

УДК 533.951

ОБ УЧЕТЕ РЕФРАКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧЕЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ДВУМЕРНО-НЕОДНОРОДНОГО СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ

А. Б. Искаков¹, И. Г. Лебо, И. В. Попов¹, В. Б. Розанов, В. Ф. Тишкин¹

Изучается эффект рефракции в процессе сжатия двумерной осесимметричной мишени. В самосогласованной двумерной лагранжевой схеме выделение энергии осуществляется вдоль рассчитываемых на основе геометрической оптики траекторий лучей в плазме. С помощью двумерных расчетов исследуется влияние эффекта рефракции на симметрию сжатия мишеней при прямом нагреве оболочек и в мишенях типа "лазерный парник".

В работах [1, 2] исследовалась рефракция лазерного излучения с учетом одномерной гидродинамики мишени с усреднением по телесному углу. Для двумерных лагранжевых расчетов сжатия мишеней был создан комплекс программ "АТЛАНТ" [3].

В настоящей работе развита физико-математическая модель и создана подпрограмма расчета распространения лазерных лучей в двумерно-неоднородной лазерной плазме сферических мишеней. Эта подпрограмма используется в комплексе программ "АТЛАНТ" для моделирования нагрева и сжатия термоядерных микромишеней с учетом эффектов рефракции и отражения лазерных лучей. Физическая модель подобна той, что описана в [4]. Однако она применяется к треугольной лагранжевой сетке в сферических осесимметричных координатах (r, φ) . Коэффициенты поглощения и преломления взяты из работ [5, 6].

¹Институт математического моделирования РАН.

Постановка задачи и основные уравнения. В комплексе программ "АТЛАНТ" рассматривается многослойная лазерная мишень, близкая к сферической. Общим предположением двумерного расчета является наличие устойчивой осевой симметрии. Параметры не зависят от длины, скорость вещества и поток энергии вдоль соответствующих координатных линий отсутствуют. На мишень падает осесимметричное монохроматическое лазерное излучение (ЛИ) с заданным пространственным и временным распределением мощности. Под действием ЛИ мишень частично испаряется, образуя плазменную корону, которая предполагается полностью ионизованной. Эта задача решается в предположении трехтемпературной гидродинамики с учетом электронной, ионной и радиационной теплопроводности, обмена энергией между электронной и ионной компонентами и между электронной и радиационной компонентами, объемных потерь на собственное излучение плазмы. В данной работе описывается алгоритм поглощения ЛИ в рамках приближения геометрической оптики (ГО). Более подробное описание задачи и остальных частей алгоритма можно найти в [3, 7].

На поверхности мишени S (или на выпуклой поверхности, окружающей мишень) задаются функции $P_i^0(\mathbf{r}_S), \mathbf{s}_i^0(\mathbf{r}_S), \mathbf{r}_S = (R_S, Z_S) \in S$, определяющие мощность потока ($\text{Вт}/\text{м}^2$) и единичный вектор в направлении падающего лазерного излучения, где (R, Z) – радиус и высота в двумерных цилиндрических координатах (либо декартовы координаты в случае плоской геометрии), i – номер луча (лазерные пучки разбиваются на дискретные лучи, каждый из которых распространяется в двумерно-неоднородной плазме согласно законам геометрической оптики). Требуется найти распределение мощности потока ЛИ в области мишени $P(\mathbf{r}) = \sum P_i(\mathbf{r}, \mathbf{s}_i)$, где функции $P_i(\mathbf{r}, \mathbf{s}_i)$ задаются параметрически через $\mathbf{r}(\tau, \mathbf{r}_S), \mathbf{s}_i(\tau, \mathbf{r}_S), P_i(\tau, \mathbf{r}_S)$ системой дифференциальных уравнений ГО [4] и граничных условий

