

УДК 533.95:533.6.011.72

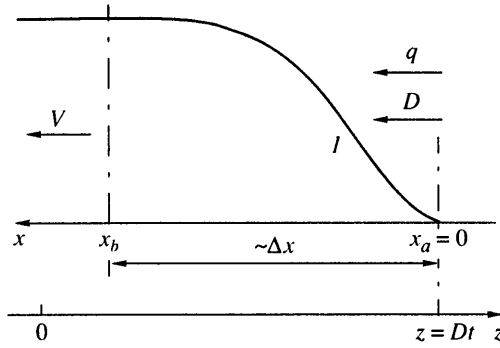
© 2002 г. Н.С. ЗАХАРОВ, В.В. РУДЕНКО

УСЛОВИЯ НА СКАЧКЕ УПЛОТНЕНИЯ В СЛУЧАЕ ДЕТОНАЦИОННОГО РЕЖИМА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОМОДУЛИРОВАННОГО ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Теоретически исследованы осцилляции газодинамических параметров плазмы, возникающей при воздействии на нее мощного лазерного излучения с интенсивностью, промодулированной с СВЧ-частотой, когда характерное время изменения интенсивности лазерного излучения существенно меньше характерного времени изменения газодинамических параметров плазмы. Показано, что при таком режиме воздействия условия на скачке уплотнения, записанные в виде законов сохранения потоков массы, импульса и энергии, требуют учета производных по времени от газодинамических величин, вычисленных на основании соответствующих дифференциальных уравнений.

Воздействие мощного лазерного излучения на плазму в режиме световой детонации в случае, когда световой поток и скорость распространения гидродинамической волны не успевают сильно измениться за время Δt , в течение которого волна проходит расстояние порядка своей ширины, было подробно рассмотрено в [1]. Однако в ряде имеющих практическое значение случаях возникает необходимость рассмотрения газодинамических процессов в плазме в противоположном предельном случае, а именно когда световой поток успевает существенно измениться за время Δt . Такая ситуация возникает, в частности, когда на плазму воздействуют лазерным излучением, интенсивность которого промодулирована с СВЧ-частотой. Так, в ряде экспериментальных работ [2–4] исследовалась генерация СВЧ-токов, возникающих при воздействии на мишень промодулированного по амплитуде лазерного излучения. Возникновение промодулированных токов объяснялось в некоторых из этих работ (см., например, [2]) на основании газодинамических соотношений, полученных в [1] и без достаточных оснований распространенных на случай с промодулированной интенсивностью.

В настоящей работе рассматривается процесс поглощения плазмой промодулированного по интенсивности с СВЧ-частотой лазерного излучения в режиме световой детонации. При таком воздействии характерное время изменения интенсивности лазерного излучения будет существенно меньше характерного времени изменения газодинамических параметров плазмы и их отношение можно рассматривать как малый параметр. Решение задачи ищется в виде разложения по этому малому параметру. При этом получаются результаты, близкие к решению, имеющему место в случае отсутствия модуляции, и отличающиеся от него лишь членами следующего порядка малости. Характерно, что при таком режиме воздействия законы сохранения потоков массы, импульса и энергии, записанные в области, где осуществляется модуляция, требуют учета производных по времени от газодинамических величин, вычисленных на основании соответствующих дифференциальных уравнений. Это приводит к изменению вида условий на скачке уплотнения по отношению к рассмотренной в [1] ситуации, когда не учитываются быстро осциллирующие процессы.



Фиг. 1. Область фронта ударной волны при воздействии лазерного излучения с плотностью энергии q и характерная зависимость давления P от координаты (1) в системе координат x , связанной с волной, и в неподвижной системе координат z ($z = Dt - x$, $-V_z = V_x - D$); Δx – ширина фронта волны

1. Основные уравнения, описывающие взаимодействие излучения с плазмой.

