

- [4] *Bane K. L. F., Chen P., Wilson P. B.* // IEEE Trans. of Nuclear Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 3524—3526.
- [5] *Katsonleas T.* // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 53. N 3. P. 2056—2064.
- [6] *Гришаев И. А., Дедик А. Н., Шендерович А. М.* // Тез. докл. симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1972. С. 102—105.
- [7] *Островский А. О.* // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. Изд-во ХФТИ АН УССР, 1980. Вып. 2 (6). С. 25—28.
- [8] *Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037—1052.
- [9] *Курилко В. И., Кучеров В. И., Островский А. О., Ткач Ю. В.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2569—2575.

Харьковский
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
25 июня 1987 г.
В окончательной редакции
14 июня 1988 г.

07; 11

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

ОБРАЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ МАЛОГО РАЗМЕРА

П. А. Демкович, А. Н. Сударкин

В настоящее время интенсивно изучается образование периодических структур на поверхности металлов и полупроводников под воздействием мощного лазерного излучения, возникающих вследствие интерференции падающего пучка с нелинейно возбуждаемой поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) [1]. При этом в случае лазерных пучков большого диаметра (несколько миллиметров) наиболее типично возникновение поверхностных периодических структур (ППС) с вектором обратной решетки q , параллельным проекции волнового вектора падающего излучения на поверхность k_x [1—3]. Однако при размерах пучка, сравнимых с длиной пробега ПЭВ, возможно наблюдение качественно новых эффектов. В частности, при малых размерах лазерного пучка в работе [1] теоретически предсказана возможность существования нового типа поверхностных структур.

В настоящей работе экспериментально исследовано образование ППС на тонких серебряных пленках (400—500 Å) лазерным пучком малого размера. Оптическое разрушение пленок производилось p -поляризованным излучением одномодового неодимового лазера напосекундной длительности. Освещенная зона поверхности пленки представляла собой узкую длинную полосу, формируемую путем фокусировки излучения цилиндрической линзой с фокусом 10 см. Поперечный размер полосы d зависел от угла падения θ , угла Ω между направлением полосы и проекцией волнового вектора пучка на поверхность k_x , а также от расстояния D между поверхностью пленки и фокальной перетяжкой линзы. Если поверхность помещалась точно в фокальную перетяжку, то $d = (d_0 / \cos \theta) \times (\sin^2 \Omega + \cos^2 \theta \cos^2 \Omega)^{1/2}$, где $d_0 = 45$ мкм — минимальный поперечный размер каустики линзы по дифракционным минимумам.

Образование ППС с $q \uparrow k_x$ лазерным пучком большого диаметра на серебряных пленках изучалось ранее в [2, 3]. При этом выполнялось соотношение $k_x + q = K$, где $k_x = |k_x| = (2\pi/\lambda) \sin \theta$, $q = |q| = 2\pi/\Lambda_0$, $\lambda = 1.06$ мкм, Λ_0 — период ППС, $K = (2\pi/\lambda) [\epsilon' / (\epsilon' + 1)]^{1/2}$ — длина волнового вектора ПЭВ, $\epsilon' = \text{Re} \epsilon \approx -50$ — действительная часть диэлектрической проницаемости серебра. Было показано, что образование ППС сопровождается заметным понижением пороговой плотности энергии разрушения пленки $W_{\text{пор}}$, что обусловлено дополнительным поглощением энергии поверхностной волны, возбуждаемой при рассеянии на обратных ППС. Оптимальный угол записи поверхностных структур составлял $\theta = 68^\circ$. ППС не наблюдались вне области $50 < \theta < 75^\circ$, что соответствует $4.3 < \Lambda_0 < 24.1$ мкм.

