

УДК 533.6.011.72:541.24

© 1992 г. С. В. МАКАРЫЧЕВ, Г. Д. СМЕХОВ, М. С. ЯЛОВИК

КИНЕТИКА ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ КСЕНОНА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Кинетика релаксации инертных газов в ударных волнах описывает сложную совокупность элементарных столкновительных и радиационных переходов между электронно-возбужденными состояниями атомов и ионов. Уже на начальном этапе ее исследования выяснилась значительная роль излучения в формировании структуры ударной волны [1]. Экспериментально были измерены времена установления ионизационного равновесия в ударных волнах различной интенсивности [2], определяющие характерные времена высвечивания газа. Излучение из ударно нагретой области является причиной предвестников излучения перед волной [3] и нагрева газа непосредственно перед фронтом, что в свою очередь отражается на структуре волны.

Удобным, часто используемым в экспериментах излучателем являются ударные волны в ксеноне. В экспериментах на ударных трубах [4, 5] при числах Маха ударного фронта до 15 были измерены поглощательная и излучательная способности высокотемпературного ксенона. При больших числах Маха выход излучения существенно влияет на термодинамические параметры газа и определяет как величину абсолютной интенсивности выходящего излучения, так и характер ее распределения за фронтом ударной волны.

В предлагаемой работе проведено численное моделирование кинетики ионизационных и радиационных процессов, происходящих в ксеноне, нагретом в сильных ударных волнах (числа Маха 10–20). Использована достаточно полная модель среды и процессов. Учет влияния выхода излучения проводится в предположении однородности и изотропности излучающего слоя в каждый момент времени. Подобная модель использовалась ранее в равновесных расчетах [6] для определения яркостной температуры плазмы в максимуме и на половине высоты импульса излучения. В настоящем исследовании кинетика импульса излучения изучена более детально. Рассчитанное распределение яркостной температуры плазмы вдоль светящегося слоя сравнивается с измеренным в опытах на ударной трубе. Данные опытов удовлетворительно описываются проведенным моделированием.

1. Стационарное течение многокомпонентного реагирующего газа за фронтом плоской ударной волны в отсутствие вязкости, теплопроводности и диффузии описывается законами сохранения массы, импульса и энергии, термическим и калорическим уравнениями состояния

$$\rho v = \rho_0 v_0 \quad (1.1)$$

$$P + \rho v^2 = P_0 + \rho_0 v_0^2 \quad (1.2)$$

$$h + 1/2 v^2 = h_0 + 1/2 v_0^2 = - Q_{\text{rad}} \quad (1.3)$$

$$P = \frac{\rho R}{\mu^*} (\gamma_T T + \gamma_e T_e), \quad h = \frac{1}{\mu^*} \sum \gamma_i (H_i + H_i^0) \quad (1.4)$$

В этих уравнениях использованы общепринятые обозначения газодинамических величин, Q_{rad} — величина удельных потерь энергии газом из-за выхода излучения. Компонентный состав описывается относительными мольно-массовыми концентрациями; $\gamma_i = N_i/N_q$ — отношением абсолютной концентрации i -го компонента к

эквивалентной концентрации $N_e = N^* \rho / \rho^*$; γ_T — концентрация тяжелых частиц, γ_e — электронов. Молекулярный вес, полная концентрация и плотность определяются выражениями (N_A — число Авогадро)

$$\mu = \mu^* / \sum \gamma_i, \quad N = \sum N_i, \quad \rho = \mu N / N_A \quad (1.5)$$

Величинами со звездочкой обозначены параметры некоторого калибровочного состояния, обычно — нормальной атмосферы.

Уравнения (1.1)—(1.5) составляют систему газодинамических уравнений, решение которой определяет значения скорости потока v и параметров состояния газа P , ρ , T , h , μ , N по заданным значениям параметров перед скачком и скорости ударного фронта v_0 . Для замыкания системы необходимы выражения для величин H , H_e^0 , Q_{rad} , а также уравнения, описывающие изменение во времени компонентного состава γ_i ($i = 1, 2, \dots, n$) и температуры электронного газа T_e .

