

ОБЩАЯ ФИЗИКА

РЕАЛИЗАЦИЯ ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКОГО РЕЖИМА СРАВНЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ

Е.В.Веретенников, Н.Ф.Услугин, А.В.Шишарин

Нижегородский госуниверситет

А.Л.Манаков

Нижегородская государственная медицинская академия

Измерение размеров и сравнение формы трехмерных объектов требуется при решении разных научно-технических задач. В частности, в работе [1] авторами рассматривается задача сравнения формы гипсовых моделей беззубой челюсти человека. Такие модели используются в стоматологической практике. Отличия в моделях обусловлены применением разных технологий изготовления и сильно сказываются на эксплуатационных качествах изготовленных по ним протезов.

Специфика формы сравниваемых объектов (отсутствие характерных, четко выраженных точек, изгибов, изломов) затрудняет процесс совмещения трехмерных образов моделей. Поэтому в ранних вариантах окончательное совмещение этих образов проводилось в “ручном” режиме с визуальным контролем на экране монитора.

Автоматизация процесса совмещения связана с большим объемом вычислений, поскольку поверхности заданы в виде наборов точек, расположенных неравномерно (относительно редкие сечения с плотным заполнением внутри них), и расчёт расстояний связан с процессами поиска элементов интерполированной поверхности. Для уменьшения объёма вычислений был использован алгоритм приближённого расчёта расстояния от точки, принадлежащей одной поверхности, до другой поверхности. За это

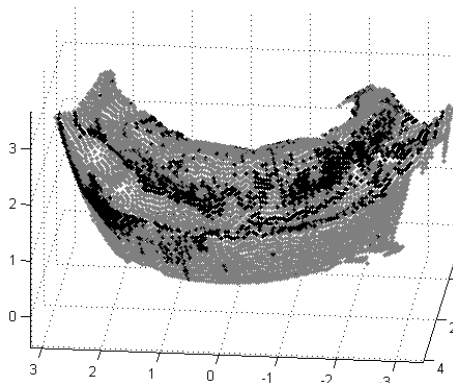


Рис.1

расстояние принимается расстояние от точки первой поверхности до прямой, соединяющей две ближайшие, но лежащие в разных сечениях, точки второй поверхности. В силу специфики расположения точек такой алгоритм при существенном уменьшении объёма вычислений не приводит к заметному ухудшению точности. Сокращение времени вычислений позволило применить метод минимизации среднеквадратичного отклонения для совмещения достаточно протяжённых участков изображений объектов. Для этого на одном из объектов была выбрана определённая область в виде узкой кромки, которая, как известно из стоматологической практики, сохраняется неизменной при различных технологиях изготовления моделей. Изображение данной области по форме представляет собой некое подобие подковы, что позволяет однозначно определять сдвиг и поворот, необходимые для совмещения образов разных моделей. Поиск величин поворота и сдвига производится методом минимизации суммарного расстояния от точек выбранной области одного объекта до поверхности другого объекта. После применения найденных преобразований ко всему образу первой модели происходит совмещение трехмерных изображений, и становится возможным расчёт отклонения одной модели от другой в каждой точке. В частности, таким образом можно выделить области, в которых расхождение между моделями лежит в определённом диапазоне.

Например, на рис.1 более тёмным цветом показаны точки, в которых отклонения одной модели от другой находятся в диапазоне от 0,3 до 0,8 мм, а более светлым – меньшие и большие расхождения.

На рис.2 показаны примеры сечений двух изображений. По ним можно судить о том, какая из моделей является более вогнутой по сравнению с другой.

В результате проделанной работы были созданы измерительный и программный комплексы для применения их в стоматологических целях в исследованиях, связанных с задачами протезирования, а также в исследованиях комплексной податливости тканей беззубой челюсти.

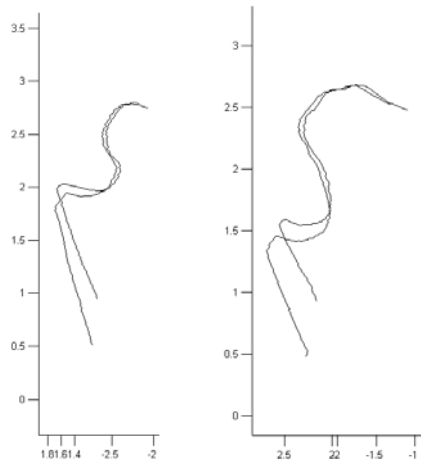


Рис.2

- [1] Веретенников Е.В., Услугин Н.Ф., Шишарин А.В., Манаков А.Л. //В кн.: Тр. 6-ой научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002г. /Ред. А.В.Якимов. –Н. Новгород: ТАЛАН, 2002, с.207.