Эволюция локального тепловыделения на поверхности пленки за счет интерференции ПЭВ с пучком накачки имеет накопительный характер по времени и пространству. Поэтому при малых размерах пучка в направлении k_x решетки тепловыделения с $q \uparrow k_x$ (т. е. обусловленные ПЭВ, распространяющейся вдоль k_x) не успевают за время импульса достичь заметной

амплитуды и не влияют на величину $W_{\text{пор}}$. Для экспериментальной проверки этого утверждения снималась зависимость от поперечного размера полоски d , угол Ω составлял при этом 90° (вектор \mathbf{k}_x перпендикулярен направлению полоски). Величина d варьировалась за счет изменения расстояния D . На рис. 1, а приведена зависимость от d отношения η пороговой плотности энергии при $\theta=20^\circ$ к $W_{\text{пор}}$ при $\theta=68^\circ$. Поскольку при $\theta=20^\circ$ ППС не образуются даже при больших размерах пучка [2, 3], кривая $W_{\text{пор}}(d)$ для данного значения θ являлась калибровочной. Можно видеть, что при малых d отношение η остается постоянным, что отвечает отсутствию условий образования ППС при $\theta=68^\circ$. В полной мере структуры реализуются при $d > 1600$ мкм; это подтверждается не только возрастанием η , но и микрофотографиями зоны разрушения. При промежуточных $300 < d < 1600$ мкм ППС хотя и наблюдаются, но их образование затруднено.

Однако при малых размерах лазерного пучка, когда возникновение обычных ППС невозможно, могут образовываться ППС с вектором решетки \mathbf{q} , не параллельным \mathbf{k}_x [4]. Действительно, при такой ориентации \mathbf{q} , которая отвечает распространению рассеянной ПЭВ

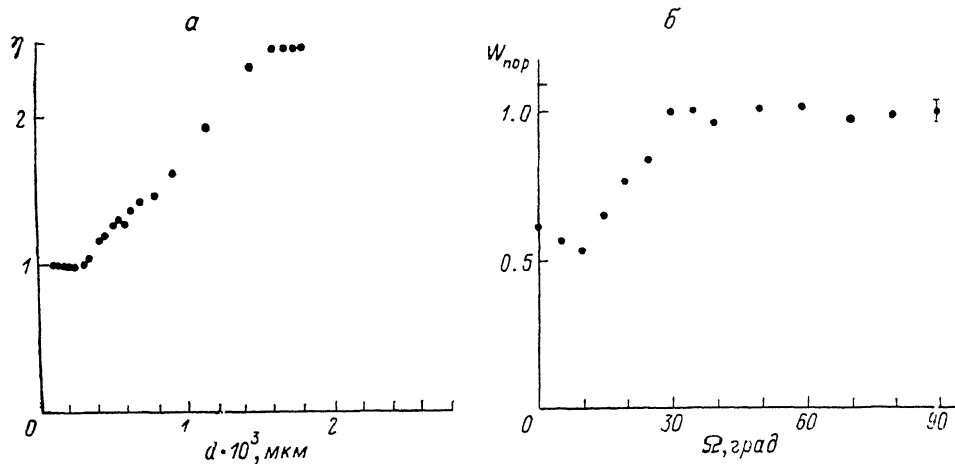


Рис. 1. Зависимость отношения η от поперечного размера освещенной зоны поверхности пленки (а) и пороговая плотность энергии разрушения пленки серебра (в относительных единицах) в зависимости от ориентации полоски по углу Ω (б).

вдоль полоски ($\Omega \neq 0$), длина взаимодействия ПЭВ с пучком Ω качки велика, что приводит к эффективному нарастанию амплитуды решетки. Ее период Λ определяется соотношением [4]

$$\Lambda_{1,2} = \lambda (1 + \sin^2 \theta \pm 2 \sin \theta \cos \Omega)^{-1/2}. \quad (1)$$

Напомним, что на тонких серебряных пленках не образуются структуры с малым периодом $\Lambda < 4$ мкм. Поэтому в нашем случае не удастся наблюдать ППС, обусловленных интерференцией пучка накачки со «встречной» ПЭВ, которым соответствует знак плюс в (1). Периодические структуры, отвечающие возбуждению «попутных» ПЭВ вдоль полоски (по отношению к \mathbf{k}_x), могут образовываться при небольших значениях угла Ω .

