

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НИЗКОПЛОТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Е.В. Грабовский, К.С. Дябилин, В.П. Петровский**,
В.П. Смирнов, В.Е. Фортон*, С.В. Холод***

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия

***Институт теплофизики экстремальных состояний РАН, Москва, Россия*

***Центральный физико-технический институт МО РФ, Сергиев Посад., Россия*

В настоящее время представляет значительный практический интерес действие высокоинтенсивных ($10^{11} \dots 10^{13}$ Вт/см²) потоков мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на перспективные высокопористые материалы, что объясняется их способностью демпфировать кратковременные импульсные нагрузки путём преобразования энергии падающего излучения в тепло. Взаимодействие МРИ наносекундной длительности тераваттной мощности с твердотельными преградами рассматривались в работах [1-5]. Сравнительно новым, а потому менее изученным является его взаимодействие с низкоплотными ($\sim 5 \dots 50$ мг/см³) веществами [3, 6].

В зависимости от параметров облучения, физических и химических свойств материала в нём могут образовываться как ударная, так и тепловая волны. В низкоплотных веществах размер нагретой области достаточно велик, при этом в них формируется тепловая волна, за фронтом которой от границы с вакуумом следует волна разрежения.

Для численного моделирования процесса взаимодействия излучения с веществом используются одномерные уравнения двухтемпературной радиационной газовой динамики (РГД). В лагранжевых координатах они имеют следующий вид:

$$u = \frac{\partial x}{\partial t}, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{\partial x}{\partial m}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p \frac{\partial (1/\rho)}{\partial m} + \frac{1}{\rho} \nabla(S + W) = Q,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p_i \frac{\partial (1/\rho)}{\partial m} = \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{ei}}, \quad W = -\chi_e \rho \frac{\partial T_e}{\partial m},$$

где u – скорость, ρ – плотность, m – масса, ε_i – удельная внутренняя энергия плазмы, S – радиационный поток, W – поток электронной теплопроводности, Q – член, описывающий вклад поглощенной энергии падающего рентгеновского излучения, T – температура, p – давление, τ_{ei} – характерное время обмена между электронной и ионной компонентами плазмы.

Для определения поля излучения используется интегральное уравнение переноса в многогрупповом и многолучевом приближении, где интенсивность излучения $I_\omega(l)$ в точке, отстоящей на расстоянии l от границы, определяется следующим выражением:

$$I_\omega(l) = I_\omega(0) \exp(-\kappa_\omega l) + \int_0^l J_\omega \exp\left(-\int_{l''}^l \kappa_\omega dl'\right) dl'',$$

$$S = \int_{4\pi} \int_0^\infty I_\omega d\omega d\Omega, \quad l = \frac{x}{\cos\theta},$$

где κ_ω – средний планковский коэффициент поглощения в спектральной группе ω , J_ω – функция источника в спектральной группе, θ – угол между осью x и направлением движения фотона.

Член, описывающий объемное энерговыделение от внешнего источника, вычисляется в соответствии со следующим выражением:

$$Q = \frac{\partial}{\partial m} S_{out},$$

где S_{out} определяется из решения интегрального уравнения переноса воздействующего рентгеновского излучения.

Начальные и граничные условия:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad \rho = \rho_0, \quad p = p_0, \quad u = 0;$$

$$m = 0: \quad I|_{\cos\theta > 0} = 0, \quad I_{out} = I(t), \quad p = p_0, \quad W = 0;$$

$$m = M_\infty: \quad I|_{\cos\theta < 0} = 0, \quad p = p_0, \quad u = 0, \quad W = 0.$$

При решении уравнений РГД используется полностью консервативная разностная схема с искусственной вязкостью. Уравнения переноса теплового излучения плазмы решались с использованием разностной схемы второго порядка точности, в которой предполагалась линейная зависимость всех величин внутри ячейки разностной сетки на оптическом пути $\tau = \kappa_\omega \Delta l$. Здесь $\Delta l = \Delta x / \cos\theta$ и Δx – размер ячейки пространственной сетки. Интенсивность излучения, выходящего через границу ячейки $I_\omega(\Delta l)$, определялась по следующим соотношениям:

$$I_\omega(\Delta l) = I_\omega(0) \cdot \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l) + \frac{1}{\tilde{\kappa}_\omega} (J_\omega(\Delta l)) \cdot \left(1 - \frac{1 - \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l)}{\tilde{\kappa}_\omega \Delta l} \right) + \frac{1}{\tilde{\kappa}_\omega} (J_\omega(0)) \cdot \left(\frac{1 - \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l)}{\tilde{\kappa}_\omega \Delta l} - \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l) \right),$$

$$\tilde{\kappa}_\omega = \frac{1}{2} (\kappa_\omega(0) + \kappa_\omega(\Delta l)),$$

где $I_\omega(0)$ интенсивность излучения, входящего в ячейку через противоположную границу., а коэффици-

центры поглощения и функции источника задаются на границах ячеек пространственной сетки.