Структура ударной волны в области между поверхностью разрыва (фронтом ударной волны) и областью равновесного состояния определяется кинетикой физико-химических процессов, идущих в нагретом ударной волной газе. Она описывается системой дифференциальных кинетических уравнений для релаксирующих величин, граничными условиями для которых являются значения во фронте ударной волны. Полное число таких уравнений равно сумме числа рассматриваемых компонентов и температур подсистем. Оно может быть уменьшено применением уравнений элементного баланса и квазинейтральности плазмы.

В общем виде уравнение произвольной l -й реакции (процесса) можно записать в форме

$$\sum_{j=1}^n a_{lj} A_j \xrightleftharpoons[k_{lr}]{k_{lf}} \sum_{j=1}^n b_{lj} B_j$$

где A_j , B_j — символы компонентов, a_{lj} , b_{lj} — стехиометрические коэффициенты реакции, k_{lf} , k_{lr} — константы скоростей прямого и обратного процессов, суммирование производится по всем n компонентам газа. Скорость l -й реакции ($l = 1, 2, \dots, m$), кинетическое уравнение для i -го компонента и уравнение энергии электронного газа, определяющее температуру T_e , имеют вид

$$\begin{aligned} W_l &= k_{lf} \prod_{j=1}^n N_j^{a_{lj}} - k_{lr} \prod_{j=1}^n N_j^{b_{lj}} \\ v N_i \frac{d\gamma_i}{dx} &= - \sum_{l=1}^m (a_{li} - b_{li}) W_l \\ v \rho \frac{dh_e}{dx} &= W_e, \quad h_e = \frac{5 N_e k T_e}{2 \rho} \end{aligned} \quad (1.6)$$

где h_e — удельная энтальпия электронного газа, а W_e — удельная объемная мощность источников, влияющих на его энергию (упругие и неупругие электрон-атомные и электрон-ионные столкновения, непрерывное излучение).

По мере развития ионизации газа в релаксационной зоне за фронтом ударной волны все большую роль в энергобалансе плазмы начинают играть излучательные процессы. После достижения плазмой состояния ионизационного и температурного равновесия выход излучения становится основной причиной дальнейшего изменения газодинамических и кинетических параметров.

Расчет излучательных потерь энергии проводился на основе сравнительно простой модели [6], предполагающей изотропность излучения и однородность излучающего слоя в каждый момент времени. В направлении распространения

ударной волны вводилась эффективная оптическая толщина слоя L , на которой учитывалось самопоглощение излучения. Результаты расчетов к величине этого параметра не очень критичны и его можно извлечь из экспериментальных данных или из оценок размеров светящейся области. В рамках этой модели удельная объемная мощность радиационных потерь зависит только от локальных параметров плазмы и определяется, например, в случае излучающего куба выражением $q_{\text{rad}} = J (1 - \exp(-kL)/kL$, где излучательная способность плазмы J (Вт/см³) и коэффициент поглощения k (см⁻¹) рассчитываются отдельно для непрерывного и линейчатого спектров. Аналогичное выражение можно получить и для мощности потерь излучающего параллелепипеда с произвольными размерами сторон. Мощность радиационных потерь q_{rad} служит отрицательным источником членом в дифференциальном уравнении энергии

$$\rho v \frac{d(h + v^2/2)}{dx} = -q_{\text{rad}} \quad (1.7)$$

Так как $\rho v = \text{const}$, то уравнение энергии (1.7) сводится к виду (1.3), в котором интегральные потери энергии Q_{rad} (Дж/г) на участке релаксационной зоны $(0, x)$ составляют величину

