

СТРУКТУРА ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

С. П. Попов, Г. М. Федоров
(Москва)

Тепловой лазерной пробой первоначально прозрачного диэлектрика и последующее образование в нем плазменной волны поглощения излучения в отличие от хорошо изученного аналогичного явления в газах [1] исследованы сравнительно мало. Причиной этому являются большое число происходящих физических явлений, а также отсутствие точных значений величин, характеризующих состояние диэлектрика в предпробойном и послепробойном состоянии. Сравнение экспериментальных результатов [2, 3], теоретических оценок [4, 5] и одномерных численных расчетов [6, 7] указывает на удовлетворительное описание возникновения и распространения тепловой волны поглощения механизмом нелинейной теплопроводности при соответствующем задании коэффициентов теплопроводности и поглощения лазерного излучения. На этом этапе определяются основные параметры волны поглощения: скорость распространения, средние и максимальные температуры, толщина фронта. Движение образующейся плазмы, возможность протекания процессов диссоциации, наличие поглощающих излучение дефектов, влияние находящегося вне тепловой волны диэлектрика и некоторые другие эффекты не рассматриваются.

Данная работа посвящена изучению влияния двумерности на тепловую волну в диэлектрике в рамках физических моделей, развитых ранее для одномерных и нестационарных случаев [4, 6, 7].

Численно исследовалась система уравнений

$$(1) \quad c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial r} + k(T) q, \quad \frac{\partial q}{\partial x} = k(T) q,$$

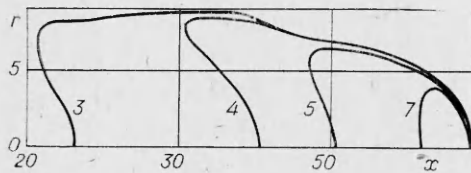
где T — температура; $\kappa(T)$ — коэффициент теплопроводности; q — плотность мощности излучения; $k(T)$ — коэффициент поглощения; c — теплоемкость среды, считающаяся не зависящей от температуры. Коэффициенты $\kappa(T)$ и $k(T)$ выбирались согласно [6]:

$$(2) \quad \begin{aligned} k(T) &= k_0 + k_1 \exp(-E/2T), \quad \kappa(T) = \kappa_0 + \kappa_1 T \exp(-E/2T), \\ k_0 &= 0,25 \text{ см}^{-1}, \quad k_1 = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}, \quad \kappa_0 = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{град}), \\ \kappa_1 &= 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{град}^2), \quad E = 44000 \text{ К}, \quad c = 3,1 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{град}). \end{aligned}$$

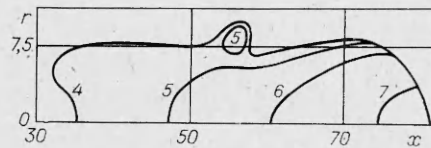
Уравнения (1) решались при $t > 0$ в области $x_2 \geq x \geq x_1, r_1 \geq r \geq 0$ со следующими начальными и краевыми условиями:

$$(3) \quad \begin{aligned} T(x, r, 0) &= T_0 \exp(-r^2/a^2)/(1 + x^2/b^2), \\ q(x_2) &= q_0 \exp(-r^2/a^2), \\ T(x_1, r, t) &= T(x_1, r, 0), \quad T(x_2, r, t) = T(x_2, r, 0), \\ T(x, r_1, t) &= T(x, r_1, 0), \quad \partial T/\partial r = 0 \text{ при } r = 0, \\ T_0 &= 2500 \text{ К}, \quad a = 0,02 \text{ см}, \quad b = x_2 = 0,12 \text{ см}, \\ x_1 &= -0,01 \text{ см}, \quad r_1 = 0,015 \text{ см}, \quad q_0 = 3,2 \text{ МВт}/\text{см}^2. \end{aligned}$$

Численное решение уравнения теплопроводности проводилось методом переменных направлений неявной схемой второго порядка точности по пространственным и первого порядка точности по временной переменным. Коэффициенты $\kappa(T)$ и $k(T)$ вычислялись явно. Разностная сетка была прямоугольной с числом узлов по x и r соответственно 250 и 60. Ввиду сильной нелинейной зависимости коэффициентов от решения временной шаг выбирался из требования прохождения фронтом тепловой волны одного координатного шага за пять временных интервалов. Это условие было определено экспериментально в расчетах одномерных задач. Уравнение переноса излучения по оси x считалось на каждом временном шаге на границах счетных ячеек, используемых при расчете уравнения теплопроводности, внутри ячеек температура аппроксимировалась кусочно-постоян-



Ф и г. 1

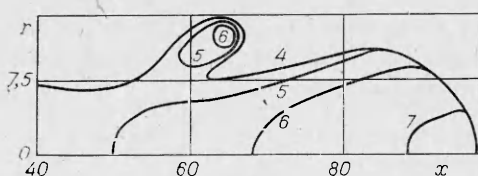


Ф и г. 2

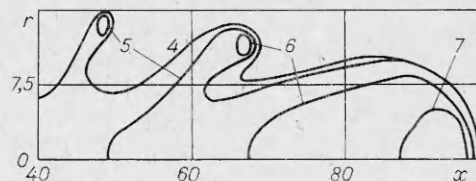
ной функцией. В уравнение теплопроводности добавлялся источник тепла мощностью $q_{i-1/2} - q_{i-1/2}$, где $q_{i-1/2}$ — значение плотности мощности излучения на границе i -й ячейки, обращенной к падающему излучению. На основе того, что нумерация ячеек идет в сторону возрастания x , а излучение распространяется в обратном направлении, $q_{i-1/2} = q_{i+1/2} \times \exp(-k(T_i)dx)$. Вдоль оси r $q_{i\pm 1/2}$ считались постоянными внутри каждого интервала dr . В описанной процедуре выполнялся закон сохранения энергии. Область счета выбиралась такой, чтобы возмущения температуры не доходили до границ на несколько ячеек, чем достигалось выполнение краевых и граничных условий (3) в силу пренебрежимо малых значений коэффициентов $\chi(T)$ и $k(T)$ при заданных начальных распределениях вблизи границ.