Рассмотрим идеализированную плоскую ударную волну, образованную от воздействия мощного лазерного излучения с плотностью потока $q(z, t) = q_0(z, t) + q_1(z, \omega t)$, где $q_0(z, t)$ – функция, медленно изменяющаяся со временем, а $q_1(z, \omega t)$ – периодическая составляющая с СВЧ-частотой ω , падающую на плазму нормально к ее поверхности по оси неподвижной системы координат z (фиг. 1). Будем считать, что функция $q_1(z, \omega t)$ обладает следующими свойствами периодичности:

$$q_1(z, \omega t + 2\pi) = q_1(z, \omega t), \quad \int_0^{2\pi} q_1(z, \omega t) dt = 0, \quad q_1(z, 0) = 0 \quad (1.1)$$

Амплитудные значения величины q_1 могут быть по величине сопоставимы с величиной q_0 и определяют глубину модуляции интенсивности лазерного излучения. Возможные экспериментальные схемы для создания такого рода модуляции подробно рассматривались в [2, 3].

Будем считать, что пространство перед фронтом волны заполнено неподвижным холодным газом с давлением P^0 и плотностью ρ^0 , прозрачным для излучения. Считая плазму невязким и нетеплопроводным газом, будем описывать ее движение одномерными уравнениями однотемпературной газодинамики (в многомерной постановке задача рассматривалась в [5])

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V^2) + \frac{\partial P(\rho, e)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho EV) + \frac{\partial}{\partial z}(P(\rho, e)V) &= L, \quad E = e + V^2 / 2 \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$L = L_0(z, t) + L_1(z, \omega t), \quad L_i = \chi(\rho, e) q_i(\infty, t) \exp\left[-\int_z^{+\infty} \chi(\rho, e) dz\right], \quad i = 0, 1$$

Здесь V – скорость плазмы; P , ρ , T – ее давление, плотность и температура; e – внутренняя энергия, $\chi(\rho, e)$ – коэффициент поглощения. Величина L_0 является медленной функцией от времени, а L_1 – быстро осциллирующая с частотой ω функция,

обладающая свойствами (1.1). В общем случае система уравнений (1.2) дополняется уравнениями состояния вида $P = P(\rho, e)$, $T = T(\rho, e)$ и зависимостями $\chi(\rho, e)$, которые могут браться из эксперимента или на основании теоретических расчетов [6].

Численное решение системы газодинамических уравнений (1.2) для различных режимов воздействия в случае, когда модуляция интенсивности отсутствует ($L_1 = 0$), подробно исследовалось в ряде работ [6, 7] и может быть получено для произвольных уравнений состояния. В случае режима световой детонации аналитическое решение (1.2) было получено в [1]. В дальнейшем будем считать, что функции

$$\rho_0(z, t), e_0(z, t), P_0(z, t), V_0(z, t), T_0(z, t) \quad (1.3)$$

и есть это решение.

2. Определение амплитуд осцилляции газодинамических параметров. В случае режима световой детонации без модуляции интенсивности все излучение поглощается в области фронта волны [1]. При этом волна движется с некоторой скоростью D , а в системе координат x , связанной с фронтом волны (фиг. 1), распределение газодинамических параметров носит стационарный характер. Время Δt_1 , в течение которого волна проходит расстояние Δx порядка своей ширины, будет $\Delta t_1 = \Delta x D^{-1} \sim 1-10$ нс. Ширина фронта волны Δx при этом порядка длины пробега световых квантов $l_v \sim \chi^{-1}$, а скорость распространения волны $D \sim (q_0 / \rho^\circ)^{1/3}$ [1]. В случае наличия модуляции интенсивности лазерного излучения с СВЧ-частотой характерное время инициированных излучением процессов Δt_2 будет по порядку величины равняться длительности периода осцилляции интенсивности $\sim \omega^{-1} \sim 10^{-11}-10^{-9}$ с, т.е. в ряде случаев условие $\Delta t_2 / \Delta t_1 \ll 1$ будет хорошо выполняться и отношение этих величин можно взять в качестве малого параметра ϵ .

