эффекту (I_z — ток и H_θ — поле) и позднее (Колб ^{91, 94}) к соленоидальным конфигурациям (I_θ — ток и H_z — поле). Поскольку последняя конфигурация поля представляется более стабильной, мы в основном сосредоточим наше внимание на ней. Первые опыты этого типа были выполнены Колгейтом ²⁵ в экспериментах со «схлопыванием», назначение которых заключалось в получении столь больших энергий, что столкновениями между частицами можно пренебречь. Примерно в это же время эксперименты в этом направлении были начаты в AVCO (Джинс и Патрик ⁷⁶) (см. также п. 3.3.3). Эксперименты этого типа проводятся также в Лос-Аламосе (Бойер и др. ¹⁴, Джахода и др. ⁷⁵, Нейгл и др. ¹¹²), Морской исследовательской лаборатории, США (Колб и др. ⁹⁷, Грим и др. ⁶²), AWRE, Англия (Грин ⁵³), Юлихе, Германия (Фай и др. ⁴⁰) и Сухуми, СССР (Кварцхава и др. ⁹⁸).

4.3. Модель «снежного плуга»

Модель «снежного плуга» (Розенблот и Гарвин ¹²⁸) особенно полезна потому, что она дает масштабные соотношения, необходимые для постановки экспериментов. Основное предположение заключается в том, что начальная ионизация достаточно велика, так что индуцированные токи в плазме текут таким образом, чтобы ликвидировать приложенное извне магнитное поле (модель с бесконечно большой проводимостью). Предполагается также, что весь газ перемещается магнитным «поршнем» в виде тонкого слоя, инерционные силы уравновешиваются при этом магнитными силами:

$$\frac{d}{dt} \left(M_p \frac{dR_p}{dt} \right) = -2\pi R_p \frac{H_z^2}{8\pi}, \quad (10)$$

где $M_p = \pi \rho [R_0^2 - R_p^2]$ — масса на единицу длины, перемещаемая во время t , когда плазма с начальной плотностью ρ имеет радиус R_p ; R_0 — начальный радиус и $H_z = (4\pi/c) I_0/l$ — напряженность поля

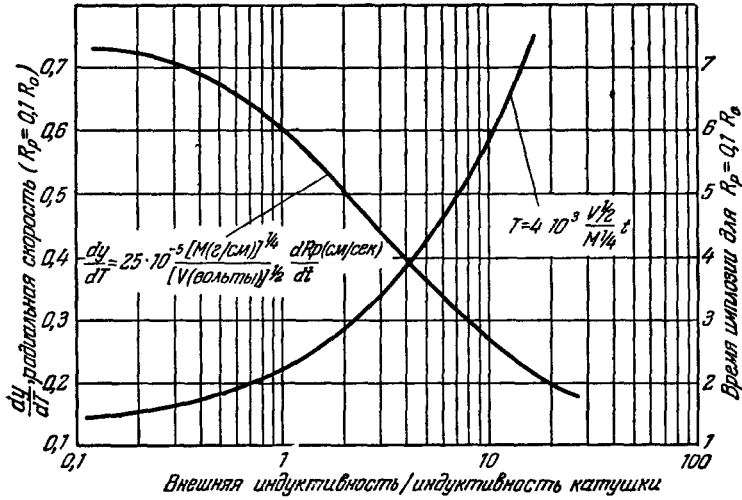


Рис. 14. Расчет скорости ударной волны (dR_p/dt) по модели «снежного плуга» в выражении через безразмерную скорость (dy/dT), когда R_p составляет 0,1 от начального радиуса R_0 . Приведены также время имплозии t , выраженное через безразмерное время T , и зависимость этих величин от внешней индуктивности и индуктивности катушки для геометрии магнитного сжатия (рис. 15 из 94; T здесь соответствует величине τ в тексте).

для катушки длиной l с током I_0 . После введения безразмерного радиуса $y = R_p/R_0$ получим

$$\frac{d}{dt} \left[(1 - y^2) \frac{dy}{dt} \right] = - \frac{4\pi I_0^2}{\rho R_0^2 c^2 l^2}. \quad (11)$$

Ток в газе (или в катушке) I_0 может быть получен из соотношения

$$V = \frac{d}{dt} (LI_0), \quad (12)$$

где V — мгновенное напряжение на столбе плазмы и L — индуктивность, связанная с объемом $\pi (R_0^2 - R_p^2) l$,

$$L = \frac{4\pi}{c^2 l} (R_0^2 - R_p^2), \quad (13)$$

так что

$$I_0 = \frac{c^2 l}{4\pi} \frac{1}{(R_0^2 - R_p^2)} \int_0^t V(t') dt' = \frac{c^2 l}{4\pi^2 R_0^2} \frac{1}{(1 - y^2)} \int_0^t V(t') dt'. \quad (14)$$

Напряжение $V(t)$ находится из уравнения цепи

$$V(t) = V(0) - L_e \frac{dI_0}{dt} - \frac{1}{c} \int_0^t I_0 dt', \quad (15)$$

где L_e — внешняя индуктивность и $V(0)$ — первоначальное напряжение заряда. Предполагается, что емкость достаточно велика, так что напряже-

ние заряда не падает заметно во время имплозии; в этом случае можно пренебречь членом $\int_0^t I_0 dt' / C$. Это предположение справедливо для больших батарей конденсаторов, когда время имплозии меньше четверти периода.

Комбинируя все эти соотношения, можем окончательно получить

$$\frac{d}{d\tau} (1 - y^2) \frac{dy}{d\tau} = \frac{-y\tau^2}{1 - y^2 + L_{e0}}, \quad (16)$$

где мы ввели $L_{e0} = L_e / L_0$ — отношение внешней индуктивности к индуктивности первоначального объема $\pi R_0^2 l$ и характеристическое время

$$\tau \equiv \left(\frac{4\pi^2}{Ml} \right)^{1/4} \left[\frac{V(0)}{L(0)} \right]^{1/2} t, \quad (17)$$

где $M \equiv \pi \rho^2 l R_0^2$ — первоначальная масса газа.

Таким образом, можно видеть, что время имплозии и скорость пропорциональны $M^{1/4}$ и $V(0)^{1/2}$, так что энергия, сообщенная плазме, пропорциональна напряжению заряда для данного диаметра трубы. На рис. 14 и 15 представлены результаты численного расчета радиуса и скорости имплозии плазмы в зависимости от времени, причем L_{e0} играет роль параметра, а также скорости и времени имплозии T в зависимости от L_{e0} , когда R_p составляет 0,1 от первоначального радиуса R_0 .

Например, при $L_{e0} = 1$ $V(0) = 20$ кэв и для дейтерия при начальном давлении 0,1 мм рт. ст. время имплозии составляет 0,1 мксек и скорость 14 см/мксек, что соответствует энергии ионов порядка ~ 200 эв.

Из этих примерных оценок видно, что для достижения энергий выше 1 кэв в плазме с помощью одной только ударной волны потребуются напряжения в несколько сотен киловольт. Можно, конечно, подумать о снижении начальной плотности, чтобы достичь таким путем конечных скоростей в дейтерии выше 30 см/мксек (1 кэв), однако проблемы, связанные с образованием тонкого токонесущего слоя в первоначально полностью ионизованной плазме низкой плотности еще не получили необходимого внимания, чтобы можно было разумно оценивать имеющиеся возможности. Наиболее высокая радиальная скорость, полученная до сего времени, составляет 15 см/мксек в дейтерии с $V(0) = 80$ кэв, $L_{e0} = 1$, $R(0) = 2,5$ см и $P_0 = 0,08$ мм рт. ст. (Элмор и др. ³²).

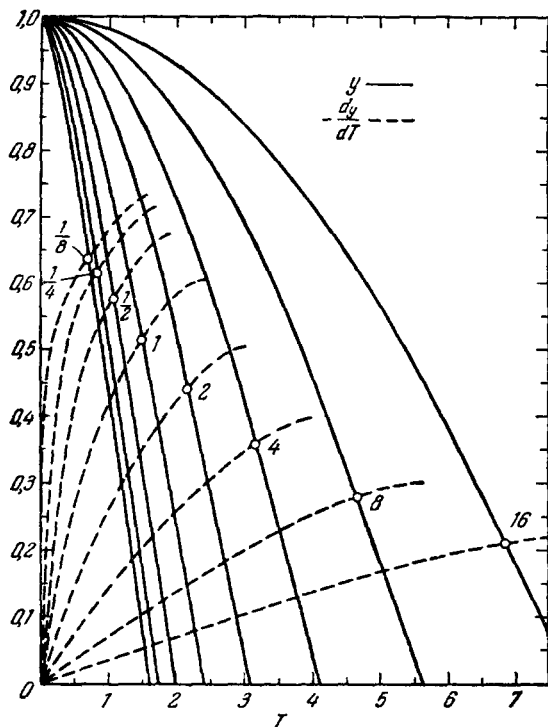


Рис. 15. Радиус и скорость имплотирующей плазмы в зависимости от времени (безразмерные переменные, как это отмечено в тексте) (рис. 19 из ³¹).

Нанесены кривые для различных значений параметра $L_{e0} \equiv L_e / L_0$.

4.4. Д а л ь н е й ш и е м а г н и т о г и д р о д и н а м и ч е с к и е с о о б р а ж е н и я

Модель «снежного плуга» не дает сведений относительно ионной и электронной температур, толщины фронта и т. д. В первом приближении мы не рассматривали влияния захваченных магнитных полей (они увеличивают время имплозии), в общем случае присутствующих в большинстве экспериментов.

Это захваченное поле может быть создано намеренно с помощью вспомогательной конденсаторной батареи (Колб и др. ⁸⁶) или может остаться от первого полупериода разряда, служащего для предварительной ионизации газа. Ударные волны появляются в начале последующих полупериодов. Ниблетт и Грин ¹¹³ модифицировали простые соображения снежного плуга так, чтобы привлечь внимание к работе, выполняемой при сжатии первоначально захваченных полей, однако при этом они полагали, что масса плазмы при имплозии остается неизменной. Это предположение было снято недавно Кевером ⁸⁴.

Рассмотренная теория находится в примерном согласии с экспериментами по измерению скоростей и времен имплозии, однако остается рассмотреть еще влияние первоначальной температуры и степени ионизации на ударную волну и исследовать омический нагрев, происходящий от рассеяния внутренних обратных полей или от проникновения внешних полей. Полная система магнитогидродинамических уравнений для цилиндрически симметричной полностью ионизованной плазмы, учитывая также электро- и теплопроводность, была недавно запрограммирована для решения на цифровой вычислительной машине (Гайн и Робертс ⁸⁴, Гайн и др. ⁸⁵). Электронам и ионам приписываются различные температуры с обычными членами ударной релаксации, включенными в уравнение энергии. Зондовые измерения Коппендорфером внутренних магнитных полей во время стабильного пинчевого сжатия оказались в согласии с точностью до $\sim 10\%$ с детальными численными расчетами, учитывающими разницу электропроводностей вдоль и поперек магнитных полей. В этих расчетах предполагалось, что электроны нагреваются омической диссипацией, а ионы — ударной волной. Законы сохранения на фронте ударной волны записывались по методу фон Неймана ¹²⁸ со включением искусственной вязкости в уравнение количества движения. Хорошее согласие в первом приближении между нелинейной магнитогидродинамической теорией и экспериментами по пинч-эффекту указывает на правильность теории при определенных обстоятельствах. Далее, поскольку радиальное распределение магнитного поля зависит от радиального распределения проводимости или электронной температуры, эксперименты, по-видимому, подтверждают спитцеровскую формулу проводимости (Коэн и др. ²⁴), а также теоретические предсказания скорости нагрева. Хорошее согласие временной зависимости полей с теорией свидетельствует также, что плотность массы (или инерциальный член) выбрана правильно, хотя этот факт не является пробным камнем для МГД-теории, так как даже простая модель «снежного плуга» дает достаточную точность для объяснения изменения поля в динамическом пинче. В настоящее время имеются возможности более детального сопоставления с теорией спектроскопических наблюдений локальных плотностей и температур.

Недавно эти соображения были развиты на случай B_z -пинча с обратным захваченным полем. Расчетные значения времени имплозии, плотности и скорости нагрева подтверждаются экспериментом и указывают на то, что рассеяние поля определяется спитцеровским сопротивлением (Гайн и Колб ⁸⁶, Грим и др. ⁸²).

4.5. Структура фронта и опережающее излучение

Один из трудных моментов, требующий осмысливания в явлении быстрого сжатия полностью ионизованной плазмы, связан с расчетом структуры фронта ударной волны и ионизационных процессов. Эта проблема исследуется в настоящее время Робертсом, Тэйлором и Гайном путем введения вязкости плазмы вместо искусственной вязкости фон Неймана и путем рассмотрения ионизации остаточных нейтральных частиц электронными соударениями и соударениями ионов и нейтронов с перезарядкой. В настоящее время нет ясного понимания основных диссипативных механизмов, ведущих к образованию скачка давления, плотности и температуры на фронте ударной волны. Однако, вводя различные возможные вариации в программу машинного расчета, можно надеяться получать предсказания результатов все более и более тонких экспериментов.

Как будет показано в пп. 5.2 и 5.3, ионизация и возбуждение нейтральных атомов опережающим излучением, распространяющимся перед фронтом ударной волны, влияют решающим образом на энергетический баланс, температуру и плотности. Можно думать, что в случае цилиндрической ударной волны, распространяющейся в частично ионизованном, предварительно подогретом водороде или дейтерии (молекулы отсутствуют), опережающее излучение не будет играть заметной роли, так как средний свободный пробег излучения резонансных линий не очень велик. Однако для очень больших скоростей потока возникнет доплеровский сдвиг, который сместит максимум излучения линии по отношению к максимуму поглощения; это приведет к увеличению среднего пробега излучения, так что предварительное возбуждение окажется возможным.

4.6. Нагрев ионов и электронов

Можно также задать вопрос, нагревает ли ударная волна только ионы или следует принимать во внимание поле пространственного заряда, который образуется возле фронта за счет амбиполярной диффузии. Эти поля имеют такое направление, что замедляют ионы и ускоряют электроны, когда эти частицы проходят через движущийся фронт волны. Задача еще более усложняется, когда фронт волны движется в магнитном поле, приводящем к усложнению траекторий заряженных частиц и, возможно, к возбуждению плазменных волн (Фишман и др. ⁴²). Первоначальные эксперименты следует ставить с плазмой высокой плотности, когда давление газа изотропно, уравнение состояния известно и диссипация соударениями преобладает в процессах, определяющих структуру фронта. Если при этом режиме будет обнаружено некое согласие с теоретическими предсказаниями в отношении структуры фронта, то плотность может быть снижена, а скорости увеличены, чтобы уменьшить роль соударений и судить затем о степени отклонения от предсказаний магнитной гидродинамики.