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = n\mathbf{s}_i \\ \frac{dn\mathbf{s}_i}{d\tau} = \frac{1}{2} \nabla n^2, \mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_S, \mathbf{s}_i(0) = \mathbf{s}_i^0(\mathbf{r}_S), P_i(0) = P_i^0(\mathbf{r}_S), 0 \leq \tau < +\infty, \\ \frac{dP_i}{d\tau} = -n\mu P_i \end{cases}$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор луча, т.е. траектории, вдоль которой распространяется электромагнитная волна; \mathbf{s}_i – единичный вектор в направлении i -го луча; P_i – мощность i -го луча лазера; τ – длина оптического пути вдоль луча; $n(\mathbf{r}), \mu(\mathbf{r})$ – известные функции, определяющие коэффициенты преломления и поглощения внутри мишени. Тогда объемная мощность, выделяемая в точке мишени с координатами \mathbf{r} , определяется выражением $\mu(\mathbf{r})P(\mathbf{r})$.

При таком подходе используются следующие предположения:

1. Свойства среды должны медленно изменяться в пространстве, и характерный размер неоднородности должен быть значительно больше длины волны излучения в среде. Это условие нарушается в окрестности критической поверхности. Однако алгоритм правильно передает долю поглощенной и отраженной энергии в случае аналитического решения для линейного слоя.

2. Рассеяние на флуктуациях плотности и неоднородностях мало.

3. Фурье-преобразование поля падающей электромагнитной волны лазера по направлениям имеет вид δ -функции, т.е. конус расхождения лучей мал. Это означает, что дифракция мала.

4. Не учитываются пространственная дисперсия, аномальное поглощение на критической поверхности, укрупнение профиля электронной плотности на критической поверхности из-за светового давления, различные параметрические неустойчивости, образование надтепловых электронов и перенос ими энергии.

Выражения для коэффициентов μ и n определяются обратным тормозным эффектом и взяты из [5, 6]. При этом предполагается, что плазма полностью ионизована, электронная компонента квазиравновесна и имеет температуру T_E , интенсивность поля мала настолько, что нелинейных эффектов нет, междуэлектронными столкновениями можно пренебречь по сравнению с электронно-ионными (лоренцова плазма). Тогда комплексная диэлектрическая проницаемость определяется уравнениями:

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2; \quad \epsilon_1 = 1 - \frac{v}{1+s^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{vs}{1+s^2}, \quad \text{где } v = \frac{\omega_{PL}^2}{\omega^2}, \quad s = \frac{\nu_{EI}}{\omega},$$

где введены обозначения $\nu_{EI} = \frac{4\sqrt{2\pi}Z^2e^4\Lambda_{EI}n_I}{3\sqrt{m_E}T_E^{3/2}}$ – эффективная частота столкновений электронов с ионами; ω – частота лазерного излучения; n_E , n_I – концентрации электронов и ионов в плазме; m_E – масса электрона; $m_I = Am_p$ – средняя масса иона; A – средний атомный вес ионов; e – заряд электрона; Z_e – средний заряд ионов; T_E – электронная температура; Λ_{EI} – кулоновский логарифм; $\omega_{PL} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_E}{m_E}}$ – плазменная частота. Для значения кулоновского логарифма используется асимптотическое выражение при $\omega \gg \omega_{PL}$, но оно является достаточно точным даже при экстраполяции до частот $\omega \approx \omega_{PL}$ [8]. На значение кулоновского логарифма влияет также условие квантового рассмотрения столкновений: при $\frac{Ze^2}{\hbar v_{TE}} < 1$ используется борновское приближение, при $\frac{Ze^2}{\hbar v_{TE}} > 1$ – квазиклассическое выражение для сечения рассеяния, т.е. при $T < 0,077Z^2 [\text{кэВ}]$: $\Lambda_{EI} = \left(\frac{2}{\gamma}\right)^{5/2} \left(\frac{T^{3/2}}{\sqrt{mZe^2\omega}}\right)$, при $T > 0,077Z^2 [\text{кэВ}]$: $\Lambda_{EI} = \frac{4}{\gamma} \frac{T_E}{\hbar\omega}$, где $\gamma = 1,78$.