Для ионной температуры $\sim 100 \dots 150$ эВ степень ионизации достигает значения ~ 6 . Лёгкие атомы (C, O) сильно ионизированы и представлены H- и He-подобными ионами, а более тяжёлые (Si, Al) – Be-, C- и N-подобными ионами. Поэтому плазма агар-агара ($\sim C_{12}H_{18}O_9$)_n имеет более простой линейчатый спектр по сравнению с аэрогелем (SiO₂) и ультрадисперсными алюминиевыми порошками. Учёт всех линий, а это более 5000 частотных точек для аэрогеля, является избыточным для решения уравнения переноса излучения, поэтому при расчёте спектров поглощения и испускания проводилось осреднение детального спектра в спектральные группы количеством порядка 600. Экспериментальные исследования по изучению воздействия высокоинтенсивных потоков энергии на вещество проводи-

лись на комплексе «Ангара-5-1» [7]. С целью генерации высокоинтенсивных потоков МРИ в качестве излучателей используются цилиндрические лайнеры, оболочки которых ускоряются давлением магнитного поля протекающего через них тока в направлении оси. Типичные энергии квантов такого излучения – 60...80 эВ. Спектр рассматривается как близкий к планковскому с температурой 60 эВ (длительность импульса 100 нс) либо 120 эВ (30 нс). В опытах измеряется время, за которое фронт тепловой волны, формирующейся в низкоплотном веществе под воздействием рентгеновского излучения, выходит на тыльную сторону образца.

В результате численного моделирования были получены значения электронной и ионной температур, давления, плотности, скорости в различные моменты времени (рис. 1).