В большинстве случаев при экспериментах газ в начальных условиях не является полностью ионизованным. Обычно присутствуют загрязнения, и, как правило, после предварительного подогрева (с помощью СВЧ-разряда небольшой емкости и т. д.) получается лишь частично ионизованный газ. В этом случае процесс ионизации перезарядкой может оказаться столь же действенным, как и ионизации электронными соударениями (Шлютер и Бирман ^{130, 131}, Каулинг ²⁷). Перезарядка обеспечивает своеобразный механизм инжекции нейтральных частиц высокой энергии через фронт и ведет к непосредственному нагреву ионной компоненты

плазмы. По мере продвижения ударной волны с высокой скоростью в нейтральном газе ионы, полученные от перезарядки, отражаются от перемещающейся оболочке и получают импульс от поля, т. е. инжектированная быстрая нейтральная частица, превратившаяся в быстрый ион, закручивается поперечным магнитным полем в ларморовскую прецессию и уносится с имплодирующей плазмой. Непосредственно сообщается энергия порядка энергии потока. Если замедляющее электрическое поле от разделения зарядов на фронте окажется значительным и приводит к снижению ионной температуры, то в этом случае может оказаться, что более высокие ионные температуры получатся в результате механизма перезарядки в ударной волне, движущейся в частично ионизованном газе.

Важно также получить оценки толщины фронта ударной волны, движущейся в магнитном поле, поскольку плотность тока, определяющая электронный нагрев вблизи фронта, зависит от толщины. Вопрос об относительной доле различных механизмов нагрева в сильной ударной волне в сильном магнитном поле совершенно неясен даже при высоких плотностях ввиду слишком короткого времени протекания всех экспериментов (Гайн и Колб ⁶⁶).

4.7. Радиационное охлаждение

Следующая область, в которой было исследовано еще очень мало, это эффекты, вызываемые в плазме радиационным охлаждением. Грубые прикидки потерь на излучение (Кнорр ⁸⁷, Пост ¹²⁰) при температурах от 20 до 100 эв в водородной плазме, содержащей несколько процентов примесей, показывают, что электроны могут испускать всю свою первоначальную энергию за несколько десятых долей микросекунды. Это излучение может быть использовано для оценки локальной электронной температуры и концентрации примесей, однако с точки зрения оптимальных условий генерации сильных ударных волн (от 20 до 100 эв) в газах с низким z совершенно ясно, что уровень загрязнений с высоким z должен быть по возможности уменьшен. Возможными исключениями являются случаи, когда первоначальные плотности очень низки, а плазма ускоряется до высоких скоростей за времена, короткие по сравнению со временем релаксации многократной ионизации и значительных радиационных потерь.

Радиационные эффекты могут быть рассчитаны путем объединения уравнений скорости ионизации различных компонент, уравнения состояния и магнитогидродинамических уравнений с привлечением подходящих сечений для ионизации электронными соударениями, рекомбинации с излучением (как в формуле короны) и рекомбинации при тройных соударениях (ведущей к уравнению Саха при высоких плотностях). Можно, наконец, также надеяться измерить некоторые из этих сечений, относящихся к высокоионизованным компонентам, на основе наблюдения временного хода излучения плазмы.

Несмотря на большое количество неизвестных параметров, можно, по-видимому, не сомневаться, что ударные волны могут быть с большим или меньшим успехом использованы для изучения неравновесной физики плазмы, справедливости магнитогидродинамической теории и излучения высокоионизованных газов при температурах выше 100 000° К.

5. УСТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ В ПЛАЗМЕ

Если плазма, произведенная ударной волной, находится в локальном термическом равновесии, т. е. ее состояние (относительная заселенность свободных и связанных состояний частиц) однозначно описывается температурой и химическим составом, такая плазма становится ценным

источником излучения для измерения сил осцилляторов и констант затухания. ЛТР может быть достигнуто, даже если равновесие с излучением отсутствует (т. е. поле излучения не обязательно должно быть излучением черного тела, что сделало бы плазму совершенно непригодной для определения сил осцилляторов и констант затухания), при условии, что различные процессы соударения происходят гораздо чаще, чем происходили бы уравнивающие их процессы излучения, если бы равновесие с излучением имело место. (Более детальное рассмотрение можно найти у Финкельбурга и Мэкера⁴¹.) В некоторых случаях, имеющих интерес лишь в газодинамическом отношении, достаточно иметь лишь локальное кинетическое равновесие между поступательными степенями свободы. Этого достаточно для расчета скоростей потока, давлений и т. д. в низкотемпературных экспериментах, когда степени ионизации и диссоциации невелики, т. е. можно получить локальное кинетическое равновесие без ЛТР, но не наоборот.

5.4. Ионизация ударными волнами

Электроны, обладающие более высокими скоростями, наиболее эффективны в отношении установления столкновительного равновесия, особенно для процессов ионизации и возбуждения. Таким образом, для достижения ЛТР необходимо, чтобы ударная волна была способна произвести достаточное число электронов, которые могли бы затем максвеллизоваться, уравниваться с ионным распределением, а также ионизовать, возбуждать, рекомбинировать или неупруго соударяться с возбужденными атомами. Если ударная волна распространяется в неионизованном газе, то вовсе не очевидно, что образование свободных электронов будет происходить достаточно быстро (Печек и Байрон¹¹⁸, Альфер и Уайт⁵). Атом-атомные соударения основных газов, как правило, неэффективны в смысле обеспечения начальной критической ионизации, которая была бы достаточной для того, чтобы сделать ионизацию электронным ударом столь интенсивной, как это показывают измерения скорости ионизации*). Несколько различных механизмов привлекались для объяснения начальной скорости ионизации: ионизация легко ионизируемых атомов примесей атомными соударениями (Бонд¹³), образование фотоэлектронов опережающим излучением (Глоэрсен⁴⁹), возбуждение атомов опережающим излучением и последующая ударная ионизация из возбужденного состояния, двухступенчатые процессы соударения (Вейманн¹⁵³, Вейманн и Трой¹⁵⁵), ионизация газа быстрыми опережающими электронами (Вейманн¹⁵⁴), поступление электронов за счет фотоэффекта на стенках ударной трубы (Холлиер⁷¹, Глоэрсен⁵⁰) или за счет света, излученного молекулами, возбужденными в газе за ударной волной (Рот и Глоэрсен¹²⁹, Глоэрсен⁵⁰). Не так-то просто решить сейчас, который из этих процессов является доминирующим (см. также п. 5.3). Возможно также, что более эффективным является какой-то другой неучтенный механизм. Однако в случае Т-образной трубы всего вероятнее, что быстрая ионизация становится возможной ввиду предварительного возбуждения газа ультрафиолетовым излучением основного разряда (Мак-Лин и др.¹⁰⁵, Визе и др.^{157, 158}).

*) В Физическом институте им. П. Н. Лебедева (Москва) Н. Н. Соболев и Ф. С. Файзуллоу обнаружили недавно, что из рассмотрения экспериментов с ударной трубой можно заключить о важной роли в некоторых случаях атомных возбуждающих соударений с последующей ионизацией. Например, для возбуждения уровня 2,7 *es* иона ВаII аргоном (в газе с энергией 0,2 *es*) обнаружен эффективный поперечник 10^{-17} см².

5.2. Роль опрежающего излучения в установлении равновесия

Явное расхождение между температурами и плотностями, рассчитанными из соотношений Рэнкина — Гюгонио (с использованием измеренных скоростей в предположении, что исследуемый газ не возмущен разрядом), и этими же величинами, измеренными спектроскопически, обычно объяснялось значительным предварительным возбуждением. Было обнаружено (Мак-Лин и др. ¹⁰⁵), что в случае гелия практически все атомы невозмущенного газа перед фронтом должны быть возбуждены и для водорода (Визе и др. ¹⁵⁷), что большинство молекул должно быть диссоциировано и атомы возбуждены, чтобы таким образом объяснить упомянутое расхождение. Следует заметить, что этот эффект не должен наблюдаться при высоких начальных давлениях (выше 10 мм рт. ст.), так как в этом случае средний свободный пробег ультрафиолетового излучения становится слишком малым (как, например, в экспериментах Элтона, гл. 2).

Если принять эту гипотезу, то можно понять, как ЛТР может установиться за фронтом ударной волны за времена, короткие по сравнению с характеристическим временем распада плазмы, нагретой ударной волной в Т-образной трубе. Прежде всего газокинетические сечения возбужденных атомов так велики, что кинетическое равновесие между ними устанавливается за пренебрежимо малое время. Однако ввиду низких ионизационных потенциалов возбужденных атомов ионизация при атом-атомных соударениях будет также происходить очень быстро. Электроны очень быстро приобретают максвелловское распределение (за времена порядка от 10^{-10} до 10^{-13} сек), которое затем уравнивается с распределением атомов и ионов за время порядка рассеяния электронов на ионах. Все эти процессы, как правило, быстрее, чем те, которые необходимы для установления равновесного заселения связанных состояний атомов и ионов электронными соударениями или тройной рекомбинацией. Времена даже последнего процесса составляют около 0,1 мксек, как это следует из измерений времен нарастания интенсивностей спектральных линий. (В работе Визе и др. ¹⁵⁸ приводится количественное рассмотрение соответствующих релаксационных процессов.)

В случае обычных ударных труб Печекон и Байроном ¹¹⁸ был рассмотрен эффект фотоионизации для объяснения первоначального уровня ионизации ($\sim 10\%$ от конечной плотности электронов) и влияние ее на релаксационные времена процессов за ударной волной в аргоне. При более высоких плотностях скорость ионизации может быть теоретически объяснена на основе электронных соударений. Ввиду очень малой величины коэффициентов поглощения для сплошного рекомбинационного и тормозного излучения газа, нагретого ударной волной, они заключили, что этот фактор несуществен. Затем они произвели оценку излучения резонансных линий и нашли его малым по сравнению со сплошным излучением. На этой основе они заключили, что этим излучением также можно пренебречь и что за малые наблюдаемые релаксационные времена должны быть ответственны загрязнения. Необходимо, однако, учитывать, что коэффициенты поглощения для резонансных линий нейтральных атомов за фронтом гораздо больше, чем для сплошного излучения. Ввиду этого реабсорбция излучения резонансных линий нейтралов в тонком слое (1 мм или менее) перед распространяющимся фронтом ионизованного газа вполне способна возбуждать некоторую долю нейтрального газа, непосредственно перед фронтом, до состояний, для которых вероятность последующей ионизации соударениями на несколько порядков больше, чем для атомов в основном состоянии. В этом случае нет оснований ожи-

дать, что температура и плотность за фронтом волны будут значительно отличаться от предсказанных из обычных уравнений ударной волны, так как скорость радиационного переноса классической диффузией будет на 3—4 порядка величины меньше, чем скорость ударной волны. Поэтому это не может сказаться в предварительном объемном нагреве, что имеет место в случае электромагнитных ударных труб малой плотности ($\rho_0 < < 10$ мм рт. ст.), где, по-видимому, весьма значительна роль излучения от самого разряда.

Можно думать, что излучение крыльев резонансной линии нейтральных атомов может вызвать предварительный нагрев газа. Ширина этой линии по обе стороны ударного фронта существенным образом определяется доплеровским уширением, т. е. изменяется примерно в 10 раз. Средний пробег излучения в исследуемом газе составляет $\sim 10^{-3}$ см в центре линии и достигает 10 см на расстоянии примерно трех доплеровских ширин от центра линии. Атомы, имеющие соответствующие скорости, будут немедленно возбуждены. Однако при плотностях ниже $\sim 10^{17}$ нейтралов/см³ соударения в общем случае не будут достаточно часты для восполнения заселенности основного состояния атомов в этой скоростной группе, т. е. на больших расстояниях лишь очень малая доля атомов невозмущенного газа будет переведена во второе квантовое состояние посредством описанного процесса.

Рассмотренные предположения относительно релаксационных процессов в обычных ударных трубах еще не были подтверждены подробными численными расчетами. Предполагается только, что весь вопрос об ионизационной релаксации заслуживает пересмотра, особенно в случае тщательно очищенных труб с газами высокой чистоты (см. также Глоэрсен⁵⁰).

5.3. Влияние опережающего излучения на равновесные условия

Существование сигналов, опережающих ударную волну, было показано уже измерениями электростатическими зондами (Холлиер⁷¹, Вейманн¹⁵⁴ — последний применял также и магнитные зонды — и Глоэрсен^{49, 50}). Эти исследователи обнаружили заметные электронные плотности на значительном удалении перед ударными волнами в обычных ударных трубах. Глоэрсен экспериментально изучал также временную корреляцию возникновения сигнала на электростатическом зонде и появление свечения газа за ударной волной в ксеноне. Он приписывает опережающие сигналы фотоэмиссии электронов из стенок трубы в результате присутствия ультрафиолетового излучения. Вейманн¹⁵⁴ считает, с другой стороны, что основным источником опережающих электронов в случае аргона является диффузия электронов через фронт ударной волны.