В системе уравнений (1.2) перейдем к безразмерным переменным по формулам

$$t_1 = \omega t, \quad V_1 = V / D, \quad z_1 = z \chi(\rho^\circ, D^2), \quad P_1 = P / (\rho^\circ D^2), \quad e_1 = e / D^2, \quad \rho_1 = \rho / \rho^\circ$$

$$L_i^1 = L_i / (D^3 \rho^\circ \chi^\circ(\rho^\circ, D^2)), \quad \epsilon = D \chi(\rho^\circ, D^2) / \omega, \quad i = 0, 1$$

При определении малого параметра ϵ использовалось максимальное значение коэффициента поглощения, взятое при $\rho_{\max} \sim \rho^\circ$, $e_{\max} \sim D^2$. Физический смысл ϵ заключается в отношении характерного времени модуляции интенсивности лазерного излучения ко времени прохождения потоком плазмы фронта волны в режиме световой детонации

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t_1} + \epsilon \frac{\partial}{\partial z_1} (\rho_1 V_1) = 0$$

$$\frac{\partial (\rho_1 V_1)}{\partial t_1} + \epsilon \frac{\partial}{\partial z_1} (\rho_1 V_1^2) + \epsilon \frac{\partial P_1}{\partial z_1} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial (\rho_1 E_1)}{\partial t_1} + \epsilon \frac{\partial}{\partial z_1} (\rho_1 E_1 V_1 + P_1 V_1) = \epsilon L_0^1 \left(z_1, \frac{t_1}{\omega} \right) + \epsilon L_1^1(z_1, t_1)$$

Здесь безразмерные величины P_1, V_1, ρ_1, e_1 меньше или порядка единицы.

Функцию $L_1^1(z_1, t_1)$ в силу свойств периодичности можно разложить в ряд Фурье по времени t_1

$$L_1^1(z_1, t_1) = \sum_{n \neq 0} l_n(z_1) \exp(in t_1), \quad l_n(z_1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} L_1^1(z_1, y) \exp(-iny) dy$$

Решение системы (2.1) будем искать в виде разложения по малому параметру ϵ , исходя из предположения (которое подтвердим в дальнейшем), что модуляция интен-

сивности приводит к появлению модуляции у газодинамических параметров лазерной плазмы и небольшому изменению их среднего значения [8]. Поэтому каждую из газодинамических величин (например, X) представим в виде суммы некоторой средней величины (с индексом α), медленно меняющейся со временем, и некоторого дрожания вокруг этого среднего значения (с индексом β)

$$X(z_1, t_1) = X_\alpha(z_1, \varepsilon t_1) + X_\beta(z_1, t_1) \quad (2.2)$$

величины с индексами α и β разложим по степеням малого параметра ε

$$X_\alpha(z_1, \varepsilon t_1) = X_\alpha^0(z_1, \varepsilon t_1) + \varepsilon X_\alpha^1(z_1, \varepsilon t_1) + \dots + O(\varepsilon^n) \quad (2.3)$$

$$X_\beta(z_1, t_1) = \varepsilon X_\beta^1(z_1, t_1) + \varepsilon^2 X_\beta^2(z_1, t_1) + \dots + O(\varepsilon^n)$$

При этом X_β обладают свойствами периодичности (1.1) и представимы в виде ряда Фурье, а производная по времени t_1 от величин с индексом α есть величина порядка $O(\varepsilon)$.

Подставляя (2.2), (2.3) в (2.1) и приравнивая члены, пропорциональные одним и тем же степеням ε , ограничившись нахождением первых не исчезающих членов в разложении функций X_α и X_β , получим

$$e^1 = (e_\alpha^0(1 + O(\varepsilon))) + \left[\varepsilon \sum_{n \neq 0} \frac{l_n \exp(int_1)}{in\rho_\alpha^0} (1 + O(\varepsilon)) \right] \quad (2.4)$$

$$V^1 = (V_\alpha^0(1 + O(\varepsilon))) + \left[\frac{\varepsilon^2}{\rho_\alpha^0} \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial e_1} \sum_{n \neq 0} \frac{l_n \exp(int_1)}{n^2 \rho_\alpha^0} \right) (1 + O(\varepsilon)) \right]$$

$$\rho^1 = (\rho_\alpha^0(1 + O(\varepsilon))) - \varepsilon^3 \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \left[\left\{ \frac{\partial P_1}{\partial e_1} \right\} \sum_{n \neq 0} \frac{l_n \exp(int_1)}{in^3 \rho_\alpha^0} (1 + O(\varepsilon)) \right]$$

Приведенные выражения с указанной точностью дают решение системы (2.1). Для получения поправок в следующих порядках по ε , т.е. для нахождения величин X_α^n ($n \geq 1$) и X_β^n в соответствующих порядках, требуется решение уравнений, не уступающих по сложности исходной системе (2.1). В многомерном случае вид этих уравнений приведен в [5].

