

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНОГО СЖАТИЯ КИЛОДЖОУЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

NUMERICAL MODELING OF THE GENERATION OF A SHOCK WAVE FOR THE STUDY OF SHOCK COMPRESSION BY A KILOJOULE LASER PULSE

К. С. Назаров, И. В. Глазырин, О. Г. Котова, Н. А. Михайлов, Д. М. Шалковский

K. S. Nazarov, I. V. Glazyrin, O. G. Kotova, N. A. Mikhailov, D. M. Shalkovskiy

Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИ Технической Физики
им. акад. Е. И. Забабахина, Россия, Снежинск, Челябинская обл., Россия, 456770

Russian Federal Nuclear Center – Zababakhin All-Russian Scientific Research
Institute of Technical Physics, Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia, 456770

В работе рассмотрены основные физические особенности генерации ударных волн с помощью 2 кДж 1 нс лазера и приведены расчеты поглощения лазерного излучения с помощью программы Фокус для длин волн $\lambda_1 = 1$ и $\lambda_2 = 0,5$ мкм. По программе Волна с использованием модели RESEOS определены параметры ударного нагружения для указанных длин волн. Давление на момент окончания расчета составляет ~5 Мбар при толщине мишени 0,5 мм и свыше 2 Мбар при толщине 1 мм. Соответствующие скорости равны 12 и 9 км/с.

The basic physical features of shock wave generation by 2 kJ 1 ns laser pulse are considered. Calculations of the laser radiation absorption by the FOCUS code are presented for wavelengths $\lambda_1 = 1$ and $\lambda_2 = 0,5 \mu\text{m}$. Using the VOLNA code with RESEOS model, the shock loading parameters for specified wavelengths are determined. Pressure at the end of the calculation is ~5 Mbar with the target thickness of 0,5 mm and more than 2 Mbar at the thickness of 1 mm. The corresponding velocities are 12 and 9 km/s.

Введение

Эксперименты по изучению свойств веществ при сверхвысоких давлениях и температурах на мощных лазерных установках предоставляют возможности для разработки моделей поведения материалов на микроструктурном уровне. Измерение состояния материала при динамической нагрузке и разгрузке позволяет получить зависимость давления от плотности и температуры (уравнение состояния), диаграммы смены фаз, фазовую кинетику включая химические реакции, параметры разрушения и т. п. Так, для установки OMEGA с энергией до 1 кДж было получено давление 1–10 Мбар [1].

Целью работы было рассмотрение основных физических особенностей генерации ударных волн с помощью мощного наносекундного лазера и исследование влияния гармоник лазерного излучения на параметры получаемой ударной волны.

Распространение лазерного импульса в мишени

Давно известно, что прямое облучение мишени лазерным излучением приводит к генерации управляемых ударных волн в материале мишени [2]. Воздействие лазера приводит к созданию горячей плазмы у поверхности мишени – плазменной абляции. Интенсивность лазерного импульса (ЛИ) 10^{12} – 10^{16} Вт/см² достаточно высокая для инициирования процесса термической абляции плазмы, и в то же время относительно низкая для того, чтобы мультифотонное поглощение играло существенную роль в ионизации вещества. Облучение лазерным импульсом приводит к увеличению плотности свободных электронов плазмы и, соответственно, к росту плазменной частоты ω_{pe} :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} [\text{CGS}] = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} [\text{SI}], \quad (1)$$

где n_e – плотность электронов плазмы, e – элементарный заряд, m_e – масса электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Свет может распространяться в плазме при условии, что частота лазерного импульса ω_L меньше плазменной частоты. Если $\omega_L \leq \omega_{pe}$, электроны могут осциллировать с лазерной частотой, формируя отражающую поверхность. Глубина, на которой $\omega_L = \omega_{pe}$ известна как критическая поверхность. Соответствующая критическая плотность электронов зависит от длины волны лазерного импульса

$$n_c = \frac{\pi m_e c^2}{e^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2} [\text{СГС}] = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2} [\text{СИ}], \quad (2)$$

где λ – длина волны лазерного импульса. Выражение (2) показывает, что уменьшение длины волны лазерного излучения приводит к увеличению плотности электронов. Таким образом, лазерное излучение с меньшей длиной волны глубже проникает в плазму, повышая тем самым эффективность преобразования энергии лазера в более высокое абляционное давление.