Шреффлер и Кристиан¹³⁵ заметили присутствие излучения перед ярко светящимся фронтом ударной волны в ударной трубе взрывного действия, а Вурис и Скотт¹⁵¹ наблюдали излучение перед магнитноразгоняемыми ударными волнами. Хотя существование опережающего излучения установлено вполне однозначно, мнение о том, что в практических случаях оно может существенно повлиять на гидродинамические условия или энергетический баланс (магнитные ударные трубы) и на времена релаксации (обычные и магнитные ударные трубы) еще не получило всеобщего признания. В различных случаях основным источником электронов перед фронтом ударной волны может явиться как диффузия электронов, так и фотоионизация. Были выполнены также грубые оценки радиационного переноса в резонансных линиях ионизованного гелия (Мак-Лин и др.¹⁰⁵). (Подобные оценки для водорода могут быть найдены у Визе

и др.¹⁶⁷) Испущенное излучение будет носить характер излучения черного тела в центре линии во всех точках в крыльях, где средний пробег излучения порядка глубины излучающего слоя. В крыльях превалирует штарковское уширение (доплеровское уширение пренебрежимо мало), вызванное полями ионов и электронов в плазме. Показатель поглощения составляет

$$\alpha_{\nu_n} = \pi e^2 \lambda^2 N^+ f_{n1} S_n(\alpha) / mc^2 F_0, \quad (18)$$

где $F_0 = 2,61 eN_e^{2/3}$; приведенная длина волны $\alpha \equiv \Delta\lambda/F_0$, где $\Delta\lambda$ измерено от середины неуширенной линии. Эквивалентная ширина равна удвоенному значению α , для которого $\alpha_{\nu_n} l \sim 1/2$, где l (несколько сантиметров в случае Т-образной трубы) — глубина излучающего слоя. Для случая водородоподобного спектра HeII можно получить (используя соответствующие масштабные соотношения, описанные Гримом⁵⁶)

$$S_n(\alpha) \approx 3 \cdot 10^{-19} \left(\frac{n}{2}\right)^3 \left[1 + 10^4 \left(\frac{n}{2}\right)^2 (\alpha F_0)^{1/2}\right] \alpha^{-5/2} \quad (19)$$

для линии с верхним состоянием с главным квантовым числом n . Это приводит к эквивалентной ширине $\Delta\nu_n \sim 10^{14} (n/2) \text{ сек}^{-1}$ для обычных условий Т-образной трубы, т. е. $T_e \sim 4 \text{ эв}$, $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $f_{n1} \sim 0,4 (2/n)^3$ и соответствующий поток фотонов

$$F = \sum_n N_{\nu_n} \Delta\nu_n \sim \frac{1}{c^2} \sum_n 2\pi\nu_n^2 \exp\left(-\frac{h\nu_n}{kT}\right) (\Delta\nu_n) \approx \sum_n 10^{21} \frac{n}{2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \quad (20)$$

(с $\nu_n = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$).

Суммирование должно быть распространено на n до n_{max} , при котором максимальный показатель поглощения меньше l^{-1} . Это имеет место, когда $\alpha \approx 10^{-11} n$, соответствующее половине эквивалентной толщины $(\Delta\nu_n/2)$, приближается к полуширине показателя поглощения $\alpha^{1/2} \approx 10^{-15} n^5$ для больших n , что дает $n_{\text{max}} \approx 12$ и полный поток фотонов $F \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ в случае излучающего объема протяженностью, например, $l \sim 3 \text{ см}$.

Средний свободный пробег в l_{ph} излучения линий He II в первоначально нейтральном газе перед фронтом при наличии сплошного поглощения (за счет фотоэффекта) составляет по расчетам около 10 см при давлении нейтрального гелия порядка 1 мм рт. ст. В большинстве выполненных работ это была величина, соизмеримая с размерами самой ударной трубы. При больших давлениях, по-видимому, не приходится ожидать заметного влияния этого излучения на энтальпию газа перед фронтом ударной волны, как, например, в опытах Элтона (гл. 2), где при $p_0 \sim 10 - 50 \text{ мм рт. ст.}$ обычные соотношения Рэнкина — Гюгонио, по-видимому, справедливы.

На основе развитых соображений можно также оценить скорость ионизации в холодном нейтральном газе перед распространяющимся фронтом:

$$\frac{dN_0}{dt} \approx -\frac{F}{l_{ph}}. \quad (21)$$

Однако, в зависимости от расстояния от источника резонансного излучения, большая доля фотонов может поглотиться на стенках, не вызывая фотоионизации. Принимая во внимание эти эффекты для ударной трубы диаметром 3 см, можно подсчитать, что: а) если опережающее излучение возникает в плазме в области непосредственно за фронтом волны ($T_e \sim 4 \text{ эв}$, $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), только лишь 1 ÷ 10% газа на расстоянии до 6 см от фронта окажется ионизованным за счет фотопроцессов, и б) для темпера-

туры разряда $\sim 8 \text{ эв}$ и при той же концентрации $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ излучение первичного разряда может произвести ионизацию всех нейтральных атомов за время порядка $\sim 1 \text{ мксек}$ в течение начальной стадии разряда.

На основе этих грубых оценок можно сделать вывод, что в основном за предварительный прогрев газа перед фронтом ответственно излучение основного разряда. Это было недавно подтверждено экспериментами с Т-образной трубкой (Мак-Лин и др. ¹⁰⁶); этот взгляд нашел также подтверждение в предварительных экспериментах с магнитными ударными трубками в Харуэлле (Аллен и Мартин ²) и Олдермастоне (Ниблетт и др. ¹¹⁵). Инициация ударной волны производилась в этих опытах с помощью безэлектродного конического разряда (п. 3.3.2). Было обнаружено, что опережающее излучение может быть фотографически зарегистрировано в ряде газов и что оно, по-видимому, возбуждается в продолжении начального пробоя и имплозии, когда световой выход и, возможно, температура наибольшие. Микроволновые измерения показали, что опережающие плотности электронов, достигающиеся перед фронтом, существенно выше $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, поскольку наблюдался 8 мм-край поглощения.

Отметим, что все эти эффекты понятны еще лишь в очень малой степени и высказанные здесь соображения предназначены, лишь чтобы указать на те явления, которых можно ожидать в быстрых ударных волнах, разгоняемых магнитным способом. Предположим, что рассматриваемое опережающее излучение — действительно существенное явление, зададимся вопросом, какова дальнейшая судьба фотоэлектронов. Их средний свободный пробег ($p_0 \sim 1 \text{ мм Hg}$) составляет несколько сантиметров, и они поэтому могут потерять свою энергию при столкновениях со стенками за времена от $\sim 10^{-7}$ до $\sim 10^{-8} \text{ сек}$ в зависимости от диаметра трубы. Однако это, по-видимому, не тот механизм, который обеспечил бы потерю энергии ионизации за время короче времени наблюдения. Как излучательная рекомбинация, так и рекомбинация на стенках, следующая за амбиполярной диффузией, — процессы более медленные.

Наиболее вероятным представляется, что ионы и электроны будут рекомбинировать главным образом в тройных соударениях (Бейтс и Кингстон ⁸, Мак-Уиртер ¹⁰⁷, Дангело ²⁹). Однако такая рекомбинация лишь в редких случаях может переходить в основное состояние ввиду того, что при этом третья частица должна уносить очень большие энергии. Таким образом, рекомбинация ведет обычно к появлению возбужденных атомов. Энергия возбуждения оказывается плененной в газе, так как соответствующие линии столь узки, что излучение может уходить лишь путем диффузии. Таким образом, все процессы первичной ионизации будут запасать в холодном газе энергию, близкую к энергии возбуждения или ионизации атомов. Эта добавочная энергия будет, по-видимому, оставаться в газе, даже если рекомбинация ионов и электронов происходит относительно медленно.

Уравнения ударной волны должны быть, следовательно, соответственным образом модифицированы, чтобы принять во внимание поглощение резонансного излучения, т. е. в правой части (3) должен быть добавлен член $H_0 \simeq \chi^0$. Для сильных ударных волн отношение плотностей будет составлять ~ 4 , так как на внутренние степени свободы должно поступать мало энергии, пока вторичная ионизация еще невелика.

Эксперименты по магнитному ускорению ударных волн в H_2 и He находятся, по-видимому, в согласии с этими соображениями, как можно видеть из рис. 2, где было принято во внимание предвозбуждение, модифицирующее уравнения Рэнкина — Гюгонио. (Наблюдаемые температуры были примерно в два раза больше, чем те, которые можно получить из обычных уравнений ударной волны; плотность — примерно в 3 раза

меньше.) Обширные исследования с магнитными зондами, по-видимому, исключили предположение, что за эти эффекты ответственны блуждающие токи.

Подводя итоги, можно сказать в случае магнитных ударных труб, что если опережающее излучение оказывает какое-то влияние в процессе определения свойств атомов по излучению равновесной плазмы, нагретой ударной волной, то в основном это влияние заключается в ускорении установления равновесия за ударным фронтом, результатом чего являются значительно большие температуры возбуждения (и степень ионизации), чем для данной скорости волны можно было бы ожидать. Все это очень важно, так как иначе времена релаксации оказались бы гораздо больше длительности течения и времен образования пристеночного слоя и пристеночного охлаждения.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СПРАВЕДЛИВОСТИ УРАВНЕНИЙ РЭНКИНА — ГЮГОНИО В ОБЫЧНЫХ УДАРНЫХ ТРУБАХ

6.1. Измерения плотности и давления

Принимая во внимание время релаксации для установления ЛТР, мы имеем теперь хорошее доказательство, что состояние нагретого ударной волной газа в обычной ударной трубе может быть описано с хорошей точностью уравнениями Рэнкина — Гюгонно. Это, по-видимому, справедливо в весьма широком интервале условий ($\sim 2000 - 20\,000^\circ \text{K}$ и $0,5 - 10 \text{ атм}$) за отраженной ударной волной. В мичиганском эксперименте с неоном, так же как и в исследованиях Алямовского и Китаевой⁶, где использовался аргон, показано, что при добавках следов водорода как загрязнителя бальмеровские линии сильно уширяются за счет эффекта Штарка и имеют постоянную интенсивность и форму для времен от 50 до 100 *мксек* за отраженной волной (см. также рис. 37 в работе¹⁴⁶). Это значит, что электронная плотность и температура не меняются заметно в течение этого времени и что можно ожидать установления ЛТР, если излучение играет меньшую роль, чем соударения. Это следует из недавних измерений плотности электронов по полуширине H_β (Алямовский и Китаева⁶, Доэрти³¹) и полного давления (Лапорт и Уилкерсон¹⁰²) в неооне при $10\,000^\circ \text{K}$. В экспериментах с неоном температура была слишком низкой, чтобы ионизация оказывала какое-либо влияние на газодинамику (степень ионизации $< 0,5\%$). Низкая степень ионизации неоона предотвращает эмиссию сильного рекомбинационного излучения и поэтому улучшает измерение контуров спектральных линий и интенсивностей, в то же время уменьшает энергетические потери, обусловленные радиационным охлаждением (Печек и др.¹¹⁹, Глоэрсен⁵⁰). Однако ионизация может быть важным фактором в газодинамических уравнениях и должна учитываться (Реслер и др.¹²³, Тёрнер¹⁴⁶). Поскольку плазма остается в устойчивом состоянии, полное давление может быть измерено кварцевым пьезоэлектрическим датчиком с постоянной затухания $\sim 7 \text{ мксек}$, смонтированным так, чтобы его воспринимающая поверхность была заподлицо с внутренней стенкой рабочего канала ударной трубы. Для интервала начальных давлений между 7 и 30 *мм* Hg, соответствующего отношению давлений на первичной волне от 50 до 60, в мичиганских исследованиях было обнаружено, что давления позади падающей и отраженной волн, предсказываемые идеальной теорией, находятся в согласии с измеренными давлениями в пределах экспериментальной точности $\pm 5\%$. Давление остается постоянным за падающей волной в течение $\sim 50 \text{ мксек}$ и затем начинает падать вблизи контактной поверхности. Скорости потока позади

первичной и отраженной ударных волн также могут быть измерены путем наблюдения люминесценции, вызванной излучением цезия (нитрат цезия вводится в поток на тонкой нити). Из этих скоростей потока, так же как и скорости отраженной волны, можно рассчитать отношение давлений на отраженной волне и сравнить результаты с измерениями датчиком. Далее, можно рассчитать отношения температуры и давления на волне. Эта процедура предполагает только локальную справедливость соотношений на ударной волне и не зависит от однородности поля потока, на которую может оказывать влияние взаимодействие пограничного слоя и отраженной волны ¹⁰⁸. Доэрти ^{30, 31} обсудил необходимые поправки в соотношениях неразрывности, количества энергии и энергетические потери, чтобы описать наблюдавшееся неидеальное поведение потока. Согласие между рассчитанным и измеренным давлением (Лапорт и Уилкерсон ¹⁰²) было также в пределах экспериментальной точности со скоростью остаточного дрейфа по направлению к концу трубки, составлявшей 2% от скорости первичной ударной волны, что указывает на наличие некоторых неоднородностей температуры разреженного газа; рассчитанные из ненулевой скорости дрейфа скорости первичного потока и скорости отраженной волны последовательно согласуются с идеальными величинами (использующими только скорость первичной волны) с точностью лучше 1,5%. Таким образом, оказывается, что отклонения в кинетической температуре, обусловленные эффектами неидеальности, очень малы для температур ниже 10 000° К. Однако использование обычных ударных труб для определения абсолютных f -чисел с применением температур, подсчитанных по измеренной скорости, может привести к довольно большому ошибкам из-за резкой зависимости факторов Больцмана от температуры. Соответственно малые температурные поправки иногда необходимы (см. п. 7.3). Ошибки в определениях f -чисел, обусловленные неопределенностями температуры могут быть уменьшены путем выбора в качестве стандарта интенсивности линии с известным f -числом, верхний уровень которой имеет потенциал возбуждения, близкий к потенциалам возбуждения линий, подлежащих измерению. Если разница в потенциалах возбуждения составляет ΔE , то относительная ошибка в определении f -чисел будет $\Delta E/kT$ от относительной ошибки температуры, в предположении, что $\Delta E \ll kT$. Таким образом, предпочтительно работать при высоких температурах, что особенно легко достижимо при использовании электромагнитных ударных труб.

Можно было бы считать, что согласие между расчетным и измеренным давлением в мичиганских экспериментах связано со слишком низким давлением и слишком высокой температурой, как в случае магнитных ударных труб. Однако измерения электронной плотности по штарковскому уширению линии H_β в том же интервале давлений и температур, по-видимому, отвергают такое предположение.

Электронная плотность за падающей ударной волной в аргоне, рассчитанная по уравнениям Ранкина — Гюгонно, учитывающим эффект ионизации (уравнения Саха), в целом согласуется с вычисленной из ширины спектральных линий в пределах $\sim 20\%$ (Алямовский и Китаева ⁶). Эти ошибки согласуются с точностью определения полуширин линий так же, как с ошибками, обусловленными пренебрежением электронным уширением и дисторсией ионных полей из-за дебаевского экранирования и кулоновских взаимодействий (см. ¹⁶⁰, Баранжер, гл. 13). Эти последние ошибки относительно малы, так как эффекты компенсируют друг друга (Грим и др. ⁵⁹).

