УДК 535.42

А.Н. Малов, П.В. Павлов, А.Н. Бородин, А.В. Сычевский

Применение спиральных пучков для дефектоскопии и неразрушающего контроля

Рассматриваются процессы формирования, распространения и прохождения спирального волнового фронта излучения полупроводникового лазера через полупрозрачный объект с заданными дефектами. Показано, что сложно структурированный волновой фронт со спиральной фазовой поверхностью позволяет определять структуру исследуемого объекта.

Ключевые слова: лазер, когерентность, спираль, дифракция, корреляция, спекл, фаза.

Для исследования внутренней структуры и степени шероховатости поверхности в лазерной диагностике, как правило, применяются «гладкие» волновые фронты – плоские или сферические, при дифракции которых формируются спекл-изображения, корреляционный анализ которых позволяет получить соответствующие статистические характеристики объекта [1]. Для получения большего объема данных по структуре объекта или при детализации формы рельефа целесообразно использовать зондирующие пучки со сложно структурированными волновыми фронтами со спиральной фазовой поверхностью. Данные пучки формируются с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [2, 3] и при распространении сохраняют свою заранее заданную поперечную структуру с точностью до масштаба и вращения. Кроме того, использование различных ДОЭ позволяет гибко менять их форму при сохранении структурной устойчивости, что может обеспечить выделение дефектов с заранее заданными характеристиками. Для проведения расчетов воспользуемся следующей эквивалентной схемой (рис. 1).

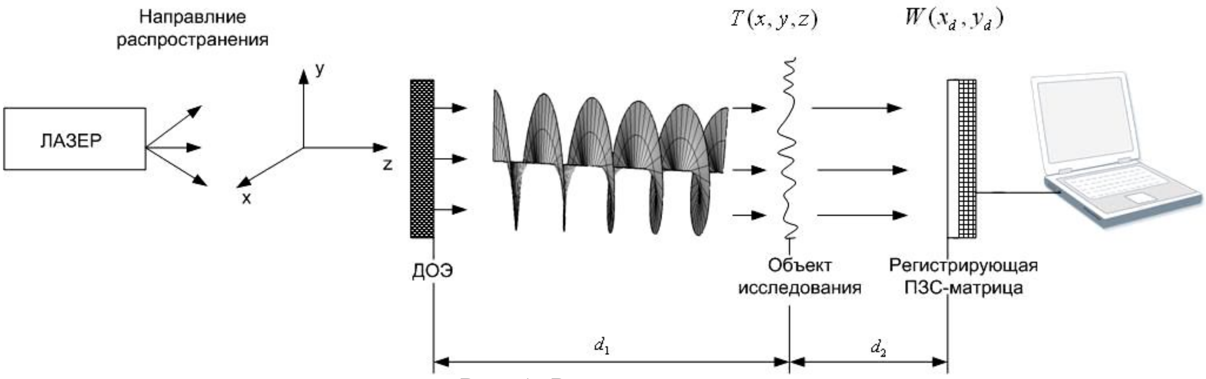


Рис. 1. Расчетная схема

Пусть лазерное излучение в виде гауссова пучка с амплитудой $\exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}\right)$ распространяется в положительном направлении вдоль оси z. Тогда за ДОЭ будет сформировано поле с распределением амплитуды в виде

$$E_n(\rho,\varphi,z) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}\right) \times \delta(\rho - \rho_0 e^{b\varphi}) \times e^{jm\cos(\beta z)}, \qquad (1)$$

где $\delta(\rho-\rho_0 e^{b\varphi})$ – спиральная составляющая (ρ – радиус пучка, ρ_0 – радиус 1-й спирали пучка; b – параметр, выражающийся через коэффициент роста q (рис. 2), так: $b = \frac{\ln q}{2\pi} = \mathrm{ctg}\,\alpha$; угол $\alpha = \angle OMT$ – угол между прямой OM и касательной MT

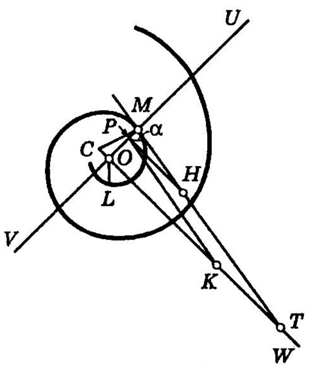


Рис. 2. Логарифмическая спираль

(рис. 2), если $b>0$, то спираль правая, если $b<0$, то левая); σ – ширина пучка; β – шаг «винта» по оси z.

