УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

# ПОЛУЧЕНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР \*)

#### В. Лохте-Хольтгревен

#### СОДЕРЖАНИЕ

ş	1.	Измерение высоких температур	2
		1.1. Введение	<b>2</b>
		1.2. Определение температуры	5
		<b>1.3.</b> Определение плотности электронов ne из уширения линий	9
		<b>1.4. Определение температур</b> выше 15 000° К	7
		1.5. Некоторые свойства плазмы при высоких температурах	9
§	2.	Получение высокой температуры в электрических дугах	7
		2.1. Дуговые источники	7
		2.2. Применение высоких температур, полученных с помощью дуг, в науч-	
		ных целях	3
		2.3. Практическое применение высоких температур, получаемых с помощью	
		дуг	5
§	3.	Высокие температуры, полученные с помощью импульсных разрядов и искро-	
		вых источников	6
§	4.	Высокие температуры, полученные при взрывах проволочек 56.	2
§.	5.	Высокие температуры, полученные в плазменных струях и с помощью	
		ударных волн	6
		5.1. Высокие температуры в струях плазмы	6
		5.2. Высокие температуры, полученные с помощью плоских ударных волн 569	9
		5.3. Дальнейшее развитие техники получения высоких температур с помощью	
		ударных волн	2
ş	6.	Высокие температуры, полученные при химических реакциях	3
		6.1. Высокие температуры при детонации	3
		6.2. Высокие температуры, полученные с помощью ударных волн при дето-	
		нации	}
Ц	ИТІ	арованная литература	2

Данная обзорная статья базируется в основном на работах, посвященных изучению термически возбужденной плазмы при температурах в области 10 000—70 000° К. Измерения температур в случае отсутствия самопоглощения могут быть выполнены по наблюдениям спектральных линий или непрерывного спектра излучения плазмы. Под изучением линий понимается изучение их интенсивностей и контуров. Далее обсуждаются различные методы оценки температур, и кратко рассматриваются характерные свойства плазмы: вязкость, электропроводность и теплопроводность.

Параграфы 2—6 посвящены методам получения высоких температур. Обсуждены дуговые источники, импульсные разряды и искры, взрывы проволочек и ударные волны и, наконец, химические реакции. Указаны возможности и ограничения практического применения различных методов.

<sup>\*)</sup> W. Lochte-Holtgreven, Production and measurement of high temperatures, Repts. Progr. Phys. 21, 312 (1958). Перевод Ю. П. Донцова и Н. М. Яшина.

Данная статья была закончена в начале 1957 г., но в нее включены наиболее интересные результаты из области сверхвысоких температур, которые были получены в течение 1957 г. Рассматриваемые в настоящем обзоре методы измерения температуры дают достаточно надежные результаты в области ниже  $10^5$  градусов К. Можно ожидать, что эти методы, незначительно измененные, могут быть использованы также и для измерения температур, превышающих  $10^5$  градусов К.

#### § 1. ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

#### 1.1. Введение

Получение и наблюдение высокотемпературных процессов всегда вызывало значительный интерес. Понятие области высоких температур в разные времена было различным. Не рассматривая историю этого вопроса в более ранний период, скажем только, что в прошедшем столетии температура кислородно-водородного пламени и электрической дуги между угольными электродами считалась очень высокой температурой. Действительно, температура, полученная такими способами, является наивысшей, при которой вещество может существовать в твердом состоянии.

В начале нашего века область доступных температур значительно расширилась в связи с появившимся интересом к поведению горячих газов. Возгонка углерода при температуре около 4000° К ограничивает температуру, при которой вещество может существовать в твердом состоянии, однако вещество в газообразном состоянии можно очень легко нагреть до температуры 20000-50000° К и поддерживать такую температуру в течение продолжительного времени. Есть основания полагать, что были получены мгновенные температуры порядка 106 или даже 107 градусов К. В связи со значительным прогрессом в области получения высоких температур прежде всего необходимо рассмотреть современные представления о температуре. Наши представления о времени установления температурного равновесия в последнее время заметно изменились, что привело к пониманию высоких мгновенных температур. Далее, следует подчеркнуть, что почти все измерения температур, превышающих 2000° К, основаны на оптических наблюдениях. Чтобы иметь возможность оценить температуру по непрерывному или линейчатому спектру излучения, необходимо обсудить вопрос о взаимодействии материи с излучением.

В последней части этой статьи будут описаны методы получения длительных температур от 10 000 до 50 000° К и методы получения мгновенных температур от 10 000° К до значительно более высоких. Все эти методы связаны с лабораторными экспериментами, выполненными при хорошо известных условиях. Мы обсудим методы и приведем примеры без претензий на полноту.

1.1.1. Температура и термическое равновесие. Температура газа определяется условием, что каждый конкретный вид энергии распределен в соответствие с больцмановским распределением по всем различным частицам, присутствующим в газе. Частицы могут обладать поступательной, вращательной и колебательной энергией, энергией возбуждения и ионизации, кроме того, в объеме может существовать излучение. Понятие равновесного состояния предполагает, что число актов возбуждения атомов электронами равно числу соударений второго рода, число случаев ионизации при столкновении равно числу рекомбинаций между тремя сталкивающимися частицами и что излученная энергия равна поглощенной. Можно считать, что в горячих газах вместо описанного состояния равновесия осуществляется только такой вид стационарного состояния, который определяется тем, что постоянный приток энергии компенсирует пеизбежные энергетические потери, в особенности потери, вызываемые конвекцией, диффузией и радиацией.

Как известпо, при столкновениях имеет место взаимное превращение одних видов энергии в другие. Экспериментально показано, что при уменьшении давления до нескольких *мм* рт. ст. число столкновений уменьшается настолько, что не может быть речи об однородном больцмановском распределении. При атмосферном или более высоком давлении при условии, что потери на излучение не слишком велики, имеет место однородное больцмановское стационарное распределение. Эти результаты относятся к пламенам вне зоны реакции, а также к электрическим дугам. Наиболее замечательным является тот факт, что излучение плазмы электрической дуги, несмотря на сложный механизм электрического разряда, может рассматриваться как равновесное излучение, соответствующее температуре плазмы. Рядом исследователей проводились тщательные эксперименты по определению наличия термпческого равновесия в электрической дуге, так что можно принять наличие такого равновесия на веру<sup>1-6</sup>.

1.1.2. В ремя, необходимоедля установления термического равновесия (см. также 1.1.3). Время, необходимое для установления термического равновесия, зависит от числа столкновений между различными частицами. В случае электрических разрядов при дрейфе электронов в поле данного направления и столкновениях их только друг с другом скорость дрейфа их центра тяжести не зависит от числа столкновений. Поэтому не наблюдается увеличения средней тепловой скорости электронов, т. е. не происходит никакого увеличения температуры. Изменение средней скорости электронов возможно только ири столкновениях с тяжелыми частицами. Достаточно нескольких столкновений с такими частицами, чтобы вызвать увеличение средней скорости электронов, а, следовательно, и электронной температуры.

Если обозначить время между столкновениями электронов с атомами газа через т, то

$$\tau = \frac{1}{v_e (u_0 Q_0 + n_1 Q_1)} , \qquad (1)$$

где  $v_e$  — тепловая скорость электронов,  $n_0$  и  $n_i$  — соответственно плотности нейтральных и ионизированных атомов,  $Q_0$  — сечение столкновений атомов с электронами (сечение Рамзауэра)и  $Q_i$  — сечение для ионов (сечение Гвоздовера).

Как будет видно из 2.2.2, данные о сечениях для электронных столкновений в последнее время значительно пополнились. Можно заметить, что в общем случае сечения Рамзауэра значительно больше газокинетических значений сечений, сечения ионов во многих случаях еще больше. В качестве примера вычислим время т для газообразного водорода при атмосферном давлении и температуре  $T = 10\ 000^\circ$  К. При этой температуре число ионов еще мало, а наличием молекул можно пренебречь. Подставляя  $Q_0 \simeq 170 \cdot 10^{-16}\ cm^2 *$ ),  $n_0 \simeq 10^{18}\ cm^{-3}$ ,  $v_e \simeq 10^8\ cm/ce\kappa$ , получим  $\tau \simeq 10^{-12}\ cek$ . Для установления равновесного распределения по скоростям необходимо, чтобы произошло по крайней мере несколько столкновений, тогда для времени установления электронной температуры получается  $\tau \simeq 10\ ^{11}\ cek$ .

Рассмотрим теперь взаимодействие между электронами и атомами. В случае упругого удара электроны с массой *m* передают атомам с массой

<sup>\*)</sup> Величина 1,7·10<sup>-14</sup> см<sup>2</sup> является средней экспериментальной величиной для величин, полученных в работах <sup>7, 8</sup>.

M только часть своей избыточной энергии, пропорциональную 2m/M. Должно произойти около 10<sup>3</sup> столкновений для того, чтобы вся избыточная энергия была передана атомам. В приведенном примере для времени, за которое происходит обмен энергией между электронами и атомами водорода, получается величина, приблизительно равная 10-8 сек. Сечение для взаимодействия атома водорода с электроном чрезвычайно велико. Таким образом, время установления равновесия для других газов может изменяться от 10<sup>-5</sup> до 10<sup>-8</sup> сек.

При увеличении температуры степень ионизации и, следовательно, произведение  $n_i Q_i$  в формуле (1) увеличиваются. В приведенном примере величина  $Q_i$  одного порядка с  $Q_0$ . Таким образом, для водорода, а также для щелочных металлов время установления равновесия не должно сильзависеть от температуры. Однако если сечение Рамзауэра Q<sub>0</sub> HO мало, то время установления равновесия значительно уменьшается с увеличением ионизации. Когда в газе имеются высокоионизированные атомы, «степень ионизации» может быть больше 100% и время, необходимое для достижения равновесия, уменьшается. Это обстоятельство играет больщую роль в явлениях, когда достигаются высокие мгновенные температуры, особенно в случае искр. При исследованиях искрового разряда недавно была получена температура 40 000° К; при этом экспериментально было доказано наличие однородной, хотя и зависящей от времени, равновесной температуры (см. 3.5). Этот результат — отчасти несколько удивительный — может быть объяснен, если принять во внимание высокую степень Ионизации, которая имеет место в чрезвычайно конденсированном разряде. При более подробном рассмотрении электрического разряда следует отметить, что электроны постоянно получают энергию от электрического поля, вследствие чего не происходит полной передачи избыточной энергии к атомам; температура электронов остается всегда выше температуры газа. Равновесие достигается, когда передаваемая электронами энергия равна энергии, получаемой ими от поля:

$$\frac{3}{2}k\left(T_{e}-T_{g}\right)^{2}\frac{m}{M}=eE^{2}b_{e}\tau,$$
(2)

где

$$b_e = v_e/E = \tau e/m \tag{3}$$

- подвижность электронов и k - постоянная Больцмана. Для относительной разности температур при  $\tau = \lambda/v$  из (2) получается

$$\frac{\Delta T}{T_e} = \frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{(\lambda e E)^2}{\left(\frac{3}{2} k T_e\right)^2} \frac{M}{4m}.$$
(4)

Для свободно горящей в воздухе дуги с температурой  $T = 6000^{\circ}$  K. E = 20~e/cм и средней длиной свободного пробега электронов  $\lambda = 1, 3 \cdot 10^{-5} c$ м получается  $\Delta T = 6^{\circ} K$  или 0,1%.

По измеренным интенсивностям линий прежде всего можно определить температуру возбуждения и ионизации; при атмосферном или большем давлении обе температуры близки к электронной температуре. Разность температур T<sub>e</sub>-T<sub>a</sub>, небольшая для свободно горящих дуг, увеличивается с увеличением напряженности поля. Как было найдено для сжатой дуги, охлаждаемой водой и горящей при высоком давлении, при напряженности поля  $E = 300 \, e/cM$  разность  $T_e - T_g$  становится заметной. В этом случае, вероятно, неправильно связывать измеренную по допплеровскому уширению величину  $T_q$  с интенсивностью линий, зависящей от  $T_e$ . 1.1.3. Эффект градиента температуры в источ-

никах света. Рассмотрим наличие градиента температуры в плазме,

как это имеет место в каждом высокотемпературном источнике света. Обычно каждый элемент объема рассматривают отдельно, причем считается, что в таком объеме осуществляется термодинамическое равновесие. Оценки градиента температуры были проведены с помощью стигматической оптики. Более детальный анализ показывает, что такие элементы объема не являются вполне независимыми. В результате конвекции и диффузии частицы из одного элемента проникают в другой. При попадании новых частиц в элемент объема с другой температурой для установления равновесия необходимо некоторое время (время релаксации). Для оценки времени релаксации необходимо знать скорости реакций для процессов ионизации, рекомбинации, диссоциации и т. д. Несмотря на то, что точные данные относительно этих процессов неизвестны, можно утверждать, что ошибки в измерениях градиента температуры обусловлены релаксационными эффектами, причем ошнбка тем больше, чем больше градиент температуры. Чтобы иметь ясное представление о значениях измеренных параметров и полученной точности, необходимо рассмотреть вопрос о времени релаксании.

1.1.4. Эффект оптической толщины излучающего газа. В горячем газе с однородной температурой излучение одних атомов может быть поглощено другими. Если реабсорбция отсутствует, то интенсивность наблюдаемого света определяется суммарным излучением всех атомов источника. Несколько лет назад Минковский<sup>9</sup> показал, что реабсорбция имеет место в любом случае, когда интенсивность света достаточно велика для ее фотографической регистрации. Однако эти результаты применимы к температурам от 1000 до 2000° К при низкой интенсивности соответствующего излучения черного тела. Свыше 10 000° К многие источники света совершенно прозрачны даже в центральных частях линии вследствие того, что интенсивность излучения черного тела, т. е. максимально возможная интенсивность излучения, соответствующего этим температурам, очень высока. Экспериментальное доказательство прозрачности можно получить либо путем изменения толщины излучающего слоя, либо путем измерения абсолютных интенсивностей. В первом случае оптически тонкий слой определяется тем, что интенсивность света изменяется строго пропорционально изменению геометрических размеров, во втором случае оптически тонкий слой определяется тем, что абсолютная интенсивность должна составлять лишь малую долю от соответствующего излучения черного тела. Экспериментально показано, что имеется много источников света, работающих при температуре свыше 10 000° К при атмосферном давлении и являющихся оптически тонкими. Имеются источники света, которые являются оптически толстыми в центральных частях некоторых линий и оптически тонкими в других спектральных областях.

# 1.2. Определение температуры

1.2.1. О пределение температуры 'газа в случае о птически толстого слоя. Вслучае излучения оптически толстого слоя температура может быть получена из измерений абсолютной интенсивности при помощи формулы Планка. Спектральная линия, оптически толстая в центре, имеет контур с плоской вершиной, и эта часть контура линии является хорошим приближением к кривой излучения для черного тела. В некоторых случаях головы молекулярных полос особенно удобны для такого рода температурных оценок.

Когда имеется градиент температуры для наблюдаемой линии, происходит поглощение некоторого количества света этой линии более холодными участками плазмы, что приводит к хорошо известному явлению самообращения. Это обстоятельство затрудняет изучение плоской части контура линии. Наложение линии поглощения с известным контуром (градиент температуры известен) на исследуемую линию позволяет произвести оценку температуры по максимальной интенсивности двух половинок самообращенной линии. Контур линии поглощения и температура могут быть получены с помощью стигматического спектрографа, щель которого установлена перпендикулярно оси симметрии источника света. Этот метод не применим для линий, оканчивающихся на основном уровне. При исследовании высоких температур он вполне пригоден <sup>10-13</sup>, поскольку осуществляются переходы между возбужденными состояниями.

С увеличением силы тока интенсивность сплошного спектра (фон) почти во всех источниках света увеличивается по отношению к интенсивностям линий. Самообращенные линии выступают над фоном в виде двух половинок линии излучения с провалом между ними, обусловленным поглощением. При дальнейшем увеличении силы тока части линии, обусловленные излучением, почти скрываются в фоне, и в конце концов остается заметной лишь линия поглощения. При исследовании стигматическим прибором светящегося столба дуги с цилиндрической симметрией, например пульсирующей ртутной дуги высокого давления, полностью развитое самообращение наблюдается только вдоль осевой линии наблюдения. При наблюдении вдоль других липий, параллельных осевой, отмечается уменьшение температуры и оптической толщины. Согласно Бартельсу<sup>14</sup> изменение интенсивности в зависимости от расстояния от осевой линии позволяет измерить как оптическую толщину, так и максимальную температуру источника света с цилиндрической симметрией.

Когда источник не является ни оптически толстым, ни оптически тонким, может оказаться полезным приведение этого случая к случаю оптически тонкого слоя. При этом следует измерить геометрическую толщину слоя и изменить наблюдаемые величины интенсивностей таким образом, чтобы они совпадали с кривой роста <sup>15,16</sup>, с помощью которой можно совершить переход к оптически тонкому слою, если известен механизм изменения ширины линии и «постоянная затухания». Этот метод особенно прост, если линия является одним из членов мультиплета. Относительные интенсивности мультиплета могут быть приведены в соответствие с кривой роста, и для перехода к оптически тонкому слою не требуется дополнительных экспериментов.

1.2.2. О пределение температуры газа в случае оптически тонкого слоя. В случае термического возбуждения распределение интенсивности в ротационной структуре какой-либо полосы соответствует закону Больцмана. Поэтому измерения интенсивностей в полосе дают возможность вычислить температуру по формуле

$$I_R(m) = I_P(m+1) \sim v^4 \frac{(J+1)^2 - 1/4}{J+1} \exp\left\{-\frac{h^2}{8\pi^2\Theta} \frac{1}{kT} J(J+1)\right\}.$$
 (5)

В этой формуле  $I_R$  и  $I_P$  представляют иптенсивности R- и P-линий полосы, m — соответствующий номер линии, J — вращательное квантовое число,  $\Theta$  — момент инерции молекулы и v — частота линии. Правильные результаты могут быть получены только при использовании спектрографа с высокой разрешающей силой и большой дисперсией. Если дисперсия недостаточно велика, то отдельные линии полосы сливаются и образуют непрерывное распределение интенсивности. Такое распределение было рассчитано<sup>17-19</sup> для полос CN  $\lambda$  = 3883, 3871, 4216 и 4197 Å.

Полученные результаты можно использовать для определения температуры, даже если спектры получены с малой дисперсией. Однако необходимо отметить, что в источниках света с высокой температурой молекулы диссоциированы, и полосы излучения получаются только от более холодных областей источника света. Поэтому в каждом случае необходимо иметь уверенность, что излучение полос, линий или непрерывного спектра действительно относится к данному рассматриваемому элементу объема. Если ширина линии не растет при увеличении оптической толщины и другие причины не вызывают ее изменения, то контур линии определяется эффектом Допплера и выражается формулой

$$\frac{dI}{I} = \frac{I}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\rm D}}\right)^2\right\} \frac{d\lambda}{\Delta\lambda_{\rm D}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi RT}} \exp\left\{-\frac{Mc^2}{2RT} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2\right\} d\lambda, \quad (6)$$

где  $\Delta \lambda_D / \Delta \lambda = \sqrt{2RT/Mc^2}$ , M — молекулярный вес и R — газовая постоянная; величина  $\Delta \lambda_D$  есть наблюдаемая допплеровская полуширина, измеряемая в  $cm^{-1}$ . Эта формула успешно использовалась для оценки температуры, особенно для легких элементов, линии которых имеют отпосительно большое допплеровское уширение. Зависимоть полуширины допплеровского контура линии от температуры достаточно проста:

$$2\Delta\lambda_D = 2\sqrt{\ln 2} \lambda \sqrt{\frac{2RT}{Mc^2}} = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T_g}{M}}.$$
(7)

У элементов со сложной структурой термов незаполненность внутренних оболочек приводит к чрезвычайно резким линиям, контуры которых являются допплеровскими. Это обстоятельство позволяет оценивать температуру на основе эффекта Допплера.В качестве примера сошлемся на оценку температуры в свободно горящей железной дуге <sup>20</sup>. В этой работе наблюдались линии, обусловленные переходом внутренних электронов. По-видимому, термы, связанные с этими линиями, не подвержены какимлибо возмущениям, и поэтому линии обладают только допплеровским уширением. Оценка электронной температуры  $T_e$ , произведенная независимо, совпала со значением температуры, полученной из эффекта Допплера. Это совпадение результатов указывает на наличие термического равновесия.

Два упомянутых выше метода совместно с методом поглощения либо рентгеновских лучей <sup>21-24</sup>, либо  $\alpha$ -частиц <sup>21-22</sup>, а также методы измерения плотности газа (интерферометрически <sup>25</sup>, шлирен-методом <sup>26</sup>, путем измерения скорости звука <sup>27-28</sup> или из измерений радпоактивности <sup>29</sup>) являются основными методами измерения истинной температуры газа  $T_{q}$ .

1.2.3. О пределение температур возбуждения и и о низации. Известно, что в случае горячей плазмы определенное количество электронов находится в свободном состоянии. Зависимость степени ионизации от температуры можно получить из уравнения Саха<sup>185-187</sup>, представляющего закон действующих масс для процесса ионизации:

$$\frac{n_{+} n_{e}}{n_{0}} = f(T_{g}).$$
(8)

Полное количество свободных зарядов в случае термического возбуждения всегда равно нулю. Таким образом,

$$n_e = n_+. \tag{8a}$$

Сумма концентраций электронов, ионов и нейтральных атомов равна полной плотности частиц газа N:

$$n_e + n_+ + n_0 = N.$$
 (86)

Таким образом, для оценки четырех неизвестных величин, а именно  $n_e$ ,  $n_+$ ,  $n_0$  и  $T_a$ , т. е. числа электронов. ионов, нейтральных атомов в 1 см<sup>3</sup>

и температуры, в случае термически возбужденного одноатомного газа с известной плотностью имеются три уравнения, полученные из условий равновесия. Недостающее четвертое уравнение можно получить из измерений, относящихся к одной из четырех неизвестных величин. Температура, являющаяся одной из четырех упомянутых величин, имеет первостепенное значение при исследовании высокотемпературных процессов. Случай, когда плазма состоит из атомов разного сорта, по-видимому, ничем не отличается от предыдущего. Предположим, что относительный состав плазмы известен. Тогда, опять-таки, измерив одну из неизвестных величин, не представляет труда решить соответствующую систему уравнений. Если же относительный состав неизвестен, то необходимо провести ряд подобных измерений, причем число измерений равняется числу компонент, составляющих газ.

В качестве примера рассмотрим плазму, состоящую из воздуха и газообразного углерода. Такая плазма имеется в разрядном столбе свободно горящей угольной дуги. В этом случае относительное содержание кислорода и азота известно, но неизвестно содержание углерода. Можно написать три уравнения Саха для трех составляющих газа, далее уравнение квазинейтральности плазмы, закон Дальтона и уравнение, определяющее относительное содержание кислорода и азота — всего шесть уравнений:

$$\frac{n_{+}n_{e}}{n_{0}} = f(T_{g}) \quad \text{для N, O, C,}$$
(9a)

$$n_{\rm N^+} + n_{\rm O^+} + n_{\rm C^+} = n_e, \tag{96}$$

$$n_{\rm N^+} + n_{\rm N} + n_{\rm O^+} + n_{\rm O} + n_{\rm C^+} + n_{\rm C} + n_e = N, \tag{9B}$$

$$n_{\rm N+} + n_{\rm N} = 3,72 \ (n_{\rm O+} + n_{\rm O}). \tag{9r}$$

Для вычисления восьми неизвестных величин ( $n_{\perp}$  и  $n_{0}$  для трех газов,  $n_{e}$  и T) необходимо провести два дополнительных измерения, которые могут быть совершенно различными по своей природе. Если плазма является оптически тонким слоем и дает линейчатый спектр излучения, то можно измерить интенсивности линий, вероятности переходов которых известны. В этом случа́е дополнительное уравнение имеет следующий вид:

$$I = A_{0,m} n_m h v = A_{0,m} \frac{g_m}{u} n_0 h v \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right), \qquad (10)$$

где I представляет полное излучение в эргах в 1 сек 1 с $m^3$  плазмы,  $n_m$  и  $n_0$  соответственно число возбужденных атомов в состоянии m и число нейтральных атомов,  $A_{0,m}$  вероятность перехода из верхнего состояния (m) в основное (0). В случае термического равновесия число атомов в состоянии m определяется законом Больцмана, т. е. в этом случае справедлива вторая часть выражения (10).

Равенство (10) связывает измеренную интенсивность I с температурой  $T_e$ . Когда  $T_g = T_e$ , то можно решить систему уравнения (9а)—(9г). Вместо измерения абсолютной интенсивности можно измерять отношение интенсивностей двух линий с известными вероятностями переходов. Подобным же образом можно измерять абсолютную интенсивность непрерывного спектра или отношение интенсивностей в разных участках непрерывного спектра (см. 1.3.6 и 1.4.2). В некоторых случаях более выгодно проводить измерения совершенно другого рода, например, плотности тока электрического разряда или (для ударных волн) изменения давления в направлении, перпендикулярном фронту волны. Обсуждение этих более специфических методов оценки температуры отложим до рассмотрения соответствующих явлений. Однако с таким же успехом можно проводить измерения и других неизвестных величин, входящих в систему уравнений

(9а)—(9г). Наряду с  $T_e$  важной характеристикой является концентрация электронов  $n_e$ ;  $n_e$  часто связано с шириной линии и может быть оценено по измерениям ширины линии или величине смещения линии. На этом вопросе мы остановимся в следующем разделе.

