

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 536.421

МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ МИКРОСТРУКТУРЫ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛАХ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА

© 2012 г. В. С. Макин, канд. физ.-мат. наук

Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

E-mail: makin@sbor.net

Проанализированы результаты экспериментов по воздействию серии импульсов 1,7-нс излучения CO₂-лазера на медные зеркала. Предложено качественное объяснение совокупности наблюдавшихся экспериментальных закономерностей, основанное на возбуждении и диссипации энергии поверхностной электромагнитной волны падающим излучением в системе вакуум–плазменный слой–металл.

Ключевые слова: CO₂-импульсное лазерное излучение, плазма пробоя, отражение излучения, металлическое зеркало, поверхностная электромагнитная волна, упорядоченные структуры разрушения.

Коды OCIS: 350.5340, 50.3390

Поступила в редакцию 26.04.2011

В начале 80-х годов прошлого века в Лос-Аламосской лаборатории США были проведены эксперименты по воздействию серии импульсов излучения CO₂-лазера на медные зеркала с целью выяснения пороговых характеристик зеркал и механизма их разрушения.

В экспериментах [1–3] использовался CO₂-лазер с длительностью импульса излучения $\tau = 1,7$ нс. Мишень помещалась вблизи фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием 1 м в вакуумной камере ($P \approx 0,1$ Торр). Излучение падало под небольшим углом к нормали поверхности зеркала ($\theta \approx 15^\circ$). Отраженное излучение регистрировалось калориметром и нормировалось на опорный пучок (“относительная яркость” отраженного излучения).

В экспериментах определялось пороговое значение плотности энергии лазерного излучения, необходимое для разрушения зеркала при однократном воздействии излучения. Далее интенсивность излучения уменьшалась (примерно на 10%) и проводилось облучение разных областей поверхности зеркала. На каждую область приходило фиксированное число импульсов, которое изменялось через 10 вплоть

до 100. Суммируем результаты экспериментов [1–4]:

- во время воздействия наблюдали уменьшение, от импульса к импульсу, отраженного излучения (“относительной яркости”) вплоть до 0,3. Уменьшение было выше для зеркал, изготовленных путем алмазного микроточения [3] по сравнению с обычной механической полировкой;

- по окончании воздействия интенсивность излучения уменьшали на порядок ($I = 0,1I_0$) и в этих условиях осуществляли измерение “относительной яркости”, которая оказывалась такой же, как и до начала облучения ($I_0 = 11,2$ Дж/см²);

- на поверхности зеркала с использованием сканирующей электронной микроскопии были обнаружены микроструктуры, характерный пространственный масштаб которых уменьшался с увеличением количества импульсов воздействующего излучения (рис. 1) и достигал величины порядка 1 мкм.

На основании полученных экспериментальных данных, в особенности учитывая существенное уменьшение отраженного излучения во время действия импульса, в работе [1]

