

УДК 681.785.6 : 535.241.13 : 534

ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПОСЛОЙНОГО ГЕТЕРОДИННОГО АНАЛИЗА ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ОБЪЁМНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ*

П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щепеткин

*Институт автоматизи и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: tverdokhleb@iae.nsk.su*

Описан метод послойного гетеродинного анализа объёмных оптических сред. Приведены результаты теоретической оценки, компьютерного моделирования и экспериментального исследования зависимости предельной скорости анализа от параметров оптической схемы и среды. Дана оценка влияния скорости анализа на разрешающую способность метода по толщине оптической среды и на характер зависимости выходного сигнала от глубины расположения изучаемого слоя. Предложен способ увеличения предельной скорости сканирования. Полученные результаты подтверждены экспериментально.

Ключевые слова: коллинеарное гетеродинирование, линейная частотная модуляция, оптическая доплеровская томография, разрешающая способность, скорость сканирования.

DOI: 10.15372/AUT20170202

Введение. В работах [1, 2] предложен метод лазерной доплеровской томографии, предназначенный для изучения внутренних оптических свойств толстых светочувствительных материалов, позволяющий в отличие от известных [3, 4] восстанавливать значения амплитуды и фазы рассеянного света во всех парциальных слоях исследуемой объёмной среды. Получены формулы для оценок разрешающей способности метода по толщине материала, оптимального соотношения между периодом и толщиной тестовой решётки, а также количества допустимых слоёв анализа. Найдена их связь с параметрами элементов оптической системы, предназначенной как для записи тестовой решётки, так и для последующего послойного анализа внутренних свойств толстых материалов. Результаты подтверждены экспериментальным путём [1, 5, 6].

Данная работа является продолжением ранее проведённых исследований и посвящена оценке предельно достижимой скорости послойного анализа оптической среды с предварительно записанной в ней тестовой объёмной решёткой. Такой анализ проводится с помощью оптической системы, схема которой показана на рис. 1. На электрический вход акустооптического дефлектора (АОД) 2 подаются два управляющих линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) напряжения U_1 и U_2 . Скорость и диапазон изменения частот f_1 и f_2 у обоих напряжений одинаковы, и разность частот $f_0 = f_2 - f_1$ в процессе сканирования неизменна. Вследствие этого в АОД формируются две бегущие ультразвуковые волны и соответствующие им дифрагированные световые пучки 5 и 6 –1-го порядка дифракции (стоксовы компоненты). Непродифрагировавшая часть входного светового пучка 1 блокируется экраном 4, а пучки 5 и 6 с помощью конфокальной оптической системы 3, 7 совмещаются в объёме исследуемой среды 8. Возникающая при этом интерференционная

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-02-00732-а).

