

УДК 533.6.011.72:538.241

© 1991 г.

**М. Б. ЖЕЛЕЗНЯК, А. Х. МНАЦАКАНЯН, В. Е. ПАСТЕРНАК,
Е. А. ФИЛИМОНОВА**

ВЛИЯНИЕ ОПЕРЕЖАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ И ИОНИЗАЦИЮ ЗА ФРОНТОМ УДАРНЫХ ВОЛН В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Рассмотрена задача о распространении по трубе сильных интенсивно излучающих ударных волн в инертных газах. Показано, что прогрев стенок трубы опережающим излучением, сопровождаемый повышением температуры прилегающего к ним газа, приводит к поперечной стратификации среды и нарушению одномерности течения ударно-нагретого газа за фронтом волны. Расчеты кинетики ионизации с учетом этого обстоятельства свидетельствуют об ускорении ионизации вблизи стенок трубы, что соответствует эксперименту. На основе полученных величин прогрева газа установлены критические значения давлений газа перед фронтом и чисел Маха ударной волны, переход через которые сопровождается радикальной перестройкой течения с образованием λ -конфигурации на скачке уплотнения.

Распространение сильных интенсивно излучающих ударных волн в инертных газах сопровождается рядом явлений, не получивших до настоящего времени объяснения. Прежде всего необходимо упомянуть о неустойчивости плоских ударных волн [1, 2], проявляющейся в нарушении одномерности области электрон-атомной ионизации (ионизационного фронта) при числах Маха $M=13-16$ и давлениях газа $P_1=1-10$ тор. При больших скоростях наблюдается деструкция плоского ударного фронта. Имеется ряд гипотез о причинах возникновения неустойчивости, которые, однако, не получили теоретического и экспериментального обоснования.

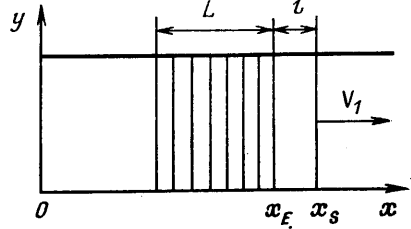
Другое явление, возникающее при $M>13$, связано с ускорением ионизации вблизи стенок ударной трубы. В экспериментах [1] в чистом Ag и с малыми примесями O_2 , Ne и H_2 было обнаружено приближение фронта ионизации к вязкому скачку уплотнения вблизи стенок. В работе [3] исследовалась яркость фронта в Ag при $M=8-12$ и $P_1=50-100$ тор; наблюдалось более интенсивное свечение вблизи стенок. Специальные исследования показали, что эти явления имеют место при покрытии трубы материалами с различными электрическими и теплофизическими характеристиками. Отсюда следует, что ускорение ионизации около стенок не связано с фотоэлектрическими процессами на поверхности. Теоретическое описание указанных явлений отсутствует. Отметим, что в [3] выдвигалось предположение о возможной роли легкоионизирующихся примесей, проникающих в газ вследствие испарения материала стенок под действием опережающего излучения. Прямого экспериментального подтверждения этой гипотезы для указанных выше условий не получено.

По-видимому, наблюдаемое в экспериментах разрушение ударных волн явление сложное и определяется совместным воздействием различных факторов. В качестве одного из них в данной работе рассмотрен нагрев газа сколо стенок ударной трубы, вызывающий изменение длин ионизационной релаксации в возмущенной области за фронтом волны. Неустойчивость ударных волн, связанная с нарушением стационарности течения без внешнего воздействия, не рассматривается.

Роль опережающего излучения неоднократно обсуждалась в литературе [4] для поглощения в объеме. Оно сопровождается процессами фотоионизации и прогрева газа, которые не приводят, однако, к нарушению одномерности параметров газа перед фронтом волны. Появление поперечных неоднородностей можно ожидать при поглощении излучения стенками трубы. Повышение вследствие этого температуры стенок создает неоднородный нагрев прилегающего к ним газа, что приводит к стратификации среды, сопровождающейся перестройкой всего течения [5]. В настоящей работе показано, что эти же причины приводят к неоднородности ионизации за фронтом ударных волн.

