

01;03;07

Компьютерное моделирование возмущения оптическим излучением ударной волны в азоте

© Т.Г. Елизарова, В.А. Трофимов, И.А. Широков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: vatro@cs.msu.su

(Поступило в Редакцию 26 сентября 2006 г. В окончательной редакции 13 июля 2007 г.)

На основе компьютерного моделирования с использованием конечно-разностного метода продемонстрирована возможность смещения фронта ударной волны, образованной в одномерном течении азота, в область низкого давления газа (перед ударной волной) при поглощении энергии лазерного импульса в области фронта ударной волны. В области первоначально высокого давления из-за воздействия светового импульса образуется область низкого давления, которая движется в направлении, противоположном движению фронта ударной волны. Исследование проводится для типичной экспериментальной ситуации, соответствующей росту нитридо-углеродных нанопленок.

PACS: 78.67.-n

Введение

Взаимодействие оптического излучения с движущимися газовыми потоками широко исследуется в литературе в связи с задачами его распространения в атмосфере (см., например, [1]), при анализе работы газодинамических лазеров и в связи с инициированием процессов роста нанопленок вследствие лазерной абляции [2–6]. Следует подчеркнуть, что при росте углеродно-нитридных нанопленок [3] (а также пленок иного молекулярного состава [4]) после воздействия лазерного излучения на углеродную мишень и испарения с нее вещества к подложке, на которой и происходит рост пленки, движется поток углерода в кювете, содержащей также и молекулы азота при низком давлении (в [6] вместо азота используется аргон). Как правило, в процессе движения углерода формируется ударная волна (УВ) (скачок плотности, давления, температуры) в азоте. При определенных условиях [3,4] она движется быстрее, чем основная масса испарившегося углерода, и достигает подложки раньше. Частично отразившись от подложки, ударная волна в азоте воздействует на поток углерода, замедляя его движение к подложке, либо даже увлекая часть его в противоположном направлении. Так как качество роста нанопленок определяется скоростью движения, в частности углерода, то в результате этого взаимодействия оно может стать неприемлемым. В связи с этим поиск возможностей управления скоростью движения фронта ударной волны представляет актуальную технологическую проблему для задач роста нанопленок.

Изучению возможности изменения скорости движения ударной волны с помощью воздействия лазерного излучения в области ее фронта посвящена настоящая работа. При этом полагается, что основная часть световой энергии поглощается в достаточно узкой области вблизи фронта УВ. Процессами отражения светового импульса от границы раздела двух сред (области с высокой и низ-

кой плотностями) и конечным временем термализации поглощенной лазерной энергии ИК-диапазона пренебрегаем. Выбор ИК-диапазона обусловлен возможностью селективного воздействия лазерного излучения на один из газов смеси.

Заметим, что изменение структуры ударной волны в слабоионизированной плазме газового разряда при наличии внешнего энерговклада рассматривалось в выполненных недавно работах [7,8]. В них, в частности, сделан вывод о возможности отсутствия стационарного решения в виде разрыва параметров газа в системе уравнений, следующей из законов сохранения. Это говорит о том, что устойчивая структура ударной волны может разрушаться под действием энерговклада. При этом рассмотрение проводилось в рамках некоторого приближения, позволяющего получить аналитическое решение при определенной форме энерговклада в область фронта ударной волны. Из него следует, что при определенной величине энерговклада существует возможность изменения параметров газа в области низкого давления газа, т.е. смещение фронта УВ в эту область. В настоящей работе непосредственно на основе численного решения уравнений газодинамики получен аналогичный вывод при движении ударной волны в азоте, который используется при изготовлении нитридо-углеродных нанопленок. Следует также отметить, что в [9] выполнено экспериментальное исследование характеристик плазмы аргона за фронтом ударной волны, при этом для измерения поглощающих свойств аргоновой плазмы в определенной спектральной области использовался CO₂-лазер. В этом случае воздействие лазерного излучения на УВ пренебрежимо мало. Проведенное компьютерное моделирование на основе конечно-разностного метода продемонстрировало инициированное лазерным импульсом движение фронта ударной волны (относительно ее положения, имевшего место до воздействия светового импульса) в область низкого давления газа на всем

рассмотренном промежутке времени. Одновременно с этим в области первоначально высокого давления за фронтом УВ может сформироваться и область газа с низким давлением, приблизительно равным его значению до фронта УВ. Еще раз подчеркнем, что выбор в качестве среды двухатомного азота обусловлен анализируемой задачей роста нитридо-углеродных нанопленок (одной из ее принципиальных стадий, критических для качества их изготовления), а также накопленным опытом моделирования структуры ударной волны в азоте (см., например, [10]) и тем, что для азота хорошо известны различные характеристики, необходимые для проведения компьютерного моделирования.