Расчеты по идеальной теории (Доэрти ³¹) плотности электронов за отраженной ударной волной (неон + 1% водорода при температурах

10 000 — 13 000° К) дали увеличенную на $\sim 15\%$ ширину линии H_{β} . Это значит, что давление электронов на $\sim 25\%$ больше рассчитанного газодинамическим путем. Однако, поскольку степень ионизации составляет только $\sim 0,5\%$, полное давление по-прежнему соответствует соотношениям Рэнкина — Гюгионо в пределах нескольких процентов. Очевидно, что небольшие отклонения от идеальной теории ударной трубы, обусловленные влиянием пограничного слоя и т. п., вызывают остаточный поток газа по направлению к концу трубы, что приводит к дополнительному сжатию газа. Как показал анализ (Дозэрти ³¹), это приводит к небольшому возрастанию температуры, примерно на 4% при 12 000° К (но пренебрежимо малому при 10 000° К), что соответствует наблюдавшейся ширине линии H_{β} и электронной плотности (см. также обсуждение в конце п. 6.2).

Другим методом проверки справедливости уравнений Рэнкина — Гюгионо и предположений о равновесности является измерение электронной концентрации при помощи оптической интерферометрии. Альфер и Уайт ^{4, 5} измерили показатель преломления ионизованного ударной волной аргона (за падающей волной) при ионизациях до 20% и электронных плотностях порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Поскольку удельная рефракция нейтрального аргона известна и коэффициент преломления электронного газа больше коэффициента преломления ионного газа (Альфер и Уайт ¹⁵), оказывается возможным оценить вклад электронов путем измерения полного показателя преломления при двух длинах волн (разница показателей преломления при двух длинах волн почти полностью обусловлена электронами из-за гораздо большей дисперсии электронного газа). Этот метод не требует предположения о термическом равновесии.

Для чисел Маха от 10 до 20 найдено, что отношение плотностей на фронте волны около 4, т. е. значение, ожидаемое в случае, если энергия заключается только в форме кинетической энергии перемещения нейтрального аргона. С течением времени релаксации аргона и возникновения ионизации полное отношение давлений возрастает примерно в два раза, как ожидается для термического равновесия. Для 10 экспериментов при плотностях электронов между 10^{16} и 10^{17} см^{-3} отношение между наблюдавшейся и вычисленной плотностью электронов было $1,02 \pm 11\%$. В расчетах не учитывалось влияние плазменных микрополей на ионизацию. Было установлено, что хорошее совпадение между данными расчета волны по Гюгионо и измерениями указывает ⁵, что этот эффект не существует в конкретных условиях этих экспериментов. Однако эти поправки составляют обычно 1—10% для плотности электронов (см., например, табл. 1 Мак-Лина и др. ¹⁰⁵), так что для наблюдения их нужны более точные измерения.

Интерферометрические измерения показывают, что хотя состояние равновесия сохраняется короткое время и затем сменяется неоднородным потоком, степень ионизации возрастает столь быстро, что радиационное охлаждение пренебрежимо мало и уравнения Рэнкина — Гюгионо применимы для падающей ударной волны в согласии со спектроскопическими измерениями ⁶.

Ринк и др. ¹²⁶ также провели работу по измерению плотностей за фронтом ударных волн, используя рентгеновский денситометр. Они сравнили результаты с теоретическими профилями плотностей для широкого интервала состава газа и начальных условий и провели кинетические исследования над O_2 , O и Xe, результаты которых находятся в согласии с предыдущими опытами. По-видимому, этот метод будет также полезным для изучения кинетики других реакций.

6.2. Температурные измерения

Метод обращения линий (п. 7.2, последний раздел) использовался для измерения температуры за ударной волной в воздухе, кислороде и азоте (Клаустон и др. ²²). Вблизи 2000° К этот метод дает точность ± 30° С, и в равновесных условиях измеренные температуры соответствуют в основном полученным из газодинамических расчетов. В воздухе и кислороде температура вблизи области контакта с толкающим газом — водородом — возрастает примерно на 400° С, возможно, вследствие горения. В кислороде температура вблизи фронта ударной волны получается завышенной, вероятно, из-за задержки диссоциации. В азоте происходит устойчивый рост температуры, который может быть связан с релаксацией колебательного состояния. (Возбуждение линии натрия, использованной для измерения температуры, по-видимому, следует релаксации колебательного состояния молекул.) Метод обращения линий может быть применим и при более высоких температурах при использовании двухлучевой техники (Клаустон и др. ²³). Вблизи 2000° К точность такого метода ± 20° С и при 3600° К (использование угольной дуги) ± 100° С. Согласие с газодинамической теорией здесь также удовлетворительное, лишь для аргона измеренная температура на 140° ниже, по-видимому, вследствие малого сечения возбуждения атомов аргона.

Это небольшое рассогласование, по-видимому, исчезает при более высоких температурах (6000—9000° К), где значения вращательных температур молекул могут быть получены из излучения загрязнений типа CN ¹¹⁶. Точность измерения в этом случае составляла ~ 5%.

Недавно сообщалось также ³⁷ об измерениях температуры при использовании обобщенного метода обращения спектральных линий ^{137, 38} за ударной волной в азоте, воздухе и аргоне в температурном интервале 2000—5000° К. Первые попытки измерения температуры по интенсивностям нерезонансных линий натрия и лития (при 4000° К) показали, что это невозможно без создания столь больших концентраций солей, что загрязнения начинают оказывать влияние на термодинамические свойства плазмы. Имелись также трудности, обусловленные искажением линий из-за самопоглощения. Этих осложнений удается избежать, применяя метод обращения спектральных линий на интенсивных самопоглощенных резонансных линиях, когда можно ограничиться лишь введением такого количества вещества, которое не вызовет нарушения термодинамических свойств. Действительно, реабсорбция только увеличивает точность измерений, основанных на наблюдении трех величин: 1) потока радиации I_1 в спектральной линии, 2) потока I_s от источника с известной температурой T_s и 3) потока I_{1s} в месте расположения линии, просвечиваемой источником сравнения, имеющим непрерывный спектр (использовались вольфрамовая лампа накаливания ($T_s = 2660^\circ \text{К}$) и ксеноновая дуговая лампа постоянного тока ($T_s = 4750 \pm 50^\circ \text{К}$). Яркость ксеноновой лампы калибровалась с помощью стандартной лампы обычным способом.

Если τ — эффективный показатель поглощения в линии однородного исследуемого источника и $\delta\lambda$ — эффективная ширина линии, то, пренебрегая непрерывным фоном возле линии (соответствующие поправки могут быть внесены), получим

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= B_\nu(T_x)(1 - e^{-\tau})\delta\lambda, \\ I_s &= B_\nu(T_s)Ds, \\ I_{1s} &= B_\nu(T_s)Ds - B_\nu(T_s)(1 - e^{-\tau})\delta\lambda + B_\nu(T_x)(1 - e^{-\tau})\delta\lambda, \end{aligned} \right\} (22)$$

где D — линейная дисперсия, s — ширина входной щели спектрографа,

T_x — температура возбуждения и $B_\nu(T)$ — функция Планка. Зная D , s , T_s , I_1 и I_{1s} , можно решить систему относительно τ и T_x , и, таким образом, наблюдение момента обращения оказывается несущественным.

Для азота и воздуха измеренная температура в пределах $\pm 70^\circ \text{K}$ (максимальная ошибка измерений $\pm 100^\circ \text{K}$) совпадает с расчетными равновесными значениями для давлений порядка $0,1 \text{ атм}$ позади фронта ударной волны и скоростей фронта от 2 до 4 мм/мксек . Использовались D -линии Na и 4554 \AA BaII. Оказалось необходимым тщательное удаление натрия со стеклянных окошек, чтобы избежать сильного поглощения в пограничном слое. Было также обнаружено, что наблюдаемое распределение температур за фронтом ударной волны согласуется в пределах экспериментальных ошибок с расчетными значениями, полученными на основе измеренной скорости с учетом ослабления ударной волны. Газ в каждом элементе объема при прохождении ударной волны нагревается до несколько различной температуры в зависимости от мгновенной величины скорости. Эти элементы объема «помнят» об условиях образования, так как за слишком короткое время температурные неоднородности ($\sim 10\%$), очевидно, не могут выровняться за счет теплопроводности.

Температуры, измеренные за фронтом ударной волны в аргоне, оказались ниже расчетных на 1000°K при давлении газа $0,5 \text{ атм}$ и на 400°K при 4 атм . Расчетная кинетическая температура и температура возбуждения оказались одинаковыми в пределах экспериментальных ошибок только при давлениях выше $11\text{--}12 \text{ атм}$. Это является подтверждением, что для аргона эффективное сечение соударений второго рода с возбужденными ионами бария примерно на два порядка меньше, чем для азота и воздуха^{121, 47, 37}. Это явление может оказаться обещающим методом измерения сечения соударений второго рода, поскольку условия в газе, нагретом ударной волной, в настоящее время могут быть достаточно точно определены. Это явление может быть также применено для измерения колебательных и диссоциационных времен релаксации в неравновесной зоне, как и f -чисел в зоне равновесия, поскольку метод обращенных спектральных линий может обеспечить точность определения температуры $\sim \pm 1,5\%$.

Для температур и электронных плотностей достаточно больших, чтобы вызвать штарковское уширение спектральных линий (зависимость формы спектральной линии как функции плотности должна быть известна), но не настолько высоких, чтобы степень диссоциации стала заметной, уширение линий обеспечивает чувствительный метод коррекции малых отклонений температур в обычных ударных трубах от величин, рассчитанных по Рэнкину — Гюгионо.

Этот метод был применен Доэрти³¹ для определения температуры неона с 1% водорода (см. также гл. 6 и п. 7.3), где степень ионизации неона и водорода была соответственно $0,5$ и 50% . Измерение скорости фронта ударной волны дает возможность вычислить кинетическую температуру с точностью в несколько процентов из уравнений Рэнкина — Гюгионо. Сравнение расчетной и измеренной ширины линии H_β и выяснение величины изменения температуры, необходимого для приведения в соответствие указанных ширин, дает возможность ввести поправки в величины температур возбуждения и ионизации. Этот метод очень чувствителен, так как малое изменение температуры проявляется в значительном изменении давления электронов (или ширины линии), но полное давление при этом меняется несущественно. Иными словами, такой метод приближения точен, если степень ионизации настолько мала, что оказывает пренебрежимо малое влияние на основные газодинамические свой-

ства. Таким путем Доэрти ³¹ определил ионизационную температуру порядка 12 000° К с точностью до 100° К в мичиганской ударной трубе и нашел, что слабые отклонения от величин, получаемых из уравнений Рэнкина — Гюгио, обусловлены влиянием пограничного слоя на скорости и температуру потока. Чаратис и Уилкерсон ¹⁸ провели сопоставление температуры возбуждения (в мичиганской ударной трубе), полученной с применением набора экспериментальных относительных f -чисел для нейтрального хрома ⁷¹. Им удалось получить линии Cr I и Cr II, используя в качестве добавки карбонил хрома Cr(CO)₆ в смеси с рабочим газом — неоном. Температура возбуждения Cr I определялась в сущности путем деления наблюдавшихся относительных интенсивностей линий на относительные f -числа Хилла и Кинга. В экспериментах с ударной трубой было обнаружено, что температура Cr I (например, 5400° К) значительно ниже кинетической температуры (например, 9300° К), рассчитанной из уравнений Рэнкина — Гюгио (с учетом всех диссоциаций, ионизаций и т. д.). Предполагая, что это есть реальный эффект, Чаратис и Уилкерсон рассмотрели позже многие возможные его причины, но таковых не установили. Во-первых, установление наличия локального термического равновесия для водорода ³¹, по-видимому, гарантирует присутствие локального термического равновесия в случае хрома. Ионизация (в основном Cr I → Cr II) за фронтом отраженной волны и сильное влияние карбонильных добавок на скорость отраженной волны наблюдались в соответствии с предсказаниями. Наконец, им не удалось наблюдать сильный континуум или снижение интенсивностей линий, характерных для радиационного охлаждения.

Остановившись на возможности, что ранее измеренные f -числа ошибочны, Уилкерсон предпринял измерения абсолютных интенсивностей для нового определения f -чисел для Cr I ¹⁶¹. Чаратис использует технику обращения линий и распространяет измерения интенсивностей на большее число линий, чтобы определить f -числа как для Cr I, так и для Cr II ¹⁶. Развитие этих экспериментов с хромом особенно хорошо демонстрирует важность знания надежных значений f -чисел (п. 7.3) и вообще тесную взаимосвязь между методами диагностики и знанием атомных констант.

Другая проверка справедливости теории ударных волн состоит в измерении электропроводности нагретого ударной волной газа, в котором степень ионизации столь высока, что число соударений электрон — ион превосходит число соударений электронов с нейтралами. Тогда проводимость зависит только от температуры ²⁴. Лин и др. ¹⁰³ обнаружили для температур выше 8000 — 10 000° К в ударных волнах в аргоне, что измеренная электропроводность в пределах 10% совпадает с теоретическим значением. Это обеспечивает возможность температурных измерений примерно с той же точностью. Оказывается, большая точность определения температуры достижима при использовании спектроскопической техники. Однако вообще, по-видимому, целесообразно объединить эти два метода, чтобы можно было провести точное сравнение экспериментальной и теоретической электропроводностей. Это было бы возможно, если бы температура определялась из независимых измерений. Такие эксперименты в настоящее время проводятся в Московском энергетическом институте.

При более низких температурах, где электронно-атомные столкновения существенны в выражении для проводимости, согласие между теорией ударных волн и экспериментом тоже имеет место. Поскольку проводимость здесь зависит как от температуры, так и от упругого сечения рассеяния электрон — атом, это дает некоторое подтверждение измерениям

подвижностей Таунсенда и Бейли^{139, 140} в предположении равновесной температуры. Аналогичные эксперименты были выполнены позже для воздуха, нагретого ударной волной. Они дали информацию о сечениях упругого рассеяния электронов на продуктах диссоциации¹⁰⁰.

6.3. Заключение относительно применимости соотношений Рэнкина — Гюгонио в обычных ударных трубах

Из различных измерений можно заключить, что в обычных ударных трубах нет механизма, который приводил бы к значительным отклонениям от идеальных расчетов Рэнкина — Гюгонио, как это имеет место для магнитных ударных труб. Это также согласуется с расчетами влияния опережающего излучения на равновесную температуру и плотность (такое влияние на времена релаксации возможно), где показано, что такие эффекты должны быть пренебрежимо малы.

