

Формирование квазирегулярной интерференционной картины в спекл-модулированном лазерном пучке, отраженном от прозрачного оптически неоднородного слоя

© В.П. Рябухо, С.С. Ульянов, И.Ф. Миненкова

Саратовский государственный университет
Институт проблем точной механики и управления РАН,
410028 Саратов, Россия
e-mail: rvp@sgu.ssu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 18 июня 2001 г.)

Определены условия формирования квазирегулярной интерференционной картины в спекл-модулированном излучении, отраженном от прозрачного слоя с шероховатой поверхностью, при освещении слоя сфокусированным лазерным пучком. Обсуждается лазерный метод определения оптической толщины прозрачного покрытия, нанесенного на шероховатую поверхность.

В [1,2] рассматривается оптический метод измерения толщины относительно тонких прозрачных пластин и слоев с оптически гладкими поверхностями, основанный на интерференции световых волн, отраженных обеими поверхностями слоя при освещении его лазерным пучком под различными углами падения. Регистрируются полосы равного наклона, период которых определяется оптической толщиной пластины или слоя, от поверхностей которого отражаются световые пучки. Подобный метод определения толщины роговой оболочки глаза с использованием сфокусированного лазерного пучка обсуждается в [3]. Во всех вышеуказанных работах исследуются слои с оптически гладкими поверхностями, не вносящими нерегулярных фазовых возмущений в отраженные волны. Если хотя бы одна из поверхностей слоя шероховатая, то в отраженном от нее лазерном пучке формируется спекл-структура [4], разрушающая регулярную интерференционную картину. В настоящей работе рассматриваются условия формирования квазирегулярных интерференционных полос в спекл-модулированном поле, отраженном от оптически неоднородного прозрачного слоя, и методика измерения локальной толщины прозрачного слоя с шероховатой поверхностью, основанная на точной фокусировке освещающего лазерного пучка на рассеивающую поверхность слоя.

При освещении сфокусированным лазерным пучком прозрачного слоя с нижней шероховатой поверхностью (рис. 1) отраженное поле представляет собой суперпозицию лазерного пучка с гладким волновым фронтом и спекл-модулированного рассеянного пучка. Для дальнейшей области дифракции по отношению к сфокусированному пятну на поверхности слоя можно записать угловое распределение интенсивности в отраженном результирующем поле в виде

$$I(\bar{\alpha}, z) = I_1(\bar{\alpha}, z) + I_2(\bar{\alpha}, z) + 2\sqrt{I_1(\bar{\alpha}, z)I_2(\bar{\alpha}, z)} \times \cos[\varphi(\bar{\alpha}) + \Delta\psi(\bar{\alpha})], \quad (1)$$

где $I_1(\bar{\alpha}, z)$, $I_2(\bar{\alpha}, z)$ — угловые распределения интенсивностей в лазерных пучках соответственно, отраженных

от гладкой (верхней) и шероховатой (нижней) поверхностей слоя; $\bar{\alpha}(\alpha, \beta)$ — направление отражения; $\varphi(\bar{\alpha})$ — случайное пространственно-угловое распределение фазы спекл-модулированного поля; $\Delta\psi(\bar{\alpha})$ — детерминированная разность фаз полей, вносимая прозрачным слоем средней толщины \bar{h} с показателем преломления n .

Для детерминированной разности фаз в плоскости падения ($\alpha, \beta = 0$) можно записать выражение [5]

$$\Delta\psi(\alpha) = \frac{4\pi\bar{h}}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}. \quad (2)$$

Нетрудно видеть из уравнения (1), что качественный вид результирующей интерференционной картины в отраженном пучке света в значительной степени определяется соотношением между параметрами фазовых распределений $\varphi(\bar{\alpha})$ и $\Delta\psi(\bar{\alpha})$. Детерминированная составляющая разности фаз $\Delta\psi(\bar{\alpha})$ проявляется в пространственном распределении интенсивности