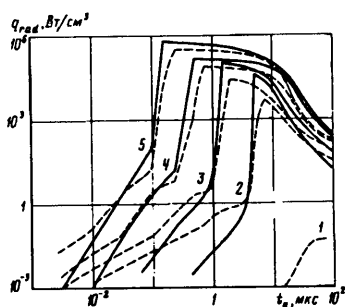
$$Q_{\text{rad}}(x) = \frac{1}{\rho v} \int_0^x q_{\text{rad}} dx \quad (1.8)$$

В уравнениях (1.6)—(1.8) координата x отсчитывается от фронта ударной волны в направлении движения жидких частиц. Она связана с собственным временем частиц dt и лабораторным временем наблюдения dt_0 соотношением $dx = v dt = v_0 dt_0$.

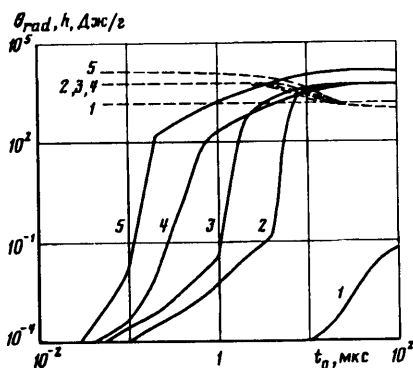
Кинетические уравнения многокомпонентного реагирующего газа относятся к типу «жестких» дифференциальных уравнений, так как характерные времена описываемых ими процессов изменяются в очень широких пределах. Времена наиболее быстрых процессов могут быть значительно меньше разумного шага интегрирования. Поэтому для их решения применяются неявные разностные схемы. В данном случае использовалась неявная схема первого порядка. Для вычисления релаксирующих величин в точке $k+1$ одномерной расчетной сетки коэффициенты уравнений (1.6)—(1.7) рассчитывались для значений газодинамических параметров в точке k . Затем по найденным значениям релаксирующих величин в точке $k+1$ решалась система газодинамических уравнений (1.1)—(1.5) с известным компонентным составом и температурами подсистем.

2. Описанная выше модель использовалась для исследования спектрально-временных характеристик излучения плазмы и нестационарного поведения газодинамических параметров. В расчетах учитывалось 35 реагирующих компонентов и 52 процесса с их участием. Компонентами считались свободные электроны, нейтральные атомы XeI (10 компонент — основное и 9 возбужденных состояний), ионы XeII (основное и одно возбужденное состояние), ионы XeIII и XeIV (основные состояния), возбужденная молекула Xe_2^* , молекулярный ион Xe_2^+ , а также 18 фронтов, соответствующих излучательным переходам в спектре XeI. Необходимые параметры компонентов брались из таблиц [7, 8]. Вероятности радиационных переходов и константы процессов с участием электронов (ионизация, возбуждение и обратные им процессы) рассчитывались по методикам работы [9]. Эффективные сечения возбуждения и ионизации в атом-атомных и атом-молекулярных столкновениях брались из оценок и известных данных [2]. В рассматривавшихся интенсивных ударных волнах выбор этих параметров не очень критичен. Параметры непрерывного излучения в свободно-свободных и свободно-связанных переходах (тормозной и рекомбинационный континуумы) рассчитывались на основании их описания в [10].

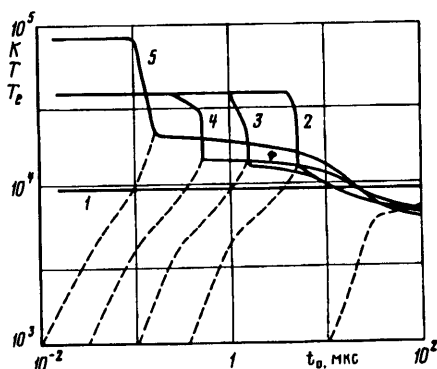
На фиг. 1 показано изменение мощности излучения в релаксационной зоне для чисел Маха ударной волны M и начальных давлений P_0 (Торр), равных