1. Постановка задачи. Рассмотрим плоскую ударную волну, распространяющуюся в ударной трубе с постоянной скоростью V_1 . Предполагается, что труба заполнена газом при комнатной температуре $T_1=300$ К. В дальнейшем будут исследоваться возмущения течения вблизи стенок трубы. Поскольку толщины этих областей невелики по сравнению с поперечными размерами трубы, то задача рассматривается в двумерной постановке. Система координат и схематическое изображение ударной волны представлены на фиг. 1, где координата x_s соответствует положению вязкого скачка уплотнения, а x_E — ионизационному фронту. Через l и L обозначим длины зоны релаксации и пробки равновесного газа соответственно.

Состав газа за фронтом ударной волны описывался традиционной схемой, отражающей двухступенчатый характер ионизационной релаксации при атомных и атомно-электронных соударениях с учетом отрыва температур тяжелых частиц и электронов [1, 4]. Рассматривались условия, при которых влияние радиационного охлаждения невелико и им пренебрегалось. Движение газа описывалось системой двумерных стационарных уравнений гидродинамики. Граничные условия ставились на скачке уплотнения согласно соотношениям Гюгонио — Ренкина в соответствии с параметрами газа перед фронтом.



Фиг. 1

Поскольку в лабораторной системе координат газ на больших расстояниях перед фронтом покоится, то его движение и изменение состояния по мере движения ударной волны происходят только за счет опережающего излучения. Оценки показывают, что роль объемных процессов в нагреве газа перед ударной волной незначительна. В этих условиях излучение ударной волны достигает стенок трубы и поглощается ими в результате многократных отражений. Связанное с этим повышение температуры стенок приводит к прогреву прилегающих к ним слоев газа и образованию тепловой волны. В это же время от области прогрева распространяется гидродинамическая волна, выравнивающая давление газа. В результате совместного действия указанных процессов перед фронтом ударной волны создается тонкий прогретый пристенный слой с пониженной плотностью.

Далее рассмотрено взаимодействие ударной волны с прогретым слоем. В общем случае такая задача требует совместного решения уравнений гидродинамики и кинетики ионизации. Она достаточно трудоемка и поэтому решалась приближенно. Как будет показано, величина прогрева не велика, что позволяет воспользоваться стационарной теорией возмущений [6]. В этом приближении без учета кинетики получено решение двумерных уравнений гидродинамики и найдены поля скорости, плотности и давления газа за ударной волной. Последующий расчет сводился к решению уравнений энергии и кинетики вдоль линий тока на полях скорости и плотности. Полученные распределения концентрации электронов качественно согласуются с экспериментами [1].

2. Нагрев газа вблизи стенок ударной трубы. Нагрев стенки ударной трубы излучением ударной волны определялся из решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности для полубесконечной среды. Граничные условия соответствовали заданию плотности поглощенного стенкой радиационного потока $q_w(x, t)$. Полагалось, что в начальный момент времени стенка имела температуру T_1 . Тогда изменение во времени температуры поверхности стенки при координате x дается выраже-

нием [7]

$$T_{\infty}(x, t) = T_1 + \frac{1}{\kappa} \int_0^t q_{\infty}(x, t') \sqrt{\frac{\chi}{\pi(t-t')}} dt' \quad (2.1)$$

где t — время, χ и κ — коэффициенты температуро- и теплопроводности материала стенок.

Значение $q_{\infty}(x, t)$ найдем из следующих соображений. Введем величину потока энергии излучения через поперечное сечение ударной трубы $S(x, t) = q(x, t)F$, где $q(x, t)$ — средняя по сечению плотность потока излучения, F — площадь поперечного сечения трубы. Вследствие стационарности распределения излучения по трубе величина $S(x, t)$ зависит только от переменной $(x - x_E)/D$, где D — диаметр трубы. Отметим, что для ударной волны, возникшей в момент времени $t=0$ в точке $x=0$, $z = (x + l - V_1 t)/D$. Кроме того, определим функцию $\tau(z)$ выражением $S(z) = q_E F \tau(z)$, где q_E — плотность потока излучения через границу равновесной области.

Тогда, исходя из закона сохранения энергии для элементарного объема трубы, ограниченного двумя параллельными, расположенными на расстоянии dx плоскостями и стенками, получим

$$q_{\infty}(x, t) = \frac{q_E F}{\Pi D} \frac{d\tau(z)}{dz} \quad (2.2)$$

где Π — периметр поперечного сечения трубы.