Хотя эти различные наблюдения показывают хорошее согласие с локальными условиями вблизи фронта падающей и отраженной ударной волны, большинство исследователей указывают, что имеются некоторые признаки неоднородности в целом. В общем показано, что газовый слой за падающей и отраженной ударными волнами значительно короче, чем ожидаемый, зависящие от времени скорости первичного потока слишком велики, тогда как скорости отраженной волны в общем оказываются заниженными (на $\sim 8\%$ в мичиганских экспериментах с неоном). Кроме того, эти эффекты зависят от начального давления и размеров трубы⁵⁰ и величина влияния должна учитываться в каждом случае. Существенно, что необходимо весьма хорошее время разрешения, так как наблюдения производятся только в течение ограниченного интервала времени квазистационарных условий за падающей и отраженной волнами.

Для температур вблизи $20\,000^\circ\text{K}$ могут быть использованы ударные трубы взрывного действия, но тщательные измерения температуры, плотности и полного давления в этом случае, по-видимому, затруднительны¹³⁴. Однако нет особых оснований сомневаться, что также и в этом случае может быть получен газ, находящийся в условиях ЛТР, нагретый ударной волной. Можно, однако, ожидать, что влияние радиационного охлаждения может быть существенным^{119, 50}, особенно для более тяжелых газов, таких, как аргон или ксенон, где сплошное излучение очень сильно. Наконец, как и для магнитных ударных труб, количественные измерения должны проводиться за время, большее по сравнению с временем релаксации, но все же меньшее характеристических времен охлаждения, рота пограничного слоя и т. д.

Подводя итоги сказанному относительно существования равновесных условий в обычных ударных трубах после периода релаксации (который должен быть измерен), можно сказать, что все надежные количественные измерения давлений, плотностей и температуры, опубликованные до настоящего времени, показывают блестящее согласие с газодинамической теорией в температурном диапазоне $2000\text{—}14\,000^\circ\text{K}$, если давление достаточно велико.

Имеется, конечно, еще ряд релаксационных и прочих явлений, которые понятия еще не полностью, но в общем, по-видимому, нет сомнений, что ударная труба может быть использована как равновесный источник света в широком диапазоне условий: это определенно обеспечивает существенную количественную информацию о характере высокотемпературного излучения и дает новый гибкий метод для изучения атомных свойств.

7. ПЛАЗМА ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ КАК ТЕРМИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ

7.1. Общие соображения

Совершенно ясно, что не существует универсального метода, который позволил бы предсказать, как быстро будет устанавливаться ЛТР. Следующий пример может служить иллюстрацией того, как легко можно ошибиться, предполагая, например, что увеличение плотности всегда приведет к ускорению установления равновесия. При начальных давлениях в диапазоне нескольких миллиметров в Т-образных трубах обычно не наблюдается разделения фронтов плотности и излучения (кроме как на большом удалении от разряда), тогда как при давлениях более 10 мм рт. ст. такое разделение наблюдается вполне отчетливо (Элтон³³, § 2), что указывает на относительно большое время релаксации при более высоких начальных давлениях. Очевидно, что необходимо выполнить еще большую работу как в области эксперимента, так и теории, прежде чем эти явления будут поняты во всех конкретных ситуациях. Таким образом, в большинстве случаев необходимо специально проверить, существует ли ЛТР за ударной волной, что может быть выполнено сопоставлением температур, измеренных различными независимыми методами. Лишь после этого плазма, нагретая ударной волной, может быть применена как термический источник света.

Некоторые другие возможные явления должны быть по крайней мере хотя бы упомянуты в этой связи: искривленность фронта ударной волны, эффекты пристеночного слоя, охлаждение за счет теплопроводности к стенкам или за счет излучения, а также спад плотности и температуры за ударной волной ввиду конечных размеров камеры высокого давления, главным образом в магнитных ударных трубах. Обо всех этих явлениях можно сделать здесь лишь то замечание общего характера, что следует стремиться к большим характеристическим временам этих процессов, чтобы они стали значительно больше, чем время релаксации для ЛТР, а различные характеристические длины должны быть малыми по сравнению с диаметрами ударной трубы. Все эти требования являются существенными моментами для использования каждой конкретной трубы в реальных экспериментах по измерению сил осцилляторов, констант затухания и т. д. Если эти условия выполнены, то ударная труба приобретает существенные преимущества перед такими источниками, как, например, стабилизированная дуга — сравнительная легкость достижения высоких температур, наличие совершенно однородного слоя плазмы и, наконец, отсутствие заметного разделения компонент в случае смеси газов (Маструп и Визе¹⁰⁹). Эти преимущества вполне окупают необходимость применения аппаратуры, обеспечивающей временное разрешение явлений.

7.2. Спектроскопический анализ плазмы, нагретой ударными волнами

Количественная спектроскопия является, по-видимому, одним из наиболее мощных средств для диагностирования ЛТР в плазме, поэтому уместно собрать все соотношения, относящиеся к данному вопросу, и обсудить их приложимость, а также ту точность, которая может быть достигнута с лабораторной техникой в настоящее время. Теория в данном случае значительно упрощается по сравнению с астрофизическими, развитыми для анализа звездных атмосфер, так как в случае плоских ударных волн обычно имеют дело с почти однородными и оптически тонкими слоями.

Свойства излучающего слоя в этом случае не зависят от координат в направлении линии наблюдения и самопоглощение пренебрежимо мало.

Интенсивность излучения на единичный интервал длин волн (в $\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \text{см}^{-3} \text{стер}^{-1}$) из однородного слоя глубиной l может быть записана следующим образом:

$$I_\lambda = \left\{ \sum_{m, n, s, z} \frac{2\pi e^2 h}{m} (\lambda_{mn}^{s, z})^{-3} f_{mn}^{s, z} \frac{g_n^{s, z}}{Z_{s, z}} N^{s, z} \exp\left(-\frac{\chi_m^{s, z}}{kT}\right) L_{mn}^{s, z}(\lambda) + \right. \\ \left. + \sum_{s, z} \pi \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{e^4 h z^2}{m^2 c^2 \lambda^2} \left(\frac{\chi_\infty^H}{kT}\right)^{1/2} \left[g_{ff} \exp\left(\frac{\Delta\chi^{s, z}}{kT}\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2z^2 \frac{\chi_\infty^H}{kT} \sum_n \frac{g_{fb}}{n^3} \exp\left(-\frac{\Delta\chi_n^{s, z}}{kT}\right) \right] N_e N^{s, z+1} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right\} l \quad (23)$$

(подробный вывод этой формулы см. в астрофизических руководствах, таких, как ¹⁵⁰ или ³). Первая сумма представляет линейчатое излучение от различных атомных компонент s в ионизационных состояниях $z = 1$ (нейтральный атом), 2 (однажды ионизованный атом) и т. д., испускаемое при переходах между верхними состояниями m и нижними состояниями n с невозможной длиной волны $\lambda_{mn}^{s, z}$; $f_{mn}^{s, z}$ — поглощательные силы осцилляторов, $g_n^{s, z}$ и $Z_{s, z}$ — статистический вес нижних состояний и функции распределения:

$$Z_{s, z} \equiv \sum g_m^{s, z} \exp\left(-\frac{\chi_m^{s, z}}{kT}\right).$$

Соответственно, $\chi_m^{s, z}$ — энергии верхних состояний, измеренные от основных состояний, и, наконец, $L_{mn}^{s, z}(\lambda)$ описывает контуры линий и нормированы таким образом, что интеграл по всей линии $\int L_{mn}^{s, z}(\lambda) d\lambda = 1$ (задача вычисления контуров линий рассматривается Баранжером ¹⁶⁰ в гл. 13).

Вторая сумма дает интенсивность сплошного спектра. Здесь g_{fb} и g_{ff} — квантовомеханические поправочные множители (Гаунта), которые обычно близки к 1. Далее,

$$\Delta\chi^{s, z} \equiv \chi_\infty^{s, z} - \chi_{\max}^{s, z}, \quad \Delta\chi_n^{s, z} \equiv \chi_\infty^{s, z} - \chi_n^{s, z},$$

где $\chi_\infty^{s, z}$ — ионизационный потенциал и $\chi_{\max}^{s, z}$ — энергия наивысшего связанного состояния, которое можно наблюдать. Сумма, включающая g_{fb} , должна охватывать значения от n , определенного при условии $(\chi_{\max}^{s, z} - \chi_n^{s, z})/h \leq c/\lambda$, до значения n , соответствующего $\chi_{\max}^{s, z}$. Для конкретности введен ионизационный потенциал водорода, χ_∞^H , а интенсивность континуума записана через плотность электронов N_e и $N^{s, z+1}$, т. е. плотность следующего более высокого ионизованного состояния компонента s .

Формула для излучения линий справедлива точно, однако, к сожалению, силы осцилляторов известны лишь для малого числа учитываемых линий. Точные вычисления могут быть проведены лишь для водорода и водородоподобных ионов (Бете и Солпитер ¹¹). Для нейтрального гелия ($z = 1$) возможны расчеты в очень хорошем приближении (Трефц и др. ¹⁴³) и для более сложных систем может быть использовано относительно простое кулоновское приближение (Бейтс и Дамгард ⁷). Если схема связи векторов известна, относительные силы осцилляторов могут быть получены также и в случаях, когда кулоновское приближение неприменимо (Гольдберг и др. ⁵²). Делались попытки разрешить также и более сложные случаи, однако достигаемое повышение точности не всегда может оправдать требующиеся для этого усилия. Сводка расчетных и измерен-

ных сил осцилляторов, интересных в астрофизическом отношении, была выполнена Алленом ¹, и в настоящее время готовится исчерпывающий обзор литературы по данному вопросу (Визе, частное сообщение).

Формула для сплошного излучения точна лишь в случае водорода и водородоподобных ионов, когда известны также и факторы Гаунта (Карзас и Латтер ⁸⁰, Казачевская и Иванов-Холодный ⁸¹, Бергер ¹⁰). Однако можно думать, что свободно-свободные переходы достаточно хорошо описываются водородной формулой, так как эти переходы связаны в основном с кулоновским взаимодействием. По-видимому, и свободносвязанный континуум также может быть рассчитан достаточно точно, если заменить n эффективным квантовым числом, определяемым из соотношения $n_{эфф}^2 = z^2 \chi_{\infty}^H / (\chi_{\infty}^{s,z} - \chi_n^{s,z})$, коль скоро отклонения $n_{эфф}$ от n невелики. Для нейтрального гелия, например, этот случай реализуется для большинства уровней, и, используя измеренные уровни энергии в экспериментах и для $n_{эфф}$ *) и применив водородные факторы Гаунта, оказалась возможным получить верные значения (в пределах 10%) интенсивности континуума, пока определяющими являются переходы в основное и 2S-состояния (см. Гольдберг ⁵¹, Хуанг ⁷⁴, расчеты для гелия, когда нижними состояниями являются 2^3S , 2^1S , 2^3P и 2^1P). Такая точность вполне удовлетворительна, так как существующие стандарты на абсолютные измерения интенсивности лишь немного точнее. Если важны переходы в частично застроенные оболочки, то следует также учитывать число возможных состояний в этих оболочках (Эльверт ³⁴). По сообщению Бибермана и Нормана из Московского энергетического института ими получена формула, на основе соотношения Унзоляда — Крамерса, учитывающая рекомбинацию с излучением по методу квантовых дефектов Бёрджеса и Ситона ¹⁵.

В дополнение к формуле интенсивности в случае ЛТР справедливы также формулы Саха

$$\frac{N^{s,z+1} N_e}{N^{s,z}} = \frac{2Z^{s,z+1}}{Z^{s,z}} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{\chi_{max}^{s,z}}{kT} \right). \quad (24)$$

Здесь также вместо потенциала ионизации атома или иона следует использовать наивысший наблюдаемый дискретный уровень, и суммирование функций по состояниям должно распространяться только до этого $\chi_{max}^{s,z}$. Действительное значение $\chi_{max}^{s,z}$ или соответствующее главное квантовое число могут быть оценены путем сравнения $\chi_{\infty}^{s,z} - \chi_{max}^{s,z}$ со средней энергией взаимодействия свободных электронов $e^2 N^{1/3}$ (Унзольд ¹⁴⁹). Необходимо иметь в виду также условие квазинейтральности

$$N_e = \sum_{s,z} (z-1) N^{s,z}, \quad (25)$$

которое справедливо практически всегда, и соотношение концентраций различных компонент

$$N^s = \sum_z N^{s,z}. \quad (26)$$

Относительные концентрации обычно известны при экспериментах с плазмой за ударной волной. Имея эти соотношения и проведя измерения интенсивности при достаточно большом наборе длин волн, можно, в принципе,

*) Эффективное квантовое число зависит от l (орбитальное квантовое число), и необходимо выполнить усреднение $n_{эфф}^{-3}$ по различным l , соответствующим данному n , используя силы осцилляторов континуума для водорода как весовые множители. С этой процедурой можно ознакомиться у Бете и Солднера ¹¹.

всегда определить неизвестные T , N_e и N° .² Выполнив число измерений интенсивности, большее чем минимально необходимо, можно также проверить внутреннее согласие измерений и результатов.

Описанные измерения, однако, не обязательно свидетельствуют о наличии ЛТР, так как весьма часто интенсивности нескольких исследованных линий могут быть искажены одинаковым образом вследствие отклонения от ЛТР. Более надежной проверкой может явиться, например,

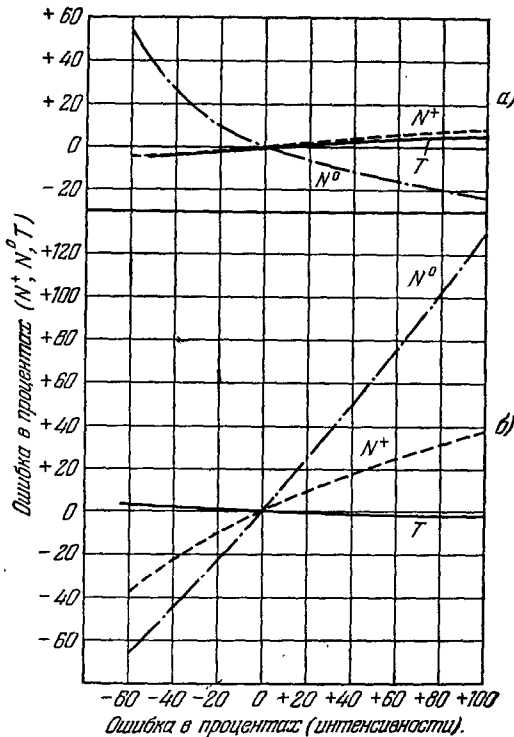


Рис. 16. Влияние ошибки в измеренной интенсивности на расчетную температуру T , плотность ионов N^+ и плотность нейтральных атомов N^0 .