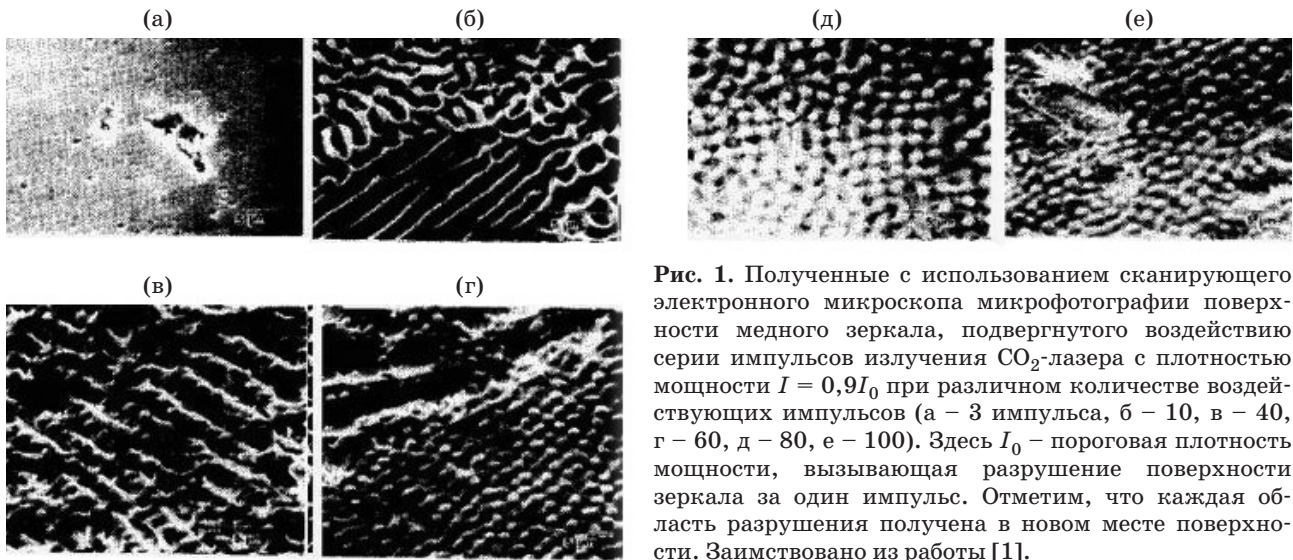


Рис. 1. Полученные с использованием сканирующего электронного микроскопа микрофотографии поверхности медного зеркала, подвергнутого воздействию серии импульсов излучения CO_2 -лазера с плотностью мощности $I = 0,9I_0$ при различном количестве воздействующих импульсов (а – 3 импульса, б – 10, в – 40, г – 60, д – 80, е – 100). Здесь I_0 – пороговая плотность мощности, вызывающая разрушение поверхности зеркала за один импульс. Отметим, что каждая область разрушения получена в новом месте поверхности. Заимствовано из работы [1].

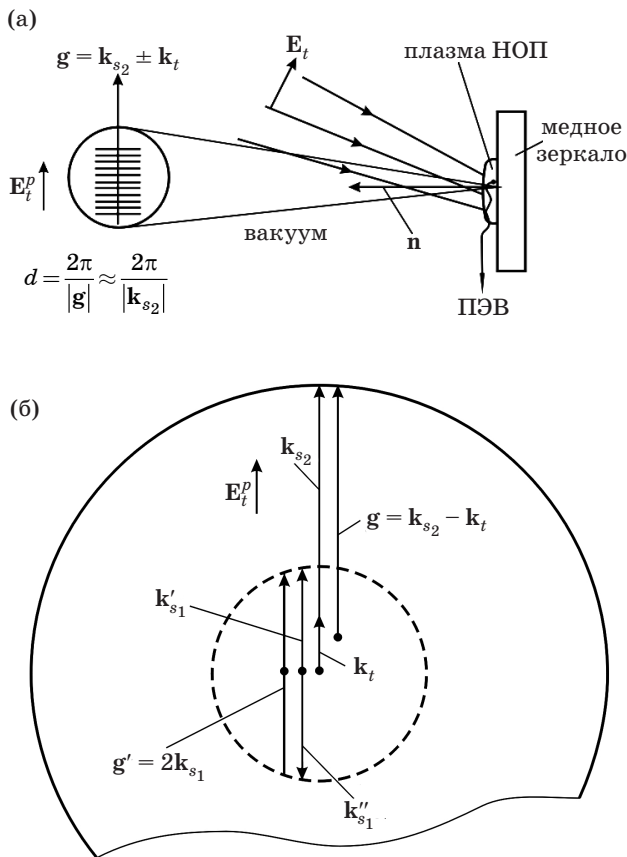


Рис. 2. Схематическая иллюстрация структуры слоистых сред, поддерживающей распространение поверхностных электромагнитных волн и образование поверхностных периодических структур на поверхности медного зеркала в условиях формирования плазмы низкогопорогового приповерхностного оптического пробоя под действием импульса (p -поляризованного) излучения CO_2 -лазера (а). Круговые векторные диаграммы, иллюстрирующие закон сохранения квазиимпульса (в плоскости поверхности образца) при формировании периодических решеток \mathbf{g} за счет взаимной интерференции поверхностных электромагнитных волн с противоположными направлениями распространения на границе раздела металл–вакуум (штриховые кривые) и интерференции ПЭВ с большими модулями волновых векторов с падающей волной в системе вакуум–плазменный слой–металл (сплошные кривые), см. также рис. 3, кривая 1. Нижние индексы 1 и 2 волнового вектора ПЭВ \mathbf{k}_s отвечают пересечению линии постоянной частоты ω_0 с дисперсионной кривой 2 и дисперсионной кривой 1 (ниспадающая ветвь), соответственно, $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_t + \mathbf{g}$, где \mathbf{k}_t – тангенциальная проекция волнового вектора лазерного излучения на плоскость поверхности зеркала (б).