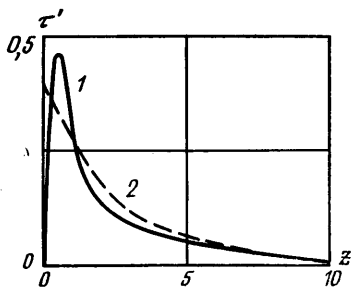
Представим q_E в виде

$$q_E = \epsilon \sigma T_E^4 \quad (2.3)$$

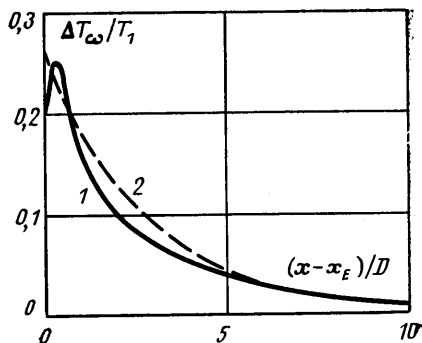
где T_E — температура равновесного газа за фронтом ударной волны, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Степень черноты ϵ кроме свойств среды зависит от размеров излучающего объема. Длина пробки ударно-нагретого равновесного газа при $M=12-17$ составляет $L=5-10D$ [13]. Учет отражения приводит к увеличению относительно D эффективных поперечных размеров излучающего объема. Спектральный коэффициент отражения r хромированной поверхности стенок трубы при нормальном падении приведен в [8]. В длинных трубах велик вклад лучей, падающих под большим углом к нормали. Для таких лучей r возрастает и приближается к единице [9]. Исходя из этого, при оценке q_E можно воспользоваться ϵ в приближении бесконечного плоского слоя толщиной L . Соответствующие значения ϵ для Ag имеются в [14].

Далее найдем функцию $d\tau/dz$ для случаев, когда фронт ударной волны является плоским или объемным излучателем. Для первого случая функция $\tau(z)$ приведена в [9], где при расчете учитывалось многократное отражение от стенок, поляризация излучения и влияние этого эффекта на коэффициент отражения. Функция $\tau' = d\tau/dz$ приведена на фиг. 2 (кривая 1) для $r=0,8$. Видно, что τ' имеет максимум при $z=1/4$, обусловленный в основном наличием максимума в зависимости от координаты и телесного угла, под которым видна излучающая поверхность со стенок.

В случае объемного излучателя данные по $\tau(z)$ отсутствуют. Оценим эту функцию, исходя из следующих соображений. Поскольку $L/D \gg 1$, то $q_{\infty}(x_E)$ можно вычислить, согласно [10], в приближении полубесконечной излучающей области $x < x_E$. Отсюда, согласно (2.2), найдем τ' при $z=0$. Учитывая также, что $\tau(0)=1$ и что асимптотика $\tau(z)$ при $z \rightarrow \infty$ одинакова для всех типов излучающих областей, найдем приближенное значение функции $\tau(z)$ во всем интервале z . В качестве примера на фиг. 2 (кривая 2) приведена функция τ' для ударной трубы $D=15$ см, имеющей зеркально отражающие стенки с $r=0,8$. Оценки показывают, что функция $\tau(z)$ практически не зависит от параметров излучающей среды и, следо-



Фиг. 2



Фиг. 3

вательно, от V_1 и P_1 в широком интервале их изменения. Поэтому для последующих расчетов она принималась в виде, представленном кривой 2 на фиг. 2.

Таким образом, полученная информация о виде функций $\tau(z)$ позволяет согласно (2.1)–(2.3) определить нагрев стенки $\Delta T_\infty = T_\infty - T_1$. При $x_\varepsilon/D \geq 20$ $\Delta T_\infty(x_\varepsilon)$ не будет зависеть от x . Стационарные значения этой величины представлены на фиг. 3 для фиксированной точки x в зависимости от расстояния до ударной волны (1 – плоский, 2 – объемный излучатели). (Здесь и далее условия эксперимента [1] $M=16,5$; $P_1=5$ тор; $D=15$ см соответствуют используемой в [1] трубе прямоугольного сечения 10×18 см².)

Повышение температуры стенок приводит к прогреву примыкающего к ним газа. В общем случае для определения параметров газа необходимо решить систему уравнений гидродинамики с граничным условием, соответствующим переменной температуре ограничивающей поверхности. Однако задача упрощается, поскольку, как показывают оценки, характерное время прогрева газа существенно больше времени выравнивания давления. Тогда можно считать, что прогрев происходит в изобарических условиях. Кроме того, повышение температуры газа ΔT_g невелико ($\Delta T_g/T_1 \ll 1$) и тогда можно пренебречь перемещением газа.