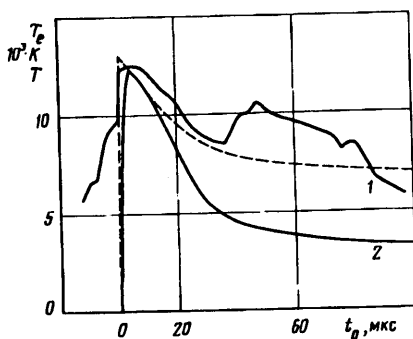
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

соответственно 10 и 3 (кривые 1), 20 и 3 (2), 20 и 10 (3), 20 и 30 (4), 30 и 30 (5). Отдельно представлен вклад в излучение непрерывного (сплошные кривые) и линейчатого спектров (штриховые). Лабораторное время по оси абсцисс отсчитывается от момента прохождения газодинамического фронта.

Характер изменения мощности и спектрального состава излучения отражает ход релаксационного процесса. Вслед за газодинамическим фронтом с задержкой порядка 1 мкс следует ионизационный фронт — резкое нарастание степени ионизации плазмы и интенсивности излучения до максимального значения, за которым следует более плавный спад. Это приводит к характерной пикообразной форме импульса излучения, наблюдаемой в эксперименте. В интенсивных ударных волнах пиковая мощность излучения достигает 0,1—1 МВт/см² в течение нескольких микросекунд, затем в результате излучательной релаксации спадает до значений порядка 1 кВт с 1 см³. Величина задержки ионизационного фронта по отношению к газодинамическому уменьшается с ростом начального давления и скорости УВ. В случае $P_0 = 3$ Торр, $M = 10$ ксенон остается слабоионизованным и ионизационный фронт не выражен.

В структуре релаксационной зоны за фронтом ударной волны можно выделить три участка, различающихся характером происходящих процессов.

1. Степень ионизации плазмы мала, температура близка к значению во фронте ударной волны. Идет медленное накопление свободных электронов в атом-атомных соударениях и рост T_e при электрон-ионном упругом энергообмене.

2. Лавинообразная ионизация электронным ударом. Выравнивание T и T_e в процессе электрон-ионного взаимодействия. Резкий рост степени ионизации плазмы и мощности излучения. Максимуму излучения соответствует момент установления температурного равновесия ($T = T_e$).

3. Излучательная релаксация — квазиравновесное уменьшение температуры,

степени ионизации и мощности излучения, связанное с радиационными потерями энергии.

Спектральный состав излучения в зоне релаксации также изменяется. На начальном этапе (перед ионизационным фронтом) степень ионизации мала и в спектре преобладает линейчатое излучение возбужденных атомов ксенона. Интенсивность этого излучения крайне низка (на 4—6 порядков ниже интенсивности в максимуме), поэтому в эксперименте оно обычно не наблюдается и в практическом плане его можно не учитывать. По мере роста числа свободных электронов возрастает вклад непрерывного излучения — рекомбинационного и тормозного континуумов (рекомбинационный в несколько раз больше). В пике излучения (момент установления температурного равновесия) непрерывное излучение более чем на порядок превышает линейчатое. В дальнейшем мощность обоих компонентов излучения падает, однако преобладание непрерывного излучения в спектре сохраняется. Рассмотренная картина не относится к случаю слабоионизованной плазмы ($M = 10$, $P_0 = 3$ Торр), где во всей зоне релаксации преобладает слабое линейчатое излучение мощностью порядка 10^{-1} — 10^{-2} Вт/см³.

На фиг. 2 для тех же значений M и P_0 представлена интегральная величина Q_{rad} — полная энергия излучения, вышедшая из плазмы за время релаксации. Для сравнения здесь же показана удельная энтальпия (штриховые линии), представляющая собой запас тепловой энергии плазмы. Видно, что излучательная релаксация прекращается (точнее, значительно замедляется), когда выход энергии излучения на порядок превысит оставшуюся энтальпию плазмы. Другими словами, на излучение уходит 80—90% всего запаса тепловой энергии, что характеризует ксенон как хороший излучатель непрерывного спектра. Полный выход энергии излучения в рассматриваемых условиях достигает величины 10^3 — 10^4 Дж/г.