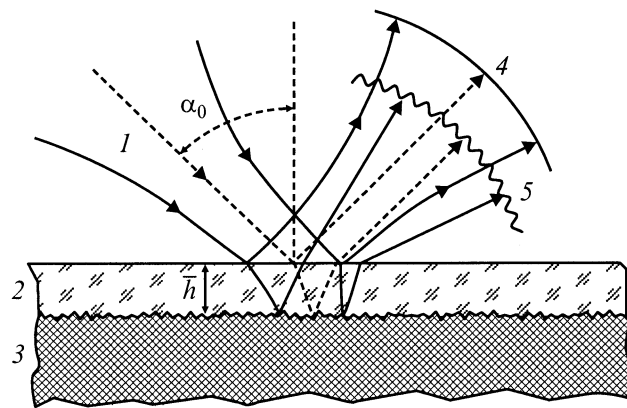


Рис. 1. Схема отражения гладкого и спекл-модулированного пучков света при освещении сфокусированным лазерным пучком оптически неоднородного прозрачного слоя: 1 — освещающий лазерный гауссов пучок, 2 — прозрачный слой с нижней шероховатой поверхностью, 3 — подложка, 4 — отраженный пучок света с гладким волновым фронтом, 5 — спекл-модулированный отраженный пучок света.

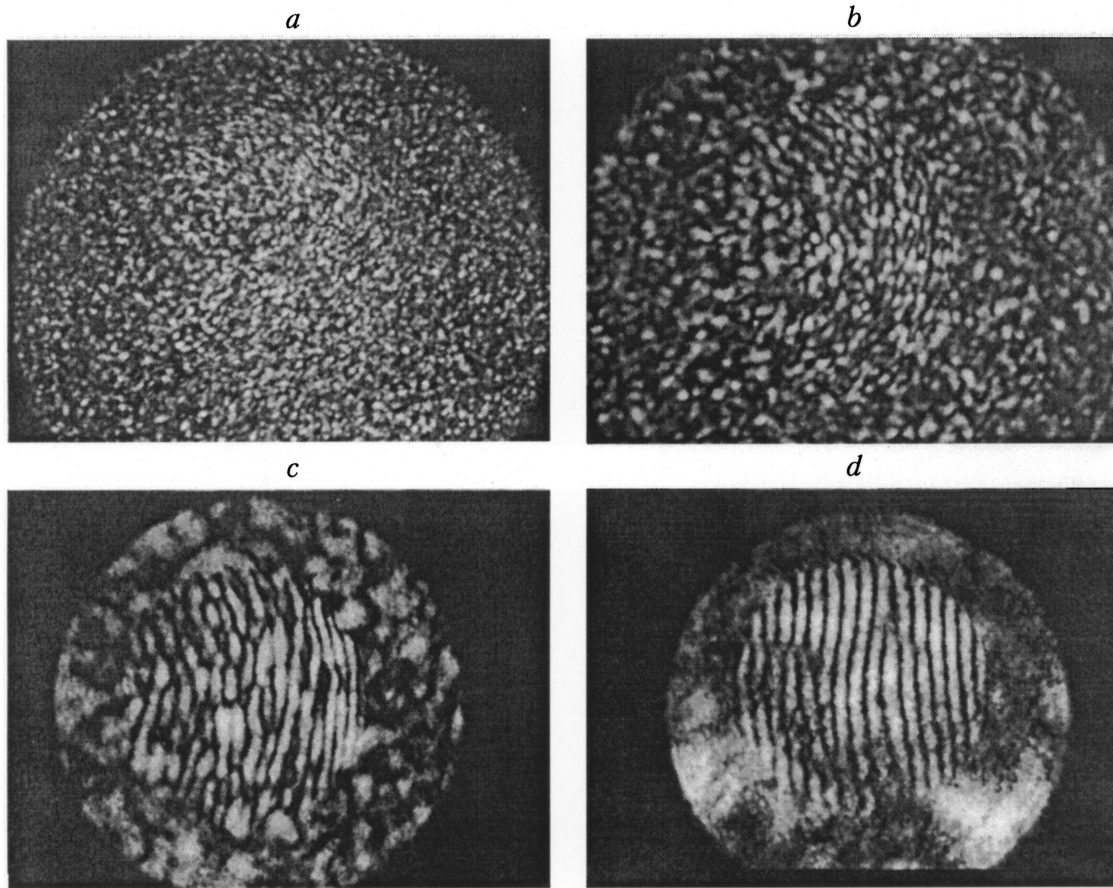


Рис. 2. Развитие картины квазирегулярных интерференционных полос на фоне лазерной спекл-структуры по мере совмещения перетяжки лазерного пучка с шероховатой поверхностью подложки тонкого прозрачного слоя с оптической толщиной $n\bar{h} \approx 1.6 \cdot 30 \mu\text{m}$. *a, b* — поперечные размеры спеклов ε_α меньше периода интерференционных полос Λ_α , *c* — $\varepsilon_\alpha \approx \Lambda_\alpha$, *d* — $\varepsilon_\alpha > \Lambda_\alpha$.