С учетом сказанного задача о прогреве пристенного слоя сводится к известной задаче о нагреве газа, находящегося в тепловом контакте с пластиной, температура которой в зависимости от времени изменяется по заданному закону. Тогда для фиксированной координаты x T_g определяется выражением [7]

$$\Delta T_g(y, t) = \frac{y}{2\sqrt{\pi\chi_g}} \int_0^t \frac{\Delta T_\infty(x, t')}{(t-t')^{3/2}} \exp\left[-\frac{y^2}{4\chi_g(t-t')}\right] dt' \quad (2.4)$$

Величина ΔT_g , полученная по зависимости ΔT_∞ на фиг. 3 для объемного излучателя, имеет вид плавно спадающей до нуля кривой, максимум температуры газа достигается на стенке. Полагалось, что коэффициент температуропроводности газа не зависит от температуры и равен $\chi_g = \kappa_g / \rho_g c_p$, где κ_g – теплопроводность аргона [14], ρ_g и c_p – плотность и теплоемкость при постоянном давлении.

Аналогичная кривая соответствует относительному изменению плотности к моменту прихода ударной волны.

3. Структура течения и кинетика ионизации за фронтом ударной волны. Излучающая ударная волна, распространяясь по трубе, возмущает газ около стенок, приводя к поперечной стратификации среды. Известно, что при взаимодействии плоской ударной волны с прогретым пристенным

слоем реализуются (в зависимости от величин ΔT_g и M) два режима течения: нестационарное, с образованием λ -конфигурации и стационарное, со слабым искривлением ударной волны. Поскольку прогрев газа невелик, $\Delta T_g/T_1 \ll 1$, то далее будем рассматривать только стационарный режим.

Для этого случая на основе теории возмущений было получено решение полной системы газодинамических уравнений Эйлера [6]. Поскольку в [6] не приведено описание некоторых величин, характеризующих поле течения, то ниже выпишем необходимые выражения, которые можно получить в рамках приближений указанной работы. При этом, как и в [6], задача рассматривается в приближении постоянного показателя адиабаты γ . Поскольку за ударной волной возмущения течения сосредоточены в области между вязким скачком и фронтом ионизации, где газ слабо ионизован ($\gamma \approx 5/3$), такое приближение приемлемо.

Обозначим через p' , ρ' и u' возмущения давления, плотности и продольной составляющей скорости, отнесенные к невозмущенным величинам за фронтом ударной волны. Тогда в приближении $M \gg 1$ получим

$$p'(x, y) = -\frac{x^*}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T'(y') dy'}{x^{*2} + (y - y')^2} \quad (3.1)$$

$$\rho'(x, y) = \frac{1}{\gamma} [p'(x, y) + (1 - \gamma)T'(y)] \quad (3.2)$$

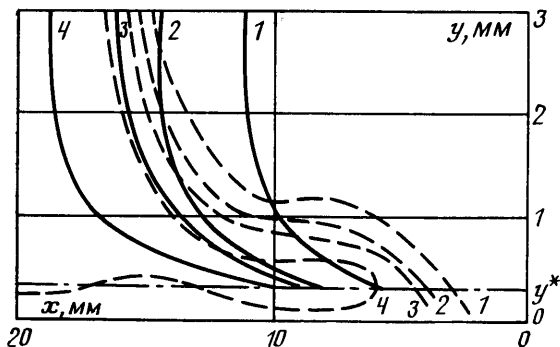
$$u'(x, y) = -\frac{1}{\gamma M_2^2} [p'(x, y) + T'(y)], \quad x^* = \frac{|x - x_s|}{\sqrt{1 - M_2^2}}, \quad T'(y) = \frac{\Delta T(y)}{T_1} \quad (3.3)$$

Здесь M_2 — число Маха, соответствующее скорости потока за ударной волной относительно фронта. При выводе выражения для ρ' в [6] была допущена неточность и формула (3.2) дана в исправленном варианте.

Структура выражений (3.1)–(3.3) такова, что при удалении от фронта ($x \rightarrow -\infty$) p' стремится к нулю, а ρ' и u' выходят на постоянные значения. Поскольку везде p' отрицательно, то $dp'/dx > 0$ и движение газа осуществляется в условиях противодавления ($u' < 0$). Таким образом, в прогретой области скорость потока меньше, чем в невозмущенном ядре потока. Из (3.2) следует, что ρ' также отрицательно, и выравнивание давления на бесконечности происходит за счет повышения температуры газа.

