

Влияние электрического поля на приповерхностные процессы при лазерной обработке металлов

С.В.Васильев, А.Ю.Иванов

Показано, что при изменении напряженности внешнего электрического поля различной полярности от 0 до 10^6 В/м в ходе воздействия лазерного излучения со средней плотностью потока $\sim 10^6$ Вт/см² на поверхности ряда металлов (Cu, Al, Sn, Pb) изменение особенностей эволюции плазменного факела на ранних стадиях носит количественный, а не качественный характер. В то же время характерные размеры капель вещества мишени, вынесенных из облученной зоны, существенно (в несколько раз) уменьшаются при увеличении амплитуды напряженности внешнего электрического поля независимо от его полярности.

Ключевые слова: лазерное излучение, электрическое поле, плазмообразование, гравитационно-капиллярные волны.

1. Введение

В связи с постоянным расширением сферы технологических применений лазеров возникают новые задачи, для решения которых необходимо изучать процессы, происходящие при воздействии световых потоков на поверхность твёрдого тела. Подобные исследования особенно важны для выбора наиболее эффективных режимов лазерной обработки материалов, включая лазерный раскрой, перфорацию, сварку материалов, модификацию свойств их поверхности, лазерное напыление пленок, а также для разработки новых методов контроля лазерных технологических процессов. Кроме того, такие исследования представляют и самостоятельный научный интерес. Актуальным является изучение закономерностей изменения рельефа твёрдых тел в процессе их облучения импульсным лазерным излучением в различных внешних условиях, в частности при наличии внешних электрических полей.

Большой интерес вызывает также изучение процессов в образующемся у поверхности облучаемого образца пароплазменном облаке, т.к. они самым существенным образом [1–5] влияют на ход обработки материала.

Цель настоящей работы – исследование влияния различных по величине электрических полей (от 0 до 10^6 В/м) на пространственную и временную эволюцию лазерной плазмы, возникающей при воздействии миллисекундных лазерных импульсов на поверхности металлов (медь, алюминий, олово, свинец) и на установление закономерностей формирования рельефа поверхности облучаемых образцов.

С.В.Васильев, А.Ю.Иванов. Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Белоруссия, 230023 Гродно, ул. Ожешко, 22; e-mail: serg.vas@tut.by, ion_ne@mail.ru

Поступила в редакцию 22 августа 2011 г., после доработки – 15 ноября 2011 г.

2. Методика исследований и экспериментальная установка

Схема использованной в работе экспериментальной установки приведена на рис.1. Излучение рубинового лазера ГОР-100М 1 ($\lambda = 0.694$ мкм), работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau \sim 1.2$ мс, рис.2), пройдя через фокусирующую систему 2, направлялось через отверстие в электроде 3 на образец 4, который служил вторым электродом и располагался в воздухе при давлении 10^5 Па. Диаметр пятна излучения на образце с резкими краями варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм.

Часть ($\sim 4\%$) лазерного излучения (ЛИ) направлялась передней гранью стеклянного клина 5 в измеритель энергии ИМО-2Н 6, входное окно которого было расположено в фокальной плоскости линзы 7. Энергия лазерных импульсов варьировалась от 5 до 60 Дж. Коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14 8, сигнал с которого подавался на вход осциллографа С8-13, использовался для регистрации временной формы лазерного импульса. Напряжение на электроды 3, 4 подавалось от источника 14, созданного на базе умножителя напряжения УН 9/27-13 блока ТВС-110. Источник позволял изменять напряжение в пре-