Постановка задачи и безразмерные параметры

Компьютерное моделирование воздействия оптического излучения на ударную волну состоит из двух этапов. На первом этапе проводится расчет структуры фронта УВ на основе метода установления по времени с целью достижения стационарного движения УВ. Второй этап представляет собой моделирование воздействия оптического излучения на сформировавшийся фронт УВ. При этом для расчета динамики УВ используется вычислительный алгоритм, аналогичный примененному на первом этапе. Система координат для удобства связана с фронтом УВ.

Пусть в неподвижном газе сформировалась УВ (например, вследствие сверхзвукового движения какого-либо тела или после лазерной абляции), движущаяся с постоянной сверхзвуковой скоростью Mc_1 (M — число Маха, c_1 — скорость звука в газе; ниже для определенности считается $M = 2$).

Введем декартову систему координат, связанную с фронтом УВ. Направление координатной оси x выберем противоположным направлению движения фронта УВ. Тогда во введенной системе координат он будет неподвижным. Учитывая, что в экспериментах по росту нитридо-углеродной пленки, на которые ориентирована данная работа, существенна только одна координата, вдоль которой происходит распространение газа и УВ, ниже ограничимся одномерной постановкой задачи с координатами x и t , где t — время.

Как известно [11], одномерное течение идеального газа описывается следующими функциями: $\rho(x, t)$ — плотностью газа, $u(x, t)$ — макроскопической скоростью, $p(x, t)$ — давлением. Его температура находится из уравнения состояния идеального газа: $p = \rho RT$, где $R = \mathfrak{R}/M_{\text{mol}}$ — газовая постоянная, \mathfrak{R} — универсальная газовая постоянная, M_{mol} — молярная масса газа. При этом полная энергия единицы объема E и полная удельная энтальпия H вычисляются по формулам:

$$E = \rho u^2/2 + p/(\gamma - 1), \quad H = (E + p)/\rho,$$

где γ — показатель адиабаты.

Для расчета формирования фронта УВ рассмотрим в качестве начальных условий ступенчатое распределение плотности, скорости и давления с разрывом в точке $x = 0$

$$\rho = \begin{cases} \rho_1, & x \leq 0, \\ \rho_2, & x > 0, \end{cases} \quad u = \begin{cases} Mc_1, & x \leq 0, \\ u_2, & x > 0, \end{cases} \quad p = \begin{cases} p_1, & x \leq 0, \\ p_2, & x > 0. \end{cases} \quad (1)$$

Соответствующие значения функций слева (с индексом 1) и справа (с индексом 2) от разрыва связаны условиями Гюгонио, которые записаны ниже в безразмерном виде. Будем называть область слева от разрыва ($x \leq 0$) областью низкого давления газа (из условий Гюгонио следует, что $p_1 < p_2$).

Так как компьютерное моделирование удобно проводить в безразмерных переменных, то величины x , t , ρ , u , p , T , E , H нормируются на λ_1 , λ_1/c_1 , ρ_1 , c_1 , $\rho_1 c_1^2$, T_1 , $\rho_1 c_1^2$, c_1^2 соответственно, где λ_1 — средняя длина свободного пробега в области низкого давления газа, которая вычисляется по формуле [12]

$$\lambda_1 = \eta_1 / (\rho_1 \sqrt{2\pi RT_1} \Omega / 4), \quad (2)$$

где η_1 — коэффициент динамической вязкости в области низкого давления газа. При этом ее изменение с изменением температуры происходит по степенному закону

$$\eta = \eta_1 (T/T_1)^\omega, \quad (3)$$

где ω — заданный показатель: $0.5 \leq \omega \leq 1$. Коэффициент Ω связан с ω следующим равенством: $\Omega = 30 / ((7 - 2\omega)(5 - 2\omega))$. Скорость звука в области низкого давления газа вычисляется как $c_1 = \sqrt{\gamma RT_1}$. В дальнейшем будем предполагать, что перед фронтом УВ азот находится при нормальных условиях, тогда длина свободного пробега равна $\lambda_1 = 4.5 \cdot 10^{-8}$ м, а время нормировки принадлежит пикосекундному диапазону: $\lambda_1/c_1 = 1.5 \cdot 10^{-10}$ с.