В исследуемой задаче подобно одномерному случаю [6] можно выделить несколько стадий процесса. Начальная стадия характеризуется сравнительно медленным ростом максимума температуры и быстрым продвижением его навстречу падающему излучению (фиг. 1). При $t = 0$ максимум находится в $x = 0$. Пробеги излучения сравнимы со всей областью расчета. По мере нагрева диэлектрика длина поглощения излучения в нем сильно уменьшается, происходит захват излучения все меньшей и меньшей областью образующейся плазмы, формируется узкая область с относительно высокими температурами — фронт волны поглощения (фиг. 2). В дальнейшем волна выходит на квазистационарный режим распространения (фиг. 3). На фиг. 1—4 за единицу x и r взято 10^{-3} см, а времени — 10^{-6} с. Цифры у изотерм обозначают соответствующую им температуру, выраженную в 10^3 К.

На фиг. 1 изображены изотермы для времени $t = 160$. Температурное поле имеет форму параболоидов вращения, максимум температуры ~ 7 сдвинут относительно первоначального положения на 60 единиц по направлению к источнику излучения (на фиг. 1—4 находится справа). Тепловая волна только формируется и имеет большую скорость распространения при сравнительно низких температурах. Ко времени $t = 256$ (см. фиг. 2) волна почти сформировалась, выйдя на квазистационарный режим со скоростью распространения 1,4 м/с и максимальной температурой порядка 8. Эти параметры соответствуют одномерной теории, что является следствием малости длины поглощения (порядка нескольких единиц при $T = 7$) по сравнению с радиусом кривизны фронта вблизи оси симметрии. Кроме этой головной тепловой волны, заметна тенденция к образованию второй области высоких температур, зарождающейся около изотермы 4 при $x = 57$. Ко времени $t = 360$ (см. фиг. 3) побочная тепловая волна заметно усиливается, уходя еще дальше от оси симметрии. По направлению x она имеет скорость 0,8 м/с, а по r — 0,5 м/с, максимальная температура в ней сравнивается с температурой в головной волне. Образование такой структуры объясняется сложным нелинейным двумерным рас-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

пространением тепла за счет теплопроводности и подвода энергии от внешнего источника, а также чисто геометрическими факторами, ведущими к экранировке излучения головной частью. Более четкая интерпретация этого явления затруднительна.

Изменение в несколько раз шагов по координатам и времени не приводило к существенному изменению получаемого решения, которое оказалось значительно чувствительнее к изменению соотношений между величинами κ_1 , k_1 , q_0 . Определение области параметров, в пределах которой наблюдается появление побочной тепловой волны, из-за трудоемкости расчетов не проводилось. Наблюдалось хорошее качественное согласие экспериментальной и вычисленной формы всей тепловой зоны, скорости распространения границ максимальной температуры и местоположения их относительно каустики $x = 0$. Точное сравнение с экспериментом в данном случае невозможно из-за отсутствия полного соответствия принятой модели явления его настоящей физической природе, в частности, отсутствие параллельности в распространении излучения может привести к ослаблению побочного максимума и даже к его исчезновению.

Проведенные расчеты показывают, что даже наиболее простая физическая модель приводит в двумерном случае к очень сложному пространственному распределению температур. Такие факторы, как неоднородность в начальном распределении температур, связанная с наличием дефектов, или временная модуляция излучения (что соответствует реальным экспериментам), могут вызвать еще большее усложнение в температурных полях. Например, с целью выяснения влияния последнего из перечисленных факторов были проведены расчеты системы (1) — (3) с единственным изменением q_0 на $q_0(1 + 0,7 \cos(0,2t))$. На фиг. 4 изображены изотермы для $t = 360$. Модуляция излучения с такой частотой приводит к соответствующим колебаниям максимальной температуры и скорости распространения головной тепловой волны (средние же значения которых равны значениям в варианте с постоянным q_0). Кроме того, появляется еще один побочный максимум при $x = 50$.

В заключение авторы выражают благодарность О. С. Рыжову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
2. Каск П. Е., Радченко В. В. и др. Оптический разряд в стекле. — Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 13.
3. Зеликин И. В., Каск П. Е. и др. Наблюдение волны поглощения в прозрачных диэлектриках. — Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 21.
4. Кондратенко П. С., Макшанцев Б. И. О распространении волны поглощения излучения ОКГ в твердом прозрачном диэлектрике. — ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 5.
5. Поюровская И. Е. Структура волны поглощения при оптическом пробое твердых прозрачных диэлектриков. — ФТТ, 1977, т. 19, № 10.
6. Клочан Е. Л., Попов С. П., Федоров Г. М. Развитие тепловой неустойчивости прозрачного диэлектрика под действием непрерывного лазерного импульса. — Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, вып. 8.
7. Поюровская И. Е., Трибельский М. И., Фишер В. И. О волне поглощения, поддерживаемой мощным монохроматическим излучением. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, вып. 6.

Поступила 24 /XI 1983 г.