При дифракции Фраунгофера спирального пучка выражение (1) представимо в виде интеграла Фурье:

$$E(\rho,\varphi,z)=\int\limits_0^\infty e^{\left(-\frac{\rho'^2}{\sigma^2}\right)}\times\delta\left(\rho'-\rho_0 e^{b\varphi}\right)\times e^{jm\cos(\beta z)}\rho' d\rho'\times\int\limits_0^{2\pi} e^{-j2\pi\rho\rho'\left(\varphi'-\varphi\right)}d\varphi'=$$
$$=e^{jm\cos(\beta z)}\left(\int\limits_0^\infty e^{\left(\frac{\rho'^2}{\sigma^2}\right)}\rho'^2 d\rho'-\int\limits_0^\infty \rho_0\rho' e^{\left(-\frac{\rho'^2}{\sigma^2}+b\varphi\right)}d\rho'\right)\times\int\limits_0^{2\pi} e^{-j2\pi\rho\rho'\cos\left(\varphi'-\varphi\right)}d\varphi', \quad (2)$$

где (ρ',φ') – полярные координаты в плоскости наблюдения на расстоянии z от ДОЭ.

Выполняя преобразование выражения (2), получим угловой спектр поля в области контролируемого объекта на расстоянии $z=d_1$ от ДОЭ в виде

$$E(\rho,\varphi,z)=\left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma^3}{4}-\frac{\rho_0 e^{b\varphi}\sigma^2}{2}\right)\times e^{jm\cos(\beta z)}\times J_0(2\pi\rho'\rho). \quad (3)$$

Поскольку любой дефект можно описать его Фурье-спектром, то определим изменение параметров спирального пучка при его взаимодействии с одной синусоидальной компонентой. Очевидно, что синусоидальная фазовая поверхность как дефект с разными периодами будет по-разному изменять структуру фиксированного спирального пучка, прошедшего через объект. Функцию пропускания предмета $T(x,y,z)$ можно представить как композицию синусоидальных решеток общего вида [4]:

$$T(x,y,z)=\int\int\limits_{-\infty}^{\infty} F(f_x^T,f_y^T,z)\exp[j2\pi(f_x^T x+f_y^T y)df_x^T df_y^T, \quad (4)$$

где f_x^T и f_y^T – пространственные частоты Фурье-компонет предмета; коэффициент $F(f_x^T,f_y^T,z)$ определяет вес (или вклад) каждой компоненты в общую функцию предмета и вычисляется как

$$F(f_x^T,f_y^T,z)=\int\int\limits_{-\infty}^{\infty} T(x,y,z)\exp[-j2\pi(f_x^T x+f_y^T y)]dxdy. \quad (5)$$

В случае фазового объекта

$$T(x,y,z)=\exp[j\varphi(x,y,z)]. \quad (6)$$

Фурье-компонета контролируемой поверхности является синусоидальной фазовой решеткой, имеющей функцию пропускания:

$$T_d(x,y,z)=\exp[j\frac{\tilde{m}}{2}\sin(2\pi f^T x)]f(z), \quad (7)$$

где $\tilde{m}=2\pi\frac{\Delta}{\lambda}$ – коэффициент модуляции; Δ – глубина рельефа поверхности; λ – длина волны излучения; $f^T=\rho^T\cos\varphi$ – период решетки.

Случай 1. Когда функция пропускания объекта $T_d(x,y,z)$ задается одной тонкой синусоидальной решеткой, т.е. $f(z)=\delta(z=d_1)$, то угловой спектр поля за объектом будет равен произведению углового спектра поля спирального пучка в области контролируемого объекта на расстоянии d_1 от ДОЭ на Фурье-преобразование функции экрана $\mathbf{F}(T_d(x,y,z))$:

$$E_{T_1}(\rho,\varphi,d_1)=E(\rho,\varphi,d_1)\times\mathbf{F}(T_d(\rho,\varphi,z))=\left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma^3}{4}-\frac{\rho_0 e^{b\varphi}\sigma^2}{2}\right)\times e^{jm\cos(\beta z)}\times$$
$$\times J_0(2\pi\rho^{/}\rho)\times J_0(\frac{\tilde{m}}{2})\exp[j2\pi\rho^T\cos\varphi]. \quad (8)$$

Регистрирующим элементом в этом случае является ПЗС-матрица с разрешением $M \times L$, заданная в виде набора прямоугольных отверстий с δ_x – периодом по оси x_d; δ_y – периодом по оси y_d; и $\Delta x, \Delta y$ – размерами пикселей при условии, что $\Delta x < \delta_x, \Delta y < \delta_y$, $k = (-\frac{M}{2}; \frac{M}{2}); l = (-\frac{L}{2}; \frac{L}{2})$. Функция пропускания ПЗС-матрицы имеет вид

$$T_{\text{ПЗС}} = \sum_{k,\ell} \text{rect}\left(\frac{x_d - k\delta_x}{\Delta x}\right) \text{rect}\left(\frac{y_d - \ell\delta_y}{\Delta y}\right). \quad (9)$$

