

МЕХАНИЗМЫ МОДИФИКАЦИИ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ ПРИ ИХ НЕРАЗРУШАЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ

С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, А.В. Копыцкий, В.И. Недолугов
Гродненский государственный университет имени Янки Купалы
230023 Беларусь, Гродно, ул. Ожешко, 22
e-mail: ion_ne@mail.ru

Исследованы механизмы модификации кристаллической структуры ряда металлов (Cu, Ag, Al, Pb) при их неразрушающей лазерной обработке (плотность потока воздействующего излучения $\sim 5 \cdot 10^5$ Вт/см²). Сделано предположение о связи обнаруженного эффекта с возникновением значительных микронапряжений в зоне обработки облучаемого образца как вследствие быстрого анизотропного нагревания металла, так и в связи с возникновением в материале мишени значительных упругих деформаций.

Введение

Среди различных способов улучшения технологических свойств материалов широко и эффективно используется их обработка импульсным лазерным излучением с различной длительностью и плотностью потока. В наши дни подробно изучены и описаны в научной литературе структурно-фазовые изменения в сталях и железосодержащих сплавах. Изменения в «чистых» (одноатомных) металлах менее изучены. Целью настоящей работы является изучение механизмов изменения структуры ряда металлов (Cu, Al, Ag), подвергшихся воздействию лазерного излучения с плотностью потока $\sim 5 \cdot 10^5$ Вт/см², то есть в условиях начала локального плазмообразования, но в отсутствие развитой эрозии металла.

Экспериментальная установка и экспериментальные результаты

Излучение рубинового лазер ГОР-100М, работающий в режиме свободной генерации (длина волны излучения 0,69 мкм, длительность импульса $\sim 1,2$ мс; энергия импульса варьировалась в пределах от 5 до 50 Дж), пройдя через фокусирующую систему, попадало на образец. Образец помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха – Цендера. В качестве зондирующего использовалось излучение рубинового лазера, работающего в режиме свободной генерации, с длительностью импульса ~ 300 мкс. Зондирующее излучение заводилось в коллиматор, формирующий параллельный пучок диаметром 40 мм, который освещал интерферометр. Интерферометр был состыкован с камерой СФР-1М, работающей в режиме лупы времени с двухрядной линзовой вставкой. Описанная схема позволяла регистрировать развернутые во времени голограммы сфокусированного изображения области, непосредственно прилегающей к облучаемому образцу. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс. Для контроля достоверности результатов, полученных с помощью скоростной голографической киносъемки, экспериментальная установка позволяла исследовать лазерную плазму и традиционными методами. Скорость движения фронта светящегося плазменного образования определялась по щелевым фоторазверткам, зарегистрированным камерой СФР-1М. Камера СФР-1М, работающая в режиме лупы

времени и состыкованная со спектральной приставкой, позволяла регистрировать спектры испускания плазмы с временным разрешением ~ 2 мкс. Интегральные спектры испускания плазмы регистрировались спектрографом ИСП-51, вдоль щели которого строилось изображение осевой зоны плазменного образования. Таким образом, описанная экспериментальная установка позволяла исследовать в единичном эксперименте динамику процесса, происходящего у поверхности металлического образца при действии на него мощного лазерного импульса. По восстановленным с голограмм в стационарных условиях теневым картинам была исследована структура области, прилегающей к облучаемому образцу, измерена скорость движения плазменного фронта и фронта ударной волны. По интерференционным картинам определялось пространственное (в радиальном направлении) и временное распределение показателя преломления в лазерной плазме на разных стадиях ее развития. Достоверность полученных результатов контролировалась спектроскопическими измерениями и данными щелевых фоторазверток.

Известно, что вклад в рефракцию эрозионной плазмы аддитивно вносят как электроны, так и тяжелые частицы в основных и возбужденных состояниях [3]. В соответствии с описанной в указанной монографии методикой были рассчитаны распределения плотности электронов в радиальном направлении для различных моментов времени и различных сечений лазерного эрозионного плазменного факела (ЛЭПФ). Для уточнения значений электронной плотности с учетом влияния на рефракцию тяжелых частиц и определения полей их плотности в различные моменты времени были проведены исследования ЛЭПФ с помощью двухдлинноволновой голографической киносъемки [1].