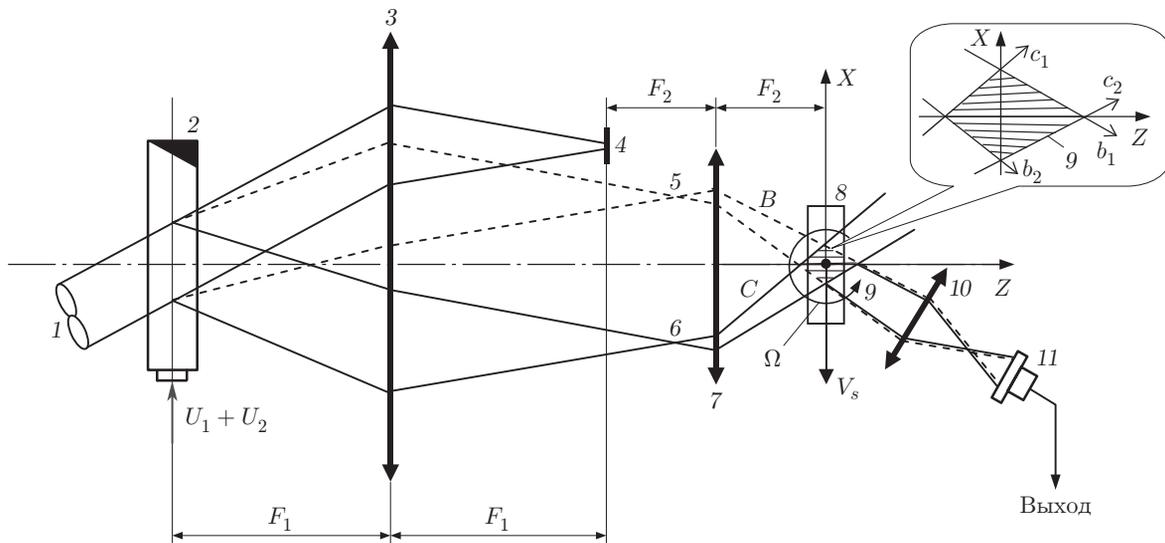


Рис. 1. Схема оптической системы экспериментальной установки лазерной доплеровской томографии объёмных регистрирующих сред

решётка 9 перемещается поступательно, а её вектор под действием управляющего ЛЧМ-напряжения поворачивается с угловой скоростью Ω . Результирующая скорость движения такой решётки относительно ранее записанной структуры приобретает две составляющие V_s и V_Ω . Первая из них (V_s) образуется в результате поступательного движения интерференционной решётки, а вторая (V_Ω) — вследствие вращения той же решётки относительно оси Y . При этом $V_\Omega = \Omega z$, где z — расстояние слоя от оси вращения. При суммировании поступательного и вращательного движений результирующая скорость движения решётки изменяется по координате z . Это означает, что каждому из слоёв, выделяемых по толщине (глубине) среды, соответствует свой доплеровский сдвиг частоты $f_D(z)$, значение которого можно измерить с помощью фазочувствительного коллинеарного гетеродинного детектора 10, 11 [1].

Скорость анализа. Результаты моделирования. Определим скорость томографического анализа Φ как количество разрешаемых по толщине среды слоёв G , детектируемых в единицу времени:

$$\Phi = G/(\Delta t + 2ta) \approx G/\Delta t,$$

где Δt — время развёртки ЛЧМ-напряжения; ta — апертурное время АОД, $ta = A_d/V$, A_d — размер световой апертуры дефлектора, V — скорость ультразвука в материале светозвукопровода АОД, при этом $\Delta t \gg ta$.

В [5] показано, что максимальное значение $G \approx 0,5\Delta f_d ta/2$ (Δf_d — максимальный диапазон частот напряжения управления АОД). Как известно, параметр $N = \Delta f_d ta$, характеризующий АОД, равен количеству разрешаемых точек по критерию Рэлея. Типичное значение N составляет порядка 500 ($\Delta f_d = 50$ МГц, $ta = 10$ мкс).

Всякое существенное (на порядок и более) увеличение N — исключительно сложная задача. В связи с этим основным резервом увеличения скорости анализа является уменьшение времени развёртки (сканирования) Δt .

Послойный анализ будем проводить для случая прямоугольного (равномерного) распределения амплитуды света в апертуре АОД. На рис. 2, а сплошными линиями изображена тестовая объёмная решётка, записанная в регистрирующей среде толщиной H . В режиме сканирования на эту решётку проецируется движущаяся интерференционная структура, обозначенная на рисунке пунктиром. Трёхмерная огибающая структуры образует

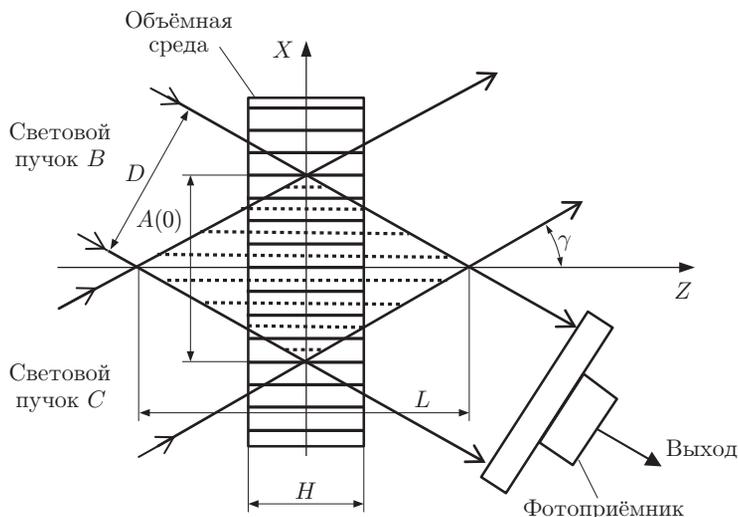


Рис. 2. Расположение толстой решётки в интерференционном поле измерительного объёма