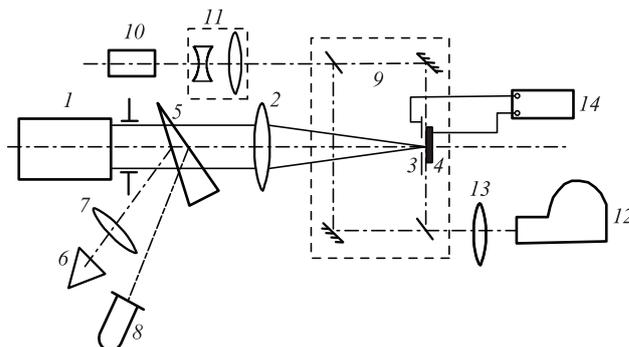


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

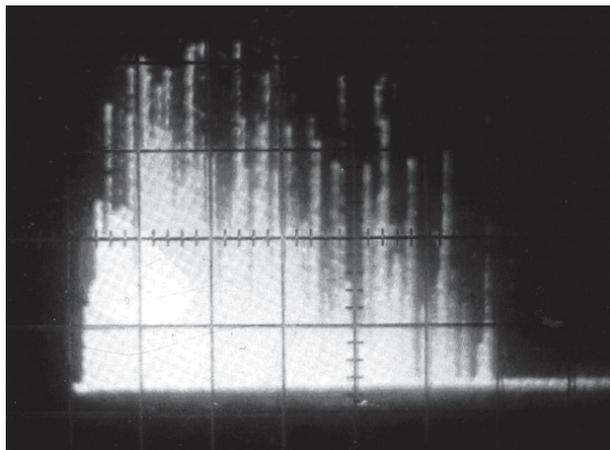


Рис.2. Оциллограмма импульса излучения лазера ГОР-100М. Скорость развертки 200 мкс/дел.

делах 25 кВ и поддерживать его стабильным во время проведения эксперимента.

Для изучения пространственной и временной эволюции лазерного факела в ходе воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голографической кино съемки [6]. Межэлектродный промежуток располагался в одном из плеч интерферометра Маха–Цендера 9, который освещался излучением рубинового лазера 10 ($\lambda = 0.694$ мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Длительность импульса излучения составляла ~ 400 мкс. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась диафрагмой, помещенной внутри резонатора, а продольных – эталоном Фабри–Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение после коллиматора 11 представляло собой параллельный световой пучок диаметром до 3 см, что позволяло наблюдать за развитием пароплазменного облака.

Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М 12, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на образец лазерного пучка при помощи объектива 13. Скоростная камера работала в режиме лупы времени. Описанная схема позволяла регистрировать развернутые во времени голограммы сфокусированного изображения лазерного факела. Отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0.8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полю объекта ~ 50 мкм. Дифракционная эффективность голограмм позволяла в стационарных условиях восстанавливать и регистрировать интерференционные и теневые картины исследуемого процесса.

Для исследования формы поверхности образовавшегося на пластине кратера использовался метод проекции полос [7], который в данном случае оказался эффективнее голографических методов получения контуров рельефа и стереофотограмметрического метода [8], т.к. позволил ещё на стадии проецирования полос получить картину с регулируемой чувствительностью измерений и достаточно хорошей видимостью полос, контролируемых визуально. Чувствительность измерений (относительное смещение полосы) регулировалась изменением периода спроецированных полос, а хорошая видимость обеспечивалась изменением угла освещения исследуемой поверхности до

устранения световых бликов от поверхности кратера. Данный метод детально описан и успешно применен в работах [9 – 11].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные исследования показали, что при любой полярности приложенного напряжения (на облучаемый образец подавался положительный или отрицательный относительно электрода 3 потенциал) топография кратера практически идентична и определяется распределением энергии по пятну фокусировки лазерного излучения (рис.3, 4).

На рис.5, *a–в* приведены интерферограммы, восстановленные с голограмм, зарегистрированных в различные моменты времени в ходе скоростной голографической кино съемки. Рисунок наглядно иллюстрирует как начальный этап развития лазерного факела, так и обтекание плазмой электрода 3 при различных направлениях вектора напряженности внешнего электрического поля.