делается вывод о возможной существенной роли формирующейся приповерхностной плазмы и предполагается, что наблюдавшееся падение отражательной способности и деградация поверхности зеркала есть результат некоторого нелинейного динамического процесса. Однако какие-либо соображения по поводу модели процесса не приводятся.

Дадим качественное объяснение наблюдавшемуся явлению, принимая во внимание образование приповерхностного плазменного слоя низкогопорогового оптического пробоя (рис. 2а). Как известно, образование плазмы в вакууме вблизи поверхности мишени есть результат низкогопорогового приповерхностного оптического пробоя (НОП), инициируемого парами

испаряемого лазерным излучением материала. Будем предполагать, что оптическая плотность образующейся плазмы увеличивается с ростом числа импульсов лазерного излучения. Диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте ω_0 лазерного излучения зависит от ее плотности. Рассмотрим следующие диапазоны изменения диэлектрической проницаемости плазмы пробы $\varepsilon(\omega_0)$:

$$1. 1 > \varepsilon(\omega_0) > 0, \quad 2. 0 > \varepsilon(\omega_0) \geq -1.$$

Случай больших по модулю отрицательных значений диэлектрической проницаемости плазмы на частоте лазерного излучения труднее достижим и не представляет интереса с точки зрения формирования микроструктур на поверхности металла: электродинамически обусловленные структуры не возникают, поскольку излучение, поглощаясь и отражаясь от такой плазмы, не доходит до поверхности металла.

В первом случае неплотная плазма прозрачна для лазерного излучения и оно свободно доходит до поверхности зеркала. В этом случае возможны возбуждение на границе раздела плазма–металл поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), их интерференция с падающим излучением и их взаимная интерференция (см. также [5]) с образованием микроструктур с периодом $d = \lambda/2\text{Re}(\eta)$, где η – комплексный показатель преломления границы раздела плазма–металл для ПЭВ системы вакуум–плазма–металл, $\text{Re}(\eta) \geq 1$. На рис. 2а в увеличенном масштабе показана область формирования решетки микроструктур \mathbf{g} , формируемых за счет интерференции падающего лазерного излучения с возбуждаемой поверхностной электромагнитной волной: $\mathbf{g} = \mathbf{k}_s \pm \mathbf{k}_t$. Здесь \mathbf{k}_s – волновой вектор ПЭВ, \mathbf{k}_t – проекция волнового вектора падающей волны на поверхность зеркала. Поскольку в рассматриваемых экспериментах лазерное излучение не было поляризованным, структуры могли иметь различную ориентацию в разных областях зоны воздействия, и $d = \lambda/2\text{Re}(\eta) \approx 5,3/\text{Re}(\eta) \approx 4\text{--}5$ мкм, что хорошо совпадает с данными рис. 1б, в.

При выполнении условия (2), как следует из результатов решения задачи по определению дисперсионного соотношения для слоистой среды с $\varepsilon(\omega) \geq -1$ [6], система вакуум–плазма–металл характеризуется дисперсионным соотношением для ПЭВ с максимумом. При этом на одной частоте лазерного излучения

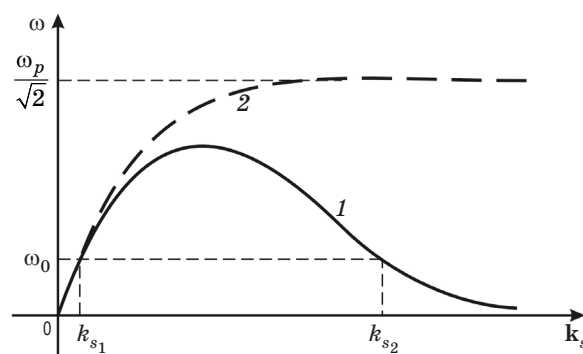


Рис. 3. Типичные дисперсионные кривые для поверхностных электромагнитных волн: трехслойной системы вакуум–металлоподобный слой с $\varepsilon(\omega) \approx -1$ – металл [6] – кривая 1 и границы раздела вакуум–металл – кривая 2. Здесь ω_p – плазменная частота меди.