Семейство кривых а) было получено при постоянной интенсивности линии He I $\lambda 3889$ и при вариации интенсивности He I $\lambda 4686$. Набор кривых б) получен при постоянной интенсивности He I $\lambda 4686$ и меняющейся интенсивности He I $\lambda 3889$ (рис. 8 из 105).

была слишком велика ввиду низкой разрешающей силы спектрографа с временной разверткой.)

В случаях, когда плазма имеет большую оптическую толщину, например в центрах сильных линий, температурные измерения могут быть выполнены также приравнением максимальной интенсивности к интенсивности черного тела в данном спектральном участке. Подобный метод температурных измерений заключается в наблюдении поглощения плазмой излучения от источника известной эффективной температуры. Если температуры плазмы и источника равны, то интенсивность при данной длине волны источника, наблюдаемого через плазму (поглощающую и излучающую в соответствии с законом Кирхгофа), равна интенсивности излучения источника, не прошедшего через плазму (метод обращения,

измерение абсолютной интенсивности линий и использование этих измерений для расчета T и N_e в предположении ЛТР, N_e может быть также получено из интенсивности континуума или штарковского уширения, оба эти способа практически не зависят от ЛТР. Такой эксперимент был выполнен в Т-образной трубе с гелиевой плазмой¹⁰⁵. В этом случае была получена очень высокая точность при измерении полных интенсивностей линий He I и He II ввиду большой разницы потенциалов возбуждения. Рис. 16 иллюстрирует влияние ошибки в интенсивности на температуру и на различные плотности. Ошибка в температуре, таким образом, составляет $\sim 1\%$ и ошибка в плотности — $\sim 10\%$. Поскольку теоретическая точность формул для вычисления электронной плотности из интенсивности континуума и ширины линий также составляет от 5 до 10%, то таким образом, по-видимому, существует реальная возможность проверки ЛТР с точностью, соответствующей условиям эксперимента. (В эксперименте, который здесь обсуждался, ошибка в определении ширины линии

см. также п. 6.2). Для того чтобы распространить этот метод на более высокие температуры, например выше 5000°K , требуются источники сплошного излучения с более высокой яркостной температурой, чем в случае вольфрамовой лампы или угольной дуги.

7.3. Измерения сил осцилляторов

Силы осцилляторов (f -числа или вероятности переходов) определяются обычно из наблюдения времен жизни возбужденных состояний или из интенсивности излучаемого или поглощаемого излучения. Для реализации измерений второй категории существенно необходим источник излучения, абсолютные или относительные заселенности уровней в котором можно было бы измерить или рассчитать. Практически это возможно лишь при наличии ЛТР. Существуют три класса термических источников света: печи типа Кинга^{6, 8}, наполняемые парами металлов, сильноточный дуговой разряд в атмосфере одного или нескольких газов и, наконец, ударные трубы. Печи пригодны для измерения относительных осцилляторных сил легко возбуждаемых линий металлов. Абсолютные измерения затруднительны ввиду неопределенности в давлении паров. Дуги были применены особенно широко в работах кильской группы исследователей для измерения сил осцилляторов, например O I ⁸⁸, N I ¹¹⁰, O II и N II ¹⁰⁹, C I ¹²⁴, Si I , Si II , Cl I и Cl II ⁶⁸. Здесь также с достаточной точностью могут быть получены лишь относительные силы осцилляторов. Оценить ошибку абсолютных измерений в данном случае также очень трудно, если только не приняты специальные меры для предотвращения обычного в дугах явления разделения газовых компонент.

В ударных трубах в основном, по-видимому, исследовались молекулярные силы осцилляторов^{142, 29, 84}. Нам известны только три успешные работы по определению атомных сил осциллятора.

Доэрти³¹ измерил абсолютные f -числа для 21 линии неона, 12 линий аргона и различные линии C I , N I и O I , находящиеся в диапазоне $5800 \div 8500 \text{ \AA}$. Эта работа была выполнена с помощью мичиганской ударной трубы, описанной в п. 3.1. Температура была достаточно точно определена из измерений скорости и уширения H_{β} (водород вводился в виде малой добавки) методом, описанным в п. 6.2. Относительная чувствительность фотоматериала определялась с помощью угольной дуги и специального затвора. Характеристические кривые для каждой длины волны были найдены с применением ксеноновой импульсной лампы и ступенчатого ослабителя. Импульсная лампа и дуга снимались при одной и той же экспозиции, равной времени развертки спектра свечения ударной волны. Абсолютные значения f -чисел для неона и аргона были найдены при использовании H_{β} в качестве эталона, так как для H_{β} известно значение f -числа. За исключением нескольких линий, все относительные значения f -числа для неона находятся в согласии с точностью до 10% со значениями Ладенбурга и Леви⁹⁹, однако абсолютные значения обнаруживают систематическое занижение примерно в три раза, что находится в пределах точности градуировочной процедуры последних авторов. Точность измерений абсолютных значений с помощью ударной трубы была оценена в $\pm 20\%$ после малой поправки ($\sim 1-2\%$) на отклонение от кинетической температуры Рэнкина — Гюгонио. Абсолютные измерения могут быть проверены путем сопоставления спектров неона и нейтрального гелия при более высоких температурах. Гелий и неон оба имеют высокие энергии возбуждения, и f -числа нейтрального гелия могут быть определены как описано ниже.

С этой же мичиганской трубкой Уилкерсоном¹⁵⁹ были измерены силы осциллятора Сг I и Сг II с использованием метода абсолютной интенсивности.

С магнитными ударными трубками могут быть получены сравнительно легко значительно более высокие температуры, чем в дугах или в обычной ударной трубке. Поэтому представляется разумным измерить сначала силы осциллятора He I с применением Т-образной трубы; это имеет особый смысл, так как гелий подходит наилучшим образом для определения точности различных приближений при расчете сил осцилляторов (Мак-Лин¹⁰¹). Измерения по гелию были выполнены с применением фотоумножителей и осциллографов с фотографической регистрацией, а абсолютные интенсивности линии и континуума можно было получить путем калибровки системы с вольфрамовой ленточной лампой в качестве эталона яркости. Оказалось возможным снизить все ошибки в реальном эксперименте до нескольких процентов, так что одна из основных неопределенностей в абсолютной интенсивности линии определяется ошибкой калибровки эталонной лампы (5% у 3000 Å, 2% у 6000 Å). Отношение интенсивностей может быть определено с несколько лучшей точностью, так как в этом случае вклад ошибки за счет эталонной лампы составляет 3% или менее для линий в видимой области в зависимости от расстояния между ними в длинах волн.

Некоторые из f -чисел для He I-переходов столь близки к соответствующим водородным значениям, что расчетные значения сил осциллятора для них имеют пренебрежимо малую ошибку по сравнению с экспериментальной погрешностью. Таким образом, силы осцилляторов других переходов были определены по отношению к первым и абсолютные значения считаются точными до 10%. Подобную точность можно ожидать и при работе с линиями других газов, если применяются смеси с гелием или водородом и если выбраны такие линии сравнения с известной силой осциллятора, верхний уровень которых близок к верхнему уровню измеряемого перехода. Такой подход приводит к тому, что ошибка в измеряемых значениях температуры незначительно влияет на конечный результат. Не следует также работать при слишком высоких температурах, так как в этом случае большая часть излучения линии может оказаться исходящей от внешних слоев.

Этот метод смешивания нескольких газов, разумеется, вполне применим к ударным трубкам, так как в этом случае продолжительность экспериментов столь невелика, что заметного разделения газовых компонент не происходит. Другое преимущество трубы перед дугой заключается в лучшей однородности источника по линии наблюдения, что значительно упрощает анализ. С другой стороны, в случае устойчивой стабилизированной дуги можно просканировать весь спектр, тогда как с ударными трубками обычно можно измерить лишь полную интенсивность в определенном спектральном диапазоне, содержащем исследуемые спектральные линии. В эти интенсивности должны быть внесены поправки на фон. Следует также учесть возможность наложения далеких крыльев других спектральных линий, не попадающих в выходную щель. Интенсивности сплошного излучения могут быть измерены вблизи линий, в участках, свободных от излучения загрязнений. Вклад крыльев соседних линий может быть учтен на основе расчета по известным контурам линий (определенным либо экспериментальным, либо расчетным путем — подробности таких измерений в плазме за ударной волной даны в следующем разделе). В экспериментах с гелием неопределенность, происходящая от этих причин, не оказывала большого влияния на ошибку в значении силы осциллятора, так как поправка обычно не превосходила 10% и точ-

ность знания самой поправки в свою очередь может составлять не более 10%. Таким образом, в дополнение к ошибкам, связанным с применением градуированных источников сравнения, только лишь ошибки считывания ординат кривой с экрана осциллографа могут, по-видимому, повести к серьезным неточностям. Влияние последних, однако, может быть снижено путем усреднения по большому числу измерений. Можно в соответствии со всем изложенным надеяться, что при измерении абсолютных сил осцилляторов изложенным методом с применением ударной трубы ошибка не превысит 10%. Описанный метод приложим к большому числу линий, включая ионные линии, представляющие интерес в астрофизике и лабораторных плазменных исследованиях. Значительное улучшение точности измерения сил осцилляторов будет связано с появлением более точных стандартов яркости.

7.4. Константы затухания и контуры линий

Основными причинами уширения линий в ударно нагретой плазме являются термический эффект Доплера и штарк-эффект, связанный с микрополями ионов и электронов в плазме. Доплер-эффект оказывается существенным при высоких температурах и низких электронных плотностях и может быть в этом случае применен для измерения кинетической температуры излучающих ионов и атомов. Однако при умеренных температурах и сравнительно высокой плотности электронов (наиболее часто встречающийся случай) штарковское уширение преобладает. В большинстве случаев это уширение пропорционально электронной плотности и может, следовательно, применяться для измерения этой величины при условии, что для исследуемых линий разработана теория штарковского уширения. Современное состояние теории изложено в ¹⁶⁰ в гл. 13, и здесь будут приведены лишь наиболее существенные численные результаты.

В табл. I суммированы последние данные по линии водорода H_{β} (Грим и др. ⁶³), которые могут считаться точными в пределах 10%.

Функция $S(\alpha)$ описывает нормированный контур линии $\left(\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) d\alpha = 1 \right)$,

где α определяется через $\alpha \equiv \Delta\lambda/F_0 = \Delta\lambda/2,61e N_e^{2/3}$.

В этом приближении профили симметричны ($S(\alpha) = S(-\alpha)$). В действительности некоторая асимметрия, конечно, проявляется ⁵⁵; с расчетным контуром следует сравнивать средний по синему и красному крыльям линии. Контуров прочих водородных линий (H_{α} , H_{γ} , H_{δ} , L_{α} , L_{β}) также были рассчитаны ⁵⁵ и известны достаточно точно ⁶⁰. В этих первоначальных расчетах уширение нижних состояний электронным ударом не учитывалось, а функции, описывающие поле ионов, были приближенными, что приводило к ошибкам, обычно меньшим 10% ⁶³. Для высших членов серий водорода и водородоподобных атомов возможно использование приближенных контуров, зависящих от двух параметров, описывающих уширение ионами и относительную значимость уширения электронами ⁵⁶.

В табл. II представлены некоторые расчетные полуширины (взятые на высоте половины максимума) для наиболее сильных из изолированных линий нейтрального гелия в видимой области спектра. В данном случае доминирует электронное уширение, как это было показано недавно расчетом по теории ударного приближения ⁶¹.

В табл. II ионному уширению приписывается 10%. Точность поэтому должна быть лучше 20%, и ширины линий изменяются линейно с электронной плотностью, пока они не приблизятся к ширине водородной

Функции формы $S(\alpha)$ для контура $H\beta$ *)

N/α	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	0,25	0,30	0,35
$T = 0,5 \cdot 10^4$ К																			
1014	2,27	3,65	5,20	5,52	5,16	4,49	3,75	3,09	2,53	2,05	1,67	1,16	0,820	0,605	0,455	0,350	0,200	0,126	0,086
1015	2,90	3,79	4,79	5,02	4,68	4,11	3,51	2,93	2,41	1,99	1,67	1,19	0,870	0,659	0,502	0,398	0,234	0,157	0,114
1016	3,66	4,02	4,37	4,42	4,13	3,68	3,21	2,73	2,29	1,92	1,64	1,22	0,906	0,703	0,552	0,443	0,272	0,185	0,137
$T = 1 \cdot 10^4$ К																			
1014	1,85	3,34	5,13	5,53	5,30	4,64	3,87	3,14	2,57	2,10	1,73	1,18	0,822	0,602	0,457	0,357	0,202	0,119	0,073
1015	2,56	3,52	4,71	5,08	4,83	4,28	3,66	3,05	2,52	2,07	1,74	1,22	0,885	0,662	0,510	0,397	0,232	0,149	0,107
1016	3,09	3,62	4,29	4,53	4,33	3,90	3,42	2,90	3,42	2,04	1,73	1,28	0,950	0,723	0,564	0,445	0,269	0,180	0,136
1017	3,36	3,62	3,91	4,01	3,85	3,53	3,16	2,74	2,34	2,00	1,73	1,31	1,00	0,787	0,662	0,502	0,313	0,218	0,164
$T = 2 \cdot 10^4$ К																			
1014	1,55	3,18	5,18	5,57	5,40	4,79	3,95	3,22	2,64	2,18	1,79	1,22	0,860	0,610	0,445	0,338	0,188	0,112	0,070
1015	2,12	3,23	4,69	5,18	5,02	4,45	3,80	3,15	2,61	2,13	1,80	1,23	0,890	0,660	0,500	0,370	0,207	0,130	0,095
1016	2,83	3,44	4,24	4,59	4,45	4,03	3,53	3,00	2,52	2,10	1,78	1,29	0,946	0,724	0,555	0,438	0,262	0,172	0,126
1017	3,08	3,48	3,98	4,20	4,08	3,73	3,32	2,87	2,43	2,07	1,77	1,32	0,995	0,772	0,608	0,487	0,299	0,201	0,149
$T = 4 \cdot 10^4$ К																			
1014	1,28	3,05	5,29	5,65	5,49	4,80	3,98	3,24	2,65	2,26	1,88	1,31	0,926	0,665	0,480	0,352	0,178	0,100	0,060
1015	1,87	3,12	4,76	5,29	5,17	4,62	3,90	3,23	2,67	2,21	1,83	1,28	0,898	0,640	0,475	0,352	0,201	0,127	0,087
1016	2,44	3,18	4,25	4,75	4,66	4,10	3,58	3,05	2,55	2,12	1,79	1,27	0,930	0,700	0,540	0,420	0,246	0,158	0,112
1017	2,79	3,15	3,68	3,98	3,94	3,67	3,29	2,86	2,44	2,08	1,79	1,32	1,00	0,776	0,608	0,485	0,297	0,198	0,146

*) Контур $S(\alpha)$ линии водорода $H\beta$, уширенной за счет штарк-эффекта от влияния ионов и электронов, как это обсуждается в тексте (Грим и др. 63).