#### 1.3. Определение плотности электронов n<sub>e</sub> из уширения линий

1.3.1. У ширение линип при соударениях. Согласно ударной теории столкновений <sup>30-34</sup> изменение частоты излучения атома происходит только в короткий момент столкновения. Эти столкновения приводят к изменению фазы, что, как показывает анализ Фурье, эквивалентно уширению линии.

Сначала рассмотрим только одну возмущающую частицу, находящуюся на расстоянии *r* от излучающего атома. Возмущение вызывает смещение линии

$$\Delta \omega = \frac{2\pi C}{r^a} , \qquad (11)$$

где  $\omega$  — угловая частота излучения, C — постоянная и r — расстояние от возмущающей частицы; в частности,  $r_{\min} = \varrho$  ( $\varrho$  — параметр столкновения).

В этой формуле *n* зависит от характера возмущения: n=2 соответствует взаимодействию заряженных частиц с атомами, уровни которых испытывают линейный эффект Штарка, n=3— взаимодействию нейтральных частиц, а также заряженных частиц с атомами, обладающими квадрупольными момептами, n=4 соответствует взаимодействию заряженных частиц с атомами, испытывающими квадратичный эффект Штарка и n=6— ван-дер-ваальсовскому взаимодействию нейтральных частиц.

Интегрирование возмущения по всем возможным с приводит во всех этих случаях к дисперсионному контуру линии, который определяется выражением

$$I(\omega) = \frac{1}{(\omega - \omega_0 + \Delta)^2 + (\delta/2)^2}.$$
 (12)

Величина  $\Delta$  обозначает смещение линии, а  $\delta$  — ее полуширину. Для n=4 имеем

$$\delta = 38.8 \ C^{2/3} v^{1/3} n_e \tag{13}$$

И

$$\Delta = 33,4 \ C^{2/3} \ v^{1/3} \ n_e; \tag{14}$$

при этом отношение  $\delta/\Delta$ , т. е. отношение полуширины к смещению, равно 1,16 (см. <sup>16</sup>). Для n=6

$$\delta = 17.0 C^{2/5} v^{3/5} n_e, \tag{15}$$

$$\Delta = 6,76 \, C^{2/5} \, v^{3/5} \, n_e, \tag{16}$$

а отношение  $\delta/\Delta$  в этом случае равно 2,8. Экспериментальные измерения полуширины и смещения линии дают возможность различить два случая соответствующих n=4 и n=6, т. е. отличить влияние квадратичного штаркэффекта от сил Ван-дер-Ваальса, что часто бывает трудно сделать другим путем. Если силы Ван-дер-Ваальса и квадратичный Штарк-эффект действуют одновременно, то полуширины и смещения складываются:

$$\delta_{\text{pes}} = \delta_4 + \delta_6$$
 и  $\Delta_{\text{pes}} = \Delta_4 + \Delta_6$ .

Отсюда получаем

$$\Delta_{\rm pes} = \frac{\delta_4}{1,16} + \frac{\delta_6}{2,8} \,. \tag{17}$$

7 УФН, т. LXXII, вып. 3

Это значит, что результирующее экспериментально наблюдаемое смещение может быть представлено в виде суммы двух членов, соответствующих полуширинам, обусловленным квадратичным Штарк-эффектом и силами Ван-дер-Ваальса. Разделив эти два эффекта и используя формулы (13) или (14), можно получить величину  $n_e$ . Хотя этот метод оценки  $n_e$  не очень точный, Мандельштам <sup>35</sup>, применяя интерферометр для измерений полуширин и смещений линий, получил по разным линиям одинаковую величину  $n_e$ . Однако следует отметить, что для n=4 экспериментальное значение часто отличается от теоретической величины, равной 1,16. Это указывает на то, что взаимодействие в этих случаях, по-видимому, не является чисто квадратичным.

1.3.2. Статистическое у ширение линий. Втовремя, как рассмотренная выше теория основана на предположении, что излучающий атом подвергается возмущению только в момент столкновения, в статистической теории предполагается, что атом излучает всегда в возмущающем поле окружающих зарядов.

а) Возмущение одной частицей. Возмущение одной частицей может быть вычислено из вероятности нахождения возмущающей частицы на расстоянии r. При расчете предполагается, что излучающий атом окружен сферическими оболочками, и определяется вероятность нахождения возмущающей частицы внутри такой оболочки. Эта вероятность связана с распределением интенсивности в линии. В данном случае контур линии описывается выражением

$$I(\omega) d\omega = \frac{3}{n} \left(\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}\right)^{(3/n)+1} \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}\right)^{3/n}\right\} \frac{d\omega}{\Delta\omega_v},$$
 (18)

где  $\Delta\omega_0 = 2\pi C/r_0^n = 2\pi C(4/3\pi N)^{n/3}$  есть смещение, вызванное частицей, среднее расстояние котс рой до излучающего атома  $r_0$  определяется из выражения  $(4/3)\pi r_0^3 N = 1$  и, как и ранее,  $\Delta\omega = 2\pi C/r^n$ . «Одночастичное приближение» (18) представляет интерес только для больших  $\Delta\omega$ , поскольку в этом случае возмущающая частица находится близко к рассматриваемому атому. Экспонента в формуле (18) при этом близка к 1 и ею можно пренебречь.

б) Возмущение несколькими частицами. Теперь рассмотрим возмущение излучающего атома одновременно несколькими частицами. Для n = 2 и n = 4 возмущение вызывается заряженными частицами, в этом случае электрические поля разных возмущающих частиц векторно складываются. Функция вероятности W силы результирующего микрополя может быть вычислена на основе работ <sup>36-42</sup>. Из функции вероятности определяется распределение интенсивности в линии.

Для удобства сила поля F выражается через «нормальную» силу поля  $F_0$ 

$$F_0 = 2,61 e N^{2/3},\tag{19}$$

где N — количество возмущающих зарядов в 1 см<sup>3</sup>. Этот метод дает хоротие результаты, особенно для линий с линейным эффектом Штарка, например для линий Бальмера, которые отличаются чрезвычайно тироким контуром. Для оценки числа возмущающих частиц N на график (рис. 1) наносятся контуры линий. Подбирается теоретическая кривая, которая наилучшим образом совпадает с экспериментальным контуром, и из соответствующей величины  $F_0$  определяется N.

Отметим, что этот метод оценки числа N возмущающих зарядов в 1 см<sup>3</sup> является простым и очень точным вследствие того, что линейный эффект Штарка приводит к большому расщеплению и соответственно к большой ширине линий Бальмера. Дополнительным преимуществом метода является тот факт, что линии водорода присутствуют почти во всех пламенах и электрических разрядах. В последнем случае водород попадает в область разряда из электродов или стенок, а также может быть специально введен в виде водяных паров. Таким образом, линии Бальмера служат в качестве «*N*-индикатора».

Недостатком этого метода является то, что само понятие «число возмущающих частиц» не является достаточно ясным. Для пояснения сказанного рассмотрим те предположения, которые положены в основу теория Хольтсмарка. Возмущенный атом излучает линию, смещенную приблизительно на  $\Delta \omega$ , с полушириной порядка  $1/\tau$  ( $\tau$  — время, в течение которого



Рис. 1. Контуры линий Бальмера  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  согласно статистической теории и функция вероятностей  $W(\beta)$ :  $\alpha = \Delta \lambda / F_0, \ \beta = F / F_0.$ 

возмущение практически постоянно,  $\tau \simeq \varrho/\upsilon$ ,  $\upsilon$  — скорость возмущающих частиц). Если выполняется условие

$$1/\tau \ll \Delta \omega,$$
 (20)

то контур является статистическим 188.

Когда 1/т больше чем  $\Delta \omega$ , т. е. смещение вследствие столкновения меньше ширины линии, может применяться ударная теория. Если выразить т через  $\varrho/\upsilon$  и  $\Delta \omega$  через  $C/\varrho^2$ , то для линейного Штарк-эффекта неравенство (20) приобретает вид

$$C/\varrho v \gg 1.$$
 (20a)

Это означает, что статистическая теория выполняется для малых значений о и v. В случае медлению движущихся понов это условие выполняется для больших значений о, т. е. для меньших  $\Delta \omega$ . Статистическая теория, учитывающая влияние попов, позволяет вычислить форму линии, за исключением центральной ее части, которая в основном определяется взаимодействием излучающих атомов с электронами.

При смещениях  $\Delta \omega > (v^2/2\pi^3 C)$  в случае линейного эффекта Штарка и при  $\Delta \omega > (8v^4/\pi^5 C)^{1/3}$  в случае квадратичного эффекта справедлива статистическая теория при меньших смещениях — ударная теория. Положение полученных Упзольдом <sup>16</sup> критических частот по отношению к центру линип Бальмера приведено в таблице I.

Вблизи центра линии статистическое уширение дают только ионы. в то время как вклад электронов, хотя и заметный, не может быть вычислен методами статистической теории. Крылья линии обусловлены действием как ионов, так и электронов. Электроны вносят заметный вклад в крылья линии (большие Δω), если Δω соответствует адиабатическому смещению линии. Предельное значение Δω, при котором еще имеет место адиабатическое смещение, довольно трудно рассчитать. Когда возмущающая частица имеет слишком большую скорость, то штарковское расщепле-

Таб	л	и	ц	a	1
-----	---	---	---	---	---

Положение критической частоты по отношению к центру линии (в Å)

Температура (°К)	25000	10000	5000	3000
На { электроны ионы	580 0,63	$\begin{array}{c} 230\\0,25\end{array}$	110 0,12	70 0,08
Н <sub>β</sub> { электроны ионы	120 0,13	$\frac{48}{0,05}$	$24 \\ 0,03$	14 0,02
Н <sub>у</sub> { электроны поны	48 0,05	$\begin{smallmatrix}&19\\0,02\end{smallmatrix}$	9 0,01	6 0,006
Н <sub>8</sub> { электроны ионы	32 0,0 <b>3</b>	$\substack{13\\0,01}$	6 0,007	4 0,004

ние уровней не вполне точно следует за быстрыми изменениями внешнего поля, или, иначе говоря, имеет место смешение собственных функций различных штарковских уровней. Это обстоятельство ограничивает применимость вышеизложенной теории.

1.3.3. Экспериментальное подтверждение теории Хольтсмарка. Для экспериментального доказательства этой теории наиболее надежной процедурой является сравнение эксперимен-

гально полученных контуров линий Бальмера с контурами, полученными на основе статистической теории. Однако этого оказывается недостаточно. Требуется независимая оценка n<sub>e</sub>, чтобы провести сравнение с величиной, полученной для N. Тщательное исследование этого вопроса было проведено Юргенсом<sup>43</sup>. Он нашел, что контуры линий Бальмера соответствуют кривым, рассчитанным с помощью статистического метода, и в добавление к этому получил величину N, которая равна  $n_i$ —числу ионов в 1 см<sup>3</sup>, т. е. что электроны не дают вклада в контуры линий. Однако эти результаты требуют подтверждения, так как они были получены для дуги, наблюдаемой перпендикулярно столбу разряда, без учета падения температуры в слое вдоль линии наблюдения. Поэтому необходимо свести этот случай к случаю источника с однородной температурой. Такое приведение, по-видимому, справедливо для источника света, находящегося в устойчивом положении по отношению к наблюдателю. Для электрической дуги, которую применял Юргенс, это условие, как будет показано ниже (см. 2.1.5), не выполняется. Кроме того, фотографический метод, используемый Юргенсом, не мог охватить большой диапазон интенсивностей. Поэтому эксперименты Юргенса были повторены с помощью фотометрического устройства, и наблюдения проводились вдоль разрядного столба, поскольку в этом случае имеется лучшее приближение к слою с однородной температурой. В повторных экспериментах  $^{44-45}$ , в которых  $n_e$  изменялось от  $2 \cdot 10^{15}$  до  $18 \cdot 10^{15}$  см<sup>3</sup>, никогда не наблюдалось полного совпадения между наблюденными контурами линий Бальмера и контурами, вычисленными по Хольтсмарку, последние спадают более круто (рис. 2). Однако в крыльях линий наблюдается вполне хорошее совпадение, которое постепенно улучшается по мере удаления от центра. Величина N, полученная по хольтсмарковскому контуру, асимптотически совпадающему с крыльями, не равна величине  $n_e$ , найденной при решении системы уравнений (9а)-(9г) и (10), а в два раза больше. Это указывает на то, что на излучающий атом одновременно воздействуют ионы и электроны.

Недавно было сделано две попытки включить в теоретическое рассмотрение действие электронов. Грим<sup>46</sup> рассмотрел уровни, расщепленные Штарк-эффектом, обусловленным полем ионов. Эти одиночные уровни

532

уширены благодаря ударам электронов. Подобного рода вычисления проделал Кольб<sup>47</sup>. Но, в то время, как Грим считал, что направление осей дипольных моментов возмущенных атомов все время определяется движением электронов, Кольб полагал, что атомы ориентируются ионным полем. а действие электронов сказывается только на величине этого поля. Из обеих теорий следует более пологий спад интенсивности в крыльях линий. а также несколько бс́льшая ширина линии. Между двумя этими теориями имеется различие. Согласно теории Кольба влияние электронов на контур линии может быть заметным даже при малых электронных плотностях,





Рис. 3. Полуширины линий Бальмера  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  в зависимости от интенсивности.

(Преднарительные результаты Энде. Для последней кривой полуширина дана в зависимости от электронной плотности n<sub>g</sub>.)

в то время как по Гриму это влияние становится заметным только пре более высоких плотностях. При сравнении экспериментальных результатов (см. рис. 2) с теорией вполне разумным является заключение, что имеет место отклонение от хольтсмарковского контура, поскольку крылья линии более пологи. Это положение полностью подтверждают обе новые теории.

Теперь обратимся к зависимости полуширин линий Бальмера от температуры. Обнаружено, что зависимость полуширины от температуры носит различный характер при низких и высоких температурах<sup>189-190</sup> (рис. 3). Этот результат подтверждает теорию Грима.

Следует подчеркнуть, что эксперименты с дугой, предпринятые с цельк проверки теории Хольтсмарка, проводились при больших илотностях заряженных частиц;  $n_e$  изменялось от  $2 \cdot 10^{16}$  вплоть до  $18 \cdot 10^{16}$  см<sup>3</sup> и Tот 10 000 до 15 000° К. При меньших плотностях заряженных частиц или более узких линиях Бальмера, например  $H_a$  (см. таблицу I), теория Хольтсмарка справедлива и дает  $N = n_i = n_e$ . Особенно узкими линиями с линейным Штарк-эффектом являются линии He<sup>\*</sup>. Даже при электронных плотностях  $n_e = 4 \cdot 10^{16}$  см<sup>3</sup> контуры этих линий с очень хорошей точностью согласуются с теорией Хольтсмарка <sup>48</sup>, что видно из рис. 4. Подведем итог сведениям, известным в настоящее время. Наиболее надежный путь оценки величины  $n_e$  с помощью статистической теории основан на измерении полуширин первых членов серии Бальмера. Величина N, найденная по хольтсмарковскому контуру, имеющему такую же полуширину, как и у наблюдаемого контура, соответствует  $n_e$ . Надежные результаты с помощью этой процедуры получаются в том случае, когда полуширина линии  $H_{\beta}$  не больше 35 Å. Крылья первых членов серии Бальмера контуров. Асимптотически они совпадают с хольтсмарковским контуром при  $N = n_i + n_e = 2n_e$ .

Согласие с теорией Хольтсмарка не очень удовлетворительное. К сожалению, мало надежды, что с помощью квантовой механики можно полу-



Рис. 4. Контур линии HeII  $\lambda = 4686$  Å. Сплошнан кривая: контур, даваемый статистической теорией Экспериментальные величины обозначены крестиками.

чить лучшие совпадения с экспериментальными данными. Маргенау<sup>49</sup> иопытался вычислить обусловленное электронами уширение различных штарковских подуровней с помощью ударной теории, представляя элекгроны в виде волн. Однако квантовая механика дает полуширины, определенно завышенные по сравнению с экспериментальными величинами.

1.3.4. О ценка  $n_e$  из эффективного сериального предела. Уширение бальмеровских линий, вызванное эффектом Штарка, увеличивается с ростом квантового числа *m*. С другой стороны, расстояние между линиями уменьшается. Уширенные линии, как показали Инглис и Теллер<sup>50</sup>, налагаясь друг на друга вблизи сериального предела, образуют континуум, что приводит к смещению истинного положения сериального предела в длинноволновую сторону. Последний наблюдаемый член бальмеровской серии с квантовым числом *m* на новой границе конгинуума определяется выражением

$$\lg N = 23,16 - 7,5 \lg m_{\max},\tag{21}$$

сде  $N = n_e + n_i = 2n_e$ для  $T < 10^5/m_{max}$  и  $N = n_e = n_i$ для  $T > 10^5/m_{max}$ . Эта приближенная формула была выведена для целей астрофизики, когда наблюдаемое число линий велико. Были проведены довольно детальные исследования, связанные с определением числа линий Бальмера, наблюдаемых в излучающей плазме, причем плотность электронов в каждом случае определялась независимым методом <sup>51</sup>. Было показано, что формула Инглиса и Теллера применима даже при высоких электронных плотностях, когда наблюдается только два или три члена бальмеровской серии. Небольшое изменение величины постоянного члена приводит к почти точному согласию с экспериментом

$$\lg N = 23,46 - 7,5 \lg m_{\max}.$$
 (22)

Высшие термы любого элемента являются водородоподобными. Поэтому следует ожидать, что рассматриваемый эффект проявляется также вблизи сериальных пределов других элементов. До настоящего времени были исследованы с этой точки зрения сериальный предел в гелии, расположенный около  $\lambda = 2600$  А и сериальный предел магния <sup>48,52</sup> около  $\lambda = 2514$  Å. В обоих случаях сериальные пределы смещены в длинноволновую сторону. Формула Инглиса — Теллера (22) дает истинную плотность электронов с точностью до множителя 2.

Автор считает, что этот метод без затруднений дает возможность получать довольно хорошие значения n<sub>e</sub>.

1.3.5. У меньшение величины ионизационного потенциала в плазме. Смещение сериального предела в длинноволновую сторону указывает, что ионизационный потенциал в плазме уменьшается. Первая количественная оценка этого эффекта была сделана Унзольдом <sup>53</sup>. Он получил

$$\Delta E_i = 7, 0.10^{-7} \, n_e^{1/3} \ \theta. \tag{23}$$

При расчетах необходимо учитывать это уменьшение эффективного ионизационного потенциала в плазме, в особенности, когда потенциал ионизации входит в показатель экспоненты, как это имеет место в уравнении Саха или в выражении для интенсивности линии.

1.3.6. Непрерывный спектр излучение за сериальным и ределом. Непрерывный спектр излучения горячей плазмы состоит из рекомбинационного излучения и излучения свободных электронов, т. е. свободно-связанное и свободно-свободное излучение. Разберем сначала случай поглощения. Свободно-свободное поглощение электроном с данной скоростью в кулоновском поле иона было вычислено Крамерсом

$$a = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{h cm^2 v v^3} \,. \tag{24}$$

В этой формуле a — коэффициент поглощения на один электрон и один ион, Ze — заряд поглощающего иона и v — скорость электрона. Если имеется  $n_i$  понов в 1 с $m^3$  и  $dn_e$  электронов со скоростями между v и v + dv, то интегрирование по всем скоростям дает для коэффициента поглощения на 1 сm выражение

$$k_{\nu} = \frac{46\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{hc \left(2\pi m\right)^{3/2}} \frac{n_e n_i}{\left(kT\right)^{1/2}} \frac{1}{\nu^3} .$$
 (25)

Используя выражение (25), для коэффициента свободно-свободного излучения получаем соотношение

$$\epsilon_{v} = k_{v} \left(1 - e^{u}\right) B_{v} = \frac{32\pi^{2}}{3\sqrt{3}} \frac{Z^{2}e^{6}}{e^{3} \left(2\pi m\right)^{3/2}} \frac{n_{i}n_{e}}{\left(kT\right)^{1/2}} e^{-u} = 6,36 \cdot 10^{-47} Z^{2} \frac{n_{i}n_{e}}{\left(kT\right)^{1/2}} e^{-u}, \quad (26)$$

где  $u = h\nu/kT$ . Интенсивность свободно-свободного излучения, определяемая выражением (26), увеличивается в сторону более длинных волн. Рассмотрим теперь свободно-связанное излучение. По мере уширения линий область непрерывного излучения за предслом серии постепенно расширяется в сторону более длинных волн. Поэтому интегрирование может быть распространено на область дискретных термов, лежащих вплотную друг к другу. Интенсивность рекомбинационного излучения, связанного с каждым термом, увеличивается в сторону более коротких длин волн. Интенсивность суммарного излучения (рекомбинационного и свободно-свободного излучения) в каждом интервале частот имеет одинаковую величину 54:

$$\epsilon_{\mathbf{v}} = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6(Z+s)^2}{(2\pi m)^{3/2}} \frac{n_e n_i}{(kT)^{1/2}} = 6,36 \cdot 10^{-47} \left(Z+s\right)^2 \frac{n_e n_i}{(kT)^{1/2}} \,. \tag{27}$$

В формуле (27) Z заменено на Z + s, поскольку электроны частично проникают в электронную оболочку иона. Величина Z + s характеризует отклонение состояния от водородоподобного, причем s очень мало. Следует заметить, что  $(Z + s)^2$  нельзя получить из формулы Ридберга  $m^2(E_{\rm H} - E_m)/E_{\rm H}$ , где Е<sub>н</sub> – энергия соответствующего водородного терма, поскольку истинная величина существенно меньше.

Если дискретные уровни не сливаются, то интенсивность непрерывного излучения уменьшается от каждого предела серии в сторону коротких длин воли пропорционально exp  $(-h\nu/kT)$ :

$$\epsilon_{\mathbf{v}} = \frac{32\pi^2 e^6 \left(Z + s\right)^2}{3\sqrt{3} e^3 \left(2\pi m\right)^{3/2} \left(kT\right)^{1/2}} \exp\left[h\left(\mathbf{v_1} - \mathbf{v}\right)/kT\right],\tag{28}$$

где v<sub>1</sub> — частота сериального предела. Для v>v<sub>1</sub>, падение интенсивности пропорционально exp (-hv/kT) (рис. 5). Мэккер и Петерс 55 разделили все элементы периодической таблицы

на три группы в соответствии с взаимным расположением их сериальных



Рис. 5. Теоретическое распределение интенсивности непрерывного излучения (схематично). Излучение постоянно при изменении у вдали от сериального предела и экспоненциально спадает около сериальных пределов, u = hv/hT.

пределов. У элементов первой группы пределы находятся далеко друг от друга, и излучение, не зависящее от частоты v, ожидается только в инфракрасной области. К этой группе принадлежат Н, Не и элементы I, II и часть элементов III группы периодической системы. В элементах второй группы сериальные пределы расположены близко друг к другу, исключением за далекого ультрафиолета. Эта группа включает инертные газы, кроме гелия, группы VII, VI,

V и часть IV группы периодической системы. В третьей группе находятся элементы, спектры которых имеют максимальные мультиплетности. В этом случае пределы серий лежат близко друг к другу, за исключением предела главной серии, во всех видимой и ближней ультрафиолетовых областях спектра.

Было показано, что характер непрерывных спектров ряда элементов соответствует изложенной теории. Для свободно горящей между угольными электродами дуги интенсивность непрерывного спектра не зависит от частоты 56. Этот спектр, простирающийся от 6000 до 4000 Å, приписывается атомам N и O. Еслиформула (27) справедлива для какой-то частоты v, то по измеренной величине гу можно оценить температуру. Подобные оценки были проведены Бурхорном<sup>57</sup>. Из его результатов видно, что темиература, вычисленная по формуле (27), хорошо совпадает с температурой,

полученной по линиям. Следует подчеркнуть, что падение интенсивности непрерывного спектра за пределом серии для многих элементов не пропорционально exp (-hv/kT), а подчиняется другому закону. Квантовомеханический расчет, произведенный для гелия, показывает, что падение интенсивности за сериальным пределом происходит по закону  $1/v^2$ , вместо 1/v3 (поглощение). Для металлов были получены весьма различные по наклону кривые для интенсивности континуума, расположенного за главной серией <sup>58-60</sup>. При исследовании магния было обнаружено<sup>52, 58-60</sup>, что падение интенсивности за сериальным пределом пропорциональном v<sup>-14</sup>. Если имеется возможность провести точные вычисления, то применять эти континуумы для количественных оценок температуры неразумно. В видимой и ультрафиолетовой областях вид зависимости интеисивности континуума от у необходимо определить экспериментально, и тогда только эту зависимость можно применять для оценок. Необходимо также поставить эксперименты, чтобы решить вопрос о месте какого-либо элемента в классификации Мэккера. Для железа по крайней мере эксперименты показали, что падение интенсивности имеет место при заметно больших длинах волн, чем это указывается 20 положением соседних сериальных пределов.

1.4. Определение температур выше 15 000° К

1.4.1. Оценка температуры по интенсивностям линий. Интенсивность термически возбужденных спектральных линий, как было указано, определяется выражением (см. (10))

$$I = A_{0,m} n_m h v = A_{0,m} n_j h v \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right).$$

По мере увеличения температуры экспоненциальная функция стремится к единице, в то время как число атомов в основном состоянии  $n_g$  быстроуменьшается, поскольку, во-первых, часть газа уже ионизована, во-вторых,



обусловленному фликтупрующими микрополями, несколько смещен, как показано пунктирной кривой.