(ω_0) возможно возбуждение двух ПЭВ с существенно отличными значениями волновых чисел: $k_{s1} \gg k_{s2} \sim k_0$ (рис. 3). Здесь k_0 – волновое число лазерного излучения в вакууме. Этим двум ПЭВ могут соответствовать два различных масштаба сложной интерференционной картины (возможно пространственное перекрытие структур или их формирование в пространственно различных областях): один масштаб по-прежнему порядка 4–5 мкм, а второй существенно меньше, – 2 мкм (рис. 1в). При дальнейшем воздействии импульсов излучения ($N = 60\text{--}80$, рис. 1г, д) более высокий инкремент нарастания имеют ПЭВ с большими волновыми числами, которые при интерференции и дают мелкомасштабные структуры, масштаб которых уменьшается вплоть до 1 мкм (за счет уменьшения диэлектрической проницаемости плазменного слоя $\varepsilon(\omega_0)$ примерно до -1). При этом структуры приобретают двумерный характер, что связано с наличием ортогональных (s - и p -) компонент вектора электрического поля лазерного излучения.

Круговые векторные диаграммы рис. 2б иллюстрируют диапазон изменения вектора решетки структур \mathbf{g} , образующихся в результате интерференции падающей волны с ПЭВ ($\mathbf{g} = \mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}_t$) либо при взаимной интерференции ПЭВ с взаимнопротивоположными направлениями распространения ($\mathbf{g} = 2\mathbf{k}_{s2}$). Диапазон возможных значений волновых векторов поверхностных электромагнитных волн лежит в пределах кольца, ограниченного окружностями, выполненными штриховой и непрерывной линиями на рис. 2б.

С приведенной точки зрения становится понятным обнаруженный в работе [1] результат, согласно которому при низкой плотности энергии излучения ($I = 0,1I_0$) значение “относительной яркости” такое же, как и в начале воздействия, т. е. отражение излучения такое же, как от исходной поверхности. Действительно, при низкой плотности мощности излучения отсутствует плазма пробоя, т. е. отсутствует плазменный слой, и соответствующие поверхностные микроструктуры, которые являлись резонансными при наличии динамического плазменного слоя, не являются резонансными при его отсутствии и лишь незначительно уменьшают отражение микроструктурированной поверхности металла.

Поглощательная способность металлического зеркала, изготовленного методом алмазного микроточения, меньше (отражение выше), чем механически полированного. Это связано с более существенным нарушением микрокристаллической структуры скин-слоя зеркала при его механической полировке. Минимальное достигаемое в экспериментах значение динамической отражательной способности системы вакуум–плазма–структурированная поверхность металла для двух типов зеркал приблизительно одинаково, поскольку определяется в основном свойствами плазменного слоя. Поэтому диапазон изменения отражательной способности рассматриваемой системы¹ с изменением плотности энергии лазерного излучения должен быть выше для зеркал с большей исходной отражательной способностью поверхности, т. е. для зеркал, изготовленных методом алмазного микроточения, что и наблюдалось в экспериментах [3].

Поскольку ПЭВ – не радиационная волна, возникает вопрос о ее возбуждении. Источниками начального возбуждения могут служить как исходные дефекты поверхности зеркала (царапины, точечные дефекты, границы зерен, неоднородности состава материала), так и дефекты, индуцированные лазерным излучением при локальном плавлении и испарении материала поверхности (см. например, рис. 1а), а также пространственные неоднородности динамической плазмы НОП. Резонансный рельеф

¹ Здесь под словом “система” мы понимаем изменяющуюся с увеличением плотности энергии лазерного излучения систему от границы раздела металл–вакуум до формирующейся в процессе воздействия импульса лазерного излучения вакуум–плазма–структурированная поверхность металла при высоких плотностях энергии излучения.