Коэффициенты преломления n и поглощения μ вводятся по определению: $\sqrt{\epsilon} \equiv n + i \frac{c\mu}{2\omega}$. Отсюда $n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1}{2}}$, $\mu = \frac{2\omega}{c} \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1}{2}}$.

В случае $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$ имеем $n = \sqrt{\epsilon_1}$, $\mu = \frac{\omega\epsilon_2}{c\sqrt{\epsilon_1}}$.

Дискретизация модели и расчет луча в ячейке. На границе двумерной разностной сетки задается дискретное число лучей с заданными начальными условиями. Каждый луч последовательно проходит набор ячеек, в которых определяется его траектория и выделенная им энергия. Произвольная выпуклая четырехугольная ячейка в декартовом пространстве разбивается на 4 треугольника с общей вершиной в центре ячейки. Поглощение и рефракция луча рассчитываются в полученных треугольных ячейках. Внутри каждой из них, следуя [4], предполагаем: $\nabla n^2 = \text{const}$; $\nabla(n\mu) = \text{const}$. В этом приближении из уравнений геометрической оптики в параметрическом виде получаем (здесь t – путь в плазме) уравнение направления луча:

$$ns(t) = (ns)_0 + \frac{1}{2} \nabla n^2 t, \quad (1)$$

уравнение траектории луча:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + (ns)_0 t + \frac{1}{4} (\nabla n^2) t^2, \quad (2)$$

уравнение поглощения мощности луча:

$$P(t) = P_0 \exp \left\{ -(n\mu)_0 t - (\vec{\nabla}(n\mu), (ns)_0) \frac{t^2}{2} - (\vec{\nabla}(n\mu), \vec{\nabla} n^2) \frac{t^3}{12} \right\}, \quad (3)$$

уравнение для произведения коэффициентов поглощения и преломления:

$$n\mu(t) = (n\mu)_0 + (\vec{\nabla}(n\mu), (ns)_0) t + \frac{1}{4} (\vec{\nabla}(n\mu), \vec{\nabla} n^2) t^2. \quad (4)$$

В точке входа луча в треугольник предполагаются известными значения параметров $(ns)_0$, $(n\mu)_0$, \mathbf{r}_0 , \mathbf{P}_0 . Из уравнения (2) определяется точка пересечения луча с одной из граней треугольника. Так как параметр t растет вдоль луча монотонно, то выбирается точка пересечения с минимальным значением t_{min} . Если прямая, содержащая грань, задается точками $A(x_1, y_1)$ и $B(x_2, y_2)$, а входная точка – $C(x_0, y_0)$, то возможная точка пересечения грани и луча (x, y) определяется условием

$$\frac{x_2 - x_1}{x - x_1} = \frac{y_2 - y_1}{y - y_1}, \text{ где } x = x_0 + ns_x t + \frac{1}{4} (\nabla_x n^2) t^2, \quad y = y_0 + ns_y t + \frac{1}{4} (\nabla_y n^2) t^2, \quad (5)$$

т.е. решением квадратного уравнения относительно параметра t .

Выбирается минимальный положительный действительный корень этого уравнения, если он вообще существует. Так как $x^2 + y^2 \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \infty$, то траектория луча уходит на бесконечность и должна при этом пересечь хотя бы одну грань конечной ячейки (в случае $n = 0$ и $\nabla n = 0$ предполагается, что энергия луча полностью поглощается). Для каждой из трех граней решается уравнение (5) и выбирается (обязательно существующий) минимальный положительный корень t_{min} , по которому согласно уравнениям (2.1) – (2.4) определяются выходные параметры $x(t_{min})$, $y(t_{min})$, $ns(t_{min})$, $(n\mu)(t_{min})$, $P(t_{min})$ и следующая треугольная ячейка, в которую входит луч.

Проведенные расчеты и сравнения. Для тестирования была рассмотрена задача о падении плоской электромагнитной волны под углом на слой плазмы с диэлектрической проницаемостью, зависящей линейно от расстояния. Получено хорошее соответствие с аналитическим решением [5]. Было проведено две серии расчетов для двух типов мишеней: 1) тонкостенные оболочечные мишени, 2) мишени типа "лазерный парник" [9, 10].