Ряды в формулах (2.4) можно просуммировать. При этом для размерных величин газодинамических параметров получим

$$e = e_0 + \frac{1}{2\pi\omega\rho_0} \int_{-\pi}^{\pi} L_1(z, \omega t + y + \pi) y dy (1 + O(\varepsilon)) \quad (2.5)$$

$$V = V_0 + \frac{1}{12\pi\omega^2\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial e} \int_{-\pi}^{\pi} L_1(z, \omega t + \pi + y) (3y^2 - \pi) dy \right) (1 + O(\varepsilon))$$

$$\rho = \rho_0 + \frac{4\pi^3}{3\omega^3} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial e} \int_0^1 L_1(z, \omega t + 2\pi y) \left(y^3 - \frac{3}{2} y^2 + \frac{y}{2} \right) dy \right) (1 + O(\varepsilon))$$

Формулы (2.5) дают решение поставленной задачи в первом не исчезающем члене для среднего значения функции и ее осцилляций через решение, полученное в случае отсутствия модуляции интенсивности. Из приведенного решения видно, что осцилляции интенсивности лазерного излучения вызывают осцилляции значений внутрен-

ней энергии в первом приближении. Затем эти осцилляции через осцилляции давления приводят к возникновению колебаний у компонент скорости во втором порядке. Наконец, осцилляции скорости приводят к возникновению колебаний у значений плотности в третьем порядке.

Наличие осцилляций у величин ρ и e приводит к наличию осцилляций у величин $P(\rho, e)$, $T(\rho, e)$, концентрации электронов $n_e(\rho, e)$, коэффициента поглощения излучения $\chi(\rho, e)$ и других величин, зависящих от ρ и e функционально.

При воздействии лазерного излучения на плазму наибольший интерес представляют два предельных режима. В одном из них излучение проникает в плазму на глубину, существенно превышающую ширину ударной волны. При этом становится существенным учет многомерных явлений, а численное решение исходной системы (1.2) в случае отсутствия модуляции можно получить численными методами [5]. В другом предельном случае реализуется режим световой детонации и все поглощательные излучения, как и осцилляционные процессы, происходят в тонком слое порядка ширины фронта ударной волны. При этом можно ограничиться и одномерным приближением.

3. Режим световой детонации. Решение исходной системы уравнений в одномерном случае, когда все излучение поглощается в области фронта ударной волны, можно довести до аналитического решения в случае, если задаться конкретным видом уравнений состояния, функции $\chi(\rho, e)$ и интенсивности падающего лазерного излучения. Примем уравнения состояния в виде $P = e\rho(\gamma - 1)$, где γ - эффективный показатель адиабаты, а функцию L зададим в виде

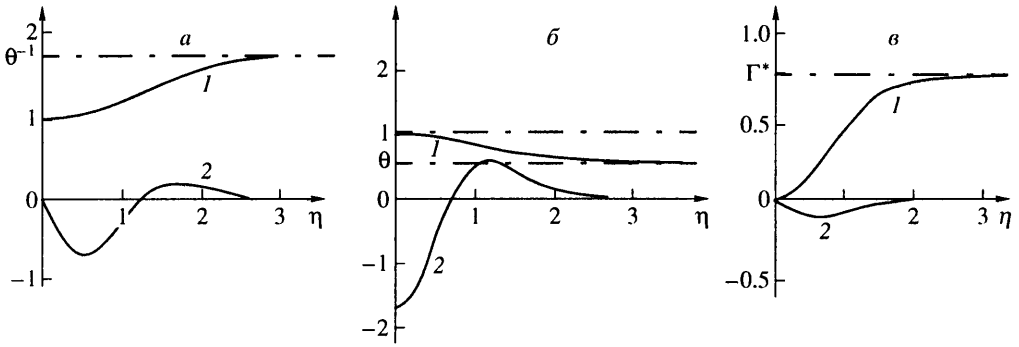
$$L = L_0(z) + L_1(z, \omega t), \quad L_0 = \chi Q \exp\left(-\int_z^{+\infty} \chi(\rho, e) dz\right), \quad L_1 = L_0 \sin(\omega t)$$

где величина $Q = \text{const}$. Коэффициент поглощения в первом приближении в системе отсчета, связанной с волной, и с учетом того, что воздух перед фронтом волны прозрачен, в области фронта волны можно задать в виде линейного соотношения $\chi(\rho(x), e(x)) = 2\chi_0 x$, где $\chi_0 = \chi^2(\rho_{\text{max}}, e_{\text{max}})/2$.