В рамках этого же приближения определены линии тока и кривизна фронта ударной волны. Оказалось, что при $\Delta T_g/T_1 \ll 1$ линии тока практически параллельны стенке, а кривизна фронта столь мала, что едва ли может быть наблюдаема в эксперименте.

Последующий расчет сводился к решению уравнений кинетики ионизации за ударной волной на заданных полях скорости и плотности. Скорость образования электронов описывалась традиционными [1, 4] процессами ионизации при атомных и электрон-атомных соударениях с учетом отрыва температур электронов и тяжелых частиц. Результаты расчета степени ионизации α даны на фиг. 4 (сплошные линии), где представлены изолинии $\alpha = \text{const}$. Поскольку теория возмущений [6] развита для невязкого течения, то расчетные кривые не проведены в области пограничного слоя. Там же штриховой линией даны экспериментальные данные [1]. Цифрам 1–4 соответствует степень ионизации 2, 4, 6 и 10%. Имеется качественное согласие расчетных и экспериментальных результатов. Таким образом, наблюдаемое приближение фронта ионизации к вязкому скачку уплотнения обусловлено уменьшением скорости движения газа в возмущенной области. Поскольку при этом скорости



Фиг. 4

физико-химических процессов практически не меняются, то вблизи стенок длина релаксационной зоны сокращается.

4. Определение границ существования стационарной структуры ударной волны. В разд. 3 отмечалось, что в зависимости от величины возмущения газа перед фронтом возможны два режима течения за ударной волной — стационарный и нестационарный. Согласно критерию Таганова — Хесса (первые упоминания об этом критерии, по-видимому, содержатся в работах [6, 11]), для каждого M можно рассчитать [15] предельное относительное возмущение плотности $\rho'_{1,c}$ перед ударной волной, разграничивающее указанные режимы. Если известно максимально возможное возмущение $\rho'_{1,max}$ за счет прогрева газа около стенок, то течение

стационарно при $\rho'_{1,max} < \rho'_{1,c}$ и нестационарно в противоположном случае.

В последнем случае вследствие образования λ -конфигурации и возникновения вихря за ударной волной происходит существенное искривление фронта волны. Величина $\rho'_{1,max}$ зависит от уровня радиационного потока из равновесной зоны и, следовательно, является функцией P_1 и M . Приравнивая $\rho'_{1,c}$ и $\rho'_{1,max}$, получим соотношение, связывающее критические значения P_1 и M , переход через которые сопровождается изменением режима течения $\rho'_{1,max}(P_1, M) = \rho'_{1,c}(M)$.

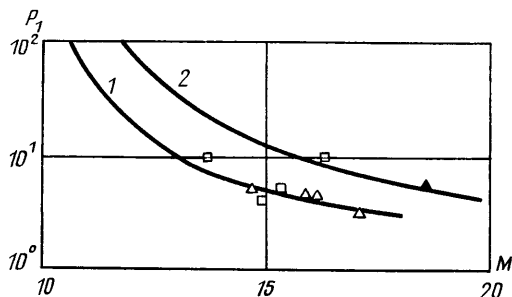
Учитывая связь между возмущениями плотности и температуры при постоянном давлении и принимая во внимание, что $\rho'_{1,max}$ достигается у стенки, запишем это уравнение в виде

$$T_1'(P_1, M)|_{v=0} = T'_{1,c}(P_1, M) \quad (4.1)$$

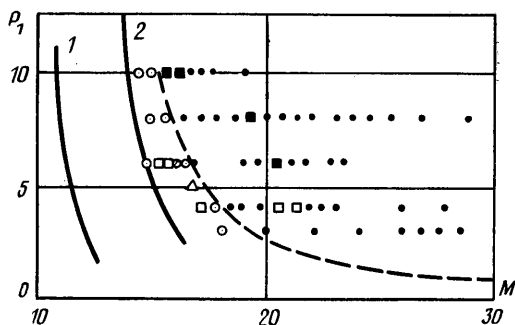
Определяемая уравнением (4.1) граничная кривая $P_1(M)$ делит координатную плоскость $M-P_1$ на две области. Режимы распространения ударных волн, попадающие в область с большими M , характеризуются значительным прогревом газа и образованием λ -конфигурации. В другой области с малыми M искажение вязкого скачка не происходит.

