

В. Я. ОВЕЧКИН, Н. А. ГЕНЕРАЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПАРОВ ИОДА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ДИССОЦИАЦИИ

Приводятся результаты экспериментального измерения плотности паров иода за фронтом ударной волны в условиях, когда степень диссоциации близка к единице. Проводится сравнение экспериментальных данных с расчетными.

При изучении физико-химических процессов за фронтом ударной волны (а также в ряде других задач) необходимо измерять распределение плотности газа. Для этой цели применяется весьма разнообразная методика: интерферометрическая, электронный пучок, пучок α -частиц и рентгеновских лучей. Для определения плотности тяжелых газов (Xe, Kr и др.) [1, 2, 3] удобен метод, основанный на поглощении мягких рентгеновских лучей.

В настоящей работе приведены результаты исследования распределения плотности паров иода за фронтом ударной волны при высоких температурах, когда степень диссоциации газа α близка к единице.

Экспериментальная установка

Изучение параметров молекулярного иода при высоких температурах проводилось на обогревной ударной трубе, изготовленной из нержавеющей стали, которая не взаимодействует с парами иода. Установка состоит из собственно ударной трубы, системы наполнения исследуемым газом и измерения поглощения света и скорости ударной волны, системы обогрева и измерения температуры стенок ударной трубы, системы измерения плотности газа (рис. 1).

Ударная труба состоит из камеры высокого давления длиной 1 м и внутренним диаметром 134 мм и камеры низкого давления с внутренним диаметром 134 мм и длиной 500 см. Толщина стенок трубы 6 мм. В конце камеры низкого давления располагались смотровые окна (3 пары) на расстоянии 140—150 мм друг от друга. Скорость фронта ударной волны определялась по поглощению света в двух участках трубы, расположенных на расстоянии 150 мм. Откачка камеры низкого давления осуществлялась форвакуумным насосом ВН-1 до $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Натекание за время эксперимента не превышало $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст./мин.

Кристаллический иод помещался в специально сконструированную камеру, которая представляла собой трубу из нержавеющей стали диаметром 50 мм и длиной 300 мм. Эта система крепилась в торце камеры низкого давления и отделялась от нее перегородкой с небольшим отверстием в центре. Отверстие закрывалось специальным сильфонным венчиком, расположенным на противоположной стороне трубы.

Контроль за наполнением производился по поглощению света в видимой области спектра ($\lambda=5050 \text{ \AA}$), а также по дифференциальному манометру, специально сконструированному для этих целей (рис. 2). Использование обоих этих методов позволяло определять парциальные давления в смесях паров газа с другими газами.