При этом исходная система уравнений (1.2) в случае отсутствия модуляции (т.е. при $L_1 = 0$) в области фронта волны имеет решение в неподвижной системе отсчета в виде бегущей волны

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \frac{\rho^\circ(1+\gamma)}{\gamma + \exp(-\chi_0(Dt-z)^2/2)}, \quad D = (2(\gamma^2-1)Q/\rho^\circ)^{1/3} \\ e_0 &= \frac{D^2(\gamma + \exp(-\chi_0(Dt-z)^2/2))(1 - \exp(-\chi_0(Dt-z)^2/2))}{(\gamma^2-1)(1+\gamma)} \\ V_0 &= D(1 - \exp(-\chi_0(Dt-z)^2/2))(1+\gamma)^{-1} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Давлением и внутренней энергией перед фронтом ударной волны (как в [1]) пренебрегаем. Указанное решение в подвижной системе отсчета будет стационарным, что и показано для различных газодинамических параметров на фиг. 2. При этом использовались следующие обозначения: $\eta = \chi_0^{1/2} x$, $\Gamma^* = \gamma(\gamma^2 - 1)^{-1}(1 + \gamma)^{-1}$, $\theta = \gamma/(1 + \gamma)$. Как видно из представленных зависимостей газодинамических параметров, по мере поглощения энергии излучения они выходят на некоторые стационарные значения, совпадающие с полученными в [1]. Расстояние от начала области поглощения излучения до выхода газодинамических параметров на эти стационарные значения и есть ширина фронта волны Δx , которая в данном случае порядка $\chi_0^{-1/2}$.



Фиг. 2. Зависимости от координаты (в системе, связанной с ударной волной) плотности ρ/ρ° (а), скорости V/D (б) и внутренней энергии e/D^2 (в) (кривые 1) и амплитуды осцилляций плотности $10^2 A_\rho/\rho^\circ$ (а), скорости $10^2 A_v/D$ (б), внутренней энергии A_e/D^2 (в) (кривые 2)

В случае наличия модуляции из непосредственной подстановки соотношений (3.1) в формулы (2.5) получаем

$$e = e_0 - \frac{2\chi_0 Q(Dt - z)S}{\omega \rho^\circ (1 + \gamma)} \cos(\omega t)(1 + O(\epsilon))$$

$$V = V_0 + \frac{2\chi_0 Q(\gamma - 1)S}{\omega^2 \rho^\circ (1 + \gamma)} [2\psi - 1] \sin(\omega t)(1 + O(\epsilon))$$

$$\rho = \rho_0 + \frac{4\chi_0^2 (Dt - z)Q(\gamma - 1)}{\omega^3} [2\psi - 3] \exp[-\psi] \cos(\omega t)(1 + O(\epsilon))$$

(3.2)

$$S = [\gamma + \exp(-\psi/2)] \exp[-\psi], \quad \psi = \chi_0 (Dt - z)^2$$

Для температуры T и давления P при тех же обозначениях для S и ψ получим

$$T = T_0 - \left[\frac{\partial T_0}{\partial e} \right] \frac{2\chi_0 Q(Dt - z)S}{\omega \rho^\circ (1 + \gamma)} \cos(\omega t) + O(T_0 \epsilon^2)$$

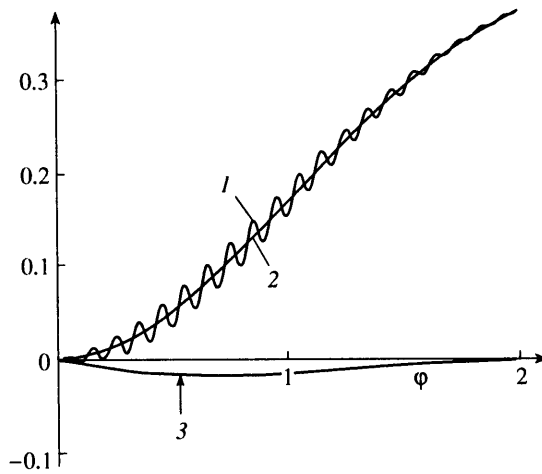
$$P = P_0 - \frac{2\chi_0 Q(Dt - z)(\gamma - 1)}{\omega} \exp[-\psi] \cos(\omega t) + O(P_0 \epsilon^2)$$