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ УСТАНОВКА ПО ДЕМОНСТРАЦИИ СВОЙСТВ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН НА МЕЛКОЙ ВОДЕ

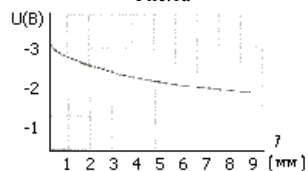
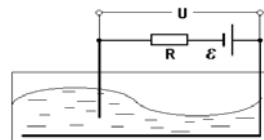
П.В.Казарин, Н.С.Степанов, Н.Ф.Услугиин

Нижегородский госуниверситет

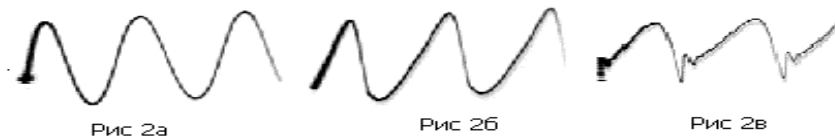
Необходимость постановки новых лекционных опытов по демонстрации различных нелинейных волновых эффектов, адаптированных к условиям лекционной аудитории, не вызывает сомнений. Многие явления, в частности, нелинейную трансформацию профиля бегущих простых волн [1] весьма наглядно можно показать с помощью волн на мелкой воде. “Волновой лоток”, описанный в [2], оказывалась весьма удобной для демонстрации таких волн. В частности, авторами использовалась прозрачная кювета размерами 170x8x18 см, в которой удалось наблюдать укрупнение переднего фронта и “вытягивание” заднего при “выкатывании” волн на “берег” на расстояниях всего порядка 4-5 длин волн от источника [3].

В настоящей заметке обсуждается модернизированная установка, позволяющая изучать и демонстрировать не только качественные, но и количественные закономерности такой трансформации. Наряду с визуальными наблюдениями изменения профиля волны по мере ее распространения, в модернизированной установке стала возможной электрическая регистрация колебаний поверхности в нескольких наиболее характерных точках, расположенных вдоль кюветы. Колебания поверхности регистрируются зондами, каждый из которых представляет собой вертикально расположенный тонкий металлический штырь, частично погруженный в воду. Штырь является одним электродом датчика, а в качестве второго электрода используется “заметаллизованный” дно кюветы. Электрическое сопротивление между электродами определяется проводимостью воды и зависит от глубины погружения штыря. Принципиальная схема включения зонда приведена на рис. 1а., а на рис.1б показано снятое экспериментально изменение напряжения U между электродами по мере погружения штыря в воду. Осциллограммы колебаний поверхности воды наблюдаются на экране осциллографа.

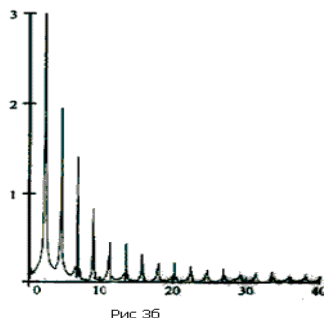
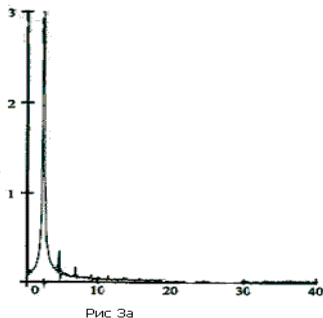
Положение зондов в волновом канале выбирается таким образом, чтобы наиболее наглядно показать динамику изменения профиля волны. Обычно один щуп располагается на относительно глубокой воде, где профиль волны близок к синусоидальному, а остальные – в области “подъема” дна. Примеры полученных осциллограмм приведены на рис.2. На осциллограммах хорошо видно, как меняется форма колебаний поверхности воды от почти синусоидальной (рис.2а) около волнопродуктора, до практически пилообразной (рис.2б) при набегании на берег. На



рисунке 2в видно начинающееся разрушение волны. Заметим, что существенную роль в динамике волн для описываемой установки играет трение воды о боковые поверхности кюветы, из-за чего не удается наблюдать опрокидывания волн.