Во введенных переменных (для удобства сохраним для них прежние обозначения) уравнение состояния газа принимает вид $p = \rho T/\gamma$, начальные условия (с учетом условий Гюгонио) записываются следующим образом:

$$\rho = \begin{cases} \rho_1 = 1, & x \leq 0, \\ \rho_2 = \rho_1 \frac{(\gamma+1)M^2}{2+(\gamma-1)M^2}, & x > 0, \end{cases} \\ u = \begin{cases} u_1 = M, & x \leq 0, \\ u_2 = u_1 \frac{2+(\gamma-1)M^2}{(\gamma+1)M^2}, & x > 0, \end{cases} \\ p = \begin{cases} p_1 = 1/\gamma, & x \leq 0, \\ p_2 = p_1 \frac{2\gamma M^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}, & x > 0. \end{cases} \quad (4)$$

Скорость звука в новых переменных вычисляется по формуле $c_s = \sqrt{T}$, а выражения для полной энергии E и энтальпии H не изменяются. Подчеркнем, что при использовании описанного способа введения безразмерных переменных в области низкого давления газа значения

плотности и температуры $\rho_1 = 1, T_1 = 1$, и в этой области их профили в начальный момент времени совпадают. В дальнейшем, при формировании фронта УВ, значения плотности и температуры начинают различаться лишь вблизи него.

Компьютерное моделирование формирования УВ проводится на основе квазигазодинамической (КГД) системы уравнений [9,12]. В безразмерном виде эта система имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(ju)}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \Pi_{xx}}{\partial x}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial(jH)}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial(\Pi_{xx}u)}{\partial x} + Q, \tag{7}$$

$$j = \rho(u - w), \quad w = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p). \tag{8}$$

Компонента тензора вязких напряжений, входящая в уравнения (6), (7), определяется как

$$\Pi_{xx} = \Pi_{xx}^{NS} + uw^* + R^*,$$

$$\Pi_{xx}^{NS} = \frac{4}{3} \eta \frac{\partial u}{\partial x} + \eta \left(\frac{5}{3} - \gamma \right) B \frac{\partial u}{\partial x}, \tag{9}$$

$$w^* = \tau \left(\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad R^* = \tau \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial x} \right), \tag{10}$$

где Π_{xx}^{NS} — компонента тензора вязких напряжений, входящего в уравнения Навье–Стокса (НС) с учетом второй вязкости. Коэффициент B связан с параметрами газа следующим образом [11,13]:

$$B = Z_{\text{rot}}(\gamma - 1)(7 - 2\omega)(5 - 2\omega)/20,$$

$$Z_{\text{rot}} = 23 / (1 + 0.5\pi^{3/2} \sqrt{91.5/T_1} + (\pi + \pi^2/4)(91.5/T_1)).$$

Тепловой поток вычисляется как

$$q = q^{NS} - \tau \rho u \left[\frac{u}{\gamma - 1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) + p u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right],$$

$$q^{NS} = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x}. \tag{11}$$

Для выбранного способа введения безразмерных переменных коэффициентов динамической вязкости η , теплопроводности κ и релаксационный параметр математической модели τ связаны соотношениями

$$\tau = \frac{\eta}{pSc} = \gamma^{\omega-0.5} \frac{15\sqrt{2\pi}}{2(7-2\omega)(5-2\omega)} \left(\frac{p}{\rho} \right)^\omega \frac{1}{pSc},$$

$$\kappa = \frac{\eta Sc}{Pr(\gamma-1)}, \tag{12}$$

где Pr и Sc — числа Прандтля и Шмидта соответственно, параметр ω описывает межмолекулярное взаимодействие. Заметим, что при $\tau = 0$ КГД-система

переходит в систему уравнений НС. Так как рассматривается формирование УВ в азоте N_2 , то значения молекулярных параметров равны: $\gamma = 7/5, \omega = 0.74, Pr = 14/19, Sc = 0.746$ [12]. Слагаемое Q в уравнении для энергии (7) описывает нагрев газа оптическим излучением. Заметим, что на первом этапе при расчете формирования фронта УВ $Q = 0$.

Следует подчеркнуть, что использование КГД-системы вместо традиционной системы уравнений НС обусловлено более высокой вычислительной устойчивостью численного алгоритма, построенного на ее основе. В частности, при использовании алгоритма, построенного на основе системы НС на профилях УВ могут появиться области осциллирующий („пила“), для исключения которых требуется введение искусственной вязкости, в то время как для КГД-алгоритма профили остаются гладкими без ее введения. Как видно из написанного выше, КГД-уравнения отличаются от уравнений НС дополнительными слагаемыми с малым параметром τ (которые имеют диссипативный характер, что демонстрируется справедливостью теоремы о неубывании полной термодинамической энтропии в замкнутом объеме, доказанной для этих уравнений) и выполняют роль регуляризаторов. Подчеркнем также, что в литературе имеется большое число различных разностных схем для рассматриваемого круга задач [14].