илотность газа уменьшается (давление остается постоянным). В силу этого интенсивность каждой отдельной линии имеет максимальное значение при определенной температуре. Этот максимум легко можно вычислить. Результаты таких вычислений для некоторых линий представлены на рис. 6. Отсюда можно сделать некоторые выводы. Если в высокотемпературной плазме имеется градиент температуры, то интенсивность спектральных линий будет изменяться в соответствии с температурой. Найдено, что интенсивность дуговых линий максимальна в наиболее холодных частях дуги, а интенсивность искровых линий — в наиболее горячих. Таким образом, максимальная интенсивность определенных спектральных линий непосредственно указывает на соответствующую температуру наблюдаемых участков плазмы. Таким путем можно определить распределение температуры в плазме<sup>61-62</sup>. Хорошо известная спектральная классификация звезд как раз построена на зависимости максимальной интенсивности линий от температуры. Ниже приведены спектральные линии и температуры, при которых их интенсивности максимальны.

Si I	5 500° K	N II	19 000° K	Ν	Ш	28 000° K
Н	10 000	Si III	19 000	He	П	35000
Si II	11 000	0 II	20000	0	Ш	36 000
СII	16 000	$C \Pi I$	25000	0	IV	40 000
He I	17 000	SiIV	27000			

На рис. 7 воспроизводится одна из хорошо известных диаграмм, взятая из астрофизических руководств<sup>65-67</sup>. Измерения температуры



Рис. 7. Интенсивности некоторых линий Si в зависимости от температуры.

по максимальным интенсивностям, как видно из рис. 6 и 7, дают плохую точность. Максимум линии занимает широкую область в несколько тысяч градусов по Кельвину, что дает при определении температуры погрешность в 20% и более. Значительно точнее температуру можно оценивать по наклону кривых, приведенных на рис. 6 и 7. Относительная ошибка при измерении температуры меньше относительной ошибки измерений интенсивности в соответствии с выражением

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{hv}{kT} \frac{\Delta T}{T} . \tag{29}$$

Для 10 000° К  $kT \simeq 1$  и, следовательно, фактор  $h\nu/kT$  имеет приблизительно величину, равную энергии возбуждения спектральной линии, выраженной в эв. Следовательно, в качестве «термометра» необходимо выбирать линию, интенсивность которой сильно изменяется в рассматриваемой области температур. Точные вычисления возможны лишь тогда, когда известны вероятности переходов; это можно сделать для линий серии Бальмера и при более высоких температурах для линий Не<sup>+</sup>. «Вторичные стандарты» могут быть определены из этих «первичных стандартов» экспериментальным путем. Опыт показал, что определение вторичных стандартов дело нелегкое и необходимо такие определения проводить повторно ири различных температурах и для различных источников света.

Следует указать, что оценка температуры с предельной точностью является важным делом потому, что такие данные необходимы при определении вероятностей переходов для других линий, сечений столкновения и других атомных постоянных. Мы видим, что изменение интенсивности с температурой (рис. 6 и 7) дает возможность получить распределение температуры по источнику, когда в нем имеется градиент температуры. Подобные соображения справедливы и тогда, когда изменение температуры зависит от времени, как это имеет место для быстро протекающих процессов при высокой температуре. В случае плохого разрешения по времени в одном и том же разряде одновременно наблюдаются линии излучения гелия и водорода, причем линии водорода указывают на более низкую температуру, чем гелиевые. Объясняется это тем, что температура источника в начале наблюдения очень высока и в соответствии с этим линии гелия очень яркие, в то время как немного позднее, после определенного падения температуры максимальной интенсивности достигают линии водорода, а ввиду плохого временного разрешения линии обоих элементов регистрируются на фотографической пластинке одновременно.

1.4.2. Определение температуры по излучению непрерывного спектра. Излучение непрерывного спектра у сериального предела обсуждалось ранее (1.3.6). Наложение молекулярного континуума рассматривается только при температурах ниже 15 000° К. Важную роль в образовании непрерывного спектра может играть излучение, обусловленное захватом электронов нейтральными атомами, особенно в области высоких давлений. Для атомов водорода сечение захвата в зависимости от электронного давления и температуры может быть вычислено количественно. Теория, развитая Чандрасекаром <sup>68</sup>, была под-тверждена во всех деталях экспериментом <sup>69-71</sup>. Петерс <sup>72</sup> показал, что при 12 000° К и 150 ат интенсивность излучения иона Н- приблизительно в 17 раз больше интенсивности, обусловленной как рекомбинацией, так и свободно-свободными переходами. Из этих результатов можно сделать заключение, что непрерывное излучение может быть обусловлено образованием также других отрицательных цонов, но, к сожалению, интенсивность его не может быть вычислена и до сих пор не была даже измерена. Однако это непрерывное излучение может иметь преобладающее значение при высоких давлениях.

При высоких давлениях, с другой стороны, увеличивается реабсорбция излучения. Оптическая толщина для непрерывного излучения может быть оценена с помощью хорошо известного метода увеличения геометрических размеров или посредством сравнения с линиями излучения. Для световых источников с цилиндрической симметрией может быть применен метод стигматического анализа, предложенного Бартельсом (см. 1.2.1).

Оценку видимой яркости и температуры источника света часто получают путем сравнения излучения данного источника с излучением Солнца в том же самом интервале частот. Однако без исследования оптической толщины эти оценки недостаточно надежны.

# 1.5. Некоторые свойства плазмы при высоких температурах

1.5.1. Состав плазмы. В случае равновесной ионизации состав илазмы может быть определен по формуле Саха (см. формулу (8)):

$$\frac{n_{\star}n_{e}}{n_{0}} = 2 \frac{U_{\star}}{U_{0}} \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^{3}} \exp\left(-E_{i}/kT\right), \tag{30}$$

где  $U_+$  и  $U_0$  — суммы состояний (partition functions) для иона и нейтрального атома. Состав азотной плазмы можно получить, если использовать соответствующие величины для азота, а именно, величину  $U_0$ , вычисленную Фастом<sup>73</sup>, величину энергии ионизации 14,54 *эв* и диссоциации<sup>74</sup>





 $E_d = 9,764$  эв. Результаты приведены на рис. 8. По известному составу можно определить плотность плазмы (рис. 9). Заметим, что уменьшение

Рис. 8. Состав азотной плазмы в зависимости от температуры. Величина n — плотность частиц в см<sup>3</sup> при атмосферном давлении

Рис. 9. Плотность массы азотной плазмы как функция температуры при атмосферном давлении.

плотности вследствие ионизации происходит нерегулярным образом. Как видно из графика, плотность частиц при высоких температурах низка. Даже при высоких давлениях плотности достаточно малы, чтобы при вычисле-



Рис. 10. Плотность свободных электронов в зависимости от температуры. В — есть отношение кинетической энергии ча-

ниях можно было использовать кинетическую теорию идеальных газов. Это положение будет подтверждено в следующем параграфe (1.5.2),где применяемое в кинетической теории понятие «размер частицы» заменяется сечением Гвоздовера. Отношение тепловой энергии к потенциальной энергии зарядов при кулоновском взаимодействии называется критической величиной. Большая величина этого отношения соответствует случаю идеального газа, малая величина — случаю «плазменного взаимодействия». Из рис. 10 можно видеть, что в экспериментах с дуговыми разрядами, проведенных до настоящего времени, еще не достигнуты условия, при которых имеет место плазменное взаимодействие.

1.5.2. Динамическая вязкость плазмы. С увеличением температуры в плазме обнаруживаются некоторые свойства, характерные только для плазмы и не встречающиеся в газе при обычных усло-

стиц газа к потенциальной энергии зарядов (по Петерсу)

виях. Сначала рассмотрим динамическую вязкость η. Из кинетической теории газов следует, что

$$\eta = \frac{1}{3} nm\lambda \overline{c}. \tag{31}$$

В этой формуле c есть средняя скорость атомов или молекул,  $\lambda$  — средняя длина пути, m — масса и n —плотность частиц. Поскольку  $\lambda = 1/(nQ)$ , где Q — сечение столкновения, то формулу (31) можно записать так:

$$\eta = mc/3Q. \tag{32}$$

В этой формуле величина *n* отсутствует, что означает, что вязкость не зависит от давления, однако теперь  $\eta$  обратно пропорционально *Q*. Приведем некоторые значения *Q* для температуры 273° К, полученные из кинетической теории газов:  $Q(\text{He}) = 38 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $Q(\text{H}_2) = 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $Q(\text{Ar}) = 10 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $Q(\text{Boздух}) = 10 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Следует помнить, что значения *Q* сильно зависят от температуры. Согласно кинетической теории эта зависимость обусловливается увеличением стабильности траектории частицы при возрастании скорости частицы. Поэтому величина *Q* уменьшается при увеличении температуры. Отношение величин сечений при разных температурах  $T_1$  и  $T_2$  дается выражением

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{n\lambda_2}{n\lambda_1} = \frac{1 + c/T_1}{1 + c/T_2},$$
(33)

где с есть постоянная Сезерленда, численные значения которой равны  $c(\text{He}) = 80, c(\text{H}_2) = 80, c(\text{Ar}) = 165, c$  (воздух) = 115. Как видно из выражения (33), заметное изменение величины Q происходит только при относительно низких температурах. С увеличением температуры определенная часть газа ионизуется. В этом случае начинают играть роль столкновения атомов с атомами, ионами и электронами и уравнение (31) разбивается на сумму членов

$$\eta = \sum_{i=1}^{n} n_i m_i \overline{c_i} \lambda_i.$$
(31a)

Индекс *i* обозначает соответственно атомы, ионы и электроны. При этом λ определяется выражением

$$\lambda = \frac{1}{n_a Q_a^{\dagger} + n_i Q_a^{\dagger} + n_e Q_a^{\dagger}}$$

В данном случае величина  $n_i$  не может быть заменена и поэтому  $\eta$  зависит от давления (ионизационное равновесие является функцией давления). Величина  $Q_a^{e}$  — сечение Рамзауэра — имеет приблизительно следующие значения:  $Q(\text{He}) = 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $Q(\text{H}_2) = 12 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $Q(\text{Ar}) = 24 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и Q (воздух) =  $16 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Значения сечений для столкновений атомов с электронами были получены на основе экспериментов с электрической дугой. Эти значения<sup>75</sup> приведены па рис. 11. Позднее будет показано, что определенные удобства представляет умножение экспериментально найденных величин Q на некоторый малый численный фактор порядка 1. Поэтому результаты пужно было бы представить в шкале, немного отличающейся от данной на рис. 11. Однако поскольку точность экспериментальных величин лежит в пределах  $\pm 15\%$  и  $\pm 25\%$ , то этой разностью вполне можно препебречь. Сечения Рамзауэра по величине значительно больше сечений, даваемых газокинетической теорией. Детальное рассмотрение, основные положения которого будут даны позднее (2.2.2.), показывает, что в случае молекулярных газов обычно



Рис. 11. Величины сечений Рамзауэра для атомов с различным числом внешних электронов.

приводимые величины сечений являются средними величинами, не зависящими от температуры. Истинные величины увеличиваются приблизительно в два раза, когда температура газа достаточно велика для диссоциации молекул. Изменение сечения в зависимости от температуры представлено на рис. 12.

Подобным же образом должны изменяться величины Q, характеризующие процессы столкновения молекул с ионами, а также молекул с молекулами, однако детальный ход этих кривых до сих пор неизвестен.

При дальнейшем увеличении температуры газа начинают играть важную роль столкновения между двумя заряженными частицами. Кулоновские силы между зарядами действуют относительно на больших расстояниях по сравнению с молекулярными силами Ван-дер-Ваальса. Сечение для столкновения электрона с ионом (ионы с зарядом 1)

дается несколько модифицированным выражением Гвоздовера

$$Q_{+} = \frac{e^{4}}{(kT)^{2}} \ln\left(\frac{kT}{e^{2}n_{+}^{1/3}}\right).$$
(34)

Эта формула согласуется к экспериментальными данными <sup>8</sup>. В формуле (34) е есть электронный заряд и  $n_+ - {\bf z}_{{\cal B}}$ 

Заметим, что сечение  $Q_+$  не зависит от природы атома. Найдено, что для всех однократно заряженных ионов при температуре

$$T = 10\,000^{\circ}\,\mathrm{K}$$
  $Q_{\star} = 2 \cdot 10^{-14}\,cm^2$ .

Поскольку эти сечения столкновений известны, то имеется возможность вычислить динамическую вязкость плазмы. В качестве примера попытаемся 2 θ 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 T\*\*

Рис. 12. Сечения столкновений для молекул воздуха в зависимости от температуры (по Мэккеру).

вычислить вязкость паров H<sub>2</sub>O при 12000°K и давлении, равном 1 am,

$$\eta = \frac{n_{\rm H}m_{\rm H}\bar{c}_{\rm H}}{3(n_{\rm H}Q_{\rm H}^{\dagger} + n_{\rm O}Q_{\rm H}^{0} + 2n_{i}Q_{\rm H}^{\dagger})} + \frac{n_{\rm O}m_{\rm O}\bar{c}_{\rm O}}{3(n_{\rm H}Q_{\rm O}^{\dagger} + n_{\rm O}Q_{\rm O}^{\dagger} + 2n_{i}Q_{\rm O}^{\dagger})} + \frac{n_{i}(2/3m_{\rm H}\bar{c}_{\rm H} + 1/3m_{\rm O}\bar{c}_{\rm O})}{3(2n_{i}Q_{\rm f}^{\dagger} + n_{\rm H}Q_{\rm f}^{\dagger} + n_{\rm O}Q_{\rm f}^{0})},$$
(35)

Индексы H, O, *i* относятся соответственно к атомам водорода, кислорода и ионам, а стрелки указывают между какими частицами происходит столкновение. Для оценки этого выражения воспользуемся значениями  $Q_{\rm H}^{\rm H} = 1,56 \cdot 10^{-15} \ cm^2$ ,  $Q_{\rm H}^{\uparrow}$  и  $Q_{\rm O}^{\circ}$  неизвестны и для них приблизительно возьмем такую же величину;  $Q_{\rm H}^{\dagger} \simeq Q_{\rm H}^{e} = 1,3 \cdot 10^{-14} \ cm^2$ ,  $Q_{\rm O}^{\dagger} \simeq 2 \cdot 10^{-15} \ cm^2$ ,  $Q_{\rm H}^{\circ} \simeq Q_{\rm H}^{\bullet} \simeq 2 \cdot 10^{-15} \ cm^2$ ,  $Q_{\rm I}^{\dagger} \simeq Q_{\rm H}^{\bullet} \simeq 0.10^{-14} \ cm^2$ ,  $Q_{\rm O}^{\dagger} \simeq 2 \cdot 10^{-15} \ cm^2$ ,  $Q_{\rm I}^{\dagger} = 2 \cdot 10^{-14} \ cm^2$ . Подставляя эти величины в уравнение (35), получаем  $\eta = 7,0 \cdot 10^{-4} \ e/cm^{-1} \ cec^{-1}$ . Вязкость паров H<sub>2</sub>O при  $T = 100^{\circ}$  C равна  $1,3 \cdot 10^{-4} \ nyas$ . Как видно, в интервале от 400° K до 12 000° K вязкость увеличивается в 5 раз. Здесь, очевидно, важную роль играют дально-действующие кулоновские силы.

Когда газ ионизован почти на 100%, то в плазме будут только однократно заряженные ионы, и в этом случае

$$\eta = \frac{m_{\mathrm{II}} + \hat{c}_{\mathrm{II}^+}}{3Q_{\frac{1}{2}}^{i}} + \frac{m_{\mathrm{O}^+} \hat{c}_{\mathrm{O}^+}}{3Q_{\frac{1}{2}}^{i}} \,.$$

При увеличении температуры до 20 000° К наступает почти полная ионизация. Рассмотрим газ, подобный водороду, состоящий из ядер и электронов. В этом случае дальнейшая ионизация уже невозможна, и вязкость будет увеличиваться только при изменении Q и  $\bar{c}$ . Это изменение пропорционально  $T^{3/2}$  и не зависит от давления.

1.5.3. Электрическая проводимость плазмы. Электрическая проводимость σ связана с подвижностью электронов b<sub>e</sub>:

$$\boldsymbol{\sigma} = e \boldsymbol{n}_e \boldsymbol{b}_e, \tag{36}$$

где

$$b_e = e\lambda/mv, \tag{37}$$

что дает

$$\sigma = e^2 n_e \lambda / m \upsilon. \tag{38}$$

Подставляя  $\lambda = 1/nQ$ , получаем, что о зависит от тех же самых сечений, которые были рассмотрены выше. Но в данном случае необходимо рассматривать только сечения столкновений с электронами. В качестве примера рассмотрим чистый азот; зависимость диссоциации и ионизации от температуры представлена на рис. 8. Как видно из диаграммы, при температуре 12 000° К молекулы практически исчезают, в то время как число свободных электронов и положительных ионов увеличивается приблизительно на одну седьмую часть от числа атомов. При дальнейшем росте температуры проводимость газа значительно увеличивается. Выражая  $\upsilon$  через температуру

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} , \qquad (39)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_{\rho}}{\sqrt{8mkT/\pi}} \frac{1}{nQ + n_{+}Q_{+}} \,. \tag{40}$$

Из формулы Саха следует, что n и  $n_e$  зависят не только от температуры, но и от давления. Поэтому формула (40) выражает также зависимость и от давления. Подставив величину Q из формулы (34), получим

$$\sigma = \frac{(kT)^{3/2}}{e^2 \sqrt{(8m/\pi)} \ln (kT/e^2 n_+^{1/3})} \frac{1}{1 + (nQ/n_+Q_+)} .$$
(40a)

В диапазоне температур 15 000—20 000° К nQ мало по сравнению с величиной  $n_*Q_*$  (см. рис. 8), так что частным  $nQ/n_*Q_*$  можно пренебречь ввиду его малости по сравнению с единицей. В предельном случае полностью и онизованной водородной плазмы  $\sigma$  все еще пропорциональна температуре в степени 3/2, в то время как все другие величины постоянны. Для этого случая сопротивление  $\varrho$  определяется выражением

$$\varrho = (7, 6 \cdot 10^{-2}) / T^{3/2} \ om \cdot cm^{-1}, \tag{41}$$

которое не зависит от давления. Т в этой формуле выражается в единицах 10<sup>4</sup> градусов К. Таким образом, даже при абсолютной температуре 5.10<sup>4</sup>



Рис. 13. Электропроводность азота в зависимости от температуры (атмосферное давление).

градусов сопротивление водородного газа равно  $\sim 7 \cdot 10^{-3}$  ом  $\cdot cm^{-1}$ , т. е. приблизительно только в тысячу раз больше сопротивления никеля. Заметим, что из формулы (40) не следует такой зависимости проводимости от давления газа, как было в случае вязкости. Поэтому проводимость в газе достигает величины, сравнимой с проводимостью в металлах только при значительно более высоких температурах водородной плазмы. Этот факт играет большую роль в явлениях магнитной гидродинамики.

Возвратимся к данному примеру. Из диаграммы на рис. 8 видно, что выше 20 000° К становится заметной двухкратная понизация. Для двухкратно заряженных понов сечение Гвоздовера Q, можно заменить величиной 4Q,, и вообще для ионов с зарядом z сечение равно

 $z^2Q_+$ . Если газ состоит из нескольких компонент, то для лучшего описания явлений следует ввести эффективный ионный заряд z, определяемый соотношением

$$z = \frac{\sum n_z z^2}{n_e} = \frac{\sum n_z z^2}{\sum n_z z},$$
 (42)

где  $n_z$  — плотность ионов с зарядом z. Результирующая проводимость полностью z-кратно ионизованного газа определяется выражением

$$\sigma = \frac{(kT)^{3}}{e^{2\bar{z}}\sqrt{3m}\ln\left[(4kT/e^{2})d\right]}\gamma_{d}.$$
(43)

В этой формуле множитель  $\gamma_{..}$  введен для учета взаимодействия зарядов и равен  $\gamma_{..} = 0,5816$  для z = 1,  $\gamma_{..} = 0,6833$  для z = 2 и  $\gamma_{..} = 1$  для  $z = \infty$ . d есть эффективный радиус (с учетом экранировки) действия кулоновских сил, который, как было найдено экспериментально, определяется выражением <sup>8</sup>  $d = \frac{1}{4} n_{+}^{-1/3}$ . Электрическая проводимость азота, рассчитанная с помощью уравнения (41), представлена на рис. 13.

1.5.4. Удельная теплоемкость плазмы и теплопроводность. Рассмотрим сперва величину энтальнии на грамм определенного газа. Для атомов имеет место выражение

$$F_{a} = \frac{1}{m_{a}} \left( \frac{5}{2} kT + \frac{1}{2} D_{a} + kT^{2} \frac{d \ln z_{1}}{dT} \right), \tag{44}$$

для ионов

$$F_{i} = \frac{1}{m_{i}} \left( \frac{5}{2} kT + \frac{1}{2} D_{a} + E_{i} + kT^{2} \frac{d \ln z_{i}}{dT} \right)$$
(45)

и для электронов

$$F_e = \frac{1}{m_e} \left(\frac{5}{2} kT\right),\tag{46}$$

где F есть энтальпия на грамм,  $D_a$  — энергия диссоциации, когда имеются молекулы,  $E_i$  — энергия ионизации и  $kT^2d\ln z_i/dT$  — изменение суммы

состояний для различных частиц. Этим членом можно пренебречь при низких температурах, но для высоких температур он существен. Принимая в расчет молекулы, которые могут образовываться в плазме при различных температурах, можно показать, что полная внутренняя энергия газа является функцией температуры (рис. 14). Наличие максимума на приведенной кривой означает, что энергия диссоциации и ионизации не мала и ею нельзя пренебречь. Из энтальнии можно получить удельную теплоемкость с<sub>р</sub> нагретого газа при ностоянном давлении р (рис. 15).



Рис. 14. Полная внутренняя эпертия в 1 см<sup>3</sup> азота в зависимости от температуры (по Берхорну).

Теплопроводность согласно газокинетической теории дается выражением

$$\varkappa = \frac{n}{3} \, \bar{v} \lambda c_v, \tag{47}$$

которое для молекул принимает вид

$$\varkappa = \frac{n}{3} \bar{\upsilon} \lambda \left( \frac{5}{2} c_{\rm tr} + c_{\rm i} \right). \tag{48}$$

В этих формулах и есть теплопроводность, с<sub>v</sub> – удельная теплоемкость



Рис. 15. Удельная теплоемкость плазмы в дуге (воздух и 30% углерода) в зависимости от температуры (по Винике).

при постоянном объеме,  $c_{\rm tr}$  и  $c_{\rm i}$  – удельные теплоемкости поступательного и внутреннего движений молекулы. Опять полагаем, что  $\lambda = 1/nQ$ , где Q – сечение столкновения соответствующих частиц с другими.

8 УФН, т. LXXII, вып. 3

545

Теплопроводность  $\varkappa$  плазмы электрической дуги, горящей в воздухе между угольными электродами была вычислена Винике<sup>76</sup>, который при этом полагал, что в плазме находятся частицы одного сорта. Сплошная кривая на рис. 16 была получена для величин  $Q_c = 8 \cdot 10^{-16} (1 + 113/T) c \varkappa^2$ ,  $Q_R = 20 \cdot 10^{-16} c \varkappa^2$ ,  $Q_* = \{e^4/(kT)^2\} \ln (kT/e^2 n_{+}^{1/3})$ , z = 1, где  $Q_c$  — газокинетическое сечение;  $Q_R$  — сечение Рамзауэра и  $Q_+$  — сечение для ионов. Пунктирная кривая вычислена с учетом диффузии тепла. Из рис. 16 видно, что вклад от диффузии значительно превышает величину  $\varkappa$ , полученную согласно газокинетической теории.

Если в плазме имеется градиент температуры, то молекулы диффундируют в более горячие области плазмы, где они получают энергию и диссоциируют, а атомы движутся в противоположном направлении, отдавая



Рис. 16. Теплопроводность воздуха при различных температурах. Сплошная кривая вычислена без учета диффузии тепла, пунктирная кривая — с учетом диффузии.

свою энергию на диссоциацию в более холодных участках; подобный процесс имеет место и в случае ионизации. В стационарном состоянии массы, движущиеся в одном направлении, компенсируются массами, двигающимися в противоположном направлении, и в итоге положение центра тяжести не изменяется. С потоком частиц  $S_m = Q_m v_m$  связан поток энергии

$$W_m = F_m \varrho_m v_m, \tag{49}$$

где как и ранее  $F_m$  есть энтальпия частицы с массой m,  $Q_m$  — плотность масс,  $v_m$  — скорость потока. Сумма по всем потокам дает полный поток энергии

$$W = \sum_{m} W_{m} = -k_{r} \operatorname{grad} T,$$
(50)

k<sub>r</sub> — коэффициент теплопроводности. Скорость конвекционного потока масс может быть определена из общего выражения, которое описывает движение в плазме:

$$\varrho \frac{dv_m}{dt} = n_m \sum_m n_m \varepsilon_{mm'} \left( v - v_{m'} \right) = F_m \varrho_m - \operatorname{grad} p_m - \varrho_m \chi_m \frac{\operatorname{grad} T}{T} .$$
 (51)

В этой формуле  $F_m$  есть внешние силы, действующие на грамм частиц с массой  $m, p_m$  — парциальное давление частиц с массой m, величина

$$\varepsilon_{mm'} = \varepsilon_{m'm} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi} kT \frac{mm'}{m+m'}} Q_{mm'}$$
(52)

называется коэффициентом взаимного трения. В правой части уравнения (51) представлены силы, вызывающие движение потока масс. В левой части этого уравнения представлены ускорение газа и силы трения, которые пропорциональны разности скоростей потоков частиц.