Представляет интерес наблюдения изменение спектрального состава колебаний в волне на разных расстояниях от источника. Как известно, по мере искажения первоначально гармонической во времени волны, ее Фурье-спектр расширяется и обогащается высшими гармониками.



На частотах, на которых проводится наш эксперимент (порядка 2–3 Гц), обычные аналоговые спектроанализаторы для наблюдения спектра непригодны, поэтому авторы использовали аппаратно-программный комплекс LabVIEW, который позволил оцифровать полученный электрический сигнал и практически в реальном масштабе времени осуществить его дискретное преобразование Фурье. Одновременно проводится и коррекция нелинейной характеристики зонда $U(I)$ (рис.1б). На рис.3а изображён спектр сигнала с зонда, расположенного на “глубокой” воде. Видно, что в нём с большой точностью преобладает основная частота (2,25ГГц). На рис.3б показан спектр колебаний, соответствующий осциллограмме рис.2б, где уже хорошо видны появляющиеся высшие гармоники сигнала, что свидетельствует о значительной перекачке энергии в эти гармоники.

- [1] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. –М.: Наука, 1979, с.183.
 [2] Баском В. Волны и пляжи. – Л.: Гидрометиздат, 1966, 280с.
 [3] Казарин П.В., Степанов Н.С., Услугин Н.С. //В кн.: Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. – Н.Новг.: ТАЛАМ, 2002, с.197.

ДРОБЛЕНИЕ ВОЛНОВЕДУЩЕГО КАНАЛА ПРИ САМОКАНАЛИЗАЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОПОЛИМЕРЕ

А.Л.Лонин, С.Н.Менсов, Ю.В.Полуштайцев

Нижегородский госуниверситет

Известно, что в нелинейных средах возможна самофокусировка и волноводное распространение излучения [1]. Такие режимы наблюдаются как в средах с традиционной мощностной нелинейностью [1] (тепловая нелинейность, эффект Керра), так и в появившихся в последнее время нереверсивных средах – фотополимеризующихся композициях (ФПК) [2]. Существует возможность создания на основе таких сред волноводущих структур и элементов оптических линий связи [3]. Поэтому необходимо исследовать устойчивость процесса самоканализации световых пучков. В данной работе численно и экспериментально рассматривается дробление формируемого светом волноведущего канала в прозрачных ФПК.

В средах с нелинейными эффектами, зависящими от мощности излучения, волноводный режим возможен только при строго определенной интенсивности пучка. Поэтому флуктуационные отклонения от этого значения приведут к нарушению баланса между дифракционной расходимостью и нелинейной рефракцией, и, следовательно, либо к самофокусировке, либо к расплыванию пучка. В нереверсивной среде в связи с медленностью процесса полимеризации показатель преломления не успевает реагировать на быстрые флуктуационные изменения интенсивности. Поэтому решающую роль в образовании волноведущего канала играет распределение макроскопических неоднородностей показателя преломления, возникающих в ФПК из-за шума в пучке (этот случай рассматривается в данной работе), либо вследствие термодинамических флуктуаций.

Численное моделирование проводилось на основании решения следующих уравнений для амплитуды поля $E(x, z)$ и показателя преломления $\Delta n(x, z)$:

$$\begin{aligned} 2ik\partial E / \partial z &= \Delta_{\perp} E + 2(\Delta n / n_0)A \\ \partial \Delta n / \partial t &= f(\Delta n)A^2 + D\partial^2 \Delta n / \partial x^2 \end{aligned} \quad (1)$$

с граничным условием:

$$E(x, 0) = E_0 \exp(-x^2 / a^2)(1 + s(x)), \quad (2)$$

где x и z – поперечная и продольная к направлению распространения пучка координаты; D – коэффициент диффузии; $f = \gamma \Delta n_{\max} (1 - \Delta n / \Delta n_{\max}) [\ln(1 / (1 - \Delta n / \Delta n_{\max}))]^{2-1/\gamma} / H_0$ – функция скорости полимеризации; Δn_{\max} – максимальное изменение показателя преломления; γ – фактор контраста ФПК; a – поперечный размер пучка; $s(x)$ – случайная функция, задающая амплитуду и начальный масштаб неоднородностей, который много меньше a ; E_0 – амплитуда поля в начале координат.