Построение разностной схемы

Кратко изложим используемый численный алгоритм. Для построения разностной схемы в области $-L \leq x \leq L, 0 \leq t \leq t_{\text{max}}$ вводится равномерная по пространству и неравномерная по времени сетка $\Omega_{xt} = \omega_x \times \omega_t, \omega_x = \{x_i, i = 0, N_x - 1, x_i = x_0 + h_x i, x_0 = -h_x(N_x/2 - 1) - h_x/2\}, N_x$ — четное число; $\omega_t = \{t_j, j = 0, N_t - 1, t_{j+1} - t_j = h_{tj}, t_0 = 0\}$. Сеточные функции для газодинамических величин ρ, u, p определим на введенной сетке: $\rho_0 \dots \rho_{N_x-1}, u_0 \dots u_{N_x-1}, p_0 \dots p_{N_x-1}$. В полуцелых узлах их значения определяются как полусуммы их значений в прилегающих узлах. Пространственные производные в (5)–(11) во внутренних узлах сетки аппроксимируются центральными разностями со вторым порядком. Производные по времени аппроксимируются разностями вперед с первым порядком.

На основании введенных обозначений сеточных функций перейдем к новым обозначениям для начальных распределений ρ, u, p , а именно: вместо $\rho_1, u_1, p_1, \rho_2, u_2, p_2$ будем использовать обозначения $\rho^{(1)}, u^{(1)}, p^{(1)}, \rho^{(2)}, u^{(2)}, p^{(2)}$ соответственно. В этом случае начальные условия запишутся следующим образом:

$$\rho_i = \rho^{(1)}, \quad u_i = u^{(1)}, \quad p_i = p^{(1)}$$

при $x_i = \{-h_x(N_x/2 - 1) - h_x/2 \dots - h_x/2\},$

$$\rho_i = \rho^{(2)}, \quad u_i = u^{(2)}, \quad p_i = p^{(2)}$$

при $x_i = \{h_x/2 \dots h_x(N_x/2 - 1) + h_x/2\}. \tag{13}$

При этом граничные условия примут вид

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \rho^{(1)}, u_0 = u^{(1)}, p_0 = p^{(1)}, \\ \rho_{N_x-1} &= \rho^{(2)}, u_{N_x-1} = u^{(2)}, p_{N_x-1} = p^{(2)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Для численного решения поставленной начально-краевой задачи используется явная по времени разностная схема. Шаг пространственной сетки выбирается значительно меньшим, чем ширина фронта УВ, что обеспечивает устойчивость численного алгоритма без введения искусственной вязкости. Расчет формирования фронта УВ проводится методом установления до тех пор, пока не выполнено следующее условие:

$$\max(\hat{\rho}_i - \rho_i)/h_i < \varepsilon, \quad \varepsilon = 10^{-3}, \quad (15)$$

где $\hat{\rho}_i$ и ρ_i — значения плотности на верхнем и нижнем временных слоях соответственно. Компьютерное моделирование проводилось при $N_x = 1200$, $h_x = 0.25$, а шаг по времени определялся по формуле $h_t = \alpha h_x / \max(\sqrt{T} + |u|)$. Параметр $\alpha = 0.001$ выбирается из соображений устойчивости разностной схемы.

Воздействие лазерного импульса на фронт УВ

Так как нас интересует лишь изменение характеристик УВ, то пренебрежем воздействием изменений состояния среды на лазерное излучение (как отмечалось выше). В начальный момент световой импульс находится вдали от фронта УВ либо в области низкого давления, либо в области высокого давления, т.е. анализируются оба случая. С течением времени он приближается к фронту УВ и проходит через него. Так как длительность импульса, принадлежащая субнаносекундному диапазону, мала по сравнению с характерным временем изменения газодинамических величин, то время его прохождения через фронт УВ меньше времени отклика газа на возмущение.

При компьютерном моделировании рассматривается падение светового импульса на фронт УВ как из области низкого давления (слева), так и из области высокого давления (справа). При сделанных выше предположениях об отсутствии отражения оптического излучения от фронта УВ распространение светового импульса гауссовой формы описывается уравнением переноса и может быть представлено в виде

$$I = I_0 e^{-2((x-x_0 \pm ct)/l)^2}. \quad (16)$$

Здесь I — безразмерная интенсивность светового импульса с максимальным значением I_0 , c — скорость света, которая во введенных безразмерных переменных равна $c = 10^6$. Значение безразмерного параметра $l = 10^6$ соответствует длительности импульса $t_p = 10^{-1}$ ns. В начальный момент времени при распространении импульса он располагается справа (знак „плюс“) или слева

(знак „минус“) от фронта УВ: $x_0 = \pm 5 \cdot 10^6$. Ниже рассматривается воздействие, максимальная интенсивность которого во введенных безразмерных переменных равна $I_0 = 250$.