так называемый измерительный объём [7]. Значение скорости анализа, в том числе и предельной, тесно связано с условиями формирования данного объёма.

Обозначим через D размер прямоугольной апертуры пучков B и C , n — показатель преломления материала решётки. Ясно, что размер L измерительного объёма по оси Z должен быть больше толщины H . Тогда, исходя из геометрического построения рис. 2, при условии $L > H/(1 - b)$ и $n = 1$ получим

$$D = (H \sin \gamma)/(1 - b) = H\lambda/2d(1 - b), \quad (1)$$

где b — допустимый уровень уменьшения интенсивности переменной составляющей интерференционного поля $A(z)$ на поверхности образца ($z = H/2$) по сравнению с максимальным значением в центре ($z = 0$): $b = A(H/2)/A(0)$; λ — длина световой волны; d — период интерференционной структуры по оси X .

Выражение (1) определяет условие формирования измерительного объёма в зависимости от толщины объёмной решётки и пространственной частоты $\nu = 1/d$. Однако это условие не является единственным. В работе [7] на примере гауссовых пучков показано, что величина ν в зоне измерительного объёма не остаётся постоянной, а изменяется при смещении по оси Z . Причина этого — отличная от нуля расхожимость ограниченных по апертуре световых пучков. Причём чем меньше апертура D таких пучков, тем сильнее изменяется частота ν при смещении плоскости XY относительно начала координат ($z = 0$). Данный эффект приводит к тому, что пространственная частота по оси X внешних слоёв толстой решётки отличается от частоты измерительного объёма (сканирующей решётки). В результате уменьшается уровень сигнала считывания, а следовательно, и допустимая толщина H исследуемой решётки.

Количественную оценку влияния скорости сканирования на параметры метода проведём, исходя из пространственного распределения интерференционной структуры света в области измерительного объёма. Данный подход справедлив, поскольку нас интересует только послойная зависимость амплитуды выходного сигнала от скорости сканирования среды. Максимальная же амплитуда сигнала соответствует такому положению решёток в измерительном объёме, при котором их векторы параллельны (см. рис. 2), а уровень сигнала целиком зависит от искажения интерференционной структуры измерительного объёма.

Дальнейшие результаты получены для кинематического режима дифракции света на исследуемой объёмной решётке, т. е. когда её дифракционная эффективность не превышает величины порядка 10–15 %. При этом, как известно, можно не учитывать обратное рассеяние дифрагированного света и пренебречь интермодуляционными искажениями, обусловленными рассеянием [5]. Кроме того, будем учитывать и условие ортогональности сигналов от отдельных слоёв, разрешаемых по глубине решётки, что позволит в первом приближении вести анализ процессов рассеяния света по глубине решётки независимо для каждого слоя.

Расчёт проведём только для двумерного сечения XOZ , поскольку в этой плоскости лежат дифрагированные пучки B и C . Распределение амплитуд расходящихся световых пучков $B(x, z)$ и $C(x, z)$ при $z = 0$ представим в виде

$$B(x, z) = B_m \exp\{-j\pi[(x + x_0)/d - (x + x_0)^2 W/A(0)^2]\}, \quad (2)$$

$$C(x, z) = C_m \exp\{j\pi[(x + x_0)/d + (x + x_0)^2 W/A(0)^2]\}. \quad (3)$$

Здесь $B_m = C_m = 1$ — максимальные значения амплитуд пучков; переменная x изменяется от $-x_0$ до $+x_0$; $2x_0 = A(0)$ — размер по оси X прямоугольной световой апертуры; $W = \Delta\nu_x A(0)$ — база ЛЧМ-сигнала (решётки Френеля) ($\Delta\nu_x$ — приращение пространственной частоты по оси X на расстоянии $A(0)$ световой апертуры). Набег фазы за счёт квадратичного слагаемого в (2), (3) составляет величину $\Delta\varphi = \pi W$. Это означает, что из-за чирпа количество периодов решётки в апертуре АОД изменяется на один период при $W = 2$, на два периода при $W = 4$ и т. д.