(3.3)

Оценим величину малого параметра ϵ . При режимах воздействия, когда может реализоваться световая детонация, имеем $V \sim D \sim 10^5$ м/с, $\rho \sim 1$ кг/м³, $e \sim 10^{10}$ Дж/кг, $Q \sim 10^{15}$ Вт/м², $L_0 \sim 10^{19}$ Вт/м³, $P \sim 10^{10}$ Н · м⁻², $\Delta x \sim \chi^{-1} \sim 10^{-4} \cdot 10^{-5}$ м. При этом для малого параметра ϵ получим значение ~ 0.1 – 1 при частоте модуляции $\omega \sim 10^{10}$ с⁻¹. При еще больших частотах ω условие $\epsilon \ll 1$ будет заведомо выполняться.

В формулах (3.2), (3.3) амплитуды осцилляций представлены в явном виде. Они пропорциональны коэффициенту поглощения и интенсивности излучения и обратно пропорциональны некоторой степени частоты осцилляций. Средние значения этих величин в первом исчезающем члене представлены решением при отсутствии модуляции. В первом порядке по ω^{-1} наблюдаются осцилляции у e и, как следствие этих осцилляций, наличие колебаний у T , P и других величин, связанных с e функционально.

Из полученных формул (3.2) следует, что при воздействии интенсивного лазерного излучения фронт волны имеет определенную внутреннюю структуру, расположенную между его внутренней и внешней границами. При этом внешняя граница (обозначена на фиг. 1 как x_a) отвечает началу области поглощения, а внутренняя граница (обозначена на фиг. 1 как x_b) отвечает области, где газодинамические параметры выходят на стационарные значения после полного поглощения излучения (см. фиг. 1, 2). Эти значения получены в [1] и являются предельным случаем формул (3.1) при $\chi \rightarrow \infty$.



Фиг. 3. Зависимость от нормированного времени t – давления $P/(D^2\rho^0)$, 2 – среднего значения давления $P_0/(D^2\rho^0)$ и 3 – амплитуды осцилляций давления $A_p/(D^2\rho^0)$

В случае отсутствия модуляции интенсивности лазерного излучения обе границы фронта ударной волны движутся с постоянной скоростью D . При наличии модуляции граница фронта, соприкасающаяся с плазмой, продолжает двигаться со скоростью D , а внешняя граница фронта движется со скоростью $D_1(t) = D - \chi_0 D^3 \omega^{-2} (1 + \gamma)^{-1} \sin(\omega t)$. Ширина области поглощения ($\sim \chi^{-1}$) также будет промодулирована с амплитудой модуляции $\chi_0 D^3 \omega^{-3} (1 + \gamma)^{-1}$, что будет вносить в ширину фронта волны поправку $\sim \varepsilon^3 \chi^{-1}$.

Из сказанного следует, что в случае наличия модуляции интенсивности излучения ситуация качественно отличается от случая без модуляции тем, что нельзя выделить одну скорость для фронта ударной волны. Можно лишь рассматривать его среднюю скорость (за время, кратное числу периодов модуляции интенсивности), равную D либо скорости движения каждой границы ударной волны отдельно, т.е. D и $D_1(t)$. Поведение газодинамических параметров между границами фронта ударной волны может рассматриваться в системе отсчета, связанной как с внутренней границей фронта волны (в инерциальной системе отсчета x , движущейся со скоростью $D = \text{const}$, $z = Dt - x$), так и с внешней границей фронта волны (в неинерциальной системе отсчета x_1 , движущейся со скоростью $D_1(t)$, $x_1 = Dt + \chi_0 D^3 \omega^{-3} (1 + \gamma)^{-1} \cos(\omega t) - z$).