Для оценки соответствующего значения интенсивности в физических единицах учтем, что удельная энергия нормируется на величину $\rho_1 c_1^2 = 136\,190 \text{ J/m}^3$, поскольку в области низкого давления газ находится при нормальных условиях. Оценим число молекул в поглощающем слое. Принимая его толщину за $50\lambda_1 = 2.25 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, а среднюю плотность азота в нем за $2\rho_1 = 2.5 \text{ kg/m}^3$, получим $n = 10^{20} \text{ 1/m}^2$, где n — количество молекул в поглощающем слое на единицу площади. Сечение поглощения отдельной молекулы для ИК-излучения приблизительно оценим как $10^{-17} - 10^{-18} \text{ cm}^2$. Данные значения параметров приводят к оценке интенсивности импульса $J = 10^9 - 10^{10} \text{ W/cm}^2$, что соответствует десяткам безразмерных единиц интенсивности оптического излучения для длительности импульса 10^{-1} ns . В этом случае смещение фронта УВ за 10^{-7} s составляет несколько микрон и линейно растет с увеличением времени.

С течением времени световой импульс приближается к фронту УВ и затем проходит через него. Заметим, что время его прохождения значительно меньше времени отклика газа на поглощенную световую энергию за счет бугеровского поглощения. Будем предполагать, что поглощение световой энергии происходит колебательными уровнями молекулы азота, и пренебрежем также временем термализации колебательной энергии в тепловую. При движении светового импульса из области высокого давления в область низкого давления коэффициент поглощения δ по амплитуде аппроксимируем функцией

$$\delta(T) = e^{-T^{(1)}/|T-T^{(1)}|}, \quad (17)$$

где $T^{(1)} = \gamma p^{(1)}/\rho^{(1)}$. Таким образом, область слева от фронта УВ импульс проходит без поглощения его энергии, а при возрастании температуры в области фронта УВ (и справа от него) поглощение среды быстро увеличивается.

Учитывая практически однородное значение температуры в области высокого давления и полагая, что поглощение энергии происходит в узкой области вблизи фронта УВ (порядка $50\lambda_1$), а также усредняя коэффициент поглощения в уравнении относительно интенсивности, получим выражение для энерговклада в среду

$$Q = I_0 e^{-2 \int_0^x \delta(T(\xi)) d\xi} e^{-2((x-x_0 \pm ct)/l)^2} \delta(T). \quad (18)$$

Подставив его в (7) и учитывая (17), получим газодинамическую модель эволюции фронта УВ с учетом энерговклада при прохождении его световым импульсом. При этом полученный на первом этапе фронт УВ используется в качестве начальных условий распределения плотности, скорости и давления, поэтому отсчет времени начинается с нуля. Расчет плотности, скорости