увеличивающейся глубины, возникающий на поверхности зеркала в условиях образования плазмы с пространственно промодулированной плотностью, служит источником эффективного преобразования падающей волны в ПЭВ. Это оправдывает сделанное ранее предположение об увеличении плотности плазмы с увеличением числа импульсов лазерного излучения N и обеспечивает положительную обратную связь по амплитуде рельефа и глубине модуляции плазмы (в универсальной поляритонной модели лазерно-индуцированного разрушения конденсированных сред).

Для оценки концентрации электронной плотности плазмы n_{el} воспользуемся формулой Друде без учета затухания [7]

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\Omega_p}{\omega} \right)^2,$$

где

$$\Omega_p^2 = \frac{4\pi n_{el} e^2}{m},$$

Ω_p – плазменная частота, n_{el} – концентрация электронов в плазме, e , m – заряд и масса электрона соответственно, ω – частота. Из условия $\varepsilon(\omega) \geq -1$ получим для концентрации электронов в плазме, необходимой для выполнения условий формирования мелкомасштабных поверхностных структур, $n_{el} \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – значение, достижимое в условиях формирования плазмы НОП под действием импульсного излучения CO_2 -лазера наносекундной длительности.

Обнаруженное в работе [1] и объясненное здесь явление может быть использовано для лазерно-индуцированного формирования микроструктур рельефа с характерным пространственным масштабом $\geq 0,1\lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения. При этом воздействующее излучение должно быть линейно поляризовано для формирования на поверхности металла линейных периодических микроструктур рельефа. Для формирования двумерных структур необходимо использовать либо поляризованное по кругу излучение, либо, сформировав обычные одномерные структуры линейно поляризованным излучением, изменить поляризацию излучения на 90° и повторить воздействие излучения.

Структурированное зеркало может быть использовано в качестве отражающего зеркала в трактах оптических систем с мощными пучками лазерного излучения среднего ин-

фрактального (ИК) диапазона как имеющее дополнительный канал охлаждения (теплотовода). Структурированная поверхность ее имеет большую эффективную площадь, что увеличивает излучательную способность. Кроме того, на регулярно гофрированной поверхности будет возникать дополнительное почти когерентное излучение, связанное с девозбуждением (радиационным излучением) поверхностных плазмон-поляритонов. Последнее излучение обладает хорошей селективностью и направленностью и, в свою очередь, может быть использовано для бесконтактного приборного мониторинга термического разогрева поверхностного слоя (скин-слоя) металла как в импульсе, так и усредненного.

Структурированное зеркало может быть использовано и в качестве частичного ограничителя энергии лазерного излучения, поглощаемого поверхностью металлического зеркала (первая ступень защиты) в системах защиты оптико-электронной аппаратуры от помехового лазерного излучения. Действительно, пусть имеется изготовленное и структурированное с периодом 1 мкм металлическое зеркало, установленное под некоторым углом к несилловому рабочему пучку, на поверхность которого дополнительно нанесено легко испаряемое тонкопленочное покрытие. В пучках несиллового излучения такое зеркало будет обладать поглощательной способностью, близкой к поглощательной способности неструктурированного зеркала.

Оно может быть использовано в качестве частичного ограничителя энергии лазерного излучения, поглощаемого поверхностью металлического зеркала (в системах защиты оптико-электронной аппаратуры от лазерного излучения).