Обозначим $Q = F_1/F_2 > 1$ — коэффициент уменьшения конфокальной системы. Тогда, учитывая $A(0) = A_d/Q$, $\nu_x = fQ/V$, получим $W = \Delta\nu_x A(0) = \Delta f a A_d/V = \Delta f a t a$, где $\Delta f a$ — изменение частоты напряжения на входе АОД в течение апертурного времени $t a$. Из рис. 2 видно, что $A(0) = H \sin \gamma / (1 - b) \cos \gamma$. Тогда выражение для предельной скорости изменения частоты ЛЧМ-напряжения на входе АОД примет вид

$$\begin{aligned} df/dt = \Delta f a / t a = W / t a^2 &\leq W(1 - b)^2 [(2d/\lambda - 1)^2] V^2 / H^2 Q^2 \approx \\ &\approx W(1 - b)^2 4d^2 V^2 / H^2 \lambda^2 Q^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) следует, что чем меньше период d пространственной частоты и чем больше толщина H измеряемой решётки, тем меньше должна быть скорость изменения частоты df/dt напряжения управления АОД.

Моделирование зависимостей характеристик предложенного метода от скорости изменения частоты проведено для реальных значений параметров оптической системы экспериментальной установки, показанной на рис. 1, а именно $A(0) = 202,2$ мкм, $d = 2,3$ мкм, $\lambda = 0,65$ мкм, $W = 0, 1, 2, 3, 4$. Интервал дискретизации по оси X равен 0,1 мкм, а по оси Z — 50 мкм, что соответствует расстоянию между слоями. Промежуточные значения получены путём сплайн-интерполяции.

Согласно [8] спектр пространственных гармоник $R_B(\nu_x)$ и $R_C(\nu_x)$ (результат разложения $B(x, z)$ и $C(x, z)$ по плоским волнам) в плоскости с координатой z можно представить в виде

$$R_B(\nu_x)|_z = R_B(\nu_x)|_{z=0} \exp(j2\pi\nu_x z) = R_B(\nu_x)|_{z=0} \exp[j2\pi(\lambda^{-2} - \nu_x^2)^{1/2} z], \quad (5)$$

$$R_C(\nu_x)|_z = R_C(\nu_x)|_{z=0} \exp(j2\pi\nu_x z) = R_C(\nu_x)|_{z=0} \exp[j2\pi(\lambda^{-2} - \nu_x^2)^{1/2} z]. \quad (6)$$

Здесь ν_x, ν_z — пространственные гармоники по осям X и Z соответственно.

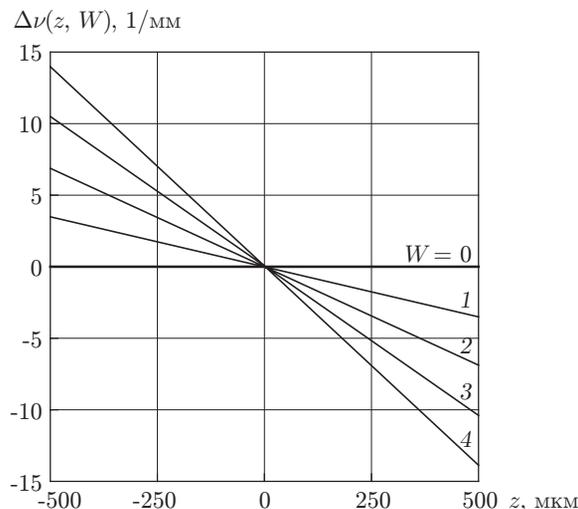


Рис. 3. Зависимость приращения пространственной частоты $\Delta\nu$ сканирующей решётки от координаты слоя по глубине z и скорости развёртки, соответствующей различным значениям W