Для рассматриваемой здесь проблемы уравнение (51) сводится к

$$n_m \sum_m n_{m'} \varepsilon_{mm'} \left( v_m - v_{m'} \right) = -\operatorname{grad} p_m \tag{53}$$

с добавочными условиями  $\sum_{m} S_m = \sum_{m} \varrho_m v_m = \sigma$  и  $\sum_{m} \operatorname{grad} p_m = \operatorname{grad} p = \sigma$ , означающими, что положение центра тяжести и разность давлений не изменяются. Если ввести коаффициенты взаимного трения:  $\varepsilon_1$  для молекул,  $\varepsilon_2$  для атомов и молекул и  $\varepsilon_3$  для атомов, то получим скорости соответствующих потоков частиц

$$v_m = \frac{1}{A} \left\{ \frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} p_m \left( m_m - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} m_a \right) - \frac{\operatorname{grad} p_m}{n_m} \right\},$$
(54)

$$v_a = \frac{1}{B} \left\{ \frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} p_a \left( m_m \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} - m_a \right) - \frac{\operatorname{grad} p_i}{n_m} \right\},$$
(55)

причем  $p_m$  и  $p_a$  есть парциальные давления соответственно для молекул и атомов,  $p_m + p_a = p \equiv 1,016 \cdot 10^6 \, \partial \mu \cdot c M^{-2}$ ;  $A = n_m \varepsilon_1 + n_a \varepsilon_2$ ,  $B = n_m \varepsilon_2 + n_a \varepsilon_1$ . Величины  $v_m$  и  $v_a$ , оцененные по формулам (54) и (55), необходимо умножить на соответствующие им  $\varrho$  и F, плотность частиц и энтальпию, чтобы получить энергию переноса

$$W = \sum_{m} W_{m} = \left\{ \sum_{m_{a}} \frac{F_{m} \varrho_{m}}{A} \left[ \frac{\partial p_{m}}{\partial T} \left( m_{m} - m_{a} \frac{\varepsilon_{1}}{\varepsilon_{2}} \right) - \frac{1}{n} \frac{\partial p_{a}}{\partial T} \right] + \sum_{m_{i}} \frac{F_{i} p_{i}}{B} \left[ \frac{\partial p_{m}}{\partial T} \left( m_{m} \frac{\varepsilon_{3}}{\varepsilon_{2}} - m_{a} \right) - \frac{1}{n} \frac{\partial p_{a}}{\partial T} \right] \right\} \text{ grad } T.$$
(56)

Выражение в фигурных скобках определяет теплопроводность, ход которой показан пунктирной линией на графике рис. 16. Высокий максимум приблизительно при 7000°К обязан своим происхождением переносу энергии диссоциации. Подобные эффекты имеют место при температурах, приводящих к ионизации. Из сказанного в этом параграфе видно, что если газ нагрет до таких температур, когда начинают играть роль эффекты, связанные с диссоциацией и ионизацией, он приобретает новые свойства. Это состояние газа получило название «плазмы». В § 2 будут обсуждены экспериментальные методы получения плазмы и в конце каждого раздела будут указаны вопросы, которые требуют дальнейшего изучения.

#### § 2. ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДУГАХ

# 2.1. Дуговые источники

2.1.1. С в о б о д н о г о р я щ а я д у г а. Температура разрядного столба дуги всегда выше температуры электродов. Электроды нагреваются за счет получения тепла из плазмы вследствие теплопроводности и излучения. Потери тепла восполняются за счет эпергии, освобождаемой в области катодного и анодного падения. Охлаждение столба дуги благодаря теплопроводности особенно заметно в случае металлических электродов. Найдено, что в столбе дуги, горящей между медными стержнями при атмосферном давлении, температура приблизительно равна 4700—5500° К<sup>77</sup>; в ртутнои лампе высокого давления<sup>78</sup> температура приблизительно равна 5900° К, тогда как в столбе железной дуги, горящей между шариками из окиси железа<sup>20</sup>, температура достигает 6700° К. Эта последняя величина была получена по измерениям доплеровской ширины спектральных линий железа и соответствует поэтому действительной температуре газа. В свободно горящей дуге при малом токе (около 5—10 *а*) между угольными стержнями температура достигает приблизительно 6000—7000° К, в то время как катод нагревается до 3200—3600° К, а анод до 4000° К. Последняя величина соответствует температуре испарения чистого углерода. Истинная температура анода равна  $3995 \pm 15^{\circ}$  К, что соответствует температура в  $3820^{\circ}$  К для черного тела. Эта температура наблюдается



Рис. 17. Электродержатель стабилизированной электрической дуги. при максимальной величине тока дуги вблизи точки, которои соответствует режим «шипящей дуги».

Экспериментальные исследования <sup>79-82</sup> показали, что эта температура хорошо воспроизводится для определенных углей, однако, изменяется, правда в небольших пределах, при незначительных изменениях в составе угля.

Присутствие в плазме дуги элементов с низким потенциалом понизации приводит к тому, что температура плазмы понижается. В некоторых случаях атомы с высоким потенциалом ионизации могут быть вовсе не ионизованы, в то время как атомы, имеющие низкие потенциалы понизации, полностью ионизованы. Необходимо обратить внимание на то, что для смеси газов результирующая ионизация зависит не только от температуры, но и от концентрации свободных электронов, как это следует из уравнения Саха. Движение катодного пятна и выбросы газов из угольных электродов приводят к тому, что излучение свободно горящей дуги не постоянно<sup>83</sup>. Неустойчивость разрядного столба связана с изменением напряжения в дуге. Мы пытались получить стабильный разрядный столб дуги с помощью нескольких диафрагм, охлаждаемых водой. Диафрагмы, по-видимому, уменьшают колебания тока и света в 4 раза, но стабильность излучения тем не менее все

еще неудовлетворительна. Хорошие результаты были получены с дугой, помещенной в камере<sup>4-5</sup> (рис. 17). При использовании спектрально чистых углей интенсивность излучения такого источника постоянна в пределах 5%.

2.1.2. Низковольтная дуга высокого тока. Темнературу можно повысить, если увеличить силу разрядного тока. Обычные дуги обладают надающей вольт-амперной характеристикой, для дуг высокого тока имеет место возрастающая характеристика, последняя указывает на увеличение энергии расходуемой внутри дуги. Сперва рассмотрим низковольтную дугу высокого тока, горящую между вольфрамовым катодом (в виде стержня) и медным анодом (пластина), причем катод и анод охлаждаются водой <sup>84-86</sup> (рис. 18). Дуга в несколько *мм* длиной горит при токе 500 *а* и напряжении около 12 *в*. Концентрически расположенная по отношению к катоду трубка служит для подачи газа. Найдено, что для дуги, горящей в воздухе или гелиевой атмосфере, падение потенциала меньше, чем ионизационный потенциал газа. Основная часть всего напряжения приходится на катодное падение, которое равно примерно 30 *в/см*, в то время как в разрядном столбе напряженность поля составляет 1,5-2 *в/см*. Этот факт указывает на то, что в этой дуге возбуждение и ионизация происходят преимущественно не за счет электронных ударов, а за счет высокой температуры, которая в зависимости от состава плазмы достигает величины 18 000—30 000° К. Полная энергия, вкладываемая в этот разряд, равна приблизительно 6 кет, в то время как в дугу низкого тока — около 600 ст. Увеличение мощности приводит к повышению температуры с 6000 до 30 000° К. Можно думать, что эта низковольтная дуга является одним из самых легких путей получения высоких температур;

к тому же дуга может гореть в атмосфере различных газов. Изменение давления газа, в котором горит дуга, приводит к различной температуре.

2.1.3. Дуга Бека. В 1910—1912 гг. Бек показал, что пропитанный солью анод может выдерживать значительное увеличение плотности тока, при этом дуга не попадает в режим «шипения». Так называемая дуга Бека характеризуется тем, что анод содержит окиси и фториды церия. В этом случае плотность тока на аноде может быть в несколько раз больше максимальной плотности в обычных дугах. Высокая плотность тока приводит к очень быстрому испарению материала с поверхности анода, что в свою очередь приводит к чрезвычайно большому падению потенциала у анода и положительному наклону вольт-амперной характеристики. Согласно измерениям максимальная температура, которая была получена в этой дуге, равна приблизительно 9000-10 000° К. Определенный интерес представляет возможность вводить в дугу какие-либо вещества. С этой целью необходимую смесь веществ помещают в угольный анод. Быстрое

испарение приводит к выбросу вещества (факелы) с высокой температурой, потоки которого преимущественно распространяются в направлении, нормальном к аноду, однако, они могут быть увлечены и в других различных направлениях магнитным полем дуги. Факелы имеют начальную скорость порядка  $10^3 - 10^4 \ cm/ce\kappa$ . Они представляют особый интерес, поскольку не подвергаются дальнейшему нагреванию током и свет, излучаемый ими, определяется только температурой. Температура любого участка факела падает при движении факела. Скорость ее уменьшения можно вычислить, если известна полная длина и скорость наблюдаемого факела. При этом наблюдается соответствие с законом Ньютона; за время  $10^{-3}$  сек газ охлаждается приблизительно от 10 000 до 3000° K, уменьшение скорости измерялось по небольшим световым иррегулярностям, перемещающимся вместе с факелом <sup>87</sup>.

Длина дуги постоянного тока Бека обычно равна 10—30 мм и полное падение напряжения составляет около 50—60 с. При токах от 200 до 250 а полная энергия, вкладываемая в дугу, таким образом, равна 12— 15 кст. Эта энергия в два и более раз больше энергии, потребляемой низковольтной дугой при высоких токах, и все же температура в этом случае приблизительно в три раза меньше. Отсюда следует вывод, что бслышая часть энергии идет на образование факелов и на компенсацию тепловых потерь, обусловленных внешней конвекцией. Дуга создает значительное магнитное поле, силовые линии которого расположены по окружностям вокруг столба дуги. Это поле, воздействуя на ток дуги, увеличивает любое



Рис. 18. Низковольтная сильноточная дуга. Вверху — вольфрамовый у<sup>я</sup> катод, смываемый газом; 'внизу — медный анся, охлаждаемый водой.

искривление плазменного шнура, что приводит к нестабильности дуги Бека. Если электроды дуги расположены перпендикулярно друг к другу, разрядный столб изгибается кверху, частично благодаря действию магнитного поля, частично, как будет показано позднее (§ 5), это обусловлено факелами, вырывающимися из анода и катода. Важно отметить, что этот изгиб кверху разрядного столба не вызван конвекцией тепла, так как при расположении горизонтального электрода ниже вертикального наблюдается отклонение пламени вниз. Дуга Бека, хотя и представляет интерес с экономической и спектроскопической точек зрения, не является в действительности подходящим источником для получения высоких температур, поскольку в каждом элементе объема дуги происходят довольно быстрые изменения химического состава и температуры. Из обсуждения двух типов дуг высокого тока становится ясным, что дальнейшее улучшение этих источников необходимо вести в двух направлениях, а именно повышать концентрацию энергии в малом объеме и создавать условия, способствующие стабильности этого объема.

2.1.4. Диафрагма Гердина. В 1922—1924 гг. Гердин <sup>88-90</sup> пытался получить большие плотности токов, помещая разрядный столб в узкий капилляр, который охлаждался водой. Внутри капилляра устанавливалась температура выше, чем ожидалось, и достигала 20 000-30 000° К. Это увеличение температуры было получено частично в результате увеличения плотности тока и частично, что не менее важно, благодаря охлаждению, производимому диафрагмой. Охлаждение внешних частей столба дуги приводит к тепловой изоляции проводящей плазмы. Для поддержания в случае применения капилляра такой же силы тока, как и в дуге без капилляра, требуется увеличение напряжения. Это вызвано тем, что плотность тока внутри капилляра должна быть выше, для чего требуется добавочная энергия. Увеличение плотности тока внутри капилляра приводит к росту температуры в центральной части сжатой дуги. Таким образом, получается парадокс, что охлаждение дуги извне приводит к увеличению температуры в ее центральной части. Диафрагма Гердина толщиной в несколько мм делается из теплоустойчивого материала с отверстием диаметром в несколько мм. Несмотря на то, что диафрагма приводит к возрастанию плотности тока и повышению температуры в течение длительного времени (устойчивое состояние) для спектроскопистов этот источник не является удовлетворительным, поскольку наиболее интересные явления разыгрываются внутри диафрагмы и наблюдения можно проводить только через слой с неоднородной температурой. Поэтому для произведения измерений необходимо увеличить длину сжатой части.

2.1.5. Дуга в «водяной трубке» (The water-pape arc). В 1949—1951 гг. Мэккер <sup>91-92</sup> произвел успешную попытку заключить столб дуги в «водяную трубку». В этом случае удачно сочетаются нескольэффектов. Охлаждающее действие проточной воды, находящейся ко в прямом контакте со столбом дуги, более эффективно, чем охлаждение косвенное; кроме того, можно получить водяную трубку малого диаметра и тем самым в значительной степени сжать дугу. Такая водяная трубка осуществляется с помощью центробежных сил. Устройство дуги в водяной трубке показано на рис. 19. Очень эффективное охлаждение приводит к заметному увеличению напряжения вдоль столба дуги; градиент потенциала согласно измерениям достигает 300 в/см. К тому же вольт-амперная характеристика обладает положительным наклоном (рис. 20). При градиенте в 240 в/см общее падение напряжения на клеммах дуги достигает 500-700 в. При токе в 200 а входная мощность равна 140 квт и температура дуги при этом достигает величины 30 000° К. При дальнейшем увеличении тока можно получить еще большие температуры. Предельная темцература ограничивается тем, что начиная с некоторого момента, дальнейшее повышение тока приводит к замедленному росту температуры, как показано на рис. 21. С этой дугой проведен целый ряд исследований.

Наблюдения ведутся либо через окружающую дугу воду, либо через продольное отверстие, высверленное в одном из электродов. Это аксиальное отверстие в электроде также используется для ввода очень тонкого угольного стержня в межэлектродный промежуток с целью зажигания дуги. Когда наблюдение производится через воду, то щель стигматического спектрографа располагается перпендикулярно к оси дуги. По изменению интенсивности линий в зависимости от расстояния от оси дуги с помощью интегрального уравнения Абеля можно вычислить падение интенсивности вдоль радиуса дуги. Таким образом, определяется радиальное распределе-

Рис. 19. Дуга в «водяной трубке». Трубка для подачи воды расположена по касательной к поверхности сосуда с водой.

ние температуры. Большая длина канала, в котором происходит разряд, позволяет легко определить оптическую толщину при наблюдении дуги как со стороны электрода, так и в направлении, перпендикулярном оси дуги. В результате было найдено, что все линии, за исключением централь-



Рис. 20. Вольт-амперная характерис гика дуги в «водяной трубке». В качестве параметра взят диаметр по перечного сечения канала.

ной части линии  $H_{\alpha}$ , излучаются оптически тонким слоем. Вырывающийся из обоих концов трубки, ограничивающей разряд, пар предохраняет плазму от попадания в нее загрязнений из электродов. Если наблюдение ведется со стороны электрода, то можно заметить, что различные спектральные линии наиболее интенсивны по окружностям различного диаметра точно в соответствии



Рис. 21. Зависимость температуры дуги в «водяной трубке» от силы тока (диаметр поперечного сечения канала 2,3 мм).

с температурой возбуждения (см. 1.4.1). Если известны вероятности переходов и температура, то можно вычислить, в определенном интервале длин волн, излучение илазмы, приходящееся на 1 см геометрической толщи. Отсюда представляется возможным оценить неоднородность, которая наблюдается в направлении, перпендикулярном оси дуги, и ввести соответствующие поправки.

Одним из преимуществ дуги этого типа является возможность вводить в плазму различные газы. Сперва газ вводится, например, с помощью водоструйного насоса в охлаждающую воду, откуда затем поступает в плазму. Довольно удивительно, что не удается ввести в плазму соли, растворенные в охлаждающей дугу воде. Даже при использовании концентрированного раствора испаряется вода, а соль не поступает в плазму. На раствор, вводимый внутрь дуги через отверстие одного из электродов, наиболее горячие участки дуги вследствие явления Лейденфроста не оказывают воздействия, и при этом соль не поступает в плазму дуги. Также



Рис. 22. Движение столба дуги в «водяной трубке» (картина разрешена во времени, причем время увеличивается слева на-(право). 201

трудно вдувать порошок в дугу, поскольку при введении порошка в водяную рубашку он остается в результате действия центробежных сил внутри этой рубашки. Только предварительно спрессованное в стержень твердое вещество можно ввести в дугу через центральное отверстие одного из электродов; при этом, однако, нельзя судить о количестве попавшего в плазму вещества. По этим причинам применение этого источника, кажущегося идеальным, ограничено; в дугу возможно вводить только газы, находящиеся в парах воды или другой охлаждающей жидкости, и в ограниченных случаях твердые вещества.

Однако имеется более серьезный недостаток. При исследовании устойчивости разрядного столба дуги было обнаружено, что положение разрядного столба не является устойчивым внутри водяной трубки; плазма колеблется в направлениях, перпендикулярных к оси дуги. Это обстоятельство вызывает серьезные затруднения в случае узких водяных трубок и больших токов, потому что в каждом элементе объема быстро изменяются температура и состав плазмы и возможны только оценки средних величин. Этот недостаток является следствием прямого контакта охлаждающей воды с плазмой дуги. В настоящее время производятся попытки преодолеть эти затруднения.

2.1.6. Современное развитие дуговых источников с целью получения высокой температуры. Проблема получения температур до 50 000° К в течение длительного времени решена с помощью дуги в водяной трубке. Как было указано выше, при использовании этого источника возникают трудности при введении веществ в плазму. С непреодолимыми трудностями приходится сталкиваться и при постановке экспериментов, преследующих точные измерения. Поэтому приходится отказываться от устройств, в которых осуществляется непосредственный контакт воды с плазмой. С большим успехом можно использовать дугу, горящую внутри медных диафрагм. охлаждаемых водой. Диафрагмы, каждая толщиной в несколько мм, изолированы друг от друга слюдой или другим каким-либо теплоустойчивым материалом<sup>76,45</sup>. Центральное отверстие в диафрагме делается диаметром в несколько мм. С помощью такого устройства ток можно довести до 400 a. Температура, которая получается таким путем, достигает величины немного более 30 000° К. В такую дугу, по-видимому, возможно вводить газы и порошок, к тому же дуга достаточно стабильна, что дает возможность проводить точные измерения. Дуговые источники непрерывно улучшаются, однако нам представляется, что в настоящее время основные задачи, которые можно решать с помощью дуг, уже решены, а именно, получение, поддержание и использование температур вплоть до 35 000° К. Практически можно получить температуры до 50 000° К, но в большинстве случаев эти высокие температуры недостаточно контролируемы.

Прежде чем перейти к обсуждению других методов получения высоких температур, рассмотрим те проблемы, которые доступны исследованию с помощью вышеописанных источников.

## 2.2. Применение высоких температур, полученных с помощью дуг, в научных целях

2.2.1. Оценка вероятности перехода. Для оценки вероятности перехода согласно уравнению (10) необходимо измерить абсолютную интенсивность линии и в добавление к этому определить температуру и количество нейтральных атомов. Температуру можно получить по измеренной интенсивности линии, для которой известна вероятность перехода, или по измеренным относительным интенсивностям линий, для которых известны относительные веротности переходов. Первые успешные исследования в этом направлении были предприняты учеными Утрехтской школы, первоначально Орнштейном, Бургером, Доргело и другими. Ими использовалась свободно горящая дуга между угольными электродами, при этом электроды наполнялись подходящей смесью элементов. Разрядный ток имел величину от 5 до 10 а и вся дуга помещалась в специальную камеру (см. рис. 17). В большинстве случаев температура оценивалась по измеренному распределению интенсивностей во вращательной структуре полос CN и C<sub>2</sub>. Согласно этим измерениям температура равна 4000-÷ 8000° К. В этих работах детально разработан и часто использовался метод определения температуры по неразрешенной вращательной структуре. Для определения температуры источников с температурой 5000° К или меньше были использованы относительные интенсивности линий меди  $\lambda = 5133$  и  $\lambda = 5700$  Å, причем медь вводилась в угли в столь малых количествах, что самообращение не оказывало никакого влияния. Для понижения температуры добавлялись элементы с низким потенциалом ионизации, например щелочные металлы. По измеренным интенсивностям были оценены относительные вероятности переходов некоторых линий, которые были приведены к абсолютной шкале вероятностей переходов с помощью фактора пропорциональности, полученного по одной или нескольким линиям, для которых абсолютные вероятности были определены другими независимыми методами. Ряд исследований был проведен в Киле с дугой высокого тока. В дуге в водяной трубке могут быть измерены линии кислорода и водорода. Поскольку вероятности переходов для линий серни Бальмера известны, то имеется возможность произвести оценки абсолютных величин вероятностей переходов кислородных линий. С помощью дуги, заключенной в медную трубку, горящей в атмосфере воздуха и СО<sub>2</sub>, можно произвести оценки относительных вероятностей перехода линий N и C. Определение абсолютных значений было произведено путем сравнения с линиями кислорода, измеренными в том же самом источнике света. При дальнейшем увеличении температуры становятся доступными линии He, O<sup>+</sup>, N<sup>+</sup>, C<sup>+</sup>, и в этом случае линия He<sup>+</sup> рассматривастся

в качестве новой «термометрической линии». Исследование большинства элементов с помощью дуги зависит от возможности достаточно равномерного введения этих элементов в плазму. В этом направлении достигнуты определенные успехи, однако надежных результатов еще не получено.

Таблицы вероятностей переходов, полученных различными экспериментальными методами, опубликованы в ряде руководств и монографий<sup>16, 93, 94</sup>. Как указано Бейтсом и Дамгардом<sup>95</sup>, а также Гарстангом<sup>96-97</sup>, вероятности переходов могут быть вычислены теоретически. Для водородоподобных термов, которые могут быть рассчитаны без интерполяции, вычисленные величины вполне надежны. Это справедливо и для большинства термов более сложных атомов, однако имеется определенное несоответствие в результатах, причина которого до сих пор остается неизвестной.

2.2.2. Оценка сечений столкновений. Полный ток через дугу I связан с электрической проводимостью  $\sigma(T)$ :

$$I = 2\pi E \int_{0}^{R} \sigma(T) r dr.$$
(57)

Используя соотношения  $\sigma = en_e b_e$ ,  $b_e = \frac{e\lambda_e}{mv}$ ,  $\overline{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ ,  $\lambda = \frac{E_{-}}{nQ + n_+Q_+}$ (уравнения (36) – (40)), получаем

$$I = \frac{2\pi Ee^2}{\sqrt{8m/\pi}} \int_0^R \frac{n_e r dr}{\sqrt{kT} (nQ + n_*Q_*)} .$$
 (58)

Вместо  $Q_+$  подставляется величина сечения Гвоздовера, определяемая уравнением (34), оценка  $n_e$  п T производится по уравнениям (9а)—(9г). Наиболее легким способом определения Q является графический способ, когда в выражение (58) подставляются некоторые значения для Q и чертится график в координатах I и Q. По этому графику по экспериментально найденной величине I определяется истинная величина Q. Сечения Рамзауэра, полученные таким путем, представлены на рис. 11. Следует пояснить, что при определении сечений указанным методом принимается, что они не зависят от температуры. Поэтому величины, приведенные на рис. 11, являются средними величинами для температур, существующих в дуговом источнике. Более того, сечения, приведенные выше, в действительности являются «транспортными» сечениями. Вышеприведенные уравнения используются в качестве определения Q и тем самым не требуется производить прямого сравнения абсолютных величин с данными Рамзауэра (см. 1.5.2).

Следует упомянуть, что при численной оценке с помощью уравнения (58) необходимо пользоваться очень точными значениями n<sub>e</sub>, которые по возможности должны быть измерены несколькими независимыми методами<sup>7</sup>.

Сечения можно вычислить теоретически, как это было сделано Моуэром <sup>98</sup>, Месси и Моисеевичем <sup>99</sup>. В случае водорода теоретические и экспериментальные величины расходятся в 10 раз, причем экспериментальные значения больше теоретических. Причина столь больших расхождений не ясна.

Было найдено, что сечения Гвоздовера согласуются с экспериментом, однако небольшое расхождение все-таки имеется<sup>8</sup>.

Зависимость сечений от температуры в диапазоне от 1000 до 7000° К детально определена для воздуха и представлена на рис. 12.

2.2.3. О пределение свойств плазмы. С помощью дуг были получены результаты, которые позволили определить сечения столкновений в плазме и величины, определяющие динамическую вязкость, электрическую проводимость и теплопроводность. Эти свойства плазмы являются наиболее важными для понимания явлений в дуге.