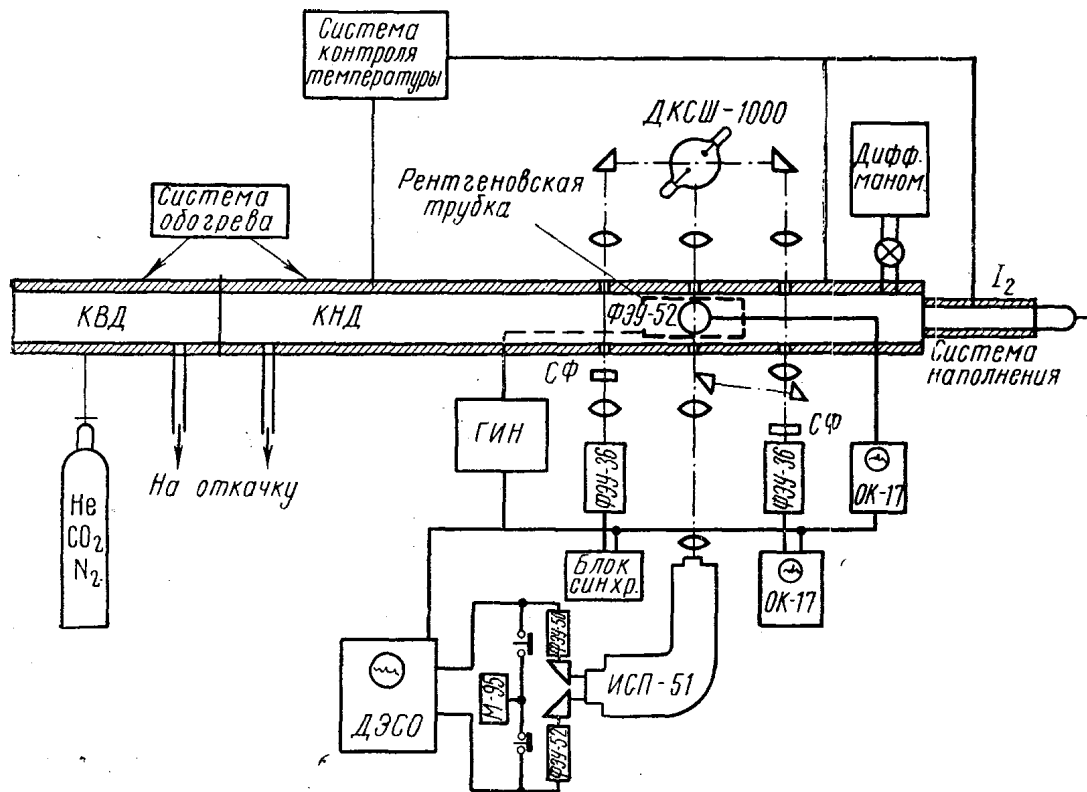


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Принцип действия дифференциального манометра описан в работе [4]. В связи с тем, что в наших условиях использовался агрессивный газ, были предусмотрены некоторые конструктивные изменения. В частности, детали, соприкасающиеся с парами иода, были изготовлены из нержавеющей стали, кроме того, предусмотрен обогрев манометра вплоть до 200°C , мембранная коробка заменена сильфоном. Основными деталями манометра являются сильфон из нержавеющей стали, пружинка из бериллиевой бронзы и подвес с укрепленным на нем зеркальцем. Сильфон с двух сторон закрыт дисками, изготовленными из нержавеющей стали, причем в одном из них имеется отверстие, через которое в сильфон поступает исследуемый газ и вызывает изменение длины сильфона. Смещение передается через стержень пружине, и зеркальце поворачивается. Сильфон помещается в откаченном объеме, стенки которого представляют собой корпус манометра. Этот объем и объем внутри сильфона разделены вакуумным вентиляем. При открытом венти́ле сильфон и корпус манометра откачиваются до давления $10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ Затем венти́ль закрывается, а сильфон соединяется с объемом, наполненным исследуемым газом. В результате наблюдается отклонение зеркальца на некоторый

угол, который определяется по отбросу светового сигнала. Для устранения колебаний зеркала, связанных с вибрацией подставки прибора, используется магнитный демпфер. Демпфер состоит из двух постоянных магнитов, вмонтированных внутрь прибора, и медного цилиндра, укрепленного на том же самом подвесе, что и зеркальце. Такой способ демпфирования весьма эффективен. Шкала манометра градуировалась по масляному манометру с включенным и выключенным обогревателем. В том и другом случае график представляет собой прямую линию; при нагревании смещается лишь начало отсчета. При давлении 2 мм рт. ст. и выше с помощью такого манометра удается измерить давление агрессивных газов с погрешностью, не превышающей 1%.

Для измерения распределения плотности тяжелых газов за фронтом ударной волны была изготовлена импульсная рентгеновская трубка [5].

В трубке использовался L-катод, который обладает большой эмиссионной способностью. Трубка проста в обращении, легко разбирается, можно свободно сменить анод и катод. Полость трубки отделялась от ударной трубы бериллиевой фольгой толщиной около 0,2 мм.

На анод рентгеновской трубки подавался прямоугольный импульс высокого напряжения ($u=29$ кВ) заданной длительности. Его формирование осуществлялось с помощью генератора импульсного напряжения (ГИН), состоящего из двух ячеек конденсаторов. Каждая ячейка заряжалась до 14,5 кВ. В момент приближения ударной волны к месту расположения рентгеновской трубки на ударной трубе обе ячейки соединялись последовательно через неуправляемый разрядник [6], в результате напряжение на выходе ГИНа удваивалось.