Как показали результаты численного моделирования, устойчивость самоканализации определяется соотношением между скоростями полимеризации и диффу-

зионного расплывания профиля Δn . В случае достаточно большой интенсивности излучения или вязкости среды (при $DH_0/a^2 E_0 < 0,01$) начальные высокочастотные флуктуации сглаживаются из-за влияния диффузии, но возникающие при этом крупномасштабные неоднородности оказываются устойчивыми и усиливаются с увеличением расстояния от входной плоскости. В результате волноведущий канал распадается на несколько параллельных нитей. Характерные для этого случая распределения показателя преломления и интенсивности излучения приведено на рис.1 и рис.2. Дробление канала происходит тем дальше, чем меньше начальные флуктуации, что иллюстрирует рис.3, где показана зависимость амплитуды неоднородностей σ от z и величины начальных флуктуаций σ_n .

Проведенное экспериментальное исследование распространения пучка света с длиной волны $\lambda=0,63 \mu\text{m}$ в ФПК на основе ОКМ-2 с хинонным фотоинициатором, фактор контраста которой $\gamma=2$, а максимальное изменение показателя преломления составляет 5%, показало неустойчивость самоканализации широких пучков, а также узких с интенсивностью более 10 мВт/мм^2 , когда самоканализация слабо выражена [2]. Фотография раздробленного полимерного канала приведена на рис.3. Ширина каждой нити составляет $l=20 \mu\text{m}$, что совпадает с теоретической оценкой $l \approx (D/f(\Delta n))^{0,5}$ для величины устойчивого масштаба неоднородностей.

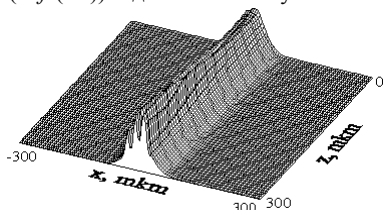


Рис.1

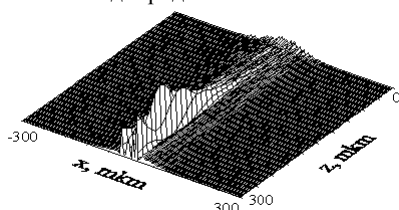


Рис.2

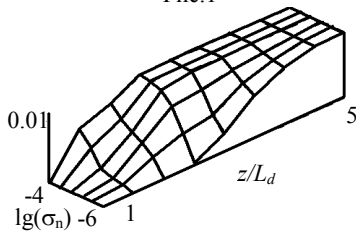


Рис.3

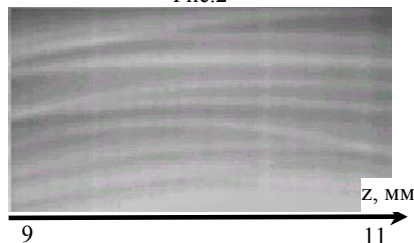


Рис.4

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-03-33040.

- [1] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. –М.: Наука, 1979, 384с.
- [2] Вдовин В.А., Лонин А.Л., Менсов С.Н. //Журнал технической физики. 2001. Т.71, №7. С.67.
- [3] Лонин А.Л., Менсов С.Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46, №2. С.104.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ЖИДКИХ ФОТОРЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД

С.Н.Менсов, А.О.Печников, А.В.Романов

Нижегородский госуниверситет

Разрешающая способность фотоэмульсии определяется размером зерна галоидного серебра и составляет от 100 до 5000 лин./мм. В последнее время стали широко использоваться жидкие фотополимеризующие композиции (ФПК). Размер молекулы ФПК порядка 100 ангстрем и, если определять её разрешение так же как у фотоэмульсий, разрешающая способность должна достигать 10^5 лин./мм. Однако экспериментальные исследования показывают, что разрешение ФПК составляет от 100 до 500 лин./мм. В данной работе для объяснения реальной разрешающей способности исследовались процессы диффузии в ФПК, жидкая фракция – мономер.

Обычно при анализе кинетики фотополимеризации рассматривается локальная модель [1]:

$$\frac{dP}{dH} = V(H(x,t)),$$

где $P(H)$ – безразмерная степень конверсии, которую определяют как $P = p_n/p_0$ (p_n – парциальная плотность полимера, p_0 – плотность ФПК);

$$V(H(x,t)) = \frac{1}{H_0} \exp\left\{-\frac{H(x,t)}{H_0}\right\}^\gamma$$

– скорость конверсии; $H(x,t)$ – экспозиция; γ – показатель контраста.