спекл-модулированного результирующего поля в виде регулярных интерференционных полос в том случае, если пространственная (угловая) скорость изменения разности фаз $\partial\Delta\psi(\alpha)/\partial\alpha$ заметно превышает скорость изменения случайной разности фаз $\partial\varphi(\alpha)/\partial\alpha$ в спекл-модулированном поле. Для плоскости падения лазерного пучка, в которой имеет место наиболее быстрое изменение $\Delta\psi(\bar{\alpha})$, условие появления регулярных полос формально можно записать в виде

$$\varepsilon_\alpha > 2\pi \left[\partial(\Delta\psi(\bar{\alpha}))/\partial\alpha \right]^{-1} = \Lambda_\alpha(\alpha), \quad (3)$$

где ε_α — средний угловой размер спеклов поля, отраженного от шероховатой поверхности; $\Lambda_\alpha(\alpha)$ — угловой период ожидаемых регулярных интерференционных полос.

Иными словами, необходимо, чтобы поперечные размеры спеклов в рассеянном шероховатой поверхностью свете превышали период ожидаемых интерференционных полос. Поперечный размер спеклов в плоскости падения для освещающего гауссового лазерного пучка можно оценить, исходя из теоремы Ван-Циттерта-Цер-

нике для спекл-поля [6,7], с помощью соотношения

$$\varepsilon_\alpha \cong (\lambda \cos \alpha_0) / (\pi w \cos \alpha), \quad (4)$$

где α_0 — угол падения осевого луча лазерного пучка (рис. 1); w — радиус гауссового пучка по амплитуде на рассеивающей поверхности слоя; коэффициент $\cos \alpha_0 / \cos \alpha$ учитывает изменение размеров спеклов вдали от оптической оси отраженного лазерного пучка ($\alpha \neq \alpha_0$).

Увеличение размеров спеклов и, следовательно, выполнение условия (3) практически обеспечиваются совмещением перетяжки лазерного пучка с шероховатой поверхностью слоя, т.е. уменьшением w в (4). Интерферограммы на рис. 2 иллюстрируют процесс проявления детерминированной составляющей разности фаз $\Delta\psi(\bar{\alpha})$ в интерференционной картине в отраженном лазерном пучке. Развитие картины квазирегулярных интерференционных полос на фоне спекл-структуры происходит по мере совмещения рассеивающей поверхности слоя с перетяжкой освещающего лазерного пучка при угле падения пучка $\cong 45^\circ$. Интерферограмма на рис. 2, *d* соответствует минимальному размеру лазерного пятна

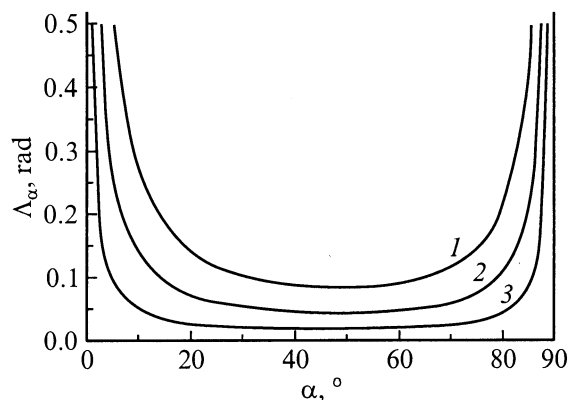


Рис. 3. Зависимость углового периода интерференционных полос Λ_α от угла отражения α лазерного излучения ($\lambda \approx 0.63 \mu\text{m}$) от поверхности прозрачного слоя с показателем преломления $n = 1.5$ и толщиной h : 1 — 10, 2 — 20, 3 — $50 \mu\text{m}$.

на шероховатой поверхности и соответственно максимальным размерам спеклов в отраженном пучке.