Таблица II

Полные полуширины некоторых линий нейтрального гелия *)

Линия		Температура, °К				
Переход	Длина волны, Å	5000	10 000	20 000	40 000	80 000
2 ³ S — 4 ³ P	3188	7,6	8,1	8,2	7,7	6,9
2 ³ S — 3 ³ P	3889	2,4	2,7	2,8	2,8	2,6
2 ¹ S — 4 ¹ P	3965	24	22	20	17	14
2 ³ P — 5 ³ S	4121	19	22	24	25	23
2 ¹ P — 5 ¹ S	4438	34	38	39	38	35
2 ³ P — 4 ³ S	4713	8,0	9,8	11	12	11
2 ¹ S — 3 ¹ P	5016	8,9	8,3	7,6	6,8	5,9
2 ¹ P — 4 ¹ S	5048	15	17	18	18	17
2 ³ P — 3 ³ D	5876	3,8	4,0	4,1	4,0	3,8
2 ¹ P — 3 ¹ D	6678	9,8	8,7	7,8	6,9	6,0
2 ³ P — 3 ³ S	7065	4,2	5,1	6,0	6,6	6,8
2 ¹ P — 3 ¹ S	7281	7,5	8,9	9,9	10	10

*) Полные полуширины (в ангстремах) линий нейтрального гелия, уширенных электронами (главным образом) и ионами для $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (Грим и др. ⁶¹). Доплеровское уширение не учитывается.

линии с тем же самым главным квантовым числом. Недавно были также выполнены расчеты для He II 4686 Å и He II 3203 Å ⁵⁷. Например, при $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T = 40\,000^\circ \text{ К}$ полуширина He II 4686 Å составляет 4 Å. До тех пор, пока доплеровское уширение пренебрежимо мало или составляет лишь малую добавку, эта полуширина существенно не зависит от температуры и изменяется как $N_e^{2/3}$.

Предполагается провести расчет констант затухания (полуширин) для линий других атомов, кроме водорода и гелия, с применением атомных матричных элементов, полученных методами, применявшимися Бейтсом и Дамгард ⁷ для расчета сил осцилляторов. Можно думать, что этот метод пригодно к большому классу спектральных линий, так как штарковское уширение связано в основном с видом волновых функций верхних состояний, которые более водородоподобны, чем функции нижних состояний.

Измерение контуров спектральных линий в ударно нагретой плазме требует применения довольно сложной аппаратуры, поскольку необходимо иметь одновременно спектральное и временное разрешения. В случае использования фотографических методов весьма существенно иметь светосильный спектрограф, обладающий в то же время довольно большой разрешающей силой. Он должен быть стигматичным, так, чтобы направление щели могло быть взято в качестве временной оси. Для реализации временной развертки могут быть применены вращающиеся зеркала, перемещающие изображение ударной трубы вдоль щели, либо вращающиеся барабаны с фотопленкой, в этом случае входная щель сильно ограничивается по высоте. Разумеется, ни одна из этих систем не обеспечивает пространственного разрешения. Последнее может быть достигнуто применением высокоскоростного затвора (ячейка Керра или механического типа ¹⁵⁶) со стигматическим спектрографом. Такая система дает моментальный снимок спектра с пространственным разрешением в направлении входной щели.

Все фотографические методы имеют то преимущество, что возможно одновременное наблюдение большого числа спектральных линий. Однако в случае измерения полуширин необходимо применение высокочувстви-

тельных фотоматериалов и вряд ли можно ожидать точности выше 10%. Часто измерения в крыльях линии очень затрудняются из-за ограниченной ширины таких фотоматериалов, а измерения сплошного фона становятся по этой причине почти невозможными. Наконец, фотометрическая обработка снимков чрезвычайно трудоемка, и можно думать поэтому, что фотоэлектрические методы сделаются в дальнейшем основными при прецизионных измерениях контуров линий.

Для фотоэлектрических измерений необязателен стигматический спектрограф. Основная техническая трудность в этом случае будет заключаться в том, чтобы направить свет от различных спектральных участков в пределах линии на различные фотоумножители. Это было достигнуто с помощью «многокомпонентной» щели и зеркальных систем в фокальной плоскости. Другая возможность заключается в применении волосяной оптики для расщепления луча. Если воспроизводимость явления достаточно хороша, то линия может быть просканирована монохроматором за несколько последовательных экспериментов. Со стигматическим прибором большее разделение отдельных спектральных участков может быть получено с выходной щелью, соответственным образом наклоненной по отношению к входной. Для очень узких линий, наконец, возможно использование интерферометрической техники, когда линия может быть растянута столь сильно, что размещение приемников не представит особых трудностей.

Решающее преимущество всех фотоэлектрических систем заключается в свойстве линейности фотоумножителей, что практически устраняет необходимость калибровки по интенсивности, если предполагается измерять лишь контуры линий. Эта линейность особенно существенна в крыльях линии, где доля излучения самой линии может составлять лишь малую долю интенсивности фона, который должен быть вычтен из суммарной интенсивности. Из всего изложенного следует, что фотоэлектрические системы делают возможными более надежные определения контуров линий. Однако они требуют более сложной аппаратуры, чем фотографические методы, и могут дать контур лишь одной линии за один эксперимент.

Как указывалось ранее в этом разделе, имеются несколько мотивов для изучения ширины линий. Если преобладает доплеровское уширение, то возможны измерения кинетических температур. Это может быть осуществлено с помощью трехканальной системы¹²², если установлено, что имеет место гауссовский контур. Или, если преобладает штарковское уширение, возможно измерить электронные плотности по линиям с рассчитанными штарковскими контурами. Это также потребует лишь малого числа каналов.

С другой стороны, если предпринимается попытка проверки теории штарковского уширения, то потребуется, разумеется, более детальная информация о контуре линии. В этом случае монохроматорная техника вполне применима. Этим методом были промерены в Т-образной ударной трубе некоторые линии водорода и гелия⁹ и результаты сравнены с расчетными контурами, полученными на основе электронных плотностей, измеренных по сплошному излучению. Для водорода было получено 5%-ное, а для гелия 10%-ное согласие в ширинах. В настоящее время Элтоном предпринимаются попытки измерения штарковского контура линии L_{α} , излучаемой плазмой за отраженной ударной волной в Т-образной трубе высокого давления.

Однако измерения контура линии также необходимы, как это уже упоминалось, при точном измерении абсолютной интенсивности линии, поскольку в этом случае должны быть введены поправки на фон и крылья

соседних линий. Наконец, ввиду того, что точность расчета контура, например линии H_{β} , по-видимому, в действительности лучше чем 10%, в настоящее время оказывается реально возможным выполнить экспериментальную проверку справедливости предположения о ЛТР, описанную в связи с обсуждением равновесных температур и плотностей в Т-образной трубе с гелием.

7.5. Из м е р е н и е к о н т и н у у м а H^{-}

В качестве примера количественной задачи физики и астрофизики, которая может быть решена только с применением ударной трубы, можно рассмотреть задачу измерения рекомбинационного континуума отрицательного водородного иона. Эксперимент, поставленный с целью измерения этого континуума в Киле¹⁵², может служить для демонстрации гибкости ударной трубы как инструмента исследования.

Основная трудность в эксперименте этого рода заключается в том, чтобы создать условия, при которых континуум окажется гораздо сильнее, чем обычный континуум атома от свободносвязанных и свободно-свободных переходов. Такие условия реализуются при наличии высоких электронных плотностей и низких температур (низкая степень ионизации, т. е. набор условий, который трудно получить в дуге)*). Поэтому эксперимент был поставлен с ударной трубой диафрагменного типа, наполненной смесью благородного газа (криптон, в данном случае) и водорода в камере низкого давления и чистым водородом в камере высокого давления. Было найдено, что оптимальное отношение давлений H_2 и Kr составляет около 20%. Для смеси такого состава тяжелый одноатомный газ является определяющим для условий в ударной волне, однако континуум, наблюдаемый за отраженной ударной волной, был уже достаточно силен.

Спектр ударнонагретого газа был измерен фотографически и интенсивность континуума сравнивалась затем с суммой различных рассчитанных континуумов. Температуры и плотности при этом получались из соотношений Рэнкина — Гюгонио с применением измеренных скоростей волны и начальных давлений.

Было обнаружено хорошее согласие наблюдаемого и измеренного спектрального распределения континуума, а также наблюдаемой и расчетной температурной зависимости его. Более того, интенсивность в разрыве континуума у бальмеровского предела (высокие члены серии бальмера расплываются из-за штарковского уширения) составила 25%, что хорошо согласуется с расчетным значением, получаемым при использовании теории Чандрасекара для вычисления коэффициентов поглощения H^{-} . (Для данных условий интенсивность континуума изменилась бы у бальмеровского предела примерно раз в 30, если бы H^{-} совсем не давал вклада.)

Рассмотренный метод может быть сопоставлен с непосредственными измерениями сечений для фотоприсоединения, когда применяются водородные пучки, облучаемые боковым монохроматическим светом¹³⁶. Возможно, что этот метод способен дать лучшую точность для абсолютных значений сечений, однако с такими методами весьма трудно получить спектральное разрешение, достижимое с ударной трубой. Что касается относительных сечений, то результаты этих двух методов находятся

* Ввиду низкого значения сродства водорода к электрону (0,75 эв) температуры не должны быть выше чем 7000° К при обычных давлениях. Однако континуум отрицательных ионов, вроде O^{-} , может быть получен при более высоких температурах ввиду большого сродства к электрону. По этой причине континуум O^{-} может быть измерен в дуговом разряде¹².

в согласии, и весьма вероятно, что эксперимент с ударной трубой, в котором температуры и плотности измерялись бы спектроскопически, желательнее с фотоэлектрической регистрацией, также дал бы вполне надежные абсолютные сечения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, М., ИЛ, 1960.
2. Т. К. Аллен, J. Martin, частное сообщение (1960).
3. L. H. Aller, *The Atmospheres of the Sun and the Stars*. Ronald Press, N. Y., 1953.
4. R. A. Alpher and D. R. White, *Phys. Fluids* 2, 153 (1959).
5. R. A. Alpher and D. R. White, *Phys. Fluids* 2, 162 (1959).
6. В. Н. Алямовский, В. Ф. Китаева, *Опт. и спектр.* 8, 152 (1960).
7. D. R. Bates and A. Damgaard, *Phil. Trans. A242*, 101 (1949).
8. D. R. Bates and A. E. Kingsten, *Nature* 189, 652 (1961).
9. H. F. Berg, R. Lincke, A. W. Ali and H. R. Griem 125 (1), 199 (1962).
10. J. M. Berger, *Astrophys. J.* 124, 550 (1956).
11. Г. А. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, М., Физматгиз, 1960.
12. G. Boldt, *Z. Phys.* 154, 319 (1959).
13. J. W. Bond, *Phys. Rev.* 105, 1683 (1957); Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-1693 (1954).
14. K. Boyer, W. C. Elmore, E. M. Little, W. E. Quinn and J. I. Tuck, *Phys. Rev.* 117, 831 (1960).
15. A. Burgess and M. J. Seaton, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 120, 121 (1960).
16. G. Charatis, Dissertation (University of Michigan, Ann. Arbor., Michigan, 1961).
17. G. Charatis and T. D. Wilkerson, *Bull. Amer. Phys. Soc.* (2)3, 292 (1958).
18. G. Charatis and T. D. Wilkerson, *Phys. Fluids* 2, 578 (1959).
19. G. Charatis, L. R. Doherty and T. D. Wilkerson, *J. Chem. Phys.* 27, 1415 (1957).
20. R. H. Christian and F. L. Yarger, *J. Chem. Phys.* 23, 2042 (1955).
21. R. H. Christian, R. E. Duff and F. L. Yarger, *J. Chem. Phys.* 23, 2045 (1955).
22. J. G. Clouston, A. G. Gaydon and I. I. Glass, *Proc. Roy. Soc.* A248, 429 (1958).
23. J. G. Clouston, A. G. Gaydon and I. R. Hurler, *Proc. Roy. Soc.* A252, 143 (1959).
24. R. S. Cohen, L. Spitzer and P. McRoutly, *Phys. Rev.* 80, 230 (1950).
25. S. Colgate, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-4829 (1957).
26. Р. Куранти и К. О. Фредерикс, *Сверхзвуковые течения и ударные волны*. М., ИЛ.
27. T. G. Cowling, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 116 (1) (1956).
28. J. W. Daiber and M. J. Williams, *J. Quant. Spectr. and Rad. Transfer* (в печати).
29. N. D'Angelo, *Phys. Rev.* 121, 505 (1961).
30. L. R. Doherty, *Bull. Amer. Phys. Soc.* (2)5, 131 (1960).
31. L. R. Doherty, Dissertation (University of Michigan, Ann. Arbor, Michigan, 1961); частные сообщения (в печати).
32. W. C. Elmore, E. M. Little and W. E. Quinn, *Proc. U. N. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy*, 2nd Conf. (Geneva, 1958), 32 (P/356), 337 (1959).
33. R. C. Elton, частное сообщение (1961) (будет опубликовано).
34. G. Elwert, *Z. Naturforsch.* 9a, 632 (1954).
35. A. R. Fairbeirn and A. F. Gaydon, *Nature* 175, 253 (1955).
36. A. R. Fairbeirn and A. G. Gaydon, *Proc. Roy. Soc.* A239, 464 (1957).
37. Ф. С. Файзуллов, Н. Н. Соболев, Е. М. Кудрявцев, *Опт. и спектр.* 8, 761 (1960).
38. Ф. С. Файзуллов, Н. Н. Соболев, Е. М. Кудрявцев, *Опт. и спектр.* 8, 585 (1960).
39. G. E. Faneuff, A. D. Anderson and A. C. Kolb, *U. S. Naval Research Laboratory Report NRL-5200* (1958).
40. H. Fay, R. Hintz and H. Jordan, *Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, Uppsala, 1959 (N. R. Nilsson, ed.), vol. 2, North-Holland, Amsterdam, стр. 1061.