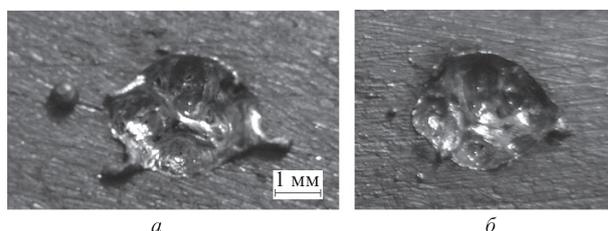


Рис.3. Фотографии кратеров, полученных при воздействии на мишень лазерных импульсов в отсутствие внешнего электрического поля (*a*) и при его наличии (*б*).

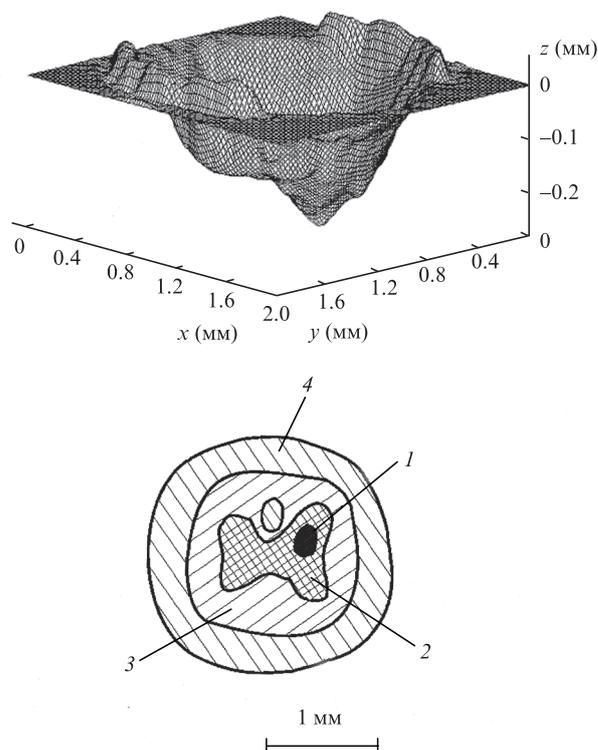


Рис.4. Объемная топограмма кратера (*a*) и распределение плотности световой энергии по поперечному сечению лазерного пучка (*б*): 4.5 (1), 3.5 (2), 1.2 (3) и 0.8 Дж/мм² (4).

На рис.5, *г-е* приведены полученные на основании обработки интерферограмм [12] данные по распределению концентрации свободных электронов плазмы испаренного металла в различные моменты времени. Хотя распределение энергии по пятну фокусировки ЛИ неравномерно, линии равной концентрации электронов имеют практически гладкий вид, что свидетельствует об относительно однородной ионизации паров эродированного вещества. Существенно, что, несмотря на значительное увеличение во времени объема плазменного образования, средняя концентрация электронов в факеле остается практически неизменной и даже несколько растет, что может быть связано как с постоянным увеличением массы вынесенного вещества, так и со вторичной ионизацией плазмы ЛИ. Отметим, что наличие внешнего электрического поля слабо влияет на концентрацию электронов в лазерном факеле.

При расстоянии между электродами 2 см максимальный поперечный размер пароплазменного облака на поверхности электрода 3 при отрицательном напряжении на мишени составлял 2 см, в отсутствие внешнего электрического поля – 1.7 см и при положительном напряжении на мишени – 1.5 см. Это можно наблюдать как на интерферограммах, так и по ожогу на защищающей второй электрод полиэтиленовой пленке. Как видно из интерферограмм, достигнув второго электрода через 56, 64 и 72 мкс соответственно, пароплазменное облако практически не увеличивается в поперечных размерах. Возможно, это связано с вытеканием плазмы из межэлектродного промежутка через отверстие в электроде 3, которое используется для прохождения лазерного излучения к мишени (диаметр отверстия 1 см).