Максимум рентгеновского спектра излучения вольфрамового анода этой трубки располагался в области $\lambda=0,7\div 0,8$ Å. Для определения абсолютного значения плотности газа необходимо знать массовый коэффициент поглощения μ , связанный с интенсивностью излучения I и плотностью ρ соотношением

$$I = I_0 e^{-\mu \rho x},$$

где I — интенсивность прошедшего излучения, x — длина пути пучка. Определение коэффициента μ проводилось двояким способом. Первый из них заключался в следующем. В нагретую ударную трубку напускался иод до определенного давления, и затем проводилось определение поглощения рентгеновских лучей в этих условиях.

Во втором методе величина μ находилась из данных по поглощению рентгеновского излучения за фронтом слабой ударной волны известной интенсивности, когда диссоциация газа заведомо отсутствует. Результаты измерения коэффициента μ различными способами находятся в хорошем согласии между собой и с расчетными значениями для указанной выше области спектра ($\mu \approx 110$).

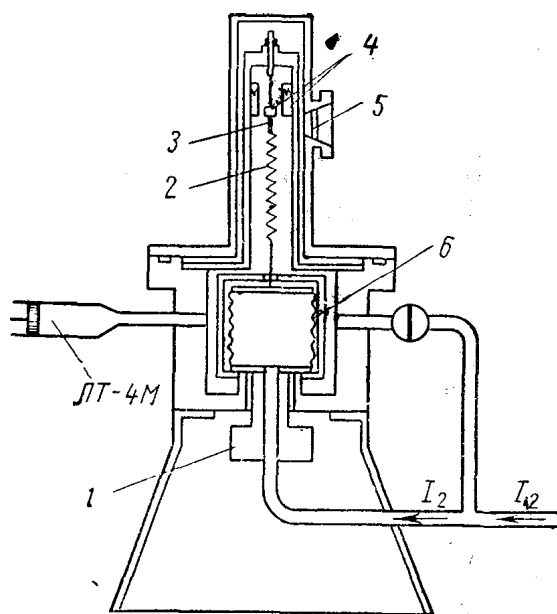


Рис. 2. Схема дифференциального манометра: 1 — печь, 2 — пружина цинка, 3 — зеркальце, 4 — демпфер, 5 — окно, 6 — сильфон из нержавеющей стали

Рентгеновская трубка крепилась снизу к ударной трубе, так что рентгеновский луч распространялся в вертикальном направлении. Ширина щелей составляла 0,5 мм, так что разрешение во времени равнялось 0,5 мксек при скорости 1 км/сек. Приемником рентгеновских лучей служил фотоумножитель ФЭУ-52 со сцинтиллятором. Сигнал с фотоумножителя через катодный повторитель подавался на осциллограф ОК-17М. Для устранения ложных сигналов, возникающих во время распространения ударной волны, фотоумножитель изолировался от ударной трубки с помощью резиновой прокладки.

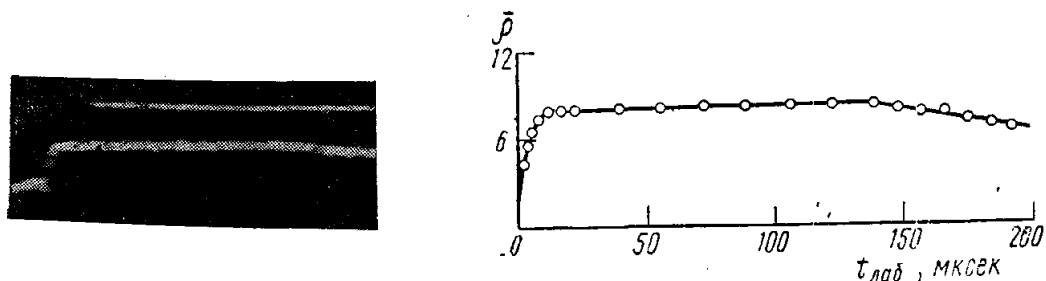


Рис. 3. Слева — осциллограмма поглощения рентгеновского излучения за фронтом ударной волны в парах иода; $V=665$ м/сек, $\rho_0=5,3$ мм рт. ст.; справа — кривая распределения перепада плотности иода за фронтом ударной волны $\bar{\rho}$ в этих условиях

Обсуждение результатов

В данной работе проводилось исследование плотности газа за фронтом ударной волны в иоде, а также в смесях иода с другими газами — He, Ar, N₂.