В экспериментах лазерного сжатия для генерации плоского возмущения в материале используют мишени в виде пластин. При облучении плоской поверхности максимальная глубина проникновения лазерной энергии в плазму определяется критической поверхностью. Вне данной поверхности за счет электронной теплопроводности энергия лазера передается в ударную волну.

Быстрое расширение плазмы у поверхности мишени создает абляционное давление в остальном веществе. В работе [3] приведена оценка

$$P_{\text{абл}} = 2n_c k_B T_e \frac{Z + 1}{Z}. \quad (3)$$

Для характерных значений $Z = 3$ и $T_e/T_i = 3$ при облучении пластиковой поверхности была получена эмпирическая формула

$$P_{\text{абл}} = 8.0 I_{14}^{2/3} \lambda_{\text{мик}}^{-2/3} [\text{МБар}], \quad (4)$$

где I_{14} – интенсивность ЛИ 10^{14} Вт/см².

Нагружение мишени давлением плазмы продолжается до окончания действия импульса и рассеяния плазменного облака. Результаты работы [4] свидетельствуют о том, что для получения необходимой точности изучения УРС веществ в опытах с прямым лазерным облучением мишеней основной проблемой является обеспечение однород-

ности облучения – формирования плоской ударной волны в образцах. В течение первых 100 пс, когда происходит формирование плазменного облака, наблюдается резкий скачок давления. Затем наступает период приблизительно постоянного профиля плазмы в приповерхностной области, в течение которого плазма действует на образец подобно ракете.

Модель поглощения излучения

Энергия электромагнитной волны ЛИ поглощается в плазме за счет обратно-тормозного механизма. Для вычисления траектории пучков и вычисления вложенной в каждую ячейку энергии используется алгоритм Кайзера [5].

Мощность P электромагнитной волны уменьшается по модели обратно-тормозного механизма. Степень потери вычисляется из следующего уравнения:

$$\frac{dP}{dt} = -\nu_{ib}(t)P, \quad \nu_{ib} = \frac{n_e}{n_c} \nu_{ei}$$

где ν_{ib} – коэффициент поглощения, ν_{ei} – частота ион-электронных столкновений.

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda}{(k_B T_e)^{3/2}}$$

Здесь m_e – масса электрона, Z – средний уровень ионизации плазмы, ν_{ib} – заряд электрона, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, k_B – константа Больцмана, T_e – температура электронов.

Кулоновский логарифм – это натуральный логарифм дебаевского числа, вычисляется по следующей формуле:

$$\ln \Lambda = \ln \left[\frac{3}{2Z e^2} \left(\frac{k_B^2 T_e^2}{\pi n_e} \right)^{1/2} \right]$$

Таким образом, величина поглощения в обратно-тормозном механизме зависит как от электронной плотности, так и от электронной температуры, которые, в свою очередь, зависят от расположения в пространстве. А поскольку положение меняется со временем, в конечном виде получаем зависимость и от времени:

$$\nu_{ib}(r) = \nu_{ib}(t) = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \times \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda n_e [r(t)] \ln \Lambda [r(t)]}{n_c k_B^{3/2} T_e [r(t)]^{3/2}} \quad (5)$$

Из решения ОДУ получаем зависимость уменьшения мощности луча/пучка от начального момента до времени t :

$$P_t = P_0 \exp \left\{ - \int_0^t v_{\text{IB}}(t') dt' \right\} \quad (6)$$

Для достаточно малого шага по времени, интеграл – может быть вычислен приближенно с использованием квадратуры Гаусса 2-го порядка.

$$\int_0^t v_{\text{IB}}(t') dt' = v_{\text{IB}}(0) \frac{t}{2} \sum_{i=1}^2 \omega_i \frac{(1 + Ut + Rt^2)^2}{(1 + Wt + St^2)^{3/2}}$$