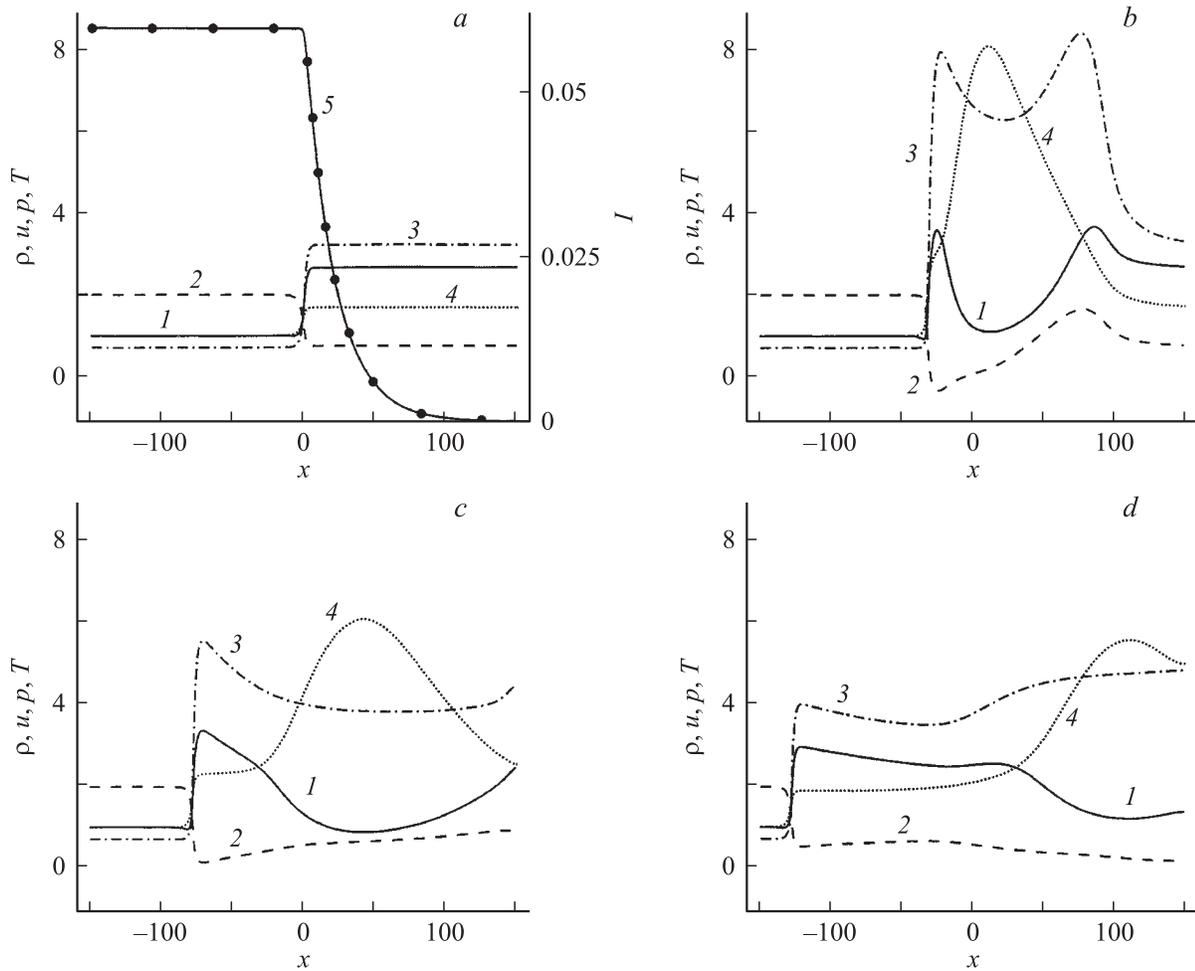


Рис. 1. Профили плотности ρ (1), скорости u (2), давления p (3) и температуры T (4) в ударной волне при падении светового импульса с безразмерной интенсивностью $I_0 = 250$ на фронт УВ слева для моментов времени $t = 4.44 \cdot 10^{-10}$ (a), $3.44 \cdot 10^{-9}$ (b), $1.09 \cdot 10^{-8}$ (c), $3 \cdot 10^{-8}$ s (d), а также профиль интенсивности светового импульса I (5) для момента времени $4.44 \cdot 10^{-10}$ s (a).

и давления производится как описано выше, но критерий (15) для установления стационарного распределения газодинамических параметров отсутствует, а граничные условия для них принимают следующий вид

$$\rho_0 = \rho^{(1)}, \quad u_0 = u^{(1)}, \quad p_0 = p^{(1)},$$

$$\rho_{Nx-1} = \rho_{Nx-2}, \quad u_{Nx-1} = u_{Nx-2}, \quad p_{Nx-1} = p_{Nx-2}.$$

Условия на правой границе области, как правило, ставятся для подобного класса задач [15] и обеспечивают минимальное влияние границы вычислительной области на течение внутри области. При этом шаг по времени не зависит от характеристик среды и вычисляется по формуле $h_t = ah_x$.

После прохождения светового импульса и поглощения его энергии УВ разделяется на две части, движущиеся в противоположные стороны. В качестве иллюстрации на рис. 1 изображены профили газодинамических параметров до (рис. 1, a) и после прохождения светового импульса с безразмерной начальной интенсивностью $I_0 = 250$ для трех моментов времени. На рис. 1, a также

представлено распределение интенсивности светового импульса I (кривая 5) в случае его падения из области низкого давления для момента времени $t = 4.44 \cdot 10^{-10}$ s. Ее горизонтальный участок соответствует гауссовой форме импульса (он выглядит таким образом из-за масштаба), а участок убывания интенсивности соответствует сильному поглощению импульса в области фронта УВ, как и предполагалось выше.