Наблюдения показали, что разрядный столб дуги высокого тока имеет резко выраженную центральную часть. Этот вывод следует из наблюдений изменений теплопроводности, которая сильно зависит от температуры. Вследствие теплопроводности тепло переносится во внешние части дуги, откуда оно уносится в результате конвекции. На рис. 16 показано, что теплопроводность для азота имеет резко выраженный максимум при 7000° К с последующим резким минимумом при 10 000° К, который обусловлен диссоциацией. (Оценка теплопроводности описана в 1.5.4.)

Малая величина теплопроводности приводит к большому градиенту температуры и следовательно к заметному изменению излучения. Поэтому в случае молекулярных газов светимость центральной части высокотемпературной дуги сильно отличается от светимости остальной части плазмы. Подобные эффекты приводят к появлению внешней короны дуги и зависят от состава плазмы <sup>100</sup>. В случае одноатомных газов такие контрасты между различными частями дуги не наблюдаются.

Излучаемая энергия во многих случаях незначительна, и ее влиянием вполне можно пренебречь при расчете энергетического баланса. Однако в случае резонансных линий и для разрядов, происходящих при высоких давлениях, самопоглощение внутри плазмы становится заметным. Это можно наблюдать в сферической плазме перед катодом ксеноновой дуги высокого давления или в ртутной дуге высокого давления <sup>101-102</sup>. В этих источниках света излучение составляет значительную долю от энергии, вводимой в дугу. Для ртутной дуги из 100 ст на входе 90 ст идет в излучение и только 10 ст теряется вследствие теплопроводности. Подобный баланс справедлив и для дуги с водяными парами при высоком давлении <sup>72</sup>. В данном случае при давлении в 1000 ат и температуре в центральной части 12 000° К излучение, по-видимому, является почти черным.

2.3. Практическое применение высоких температур, получаемых с помощью дуг

2.3.1. Применение дуг в химической промышленности. Обычные низковольтные дуги широко применяются для химических целей. Так, например, при техническом получении карбида кальция для нагревания смеси CaCO<sub>3</sub> и угля применяется дуга трехфазного переменного тока. Дуги используются при производстве азотной кислоты и получении искусственных сапфиров. Для проведения этих технологических процессов требуются невысокие температуры (порядка 2000—3000° K), и электрическая дуга является удобным источником тепла для нагревания ограниченного объема.

Температуры выше 4000° К все еще не эффективно используются в промышленности. Тепла в дуге вполне достаточно для испарения любого вещества, но когда дело доходит до практического применения дуги, возникает проблема контроля получаемого испарением осадка, или проблема синтеза газообразной фазы. Ввиду большого интереса к исследованиям явлений, протекающих при высоких температурах, в последнее время появился ряд работ, в которых произведены попытки решить эти проблемы.  $C_2H_2$ получают из  $CH_4$  и природного газа нагреванием газа в дугах с последующим «замораживанием» равновесного химического состояния при высокой температуре потоками воды. Внутри плазмы элементы высокоактивны, поэтому представляется разумным удалять из плазмы воздух, а нагревание и охлаждение проводить в специально подобранных газах. Кроме того, поскольку после испарения вещества нет необходимости поддерживать далее высокие температуры, то вследствие этого возможно быстрое ведение технологического процесса. На производственных линиях поэтому следует использовать дугу более универсально.

Финкельбург полагает, что дуга высокого тока Бека является наибо лее удобной для испарения какого-либо вещества, вводимого внутрь дуги. Это может быть сделано через центральное отверстие в аноде. При этом уменьшается расход угля. Несмотря на то, что многое еще надо сделать, чтобы в промышленном масштабе эффективно воспроизводить предварительные результаты, перспективы развития этой области химии газообразной фазы кажутся многообещающими.

#### § 3. ВЫСОКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ И ИСКРОВЫХ ИСТОЧНИКОВ

#### 3.1. Методы наблюдения импульсных световых источников

Большим преимуществом дуг высокого тока, рассмотренных в § 2. является возможность проводить исследования явлений, протекающих при высоких температурах в течение длительного времени. Однако, как было показано, уже для получения температур порядка 50 000° К требуется достаточно большая энергия. Дальнейший прогресс в этом направлении связан с еще большим расходом энергии (см. рис. 21). Поэтому для полу чения более высоких температур применяется импульсная техника, которая позволяет получать высокие температуры только в течение коротких промежутков времени, но при значительном увеличении мощности.

При использовании импульсной дуги можно довести ток до нескольких сотен ампер без нанесения вреда арматуре дуги. Импульсы могут быть наложены на разряд как при высоком давлении, так и при низком, и они позволяют увеличить входную мошность в значительное число раз Как было показано в 1.1.2, время установления равновесия уменьшается при увеличении ионизации, и поэтому продолжительность импульса порядка нескольких миллисекунд оказывается достаточной для проведения количественных измерений. Однако для уверенности, что за время наблюдения условия не изменяются (стационарное состояние), необходимо изме рения проводить в более короткие промежутки времени. Для этих целей используется синхронизованное стробоскопическое устройство либо с вращающимся зеркалом, либо с вращающимся диском с прорезями. С вращающимся зеркалом в комбинации с линзами можно получить разрешающее время порядка 10<sup>-4</sup>-10<sup>-6</sup> сек, что вполне достаточно во многих случаях <sup>106</sup>. Для этой цели также пригодны различного рода электронные устройства. При регистрации наблюдений сигнал, подаваемый на записывающее устройство, должен иметь подходящую длительность, что связано с увеличением длительности импульса после его усиления. Этот метод позволяет наблюдать импульсный разряд в нужный момент времени. С помощью электронной лампы, работающей в триггерной схеме, можно изменить знак потенциала; тогда умножитель будет чувствителен в течение необходимого промежутка времени. Это может быть сделано при импульсном питании фотоумножителя. Каждый импульс дает точку на кривой. которая регистрируется записывающим устройством, и соответствует энергии светового импульса для определенной длины волны. Чтобы получить контур линии в энергетических координатах, необходимо произвести сканирование по длинам волн большого числа импульсов. Надежные результаты могут быть получены тогда, когда последовательные световые

импульсы идентичны. Метод особенно пригоден для сильных импульсов, следующих один за другим через большие интервалы времени, чтобы избежать, насколько это возможно, разрушения исследуемого материала.

В другом методе, разработанном Дике с сотрудниками <sup>104</sup>, используется подобное устройство, работающее при постоянной частоте повторения импульсов, при этом применяются большие частоты (мегагерцы) и производится суммирование по большему числу импульсов. Таким путем явление, протекающее во времени и повторяющееся с большой частотой, может наблюдаться с высоким разрешением во времени для определенной длины волны. Два метода дополняют друг друга в смысле их применимости к низким и высоким частотам.

# 3.2. Температуры, измеряемые в импульсных разрядах

Закрытые разрядные трубки могут работать при малых мощностях, причем ток резко возрастает за короткое время импульса. В этом случае не возникает трудностей, связанных с зажиганием. Энергия для импульса может быть получена от большого трансформатора или заряженного кон-



Рис. 23. Разрядная трубка для импульсов от 1 до 2·10<sup>3</sup> а. «Нагреваемый» объем составляет большую часть полного объема. Несмотря на то, что поверхпость электродов большая (для предотвращения распыления), электронная плотность высокая 18

денсатора. Трудности возникают тогда, когда необходимо знать количество излучающих частиц. Давление внутри холодной разрядной трубки можно легко вычислить, по давление, которое имеется во время прохождения импульса, рассчитать невозможно, поскольку обычно распределение температуры внутри разрядной трубки неизвестно. Давление во время импульса можно определить с помощью ячейки Голи или другого подобного малоинерционного чувствительного устройства. Однако трудно надежно проградуировать шкалу давлений.

Отметим еще одно важное обстоятельство: для уменьшения распыления электродов при больших токах в импульсе желательно применять электроды с большой поверхностью, по это связано с увеличением объема разряда, который нагревается вследствие этого в меньшей степени. Поэтому во время импульса, когда большая часть газа движется по направлению к электродам, величина плотности частиц, способных проводить ток в нагретой части разрядной трубки, несмотря на большой ток, бывает небольшой. Возможны два пути устранения этого недостатка: 1) Разрядная трубка изготавливается так, чтобы приэлектродные объемы были очень большими, и тогда давление в капилляре остается почти постоянным во время прохождения импульса, и в этом случае можно оценить плотность плазмы;

2) электродное пространство имеет ограниченные размеры, и во время импульса происходит сильное увеличение давления, которое должно определяться с помощью независимых измерений. На рис. 23 изображена соответствующая разрядная трубка. Такую трубку мы применяли для импульсного разряда с большой частотой повторения импульсов (много тысяч) и током в 2000 *а* в импульсе. При этом получена температура 30 000° К.

Необходимо проводить наблюдения при постоянных условиях.

Как было указано выше (1.4.1), интенсивность некоторых линий увеличивается при уменьшении температуры. Это обстоятельство в результате может привести к ошибкам.

3.3. Эффект волн давления в импульсных разрядах

Во время наблюдения требуется, чтобы температура была постоянной. Было замечено, что резкое увеличение тока приводит к многочисленным возмущениям в разрядной трубке (волны давления, или ударные волны).



Рис. 24. *а*) Изменение тока и б) изменение суммарной величины света во время импульса в разрядной трубке (рис. 23).

Эти возмущения отражаются от стенок разрядной трубки, попадают обратно в область разряда и вызывают добавочное локальное нагревание. Поэтому кривая светового излучения за время импульса, полученная с помощью фотоумножителя, показывает уменьшение, увеличение или иррегулярные изменения полной интенсивности излучения, причем эти изменения зависят от формы разрядной трубки и давления 48. Типичный случай представлен на рис. 24, а и б. С помощью электронных ламп можно получить почти прямоугольные импульсы, однако в этом нет необходимости, даже более того, это нежелательно, как следует из вышеизложенного. Несколько конденсаторов с различными постоянными времени разряда (рис. 25) могут дать подходящую форму импульса, хотя результирующий импульс от конденсаторов имеет пологие края, но при спектроскопических исследованиях такие импульсы вполне приемлемы, тем более, что осуществляются они очень просто. На рис. 24 интенсивность излученного света представлена как функция времени. При сравнении рис. 24, а и б видно, что обе кривые не идентичны по форме; волны давления приводят к искажению кривой интенсивности. Эти волны вполне можно использовать для дальнейшего увеличения температуры. Для этого необходимо, чтобы имела место воспроизводимость волн давления, а разрядная трубка имела бы подходящую геометрию. В длинной трубке волны появляются как в радиальном, так и аксиальном направлениях. Кажется, что этот

случай является наиболее подходящим для практических целей. Это обстоятельство приводит к тому, что на практике используются тороидальные трубки.

### 3.4. У величение температуры при пинч-эффекте

Температуру плазмы можно повысить с помощью волн давления или, что более эффективно, с помощью ударных волн, но имеется и другой путь — магнитный пинчэффект. Вспомним, что параллельные токи притягивают друг друга, поэтому, когда происходит мощный разряд,



Рис. 25. Простой метод получения «прямоугольных» импульсов.

имеет место сжатие плазмы собственным магнитным полем. Этот эффект представляет особенный интерес, поскольку плазма при сжатии отделяется от стенок разрядной трубки и значительно уменьшаются потери на теплопроводность, при этом стенки разрядной трубки нагреваются в меньшей степени, и поэтому можно получить очень горячую плазму без разрушения стенок.

Сила магнитного поля равна [j, H]. Противодействие этой силе оказывает давление сжатого газа  $p=(n_i+n_e)kT$ . Теория пинч-эффекта, начало которой было положено трудами Беннета <sup>105</sup>, Тонкса <sup>106</sup>, Тонкса и Аллиса <sup>107</sup>, показала, что при больших токах проводящий столб концентрируется вдоль центральной оси.

Исследования пинч-эффекта были проведены группой сотрудников колледжа Тафта <sup>108</sup>, которая довела разрядный ток в максимуме до 8000 а. При этом было найдено, что температура при пинч-эффекте равна 2,5·10<sup>5</sup> градусов К. Русская группа (Курчатов, 1956) получила ток 2·10<sup>6</sup> а в течение нескольких микросекунд, вкладывая в разряд 3·10<sup>5</sup> кдж. Очевидно, что конденсаторы имели необычно малую индуктивность; полная индуктивность контура равнялась только 0,02–0,03 мкен. Разрядная трубка наполнялась  $H_2$ ,  $D_2$  или инертными газами при давлении 5·10<sup>-3</sup> мм рт. ст. и более высоких. В этих экспериментах наблюдались нейтронное и жесткое рентгеновские излучения, причем последнее соответствует энергии 300–400 кэс. По всей видимости, механизм, который ответствен за нейтроны и рентгеновское излучение, не является термоядерным. По-видимому, возникают сильные продольные электрические поля, намного превышающие внешнее накладываемое напряжение. Температура этих разрядов спределялась из уравнения

$$T = I^2/2nk,\tag{59}$$

где I — сила тока, n — плотность всех частиц, включая электроны и ионы. Уравнение (59) выведено для случая термического равновесия, когда давление ионизованного газа p выражается<sup>109</sup> через nkT. Вероятно, что температура в несколько миллионов градусов К была получена; однако предположение о наличии термического равновесия кажется неубедительным. В этих экспериментах основную роль играет пинчэффект.

В последнее время большое число исследователей идет по этому нути. При применении токов в 10<sup>6</sup> а (разряд питается от конденсаторов) и прямых или тороидальных трубок было обнаружено, что наблюдаемый пинч состоит обычно из трех последующих сжатий плазмы. Число таких сжатий ограничено, поскольку простой пинч неустойчив. Кривизна фронта двигающейся плазмы имеет тенденцию к увеличению; в результате фронт разрывается на независимые части и это кладет предел дальнейшему увеличению температуры. Одновременно нестабильности вызывают изменения в индуктивности разряда. Если скорость изменения индуктивности достаточно велика, то результирующее перенапряжение может быть во много раз больше применяемого напряжения: при этом возникают большие электрические поля, вызывающие рентгеновское излучение. В этой связи следует заметить, что магнитные силовые линии во время сжатия «вморожены» в плазму; это обстоятельство приводит к увеличению силы поля. Наблюдалось, что 50-кратное сжатие во время первого пинча и 100-кратное во втором пинче приводит к увеличению силы магнитного поля в такое же число раз 110.

Производились теоретические исследования по преодолению нестабильности пинч-эффекта. Можно легко показать, что разряд в прямой разрядной трубе, сжимаемый собственным магнитным полем, приходит в неустойчивое состояние. Если в плазме в одном или нескольких местах возникают «перетяжки», то нестабильность такого типа называют «сосисочной» (m=0). При m=1 появляется нестабильность относительно изгибания плазмы. Согласно теории можно осуществить и устойчивую плазму. Например, продольное магнитное поле с радиальным направлением градиента дает устойчивую конфигурацию плазмы в прямой разрядной трубе, а в случае тороида для устойчивости требуется дополнительное перпендикулярное внешнее магнитное поле<sup>112</sup>.

Тонеман и другие <sup>113</sup> сообщили, что ими получена температура приблизительно 1.-5.10<sup>8</sup> градусов К. В многочисленных работах сообщалось о наблюдении нейтронов, образующихся в разрядных трубках, наполненных дейтерием, однако возникают сомнения о термоядерном происхождении этих нейгронов. Если бы нейтроны были термоядерного просхождения, то а) число и энергия зарегистрированных нейтронов должны бы соответствовать числу и энергии нейтронов, получающихся при термоядерных реакциях; б) в распределении энергии нейтронов не должно бы быть выделенного направления; в) нейтронный выход должен был бы изменяться в зависимости от величины электрического тока в соответствие с расчетами; г) слабое внешнее магнитное поле не должно оказывать сильного влияния на нейтронный выход.

Большой интерес представляет вопрос о влиянии примесей элементов с большим атомным весом на плазму<sup>110, 114</sup>. Влияние примесей может быть двоякого рода: 1) потери энергии на обдирку электронов, 2) энергетические потери на тормозное излучение. Последнее обстоятельство, повидимому, играет меньшую роль, поскольку за короткое время разряда не происходит заметной передачи энергии.

Шлютер<sup>115</sup> предложил наложить на горячую плазму периодически изменяющееся внешнее магнитное поле. При каждом цикле намагничивания и размагничивания должно происходить увеличение энергии плазмы, в результате чего температура плазмы увеличивается. Если судить по опубликованным работам, то эта идея до сих пор не проверена экспериментально.

# 3.5. Оценка температуры в искровых источниках

Как показано в 1.1.2, даже для искры применимо понятие равновесия, зависящего от времени, и следовательно, температуры при условии, что степень ионизации достаточно высока. Недавно Мандельштам и его сотрудники <sup>116, 117</sup> провели с помощью метода вращающегося зеркала, комбинированного с шлирен-методом, точные исследования расщепления светового канала и его излучения. С целью исследования плотности и температуры в зависимости от времени были проделаны интерферометрические измерения с той же самой искрой.

С помощью этих методов можно определить независимо температуру газа и температуру возбуждения. Было показано, что в пределах экспериментальной точности эти температуры совпадают.

В добавление к этому предложена новая интерпретация, согласно которой искра рассматривается как цилиндрическая ударная волна. Фронт этой ударной волны производит ионизацию газа, а скорость волнового фронта определяет расширение канала искры. Поскольку давление газа известно из интерферометрических измерений, то к цилиндрической ударной волне можно применить соотношение Гюгонио. На основе чистой гидродинамики были сделаны расчеты, причем результаты расчетов хорошо совпадают с данными, полученными из наблюдений плазмы. Автор полагает, что изучение искры, проводимое с различных точек зрения, является необходимым условием дальнейшего прогресса.

Согласно оценкам температура в искре достигает величины 40 000° К и меньше. Было показано, что время установления равновесия между электронами и атомами равно 10<sup>7</sup> сек. Исследования показывают, что искровые источники представляют удобный метод изучения плазмы. В то же время проблема искры внутренне связана с проблемой ударных воли, с которой мы познакомимся в § 5 и 6.

### 3.6. Современное развитие искровых источников с целью получения высоких температур

Для получения в искре очень высокой температуры следует подвести большое количество энергии за короткое время. Для этого необходимо выполнить два условия: время пробоя по возможности должно быть малым, а сопротивление искры во время пробоя должно быть как можно больше. Для выполнения первого условия необходимо, чтобы электрическая цепь обладала как можно меньшей индуктивностью. В идеальном случае эту индуктивность можно уменьшить до величины индуктивности конденсатора. Второе условие может быть выполнено при использовании больших давлений.

Рейнольдс и Краггс<sup>118</sup> пытались в искре получить реакцию синтеза дейтерия. Согласно Гамову и Критчфильду<sup>119</sup> для осуществления этой реакции необходимо почти 100% ионизации и температура в 10<sup>6</sup> градусов К. В упомянутом эксперименте конденсатор емкостью 58,5 *мкф* и запасом энергии  $1.8 \cdot 10^5$  ст, разряжался в течение приблизительно 29 *мксек* при токе  $2 \cdot 10^5$  а. Авторы надеялись, что благодаря пинч-эффекту искровой канал сожмется и в результате произойдет дальнейшее увеличение температуры. Счетчик нейтронов не обнаружил нейтронного излучения. Желательно повторить эти эксперименты при различных давлениях и провести анализ излучаемого света спектроскопическим методом.

9 УФН, т. LXXII, вып. 3

Дальнейшие эксперименты в этом направлении проделаны Фишером<sup>120</sup>, который применял специально построенный конденсатор с малой индуктивностью, разряжающийся за доли мксек. По-видимому, энергетические потери из канала искры через излучение незначительны за такой короткий промежуток времени. Конкретные результаты этого эксперимента неизвестны, но, по-видимому, была достигнута температура в 10<sup>5</sup> градусов. Большинство экспериментов, по-видимому, были проведены на водороде и дейтерии. Результаты, получаемые с этими газами, наиболее легко поддаются теоретическому рассмотрению, но спектроскопические исследования очень высоких температур легче проводить с другими газами.

# § 4. ВЫСОКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ВЗРЫВАХ ПРОВОЛОЧЕК

# 4.1. Основные процессы, связанные со взрывом проволочек

В § 2 было показано, что при вкладе энергии 6 квт в секунду на 1 см длины дуги температура достигает 15 000° К, тогда как при 190 кет температура равна 45 000° К (см. рис. 21). Из этих данных следует, что для осуществления дальнейшего роста температуры необходимы значительно большие мощности. С этой целью Андерсон 121,122 разряжал мощный конденсатор, заряженный до 26 кв, через тонкую проволочку длиной около 5 см. Энергия, запасенная в конденсаторе, равнялась приблизительно 30 кал или 125 в $m \cdot cek$  и освобождалась примерно за  $10^{-5}$  сек, что соответствует мощности 12 500 кет; это приблизительно в 650 раз больше энергии, вкладываемой в дугу (рис. 21). Взрыв проволочки, кажется, является одним из наиболее интересных способов передачи больших энергий малым количествам вещества. Температура должна быть очень высокой, если вся энергия будет передана материалу проволочки. К сожалению, процесс взрыва проволочки, так хорошо известный по перегоранию предохранитслей, значительно более сложен; на первой стадии ток нагревает и расплавляет вещество проволочки и непосредственно за этим следует дальнейшее нагревание и испарение. Испарение приводит к разрыву электрической цепи. Во время первой стадии взрыва проволочки используется только часть энергии конденсатора. Действительно, разрыв цепи благодаря испарению проволочки происходит очень быстро, и на клеммах проволочки возникает большое нестационарное перенапряжение, обусловленное индуктивностью цепи или внутренней индуктивностью конденсатора. Только при устранении этих индуктивностей величину этого перенапряжения можно до некоторой степени уменьшить.

За первой стадией следует вторая, а именно вспышка дуги, приводящая к полному разряду конденсатора, обычно происходящего в форме колебательного процесса. Вторая стадия — более длительная, чем первая. Обе стадии сопровождаются излучением, причем первая стадия дает непрерывный спектр, а вторая после очень яркой вспышки континуума показывает дуговой спектр материала проволочки. Некоторые искровые линии появляются лишь тогда, когда цепь имеет чрезвычайно малую индуктивность. В случае очень мощных разрядов конденсаторов или очень высоких зарядных напряжений обе стадии следуют одна за другой настолько быстро, что практически не наблюдается разрыва цепи. Тем не менее, по-видимому, основные процессы в этом случае в сущности такие же. Основные процессы, вызывающие двухстадийный взрыв, широко обсуждались ранее <sup>123-126</sup>. Нет сомнения в том, что внезапное испарение материала проволочки приводит к очень высоким давлениям. Сразу после испарения расстояние между атомами все еще такого же порядка, как и в твердом состоянии. Вследствие этого материал является все еще проводником. В последующий период времени происходит быстрое расширение вещества, что приводит к увеличению расстояний между соседними атомами. Проводимость при этом резко падает. Ввиду малой всличины длины свободного пробега заряженные частицы не могут получить значительной скорости, поэтому разряд прекращается. Однако горячая плазма всегда обладает некоторой малой остаточной проводимостью, вследствие чего ток никогда не исчезает полностью.

Если конденсатор заряжен до более низкого потенциала и результирующее испарение менее эффективно, то наблюдается большое число



#### Рис. 26.

небольших дуг по всей длине проволочки. В этом случае разряд прекращается, очевидно, потому, что накладываемое напряжение недостаточно велико, чтобы поддерживать большое количество маленьких дуг.

Особый интерес представляет вопрос о повторном зажигании дуги. Это явление наблюдалось через 2 мсзк после разрыва цени. Без сомнения, этот интервал времени связан с распирением облака наров высокого давления. Время повторного зажигания зависит от материала и диаметра проволочки. Автором 124 сделано заключение, что расширение облака должно происходить достаточно эффективно, чтобы средняя длина свободного пробега заряженных частиц увеличилась настолько, чтобы они могли получить энергию из поля. Расширение должно приводить к появлению ударной волны. За фронтом цилиндрической ударной волны давление быстро уменьшается, что способствует повторному зажиганию дуги. Совсем недавно эта точка зрения была подтверждена экспериментом; Мюллер<sup>127</sup> получил прекрасные скоростные фотографии процесса повторного зажигания. На рис. 26 показана фотография, на которой материал проволочки уже рассеян и в виде резкой границы виден фропт расширяющегося облака. За фронтом, ближе к оси расширяющегося облака, развивается новый разряд там, где давление достаточно попизилось. Появле-ние ударной волны Конп<sup>126</sup> объясняет сжатием и последующим взрывом многочисленных небольших металлических канель, причем эти взрывы обусловлены неравномерностью сжатия (подобно разбрызгиванию капель, неравномерно нагретых). Предполагается, что ударная волна частично отражается от облака паров, окружающего взрывающуюся проволочку, и концентрическая цилиндрическая волна вызывает повторное зажигание дуги. Хотя объяснение первого удара, кажется, подтверждается фотографиями ударного фронта, полученными шлирен-методом (см. рис. 27), идея частично отраженной ударной волны не является корректной, поскольку

563

результаты Мюллера указывают, что новый разряд начинает развиваться из электродов. Кроме того, не было обнаружено никаких следов отраженной волны. Спектральные линии, появляющиеся после повторного зажигания, чрезвычайно широкие и испытывают сильное самообращение, обусловленное поглощением паров, окружающих дугу. Со временем самообращение уменьшается и в конце концов наблюдается только небольшое число линий излучения. Все это хорошо согласуется с картиной повторного зажигания внутри расширяющегося облака.