Для поля в области ПЗС-матрицы получается следующее выражение:

$$E_{\text{ПЗС}1}(\rho,\varphi,z = d_1 + d_2) = E_{T_1}(\rho,\varphi) \times \mathbf{F}(T_{\text{ПЗС}}) = \left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma^3}{4} - \frac{\rho_0 e^{b\varphi}\sigma^2}{2}\right) \times e^{jm\cos(\beta z)} \times J_0(2\pi\rho'/\rho) \times J_0(\frac{\tilde{m}}{2}) \times$$

$$\times \exp[j2\pi\rho^T \cos\varphi] \times \Delta\rho^2 \cos\varphi \sin\varphi \,\text{sinc}(\Delta\rho\cos\varphi(\rho_d \cos\varphi - k\rho_d\cos\varphi))\text{sinc}(\Delta\rho\sin\varphi(\rho_d\sin\varphi - \ell\rho_d\sin\varphi)). \quad (10)$$

Случай 2. Если контролируемый образец имеет объемный дефект размерами (a,b,c) и находится в точке $(\underline{x}_d, \underline{y}_d, \underline{z}_d)$, то можно показать, что результирующий угловой спектр поля, сформированный в области ПЗС-матрицы на расстоянии $z = d_1 + d_2$, будет равен:

$$E_{\text{ПЗС}2}(\rho,\varphi,z = d_1 + d_2) \approx E_{T_2}(\rho,\varphi,z) \times \mathbf{F}(T_{\text{ПЗС}}) = \left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma^3}{4} - \frac{\rho_0 e^{b\varphi}\sigma^2}{2}\right) \times e^{jm\cos(\beta z)} \times J_0(2\pi\rho'\rho) \times J_0(2\pi\rho'\rho) \times$$

$$\times J_0(\frac{\tilde{m}}{2}) \exp[j2\pi\rho^T\cos\varphi] \times \rho_a\rho_b c \cos\varphi\sin\varphi\,\text{sinc}(\rho_a\cos^2\varphi(\rho - \rho_{\underline{d}}))\text{sinc}(\rho_b\sin^2\varphi(\rho - \rho_{\underline{d}}))\text{sinc}(c(z - z_{\underline{d}})) \times$$

$$\times \Delta\rho^2 \cos\varphi\sin\varphi\,\text{sinc}(\Delta\rho\cos\varphi(\rho_d\cos\varphi - k\rho_d\cos\varphi))\text{sinc}(\Delta\rho\sin\varphi(\rho_d\sin\varphi - \ell\rho_d\sin\varphi)). \quad (11)$$

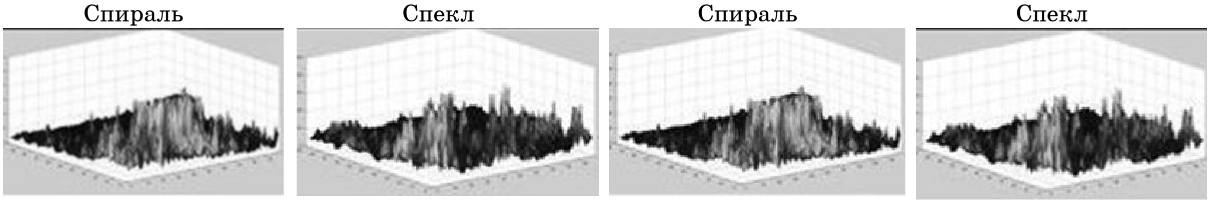
Полученные выражения в первом (10) и во втором случае (11) определяют зависимость параметров спирального пучка от характеристик поверхности контролируемого объекта $(\tilde{m}, a, b, c, x_{\underline{d}}, y_{\underline{d}}, z_{\underline{d}})$ и параметров ПЗС-матрицы $(\delta_x, \delta_y, \Delta x, \Delta y, M, L)$, с учетом расстояний d_1, d_2.

Экспериментально работа состояла из двух этапов, в первой части был выполнен контроль состояния фрагмента фонаря кабины самолета при зондировании плоским и спиральным волновым фронтом, при расстоянии от контролируемого объекта до ПЗС-матрицы d_2=20 см, а во второй части объект подвергался контролю при d_2=40 см (см. рис. 1). Спекл-поля, полученные при прохождении через контролируемую поверхность, фиксировались с помощью ПЗС-матрицы. Зарегистрированные спекл-картины нормировались, т.е. приводились к стандартизированному виду, и определялись корреляционная функция между двумя спекл-картинами и коэффициент корреляции R [5]. За эталон принималась картинка, полученная при прохождении излучения через неповрежденную поверхность. Для сравнения были выбраны два участка объекта исследования, имеющие дефекты разной величины (первый дефект шириной 0,5 мм, длиной 1,5 мм; второй шириной 0,8 мм, длиной 2 мм). Результаты эксперимента представлены на рис. 3а, 3б.