Релаксация температур T (сплошные кривые) и T_e (штриховые) для тех же начальных данных показана на фиг. 3. Хорошо виден момент установления температурного равновесия, разделяющий окончание периода ионизационной релаксации и начало периода интенсивного радиационного охлаждения (периода излучательной релаксации). Если бы выход энергии излучения не учитывался ($Q_{\text{rad}} = 0$), то, начиная с этого момента, равновесная температура плазмы также не менялась бы. В результате охлаждения температура плазмы падает до значений 8000—10 000 К практически независимо от начальных условий, которые могут значительно различаться. Например, начальная (до релаксации) температура во фронте УВ для чисел Маха 10, 20 и 30 составляет порядка 9000, 14 000 и 18 000 К, а кривые в конце периода излучательной релаксации почти совпадают. Поэтому попытки нагреть плазму ксенона до температур выше 10 000 К приводят лишь к увеличению выхода энергии излучения (что, однако, и требуется с практической точки зрения), но не к увеличению ее установившейся равновесной температуры.

Изменение других газодинамических параметров — давления, скорости за фронтом УВ и плотности — отражает те же закономерности: прохождение ионизационного фронта и следующего за ним участка излучательной релаксации сопровождаются резким изменением, а затем плавным установлением параметров.

3. Результаты численного моделирования сигнала излучения сравнивались с данными экспериментов, выполненных на ударной трубе диафрагменного типа с внутренним диаметром $d = 16$ см. Камера высокого давления трубы заполнялась гремучей смесью $O_2 : N_2$: Не в отношении 3 : 6 : 26 атм. Камера низкого давления наполнялась ксеноном до давлений $P_0 = 6,5$ —40 Торр. Скорость ударной волны, распространяющейся по камере низкого давления после поджига смеси и разрыва диафрагмы, измерялась ионизационными датчиками, встроенными в стенку трубы. Яркая температура плазмы за фронтом УВ определялась путем сравнения амплитуды сигнала излучения, выводимого через кварцевые окна трубы, с сигналом эталонного источника излучения (искровой источник Подмошенского) при неизменной апертуре регистрирующей системы.

Наблюдаемые распределения яркостной температуры за фронтом ударной

волны сравнивались с расчетными. В расчетах учитывалась область спектральной чувствительности применявшегося в экспериментах фотоэлемента Ф13 со светофильтрами КС14, КС15 (примерно 400—650 нм по уровню 0.5), а также постоянная времени системы регистрации, определявшейся апертурой оптической схемы (3 мкс).

На фиг. 4 показана динамика наблюдаемой (сплошная кривая 1) и расчетной (сплошная кривая 2) яркостной температур T для опыта с начальными условиями $P_0 = 33,4$ Торр, $v_0 = 3,05$ км/с ($M = 17$). Штриховой кривой показано изменение электронной температуры. При сравнении экспериментальной и расчетной кривых следует учесть ряд замечаний. Нулевой момент времени в расчете соответствует положению ударного скачка. На фиг. 4 передний фронт наблюдаемого сигнала, предшествующий его максимуму, совмещен с началом резкого возрастания степени ионизации и яркостной температуры. Излучение перед этим скачком, наблюдавшееся в эксперименте, соответствует, по-видимому, возбуждению холодного газа излучением из фронта ударной волны — предвестникам волны [3]. Излучение предвестников наблюдалось во всех опытах, хотя его интенсивность была в несколько раз меньше интенсивности в вершине импульса. Численное моделирование предвестников в данной работе не проводилось.