41. W. Finkel'nburg und H. Maecker, Handb. d. Phys. (S. Flügge, Red.), Bd. 22/11. Springer, Berlin, 1956.
42. F. J. Fishman, A. Kantrowitz and H. E. Petschek, Rev. Mod. Phys. **32**, 959 (1960).
43. R. G. Fowler, J. S. Goldstein and B. E. Clotfelter, Phys. Rev. **82**, 879 (1951).
44. R. G. Fowler, W. R. Atkinson and L. W. Marks, Phys. Rev. **87**, 966 (1952).
45. R. G. Fowler, W. R. Atkinson, W. Compton and R. Lee, Phys. Rev. **88**, 137 (1952).
46. R. G. Fowler, W. R. Atkinson, B. E. Clotfelter and R. Lee, University of Oklahoma Research Institute Project Report (не опубликовано).
47. A. G. Gaydon, Nat. Bur. Stand. (U. S.), Circ. No. 523 (1954), стр. 1.
48. I. I. Glass and J. G. Hall, Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 18: Shock Tubes, NAVORD Report 1488, vol. 6, U. S. Government Printing Office, Washington.
49. P. Gloersen, Bull. Amer. Phys. Soc. (2) **4**, 283 (1959).
50. P. Gloersen, Phys. Fluids **3**, 857 (1960).
51. L. Goldberg, Astrophys. J. **90**, 414 (1939).
52. L. Goldberg, E. A. Müller and L. H. Aller, Astrophys. J., Suppl. to vol. 5 (45), 1 (1960).
53. T. S. Green, Phys. Rev. Letts. **5**, 297 (1960).
54. E. F. Greene, J. Amer. Chem. Soc. **76**, 2127 (1954).
55. H. R. Griem, Z. Phys. **137**, 280 (1954).
56. H. R. Griem, Astrophys. J. **132**, 883 (1960).
57. H. R. Griem and K. Y. Shen, Phys. Rev. **122**, 1490 (1961).
58. H. R. Griem, A. C. Kolb and W. R. Faust, Phys. Rev. Letts. **2**, 521 (1959).
59. H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, Phys. Rev. **116**, 4 (1959).
60. H. R. Green, A. C. Kolb and K. Y. Shen, U. S. Naval Research Laboratory Report NRL-5455 (1960).
61. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb and K. Y. Shen, Stark Broadening of Neutral Helium Lines (готовится к опубликованию).
62. H. R. Griem, A. C. Kolb, W. H. Lupton and D. T. Phillips, International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg, Austria (1961), Fusion J. (в печати).
63. H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, Stark Broadening of H, Astrophys. J. (в печати).
64. K. Hain and K. V. Roberts, Second Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American Physics Society, Catlinburg, Tennessee, 1960.
65. K. Hain, G. Hain, K. V. Roberts, S. J. Roberts and W. Köppelndörfer, Z. Naturforsch. **15a**, 1039 (1961).
66. K. Hain and A. C. Kolb, International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg, Austria (1961), Fusion J. (в печати).
67. E. G. Harris, U. S. Naval Research Laboratory Report NRL-4858 (1956) (не опубликовано).
68. P. Hey, Z. Phys. **157**, 79 (1959).
69. A. J. Hill and R. B. King, J. Opt. Soc. Amer. **41**, 315 (1951).
70. E. Hintz, Dissertation (Technische Hochschule, Aachen, 1961); International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg, Austria, Fusion J. (в печати).
71. R. N. Hollyer, John Hopkins University Applied Physics Laboratory Report CM-9030 (1957).
72. R. N. Hollyer, A. C. Hunting, O. Laporte, E. H. Schwarz and E. B. Turner, Phys. Rev. **87**, 911 (1952).
73. R. N. Hollyer, A. C. Hunting, O. Laporte and E. B. Turner, Nature **171**, 395 (1953).
74. S. S. Huang, Astrophys. J. **108**, 354 (1948).
75. F. C. Jahoda, E. M. Little, W. E. Quinn, G. A. Sawyer and T. F. Stratton, Phys. Rev. **119**, 843 (1960).
76. G. S. Janes and R. M. Patrick, Conf. on Extremely High Temp., Boston, 1958, стр. 3.
77. V. Josephson, J. Appl. Phys. **29**, 30 (1958).
78. V. Josephson and R. W. Hales, Phys. Fluids **4**, 373 (1961).
79. G. Jürgens, Z. Phys. **138**, 613 (1953).
80. W. J. Karzas and R. Latter, Rand Corporation Reports AECU-3703 and RM-2091-AEC (1958).
81. T. V. Kazachevskaya and G. S. Ivanov-Kholodni, Astronom. Zh. **36** (6) (1959).
82. J. C. Keck, J. C. Camm, J. C. Kivel and T. Wentink, Ann. Phys. (New York) **7**, 1 (1959).

83. N. H. Kemp and H. E. Petschek, *J. Appl. Phys.* **2**, 599 (1959).
84. H. Kever, Dissertation (Technische Hochschule, Aachen, 1961); International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg, Austria, *Fusion J.* (в печати).
85. A. S. King, *Astrophys. J.* **40**, 205 (1914).
86. A. S. King, *Astrophys. J.* **56**, 318 (1922).
87. G. Knorr, *Z. Naturforsch.* **13a**, 941 (1958).
88. A. C. Kolb, *Phys. Rev.* **107**, 345 (1957).
89. A. C. Kolb, в сб. *Magnetohydrodynamics* (R. K. M. Landshoff, ed.), Stanford Univ. Press, Stanford, California, стр. 76.
90. A. C. Kolb, *Phys. Rev.* **107**, 4 (1957) (письмо в редакцию).
91. A. C. Kolb, *Proc. U. N. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy*, 2nd Conf. (Geneva, 1958) **31** (P/345), 382 (1959).
92. A. C. Kolb, *Phys. Rev.* **112**, 291 (1959).
93. A. C. Kolb, в сб. *Plasma Dynamics* (F. H. Clauser, ed.), Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, стр. 206.
94. A. C. Kolb, в сб. *Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, Uppsala, 1959 (N. R. Nilsson, ed.), vol. 2, North-Holland, Amsterdam, 1960, стр. 1021.
95. A. C. Kolb, в сб. *Symposium on Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures*, Univ. Chicago Press, Chicago, Illinois (в печати).
96. A. C. Kolb, C. B. Dobbie and H. R. Griem, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 5 (1959).
97. A. C. Kolb, H. R. Griem and W. R. Faust, в сб. *Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, Uppsala, 1959 (N. R. Nilssen, ed.), North-Holland, Amsterdam, 1960, стр. 876.
98. I. F. Kvartskava, K. N. Kervolidze and J. S. Gvaladze, *Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases* (Uppsala, 1959) (N. R. Nilssen, ed.), North-Holland, Amsterdam, 1960, стр. 876.
99. R. Ladenburg and S. Levy, *Z. Phys.* **88**, 461 (1934).
100. L. Lamb and S.-C. Lin, *J. Appl. Phys.* **28**, 754 (1957).
101. O. Laporte, в сб. *Combustion and Propulsion*, Third Agard Colloquium, Pergamon, New York, 1960, стр. 499.
102. O. Laporte and T. D. Wilkerson, *J. Opt. Soc. Amer.* **50**, 1293 (1960).
103. S.-C. Lin, E. L. Resler and A. Kantrowitz, *J. Appl. Phys.* **26**, 95 (1955).
104. E. A. McLean, The Measurement of Transition Probabilities Using a Magnetic Shock Tube, в сб. *Third Symposium on Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry* (1961), Columbus, Ohio, 1961.
105. E. A. McLean, C. E. Faneuff, A. C. Kolb and H. R. Griem, *Phys. Fluids* **3**, 843 (1960).
106. E. A. McLean, A. C. Kolb and H. R. Griem, *Phys. Fluids* **4**, 1055 (1961).
107. W. P. McWhirter, *Nature* **190**, 902 (1961).
108. H. Mark, *J. Aeronaut. Sci.* **24**, 304 (1957).
109. F. Mastrup and W. Wiese, *Z. Astrophys.* **44**, 259 (1958).
110. H. Motschmann, *Z. Phys.* **143**, 77 (1955).
111. H. M. Mott-Smith, *Phys. Rev.* **82**, 885 (1951).
112. D. E. Nagle, W. E. Quinn, F. L. Ribe and W. B. Riesenfeld, *Phys. Rev.* **119**, 857 (1960).
113. G. B. P. Niblett and T. S. Green, *Proc. Phys. Soc.* **74**, 737 (1959).
114. G. B. F. Niblett and A. Kenny, Princeton University Report NR061-020, N6ori-105 (1957).
115. G. R. F. Niblett et al., частное сообщение (1960).
116. W. H. Parkinson and R. W. Nicholls, *Canad. J. Phys.* **38**, 715 (1960).
117. R. M. Patrick, *J. Appl. Phys.* **2**, 589 (1959).
118. H. E. Petschek and S. Byron, *Ann. Phys. (New York)* **1**, 270 (1957).
119. H. E. Petschek, P. H. Rose, H. S. Glick, A. Kane and A. Kantrowitz, *J. Appl. Phys.* **26**, 83 (1955).
120. R. F. Post, в сб. *Plasma Dynamics* (F. H. Clauser, ed.), Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1960, стр. 30; Riso Lectures (будет опубликовано).
121. П. Прингсгейм, Флуоресценция и фосфоресценция, М., ИЛ, 1951.
122. S. A. Ramsden, A. G. Hearn and B. B. Jones, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **6**, 205 (1961).
123. E. L. Resler, S.-C. Lin and A. Kantrowitz, *Appl. Phys.* **23**, 1390 (1952).
124. J. Richter, *Z. Phys.* **151**, 114 (1958).
125. R. D. Richtmyer, *Difference Methods for Initial Value Problems*, Interscience, New, York, 1957, стр. 208.
126. J. P. Rink, H. T. Knight and R. E. Duff, *Bull. Amer. Phys. Soc.* (2) **6**, 213 (1961).
127. R. J. Rosa, *Phys. Rev.* **99**, 633 (1955).

128. M. Rosenbluth and R. Garwin, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-1850 (1954).
129. W. Roth and P. Gloersen, *J. Chem. Phys.* **28**, 820 (1958).
130. A. Schlüter and L. Biermann, *Z. Naturforsch.* **5a**, 237 (1950).
131. A. Schlüter and L. Biermann, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 975 (1958).
132. R. Scott and R. F. Wentzel, *Phys. Fluids* **2**, 609 (1959).
133. F. R. Scott, W. P. Basman, E. M. Little and D. B. Thompson, *The Plasma in a Magnetic Field* (R. K. M. Landshoff, ed.), стр. 110.
134. G. L. Seaу, Dissertation (University of Oklahoma, Norman, Oklahoma, 1957); Los Alamos Scientific Laboratory Report LAMS-2125 (не опубликовано).
135. G. Shreffler and R. H. Christian, *J. Appl. Phys.* **25**, 324 (1954).
136. S. J. Smith and D. S. Burch, *Phys. Rev.* **116**, 1125 (1959).
137. Н. П. Соболев, А. В. Потапов, В. Ф. Китаева, Ф. С. Файзуллоев, В. Н. Алямовский, Е. Т. Антропов и И. Л. Исаев, *Опт. и спектр.* **6**, 185, 284 (1959).
138. T. F. Stratton, G. A. Sawyer and F. L. Ribe, частное сообщение (1960); Los Alamos Scientific Laboratory Report 2488.
139. J. S. Townsend and V. A. Bailey, *Phil. Mag.* **43**, 593 (1922).
140. J. S. Townsend and V. A. Bailey, *Phil. Mag.* **44**, 1033 (1922).
141. С. Е. Треанор, частное сообщение (1961).
142. С. Е. Треанор and W. H. Wurster, *J. Chem. Phys.* **32**, 758 (1960).
143. E. Trefftz, A. Schlüter, K. H. Dettmar and K. Jürgens, *Z. Astrophys.* **44**, 1 (1957).
144. E. B. Turner, *Phys. Rev.* **99**, 633 (1955).
145. E. B. Turner, University of Michigan Research Institute Report 2189-1-T (1955).
146. E. B. Turner, Dissertation (University of Michigan, Ann. Arbor, Michigan, 1956); University of Michigan Engineering Research Institute Report 2189-2-T AFOSR TN-56-150, ASTIA Document No. AD 86309 (не опубликовано).
147. E. B. Turner, Space Technology Laboratory Report GM-TR-0165-00460 (1958).
148. E. B. Turner, Space Technology Laboratory Report TR-59-0000-00744 (1959).
149. A. Unsöld, *Z. Astrophys.* **24**, 355 (1948).
150. А. Унзольд, *Физика звездных атмосфер*, М., ИЛ, 1949.
151. H. G. Voorhees and F. R. Scott, *Phys. Fluids* **2**, 576 (1959).
152. O. Weber, *Z. Phys.* **152**, 281 (1958).
153. H. D. Weymann, University of Maryland Institute for Fluid Dynamics, Tech. Note BN-144 (1958).
154. H. D. Weymann, *Phys. Fluids* **3**, 545 (1960).
155. H. D. Weymann and B. Troy, *Bull. Amer. Phys. Soc.* (2) **6**, 212 (1961).
156. W. Wiese, *Rev. Sci. Instrum.* **31**, 943 (1960).
157. W. Wiese, H. F. Berg and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **120**, 1079 (1960).
158. W. Wiese, H. F. Berg and H. R. Griem, *Phys. Fluids* **4**, 250 (1961).
159. T. D. Wilkerson, Dissertation (University of Michigan, Ann. Arbor, Michigan, 1961); Univ. Michigan Office of Research Administration Report O 2822-3-T, AFOSR 1115 (June, 1961).
160. *Atomic and Molecular Processes* (D. Bates, ed.), Interscience, N. Y., 1962.