Учитывая, что мономер участвует не только в образовании полимерных цепочек, но и в диффузионном процессе, уравнение кинетической полимеризации принимает следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dM(x,t)}{dt} = -K_p M(x,t)R(x,t) - \text{div}[\vec{j}_M], \\ \vec{j}_M = -D(x) \cdot \frac{\partial M(x,t)}{\partial x}. \end{cases}$$

Теперь, переходя от концентрации мономера к степени конверсии, получаем модельное уравнение кинетики фотополимеризации с учетом диффузии:

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = I(x) \cdot V(P(x,t)) + D \cdot \frac{\partial^2 P(x,t)}{\partial x^2},$$

где для неменяющегося во времени распределения интенсивности $I(x) = dH(x,t)/dt$. Особенностью рассматриваемого процесса является то, что регистрируемое рас-

пределение задается не начальными условиями, а пространственным распределением скорости конверсии. Начальная степень конверсии полагалась равномерной.

Для определения разрешающей способности фотополимера моделировалась запись широкополосного пространственного распределения – “ступеньки”. Рис.1 иллюстрирует значения степени конверсии в разные моменты времени. На рис.2 приведен график, отображающий динамику процесса на плоскости экспозиции и пространственных частот. Обычно диффузия сглаживает неоднородности концентрации среды. Этот процесс происходит для пространственных частот выше $U_{кр}$. Для ФПК эта критическая пространственная частота:

$$U_{кр} \propto \sqrt{I \cdot \gamma / D}.$$

Также показано, что в таких фоторегистрирующих средах на основе жидких ФПК подбором $U_{кр}$ можно компенсировать нелинейные искажения изображения.

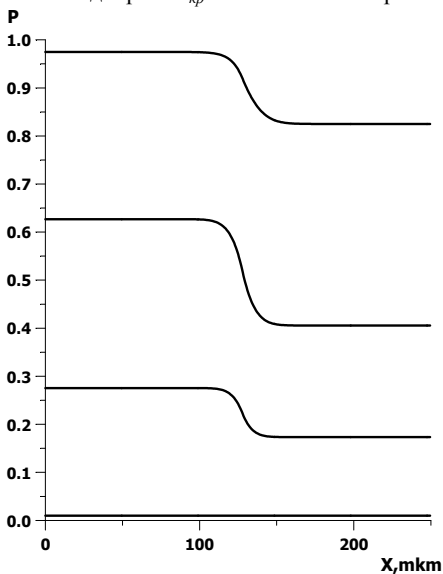


Рис.1

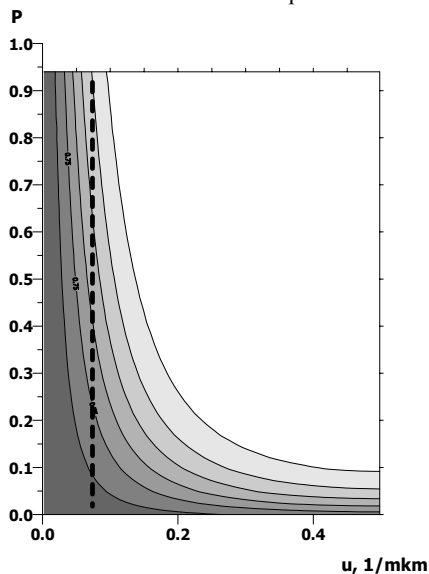


Рис.2

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 01-03-33040

[1] Лонин А.Л., Менсов С.Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46, №2. С.104.

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Ю.Н.Захаров, А.Р.Катичев, М.О.Шуралёв

Нижегородский госуниверситет

Функция когерентности является одной из важнейших характеристик лазерного излучения. В большинстве случаев функция когерентности определяется либо интерферометрическим методом [1], либо методом, основанным на связи функции когерентности со спектральными характеристиками излучения [2]. Первый метод, по сути, является прямым, но требует проведения серии точных измерений. Второй метод – косвенный, и связан с необходимостью выполнения вычислений, что не всегда удобно.

Предлагаемый в данной работе голографический метод исследования функции когерентности сочетает в себе преимущества интерферометрического метода (т.к. также прямой), но избавляет от необходимости проведения большого числа измерений. Он основан на том, что дифракционная эффективность голограммы напрямую зависит от функции когерентности записывающего света. Фактически, дифракционная эффективность восстановленного изображения определяется видностью интерференционной картины предметной и опорной волн. То есть, анализируя голограмму специально выбранного объекта, по изображению можно определить вид и свойства функции когерентности источника света.