Поведение амплитуд осцилляции газодинамических величин в системе отсчета, связанной с внутренней границей фронта ударной волны, в которой они стационарны, показано на фиг. 2. У плотности и внутренней энергии амплитуда осцилляций растет от нулевого значения при $x = 0$, а у скорости в этой точке наблюдаются максимальные значения амплитуды колебаний. При $x \geq \chi^{-1}_{\text{max}}$ амплитуды осцилляций у всех величин убывают и стремятся к нулю. У плотности с ростом x наблюдается изменение знака у амплитуды осцилляций и имеется точка, в которой осцилляции отсутствуют.

Рассмотрим подробнее зависимость газодинамических величин от времени в первом порядке приближения на примере $P(t)$. Типичная зависимость (фиг. 3) при этом будет иметь вид $P(t) = P_0(t) + A_p(t) \cos(\omega t)$. При этом использовалось обозначение $\phi = D\chi_0^{1/2} t$, а расчет проводился при следующих значениях параметров: $\gamma = 1.3$, $\chi_0^{1/2} D / \omega = 0.2$. В системе отсчета, связанной с фронтом волны, величины $P_0(t)$ и $A_p(t)$ не зависят от времени. Величину $P_0(t)$ можно рассматривать как некоторое среднее значение, вокруг которого происходят осцилляции с частотой ω и амплитудой $A_p(t)$. Эти осцилляции сдвинуты на $-\pi/2$ по фазе по отношению к осцилляциям интенсивности лазерного излучения.

Во втором порядке по ω^{-1} осцилляции наблюдаются у скорости. Эти колебания синхронны с изменениями интенсивности. В третьем порядке по ω^{-1} осцилляции наблюдаются у плотности плазмы. По фазе они сдвинуты на $\pi/2$ по отношению к колебаниям интенсивности.

4. Условия на скачке уплотнения в случае наличия модуляции интенсивности. В случае наличия модуляции интенсивности лазерного излучения условия на скачке уплотнения, применяемые в обычном виде в газодинамике, не выполняются. В этом нетрудно убедиться, используя полученные в случае наличия модуляции интенсивности решения для газодинамических величин (3.2)–(3.3). Поскольку поправки по скорости распространения ударной волны появляются лишь во втором порядке при разложении решения по малому параметру ϵ , то с точностью до $O(D\epsilon^2)$ можно считать, что фронт ударной волны движется с постоянной скоростью D . Если ограничиться при расчете остальных газодинамических величин такой же точностью, как и при расчете скорости ударной волны, то газодинамические уравнения будут удовлетворяться с точностью до $O(\epsilon)$ и в системе отсчета, движущейся со скоростью D , будут иметь обычный вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V^2) + \frac{\partial P(\rho, e)}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho EV) + \frac{\partial}{\partial x}(P(\rho, e)V) &= L \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$L = L_0(x, t) + L_1(x, \omega t) L_i = \chi(\rho, e) q_i(-\infty, t) \exp\left[-\int_x^{+\infty} \chi(\rho, e) dx\right], \quad i = 0, 1$$

В формулах (4.1) в области неоднородности проведем интегрирование по координате x (от x_a до x_b , см. фиг. 1). При этом при интегрировании быстроубывающих функций верхний предел интегрирования при $x \gg \chi^{-1}$ можно устремить к бесконечности. В результате для заданного вида функции $\chi(\rho, e)$ получим

$$\begin{aligned} \rho V \Big|_0^{x_b} + \int_0^{x_b} \frac{\partial \rho}{\partial t} dx &= 0 \\ (\rho V^2 + P) \Big|_0^{x_b} + \int_0^{x_b} \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} dx &= 0 \\ (\rho VE + PV + (q_0 + q_1) \exp(-\chi_0 x^2)) \Big|_0^{x_b} + \int_0^{x_b} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} dx &= 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

В полученных формулах, если отсутствуют резкие изменения газодинамических параметров (например, при $q_1 = 0$), интегралами от производных по времени можно пренебречь. Тогда соотношения (4.2) принимают вид обычно используемых формул, связывающих газодинамические параметры по разные стороны разрыва уплотнения (в точках x_a и x_b) и выражающих законы сохранения потоков массы, импульса и энергии. Именно такие соотношения использовались в [1] для вывода основных соотношений в случае режима световой детонации при медленно меняющейся интенсивности падающего светового потока. В случае, когда изменения газодинамических параметров происходят быстро, величина интегралов от производных может быть сопоставима с величиной членов в остальном выражении.