На рис.6 представлены рассчитанные на основании информации, полученной при анализе временного изменения вида интерферограмм, зависимости скорости перемещения фронта плазменного факела от времени при различном направлении вектора напряженности внешнего электрического поля. Видно, что вплоть до достижения плазменным фронтом электрода 3 его скорость не только не уменьшается (что характерно для поздних стадий существования лазерного факела [6]), но даже увеличивается, причем как при наличии внешнего электрического поля любой ориентации, так и в его отсутствие. Как уже

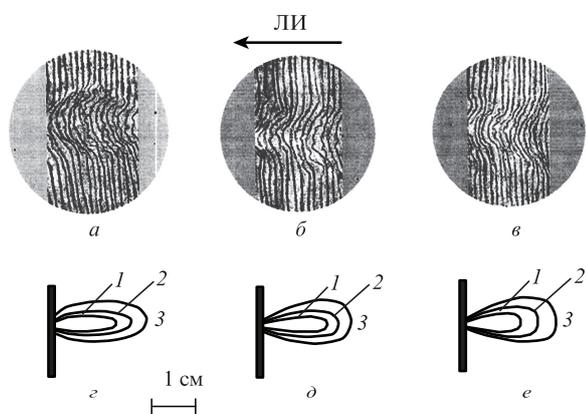


Рис.5. Интерферограммы лазерных факелов (*а, б, в*) и изолинии полей концентрации электронов в них (*г, д, е*) при отрицательном потенциале мишени (*а, г*), в отсутствие электрического поля (*б, д*) и при положительном потенциале мишени (*в, е*) в момент времени 72 мкс от начала воздействия ЛИ; кривая 1 соответствует концентрации электронов 5×10^{18} , 2 – 2.5×10^{18} , 3 – 10^{18} см^{-3} .

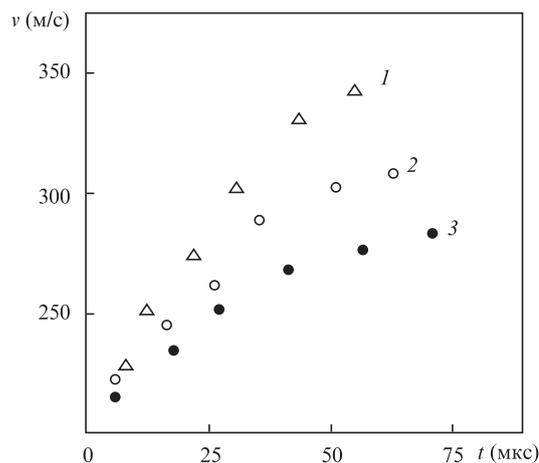


Рис.6. Зависимости от времени скорости движения фронта плазменного факела при отрицательном потенциале мишени (1), в отсутствие поля (2), при положительном потенциале мишени (3).

говорилось, это связано с постоянным и значительным увеличением массы вещества, вынесенного под действием ЛИ на облучаемый образец, а также со вторичной ионизацией плазмы ЛИ.

Максимальные скорости разлета плазменного факела составили 350 м/с при отрицательном напряжении на мишени, 310 м/с в отсутствие внешнего электрического поля и 270 м/с при положительном напряжении на мишени.

При подаче как положительного, так и отрицательного потенциала на образец на его поверхности после лазерного воздействия появляется множество мелких капель (рис.3 и 7). В частности при энергии импульса ЛИ 20 Дж, диаметре пятна фокусировки 2 мм и напряженности электрического поля 10^6 В/см наблюдался вынос капель со средним характерным размером менее 0.1 мм на расстояние до 2 см от центра лунки. Максимальный характерный размер капель был равен $\sim 0.4 \text{ мм}$.

В отсутствие внешнего электрического поля средний размер капель составлял $\sim 0.4 \text{ мм}$. Капли были заметны на расстоянии до $\sim 1 \text{ см}$ от центра лунки.