Голографический метод является целесообразным в случае, когда излучение обладает малой (порядка миллиметров) длиной когерентности. В частности, для полупроводникового лазера метод применим, если лазер генерирует несколько продольных мод. В этом случае функция когерентности принимает квазипериодический вид, определяемый длиной резонатора и числом генерируемых мод [3], с периодом, соизмеримым с размерами резонатора (на рис. 1 показан расчётный вид функции когерентности $F(L)$ для случая генерации 2, 3 и 4 мод; L – разность хода, l – длина резонатора лазера). Таким образом, с помощью данного метода можно определять не только функцию когерентности, но и длину резонатора лазера, и количество продольных мод.

Наиболее подходящей для вышеупомянутого способа схемой записи голограмм является схема Денисюка. Здесь восстановленное изображение не зависит от

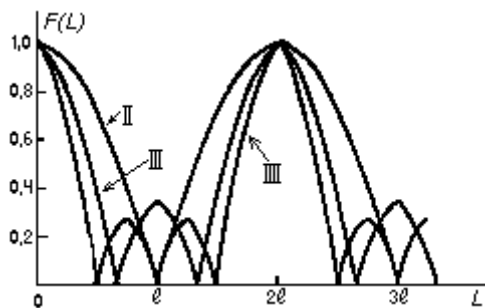


Рис.1

восстанавливающей волны и отражает характеристики объекта и записывающего излучения. Кроме того, схема проста в реализации.

В данной работе производилось измерение функции когерентности полупроводникового лазера из лазерной указки. Схема установки представлена на рис.2. Лазер подключался к источнику стабилизированного тока. В качестве объекта для съемки была использована металлическая линейка с делениями. Один из её концов вплотную прижимался к фотопластинке, а сама линейка устанавливалась под углом к плоскости фотопластинки. Такое

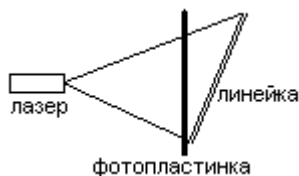


Рис.2

расположение объекта давало возможность проследить за дифракционной эффективностью голограммы в зависимости от глубины сцены. Один из результатов (фрагмент восстановленного изображения голограммы) представлен на рис.3. Фотометрируя восстановленное изображение с учетом неравномерности освещения голограммы, непосредственно получаем зависимость видности интерференционной картины двух волн (предметной и опорной) от разности хода лучей, т.е. искомую функцию когерентности [3].

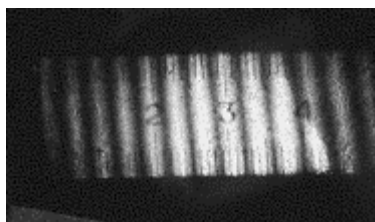


Рис.3

На рис.4 схематично показаны фотопластинка и частично восстановленное изображение линейки (вид сверху). Нетрудно увидеть, что функция когерентности является периодической, а её вид (согласно [3]) соответствует работе лазера в двумодовом режиме. Расчеты, проведенные из геометрических соображений, показали, что период функции когерентности равен 2,8 мм. Длина когерентности лазера составила величину порядка 1 мм, оптическая длина резонатора 1,4 мм, что соответствует действительному размеру кристалла. Спектральные измерения подтвердили факт работы лазера в двумодовом режиме.



Рис.4

- [1] Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. /Под ред. А.Ф.Котюка. –М.: Радио и связь, 1981, 288с.
 [2] Звелто О. Принципы лазеров. –М.: Мир, 1990, 560с.
 [3] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. –М.: Мир, 1973, 688 с.

ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ КОНТУРОВ РЕЛЬЕФА С ПОМОЩЬЮ ДВУМОДОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Ю.Н.Захаров, А.Р.Катичев, М.О.Шуралёв

Нижегородский госуниверситет

Голографический контроль рельефа диффузно-отражающих поверхностей возможен при использовании голографического многочастотного метода получения контурных линий (ГМКЛ) [1].

Использованием двумодового излучения полупроводникового лазера можно добиться значимых интервала между линиями, равных половине длины когерентности излучения.

