

## О РОЛИ НАЧАЛЬНОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ ОБРАЗЦА В РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ РАСПЛАВА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА

*Б. М. Жиряков, Н. И. Попов, А. А. Самохин*

Развитие возмущений на поверхности расплава при лазерном испарении металлов может быть связано с пространственной неоднородностью облучения или с различными неустойчивостями фронта фазового перехода (см., например, [1-4] и цитированную там литературу). Эти неустойчивости развиваются от уровня начальных возмущений, обусловленного тепловыми флуктуациями или другими факторами.

Поскольку уровень возмущений на спокойной поверхности расплава значительно меньше, чем на поверхности неполированного образца, то при плавлении облучаемая поверхность становится, вообще говоря, более гладкой. В связи с этим возникает вопрос о роли начальной шероховатости образца в процессе лазерного испарения, которому предшествует

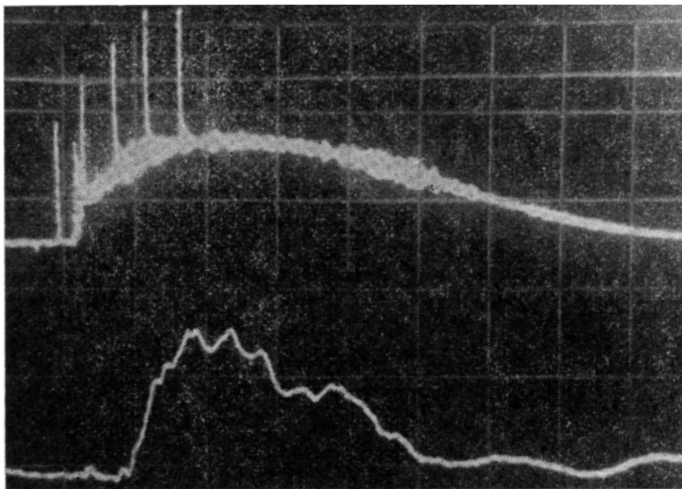


Рис. 1. Осциллограммы лазерного импульса вместе с пятью импульсами подсветки и сигнала пьезодатчика на мишени из висмута. Развертка 200 мкс/деление.

плавление металла на облучаемой поверхности. В настоящей работе экспериментально показано, что эта шероховатость может заметно влиять на поведение расплава при испарении металла миллисекундными лазерными импульсами.

Используемые в работе мишени из висмута облучались миллисекундными импульсами от неодимового лазера подобно тому, как это делалось в [1]. Однако в отличие от работы [1] в данном случае при фотографировании поверхности мишени с помощью СФР используется не один подсвечивающий импульс субмикросекундной длительности, а серия таких импульсов с временным интервалом порядка 100 мкс, что позволяет получить ряд последовательных кадров одной и той же мишени во время действия основного лазерного импульса.

Осциллограммы миллисекундного лазерного импульса, на который наложено пять импульсов подсветки от рубинового лазера, и сигнал с пьезодатчика давления показаны на рис. 1. Система регистрации давления и общая схема эксперимента в данном случае аналогичны тем, что использовались в [1]. Максимальная величина давления на рис. 1 составляет примерно 4 бар. Фотографии облучаемой поверхности (рис. 2) соответствуют первому, третьему, четвертому и пятому импульсам подсветки.

На рис. 2, а изображена поверхность висмутового образца диаметром 0.8 см до начала облучения, когда на ней отчетливо видны штриховые структуры, возникшие в результате механической обработки. После плавления поверхность в зоне облучения становится значительно более гладкой. Эта область диаметром 0.5 см на рис. 2, б кажется более темной, пе-

сколькó угол наблюдения не совпадает с направлением зеркального отражения импульса подсветки.

При нарастании испарительного давления на облучаемой поверхности появляются возмущения, которые отражают излучение подсветки под разными углами и дают многочисленные бьики в направлении наблюдения, вследствие чего значительная часть облучаемой зоны на рис. 2, *в* становится более светлой. Это «просветление» распространяется от периферии облучаемого пятна, где в данном случае интенсивность излучения имеет максимум (радиальное распределение интенсивности в среднем близко к прямоугольному с небольшим понижением в центральной части пятна).

Из рис. 2, *в* видно также, что возмущения фронта испарения на начальной стадии своего развития повторяют элементы той штриховой структуры, которая была на поверхности об-