Угловой период Λ_α наблюдаемых при этом почти параллельных интерференционных полос определяется выражением, получаемым из (2) и (3),

$$\Lambda_\alpha(\alpha) = \frac{\lambda}{h} \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{\sin 2\alpha}. \quad (5)$$

На рис. 3 приведены графики изменения периода полос в зависимости от угла отражения лучей света α в плоскости падения лазерного пучка для прозрачных слоев разной оптической толщины $n\bar{h}$. В окрестностях нормали к поверхности ($\alpha = 0$) и в области скользящего направления падения ($\alpha \approx 90^\circ$) период полос стремится к бесконечности. В первом случае в эксперименте в отраженном пучке наблюдаются кольцевые полосы с центром на нормали к поверхности слоя. Почти прямолинейные полосы минимального периода наблюдаются при углах отражения, близких к 45° . В этом достаточно большом диапазоне углов, как это убедительно иллюстрируют графики на рис. 3, изменение периода полос при изменении угла падения α минимально. Наблюдаются почти эквидистантные и параллельные полосы. Это относительное постоянство периода полос позволяет достаточно просто определить толщину слоя \bar{h} при известном n по измеренному значению Λ_α

$$\bar{h} = \frac{\lambda}{\Lambda_\alpha} \sqrt{n^2 - 0.5}, \quad (6)$$

где Λ_α можно определить по нескольким полосам, наблюдаемым в достаточно широкой угловой апертуре отраженного лазерного пучка (рис. 2, *d*).

Экспериментальные исследования выполнены на образцах прозрачных слоев со случайно неоднородными границами, в частности лаковых слоев различной толщины, нанесенных на шероховатую металлическую

поверхность. Показатель преломления кусочков лака $n = 1.577$ определялся иммерсионным способом [8]. Для фокусировки лазерного пучка на нижнюю неоднородную поверхность слоя использовались микрообъективы с числовой апертурой $NA = 0.1-0.2$. Для полного заполнения светом апертуры фокусирующего микрообъектива, соответствующего уменьшения радиуса перетяжки сфокусированного лазерного пучка w_0 , увеличения поперечных размеров спеклов ϵ_α и увеличения угловой апертуры отраженного слоя светового поля использовался вспомогательный микрообъектив, предварительно расширяющий лазерный пучок. Для наблюдения достаточно большого числа квазирегулярных интерференционных полос в поперечном сечении отраженного пучка света необходимо, чтобы угловая апертура лазерного пучка $\theta = 2\lambda/\pi w_0$, отраженного от гладкой поверхности слоя, превышала угловой период полос Λ_α . Используя выражение (6), получаем дополнительное условие наблюдения полос для угла падения $\alpha_0 \approx 45^\circ$ сфокусированного лазерного пучка

$$\bar{h} \geq \frac{\pi w_0}{2} \sqrt{n^2 - 0.5}. \quad (7)$$

Полученное соотношение может быть использовано для оценки минимального значения толщины слоя \bar{h} , для которого в отраженном лазерном пучке еще могут наблюдаться регулярные интерференционные полосы, при использовании фокусирующего микрообъектива с заданной числовой апертурой NA . Например, для $NA = 0.2$, $w_0 \cong \lambda/NA$, $n = 1.5$ получаем $\bar{h}_{\min} \cong 6 \mu\text{m}$. Максимальная измеряемая толщина слоя \bar{h}_{\min} практически ограничивается разрешающей способностью средства регистрации и анализа картины интерференционных полос с минимальным периодом Λ_{\min} .

На рис. 4 представлены экспериментальные данные зависимости углового периода интерференционных полос от толщины прозрачного слоя лакового покрытия с показателем преломления $n = 1.577$, нанесенного на шероховатую металлическую поверхность. Угол падения

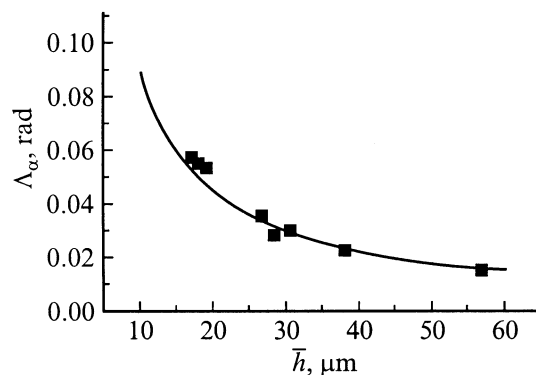


Рис. 4. Экспериментальные данные и теоретическая зависимость углового периода интерференционных полос от толщины слоя лакового покрытия, нанесенного на шероховатую металлическую поверхность ($\alpha_0 \approx 45^\circ$, $\lambda \approx 0.63 \mu\text{m}$, $n \approx 1.577$).