После обратного одномерного преобразования Фурье выражений (5), (6) по оси пространственной частоты ν_x получим послойное распределение амплитуд пучков $B(x, z)$ и $C(x, z)$. Распределение переменной составляющей интенсивности интерференционной структуры $P(x, z)$ в области пересечения пучков $B(x, z)$ и $C(x, z)$ определяется выражением

$$P(x, z) = B(x, z)C(x, z)^* + B(x, z)^*C(x, z), \quad (7)$$

где $B(x, z)^*, C(x, z)^*$ — комплексно сопряжённые значения $B(x, z)$ и $C(x, z)$.

Далее по результатам преобразования Фурье функции $P(x, z)$ определялись значения $\nu = \nu_x$ при различных z и W . Соответствующие графики приращения частоты $\Delta\nu$ относительно значения $\nu_0 = 1/d = 434,8$ 1/мм показаны на рис. 3. Графики представлены в виде функций линейной регрессии. Необходимость такого представления обусловлена тем, что при определении частоты на краях измерительного объёма по оси Z возникают случайные ошибки из-за малого количества периодов в выборке. Однако наличие таких ошибок оказывает слабое влияние на линейность характеристик, приведённых на рис. 3, поскольку коэффициенты корреляции Пирсона (corr) для графиков 1–4 составили $-0,99; -0,998; -1$ и -1 соответственно. На графике при $W = 0$ значение $\text{corr} = 0$, это является признаком того, что в случае дифракционной расходимости пучков B и C можно пренебречь зависимостью ν от координаты z .

По семейству представленных на рисунке графиков $\Delta\nu(z)$ получена двумерная усреднённая по всем значениям W зависимость $\Delta\nu(z, W) \approx 7zW$ 1/мм.

Линии регрессии $\Delta\nu(z)$ (см. рис. 3) имеют отрицательный (падающий) наклон относительно оси Z . Это объясняется тем, что из-за расходимости пучков B и C угол между лучами b_2 и c_1 становится больше, чем угол пересечения лучей b_1 и c_2 (см. фрагмент на рис. 1). В результате пространственная частота сканирующей решётки в области $z < 0$ оказывается больше, чем в области $z > 0$.

Зависимость относительной амплитуды сигнала $\delta U(z, W) = U(z, W)/U(0, 0)$ от глубины расположения слоя z при различных значениях W приведена на рис. 4. Здесь же в качестве примера показан эффект сжатия «когерентной зоны» измерительного объёма при сканировании решётки толщиной $H = 400$ мкм. График, соответствующий $W = 0$, определяет

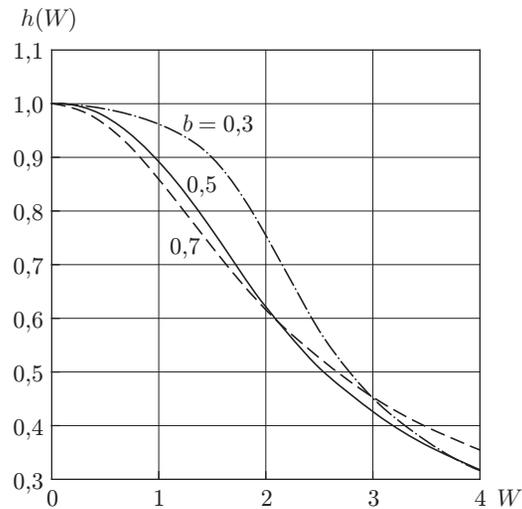


Рис. 5. Графики зависимости максимальной толщины исследуемой решётки от параметра W , пропорционального скорости сканирования, при трёх значениях b апертуры внешнего слоя решётки

Таким образом, на основании проведённого анализа можно сделать вывод о том, что при выборе значений b и W необходимо принимать компромиссное решение. С одной стороны, уменьшение b приводит к желаемому увеличению допустимой толщины измеряемой решётки, а с другой — к нежелательному уменьшению амплитуды сигнала от внешних слоёв решётки и, главное, к уменьшению апертуры A измерительного объёма по оси X . Из-за этого снижается разрешающая способность метода по пространственной частоте $\delta\nu_x \sim 1/A$. Последнее крайне нежелательно, поскольку величина $\delta\nu_x$ имеет определяющее значение при решении ряда задач, например связанных с измерением усадки светочувствительных материалов [10]. Исходя из компромиссного решения, возьмём значение $b = 0,5$. Тогда для данного значения b целесообразно выбрать $W = 1$, поскольку, как видно на рис. 5, в границах зоны $W = 0-1$ наиболее медленно спадает график зависимости допустимой толщины исследуемой решётки от скорости развёртки.