1. В расчетах исследовалась мишень прямого сжатия, состоящая из DD -газа в стеклянной оболочке радиусом 0,25 мм и толщиной 2,4 мкм. Строго в ее центр был сфокусирован импульс Nd -лазера (длина волны 1,06 мкм) треугольной формы (с вершиной в момент 3,6 нс) общей длительностью 4,6 нс и мощностью 250 Дж. Угловое распределение мощности импульса задавалось в виде

$$q(\varphi) = q_0(1 + 0,25\cos(4\varphi)) \text{ Дж/с} \cdot \text{ср.}$$

Результаты, полученные с использованием описанного алгоритма, сравнивались с результатами, полученными в предположении прямолинейного распространения лучей вдоль радиусов с поглощением на критической поверхности.

На рис. 1 показана зависимость коэффициента сжатия $\xi = \frac{2R_0}{R_{MAX} + R_{MIN}}$, где R_0 , R_{MAX} , R_{MIN} – начальное, текущие максимальное и минимальное значения радиуса границы "оболочка – горючее", от времени; на рис. 2 – рост относительной амплитуды возмущения: $\delta/R = \frac{R_{MAX} - R_{MIN}}{R_{MAX} + R_{MIN}}$ от коэффициента сжатия ξ . Результаты расчетов показали, что учет рефракции дает несколько более медленное и равномерное сжатие (рис. 1, 2). Из рис. 1 видно, что учет рефракции излучения привел к меньшей скорости сжатия мишени из-за того, что большая часть лазерной мощности поглотилась в менее плотных слоях короны, рис. 2 демонстрирует более равномерный нагрев мишени в случае учета рефракции. Такой эффект объясняется отражением и выделением энергии в области плазмы с плотностью заметно меньшей критической, а не на критической поверхности.

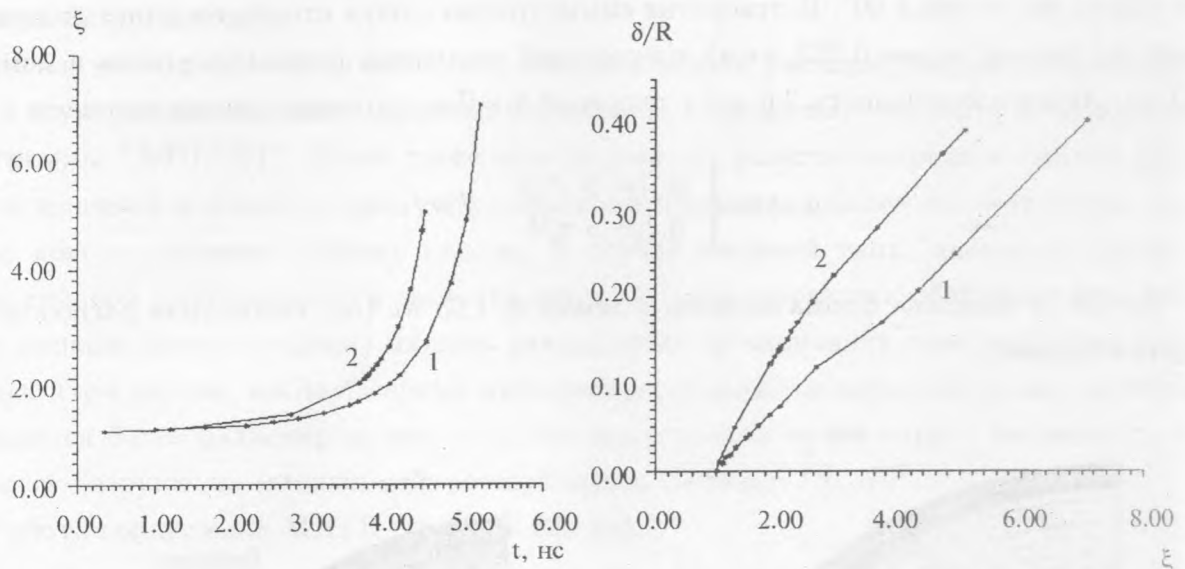


Рис. 1. Зависимость коэффициента сжатия мишени (ξ) от времени (t) для расчетов сжатия оболочечной мишени с учетом (1) и без учета (2) рефракции.

Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды возмущения δ/R контактной границы "оболочка - горючее" от коэффициента сжатия ξ для случаев (1) и (2).

2. С целью увеличения равномерности сжатия в работе [9] была предложена новая конструкция мишени типа "лазерный парник". Такая мишень представляет собой внешнюю камеру из вещества с большим атомным весом, имеющую отверстия для ввода лазерного излучения. Внутри камеры содержится малоплотный поглотитель. В центре мишени располагается рабочая мишень с DT -горючим. В мишени такого типа энергия лазерного излучения переходит в тепловую энергию плазмы с малым Z , а затем капсула с DT -горючим сжимается за счет теплового давления. В [10] на основании двумерных численных расчетов, выполненных с помощью программы "АТЛАНТ" без учета рефракции лазерных лучей, было показано, что с помощью теплопроводного выравнивания в малоплотном поглотителе удастся подавить лишь мелкомасштабные возмущения. Неоднородность нагрева, связанная с малым количеством лазерных пучков, приводит к сильному отклонению формы мишени от сферической. В настоящей статье мы привели результаты расчетов нагрева такого типа мишеней по программе "АТЛАНТ" с учетом рефракции лазерных лучей. Выбранная для расчета мишень состояла из DT -газа в полимерной оболочке (CH) ($R = 0,35$ мм), малоплотного поглотителя

($R = 0,60$ мм) и Си-оболочки с двумя отверстиями. Из центра мишени отверстия были видны под углом в 60° . В отверстия симметрично с двух сторон вводился лазерный импульс (длина волны $0,353$ мкм) треугольной временной формы (вершина в момент $1,3$ нс, общая длительность $2,6$ нс) с энергией 6 кДж с угловым распределением

$$q(\varphi) = \begin{cases} q_0, & |\varphi| \leq \pi/6 \\ 0, & |\varphi| > \pi/6 \end{cases} \quad \text{Дж/с} \cdot \text{ср.}$$

На рис. 3 показана форма мишени к моменту $1,05$ нс (ось симметрии расположена горизонтально).