В соответствии с приведенными выше результатами динамика процессов на поверхности образца, помещенного во внешнее электрическое поле с напряженностью от 0 до 10^6 В/м и подвергающегося воздействию импульсного ЛИ с указанными выше параметрами, представляется следующей. Первичное плазмообразование и началь-

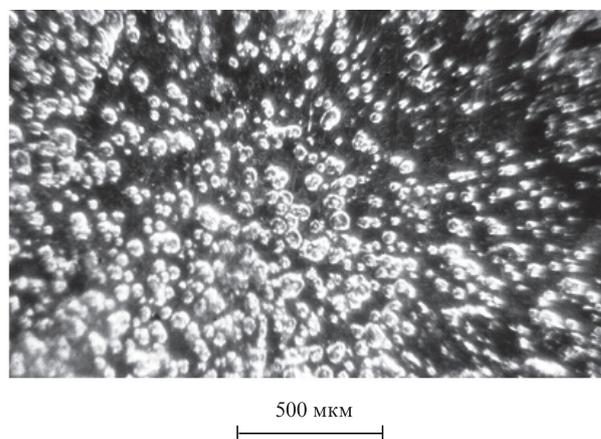


Рис.7. Фотографии микрорельефа поверхности внешней зоны кратера.

ные стадии развития лазерного факела принципиально не отличаются от наблюдаемых в отсутствие внешнего электрического поля. Металл плавится и испаряется. В результате локального паро- и плазмообразования [13 – 16] начинает формироваться эрозионный факел с мелко-дисперсной жидкокапельной фазой. Отметим, что объемному парообразованию способствуют газы, растворенные в металле, и пространственно-временная неоднородность лазерного излучения [15]. При плотностях потока $10^6 - 10^7$ Вт/см² объемное парообразование характерно для всех использованных в экспериментах металлов [16]. Разумеется, наличие внешнего электрического поля влияет (увеличивает или уменьшает – в зависимости от направления вектора напряженности поля) на скорость перемещения плазменного фронта и несколько искажает форму плазменного облака. Существенно, что указанные отличия (при рассматриваемых параметрах ЛИ) наблюдаются только на начальной стадии развития лазерного факела, поскольку после достижения пароплазменным облаком электрода 3 происходит электрический пробой (короткое замыкание) и внешнее поле в межэлектродном промежутке исчезает.

Рассмотрим теперь движение капель расплавленного металла в пароплазменном облаке. Значительные различия в характерных размерах капель, наблюдаемых на поверхности облученного образца в присутствии внешнего электрического поля (независимо от направления вектора напряженности поля) и в его отсутствие, на наш взгляд, свидетельствует о следующем механизме формирования капель [17, 18]. Известно, что на поверхности жидкости (в том числе и жидкого металла) под действием разнообразных возмущений могут формироваться гравитационно-капиллярные волны [17 – 20]. К таким возмущениям, безусловно, можно отнести и пространственно-неоднородное испарение вещества мишени вследствие ее неравномерного нагревания из-за неравномерного распределения энергии по пятну фокусировки ЛИ [10], и неравномерное первичное плазмообразование [18, 21 – 24], обусловленное шероховатостью поверхности облучаемого образца [10], и в первую очередь – выплескивание расплавленного металла, инициируемое каждым пичком воздействующего на облучаемый образец ЛИ [11].

Пользуясь методом, изложенным в работе [19], можно показать, что при незначительной толщине слоя расплавленного металла (о чем свидетельствует вид «внешней» (наплавленной) зоны кратера, в частности отсутствие буртиков значительной высоты на границе лунки) уравнение дисперсии для гравитационно-капиллярных волн имеет вид [17]

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + gk - \frac{kE_0 E'}{4\pi\phi \xi'} \Big|_{z=0}, \quad (1)$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения расплавленного металла; ρ – его плотность; g – ускорение свободного падения; k – модуль волнового вектора гравитационно-капиллярной волны; E_0 – напряженность электрического поля на поверхности ($z = 0$) расплавленного металла (ось z перпендикулярна поверхности облучаемого образца, направлена в сторону источника ЛИ и параллельна вектору \mathbf{E}_0); $E' = -\partial\phi'/\partial z$ – возмущение электрического поля в пространстве, окружающем расплавленный металл; ξ' – малое смещение поверхности жидкости в направлении оси z в гравитационно-капиллярной волне.