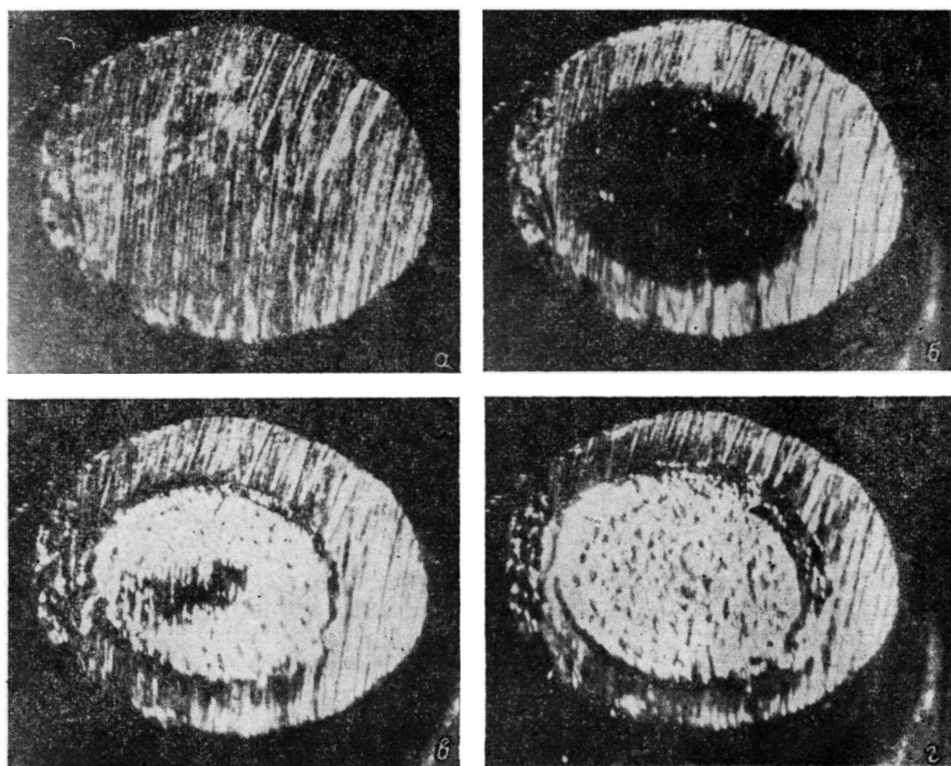


Рис. 2. Поверхность висмутовой мишени в моменты первой (а), третьей (б), четвертой (в) и пятой (г) подсветки.

разца до его облучения и в значительной мере сгладилась после плавления. Этот эффект наиболее заметен на границе между спокойной и возмущенной зонами расплава.

«Память» о структуре твердой поверхности может сохраняться в расплаве, в частности, в виде температурных неоднородностей, возникающих еще при нагреве твердой фазы и затем проявляющихся в развитии испарительного процесса, который весьма чувствителен к температурному распределению. Кроме того, при достаточно быстром плавлении образца начальный рельеф на его твердой поверхности может, по-видимому, служить затравкой для гидродинамических возмущений на поверхности расплава, т. е. возбуждать капиллярные волны с тем же характерным пространственным масштабом.

Штриховая структура на поверхности расплава, видимая на рис. 2, *в*, имеет пространственный период  $\lambda = 2\pi/k \approx 10^{-2}$  см. Период колебания таких волн  $T = 2\pi/\omega$  на достаточно глубоком слое расплава  $l \geq \lambda$  может быть оценен по дисперсионному соотношению  $\omega^2 = \sigma k^3/\rho$ , где  $\sigma$ ,  $\rho$  — поверхностное натяжение и плотность расплава. При  $\sigma/\rho \approx 10^2$  см<sup>3</sup>/с<sup>2</sup> для периода колебаний это дает  $T \approx 50$  мкс. Уменьшение глубины расплава  $l < \lambda$  приводит к увеличению  $T$ .

Для эффективного возбуждения капиллярных волн на поверхности расплава достаточно, по-видимому, чтобы время формирования слоя расплава с глубиной  $l \approx \lambda$  было не слишком велико по сравнению с  $T$ . Такое соотношение в данном случае реализуется при начальной скорости фронта плавления  $v \gtrsim 1$  м/с.

Приведенные здесь результаты показывают, что неоднородности в начальном состоянии образца играют заметную роль в динамике развития возмущений на фронте испарения, хотя непосредственно после плавления эти неоднородности оказываются в значительной мере сглаженными. Этот эффект может быть использован для возбуждения определенного типа возмущений на поверхности расплава. Отметим в заключение, что влияние относительно слабых тепловых возмущений на движении фронта затвердевания по поверхности образца после импульсного воздействия наблюдалось недавно в работе [5].

### Литература

- [1] *Жирыков Б. М., Кортченко А. А., Попов Н. И., Самохин А. А.* // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 6. С. 1190—1195.
- [2] *Самохин А. А.* // Поверхность. 1985. № 9. С. 23—30.
- [3] *Кортченко А. И., Самохин А. А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1985. № 12. С. 8—12.
- [4] *Азманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. В.* // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 675—745.
- [5] *Кортченко А. И., Пчелинцев А. И., Самохин А. А., Сидорин А. В.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 122—124.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
25 июня 1987 г.  
В окончательной редакции  
28 декабря 1987 г.

05; 07

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

## ОБРАЗОВАНИЕ ДВУХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. Н. Кокин

В экспериментах по изучению процесса формирования периодических структур на поверхности полупроводников при воздействии лазерного излучения, как правило, используются источники импульсов наносекундной длительности [1, 2]. При этом возникновение периодических структур связывается с пространственно неоднородным разогревом поверхности, который обусловлен интерференцией между волной накачки и наведенной поверхностной электромагнитной волной. Период таких структур зависит от длины волны, угла падения и поляризации излучения.

В настоящем сообщении приводятся результаты по наблюдению двух разномасштабных решеток на поверхности кремния, возникающих при воздействии на него лазерного импульса с длиной волны  $\lambda = 1.06$  мкм и длительностью 1 нс.

В эксперименте использовался неодимовый лазер, работающий в режиме свободной генерации. Образцами служили пластины кремния толщиной 300 мкм с ориентацией кристаллографических осей  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ . Излучение лазера фокусировалось на поверхности пластины в пятно размером 600 мкм. В ходе эксперимента угол падения излучения  $\theta$  изменялся от 0 до  $70^\circ$ , плотность падающего светового потока  $q_0$  от  $2.5 \cdot 10^5$  до  $5.5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. После облучения поверхность пластины исследовалась с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4.

Эксперименты показали, что в результате импульсного лазерного воздействия на поверхности пластины образуются две одномерно-периодические структуры с различными периодами. Обе структуры ориентированы перпендикулярно вектору электрического поля  $E$  волны накачки (вектор  $E$  лежит в плоскости падения). Одна из наблюдаемых решеток (рис. 1) имеет зависящий от угла  $\theta$  период  $d_1$ , который хорошо описывается формулой  $d_1 = \lambda / (1 - \sin \theta)$ .