где

$$U = \frac{\nabla n_s(r_0) \cdot v_0}{n_s(r_0)} \quad W = \frac{\nabla T_s(r_0) \cdot v_0}{T_s(r_0)}$$

$$R = - \frac{c^2 \nabla n_s(r_0) \cdot \nabla n_s(r_0)}{4n_s n_s(r_0)}$$

$$S = - \frac{c^2 \nabla T_s(r_0) \cdot \nabla n_s(r_0)}{4n_s T_s(r_0)}$$

$$v_{\text{IB}}(e) = v_{\text{IB}}(0) \frac{(1 + Ut + Rt^2)^2}{(1 + Wt + St^2)^{3/2}}$$

где $t_{1,2} = \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \frac{t}{2}$ и оба веса равны 1. Тогда величина энерговыделения за время t будет равна $P_0 - P_t$.

Постановка и результаты расчетов поглощения лазерного излучения

Расчеты поглощения лазерного излучения производились с помощью программы Фокус [6].

В прямоугольную область (рис. 1) размером $1,5 \times 1$ мм с левой стороны входит лазерный импульс с энергией $E = 2$ кДж, длительностью $\tau = 1$ нс и диаметром $0,5$ мм, излучение однородно как по времени, так и по пространству. Рассматривалось 2 случая с разной длиной волны лазера $\lambda_1 = 1,053$ мкм и $\lambda_2 = 0,5$ мкм, которые моделируют излучение первой и второй гармоники, соответственно. Профиль интенсивности в фокальном пятне $d_{FWHM} \approx 500$ мкм – равномерный, со значением $I_L \leq 1 \cdot 10^{15}$ Вт·см $^{-2}$. Луч фокусировался на фронтальную поверхность мишени. В качестве исследуемого материала был выбран алюминий. Толщина мишени составила 1000 мкм. Начальная температура системы – 290 К. Расчет проводился в

цилиндрической геометрии с прямоугольной сеткой без адаптации, размером $[4096_R \times 1536_Z]$ ячеек.

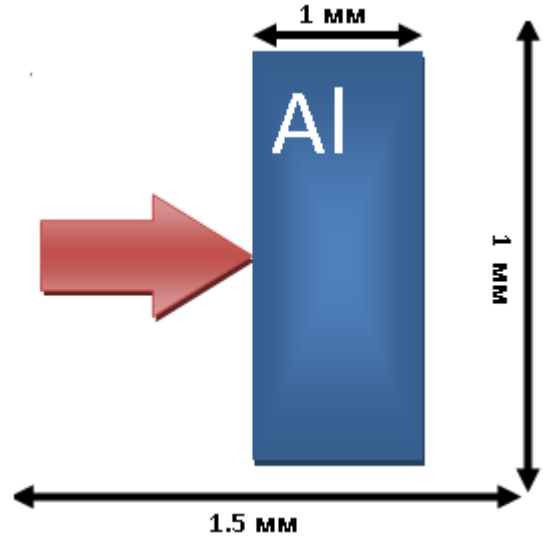


Рис. 1. Постановка численного эксперимента

Расчеты взаимодействия лазерного излучения с алюминиевой мишенью проводились с использованием широкодиапазонного уравнения состояния. При относительно низких давлениях или температурах уравнение воспроизводит экспериментальные данные по ударной сжимаемости. В области высоких давлений и температур точно аппроксимируются расчетные данные теоретической модели ионизационного равновесия в газах (модель Саха) и квантово-статистической модели Томаса – Ферми с квантовыми и обменными поправками.

В работе [7] отмечается, что интенсивность лазерного излучения на мишени не должна превышать значений $I_{15} < (0,1-0,3)/\lambda^2$, чтобы не было генерации быстрых электронов, вызывающих нежелательный предварительный разогрев мишени. Т. е. для $\lambda = 1$ мкм допустимые значения интенсивности лазерного излучения на мишени составляют $(1-3) \cdot 10^{14}$ Вт/см 2 .

