

НАГРЕВ И ИСПАРЕНИЕ МЕТАЛЛА ИМПУЛЬСОМ ЛАЗЕРА

Н. Н. Голоденко, В. М. Кузьмичев

Х а р ь к о в

Под действием высокоинтенсивного излучения современных лазеров с очень большой плотностью мощности в импульсе (более $5 \cdot 10^5$ вт/см²) происходит испарение поверхностного слоя поглотителя калориметрического измерителя, представляющего собой модель абсолютно черного тела (чаще всего конус). Это может занижать показания прибора, так как энергия, унесенная испаренным материалом, не учитывается температурными датчиками, которые контролируют изменение температуры поглотителя (теплом, возвращенным поглотителю в результате конденсации паров и теплопроводности воздуха, мы пренебрегаем).

Рассмотрим случай прямоугольного импульса лазера и равномерной плотности мощности в луче лазера. Конечностью площади луча и обусловленной ею теплопроводностью вдоль поверхности поглощающего материала можно пренебречь, если длительность импульса $t_0 \ll r_0^2/a$, где r_0 — радиус луча; a — коэффициент температуропроводности.

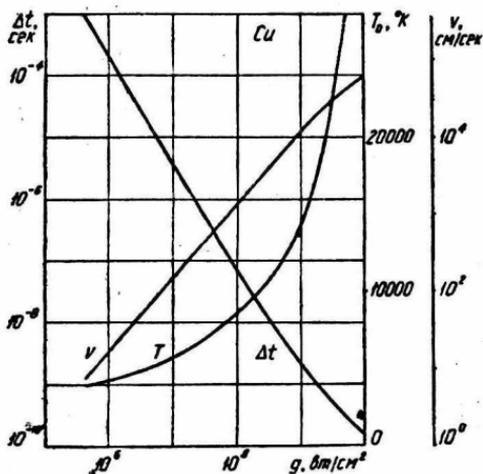


Рис. 1.

Для меди $a = 1,12 \text{ см}^2/\text{сек}$, и так как длительность импульса лазера не превышает 1 мсек, получаем условие $r_0 \gg 0,3 \text{ мм}$, что почти всегда выполняется, если только излучение не фокусируется на поверхность нагрузки. Кроме того, пренебрежём конечностью толщины стенок поглотителя.

Уравнение теплопроводности в системе координат, связанной с движущейся границей (на границе $x=0$), а также

граничные условия записываются в виде [1]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + v(t) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (1)$$

$$- \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q - \rho v (\lambda - RT, 2A), \quad (2)$$

$$v(t) = v_0 \exp \left[- \frac{\lambda A}{RT(0,t)} \right], \quad (3)$$

$$T(\infty, t) = T(x, 0) = 0, \quad (4)$$

где T — температура металла;
 x — координата в направлении, перпендикулярном к границе;

$v(t)$ — скорость движения границы в результате испарения;

a — температуропроводность;

κ — коэффициент теплопроводности;

q — плотность поглощенной мощности (в работе [1] показано, что с повышением температуры коэффициент поглощения металлов значительно возрастает);

ρ — плотность металла;

λ — удельная теплота испарения;

R — универсальная газовая постоянная;
 A — атомный вес металла.

В течение некоторого времени металл нагревается без испарения, и для этого периода можно воспользоваться решением тепловой задачи в случае постоянного теплового потока на границе [2]. Затем скачком граница ускоряется, после чего движется вглубь металла с постоянной скоростью. Распределение температуры за подвижной границей остается таким, какое было достигнуто в конце периода запаздывания, т. е. к моменту достижения стационарного режима. Вместе с границей это постоянное распределение температуры движется вглубь металла. В таком режиме вся поглощаемая мощность уносится продуктами испарения.

Таким образом, вся энергия, поглощенная в течение времени запаздывания, остается в образце; вся энергия, поглощенная после окончания периода запаздывания, уносится продуктами испарения. Доля общей энергии импульса, остающаяся в образце, равна отношению времени запаздывания Δt к полной длительности импульса t_0 :

$$\varepsilon = \frac{\Delta t}{t_0}. \quad (5)$$

В соответствии с [1] время запаздывания

$$\Delta t = \frac{2,25\pi a}{v^2 \left(\frac{\lambda A}{RT_0} + 2,5 \right)}. \quad (6)$$

Температура границы в стационарном режиме T_0 может быть найдена из выражения для плотности потока излучения

$$q = p \left(\lambda + 2,5 \frac{RT_0}{A} \right) \cdot \bar{c} \cdot \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \exp \left(- \frac{\lambda A}{RT_0} \right), \quad (7)$$

средняя скорость звука в металле \bar{c} определяется по скорости продольных c_l и поперечных c_t волн из выражения [3]:

$$\frac{3}{\bar{c}^3} = \frac{1}{c_l^3} + \frac{2}{c_t^3}. \quad (8)$$

Скорость границы в стационарном режиме

$$v = \bar{c} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \exp \left(- \frac{\lambda A}{RT_0} \right). \quad (9)$$

На рис. 1 приведены зависимости скорости и температуры границы в стационарном режиме, а также времени запаздывания от плотности поглощаемой мощности для меди.

На рис. 2 показана зависимость части энергии поглощенного оптического импульса, остающейся в металле и идущей на его нагрев, от плотности поглощенной энергии и длительности импульсов.

Исследовалась также зависимость толщины испаренного слоя от энергии в импульсе при различных длительностях импульса для меди, зависимость плотности поглощаемой мощности,

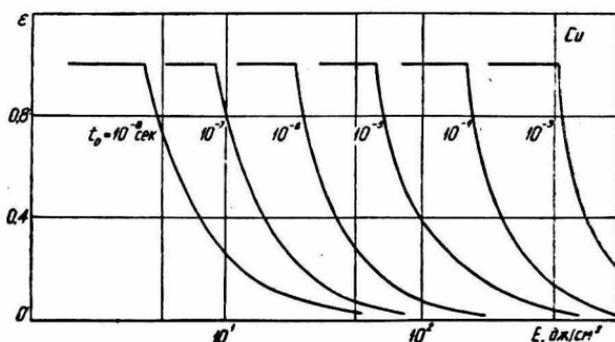


Рис. 2.

при которой достигается стационарный режим, $q_{кр}$ от длительности импульса для меди и никеля.

Испарение поглотителя может также приводить к завалу амплитудной характеристики и искажению формы импульса, индицируемого пироэлектрическими измерителями. Так, у пиродатчиков из керамики ЦТС-23 крутизна амплитудной характеристики резко уменьшается с превышением плотности мощности 4 Мвт/см^2 . Вершина импульса пиротока уплощается, а при еще больших плотностях мощности наблюдается провал вершины.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Анисимов и др. Действие излучения большой мощности на металлы. Изд-во «Наука», М., 1970.
2. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. Изд-во «Высшая школа», М., 1967.
3. Ч. Киттель. Элементарная физика твердого тела. Изд-во «Наука», М., 1965.