На рисунке 1 показано продольное распределение средних по диаметру сечения концентраций электронов вдоль оси ЛЭПФ, возникающего у поверхности медного образца, полученных с помощью двухдлинноволновой (кривая 1) и однодлинновой (кривая 2) скоростной голографической киносъемки. На расстоянии 10 – 15 мм от поверхности образца кривые 1 и 2 практически совпадают, т.е. тяжелые частицы ("горячие" атомы и ионы меди и молекулы воздуха) вносят малый вклад в рефракцию плазмы. На больших расстояниях, где отсутствуют "разогретые", све-

тящиеся частицы, вклад молекул воздуха становится заметным (кривая 2 лежит ниже кривой 1). Это связано с выталкиванием воздуха плазменным облаком. Результаты расчетов продольного распределения средних по диаметру сечения факела концентраций молекул воздуха представлены на рисунке 1 (кривая 3). Были также рассчитаны интегральные по времени плотности электронов в лазерной эрозионной плазме, которые хорошо согласуются со значениями, полученными по интегральным спектрам испускания ЛЭПФ, зарегистрированным с помощью спектрографа ИСП-51 ($\bar{N}_e \approx 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Спектроскопические измерения электронной концентрации проводились по штарковскому уширению спектральных линий. По спектрам испускания также была определена средняя температура ЛЭПФ $\bar{T} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ K}$.

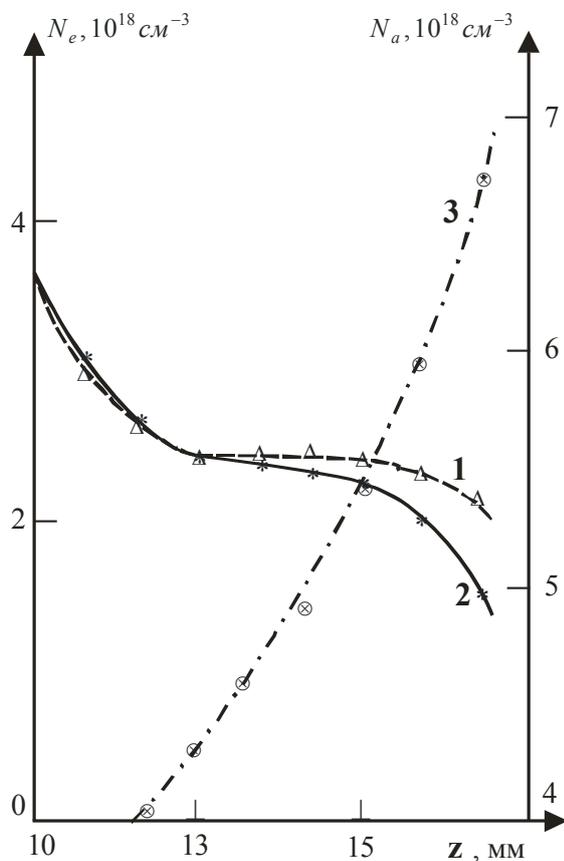


Рисунок 1 – Продольные распределения средних по диаметру сечения концентраций электронов, рассчитанные методом двухдлинноволновой (1) и однодлинноволновой (2) голографической кино съемки, а также определенная двухдлинноволновым методом средняя «избыточная» концентрация тяжелых частиц (3). Распределения получены через 38,4 мкс после начала воздействия на алюминиевый образец лазерного излучения с плотностью потока $\sim 10 \text{ МВт/см}^2$

Проведенные исследования показали, что в области около облучаемого образца по сравнению с исходной плотностью воздуха как средняя концентрация электронов в плазменном факеле, так и отклонение плотности воздуха от исходной невелики. Это позволяет при расчете давления в

плазменном факеле у поверхности облучаемой мишени p_0 использовать уравнение состояния [2]. С учетом указанного значения средней температуры плазмы \bar{T} давление $p_0 \approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ Па}$, т. е. при падении каждого пика облучаемый образец испытывает достаточно сильный удар.

Рассчитаем теперь изменения температуры $T(\vec{r}, t)$ поверхности медного образца, облучаемого лазерными импульсами с использованными в эксперименте параметрами. Расчет проводился для 1 пика лазерного импульса; длительность пика $\tau \approx 1 \text{ мкс}$, энергия $E = 1 \text{ Дж}$. Численно решалось уравнение $\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = a^2 \Delta T(\vec{r}, t) + f(\vec{r}, t)$ с начальными

условиями $T(\vec{r}, 0) = T_0 = 300 \text{ K}$ и граничным условием $(n \cdot \text{grad } T(\vec{r})) = 0$. Функция источника $f(r, t)$ имела в пределах пятна фокусировки радиально симметричный вид

$$f(\vec{r}, t) = \begin{cases} 0, & r > r_0 \\ b \alpha(t) \cdot \delta(z) + k \cdot (\bar{T} - T(\vec{r})), & r \leq r_0 \end{cases}$$

где $b = \frac{E}{d^2} \cdot \frac{1 - \rho_{\text{от}}}{c \gamma \sqrt{a \tau}}$, энергия импульса, c – удельная теплоемкость, длительность импульса $\tau \approx 1 \text{ мкс}$, γ – плотность, a – температуропроводность, $\alpha(t)$ – нормированная временная зависимость энергии в воздействующем лазерном импульсе, $\rho_{\text{от}}$ – коэффициент отражения, k – коэффициент теплопередачи.