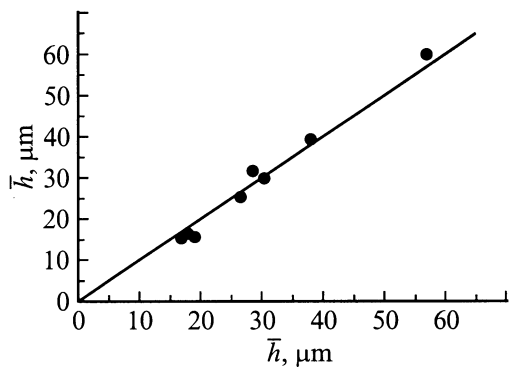


Рис. 5. Сравнение результатов измерения толщины слоев лака методами низкокогерентной (по горизонтали) и лазерной интерферометрии (по вертикали).

сфокусированного лазерного пучка составлял $\alpha_0 \approx 45^\circ$. Теоретический график $\Lambda_\alpha(h)$ на рис. 4 построен с использованием уравнения (6). Оптическая толщина лакового слоя $\Delta = h\bar{n}$, для которого экспериментально измеряется угловой период полос Λ_α (рис. 4), предварительно определялась методом низкокогерентной интерферометрии [9,10] на интерферометре Линника МИИ-4 с использованием источника белого света. Погрешность этих измерений по нашим оценкам не превышала $3 \mu\text{m}$.

Сравнение значений толщины \bar{h} лаковых слоев, измеренных методом сфокусированного лазерного пучка и методом низкокогерентной интерферометрии, приведено на рис. 5. Отметим, что совместное применение этих методов, как и совместное применение методов низкокогерентной интерферометрии и конфокальной микроскопии [11–13], позволяет независимо определять геометрическую толщину слоя \bar{h} и его показатель преломления n . Для этого необходимо совместное решение системы уравнений (6) и $\Delta = n\bar{h}$. Их этих уравнений для сравнительно больших оптических толщин Δ можно получить следующие приближенные выражения для n и \bar{h} : $n^2 \approx (\Lambda_\alpha \Delta / \lambda) + 0.25$, $\bar{h}^2 \approx (\lambda \Delta / \Lambda_\alpha)$.

Таким образом, фокусировка лазерного пучка с малым радиусом перетяжки и соответственно с большой угловой апертурой (расходимостью) на рассеивающую поверхность прозрачного слоя позволяет наблюдать квазирегулярные интерференционные полосы в отраженном спекл-модулированном излучении, по периоду которых можно измерить локальную толщину слоя на шероховатой поверхности. Данный метод измерения может найти применение в задачах бесконтактного оптического контроля толщины прозрачных покрытий (например, защитных лаковых покрытий в микроэлектронике), нанесенных на оптически негладкие поверхности.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 00-15-96667), Программы "Ведущие научные школы РФ" и U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet (CRDF) (грант № REC-006).

Список литературы

- [1] Понов Ю.Н. // ПТЭ. 1978. № 3. С. 237–238.
- [2] Kiedron P.W. // Angle-scanning Laser Interferometer for Film Thickness Measurement. Proc. SPIE. Vol. 62. 1986. P. 103–114.
- [3] Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989. 237 с.
- [4] Франсон М. Оптика спеклов. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 171 с.
- [5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [6] Goodman J.W. // Laser Speckle and Related Phenomena / Ed. I. Dainty. Berlin: Springer Verlag, 1975. P. 9–75.
- [7] Гудмен Дж. Статическая оптика. Пер. с англ. / Под ред. Г.В. Скромного. М.: Мир, 1988. 528 с.
- [8] Меланхолин Н.М. Методы исследования оптических свойств кристаллов. М.: Наука, 1970. 156 с.
- [9] Усанов Д.А., Куренкова О.Н., Скрипаль А.В., Феклистов В.Б. А.С. 1772627 СССР МКИ G01 В 11/08. БИ. 1992. № 40.
- [10] Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Телевизионная измерительная микроскопия. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1996. 132 с.
- [11] Fukano T., Yamaguchi I. // Opt. Lett. 1996. Vol. 21. P. 1942–1944.
- [12] Haruna M., Ohmi M., Mitsuyama T. et al. // Optics Lett. 1998. Vol. 23. N 12. P. 966–968.
- [13] Yoden K., Ohmi M., Ohnishi Y. et al. // Optical Rev. 2000. Vol. 7. N 5. P. 402–405.