Наличие указанных структур второго типа подтвердили микрофотографии разрушенной зоны поверхности и измерения пороговой плотности энергии $W_{\text{пор}}$, которая количественно характеризует процесс образования ППС. На рис. 1, б приведена зависимость $W_{\text{пор}}$ от угла Ω при фиксированном $\theta=68^\circ$, при этом поверхность пленки помещалась в фокальную перетяжку. Как видно, ППС образуются вплоть до $\Omega=30^\circ$. Однако численные оценки, полученные с помощью зависимости на рис. 1, а, показывают, что обычные ППС могут образовываться лишь при $\Omega < 10^\circ$. Указанное противоречие подтверждает, что возможно также образование структур второго типа, соответствующих выражению (1). Можно видеть, что при уменьшении Ω от 90° до 0 величина $W_{\text{пор}}$ падает менее чем в два раза. С другой стороны, из рис. 1, а следует, что идеальные для образования ППС условия приводят к понижению $W_{\text{пор}}$ в 2.5 раза. Это расхождение объясняется дифракционными потерями ПЭВ, распространяющейся вдоль узкой полоски при $\Omega=0$.

Микрофотографии разрушенной поверхности пленки позволили не только подтвердить наличие структур второго типа, но и определить значения d , при которых происходит их перестройка в ППС первого типа. Было выяснено, что при $\theta=60^\circ$, $\Omega=15^\circ$ ППС второго типа

образуются при $d < 200$ мкм (рис. 2, а). Их период с хорошей точностью описывается выражением (1). При $d > 500$ мкм ориентация ППС отвечает структурам первого типа с $\mathbf{q} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_x$, что соответствует пучкам большого размера (рис. 2, в). Таким образом, эксперимент качественно согласуется с теоретическими результатами [4].

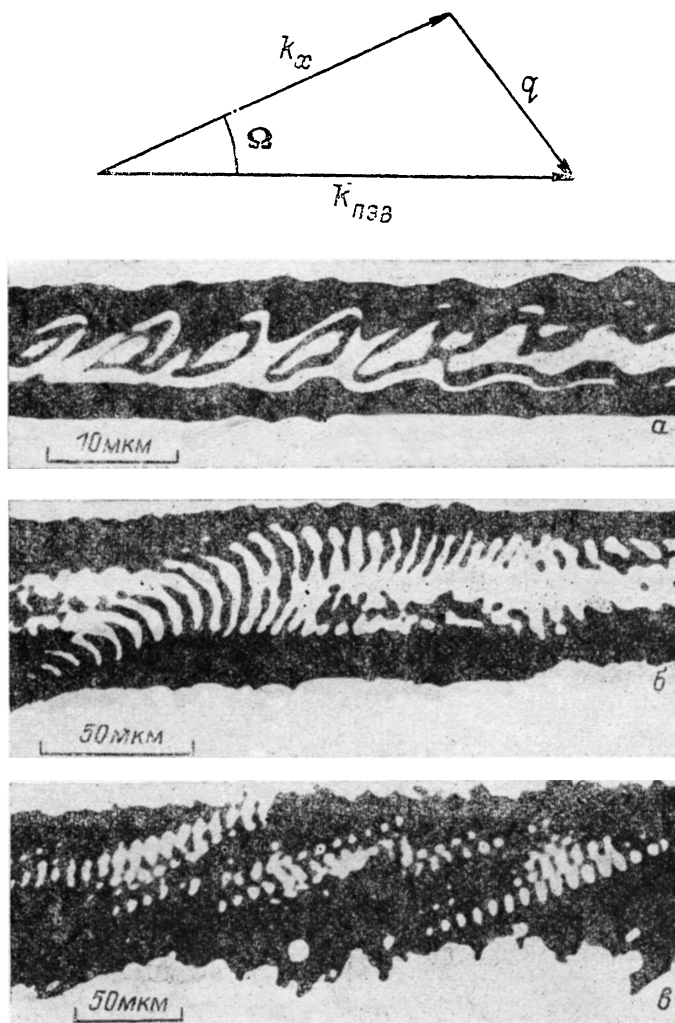


Рис. 2. Поверхностные периодические структуры при различных значениях поперечного размера освещенной зоны поверхности пленки.