На рис. 3 приведены осциллограмма поглощения рентгеновского излучения за фронтом ударной волны в парах I₂ и кривая распределения плотности газа за фронтом ударной волны, соответствующая этому эксперименту. Из рисунка видно, что установление равновесного значения плотности происходит примерно в течение 3 мксек, после чего плотность остается практически постоянной в течение всего времени наблюдения вплоть до зоны перемешивания.

Начальный рост плотности связан с установлением равновесия по колебательным степеням свободы. Диссоциация в этих условиях протекает столь медленно, что в пределах газовой пробки (~150 мксек) практически не влияет на поведение плотности. Последующее медленное падение плотности обусловлено перемешиванием в контактной области паров иода с толкающим газом, который не поглощает рентгеновского излучения данной длины волны.

На рис. 4 представлены кривые распределения плотности газа за фронтом ударной волны в парах I₂, а также в системе 20% I₂+80% He.

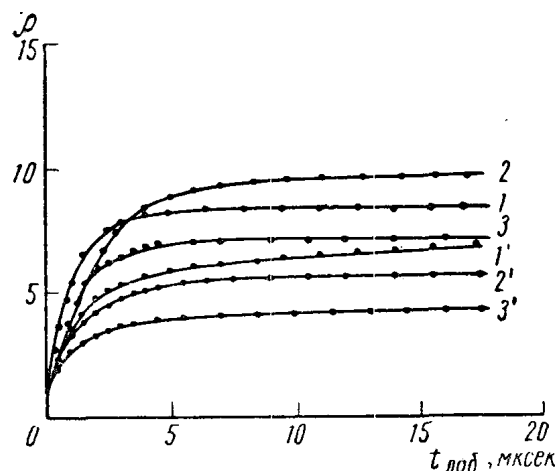


Рис. 4. Кривые распределения перепада плотности газа за фронтом ударной волны $\bar{\rho}$. В иоде: 1 — $V=680$ м/сек, $\rho_0=3,2$ мм рт. ст., 2 — $V=940$ м/сек, $\rho_0=2,53$ мм рт. ст., 3 — $V=1500$ м/сек, $\rho_0=2,45$ мм рт. ст. В системе 20% I₂+80% He; 1' — $V=1220$ м/сек, $\rho_0=10,5$ мм рт. ст., 2' — $V=1580$ м/сек, $\rho_0=11,3$ мм рт. ст.; 3' — $V=1650$ м/сек, $\rho_0=14,5$ мм рт. ст.

В случае слабых ударных волн (кривая 1 для чистого иода, кривая 1' — для смеси $J_2 + He$) плотность от 1 до 1,5 мксек резко возрастает; это явление связано со сжатием газа во фронте ударной волны. Далее наблюдается медленное увеличение плотности (что соответствует релаксации по колебательным степеням свободы) до почти постоянного значения.

При достаточно сильных ударных волнах на распределение плотности газа оказывает влияние процесс диссоциации молекул J_2 . С ростом температуры это влияние увеличивается (кривые 2 и 2', 3 и 3').