#### 4.2. Оценка температур, достигнутых в двух стадиях взрыва

Первая стадия взрыва проволочки, сопровождаемая непрерывным излучением, всегда связана с нагреванием твердого вещества при высоком давлении. Оптической толщиной излучающего слоя в этом случае пренебрегать нельзя. Наоборот, излучение следует рассматривать как излучение серого тела. Если температуру оценивать по расходу энергии, то получается более десяти тысяч градусов.

Андерсоном была сделана попытка измерить температуру в начале второй стадии. Он сравнивал интенсивность взрыва с яркостью солнца. По-видимому, вспышке, связанной со взрывом, соответствует температура в 20 000° К.

Совсем недавно Бартельс примения свой метод стигматического анализа (см. 1.2.1.) к взрыву проволочки. Он добился успеха в производстве подобных взрывов, используя очень тонкие проволочки. Располагая щель стигматического спектрографа под различными углами к оси проволочки, Бартельс смог выделять различные эффекты, связанные с геометрией: оптическую толщину и поглощение. Было показано, что в условиях наблюдения оптическая толщина соответствует k=1, а вычисленная температура равнялась 70 000° К±10%. Эти измерения были сделаны по линиям, выделяющимся над сплошным спектром излучения. Согласно данным разных авторов первая яркая вспышка на второй стадии излучает только непрерывный спектр; вышеупомянутая температура, очевидно, была измерена для периода, непосредственно следующего за периодом максимальной интенсивности вспышки. При более высоких температурах дуговые линии исчезали в непрерывном излучении, однако появлялись искровые линии, которые давали возможность продолжать измерения. Этот метод измерения температур может применяться, по-видимому, даже при температурах выше 100 000° К.

После яркой вспышки температура очень быстро падает. На второй стадии искровые линии практически не наблюдались, поэтому температура в разряде в период после вспышки не может быть выше температуры свободно горящей дуги низкого тока.

### 4.3. Дальнейшее развитие техники взрыва проволочек с целью получения высоких температур

Следует подчеркнуть, что только некоторая доля запасенной конденсатором энергии идет на нагревание, плавление и испарение тонкой проволочки. Эта часть энергии, однако, не является постоянной, но заметно зависит от скорости притока энергии к проволочке. Очевидно, происходит своеобразный эффект «перегревания». Этот довольно значительный эффект может быть использован для увеличения температуры. В настоящее время известно, что на первой стадии согласно вычислениям, основанным на расходе энергии, температура равна 10<sup>4</sup>—10<sup>5</sup> градусов К. Несмотря на это, фотографии, полученные с вращающимся зеркалом, показывают только непродолжительное довольно слабое свечение проволочки с последующей темной фазой. Фюнфер<sup>128</sup> определил, что первое слабое свечение продолжается в течение приблизительно

продолжательно и внечение приолизительно 1 мксек. Он заметил далее, что проволочка из твердого материала, нагретая до температуры  $10^5$  градусов К, должна охлаждаться вследствие поверхностного излучения и конвекции в согласии с законом Ньютона приблизительно за 1 мсек, это время в  $10^3$  раз больше времени наблюдения свечения. Отсюда сделан вывод, что теплопередача в сильно конденсированной среде настолько низка, что после мгновенной вспышки света поверхность представляется темной, несмотря на то, что внутри проволочки температура высокая.

Этот факт очень важен. При быстром подводе энергии к тонкой проволочке имеет место своеобразное соревнование между радиационными потерями и теплопроводностью в материале. Когда теплопроводность (а также электрическая проводимость) ничтожна, потери на излучение значительно меньше ожидаемого. Поэтому казалось бы, что экстремально высокие температуры могут быть получены во время первой стадии взрыва проволочки без существенных потерь на излучение. Этот результат очень важен, поскольку радиационные потери часто препятствуют получению высоких температур. Скорость ввода энергии зависит от величины тока, которая в свою очередь определяется полной индуктивностью разрядной цепи, складывающейся из «внешней» индуктивности проводников разрядной цепи и «внутренней» индуктивности конденсатора. Внутренняя индуктивность ограРис. 27. Фотография взрыва, проволочки, полученная шлирен-методом. Легко различаются две ударные волны, возникающие в первой и во второй стадиях взрыва; а) и б)— один и тот же взрыв в различные моменты времени.

ничивает рост тока. По этой причине желательно строить конденсаторы с возможно меньшей индуктивностью. Работы, посвященные систематическому изучению эффекта перегрева, зависящего от скорости подачи энергии, до сих пор не были опубликованы, но без сомнения можно сказать, что они будут очень полезными при оценке возможностей дальнейшего увеличения температуры.

Вторая стадия характеризуется возникновением ударных волн. Как упоминалось в 4.1, ударная волна появляется в результате расширения паров, образованных при испарении проволочки. Несколько позднее появляется вторая независимая ударная волна, связанная с повторным зажиганием разряда. Эта вторая волна обусловлена расширением искрового канала<sup>116-117</sup> (см. § 3.5). Оба ударных фронта легко различимы и могут быть сфотографированы шлирен-методом (рис. 27). Андерсон помещал проволочку в прорезь деревянного блока и показал, что таким путем можно наблюдать одновременно значительно усиленное непрерывное излучение и почти все линии, появляющиеся в поглощении. В таком устройстве происходит отражение ударных волн, в результате чего имеют место столкновения и наложения волн. Этим можно объяснить рост температуры, а следовательно и увеличение света при взрыве проволочки. Чтобы успешно решить задачу, связанную с получением более высоких температур, необходимо начать систематическое изучение явления отражения ударных волн в различных устройствах с помощью приборов с временным и пространственным разрешением.

#### § 5. ВЫСОКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЯХ И С ПОМОЩЬЮ УДАРНЫХ ВОЛН

#### 5.1. Высокие температуры в струях плазмы

5.1.1 Плазменные струи внутри дуг. В дуге Бека, как упоминалось ранее, ток между угольными электродами можно увеличить во много раз по сравнению с максимальным значением тока при обычных условиях, и дуга при этом не переходит в режим «шипения». При больших токах происходит быстрое испарение материала анода. Испарившийся уголь нагревается при атмосферном давлении приблизительно до 6000° К и занимает объем примерно в 10<sup>5</sup> раз больший, чем в твердом состоянии. До некоторой степени это справедливо и для вводимых в него солей. При испарении 0,5 мм материала анода в секунду 129 поток паров имеет начальную скорость 5.103 см/сек. Фактически согласно измерениям скорость равна от 1,5.10<sup>3</sup> до 4.10<sup>3</sup> см/сек. Непосредственно перед анодом температура паров равна 7000° К. Если принять, что потери энергии происходят только благодаря излучению, и полагать, кроме того, что диаметр потока не изменяется, то можно установить, что температура потока в каждой точке пропорциональна скорости. В одном из экспериментов было найдено, что температура изменяется от 9000° К у анода до приблизительно 3000° К, когда факел имеет длину 9 см<sup>130</sup>.

Подобные эксперименты проведены с ртутной искрой <sup>131</sup>. При плотности тока у анода 20 000 *a/см<sup>2</sup>* (по сравнению с 300 *a/см<sup>2</sup>* для угольной дуги) скорость струи равна 2.10<sup>5</sup> см/сек при начальной температуре 10 000° К. В случае ртутной искры образуются, кроме того, струи из катода. При этом опять-таки причиной появления струй является сильное испарение ртути <sup>131</sup>. Если дугу ограничить узким отверстием диафрагмы, то увеличение плотности тока приводит к увеличению магнитных сил. направленных так, что они вызывают дальнейшее сжатие столба дуги. Данный случай можно рассматривать в качестве простейшего пинчэффекта для средних по величине токов; вследствие магнитного давления, направленного радиально, в месте сжатия плазмы появляются противоположно направленные аксиальные силы 132. В целом механизм работает как своеобразный насос, который всасывает газ внутрь ограничивающего дугу отверстия и выбрасывает его после нагревания и превращения в плазму в виде аксиальной струи. Энергия, необходимая для нагревания и образования струи, берется из избыточного тепла, которое развивается при сжатни.

Такие же явления можно наблюдать у катодного пятна дуги, которое само по себе сужает плазму, что вызывает катодную струю газа, т. е. поток частиц плазмы, направленных от катода перпендикулярно его поверхности. Действительное давление, вычисленное, исходя из силы Лорентца,

$$\operatorname{grad} p = [\mathbf{j}, \mathbf{H}] \tag{60}$$

равно только нескольким *мм* рт. ст. При высоких токах эту катодную струю без затрудиений можно наблюдать после кратковременного короткого замыкания тока дуги. Согласно измерениям начальная скорость струи перед катодом равна  $3 \cdot 10^4 \ cm/ce\kappa$  и падает до  $7 \cdot 10^3 \ cm/ce\kappa$  на расстоянии 3 см от катода <sup>133</sup>. При увеличении тока свыше 500 *а* из катода вырывается большое количество резко выраженных плазменных струй. Скорость этих струй равна приблизительно  $10^6 \ cm/ce\kappa$  <sup>134</sup>.

Эти примеры показывают, что внутри плазмы имеются струи, которые движутся со скоростями порядка нескольких единиц 10<sup>4</sup> см/сек, а их температура несколько ниже температуры плазмы.

5.1.2. Температура плазменных струй, выброшенных из дуги. Плазменная струя, выброшенная из дуги



Рис. 28. Распределение температуры в плазменной струе, выброшенной из дуги в «водяной трубке».

Бека, фактически находится снаружи столба дуги. Температура уменьшается при этом по экспоненциальному закону от 9000° до 3000° К на пути в несколько см. Струи с более высокой температурой вне столба дуги можно получить с помощью методов, которые применяются для увеличения температуры дуги. С этой целью в камере дуги высокого тока в водяной трубке (см. рис. 16) одна из сторон закрывается электродом из твердого однородного материала, а с другой стороны — угольным диском с отверстием в центре. Диаметр этого отверстия определяет размер внутреннего диаметра водяной трубки, и электрическая дуга образуется в воздухе между угольным стержнем, который является катодом, и диском — анодом. Образующийся пар может вырваться только через отверстие в угольном диске. Температура выброшенной горячей струи плазмы равна 18 000° К, скорость <sup>135</sup> — 2.10<sup>4</sup> см/сек. Распределение температуры в выброшенной струе представлено на рис. 28. Тщательное исследование струи показало наличие в ней тока. Дуга горит между катодным стержнем и анодным диском, причем не соприкасается с той частью диска, которая обращена к водяной рубашке. Поэтому дуга попадает в отверстие угольного диска и вырывается наружу вместе со струей плазмы, нагревая ее непосредственно около камеры. Найдено, что имеется предел роста скорости и температуры струи, который определяется скоростью звука, соответствующей температуре дуги. Когда достигается этот предел при увеличении разрядного тока, то если камера не стальная, она разрушается (подробнее об этом в следующем разделе). Струя плазмы, полученная таким путем, обладает очень высокой температурой и дает возможность исследовать бестоковую плазму.

Большой интерес представляет исследование возникновения колебаний в плазме при наличии внешнего магнитного поля или без него. Были проделаны соответствующие эксперименты, однако колебания не были обнаружены. Предполагается, что этот результат не является окончательным, поскольку детектор колебаний был настроен на длину волны 10 см, в то время как длина волны этих колебаний, исходя из поперечного сечения струи, определенно не может быть больше нескольких миллиметров. Исследование этой проблемы представляет исключительную ценность для понимания процессов генерации радиоизлучения в Галактике. Кроме того, напомним, что впервые была получена величина вязкости в плазме водяных паров при 12 000° К; эта величина после внесения соответствующих поправок  $\eta = 9 \cdot 10^{-4} \ e/cm \cdot cek$  (для сравнения см. 1.5.2). (В оригинальной работе Вейсом <sup>135</sup> для поперечного сечения взята неправильная величина.)

5.1.3. Температура плазменной струи, выброшенной из дуги со сверхзвуковой скорос ть ю. Чтобы получить плазменную струю со сверхзвуковой скоростью, необходимо камеру дуги конструировать из стали. В качестве катода и анода служат соответственно однородный угольный стержень в основании камеры и короткий угольный стержень с отверстием по центру, вмонтированный в крышку камеры. Камера заполняется почти полностью водой и дуга поджигается с помощью проволоки, вставляемой в отверстие угольного стержня. При работе дуги испаряется в большом количестве вода, она выбрасывается из отверстия в аноде в виде плазменной струи со сверхзвуковой скоростью. Скорость струи определялась Пейтерсом 136-137; она соответствовала М = 1,5 (М- число Маха), тогда как эксперименты автора данной статьи дают 2,6. Измеренная температура равнялась приблизительно 11 400° К и, следовательно, скорость плазмы была порядка 10<sup>6</sup> см/сек. Структура этой плазменной струи в точности соответствует расчетам. Был проведен интересный эксперимент по отражению плазменной струи от препятствия. При сверхзвуковых скоростях температуру отраженной струи можно вычислить по известной температуре падающей струи по формуле

$$\frac{T'}{T} = \frac{\{\gamma M^2 \sin^2 \Phi - \frac{1}{2} (\gamma - 1)\} \{\frac{1}{2} (\gamma - 1) M^2 \sin^2 \Phi + 1\}}{\frac{1}{2} (\gamma + 1) M^2 \sin^2 \Phi}, \quad (61)$$

где T' — температура после отражения и  $\Phi$  — угол отражения, а  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей и равна в данном случае 1,09. М— число Маха (M = 2,6).

Подставляя эти величины в формулу (61), получаем T'/T=1,21, что означает, что температура возросла от 11 400 до 13 800° К. Экспериментальные измерения показали, что температура увеличивается только на 1000° К; это говорит о том, что в эксперименте наблюдалась стационарная ударная волна, а не отраженная. Этот результат можно было бы ожидать заранее, поскольку отраженная ударная волна не должна развиваться в направлении против сверхзвукового потока. Однако, возможно, имеется другая причина для объяснения малого увеличения температуры. Наблюдались два участка стационарной волны на расстоянии друг от друга 0,06 см. Поскольку скорость потока равна  $10^6$  см/сек, то наблюдение частиц в двух положениях занимало интервал времени приблизительно  $10^{-8}$  сек. Температура определялась из полуширины линий Бальмера и известного состава паров воды; по температуре оценивалась величина  $n_e$ . На основе полученных результатов, по-видимому, можно сделать заключение, что возбужденные атомы, находящиеся в быстро изменяющихся внешних условиях, дают излучение, не соответствующее в точности условиям, в которых находятся эти излучающие атомы. Требуется определенное время (время релаксации) для того, чтобы атом приспособился к новым условиям, появление которых обусловлено внезапными изменениями силы поля и степени ионизации (температуры) <sup>138</sup>. Систематическое изучение эффекта позволит сделать точные определения времени релаксации, которое также представляет интерес для аэронавтики, имеющей дело со сверхзвуковыми течениями. Были проведены также исследования с целью обнаружения колебаний в плазме. В 10-см полосе сигналов обнаружено не было, но этот результат по причинам, рассмотренным выше (см. 5.1.2), не является окончательным.

#### 5.2. Высокие температуры, полученные с помощью плоских ударных волн

5.2.1 Плоские ударные волны, генерированные искрами. Фоулер с сотрудниками<sup>139</sup>, используя конденсированную искру внутри разрядной трубки, получали ударную волну, фронт которой передвигался вдоль разрядной трубки. Граница между сильно светящимся расширяющимся газом от конденсированной искры и менее светящимся газом, продвинувшемся дальше от центра канала искры, называется контактной поверхностью. Впереди контактной поверхности продвигается фронт ударной волны. При низких давлениях более ярок первичный ударный фронт, при более высоких давлениях более яркой является контактная поверхность за ударным фронтом.

Если разрядная труба изготовлена из стекла, то скорость удара можно измерить испосредственно, производя фотографии с помощью вращающегося зеркала. В экспериментах Фоулера были зарегистрированы скорости от 20 до 40 км/сек. Эти результаты подтверждены измерениями эффекта Доплера. Отсюда можно получить значение числа Маха, определяемого как отношение скорости фронта к скорости звука.

По максимальным интенсивностям линий SiIII, OII, SiII, H и SiI найдено, что температура вдоль трубки изменяется от 17 500 до 7000° К. Если применять емкость для конденсированного разряда в 50 мкф при напряжении 10 кв, то можно увеличить мощность разряда и соответственно повысить температуру. Примечательно, что максимальная электронная плотность, полученная на основании измерений уширения линий, не совпадает с максимальной интенсивностью линии SiIII (наибольший ионизационный потенциал), а имеется некоторый сдвиг во времени и пространстве. Расходимость во времени равна 10<sup>-6</sup> сек, сдвиг в пространстве вдоль направления движения ударного фроита составляет около 6 см, причем эти величины зависят от давления.

Точный смысл этого релаксационного времени не ясен, поскольку время, требуемое для установления равновесия, не должно быть столь большой величиной. Возможно, мы имеем дело с одним из многих эффектов, указывающих на то, что ширины линий недостаточно быстро следуют за изменениями внешних условий (см. также 5.1.3).

Получение сильных ударных волн и соответственно высоких температур с помощью искры представляет особый интерес. Этим источником можно генерировать целый ряд быстро следующих одна за другой ударных волн, не применяя диафрагмы в противоположность обычным ударным трубам. Если искровые источники расположены в определенном порядке и работают синхронно, то можно создавать ударные волны желаемой конфигурации. Особенный интерес представляет явление магнитного ускорения ударных волн<sup>47</sup>. С помощью этого метода, вероятно, можно будет достичь скоростей с наибольшими значениями числа Маха

5.2.2. Плоские ударные волны, генерированные в ударной трубе. Ударная труба в простейшем виде представляет собой металлическую цилиндрическую трубу, внутренняя полость которой посредством диафрагмы разделена на две камеры, одна высокого давления, другая низкого <sup>149</sup>. Большое преимущество такого простого устройства состоит в том, что имеется возможность легко измерять начальные давления в двух частях трубы. На основании законов сохранения массы, момента и энергии можно определить состояние газа после удара.

Скорость ударной волны можно легко измерить либо с помощью искровых штеккеров, в большом числе вмонтированных вдоль ударной трубы, которые отмечают моменты прохождения ударного фронта благодаря изменению сопротивления искрового промежутка, либо с помощью фотоумножителей, установленных в окнах ударной трубы, которые регистрируют свет от проходящего фронта волны. Отношение давлений связано со скоростью соотношением

$$\frac{p}{p_0} = \frac{(\gamma+1) v_0 - (\gamma-1) v}{(\gamma+1) v - (\gamma-1) v_0},$$
(62)

где  $p_0$  и p — соответственно давление до и после прохождения фронта,  $v_0$  и v — соответствующие скорости и  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей. Температура определяется из выражения

$$\frac{T}{T_0} = \frac{p}{p_0} \frac{(\gamma - 1) p/p_0 + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1) p/p_0 + (\gamma - 1)} = \frac{p_{Q_1}}{q_{p_0}} \,. \tag{63}$$

Поскольку *p*/*Q* пропорционально квадрату скорости звука в рассматриваемом газе, значительное увеличение температуры будет иметь место в том случае, когда скорость звука в движущемся газе велика, а в стационарном состоянии мала. По этой причине для наполнения камеры высокого давления предпочтительнее водород, а для камеры низкого давления — тяжелый газ, в котором скорость звука мала. Чтобы предотвратить потери энергии на диссоциацию, в качестве тяжелого газа следует брать аргон. Формула (63) вполне надежна для тех случаев, когда отношение давлений не превышает 50 при условии, конечно, что после взрыва имеется термическое равновесие. Выше этого значения, если применяются молекулярные газы, может происходить диссоциация, и поэтому при применении формул (62) и (63) необходимо принимать во внимание изменение удельной теплоемкости.

Эксперименты с водородом и аргоном были проведены Кантровичем и его сотрудниками <sup>141,142</sup>. Было найдено, что при скоростях, соответствующих M от 11,2 до 16,8 температура непосредственно за фронтом ударной волны была от 10 300 до 13 700° К. Температуру можно рассчитать теоретически и независимым образом определить из эксперимента. Теоретические и экспериментальные значения температуры в пределах точности эксперимента совпадают, на этом основании сделан вывод о налични температурного равновесия. Как и в случае экспериментов, рассмотренных в предыдущем разделе, расширяющийся газ высокого давления действует подобно поршню, который толкает газ низкого давления впереди себя. Таким образом создается ударная волна, которая движется со скоростью от  ${}^{4}/_{3}$  до  ${}^{9}/_{8}$  от скорости поршня. Газ, заключенный между контактной поверхностью и ударной волной, подвергается удару, при этом удельная энтальпия газа увеличивается до  $F \simeq {}^{1}/_{2}v^{2}$ , где v — скорость удара.

В системе координат, движущейся вместе с газом за фронтом ударной волны, закрытый конец ударной трубы можно рассматривать как двигающийся поршень, который создает отраженную ударную волну. При прохождении отраженной ударной волны энтальпия благодаря кинетической энергии потока газа позади падающей ударной волны увеличивается, т. е. энтальпия увеличивается немного более чем в два раза. Было найдено, что скоростям, характеризуемым числами Маха от M = 5до M = 12.5, соответствуют температуры от 5700 до 17 000° К.

Особый интерес представляют спектры, полученные с временным разрешением в 1 мксек. Следует отметить, что, если фронт ударной волны проходит через какие-то две частицы с интервалом времени dl', то после его прохождения в результате полученной газом скорости эти две частицы при наблюдении их в лабораторной системе координат будут разделены интервалом времени dt, причем  $dt' = (\varrho/\varrho')dt$ . Отсюда следует, что прибор с разрешающей способностью в 1 мксек позволит разрешать в истории частиц временные интервалы от 4 до 8 мксек. Уширение и смещение спектральных линий быстро достигают своих максимальных зпачений сразу после появления света. При малых значениях числа Маха на фотопленке можно заметить явное увеличение ионизации со временем, что опять указывает на существование времени релаксации. Экспериментальные данные по уширению и смещению линий плохо согласуются с теорией Хольтсмарка без учета вклада электронов. Для непрерывного излучения согласие с теорией Унзольда можно получить только при введении поправки на изменение температуры благодаря охлаждению за время наблюдения и, если для эффективного заряда аргона взять Z<sub>аф</sub> = 1.

Другим интересным вопросом являются тепловые потери благодаря излучению. Если ударную волну рассматривать в виде «стационарного одномерного течения в канале с постоянным сечением», то имеет место соотношение

$$\frac{1}{I_{v}}\frac{dI_{v}}{dt} = \frac{2}{n_{e}}\frac{dn_{e}}{dt} \,. \tag{64}$$

Величину в левой части (64) получают из спектрофотометрических осциллограмм, а правая часть может быть определена из смещения линии. Результаты согласуются по порядку величины, если введена поправка на охлаждение, равная 1500° К.

Согласно измерениям электрической проводимости <sup>143</sup> при температурах более 11 000° К в аргоне ионизационное равновесие устанавливается за время меньше чем 12 *мксек* после появления света.

Из вышензложенного видно, что исследования явлений в ударных трубах дают ценную информацию относительно большого числа основных процессов и времени релаксации. Можно надеяться, что в ближайшем будущем благодаря новым экспериментам мы станем лучше понимать явления, связанные с ударными волнами. Число действующих ударных труб в настоящее время быстро увеличивается и появляется большое число работ, посвященных экспериментам в этой области.

Следует упомянуть, однако, что с помощью специально сконструированных ударных труб получены значительно большие температуры чем указывалось выше. Сюда можно отнести предварительно нагреты ударные трубы, ударные трубы с взрывами и с изменяющимися диаметрами. В последнем случае с камерой высокого давления малого диаметра с одной или несколькими диафрагмами удалось достичь больших значений чисел Маха.

5.3. Дальнейшее развитие техники получения высоких температур с помощью ударных волн

5.3.1. У дарные волны различной геометрической формы (см. также 6.1.5, 6.2.1, 6.2.2). До сих пор рассматривались волны, движущиеся в трубе. Пальмером было показано, что в этом случае ударная волна представляет собой тонкое кольцо холодного газа<sup>144</sup>, окружающего основную часть газа (внутренняя часть ударной волны), которая совершенно однородна<sup>145</sup>. Было показано, что при использовании скорости ударного фронта в качестве измеряемого параметра экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными.

Большое количество исследований было посвящено ударным волнам, фронты которых обладают кривизной. Такие волны могут создаваться точечными источниками: искры и сферические (или другой формы) поршни. Особенно интересна идея Шмидта 146, который предложил поместить искровой источник в один из фокусов внутри эллипсоидальной поверхности. Предполагается, что ударный фронт, отразившись от поверхности эллипсоида, сфокусируется в другом фокусе, а затем возвратится в первый фокус в момент, соответствующий началу второго импульса. Поскольку частота искры находится в резонансе с временем возвращения ударного фронта, то можно ожидать, что будет иметь место аккумуляция ударной энергии. Такой эксперимент представляет определенно большой интерес, но, насколько известно автору, до сих пор не осуществлен. Однако, по-видимому, таким путем нельзя получить температуру в 10<sup>6</sup> градусов К. Это видно из следующего соображения: плотность при температуре 10<sup>6</sup> градусов будет низкой и средняя длина свободного пробега соответственно высокой. Для того чтобы объем нагреть до температуры 10° градусов К, необходимо, чтобы этот нагреваемый объем имел размеры в несколько раз больше средней длины свободного пробега. Это приводит к некоторому увеличению «фокусного объема». Если отражающая поверхность изготовлена из твердого материала, то, по-видимому, она сможет выдержать температуру только в 10<sup>3</sup> градусов К. При движении ударной волны от поверхности сферы с радиусом r по направлению к центру сферы, происходит возрастание температуры <sup>147</sup> пропорционально 1/r<sup>0,8</sup>. Увеличение температуры в 10<sup>3</sup> раз требует сжатия также в 10<sup>3</sup> раз. Это озна-чает, что размеры камеры должны быть очень большими; расходящаяся от протяженного фокуса волна охлаждается до 10<sup>3</sup> градусов К на стенках и снова нагревается при сжатии. По-видимому, проблема размеров не позволит таким путем увеличить температуру до величины, необходимой для ядерных реакций. Однако эксперимент сам по себе должен быть интересным.