Таблица 2

Параметры системы в точке максимального сжатия на момент 1 нс

Длина волны	ρ , г/см 3	P , Мбар	u , км/с	$\langle Z \rangle$	T_{ele} , К	T_{ion} , К
$\lambda_1 = 0,5$ мкм	12,5	40,5	33,6	1,1	4e5	4e5
$\lambda_2 = 1,0$ мкм	10,6	14,2	20,5	0,8	2,2e5	2,2e5

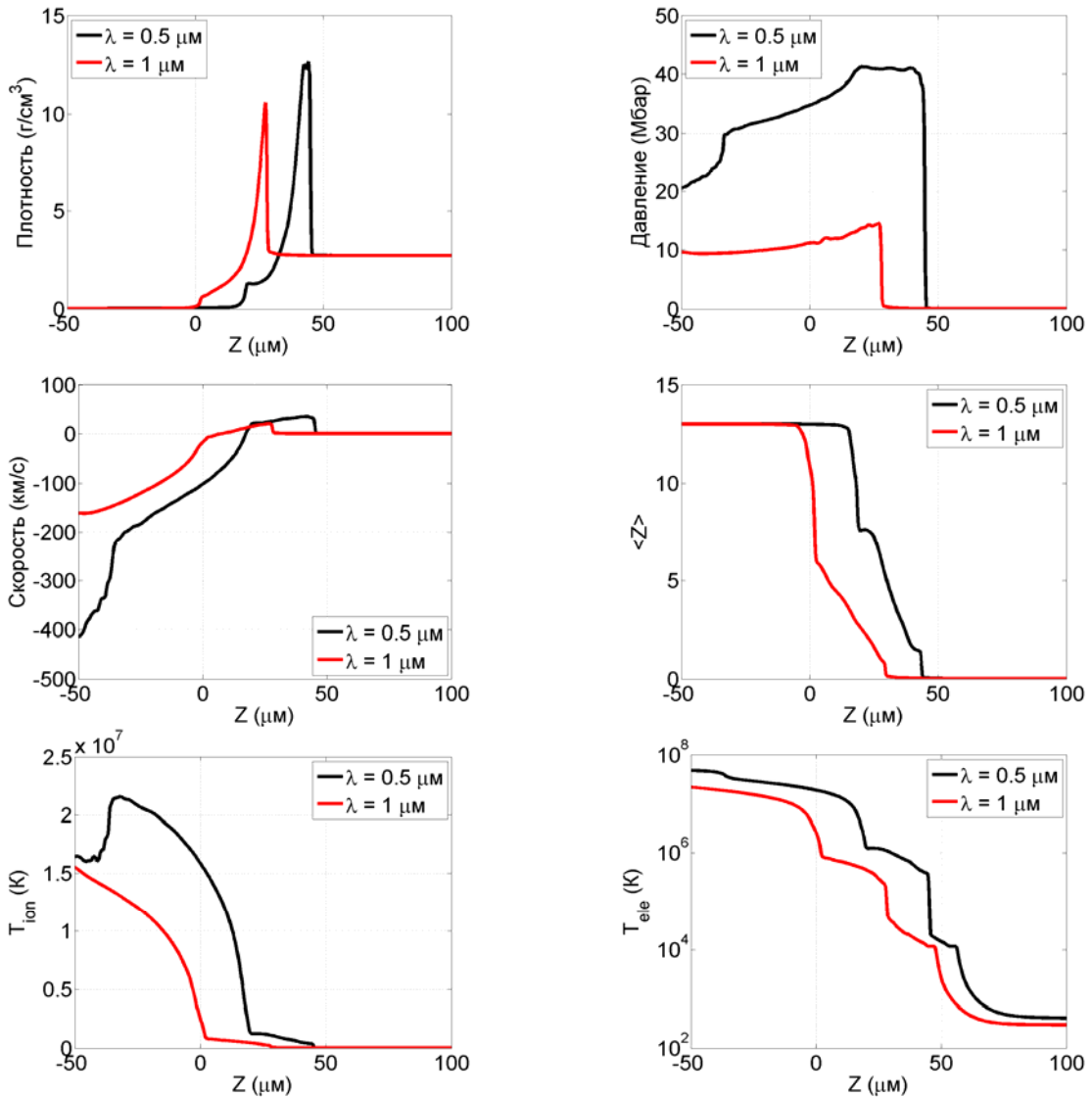


Рис. 2. Распределения плотности, давления, скорости, среднего заряда, температуры ионов и электронов на момент времени 1 нс. Здесь и далее – 0 на оси Z показывает начальное положение передней части мишени