На рис. 1 хорошо видно, что после воздействия светового импульса на УВ ее фронт смещается в область низкого давления. При этом его положение x_f определяется по профилю плотности при выполнении равенства $\rho(x_f) = (\rho_2 - \rho_1)/2$. Из результатов компьютерного моделирования следует, что смещение фронта УВ в фиксированный момент времени увеличивается с ростом энерговыклада в среду. Для подтверждения этого на рис. 2 представлена его зависимость от безразмерной амплитуды лазерного импульса I_0 для промежутка времени $\Delta t = 3 \cdot 10^{-8}$ s (кривая 1). Так, для импульса с безразмерной интенсивностью $I_0 = 250$ смещение фронта ударной волны в физических переменных со-

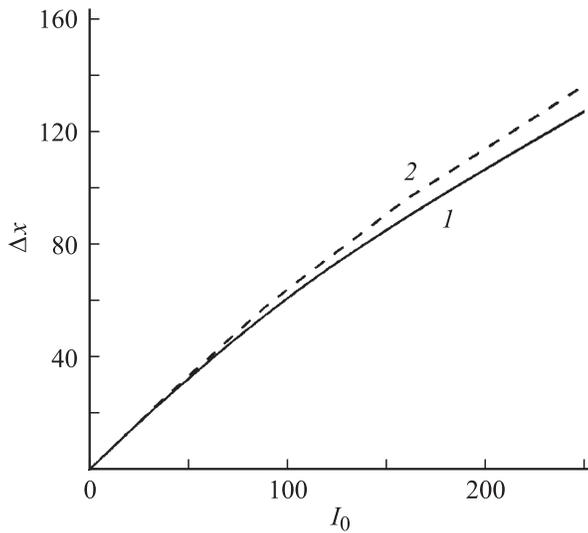


Рис. 2. Зависимость смещения фронта ударной волны Δx от безразмерной амплитуды светового импульса I_0 для промежутка времени $\Delta t = 3 \cdot 10^{-8}$ s в случае его падения слева (1) и справа (2) на фронт УВ.

ставляет $\Delta x = 5.7 \cdot 10^{-6}$ m, и оно быстро увеличивается со временем. Важно подчеркнуть, что при смещении фронта УВ влево имеет место движение слева направо области низкой плотности, образованной за фронтом УВ. Причем плотность среды в этой области равна ее значению в области невозмущенного газа.

Аналогичные зависимости имеют место и при падении светового импульса из области высокого давления на фронт УВ, если поглощение световой энергии происходит в области низкого давления вблизи фронта УВ. При этом коэффициент поглощения δ аппроксимируется следующим образом:

$$\delta(T) = |e^{-T^{(1)}/|T^{(2)}-T^{(1)}|} - e^{-T^{(1)}/|T-T^{(1)}|}|.$$

Для иллюстрации на рис. 3 представлены состояния среды аналогичные показанным на рис. 1 для импульса с безразмерной начальной интенсивностью $I_0 = 250$ при падении на фронт ударной волны справа. Сравнение рисунков показывает, что в рассматриваемом случае имеется более сильное смещение фронта УВ по срав-