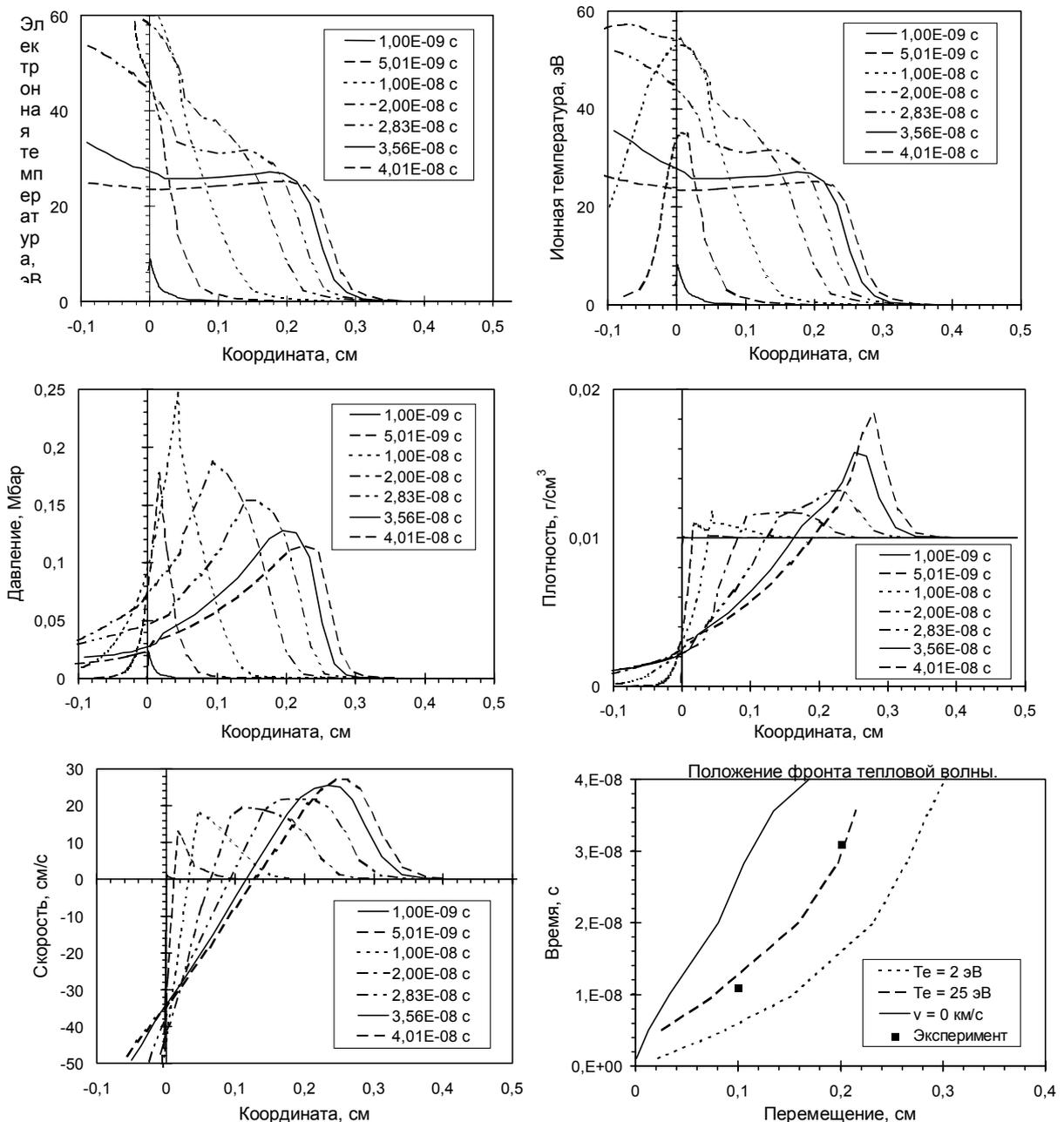


Рис. 1. Электронная, ионная температуры, давление, плотность, скорость. Положение фронта тепловой волны. Агар-агар, $\rho = 10$ мг/см³, $W = 10^{12}$ Вт/см², $T = 120$ эВ, $\tau = 30$ нс

Из профилей температуры строится зависимость положения фронта тепловой волны от времени и проводится сравнение с имеющимися экспериментальными значениями. Из баланса энергии (кинетической, внутренней, поглощённой и переизлученной), представленного на рис.2, видно, что интегральный высвет для агар-агара достигает $3...4 \text{ кДж/см}^2$.

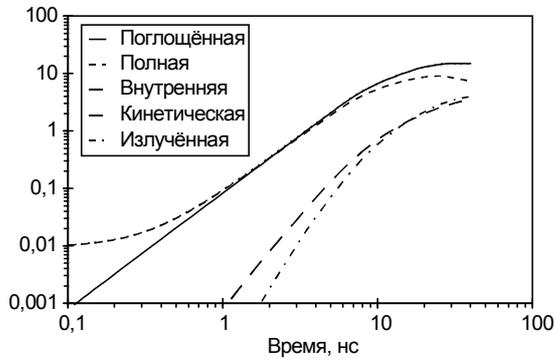


Рис. 2. Баланс энергии

Это составляет до 30% от падающей энергии МРИ, что говорит о высокой конверсионной эффективности низкоплотных веществ. Таким образом, отмечается согласие результатов численного моделирования воздействия МРИ на материалы низкой плотности с экспериментальными данными (в пределах 5 – 15%), что свидетельствует об эффективности предложенной математической модели. Результаты численного моделирования воздействия излучения на материалы низкой плотности по имеющимся методикам показывают, что при рассмотренных параметрах воздействия МРИ и характеристиках преграды радиационный перенос энергии теплового излучения плазмы играет определяющую роль во всем диапазоне энергий квантов. Значительная доля (~50% для аэрогеля и ~20% для агар-агара) поглощённой энергии мягкого рентгеновского излучения переизлучается, что может свидетельствовать о конверсионной эффективности рассмотренных веществ. Импульс давления при использовании низкоплотных материалов может быть уменьшен более, чем в два

раза при одновременном существенном увеличении его длительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 99-02-17952).

Литература

1. Острик А.В., Петровский В.П. Численное моделирование одномерного движения неравновесных паров, образующихся при взаимодействии ультракоротких импульсов излучения с преградой. Материалы VIII Всесоюзной конф. «Физика низкотемпературной плазмы», Минск, 1991, ч. II, с. 229.

2. Е.В. Грабовский, О.Ю. Воробьев, К.Н. Дябилин, М.Е. Лебедев, А. В. Острик, В. Е. Фортов. Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы Z-пинча // Письма в ЖЭТФ, 1994, т.60, вып. 1. с.3-6

3. Б.Н. Базылев, М.И. Пергамент, Г.С. Романов и др. Экспериментальные и расчётно-теоретические исследования рентгеновского излучения и радиационной теплопроводности плотной лазерной плазмы с многозарядными ионами // ЖЭТФ, 1994, т. 106, вып. 6(12), с. 1628.

4. Острик А.В., Петровский В.П., Рыбаков С.В. Воздействие мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения на конденсированные среды// Технология. Серия «Конструкции из композитных материалов», 1997, вып. 3-4, с. 34.

5. Базылев Б.Н., Лоборев В.М., Петровский В.П., Романов Г.С. Толкач В.И., Фортов В.Е. Математическое моделирование процессов взаимодействия рентгеновского излучения с конденсированными средами//XIII Межд. конф. «Уравнения состояния вещества», Тез. докладов. Терскол, 1998, с. 97.

6. Грабовский Е.В., Смирнов В.П., Петровский В.П., Фортов В.Е., Холод С.В и др. Воздействие ультрамягкого рентгеновского излучения на низкоплотные материалы // Прикладная физика, 1999, № 5, с.12.

7. M. Lebedev, K. Dyabilin, K. Eidmann, V. Fortov, E. Grabovskij, V. Smirnov. Supersonic heat wave in low density foams generated by soft X-radiation from a Z-pinch plasma//Physics Letters, 1998, vol.A 240 , p.73.