На рисунке 2 представлены рассчитанные для $E = 1 \text{ Дж}$ временные зависимости $\Delta T = T - T_0$ на границе пятна фокусировки излучения на поверхности медного образца. Видно, что T быстро (до окончания действия лазерного импульса) возрастает до значения, близкой к температуре плавления меди, и довольно быстро убывает (через $\sim 20 \text{ мкс}$ после подачи импульса $\Delta T \sim 10 \text{ K}$). Существенно, что при подаче через 20 мкс 2-го лазерного пика временная зависимость ΔT остается такой же – меняется только T_0 . Таким образом, после подачи 50-ти лазерных импульсов температура мишени до подачи следующего пика не опускается ниже температуры плавления меди.

Заключение

При воздействии на поверхность металлического образца (Cu, Ag, Al, Pb) лазерного излучения с плотностью потока $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$, то есть в условиях начала локального плазмообразования, но в отсутствие развитой эрозии металла, у поверхности облучаемой мишени температура в пароплазменном облаке достигает значения $\bar{T} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ K}$, а давление – значения

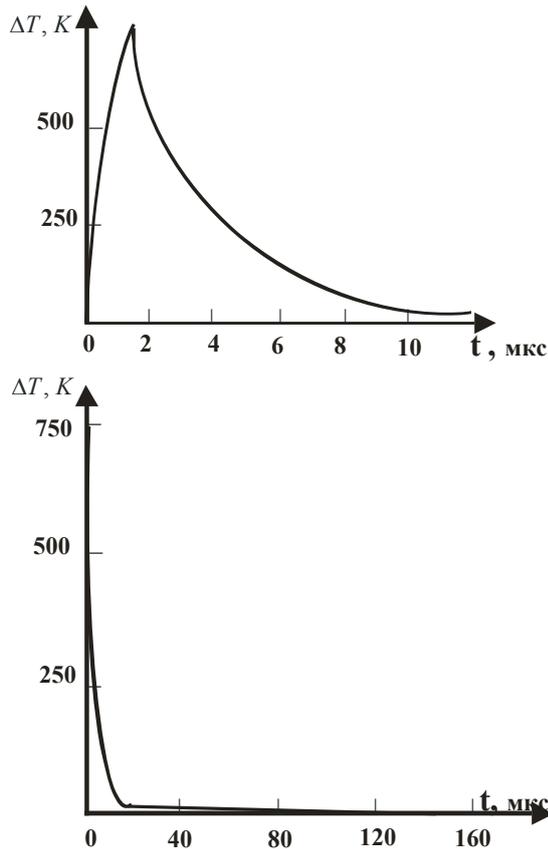


Рисунок 2 – Временные зависимости ΔT на границе пятна фокусировки излучения при различном временном разрешении

$p_0 \approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ Па}$, т. е. при падении каждого пика лазерного импульса облучаемый образец испытывает достаточно сильный удар.

В ходе воздействия на металлический образец каждого пика лазерного импульса температура на облучаемой поверхности быстро (до окончания действия пика) возрастает до значения, близкой к температуре плавления металла, и довольно быстро убывает (для меди через ~ 20 мкс после подачи импульса $\Delta T \sim 10 \text{ К}$). При этом даже после подачи 50-ти пиков лазерного импульса температура мишени до подачи следующего пика не опускается ниже температуры плавления металла.

Полученные результаты позволяют сделать предположение о том, что модификация кристаллической структуры ряда металлов (Cu, Ag, Al, Pb) при их неразрушающей лазерной обработке (плотность потока воздействующего излучения $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$) обусловлена возникновением значительных микронапряжений в зоне обработки облучаемого образца как вследствие быстрого анизотропного нагревания металла, так и в связи с возникновением в материале мишени значительных упругих деформаций.

Библиографический список

1. Барихин Б. А., Иванов А.Ю., Недолугов В. И. Скоростная голографическая киносъемка лазерной плазмы // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17, № 11 – С. 1477 – 1480..
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 584с.

MECHANISMS OF METAL STRUCTURE MODIFICATION ON ITS NON-DESTROYING LASER TREATMENT

S.V. Vasiliev, A.Yu. Ivanov, A.V.Kopytsky, V.I. Nedolugov.
Grodno State University, Ozheshko 22, 230023 Grodno, Belarus,
e-mail: ion_ne@mail.ru

The crystalline structure changes in some metals (Cu, Ag, Al, Pb) during their nondestructive laser treating (radiation intensity $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$) were investigated. The supposition of connection of the discovered effect with the considerable microstresses in zone of irradiated sample treating appearance both owing to fast anisotropic metal heating and to considerable elastic deformation in the target matter origin was made.