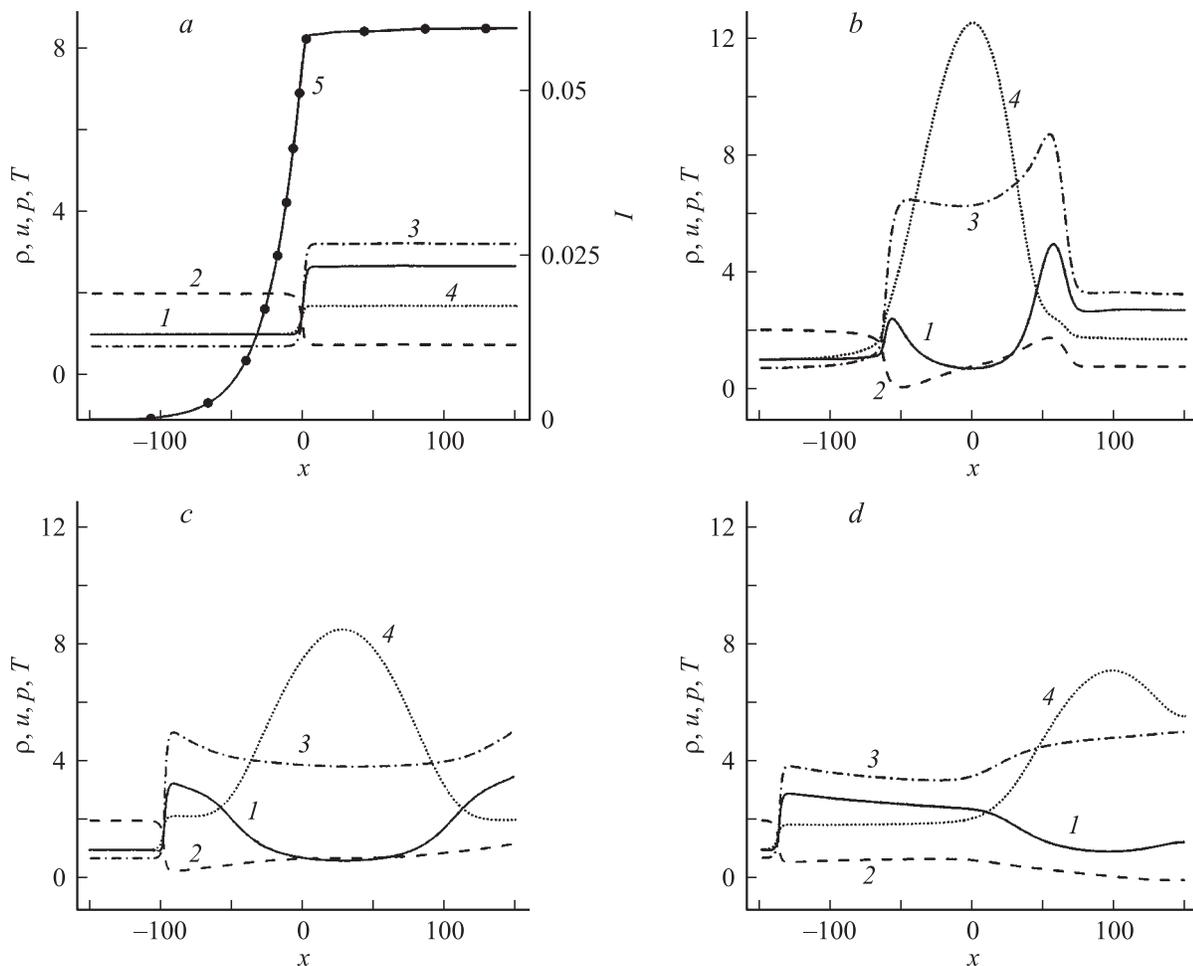


Рис. 3. Профили плотности (1), скорости (2), давления (3) и температуры (4) в ударной волне при падении светового импульса с безразмерной интенсивностью $I_0 = 250$ на фронт УВ справа для моментов времени $t = 4.44 \cdot 10^{-10}$ (a), $3.44 \cdot 10^{-9}$ (b), $1.09 \cdot 10^{-8}$ (c), $3.10 \cdot 10^{-8}$ s (d), а также профиль интенсивности светового импульса (5) для $t = 4.44 \cdot 10^{-10}$ s (a).

нению с рис. 1. Для этого случая зависимость величины смещения фронта УВ от начальной интенсивности импульса изображена на рис. 2 (кривая 2). Кроме того, на рис. 3, а изображен профиль интенсивности светового импульса, падающего на фронт УВ из области высокого давления.

Выводы

Таким образом, на основе компьютерного моделирования теплового воздействия светового импульса на фронт УВ можно сделать вывод о возможности смещения ударной волны от первоначального положения, имевшего место до начала действия импульса при условии поглощения его энергии вблизи фронта УВ. В рассмотренном случае УВ смещается в область низкого давления газа. При этом в области первоначально большой плотности появляется область разрежения, которая распространяется в противоположном движению УВ направлении.

Полученные выше результаты позволяют предложить один из возможных способов управления скоростью движения фронта УВ, основанный на селективном поглощении оптического излучения одной из компонент газовой смеси при росте нитридоуглеродных нанопленок, что позволяет улучшить качество этих пленок.

Список литературы

- [1] Кучеров А.Н. // Квант. электрон. 1997. Т. 24. № 2. С. 181–186.
- [2] Старик А.М., Титова Н.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 15–22.
- [3] Кузяков Ю.А., Леднев В.Н., Нольде С.Е. // Химия высоких энергий. 2005. Т. 39. № 6. С. 1–5.
- [4] Kelly R. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 2. P. 860–874.
- [5] Mir Han, Yanchun Crong, Jianteng Zhou et al. // Phys. Lett. A. 2002. Vol. 302. P. 182–189.
- [6] Itina T.E., Hermann J., Delaporte Ph. et al. // Appl. Surf. Sci. 2003. Vol. 208–209. P. 27–32.
- [7] Голятин В.Ю., Кучинский В.В., Сухомлинов В.С. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 5. С. 52–59.
- [8] Голятин В.Ю., Кучинский В.В., Сухомлинов В.С. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 25–30.
- [9] Яковлев В.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 11. С. 89–94.
- [10] Елизарова Т.Г., Широков И.А. // Прикладная математика и информатика: Тр. ф-та ВМиК МГУ им. М.В. Ломоносова. М.: МАКС Пресс, 2004. № 18. С. 66–82.
- [11] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [12] Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon press, 1998. 458 p.
- [13] Елизарова Т.Г., Серегин В.В. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика и астрономия. 2006. № 1. С. 15–18.
- [14] Кулиновский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Наука, 2001. 607 с.
- [15] Елизарова Т.Г., Шеретов Ю.В. // ЖВМиМФ. 2001. Т. 41. № 2. С. 239–255.