Для оценки давлений, которые могут быть достигнуты в схемах с прямым облучением мишеней, можно воспользоваться результатами работы [8], в которой величина давления составляет P (Мбар) $\approx 40 \cdot (I_{15}/\lambda)^{2/3}$, здесь I_{15} – интенсивность лазерного излучения на мишени (в единицах 10^{15} Вт/см²); λ – длина волны излучения лазера (в мкм). Так, согласно этой формуле, в случае длины волны 1 мкм, должна генерироваться УВ с амплитудой $P = 10 - 20$ Мбар. Переход на вторую и третью гармоники, пусть даже с потерей энергии (интенсивности) до 50 % может расширить диапазон достижимых давлений до 40 – 60 Мбар.

На рис. 2 также показаны основные результаты этапа расчета с лазерным излучением на момент 1 нс, т. е. окончания взаимодействия лазер-

ного импульса с веществом мишени. Как видно из рисунка, существует достаточно серьезное отличие для расчетов с первой и второй гармониками. Так, для второй гармоники, УВ за 1 нс успела пройти ~ 50 мкм в сравнении с ~ 25 мкм для случая первой гармоники. Величина скорости составила ~ 34 км/с при λ_2 и ~ 20 км/с при λ_1 . Остальные параметры приведены в табл. 2.

На рис. 3 показаны двухмерные графики распределения давления на момент 1 нс. Как видно из рисунка, распределение давления в мишени достаточно однородное по всему пятну фокусировки. За время взаимодействия лазерного импульса и материала мишени, происходит сильный разлет вещества по направлению к месту прихода импульса. Данное вещество имеет низкую плотность $10^{-6} - 10^{-3}$ г/см³.

Из табл. 2 и рис. 2 также можно увидеть, что на фронте ударной волны разница температур ионов и электронов незначительна. Далее, в области разлета вещества, температура электронов становится выше температуры ионов, что также говорит о существенном понижении энерговыклада ЛИ в материал аблятора, также некоторая часть энергии тратится на ионизацию.

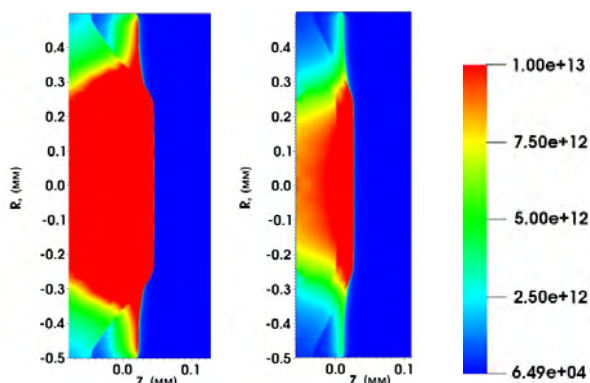


Рис. 3. Распределения давления (дин/см²) на момент времени 1 нс для случая с $\lambda = 0,5 \mu\text{м}$ (слева) и $\lambda = 1 \mu\text{м}$ (справа)

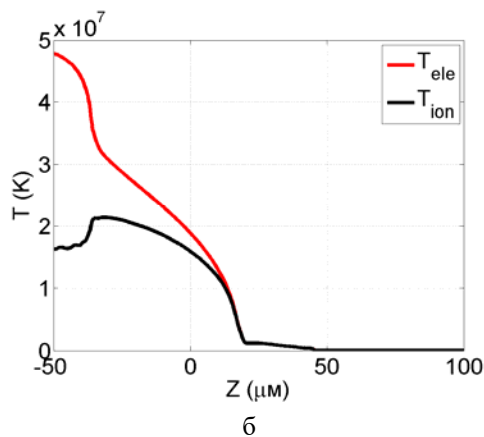
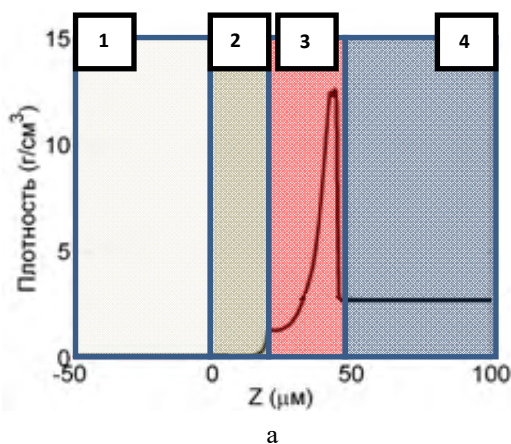