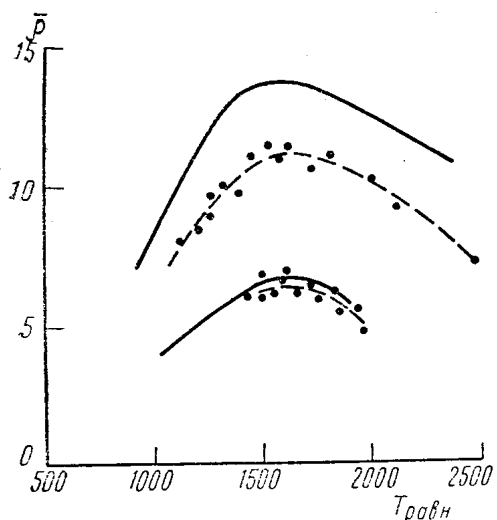


Рис. 5. Сравнение экспериментально измеренных равновесных значений плотности в иоде и в смеси 20% $J_2 + 80\% He$ с расчетными значениями

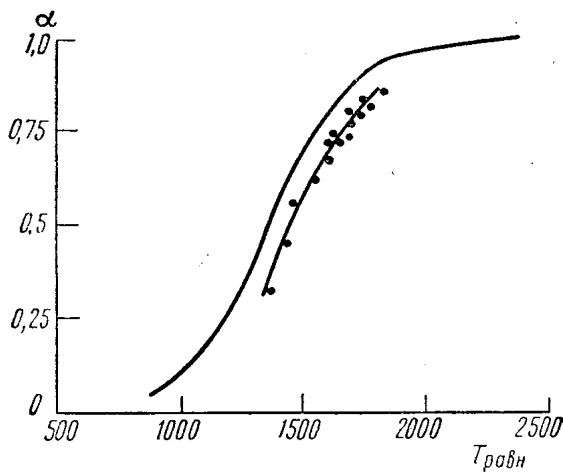


Рис. 6. Зависимость экспериментальных значений степени диссоциации α молекул J_2 от температуры в чистом иоде и смеси 20% $J_2 + 80\% He$

Экспериментальные равновесные значения плотности для чистого иода и смеси 21% $J_2 + 79\% He$ были представлены на графике в зависимости от равновесной температуры $T_{равн}$ (рис. 5). Верхние точки относятся к чистому газу, а нижние к смеси. В области 1500° К результаты проходят через максимум. На тот же самый рисунок нанесены расчетные значения плотности (верхняя и нижняя сплошные кривые для J_2 и 20% $J_2 + 79\% He$ соответственно). Из рис. 5 следует, что температурные зависимости расчетных и экспериментальных данных близки. Однако абсолютные значения для чистого иода заметно ниже расчетных. Это связано с незавершенностью процесса диссоциации в эксперименте, т. е. за время существования газовой «пробки», по-видимому, не успевает установиться термодинамическое равновесие в системе.

Для смеси 21% $J_2 + 79\% He$ наблюдается гораздо лучшее согласие расчетных и экспериментальных значений; это обусловлено тем, что скорость диссоциации молекул J_2 в системе $J_2 + He$ значительно выше, а следовательно, состояние газа ближе к равновесному, чем в чистом газе.

Одновременно в эксперименте проводилось измерение распределения поглотительной способности молекул иода за фронтом ударной волны в двух различных участках спектра, что позволяло дополнительно определить температуру и степень диссоциации газа. Результаты таких измерений представлены на рис. 6: сплошная линия — расчетные значения, точки — экспериментальные. Из рассмотрения графика видно, что экспе-

рименты проведены в таких условиях, когда степень диссоциации α менялась от 0,3 до 0,9.

В заключение авторы выражают благодарность Е. В. Ступченко и А. И. Осипову за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Knight H. T., Venable D. Rev. Scient. Inst., No. 2, 92, 1958.
2. Rink J. P., Knight H. T. Duff R. E. J. Chem. Phys., 34, 1942, 1961.
3. Rink J. P. Chem. Phys., 36, 572, 1962.
4. Брандт Н. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 189, 1961.
5. Овечкин В. Я., Генералов Н. А. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 240, 1966.
6. Овечкин В. Я., Любимов Ю. А. Сб. «Электронная обработка материалов», № 5—6, (33—34), 1965.
7. Либхафски Х. А., Пфейфер Г. Г. Применение поглощения и испускания рентгеновских лучей. М., «Металлургия», 1964.

Поступила в редакцию
8.1 1969 г.

Кафедра
молекулярной физики