Эксперимент. Исследование влияния скорости изменения частоты на такие параметры, как максимальная толщина среды, разрешающая способность по её толщине и линейность зависимости доплеровского сдвига частоты от глубины «залегания» слоя, проводилось с помощью установки, схема которой приведена на рис. 1. Поскольку указанные параметры являются функциями координаты z , их значения определялись по отклику системы на действие δ -импульса [7, 8]. Для формирования δ -импульса в зону измерительного объёма помещалась тонкая дифракционная решётка, толщина которой была меньше разрешающей способности системы по глубине, а пространственная частота по оси X равнялась ν_0 . При этом свойства самой объёмной решётки воспроизводились путём перемещения тонкой решётки по оси Z в диапазоне $(-L/2) \leq z \leq (+L/2)$.

Характеристики тонкой фазовой решётки: толщина 4 мкм, период следования полос 2,3 мкм, дифракционная эффективность 15 %. Перемещение решётки в измерительном объёме осуществлялось вдоль оси Z с шагом 50 мкм. После каждого перемещения проводилось измерение зависимости значения фототока во времени при линейной развёртке частоты. Величина шага выбиралась из соображений частотного разделения откликов от соседних слоёв. В данном случае, как известно, отклики на δ -импульсы от соседних слоёв являются взаимно ортогональными.

Гауссов световой пучок на входе АОД ограничен прямоугольной диафрагмой на уровне 0,84 его максимальной амплитуды в плоскости XOZ и 0,95 — в плоскости XOY , что со-

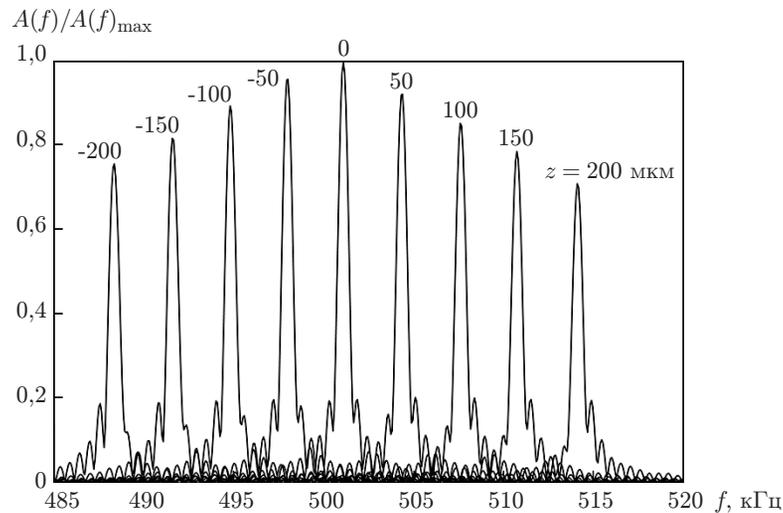


Рис. 6. Фрагмент семейства когерентной передаточной функции доплеровского томографического метода при различных положениях слоя на оси Z

ставляет 3 мм вдоль направления распространения ультразвука и 1,1 мм в поперечном направлении. При скорости звука в АОД $V = 0,72$ км/с апертурное время $ta = 4,17$ мкс. Коэффициент уменьшения конфокальной системы $Q = 16$. Диапазон изменения частоты сигнала управления АОД при проведении всех экспериментов оставался неизменным ($\Delta f = 19,3$ МГц). Скорость развёртки варьировалась путём изменения её времени в диапазоне $\Delta t = 0,1\text{--}2$ мс.