Для идеального газа и заданного синусоидального вида модуляции интенсивности после подстановки формул (3.2) в (4.2) получим

$$\begin{aligned} \rho V \Big|_0^{x_b} + O(\rho_0 D \epsilon) &= 0, \quad (\rho V^2 + P) \Big|_0^{x_b} + O(\rho_0 D^2 \epsilon) = 0 \\ (\rho VE + PV + Q(1 + \sin(\omega t) \exp(-\chi_0 x^2)) \Big|_0^{x_b} + Q \sin(\omega t) + O(\rho_0 D^3 \epsilon) &= 0 \end{aligned}$$

Эти соотношения отличаются от обычно используемых на величину $Q \sin(\omega t)$ в уравнении для сохранения потока энергии и учитывают в соответствующих законах сохранения процесс быстрых изменений, происходящих в узкой области поглощения энергии, рассмотрение которого является существенным.

В ряде работ формула $D = (2(\gamma^2 - 1)q/\rho)^{1/3}$, полученная в [1] для интенсивности воздействия лазерного излучения q , слабо меняющейся за время, в течение которого ударная волна проходит расстояние порядка своей ширины, использовалась, когда q была промодулирована с СВЧ-частотой [2, формула (1)]. Из нее предполагалась достаточно сильная зависимость скорости волны от изменений интенсивности воздействия в случае СВЧ-модуляции. Как показано в данной работе, приведенная формула будет справедлива лишь для величин, усредненных на больших промежутках времени, кратных периоду осцилляций.

Заключение. Аналитически, в рамках одномерной газодинамической модели показано, что в случае воздействия лазерного излучения, имеющего составляющую интенсивности, промодулированную с СВЧ-частотой, на плазму в режимах, близких к световой детонации, в плазме возникают осцилляции ее параметров, которые носят характер поправок к значениям соответствующих газодинамических величин, полученных в случае отсутствия модуляции излучения. Амплитуды этих колебаний пропорциональны интенсивности лазерного излучения и обратно пропорциональны некоторой степени частоты модуляции. У температуры, внутренней энергии и давления плазмы амплитуды колебаний пропорциональны ω^{-1} , у скорости распространения плазмы – ω^{-2} , а у плотности плазмы – ω^{-3} .

При записи законов сохранения потоков массы, импульса и энергии в случае модуляции интенсивности воздействующего излучения необходимо учитывать характер изменения газодинамических величин в переходной области фронта ударной волны. Учет этих изменений приводит к возникновению дополнительных слагаемых в обычно применяемых соотношениях на скачке уплотнения и имеющих вид пространственных интегралов от производных по времени от соответствующих газодинамических величин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.Л. Нагревание газа под действием мощного светового импульса // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 5. С. 1508–1519.
2. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Лосев Л.Л., Мешалкин Е.А. Лазерно-плазменное детектирование // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 6. С. 1087–1094.
3. Антипов А.А., Грасюк А.З., Лосев Л.Л., Скоков В.И. Генерация СВЧ на плазме оптического пробоя, созданного модулированным лазерным излучением // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 6. С. 741–744.
4. Еришов А.И., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фоменков И.В. Генерация СВЧ токовых импульсов в эрозионной плазме металлической мишени под действием двухчастотного лазерного излучения // Квантовая электрон. 1992. Т. 19. № 12. С. 1182–1184.
5. Захаров Н.С., Руденко В.В. О возможности осуществления СВЧ-модуляции газодинамических параметров плазмы лазерным излучением // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39. № 3. С. 373–380.
6. Захаров Н.С., Шайноза И.С. Численные исследования динамики разлета и генерации магнитных полей в плазменных факелах // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 135–140.
7. Захаров Н.С., Руденко В.В. Магнитные поля и газодинамика плазмы, образующейся при воздействии на мишень излучения химического HF-лазера // Изв. АН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 6. С. 1173–1180.
8. Митропольский Ю.А. Метод усреднения в нелинейной механике. Киев: Наук. думка, 1971. 440 с.