Пусть имеется изготовленное и структурированное с периодом 1 мкм металлическое зеркало, установленное под некоторым углом к несилловому рабочему пучку, на поверхность которого дополнительно нанесено легко испаряющееся тонкое покрытие. Действительно, полученная на последней стадии ($N = 100$) микроструктура с характерным пространственным масштабом около 1 мкм и глубиной порядка 0,1 мкм обладает для 10-мкм излучения практически теми же свойствами, как и неструктурированное зеркало. Поэтому в пучках несиллового излучения такое зеркало будет об-

ладать поглощательной способностью, близкой к таковой неструктурированного зеркала. При попадании на поверхность такого зеркала мощного импульсного излучения с $\lambda = 10,6$ мкм будет возникать достаточно плотная плазма НОП, а поверхностная микроструктура зеркала обеспечит резонансное преобразование лазерного излучения в поверхностные плазмон-поляритоны (для линейно поляризованного излучения при достижении сравнительно высокой плотности плазмы, порядка 10^{19} см⁻³). Энергия поверхностных плазмонов будет диссипировать в основном в плазме, вызывая ее разогрев. Меньшая часть энергии лазерного излучения будет отражаться от системы с долей незеркальной компоненты за счет наличия мелкомасштабных флуктуаций границы раздела плазма-вакуум. В случае падения неполяризованного излучения следует использовать двумерную решетку с тем же периодом.

Аналогичный подход может быть применен для создания ограничителей импульсного лазерного излучения на длине волны 5,5 мкм (импульсный СО-лазер).

Из приведенного обсуждения очевидно, что для увеличения пороговой (по разрушению) плотности мощности металлических зеркал в современных тераваттных лазерных системах среднего ИК диапазона [8, 9] следует использовать поляризованное по кругу излучение (см. также [10]).

Таким образом, предложена качественная физическая модель для объяснения экспериментальных результатов [1–3] временной эволюции динамической поглощательной способности поверхности металла в условиях образования динамической плазмы НОП и пространственно-временных характеристик образующегося поверхностного рельефа, вплоть до пространственных масштабов порядка 1 мкм. Модель основана на учете возбуждения поверхностных электромагнитных волн в слоистой структуре вакуум-плазма пробоя-металл, в том числе отвечающих ниспадающей ветви дисперсионной кривой для ПЭВ с максимумом, и включает формирование регулярных поверхностных структур, изменяющихся в зависимости от числа воздействующих импульсов.

Автор благодарен И.В. Аркановой за подготовку иллюстраций.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 09-02-00932а.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Thomas S.J., Harrison R.F., Figueira J.F.* Observations of the morphology of laser-induced damage in copper mirrors // *Appl. Phys. Lett.* 1982. V. 40. № 3. P. 200–202.
 2. *Figueira J.F., Thomas S.J.* Generation of surface microstructure in metals and semiconductors by short pulse CO₂ lasers // *Appl. Phys. B.* 1982. V. 28. № 2/3. P.267–271.
 3. *Figueira J.F., Thomas S.J.* Damage thresholds at metal surfaces for short pulse IR lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1982. QE-18. № 9. P. 1381–1386.
 4. *Figueira J.F., Thomas S.J.* Generation of surface microstructure in metals and semiconductors by short pulse CO₂ lasers. Springer Series in Chemical Physics. V. 33. Surface studies with lasers. Ed. by Aussenegg J.R., Leithner A., Lippitsch M.E. Berlin: Springer–Verlag, 1983. P. 212–215.
 5. *Bonch-Bruevich A.M., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V.* Surface electromagnetic waves in optics // *Optical Engineering.* 1992. V. 31. № 4. P. 716–730.
 6. *Либенсон М.Н., Макин В.С., Макин Р.С.* Дисперсия поверхностных поляритонов в среде с пространственно неоднородной диэлектрической проницаемостью // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. № 4. С. 916–919.
 7. *Займан Дж.* Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974. 472 с.
 8. *Haberberger D., Tochitsky S., Joshi C.* Fifteen terawatt picosecond CO₂ laser system // *Opt. Exp.* 2010. V. 19. № 17. P. 17865–17875.
 9. *Tochitsky S.Ya., Filip C., Narang R., Clayton C.E., Marsh K.A., Joshi C.* Efficient shortening of selfchirped picosecond pulses in a high-power CO(2) amplifier // *Opt. Lett.* 2001. V. 26. № 11. P. 813–815.
 10. *Баженов В.В., Макин В.С., Рубанова Г.М., Трубаев В.В.* Формирование периодических структур на окисляющихся металлах под действием когерентного света // *Известия АН СССР, сер. физич.* 1985. Т. 49. № 6. С. 1229–1232.
-