Поскольку для однородного поля E_0 потенциал $\phi = -E_0 z$ (потенциал на поверхности металла считаем равным нулю), смещение указанной поверхности на малую величину ξ' приводит к малому искажению потенциала:

$$\phi' \Big|_{z=0} = E_0 \xi'. \quad (2)$$

Из рис.3 следует, что максимальная концентрация электронов в плазменном образовании не превышает $\sim 10^{18}$ см⁻³, что соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды ϵ приблизительно на 10^{-5} . Таким образом, у поверхности металла $\epsilon \cong 1$, и с учетом граничного условия (2)

$$\phi' = E_0 \xi' e^{-kz}.$$

В этом случае уравнение дисперсии гравитационно-капиллярных волн принимает вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + gk - \frac{k^2 E_0^2}{4\pi\phi}.$$

Поскольку частота гравитационно-капиллярных волн ω определяется временными характеристиками вышеупомянутых возмущений и, следовательно, не зависит от напряженности электрического поля E_0 , при увеличении модуля волнового вектора $k = 2\pi/\Lambda$ должен возрастать, а длина гравитационно-капиллярной волны Λ – уменьшаться. Если предположить, что капли «срываются» потоком плазмы с «вершин» гравитационно-капиллярной волны и, следовательно, их характерный размер пропорционален Λ , становится понятным, почему при наличии внешнего электрического поля (при любом его направлении) наблюдавшийся экспериментально средний размер капель существенно уменьшался.

Вылетевшие капли имеют заряд того же знака, что и облучаемый образец. Поэтому капли начинают двигаться с ускорением ко второму электроду. Однако с учетом того, что максимальная начальная скорость вылета капли для аналогичных условий воздействия [10] составляет ~ 45 м/с, т. е. на порядок меньше скорости разлета пароплазменного облака, к моменту пробы межэлектродного промежутка капли не успевают достичь электрода 3. В дальнейшем (в отсутствие внешнего электрического поля) капли двигаются под действием тех же сил, что и в работе [10], и поэтому так же, как в [10]. При этом, набрав на стадии ускоренного движения в электрическом поле скорость, превышающую начальную, капли могут пролететь вдоль поверхности облучаемого образца большее расстояние, нежели в отсутствие электрического поля, что и наблюдается в эксперименте. Кроме того, улетев от поверхности образца на большее расстояние и, следовательно, находясь до возвращения на указанную поверхность под воздействием плазмы в течение большего времени, они могут дробиться в большей степени, чем в отсутствие внешнего поля.

Следует отметить, что капли в эрозионном факеле могут появляться не только за счет неустойчивости поверхности ванны расплава, но и при конденсации паров продуктов эрозии [25, 26]. Более того, поскольку сформировавшиеся при конденсации паров капли могут быть заряжены [27], они, как и капли, вынесенные из ванны

расплава, в электрическом поле могут быть удалены от лунки на большее расстояние, чем в отсутствие электрического поля. Однако доминирующим данный механизм плазмообразования является при несколько ином режиме воздействия лазерного излучения на вещество [25 – 28]: при значительно большей средней плотности потока излучения ($10^8 - 10^9$ Вт/см²) и меньшей продолжительности воздействия (использовались одиночные импульсы лазерного излучения длительностью 100 – 200 нс с менее гладкой временной формой). В случае такого режима лазерной обработки металлов наблюдается экранировка облучаемого образца плазменным образованием, что возможно только при концентрации пара аблированного материала, существенно превышающей 10^{18} см⁻³ (см. рис.5). При этом наблюдалось интенсивное образование капель с размерами ~200 нм и менее, причем наиболее активно данный процесс проходил на поздних стадиях воздействия лазерного излучения на вещество (при спадающей интенсивности лазерного воздействия) [28] и даже после его прекращения [25]. При меньшей плотности потока излучения, характерной для рассматриваемого в настоящей работе эксперимента ($\sim 10^{18}$ см⁻³), конденсация капель из пара продуктов абляции должна происходить менее интенсивно. Поэтому существенный вклад конденсационного механизма в процесс формирования крупных капель (с размерами 0.1 – 0.4 мм, см. рис.2 и 7), особенно на ранних стадиях процесса, т. е. до заполнения плазменным облаком всего межэлектродного промежутка, представляется маловероятным.