Граничные кривые для ударных волн в Ar (фиг. 5) и Xe (фиг. 6) представлены для труб диаметром $D=15$ и 4 см (кривые 1 и 2 соответственно). Поскольку в литературе подробные данные по оптическим свойствам Xe отсутствуют, то граничные кривые на фиг. 6 построены для $\epsilon=1$. Заметим, что положение граничной кривой определяется также шириной релаксационной зоны и оптическими свойствами стенок.

На фиг. 5 приведены данные из работы [1] ($D=15$ см, треугольники)



Фиг. 5



Фиг. 6

и [2] ($D=4$ см, квадраты). На фиг. 6 нанесены экспериментальные данные и построенная по ним граничная кривая (штриховая линия) из [12]. Светлыми и темными значками обозначены режимы течения без нарушения и с нарушением одномерности вязкого скачка. Имеется согласование экспериментальных и расчетных результатов.

Отсюда можно сделать вывод, что одной из причин перестройки структуры является взаимодействие ударной волны с прогретым слоем.

Проведенные расчеты прогрева газа перед фронтом ударной волны вблизи стенок ударной трубы показывают, что этот эффект сопровождается перестройкой течения в ударно-нагретом газе. Учет этого обстоятельства приводит к приближению в прогретой области ионизационного фронта и вязкому скачку уплотнения. В основном это связано с уменьшением скорости движения газа при неизменности скоростей физико-химических процессов. Полученные результаты свидетельствуют о том, что малые возмущения плотности газа перед фронтом ударной волны приводят к значительной перестройке течения и изменению структуры релаксационной зоны.

Полное решение задачи должно находиться при совместном решении уравнений гидродинамики и кинетики физико-химических процессов с учетом переноса излучения. Кроме того, существуют режимы, когда толщина прогретого слоя соизмерима с толщиной пограничного слоя, и тогда в общем случае необходимо решение уравнений Навье — Стокса. Результаты настоящей работы, полученные в линейном приближении, претендуют лишь на оценочный характер. Несмотря на это, они качественно правильно описывают область существования и основные особенности наблюдаемых структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Glass I. I., Liu W. S.* Effects of hydrogen impurities on shock structure and stability in ionizing monatomic gases // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 84. № 1. P. 55–77.
2. *Houwing A. F. P., McIntyre T. J., Taloni P. A., Sandeman R. J.* On the population of the metastable states behind unstable shock waves in ionizing argon // *J. Fluid Mech.* 1986. V. 170. P. 319–337.
3. *Савров С. Д.* Исследование динамики возбуждения взрывом сильно излучающих ударных волн в каналах большого сечения // *Механика быстропотекающих процессов.* Новосибирск, 1984. С. 106–112.
4. *Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т.* Ионизационная релаксация за сильными ударными волнами в газах // *Успехи физ. наук.* 1970. Т. 102. № 3. С. 431–462.
5. *Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др.* Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 2. С. 158–163.
6. *Griffith W. C.* Interaction of a shock wave with a thermal boundary layer // *J. Aeron. Sci.* 1956. V. 23. № 1. P. 16–22, 66.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* *Гидродинамика.* М.: Наука, 1986. 736 с.
8. Излучательные свойства твердых материалов / Под общ. ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 471 с.
9. Справочник по теплообменникам. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1987. 559 с.
10. *Зигель Р., Хауэлл Дж.* Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
11. *Губкин К. Е.* Распространение взрывных волн // *Механика в СССР за 50 лет.* Т. 2. М.: Наука. С. 269–311.
12. *Рязин А. П., Мукин В. А., Осипов А. И.* Радиационная структура сильной ударной волны в ксеноне // 4-я Всесоюз. конф. «Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах», Красновидово, 1988. М., 1988. С. 85–88.
13. *Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И.* Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965. 484 с.
14. *Кацнельсон С. С., Ковальская Г. А.* Теплофизические и оптические свойства аргоновой плазмы. Новосибирск: Наука, 1985. 147 с.
15. *Mirels H.* Interaction of moving shock with thin stationary thermal layer // *Proc. Sixteenth Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves, Aachen, West Germany, July 26–31, 1987.* P. 177–183.

Москва

Поступила в редакцию
13.VII.1989