При использовании голографического метода Денисюка, когда опорным пучком является свет, проходящий сквозь регистрирующий материал и освещающий голографируемую сцену, объект никогда не затеняет опорный пучок и может располагаться вплотную к голограмме. При этом полностью выявляются преимущества объёмных голограмм, а именно: 1) небольшое количество оптических элементов; 2) легко осуществимая юстировка оптических осей установки; 3) восстановление получаемых голограммы в некогерентном свете.

Схема эксперимента, представленная на рис.1, состоит из полупроводникового лазера с генерацией двух мод излучения, объекта, толстослойной фотопластинки. Также в установке используется дифракционная решетка (300 штр/мм) для контроля модового состава излучения, который изменялся путём подстройки тока питания лазера.

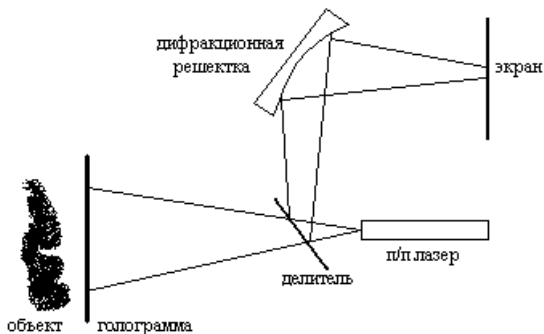


Рис. 1

Преимуществом данного метода является также то, что съёмка голограммы производилась в один этап, т.е. излучением сразу на двух длинах волн. После чего восстанавливалось два мнимых голографических изображения. Рассмотрим восстановление изображений длиной волны λ_2 , учитывая, что съёмка проводилась двумодовым излучением с длинами волн λ_1 и λ_2 . Свет из произвольной точки мнимого изображения, образованного голограммой, снятой на длине волны λ_1 , и мнимого изображения, образованного голограммой, снятой на длине волны λ_2 , имеют в плоскости голограммы фазы:

$$\varphi_1 = k_1(S_0 + R_0 - R_R) + k_2(R_c) \quad \text{и} \quad \varphi_2 = k_2(S_0 + R_0 - R_R) + k_2(R_c).$$

Их разность фаз $\Delta\varphi = (S_0 + R_0 - R_R)(k_2 - k_1)$, где $k_1 = 2\pi/\lambda_1$, $k_2 = 2\pi/\lambda_2$, S_0 – расстояние от точки объекта до источника света, R_R – расстояние от голограммы до источника света, R_0 – расстояние от точки объекта до голограммы.

Таким образом, светлые полосы наблюдаются для всех точек поверхности объекта, где

$$S_0 + R_0 = R_R + \frac{N\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad N - \text{целое число.}$$

Нетрудно заметить, что $\lambda_1\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$ есть длина когерентности лазера.

Схемой установки было обеспечено малое смещение изображений в направлении, перпендикулярном наблюдению (за счёт $R_0 \rightarrow 0$ объект прижат к плоскости голограммы, $\Delta\lambda \ll \lambda$, т.к. использовалось двумодовое излучение). Воспользовавшись уравнениями восстановленных изображений [2], мы получим, что тёмные и светлые полосы лежат в плоскостях, описываемых уравнением

$$\frac{\partial x}{\partial z} = \frac{1 + \cos \alpha_S}{\sin \alpha_S + \sin \alpha_R},$$

где α_R , α_S – углы между направлениями предметного и опорного пучков и нормалью к голограмме, x – ось, лежащая в плоскости голограммы, z – ось, перпендикулярная плоскости голограммы. Контурные поверхности можно сделать параллельными плоскости голограммы, выбрав угол α_S равным α_R , что и обеспечивает метод Денисюка. Из-за малости угла α_S можно записать разность глубин между двумя соседними контурами: $\Delta z = L_{\text{когер}}/2$.

С помощью такой системы были получены картины контуров рельефа, одна из которых представлена на рис.2. Длина когерентности использованного нами полупроводникового лазера была равна $L_{\text{когер}} = 1,4$ мм, таким образом, разница глубин между двумя соседними слоями равна $H = 0,7$ мм.



Рис. 2

[1] Захаров Ю.Н. //В кн.: Голографические методы исследования в науке и технике.

Труды Школы – симпозиума. –Ярославль: ЯГПУ им. К.Д.Ушинского, 1997, с.90.

[2] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. –М.: Мир, 1982, 504с.