Экспериментально установлено, что при корреляционной обработке зарегистрированных спекл-картин при зондировании спиральным пучком излучения как на первом, так и на втором этапе эксперимента величины коэффициентов корреляции ($R_{\text{сп}1}$ и $R_{\text{сп}2}$) меньше, чем при использовании плоского волнового фронта ($R_{\text{пл}1}$ и $R_{\text{пл}2}$):

$$R_{\text{сп}1} < R_{\text{пл}1}; \qquad R_{\text{сп}2} < R_{\text{пл}2}. \quad (12)$$

Спираль Спекл Спираль Спекл

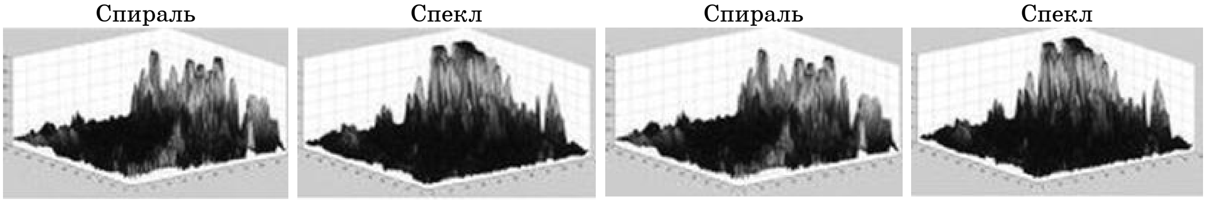


$R_{\text{сп1}}$=0,13 $R_{\text{сп1}}$=0,19 $R_{\text{сп2}}$=0,099 $R_{\text{сп2}}$=0,13

Дефект № 1 Дефект № 2

Рис. 3а. Результаты (корреляционные функции и коэффициенты корреляции), полученные при d_2=20 см

Спираль Спекл Спираль Спекл



$R_{\text{сп1}}$=0,17 $R_{\text{сп1}}$=0,3 $R_{\text{сп2}}$=0,31 $R_{\text{сп2}}$=0,45

Дефект № 1 Дефект № 2

Рис. 3б. Результаты (корреляционные функции и коэффициенты корреляции), полученные при d_2=40 см

Выражение (12) доказывает и объясняет тот факт, что использование в качестве зондируемого волнового фронта спирального пучка излучения позволит с большей точностью определить наличие и параметры дефекта, расположенного на контролируемой поверхности.

Литература

1. Франсон М. Оптика спеклов. – М.: Мир,1980. – 172 с.
2. Дифракционная компьютерная оптика / Под ред. В.А. Сойфер. – М.: Физматлит, 2007. – 737 с.
3. Абрамочкин Е.Г. Спиральные пучки света / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников // Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174, № 12. – С. 1273–1300.
4. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
5. Сычевский А.В. Коррекции модуляции спекл-картин для минимизации уровней помех и искажений / А.В. Сычевский, А.Н. Бородин, И.Э. Вольф // Сб. докл. «VI Самарский конкурс работ студентов и молодых исследователей по оптике лазерной физики». – Самара, 2008. – С. 87–91.

Малов Александр Николаевич
Д-р физ.-мат. наук, проф. каф. электроники твёрдого тела
Иркутского государственного университета
Тел.: (395-2) 22-99-53
Эл. почта: cohol2007@yandex.ru

Павлов Павел Валерьевич
Адъюнкт каф. электрооборудования летательных аппаратов Воронежского военного университета
Тел.: 8-910-287-60-23
Эл. почта: pashok8208@mail.ru

Бородин Артур Николаевич
Канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник научно-исследовательской части
Иркутского государственного университета
Тел.: 8-914-878-22-84
Эл. почта: artur_b@mail.ru

Сычевский Алексей Викторович
Ассистент каф. медбиофизики Иркутского государственного медицинского университета
Тел.: (395-2) 66-26-62
Эл. почта: apple.irk@mail.ru

Malov A.N., Pavlov P.V., Borodin A.N., Sychevskyi A.V.
Application of spiral beams for defectoscopy and nondestructive testing

Processes of formation, propagation and penetration of spiral wave front of semi-conductor laser radiation through a translucent object with the given defects are considered. It is shown that complex structured wave front with a spiral phase surface allows to determine a structure of investigated object.
Keywords: laser, coherency, spiral, diffraction, correlation, speckle, phase.