Рис. 4. а – схематичное разбиение области на зоны; б – распределение температуры ионов и электронов на момент времени 1 нс для случая $\lambda = 0,5 \mu\text{м}$

Всю вычислительную область можно условно разделить на 4 части (рис. 4) [2]:

1. Малоплотная расширяющаяся плазма.
2. Область с плотной плазмой, в которой происходит теплопередача.
3. Область с ударной волной, ограниченная абляционной поверхностью.
4. Твердотельная область с невозмущенным веществом.

До критической поверхности плазмы энергия лазера проникает напрямую – зона 1 на рис. 4. За поверхностью критической плотности доставка энергии на фронт УВ происходит прежде всего за счет переноса тепла электронами. Таким образом, ведущая роль в поддержании устойчивой УВ отводится электронной теплопроводности. При взаимодействии ЛИ с веществом условно можно выделить две области: область поглощения и область переноса электронов. Так из рис. 4 можно видеть, что граница критической плотности для случая $\lambda = 0,5 \mu\text{м}$ находится в точке $\sim 15 \mu\text{м}$. Для области поглощения ($< 15 \mu\text{м}$) – зона 2 – характерна низкая плотность электронов. Это зона, где лазерное излучение нагревает вещество, непосредственно внося энергию в систему. В области переноса ($> 15 \mu\text{м}$) – зона 3, где плотность электронов слишком высока для распространения ЛИ, доминирует тепловой перенос.

Результаты расчетов ударного нагружения

На втором этапе задачи, данные по энергии, плотности и скорости в момент 1 нс передавались в программу Волна [9] с использованием модели RESEOS [10]. Данная программа предназначена для моделирования одномерных неустановившихся движений сжимаемых идеальных и неидеальных сред. При этом моделируется широкий спектр свойств среды: адиабатическая сжимаемость, теплопроводность, фазовые переходы (плавление, испарение) и т. д.

На рис. 5 показаны графики распределения давления и скорости, рассчитанные на данном этапе. Начальное время – 3,5 нс, расчет шел до времени 51 нс с шагом 2,5 нс, рассматривался случай со второй гармоникой: $\lambda = 0,5 \mu\text{м}$. Толщина мишени – 1 мм, материал – алюминий. В уравнении состояния учитывались эффекты плавления и испарения и не учитывалась упругопластика. Видно, что давление за первые 2 нс уменьшилось в полтора раза: с 40 Мбар до 26 Мбар. В отличие от давления, скорость УВ уменьшилась не столь значительно с 34 км/с до 26 км/с при 3 нс. Конечное

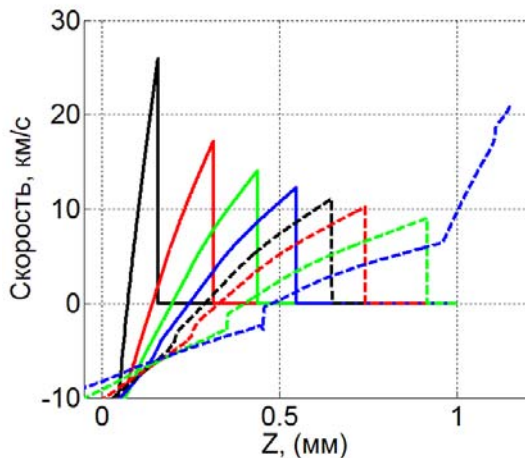
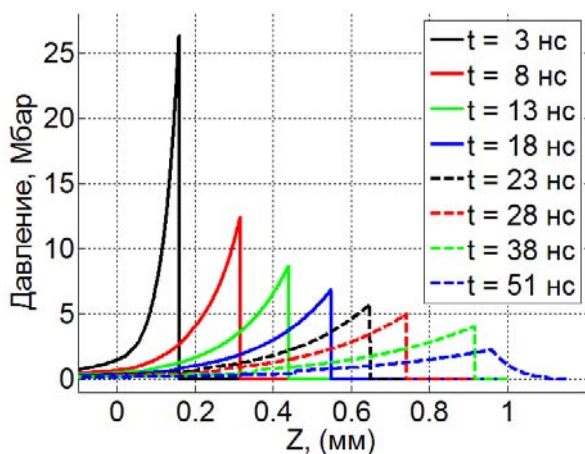