В большинстве опытов наблюдалось также нарушение монотонного спада сигнала излучения на участке излучательной релаксации. Это выражалось в появлении не менее чем через 30 мкс после прохождения фронта одного или нескольких вторичных максимумов, подобных показанному на фиг. 4. Возможно, это результат одного из «аномальных явлений» релаксации, обнаруженных в ряде экспериментальных работ и связанных с неустойчивостью ударных волн в определенных условиях [11—13]. Если это так, то вторичные максимумы являются элементами новой структуры ударной волны, однако вопрос этот в настоящее время до конца не выяснен.

В данной работе сравнивалась с расчетом начальная часть наблюдаемых импульсов до появления вторичных максимумов. Расчетные и измеренные значения яркостной температуры в максимуме хорошо совпадают как в случае, показанном на фиг. 4, так и при других значениях начальных параметров волны. Уменьшение расчетного сигнала в ближней зоне радиационного охлаждения соответствовало наблюдаемому до момента появления вторичных максимумов. Однако в режимах, когда вторичные максимумы не наблюдаются, совпадение формы рассчитанного и экспериментального сигналов хорошее во всей релаксационной зоне. Так, были проведены аналогичные эксперименты с ксеноном [14] на ударной трубе меньшего диаметра (5 см) в интервале чисел Маха 10—20 и начальных давлений 1—10 Торр. Толкающим газом служил чистый водород (без поджига). В работе [14] приведены наблюдаемая и расчетная интенсивности излучения ксенона в релаксационной зоне для начальных условий $P_0 = 3$ Торр, $V_0 = 2,5$ км/с ($M = 14$). Совпадение формы импульсов хорошее, включая наличие на экспериментальном сигнале острого пика, затем монотонного спада интенсивности излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. 632 с.
2. Merilo A., Morgan E. J. Total ionization times in shock-heated noble gases//J. Chem. Phys. 1970. V. 52. № 5. P. 2192—2198.
3. Жихарева Т. В., Захарин Д. Г., Тумакаев Г. К. Экспериментальное исследование плазмы инертных газов перед ударными волнами//Журн. техн. физики. 1984. Т. 54. № 3. С. 477—485.
4. Гембаржевский Г. В., Генералов Н. А., Козлов Г. И., Ройтенбург Д. И. О непрерывном поглощении частично ионизованного ксенона в видимой области спектра//Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 28. Вып. 6. С. 1101—1105.
5. Козлов Г. И., Ройтенбург Д. И. Излучательная способность и радиационное охлаждение ксенона, нагретого ударной волной//Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 36. Вып. 5. С. 850—856.
6. Макарычев С. В., Смехов Г. Д., Яловик М. С. Излучение и радиационное охлаждение плазмы ксенона за фронтом сильной ударной волны//Изв. АН СССР. МЖГ 1992. № 1. С. 155—162.

7. *Moore Ch. E.* Atomic energy levels. Washington: Nat. Bur. Srand. 1948. V. 1. P. 75; 1952. V. 2. P. 227; 1958. V. 3. P. 245.
8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справ. изд./Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1978—1982.
9. *Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
10. Методы исследования плазмы//Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. 552 с.
11. *Griffiths R. W., Sandeman R. J., Hornung H. G.* The stability of shock waves in ionizing and dissociating gases//J. Phys. D: Appl. Phys. 1976. V. 9. № 12. P. 1681—1691.
12. *Тумакаев Г. К.* Систематизация аномальных явлений в ударнонагретых одноатомных газах. Природа их возникновения и развития//Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны. Минск, 1982. С. 154—160.
13. *Рязин А. П., Мукин В. А., Осипов А. И.* Радиационная структура сильной ударной волны в ксеноне//Тез. докл. 4-й Всесоюз. конф. »Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах». Красновидово, 1988. М.: Изд-во МГУ, 1988. С. 85—88.
14. *Макарычев С. В., Смахов Г. Д.* Кинетика ионизационной и излучательной релаксации газов в интенсивных ударных волнах//Тез. докл. 5-й Всесоюз. школы-семинара «Современные проблемы механики жидкости и газа». Иркутск, 1990. С. 222—223.

Москва

Поступила в редакцию
22.VIII.1991