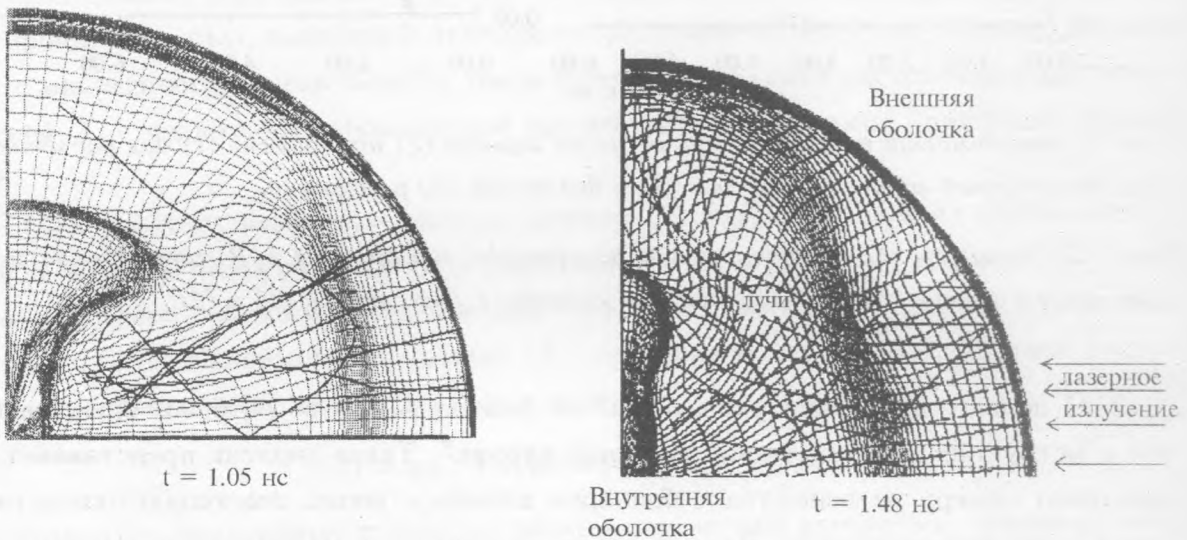


Рис. 3. Форма мишени типа "лазерный парник" на момент времени $t=1,05$ нс для случая лучей, сфокусированных в центр мишени. На рисунке показана лагранжевая сетка мишени. Жирные линии – лазерные лучи.

Рис. 4. Форма мишени типа "лазерный парник" на момент времени $t=1,48$ нс для случая распространения лазерных лучей параллельно оси.

Затем был просчитан процесс сжатия мишени той же конфигурации под действием аналогичного импульса, но с лучами, направленными параллельно. Сжатие мишени получилось более равномерным, чем в случае сфокусированных лучей. Наблюдалась расфокусировка лучей, вызванная разлетом слоев внутренней оболочки с увеличивающейся к центру плотностью. На рис. 4 показана форма мишени в момент $1,48$ нс. К

этому моменту нейтронный выход составил $7,6 \cdot 10^9$. В момент 1,5 – 1,6 нс рабочая мишень разрушается.

Целью настоящей статьи было дать описание модели учета рефракции лазерных лучей в двумерно-неоднородной сферической мишени и продемонстрировать возможности программы "АТЛАНТ". Были проведены двумерные расчеты нагрева и сжатия двух типов мишеней и показано, что учет рефракции приводит к более симметричному нагреву короны мишеней прямого сжатия. В случае мишеней типа "лазерный парник" из-за сильной неоднородности засветки мишени (моделировалось облучение сферической мишени двумя пучками) мишень разрушилась до окончания лазерного импульса. Видно, что в случае, когда лазерные лучи распространяются параллельно оси, мишень сжимается более равномерно, чем в случае фокусировки лучей строго по радиусу. К моменту разрушения мишени нейтронный выход составил $7,6 \cdot 10^9$.

Работа поддержана МНТЦ (грант N 029-94).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Демченко Н. Н., Розанов В. Б. Труды ФИАН, **134**, 32 (1982).
- [2] Розанов В. Б., Демченко Н. Н. Квантовая электроника, **12**, N 9, 1895 (1985).
- [3] Гамалий Е. Г., Демченко Н. Н., Лебо И. Г. и др. Квантовая электроника, **15**, 1622 (1988). См. также Волкова Р. А., Тишкин В. Ф. и др. Сафра. Функциональное наполнение. Программа АТЛАНТ. Решение двумерных задач управляемого термоядерного синтеза. Инструкция. ИПМ им. М. В. Келдыша, М., 1985.
- [4] Большов Л. А. и др. Численное моделирование распространения лазерного излучения в неоднородной поглощающей среде, ИАЭ-4732/16, ЦНИИатоминформ, 1988.
- [5] Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме, Наука, М., 1967.
- [6] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Теоретическая физика, 10. Физическая кинетика, 1979.
- [7] Лебо И. Г., Попов И. В., Розанов В. Б., Тишкин В. Ф. Journal of Russian Laser Research, **15**, 136 (1994).

- [8] Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме, Мир, М., 1971.
- [9] Гуськов С. Ю., Змитренко Н. В., Розанов В. Б. ЖЭТФ, **108**, 548 (1995).
- [10] Лебо И. Г., Попов И. В., Розанов В. Б., Тишкин В. Ф. Квантовая электроника, **22**, 1257 (1995).

Поступила в редакцию 18 ноября 1996 г.