Рис. 5. Распределение давления и скорости на различные моменты времени для случая $\lambda = 0,5 \mu\text{м}$

значение скорости, перед выходом УВ за границу вещества, составляет ~ 9 км/с. В момент 51 нс УВ выходит на внешнюю поверхность мишени.

Заключение

В работе рассмотрены основные физические особенности генерации ударных волн с помощью 2 кДж 1 нс лазера и приведены расчеты поглощения лазерного излучения с помощью программы Фокус для длин волн $\lambda_1 = 1$ и $\lambda_2 = 0,5$ мкм. К моменту времени 1 нс величина скорости в мишени составила ~ 34 км/с при λ_2 и ~ 20 км/с при λ_1 , максимальное давление – 40 и 14 Мбар, соответственно. Показано, что распределение излучения однородно практически по всей ширине фокального пятна.

По программе Волна определены параметры ударного нагружения для указанных длин волн. Получено, что ударная волна, проходящая по образцу, постепенно затухает, ее давление на момент окончания расчета составляет ~ 5 Мбар при толщине мишени 0,5 мм и свыше 2 Мбар при толщине 1 мм. Соответствующие скорости равны 12 и 9 км/с. Тем самым можно сделать вывод, о том, что при таких параметрах лазера возможно эффективное исследование параметров веществ мишени с целью совершенствования моделей УРС.

Список литературы

1. Barrios M. A., Hicks D. G., Boehly T. R. et al. Highprecision measurements of the equation of state of hydrocarbons at 1–10 Mbar using laser-driven shock waves. *Phys. Plasmas*, 2010, 17, 056307.

2. Van Kessel C. G. M. Shock Compression of Plane Targets by Laser Ablation. *Z.Naturforsch* 30a, 1581-1593, 1975.

3. Drake R. P. Shock Wave and High Pressure Phenomena. *High-Energy-Density Physics*, Springer Berlin Heidelberg, 2006.

4. Бельков С. А., Бессараб А. В., Воронич И. Н., Гаранин С. Г. и др. Разработка технологии изучения ударной сжиманемости веществ на лазерных установках: результаты первых экспериментов на установке «ЛЮЧ». Доклад на Международной конференции Забабахинские Научные Чтения. Снежинск. 2007.

5. Kaiser T. B. Laser ray tracing and power deposition on an unstructured three-dimensional grid. *Physical review E*, v. 61, number, 2000.

6. Mikhailov N. A. The Convergence Order of Weno Schemes Behind a Shock Front.

Mathematical Models and Computer Simulations, 2015, Vol. 27, 2. P. 129–138.

7. Benuzzi-Mounaix A., Koenig M., Ravasio A. et al. Laser-driven shock waves for the study of extreme matter states. *Plasma Phys. Control. Fusion* 48 (2006) B347–B358.

8. Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Phys. Plasmas* 2 (II), November. 1995. P. 3959.

9. Куропатенко В. Ф., Коваленко Г. В., Кузнецова В. И. и др. Комплекс программ ВОЛНА и неоднородный разностный метод для расчета неустановившихся движений сплошных сред. ВАНТ. Сер. «Математическое моделирование физических процессов», 1989. Вып. 2. С. 9–25.

10. Ovechkin A. A., Loboda P. A., Novikov V. G., Grushin A. S., Solomyannaya A. D. *HEDP* 2014, 13, 20–33.