4. Выводы

Проведенные исследования показали, что при воздействии лазерного излучения со средней плотностью потока $\sim 10^6$ Вт/см² на поверхности ряда металлов (Cu, Al, Sn, Pb) во внешнем электрическом поле различной полярности с напряженностью до 10^6 В/м характерные размеры капель вещества мишени, вынесенных из облученной зоны, уменьшаются при повышении напряженности внешнего электрического поля в несколько раз. Возможно, это связано с изменением длины возбуждаемой на поверхности расплавленного металла гравитационно-капиллярной волны. Зарегистрированный эффект открывает возможность управления размерами металлических капель в ходе лазерного напыления тонких пленок.

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучений большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
2. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
3. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михалеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1982).
4. Рэди Дж. *Промышленное применение лазеров* (М.: Мир, 1981).
5. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов В.А. и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М.: Наука, 1989).
6. Барихин Б.А., Иванов А.Ю., Недолугов В.И. *Квантовая электроника*, **17**, 1477 (1990).
7. Вест Ч. *Голографическая интерферометрия* (М.: Мир, 1982).
8. Апрель Ж., Арсено А., Баласураманьян Н. *Оптическая голография* (М.: Мир, 1982).
9. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. *Квантовая электроника*, **20**, 616 (1993).
10. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. *Квантовая электроника*, **22**, 830 (1995).
11. Босак Н.А., Васильев С.В., Иванов А.Ю., Минько Л.Я., Недолугов В.И., Чумаков А.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 69 (1999).
12. Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В. *Голографическая интерферометрия* (М.: Наука, 1977).
13. Ельяшевич М.А., Минько Л.Я., Романов Г.С., Станкевич Ю.А., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **49**, 1132 (1985).
14. Гончаров В.К. *Инж.-физ. журн.*, **62**, 665 (1992).
15. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. *Инж.-физ. журн.*, **66**, 662 (1994).
16. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. *Квантовая электроника*, **22**, 249 (1995).
17. Владимиров В.В., Головинский П.М. *ЖЭТФ*, **82**, 1464 (1982).
18. Зайкин А.Е., Левин А.В., Петров А.Л., Странин С.А. *Квантовая электроника*, **18**, 708 (1991).
19. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. *Введение в теорию колебаний и волн* (М.: Наука, 1984).
20. Зайкин А.Е., Левин А.В., Петров А.Л. *Квантовая электроника*, **21**, (1994).
21. Дорофеев И.А., Либенсон М.Н. *Оптика и спектроскопия*, **76**, 73 (1994).
22. Голубь А.П. и др. *ЖТФ*, **51**, 316 (1981).
23. Дацкевич Н.П. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 853 (1984).
24. Чумаков А.Н. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 773 (1994).
25. Гончаров В.К., Козадаев К.В. *Инж.-физ. журн.*, **83**, 80 (2010).
26. Чумаков А.Н., Береза Н.А., Ху Дз.Д., Босак Н.А., Гуо З.Х., Хиэ К.К. *Инж.-физ. журн.*, **84**, 524 (2011).
27. Klimentov S.M. et al. *Laser Phys.*, **8** (6), 1 (2008).
28. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *Инж.-физ. журн.*, **84**, 723 (2011).