Цилиндрические ударные волны, образующиеся при пинч-эффекте и также резком, внезапном нагревании, по-видимому, ответственны за температуры, которые были получены в экспериментах, ранее упомянутых в 3.4 (Курчатов, лекция, прочитанная в научно-исследовательском центре но атомной энергии, Харуэлл). Следует отметить, что не имеется достоверных доказательств того, что полученная температура превышает 10<sup>6</sup> градусов К. В этих экспериментах сталкивающиеся ударные волны играют основную роль. Очень желательны систематические эксперименты в этом направлении.

### § 6. ВЫСОКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ

## 6.1. Высокие температуры при детонации\*)

Поскольку освобождение энергии при химических реакциях связано с образованием молекул (подобных  $\rm CO_2$ ,  $\rm H_2O$  и т. д.), которые неустойчивы при температурах выше 6000° К, образовавшиеся газы не могут иметь более высоких средних температур. Более высокие температуры можно получить с помощью детонации большой мощности либо при локальной концентрации энергии, либо посредством передачи энергии от большого количества образованного при детонации газа частицам с меньшей теплоемкостью. Для полного понимания этих процессов необходимо познакомиться детально с явлением детонации <sup>148-151</sup>, которое будет рассмотрено в 6.1.1.—6.1.5.

6.1.1. Три механизма реакции: горение, взрыв, детонация. Общее количество энергии, освобождающейся при взрыве, не очень велико. В противоположность этому, издавна используемый человеком путь получения тепла, т. е. сжигание деревянных материалов в воздухе, дает больше энергии (4000 кал/г) по сравнению с тем, что получают при современных сильных взрывах, производимых в военных целях (1400 кал/г). При взрывах имеет место мгновенное освобождение энергии и это обстоятельство имеет свои преимущества для техники. Например, палочка тэна с поперечным сечением 1 см<sup>2</sup>, детонирующая при нагрузочной плотности  $\varrho_0 = 1,7$  г/см<sup>3</sup> (скорость детонации  $D = 8000 \ m/ce\kappa$ ), дает 7,5 · 10<sup>8</sup> кгm/сек или приблизительно 10<sup>7</sup> л. с.

Температуру после реакции можно легко рассчитать для адиабатического процесса при условии, если известны теплота реакции О, удельная теплоемкость с, (как функция давления и температуры) и конечное состояние газа. Обычно рассматриваются три случая: горение при постоянном давлении, взрыв при постоянном давлении и детонация. Результирующее давление увеличивается в только что приведенной последовательности реакций и в той же последовательности возрастает температура. Температура гомогенной реакции при постоянном объеме дается уравнением  $T = Q/c_p$ , эту температуру иногда называют «адиабатической температурой взрыва». Для типичных высоко энергетических реакций в газах температура достигает 3000° К. Практически разложение взрывчатого вещества в закрытом объеме никогда не бывает гомогенным. Реакция, начавшаяся в каком-либо небольшом объеме, приводит к тому, что газ, выделяющийся из этого объема, сжимает и нагревает непрореагировавшие объемы взрывчатки, вследствие этого происходит ускорение реакции и появляются «взрывы», во время которых происходит передача энергии от прореагировавших частиц к непрореагировавшим. По мере роста скорости реакции растет и поток энергии, рост которого ограничивается величиной потока энергии, передаваемого звуковыми волнами.

Наивысшая скорость реакции достигается в тот момент, когда волны давления переходят в ударную волну. Этот механизм называется детонацией. Наивысшая скорость ударной волны, достигаемая при реакции, равна скорости передачи энергии, причем последняя является суммой скоростей звука и потока вещества. Правило Чепмена—Жуге (ЧЖ) определяет это правило суммы и скорость детонации.

6.1.2. Гидродинамическая теория плоской волны детонации. Состояние детонирующих газов после реакции

<sup>\*) 6.1</sup> написан Р. Шалем (R. Schall), 6.2-Ф. Уэккеном (F. Wecken).

зависит от геометрии волны. Простейшим случаем является одномерная волна.

Удобно рассмотреть стационарную плоскую волну в системе, движущейся со скоростью детонации *D*. Из условия непрерывности потока, протекающего через две плоскости с единичной площадью, одну (индекс 0) перед, другую (без индекса) за ударным фронтом, получаются следующие уравнения:

$$\varrho_0 D = \varrho \left( D - W \right)$$
 (сохранение массы), (65а)

$$p_0 + \varrho_0 D^2 = p + \varrho (D - W)^2$$
 (сохранение момента), (65б)

$$\Delta Q + \frac{1}{2} D^2 + p_0 v_0 = \Delta E + \frac{1}{2} (D - W)^2 + pv \quad \text{(сохранение энергии),} \quad (65в)$$

где  $q \equiv 1/v$ — плотность, W— скорость вещества, p— давление, Q— теплота реакции на единицу массы и E— внутренняя энергия на единицу массы.

Можно определить состояние газа после реакции, если к этому добавить правило Чепмена—Жуге

D = a + W (a — скорость звука в прореагировавшем газе) (65г)

$$\rho = p$$
 (q, a) (уравнение состояния прореагировавшего газа). (65д)

Решение уравнений (65а)—(65д) можно легко получить для идеальных газов и абелевских газов при постоянном кообъеме (объем одного грамма вещества). Решения и соответствующие численные величины для плоскости завершения реакции (плоскость ЧЖ) приведены в таблице II, а) и б) для типичного газообразного взрывчатого вещества и типичного сильного конденсированного взрывчатого вещества.

#### Таблица II

Состояние газа после прохождения плоской волны детонации

а) Газовое взрывчато	ре вещество	6) Конденсированное взрывчатое вещество			
$p/Q = RT$ $Q_0 = 40^{-3} c/$ $Q = 1400 c$ $\gamma = 1.4$ $cv = 0.33 c$	см <sup>3</sup> ал/г ал/г · град	$\begin{array}{c} Q_0 = 1,7 \ e/cm^3 \\ Q = 1400 \ \kappa a.n/e \\ \underline{\gamma} = 1,25 \\ v = 0,33 \ \kappa a.n/e \cdot e pad \\ \alpha = 0,4 \ c.m^3/e \end{array}$			
Уравнение	Численная величина	Уравпение	Численная величина		
$ \begin{aligned} \varrho/\varrho_0 &= (\gamma+1)/\gamma \\ p &= 2\varrho_0 Q(\gamma-1) \\ T &= \frac{Q}{c_v} \frac{2\gamma}{\gamma+1} \\ D &= [2Q(\gamma^2-1)]^{1/2} \\ W &= D \frac{1}{\gamma+1} \end{aligned} $	1,7 50 ат 5200° Қ 3400 м/сек 1400 м/сек	$\begin{aligned} \varrho/\varrho_0 &= (\gamma+1)/\gamma \\ p &= 2\varrho_0 Q  \frac{(\gamma-1)}{1-\alpha \varrho_0} \\ T &= \frac{Q}{\overline{c_v}} - \frac{2\gamma}{\gamma+1} \\ D &= \frac{1}{1+\alpha \varrho_0} [2Q(\gamma^2-1)]^{1/2} \\ W &= D  \frac{1-\alpha \varrho_0}{\gamma+1} \end{aligned}$	1,17 170 000 am 5000° K 8000 м/сек 1200 м/сек		

И

Из таблицы II видно, что для газообразного и конденсированного взрывчатых веществ температура детонации увеличивается по отношению к адиабатической взрывной температуре на фактор  $2\gamma/(\gamma+1)$ . Это соответствует выигрышу в 10-20%.

В случае детонации конденсированного взрывчатого вещества давления достигают 100 000 и более атмосфер. При этих давлениях при более точных вычислениях необходимо учитывать изменение постоянной а. Было сделано много попыток найти приближенные уравнения состояния,

совместимые с физикой высоких давлений, которые описывали бы измеряемое увеличение скорости детонации в зависимости от нагрузочной плотности Q<sub>0</sub>.

Из различных видов уравнений состояния, применяемых при точных вычислениях, рассмотрим два предельных случая: постоянная а зависит только от объема (a = a(v)) и а зависит только от давления (a = a(p)).

В первом случае подразумевается, что внутренняя энергия зависит только от температуры, во втором случае ( $\alpha = \alpha(p)$ ) давление приводит к изменению внутримолекулярной потенциальной энергии, что и обусловливает зависимость внутренней энергии от давления. Различие в распределении внутренней энергии в этих двух моделях приводит к тому, что в первом случае температура детонации увеличивается



Рис. 29. Теоретическая температура детонации для моделей с различными кообъемами.

монотонно при увеличении нагрузочной плотности, тогда как во втором уменьшается. На рис. 29 приведены кривые зависимости температуры от нагрузочной плотности для случая  $^{152} \alpha = \alpha(v)$  и для  $^{133} \alpha = \alpha(p)$ . Несмотря на разницу в температуре, уравнения дают одинаковые значения для давлений при детонации и для плотностей газа, т. е. в обоих случаях полная внутренняя энергия одинакова.

6.1.3. Спектроскопическое измерение темпедетонации. Вследствие неопределенности теоретичературы ских результатов определение температуры детонации необходимо производить экспериментальными методами. Поскольку эти температуры очень высоки, то для их измерения могут быть применены только спектроскопические методы. Фокс 154 спектроскопическим методом исследовал излучение внешней поверхности взрывчатого вещества, детонирующего в несветящейся среде. Свет от дифракционной решетки проектировался на кинопленку, намотанную на вращающийся барабан. Излучение всех типичных мощных взрывчатых веществ имеет непрерывный спектр. Распределение интенсивности соответствует излучению черного тела, за исключением окрашенных взрывчатых веществ. Цветовые температуры, которые были измерены Фоксом, хорошо совнадают с температурами, вычисленными для случая адиабатического взрыва. Однако окрашивание взрывчатого вещества сильно сказывается на цветовой температуре.

Этот результат указывает на то, что свет, излучаемый частицами расширяющегося газа, фильтруется непрореагировавшими частицами. Недавно разработан метод <sup>155</sup>, который позволяет исследовать излучение центральной области взрыва. С этой целью стержень из прозрачного материала (метилметакрилата) вставляется внутрь палочки, которая подвергается взрыву. Цветовые температуры, определенные таким методом, для некоторых взрывчатых веществ приведены ниже:

	$Q_0 = 1$ ,	0 г/см <sup>3</sup>	$Q_0 = 1,6 \ e/cm^3$
Тэн		5250° K	5740° K
Тетрил		4750	5400
Гексоген		5800	5600
Этилендинитр	a-		
мин		5500	5250

Интересно отметить, что для некоторых взрывчатых веществ температура увеличивается при увеличении нагрузочной плотности  $\varrho_0$ , а для других — уменьшается, в согласии с выводами обеих теорий, упомянутыми выше.

6.1.4. Температуры фронта детонации. Термодинамические величины, приведенные в таблице II, относятся к состоя-



Рис. 30. (*p*, *v*)-диаграмма плоской детонации в конденсированном гомогенном взрывчатом веществе.

нию газа после завершения реакции. Теперь рассмотрим зону реакции, заключенную между ударным фронтом и плоскостью ЧЖ.

Уравнения (65а)—(65д) можно представить графически. Из уравнений (65а) и (65б), которые справедливы для любой плоскости после прохождения ударной волны, можно получить уравнение состояния

$$p - p_0 = -(\varrho_0 D)^2 v + \varrho_0 D^2.$$
(66)

Это означает, что на диаграмме (p, v) уравнение (66) изображается прямой линией  $(P_0, P_y)$  на рис. 30). Наклон этой линии определяется условием ЧЖ (65г); на диаграмме линия, характеризующая состояние (65д), касательна к

кривой Гюгонио для прореагировавшего газа\*). Следовательно, точка касания  $P_{\rm ЧЖ}$  характеризует поведение прореагировавшего газа. Условия в ударном фронте изображаются точкой  $P_{\rm y}$  пересечения линии состояния с кривой Гюгонио для непрореагировавшей части взрывчатого вещества. Из рисунка можно видеть, что давление  $P_{\rm s}$  фронта больше давления  $p_{\rm ЧК}$  детонации. Теория дает, что  $p_{\rm s}/p_{\rm ЧК}=2$  как для идеального газа <sup>156</sup>, так и для газа Абеля <sup>149</sup>. В результате этого в мощных взрывах давление ударного фронта может достигать 400 000 *am*, что подтверждается экспериментально <sup>157</sup>. Давление внутри зоны реакции уменьшается при увеличении расстояния от ударного фронта.

Рассмотрим, какие значения может достигать температура детонации. Изменение внутренней энергии можно легко рассчитать по уравнениям (65а)—(65в). Для  $p = p_s$ , Q = 0

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left( p_s + p_0 \right) \left( v_0 + v_s \right). \tag{67}$$

<sup>\*)</sup> Кривая Гюгонио изображает все (p, v)-состояния, осуществляющиеся при плоских ударах.

# Поскольку удельная теплоемкость $\bar{c}_n$ определяется выражением

$$\Delta E = \overline{c}_{v} \Delta T, \qquad (68)$$

то для получения высоких температур необходимо иметь большое ударное давление и большую сжимаемость. Для гомогенных взрывчатых веществ оба эти условия одновременно не выполняются. Для газообразных взрывчатых веществ ударное давление мало, а для конденсированного взрывчатого вещества сжимаемость плохая. В обоих случаях можно ожидать, что температура фронта ударной волны будет равна приблизительно 1000° К.

Рассмотрим теперь конденсированное взрывчатое вещество, включающее в себя небольшие количества газа, образующие полости, размеры которых малы по сравнению с толщиной зоны реакции\*). Практически этот случай высокого давления и большой сжимаемости реализуется в жидких взрывчатых веществах, содержащих пузырьки газа, или в гранулированных веществах, между отдельными гранулами которых имеются воздушные промежутки. Принимая, что газ и конденсированная фаза находятся под одинаковым давлением, Патерсон <sup>158</sup> вычислил температуру удара (~10<sup>6</sup> градусов) для воздушных иолостей в тэне при атмосферном давлении. В действительности, однако, давление не является одинаковым.

Сжимаемость газа связана с рыхлостью окружающего газ взрывчатого вещества. Равенство в давлении устанавливается только по истечении некоторого времени, когда дойдут волны давления из более далеких областей. Это подтверждает точку зрепия Боудена<sup>159</sup> о наличии адиабатического сжатия, при котором температура полости достигает величины порядка 100 000° К. При столь высоких температурах важную роль в энергетическом балансе будут играть радиационные потери. Не существует фактически теории, учитывающей потери на излучение, которые должны были бы понизить приведенную выше температуру. Однако следует указать на два следующих обстоятельства: а) при сжатии имеет место локальное увеличение концентрации энергии в газовых полостях и б) максимальная температура в газовых полостях значительно выше равновесной температуры реакции. При этом концентрация энергии и температура увеличиваются при уменьшении исходного давления и теплоемкости запертого в полости газа.

Есть основания полагать, что воздушные полости играют важную роль в возникновении и распространении волн, а также оказывают влияние на излучение, возникающее при детопации <sup>158</sup>.

При детонации мощных взрывчатых веществ испускается электромагнитное излучение почти всех длин волн. Излучение коротких радиоволн<sup>194</sup> и отражение их от фронта детонации <sup>160</sup> рассматривались как доказательство наличия чрезвычайно высоких температур при детонации <sup>161</sup>. Однако можно показать, что этот эффект скорее обусловлен ускорением ионов, особенио в случае турбулентного потока. Эта точка зрения была подтверждена на алюминированных взрывчатых веществах, где вторичная реакция расширяющегося газа с окружающим воздухом дает вторичный максимум излучения.

В небольшой заметке Фонберг<sup>162</sup> сообщил о наблюдении рентгеновских лучей, испущенных при детонации взрывчатых веществ с высоким содержанием водорода. Это сообщение в дальнейшем не было подтверждено, однако не было и опровергнуто. Трудно понять, каким образом

<sup>\*)</sup> Для взрывчатых веществ, используемых в военном деле, зона реакции имеет размеры порядка 1 мм.

<sup>10</sup> уфн, т. LXXII, вып. 3

возникают частицы со скоростями, соответствующими энергии 100 эв; это, по-видимому, минимальная величина энергии, при которой могло бы возникнуть наблюденное Фонбергом излучение.

6.1.5. Сходящиеся детонации. В зоне реакции существуют потоки энергин от прореагировавшего газа к ударному фронту. При сходящихся фронтах детонации (поверхность удара меньше ЧЖ поверхности) можно ожидать более высокой плотности энергии, чем в случае плоских волн детонации. Кривизна фронта r и толщина зоны реакции l являются контролируемыми величинами. Теория показывает <sup>163</sup>, что цилиндрическая (n=1) или сферическая (n=2) сходящаяся детонация в конденсированных взрывчатых веществах ведут себя приблизительно как плоская волна, причем нагрузочная плотность увеличена на множитель 1+nWl/Dr.

Поэтому с помощью сходящихся детонаций можно реализовать состояния, которые нельзя получить с помощью плоских волн.



Рис. 31. Экспериментальное устройство и спектр детонации.

Хотя в принципе нетрудно произвести сферические сходящиеся волны с помощью линз из взрывчатого вещества, как это было предложено Демуженом<sup>164</sup>, однако имеются серьезные препятствия для оптического наблюдения центра взрыва. До сих пор не опубликовано работ в этой области. Получение и наблюдение цилиндрических ударных волн является более легкой задачей. Основные эффекты в этом двухмерном случае могут быть изучены, несмотря на то, что концентрация энергии меньше.

Вопрос о стабильности сходящихся волн изучен недостаточно. С теоретической точки зрения <sup>165</sup> сходящиеся волны неустойчивы. Малые возмущения фронта во время сжатия растут таким образом, что отношение кривизны возмущения к средней кривизне стремится к бесконечности при приближении волны к центру. Однако фактически не имеется доказательств о существовании такого рода нестабильностей. Ни радиограммы цилиндрических сходящихся ударных волн <sup>166</sup>, ни фотографии сталкивающихся детонационных волн <sup>167</sup> не показывают наличия нестабильностей. По-видимому, в этих экспериментах сила удара была недостаточно большой, чтобы эта нестабильность могла проявиться.

На рис. 31 дана схема экспериментального устройства для получения фотографии сцектра излучения из области схождения волн. В таких сцектрах (без временного разрешения) наблюдается увеличение полнои интенсивности вблизи центра, но распределение интенсивности по длинам волн, т. е. цветовая температура, почти одинаково для центра и внешних областей и такое же, как и в случае простой плоской волны.

Этот результат не является удивительным, поскольку, как было сказано, сходящиеся волны ведут себя подобно плоским волнам при очень

больших нагрузочных плотностях, а цветовая температура изменяется незначительно при изменении нагрузочной плотности. Тем не менее механическое действие, оказываемое на железную пластипку, указывает на сильную концентрацию энергии в центре. Однако в случае конденсированных взрывчатых веществ эта энергия главным образом обусловлена межатомной потенциальной энергией, а не тепловой энергией.

6.2. Высокие температуры, полученные с помощью ударных волн при детонации

6.2.1. Образование ударных волн при детонации. В этих разделах будет рассмотрен перенос энергии взрыва от выделившихся газов к инертному газу, окружающему взрывчатое вещество большой мощности. Пусть плоская волна

детонации в твердом взрывчатом веществе продвигается в направлении положительных значений x и достигает границы x = 0 в момент времени t = 0; предположим, что полупространство x>0 занято инертным газом. Пренебрегая расширением зоны реакции, мы можем положить, что в момент t = 0 этот газ (с  $p = p_0, T = T_0, q = q_0,$ u = 0) соприкасается с выделившимся газом, находящимся в состоянии ЧЖ (p=p<sub>1</sub>=p<sub>ЧЖ</sub>,  $u = u_1 = W$ ). Ударная волна движется в положительном направлении x, а разреженная волна в противоположном направлении. Свойства этих двух волн изучаются тем же методом, который применяется в ударных трубах <sup>168</sup>. Рассмотрим (*u*, *p*) диаграмму (рис. 32). Спадающая кривая А связана с изэнтропической разреженной вол-



Рис. 32. Определение силы удара.

ной в выделившемся газе, а возрастающая кривая B характеризует ударную волну в окружающем газе. Точка пересечения этих двух характеристических кривых дает величины  $p = p_2$  и  $u = u_2$  для области между двумя расходящимися волнами. Отсюда можно оценить «силу удара»  $p_2/p_0$ . Если предположить, например, что уравнение состояния Абеля справедливо для выделившегося газа, и если принять, что инертный газ является идеальным газом, то уравнения двух кривых примут вид:

кривая 
$$A \ u = u_1 (\gamma_1 - 1)^{-1} [3\gamma_1 - 1 - 2\gamma_1 (p/p_1)^{(\gamma_1 - 1)/2\gamma_1}],$$
 (69a)

кривая 
$$B \ u = (2/\varrho_0)^{1/2} (p - p_0) [(\gamma_0 + 1) \ p + (\gamma_0 - 1) \ p_0]^{-1/2}.$$
 (696)

Для точки, характеризуемой давлением  $p_2$ , величины  $\varrho_2$  и  $T_2$  после удара, так же как и скорость ударной волпы U, фиксированы, и поэтому имеем

$$T_{2} = T_{0} \frac{p_{2} (\gamma_{0} - 1) p_{2} + (\gamma_{0} + 1) p_{0}}{p_{0} (\gamma_{0} + 1) p_{2} + (\gamma_{0} - 1) p_{0}}.$$
(70)

Вообще говоря, адиабатическая кривая для выделившегося газа и, следовательно, кривая A неизвестны. В таблице 111 приведены почерпнутые из литературных данных величины  $p_2$ ,  $p_0$ , U,  $u_2$  и  $T_2$ . Эти величины вычислены по экспериментальным данным, полученным разными авторами (ссылки в последнем столбце), с помощью теоретического уравнения состояция для воздуха<sup>168</sup>. Это уравнение не является вполне корректным, потому что данные, касающиеся энергии диссоциации азота, были сильно занижены<sup>169</sup>.

Таблица III

Вэрывчатое вещество	Газ	р <sub>0</sub> , ат	p2, am	и2, м/сек	U m/cer	Т₂ °Қ	Измерено
Гексоген	воздух воздух воздух воздух воздух аргон воздух воздух	1 1 1 1 4 1 1 1 1	1100 1100 510 430 800 760 1040 740	9100 9100 6100 5600 3700 7600 8600 7500	10 000 10 00.5 6 700 6 20.5 4 200 8 300 9 500 8 200	15 000 15 000 8 300 7 800 5 500 10 500 27 000 13 100 10 000	$ \begin{array}{c} U & 170 \\ U & 170 \\ U & 170 \\ U & 171 \\ U & 171 \\ T_2 & 172 \\ T_2 & 172 \\ U & 173 \\ U_2 & 174 \end{array} $

Начальные величины параметров ударной волны

Для данных взрывчатых веществ температура  $T_2$  зависит от  $p_0$ ,  $T_0$ , M (молекулярный вес) и  $C_v$  (моляриая теплоемкость) следующим образом:  $T_2$  увеличивается с ростом  $T_0$  и M и уменьшается при увеличении  $p_0$  и  $C_v$ . Поэтому наиболее высокие температуры получают в случае тяжелых инертных газов при пониженном давлении. Выделяющееся при этом излучение используется в технике (аргоновые лампы со вспыш-

Таблица IV

Влияние давления воздуха на ударную волну <sup>173</sup>. Взрывчатое вещество: тэн +тол

p <sub>0</sub> , am	p2, am	U, m/cer	<i>Т</i> 2, °Қ
10	$4\ 650\ 1\ 040\ 190\ 32,5\ 4,8$	6 500	8 200
1		9 500	13 100
0,1		13 000	23 400
0,01		17 000	33 200
0,001		20 500	41 000

в токиние (цртоновые знамы со воныш кой) <sup>175</sup>. На таблице IV показана вычислениая зависимость <sup>168</sup> U,  $p_2$  и  $T_2$ от  $p_0$ . Ввиду отсутствия полных данных были сделаны упрощающие предположения, что U и  $T_2$  зависят только от  $T_0$  и  $p_2/p_0$ . Поскольку при низких давлениях расход энергии на ионизацию становится больше, а зависимость этой энергии от давления не учитывалась, то возможно, что величины  $T_2$ , приведенные в таблице IV для  $p_0 < 1$  am, завышены.