Однако наибольший интерес представляет случай промежуточных $200 < d < 500$ мкм. В этой области ППС имеют комбинированный вид (рис. 2, б), не предсказанный теоретически. На краю пятна их период и ориентация соответствуют обычным структурам первого типа. Затем происходит переориентация периодических структур (изменение направления и величины вектора решетки \mathbf{q}), причем фаза ПЭВ, участвующей в их записи, в процессе переориентации не сбивается. Подчеркнем, что в указанном диапазоне значений d такой вид ППС является доминирующим.

Авторы благодарны А. В. Сухову и В. В. Шкунову за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. // УФН. 1985. Т. 147. Вып. 4. С. 675—745.
- [2] Голубцов А. А., Пилипецкий Н. Ф., Сударкин А. Н., Чудинов А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 5. С. 208—211.

[3] Голубцов А. А., Пилипецкий Н. Ф., Сударкин А. Н., Чудинов А. Н. // ДАН. 1987. Т. 296. № 4. С. 846—850.

[4] Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 14. С. 862—865.

Институт проблем механики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
3 мая 1988 г.
В окончательной редакции
26 августа 1988 г.

04; 11

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

АБЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ УСКОРЕНИИ

Б. Б. Дьяков, Б. И. Резников

Эксперименты по электродинамическому ускорению свидетельствуют о заметном влиянии абляции направляющих электродов и элементов конструкции на конечную скорость плазмы [1-3]. В [4] для заданной зависимости тока i от времени t получены точные решения ряда задач динамики ускорения плазменного поршня, масса которого изменяется как $dm/dt = ki$ или $dm/dt = ai^2$ (k и a — коэффициенты пропорциональности, описывающие соответственно эрозию и абляцию). Определены эффекты переменной массы и предел достижимой скорости в зависимости от a . Ниже излагается подход к количественной оценке величины a , знание которой необходимо для различных физико-технических приложений.

Предполагаем, что на поверхности электродов и конструкции ускорителя общей площадью S_a падает от плазменного поршня лучистый поток плотностью $\sigma T_{\text{эфф}}^4$ (σ — постоянная Стефана—Больцмана, $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура излучения). Поглощаясь в тонком приповерхностном слое, он вызывает взрывное разрушение материалов электродов и конструкции. Часть испарившегося материала, попадая в плазму, ионизируется и, подвергаясь действию электромагнитных сил, ускоряется дальше вместе с плазменным поршнем, увеличивая таким образом его массу. Закон сохранения энергии на разрушающейся поверхности имеет вид

$$\sigma T_{\text{эфф}}^4 S_a = \frac{dm}{dt} \Delta. \quad (1)$$

Здесь Δ — энергия, затрачиваемая на перевод единицы массы материала из исходного состояния в нагретой твердой фазе в конечное состояние. Предполагая, что вместе с плазмой может ускориться только материал, который имеет то же термодинамическое состояние, что и плазма внутри объема, примем $\Delta = H$, где H — энтальпия плазмы в объеме. Последняя включает энергию ионизации и, таким образом, много больше теплоты фазовых переходов и энергии, затрачиваемой на нагрев.

С другой стороны, принимая, что плазменный поршень находится в тепловом равновесии, имеем, согласно [5],

$$\sigma T_{\text{эфф}}^4 S = i^2 R, \quad (2)$$

где S — полная излучающая поверхность, R — сопротивление плазмы.

Комбинируя (1) и (2), получаем приведенную выше зависимость $dm/dt = ai^2$, где

$$a = \frac{R}{H} \frac{S_a}{S}. \quad (3)$$

Параметр a может отличаться в 2—3 раза в зависимости от соотношения S_a/S , однако из-за того, что материал электродов (например, медь) имеет почти в два раза меньший потенциал ионизации, чем продукты термического разрушения конструкционных изоляционных материалов, далее принимаем, что абляция преобладает с электродов, т. е. $S_a = 2lh$ и $S_a/S = (1 + a/h + a/l)^{-1}$, где a и h — расстояние между рельсами и их высота, l — продольный размер плазменного поршня в направлении движения.

Из приведенных выше соотношений очевидно, что a зависит от свойств плазмы, детали расчета которых приводятся в [5], где для плазменного поршня, находящегося в динамиче-