Рассмотрим теперь изогнутые волновые фронты. Если кривизна фронта детонации не отличается от кривизны

поверхности взрывчатого вещества, например в случае сферического заряда с воспламененной центральной частью, то вполне применимы выше рассмотренные положения. Если фронт детонации достигает поверхности под углом  $\varphi \neq 0$ , то удар будет несколько слабее <sup>168</sup>.

По мере своего продвижения в пространстве ударная волна ослабевает. В случае простой геометрии, например сферической симметрии, можно легко рассчитать весь процесс расширения  $^{1.76-1.78}$ . В добавление к этому в результате экспериментальных исследований были получены эмпирические формулы, описывающие распространение сферических ударных волн  $^{1.9}$ . Для зарядов менее правильной формы сила удара уменьшается значительно быстрее в направлениях, где имеются большие выпуклости, в особенности на краях  $^{180}$ . Если поверхность детонирующего заряда облицована металлическими пластинками, то сперва выделяющийся газ ускоряет металл, который затем вызывает ударную волну в окружающем газе  $^{169,181}$ . Если металлическая пластинка быстро приобретает высокую постоянную скорость u, то имеется возможность измерить одновременно u и U, и, таким образом, определить для газа кривую Гюгонио. Такие исследования были проведены для воздуха  $^{181}$ , аргона и азота <sup>169</sup>. Для необлицованного заряда граница выделяющегося газа благодаря нестабильности быстро деформируется <sup>177,182</sup> и поэтому измеренные величины u<sub>2</sub> неточны.

6.2.2. С в е ч е н и е ударных волп. Сильная ударная волна в воздухе, сравнимая с волной детонации, состоит из крутого фронта возрастания давления со стороны области малых давлений и более широкой переходной зоны <sup>183</sup>. В ударном фронте только поступательная и вращательная энергия молекул газа участвует в образовании нового состояния, соответствующего скорости удара U, другие степени свободы (колебание, возбуждение, диссоциация, понизация) остаются без изменения; они участвуют в установлении нового равповесия в переходной зоне. При этом p, v и  $T_{\text{пост}}$  изменяются непрерывно. В уравнении состояния pи v связаны липейно ( $v_0 - v$ )  $U^2 - v_0^2 (p - p^0)$  (ср. с уравнением (67)).

Светимость зависит от ионизации и поэтому в переходной зоне ее интенсивность не достигает максимума.

Излучение понизованных газов состоит из непрерывного спектра и в основном вызывается торможением или захватом свободных электронов кулоновским полем понов <sup>184</sup>. Спектральное распределение энергии <sup>191</sup> в случае оптически тонких слоев заметно отличается от того, что дает излучение черного тела. Буркхардт <sup>192</sup> псследовал теоретически зависимость излучения от температуры, плотности, толщины слоя и длины волны. Получениые им результаты сравнивались для определенного процесса детонации с экспериментальными данными. Первый измеренный максимум интепсивности удовлетворительно объясняется теорией ударных волн. Второй максимум, более длительный, вероятно, вызывается химическими реакциями между выделившимися газами и воздухом.

При столкновении двух ударных воли детонации в аргоне Васси <sup>191</sup> обнаружил интепсивное свечение, причем распределение эпергии соответствовало излучению черного тела при температуре 35 000° К. Произвести измерения абсолютной интепсивности не представляется возможным, но, по общему мнению, оптическая толщина достаточна, чтобы приравнять цветовую температуру к реальной температуре <sup>184</sup>.

6.2.3. У дарные волны при ядерных взрывах. При атомных взрывах в воздухе (Atomic Weapons, 1950, Nuclear Explosions, 1956) создаются чрезвычайно мощные ударные волны, которые в некоторых отношениях отличаются от ударных воли, образующихся при химических взрывах. Довольно хорошее описание свободного распространения ударных воли и распределения давления дается теорией точечного взрыва <sup>193</sup>, некоторыми дашными которой мы воспользуемся.

В идеальном газе  $(p = p_0, q = q_0)$  в точке r = 0 внезапно выделяется в момент времени t = 0 эпергия E. Эта эпергия распределяется при t > 0по сфере с радиусом r < R(t), где R(t) — радиус сферической ударной волны

$$R(t) = S(\gamma) t^{2/5} E^{1/5} \varrho_0^{-1/5}, \tag{71}$$

распространяющейся сс скоростью U = 0,4R/t. Для  $\gamma = 1,4$  S = 1,03 и ударное давление  $p_s = 0,156$   $ER^3$ . Для опредсленного момента времени (t = cons t) давление p увеличивается монотонно с r от p = 0,373  $p_s$  при r = 0, до  $p = p_s$  при r = R(t). а T монотонно уменьшается. Эта теория справедлива только тогда, когда  $p_s \gg p_0$ . Действительно, при испытании взрыва <sup>193</sup> было найдено, что уравнение (71) приближенно справедливо для U. лежащих в пределах  $27 \div 1,2$   $\kappa m/ce\kappa$  и, вероятно, справедливо согласно закопу подобия для всех ядерных взрывов внутри тех же пределов. Принято, что «номинальный атомпый взрыв» дает эпергию E 8,4 · 10<sup>2</sup> эре, а для «номинального мощного взрыва»  $E = 8,4 \cdot 10^{23}$  эрг. Ударная волна

развивается как только появляется огненный шар, причем ее появление обусловлено, по-видимому, молекулярными ударами, а не радиацией. Для «номинального атомного взрыва» это происходит при t=0,1 мсек,  $R = 13 \text{ M}, T_s = 300\ 000^{\circ} \text{ K}, p_s = 25\ 000 \text{ am}, U = 85 \text{ км/сек}.$  Кажется, что ударную волну большей силы получить в воздухе невозможно. В следующий момент времени фронт излучения находится позади ударного фронта и T<sub>s</sub>, p<sub>s</sub> и U монотонно уменьшаются при увеличении t и R. При температурах от 50 000 до 300 000° К излучение оказывает

значительное влияние как на структуру ударного фронта, так и на энергетический баланс ударной волны; исследования этих эффектов не опубликованы. При  $T_{c} < 50~000^{\circ}$  К воздействие радиации на ударную волну не имеет значения. Для  $T_s > 2000^\circ$  К слой между ударным фронтом и радиационным фронтом все еще оптически толстый, и излучение (наружу) ударной сферы является почти черным с T=T. При  $T_{s}\simeq 2000^{\circ}$  К ударный фронт рассеивается, т. е. воздух, подвергнутый удару, становится прозрачным и видна горячая сердцевина.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. K. T. Compton, Phys. Rev. 21, 226 (1923).
- 2. R. Mannkoff, Z. Phys. 76, 396 (1932).

- R. Mannkoff, Z. Phys. 76, 396 (1932).
   L. S. Ornstein u. H. Brinckman, Physica 1, 797 (1939).
   A. M. Kruithof, Physica 10, 493 (1943).
   A. M. Kruithof, Dissertation, Utrecht (1943), crp. 18.
   A. M. Kruithof, J. A. Smit, Physica 11, 129 (1944).
   H. W. Drawin, Z. Phys. 146, 295 (1956).
   H. Maecker, Th. Peters und H. Schenk, Z. Phys. 140, 119 (1955).
   R. Minkowski, Z. Phys. 63, 188 (1930).
   H. Bartels, Z. Phys. 125, 598; 126, 108 (1949).
   H. Bartels, Z. Phys. 127, 243 (1950).
   H. Bartels, Z. Phys. 131, 603 (1951).
   H. Bartels, Plasma Conference, Leipzig, 1956.
   E. F. M. van der Held, Z. Phys. 70, 508 (1931).
   A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Berlin, Springer Verlag, 1955, crp. 288, 306. CTP. 288, 306.
  17. J. L. Spier u. J. A. Smit, Physica 9, 597 (1942).
  18. M. M. Smit-Miessen u. J. L. Spier, Physica 9, 193 (1942).
  19. J. L. Spier u. M. M. Smit-Miessen, Physica 9, 422 (1942).
  20. Fr. Burhorn, Z. Phys. 140, 440 (1955).
  21. A. von Engel und M. Steen beck, Wiss. Veröff. Siemens 10, 155 (1931).
  22. A. von Engel und M. Steen beck, Wiss. Veröff. Siemens 12, 74 (1933).
  23. C. Kenty, Phys. Rev. 60, 66 (1941).
  24. O. Koch, Z. Phys. 126, 507 (1949).
  25. G. Schmitz, Z. Phys. 126, 4 (1949).
  26. J. Sperling, Z. Phys. 128, 209 (1950).
  27. H. Poritsky and C. G. Suits, Physica 6, 190 (1935).
  28. C. G. Suits, Physica 6, 315 (1935).
  29. G. Ecker, Z. Phys. 130, 585 (1951).
  30. H. A. Lorentz, Verb. Akad. Wet. Amst. 14, 518, 577 (1905). стр. 288, 306.

- 29. G. Ecker, Z. Phys. 130, 585 (1951).
  29. G. Ecker, Z. Phys. 130, 585 (1951).
  30. H. A. Lorentz, Verh. Akad. Wet. Amst. 14, 518, 577 (1905).
  31. E. Lindholm, Ark. Mat. Astr. Fys. B28, 3 (1941).
  32. E. Lindholm, Ark. Mat. Astr. Fys. B28, 3 (1941).
  33. E. Lindholm, Ark. Mat. Astr. Fys. A32, 17 (1945).
  34. G. Burkhardt, Z. Phys. 115, 592 (1940).
  35. S. Mandelstam, Plasma Conference, Leipzig, 1956.
  36. J. Holtsmark, Ann. Phys. Lpz. 58, 577 (1919).
  37. J. Holtsmark, Z. Phys. 20, 162 (1949).
  38. J. Holtsmark, Z. Phys. 25, 73 (1924).
  39. S. Verwey, Dissertation, University of Amsterdam, 1936.
  40. H. Kuhn, Philos, Mag. 18, 987 (1934).
  41. H. Margenau, Phys. Rev. 40, 387 (1932).
  42. Schmaljohann, Staatsexamenarbeit, Kiel University, 1936.
  43. G. Jürgens, Z. Phys. 149, 62 (1957).

- 45. W. Lochte-Holtgreven, Plasma Conference, Leipzig, 1956.
- 43. W. Lochterhortgreven, Plasma conference, Lepzig, 1
  46. H. Griem, Z. Phys. 137, 280 (1954).
  47. A. C. Kolb, Ph. D. Thesis, University of Michigan, 1956.
  48. H. Wulff, Z. Phys. 150 (1958).
  49. H. Margenau, Yale University Report, 1957.
  50. D. R. Inglis and E. Teller, Astrophys. J. 90, 439 (1939).
  54. W. Niscore Diplomentatic University of Kial 4052

- 50. D. R. Inglis and E. Teiler, Astrophys. J. 50, 459 (1959).
  51. W. Nissen, Diplomarbeit, University of Kiel, 1953.
  52. W. Bötticher, Z. Phys. 150, 336 (1957).
  53. A. Unsöld, Z. Astrophys. 24, 355 (1948).
  54. A. Unsöld, Ann. Phys. Lpz. (5) 33, 607 (1938).
  55. H. Maecker und Th. Peters, Z. Phys. 139, 448 (1954).
  56. D. Th. J. der Horst and G. A. W. Rutgers, Physica 19, 565 (1953).
  57. Fr. Burhorn, Phys. Verb. 7, 198 (1956).
  58. P. W. Ditchburg, P. L. Latsum and G. W. Marr Proc. Boy So.
- 58. R. W. Ditchburn, P. J. Jutsum and G. W. Marr, Proc. Roy. Soc., A219, 89 (1953). 59. R. W. Ditchburn, P. J. Jutsum and G. V. Marr, Proc. Roy. Soc. A224,
- 83 (1954).

- 60. G. V. Marr, Proc. Phys. Soc. A68, 544 (1955).
  61. R. W. Larenz und H. Bartels, Naturwiss. 37, 164 (1950).
  62. R. W. Larenz und H. Bartels, Z. Phys. 129, 327 (1951).
  63. R. H. Fowler, Mon. Not. R. Astr. Soc. 85, 970 (1925).
  64. R. H. Fowler, Statistical Machaniza, Combined University F.
- 64. R. H. Fowler, Statistical Mechanics, Cambridge University Press, 1936.
  65. R. H. Fowler and E. A. Miln, Mon. Not. R. Astr. Soc. 83, 403 (1923).
  66. R. H. Fowler and E. A. Miln, Mon. Not. R. Astr. Soc. 84, 499 (1924).

- 67. C. H. Payne, Stellar Atmosphere, Harv. Obs. Monogr. 1, 132 (1925).
  68. S. Chandrasekhar, Astrophys. J. 102, 401 (1945).
  69. R. Fuchs, Z. Phys. 130, 69 (1951).

- 70. W. Lochte-Holtgreven und W. Nissen, Z. Phys. 133, 124 (1952).

- 75. H. Maecker, Z. Naturforsch. 11a, 457 (1956).
  76. R. Wienecke, Z. Phys. 146, 39 (1956).
  77. A. Engel, Ionized Gases, Oxford Clarendon Press, 1955, crp. 239.
- 78. W. Elenbaas, The High Pressure Mercury Vapour Discharge, Amsterdam, 1951, стр. 39. 79. J. Euler, Z. angew. Phys. **3**, 260 (1951). 80. J. Euler, Z. angew. Phys. **5**, 64 (1953).

- 81. J. Euler, Ann. Phys. Lpz. 11, 203 (1953).
  82. H. G. McPherson, J. Opt. Soc. Amer. 30, 189 (1940).
  83. W. Lochte-Holtgreven, Appl. Sci. Res. B5, 182 (1955).
  84. G. Busz und W. Finkelnburg, Naturwiss. 40, 550 (1953).

- 84. G. Buszund W. Finkelnburg, Naturwiss. 40, 550 (1953).
  85. G. Buszund W. Finkelnburg, Z. Phys. 138, 212 (1954).
  86. G. Buszund W. Finkelnburg, Z. Phys. 146, 655 (1956).
  87. W. Finkelnburg, Hochstromkohlebogen, Berlin, Springer Verlag, 1948.
  88. H. Gerdin und A. Lotz, Wiss. Veröff. Siemens 2, 489 (1922).
  89. H. Gerdin und A. Lotz, Z. techn. Phys. 4, 157 (1923).
  90. H. Gerdin und A. Lotz, Z. techn. Phys. 5, 515 (1924).
  91. H. Maecker, Z. Phys. 129, 108 (1951).
  92. F. Burhorn und H. Maecker, Z. Phys. 129, 369 (1951).
  93. L. H. Aller, Astrophysics, New York, Ronald Press, 1953.
  94. L. Biermann, Landolt-Börnstein Tables, 1, Berlin, Springer Verlag, 1950, crn. 260. стр. 260.
- 95. D. R. B at es and A. D a m g a ard, Philos. Trans. Roy. Soc. A242, 101 (1949).
  96. R. H. G arstang, Mon. Not. R. Astr. Soc. 110, 613 (1950).
  97. R. H. G arstang. Mon. Not. R. Astr. Soc. 111, 115 (1951).
  98. L. Mower, Phys. Rev. 89, 947 (1953).

- 99. H. S. Massey and B. L. Moiseiwitsch, Proc. Roy. Soc. A205, 483 (1951).

- 100. H. Maecker, Z. Phys. 136, 119 (1953). 101. K. Larchè, Z. Phys. 132, 544 (1952). 102. K. Larchè, Z. Electrotechn., Stuttgart, 72, 427 (1951).
- 103. H. Bartels und B. Eiselt, Optik, Stuttgart, 6, 56 (1950). 104. D. W. Steinhaus, H. M. Crosswhite und G. H. Diecke, Spectrochim. Acta 5, 436 (1953).
  105. W. H. Bennett, Phys. Rev. 45, 890 (1943).
  106. L. Tonks, Trans. Electrochem. Soc. 72, 167 (1937).
  107. L. Tonks and W. Allis, Phys. Rev. 56, 360 (1939).
  108. H. Fischer, Nucleonics 14, 42 (1956).

- 109. L. S p i t z e r, Jr. Physics of Fully Ionized Gases, New York, Interscience Tracts, № 3, 1956; русский перевод, Л. Спитдер, Физика полностью ионизовалного газа, ИЛ, 1957 г.
- 110. O. A. Anderson, W. R. Becker, C. A. Colgate, J. Ilse and R. V. Pyle, III Congr. Fenomeni D'Ionizzazione Nei Gas, Milano, Venezia Rendiconti, 1957. 111. R. J. Taylor, Proc. Phys. Soc. **B70**, 31 (1957).

- 112. L. Biermann und A. Scllüter, Z. Naturforsch. 12a, 805 (1957).
  113. P. C. Thonemann, E. P. Butt, R. Carruthers, A. N. Dellis, D. W. Fry, A. Gibson, G. N. Harding, D. J. Lees, R. W. P. Mc Whirter, R. S. Pease, S. A. Ramsden and S. Ward, Nature, Lnd. 181, 217 (1958).
- K. W. Allen, H. A. B. Bodin, S. C. Curran u. R. A. Fitch, III Congr. 114
- Fenomeni D'Ionizazzione Nei Gas, Milano, Venezia Rendiconti, 1957. 115. A. Schlüter, Z. Naturforsch. 12a, 822 (1957).

- 16. S. Mandelstam, Exp. Techn. Phys. 3, 50 (1956).
  117. Г. Г. ДолговиС. Л. Мандельштам, ЖЭТФ, 24b, 691 (1953).
  118. Р. Reynolds and J. D. Craggs, Philos. Mag. 43, 258 (1942).
  119. G. Camow and C. L. Critchfield, Theory of Atomic Nuclei and Nuclear Energy Sources, Oxford, Clarendon Press, 1949, crp. 269. 120. H. Fischer, Phys. Verhandl. Mosbach 6, 177 (1955). 121. J. A. Anderson, Astrophys. J. 51, 37 (1920).

- 120. II. First ender, Fnys. Verhandt. Mosbach 0. 177 (1935).
  121. J. A. Anderson, Astrophys. J. 51, 37 (1920).
  122. J. A. Anderson, and S. Smith, J. Astrophys. 64, 295 (1926).
  123. J. Wrana, Arch. Electrotechn. 33, 656 (1939).
  124. W. Lochte-Holtgreven, Conference sur la Combustion, la Detonation et les Ondes de Choc. St. Lonis. Mémoire, № 14m/51 (1951).
  125. B. Eiselt, Z. Phys. 132, 54 (1952).
  126. W. M. Conn, Z. angew. Phys. 7, 539 (1955).
  127. W. Müller, Z. Phys. 149, 397 (1957).
  128. E. Fünfer, Z. angew. Phys. 10, 157 (1958).
  129. W. Finkelnburg, Phys. Rev. 74, 1475 (1948).
  130. W. Finkelnburg, Phys. Rev. 74, 222 (1948).
  131. W. Finkelnburg, Phys. 141, 198 (1955).
  133. R. Wienecke, Z. Phys. 143, 128 (1955).
  134. R. Wienecke, Z. Phys. 150, 231 (1958).
  135. R. Weiss, Z. Phys. 138, 470 (1954).
  136. Th. Peters, Phys. Verh. 5, 163 (1954).
  137. Th. Peters, Naturwiss. 41, 571 (1954).
  138. G. Döring, Dissertation, University of Kiel, 1957.
  139. R. G. Fowler, W. R. Atkinson, W. D. Compton and R. J. Lee, Phys. Rev. 88, 137 (1952); R. G. Fowler, W. R. Atkinson and L. W. Marks, Phys. Rev. 97, 066 (4055). Rev. 88, 137 (1952); R. G. Fowler, W. R. Atkinson and L. W. Marks,
- Her, 66, 15, 1552, H. G. FOWTET, W. R. Atkinson and E. W. Marks, Phys. Rev. 87, 966 (1952).
  140. E. B. Turner, Ph. D. Thesis, Michigan University, 1956.
  141. H. E. Peschek, P. H. Rose, H. S. Glick and A. Kantrowitz, J. Appl. Phys. 26, 83 (1955).
- 142. E.L. Resler, S. C. Lin and A. Kantrowitz, J. Appl. Phys. 23, 139() (1952).
- 143. S. C. Lin, E. L. Resler and A. Kantrowitz, J. Appl. Phys. 26, 95 (1955).
- 144. A. J. Chabau and R. J. Emrich, J. Appl. Phys. 26, 779 (L) (1955).

- 145. H. B. Palmer, J. Appl. Phys. 27, 1105 (1956).
  146. P. Schmidt, Patentschrift München (Sch. 15599 VIII c/21g), 1955.
  147. G. Guderley, Liftfartforsch. 19, 302 (1942).
  148. J. Taylor, Detonation in Condensed Explosives, Oxford University Press, 1952.
- 149. H. Eyring, R. E. Powell, G. H. Duffey and R. B. Parlin, Chem. Rev. 45, 69 (1949).
- 150. R. J. Finkelstein and G. Gamow, Theory of the Detonation Process,

- 150. R. J. Finkelstein and G. Gamow, Theory of the Detonation Process, Navord Report 90-46, 1947.
  151. P. Lebeauet F. Trombe, Les hautes temperatures et leurs utilisations en chimie, P., ed Masson, 1, 151 (1950).
  152. M. A. Cook, J. Chem. Phys. 15, 518 (1947).
  153. M. P. Murgai, J. Chem. Phys. 21, 403 (1953).
  154. J. G. Fox, U. S. Navord Report 200-45, 1945.
  155. F. C. Gibson, M. Bowser, C. R. Summers, F. Scott and C. M. Ma-son, Bull. Amer. Phys. 43, 421 (1943).
  157. R. E. Duff and E. Houtson, J. Chem. Phys. 23, 1268 (1955).
  158. S. Paterson, 5 Symposium on Combustion, New York, Reinhold Press, 1955,

- 158. S. Paterson, 5 Symposium on Combustion, New York, Reinhold Press, 1955, стр. 672.

- 159. F. P. Bowden and A. Yoffe, The Initiation of Explosions, Cambridge: University Press, 1952. 160. B. Koch, C. R. Acad. Sci. Paris 236, 661 (1953). 161. E. Sänger, 27 Congr. Chim. Industr., Brussels, 1954.

- 162. Z. Fonberg, J. Chem. Phys. 19, 383 (1951).
  163. W. G. Penney, Proc. Roy. Soc. A204, 1 (1950).
  164. P. Demougin, Memor. Artill. Fr. 9, 961 (1930).
- 165. D. S. Butler, Simposium on Blast and Shock Waves, Fort Halstead (ARDE Mem. (B) 19/56) (1955). 166. R. Schall und G. Thomer, Z. angew. Phys. 3, 41 (1951). 167. E. Fünfer and W. Müller, II Congress of High-speed 1954, Paris, ed. Dunod,
- 1956.
- 168. W. Döring und G. Burkhardt, ZWB Forschungsberichte 222, 64 (1944). 169. R. H. Christian, R. E. Duffand F. L. Yarger, J. Chem. Phys. 23, 2042, 2045 (1955).
- 170. J. Sa'vit and R. H. F. Stresau, J. Appl. Phys. 25, 89 (1954).
- 171. W. We i b u l, Ark. Mat. Astr. Fys., 34b, 1 (1947). 172. A. Stettbacher, Spreng und Schließtoffe, Zürich, Rascher Verlag, 1948, crp. 16.
- 173. C. H. Johansson u. S. Ljunberg, Ark. Fys. 6, 369 (1953).
- 174. R. Schall, частное сообщение. 175. С. Н. Winning and H. E. Edgerton, J. Soc. Mot. Pict. Engng. 59, 178 (1952).

- 176. F. Wecken and L. Mücke, St. Louis Lab. Report, 8/50 (1950).
  177. F. Wecken and L. Mücke, St. Louis Lab. Report, 1/53 (1953).
  178. F. J. Berry, D. S. Butter and M. Holt, Proc. Roy. Soc. A227, 258 (1955).

- 178. F. J. Berry, D. S. Butter and M. Holt, Proc. Roy. Soc. A227, 258 (1955).
  179. U. Ericsson, Appl. Sci. Res. a5, 309 (1955).
  180. H. Muraour, C. R. Acad. Sci. Paris 237, 514 (1953).
  181. W. E. Deal, Phys. Rev. 94, 811 (1954).
  182. G. H. Markstein, J. Aero. Sci. 24, 238 (1957).
  183. W. Döring, Ann. Phys. 5, 133 (1949).
  184. F. Sauter, St. Louis Lab. Report 17/49 (1949).
  185. J. Eggert, Z. Phys. 20, 570 (1919).
  186. M. H. Saha, Philos. Mag. 40, 472 (1920).
  187. M. H. Saha, Z. Phys. 6, 40 (1921).
  188. W. Lenz, Z. Phys. 80, 423 (1933).
  189. W. Lochte-Holtgreven, Proc. Colloquium on Spectroscopy, v. 6, Lnd. Pergamon Press, 1957, crp. 111. Pergamon Press, 1957, crp. 111.
- 190. W. Lochte-Holtgreven, Intern. Conference on Ionization Venice, 1957. 191. A. Michel-Levy, H. Muraour et E. Vassy, Rev. Opt. (Theor. Instrum.)
- 20, 149 (1941).
- 192. G. Burkhardt, St. Louis Lab. News Rapp. 14/51, 309 (1951).
  193. G. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. A201, 159, 175 (1950).
  194. A. W. Campbell, M. E. Malin, T. J. Boyd and J. A. Hull, ONR. Symposium. Washington, 1955.