При разных скоростях развёртки получались зависимости выходного сигнала фотоприёмника от положения решётки на оси Z . Частотная когерентная передаточная функция определялась путём выполнения преобразования Фурье полученных функций отклика на импульсное воздействие [7, 8].

В качестве примера на рис. 6 представлены зависимости когерентной передаточной функции от изменения положения решётки на оси Z относительно оси поворота (вращения) сканирующей решётки. Расстояние между соседними положениями образцовой решётки равно 50 мкм, время развёртки 2 мс.

На рис. 7 приведены расчётная и экспериментальная зависимости максимально допустимого смещения тестовой решётки от параметра W , пропорционального скорости развёртки: $W = \Delta f ta^2 / \Delta t$. Графики получены при условии снижения уровня сигнала вдвое в сравнении с его максимальным значением ($b = 0,5$).

Эксперимент подтверждает сделанный ранее теоретический вывод о целесообразности выбора величины $W \approx 1$ и соответственно времени развёртки $\Delta t = \Delta f ta^2 / W = \Delta f ta^2$. Здесь $\Delta f = \Delta f_d - (f_2 - f_1) = \Delta f_d - f_0$. В работе [5] показано, что существует оптимальное значение $\text{opt } f_0 = \Delta f_d / 2$, при котором достигается наилучшая разрешающая способность. При этом $\Delta t = \Delta f_d ta^2 / 2$. В итоге имеем выражение для максимальной скорости томографического анализа $\Phi \approx G / \Delta t = (1 - b)W / ta$. Для $b = 0,5$, $W = 1$, $ta = 10$ мкс получим оценку значения $\Phi \approx 0,5 \cdot 10^5$ слоёв/с.

Оценим влияние скорости развёртки на другие параметры метода. Важнейшим из них является разрешающая способность по глубине, определяемая в основном длиной волны света и максимальным углом сканирования. Поскольку сигналы от отдельных слоёв ортогональны, каждому слою на рис. 6 соответствует изменение частоты, пропорциональное толщине слоя, которая примерно на два порядка (в G раз) меньше толщины среды H . Решающим условием ограничения скорости сканирования оказывается допустимый уровень

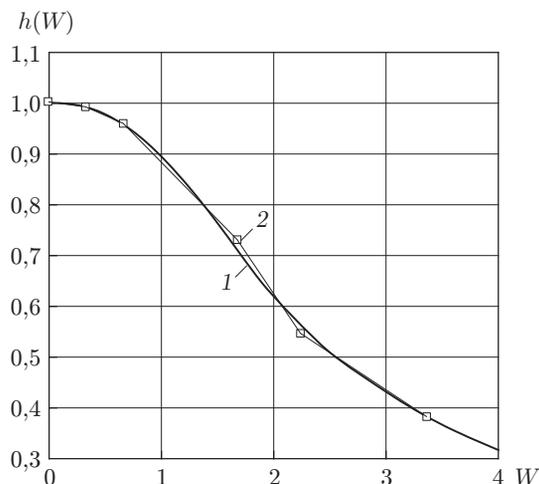


Рис. 7. Зависимость максимальной толщины исследуемой решётки от параметра W , пропорционального скорости сканирования: кривая 1 — расчётное значение, 2 — экспериментальный результат

сжатия когерентной зоны измерительного объёма, а разрешающая способность по глубине материала практически не зависит от скорости развёртки.

Разрешающая способность определялась экспериментально для двух крайних времён развёртки: 2 и 0,1 мс. Для этого использовались зависимости частоты сигнала (фототока) $f(z)$ от глубины расположения слоя z (см. рис. 6). Однако для корректной оценки полученных данных необходимо прежде всего подтвердить, что такая зависимость является линейной функцией. В этих целях по результатам экспериментов были рассчитаны функции линейной регрессии $f = a + kz$ и определены коэффициенты корреляции Пирсона. Значения последних оказались равными 0,99998 и 0,99995 при скорости развёртки 2 и 0,1 мс. Исходя из значений коэффициентов корреляции, близких к единице, можно сделать вывод, что приращение доплеровской частоты линейно зависит от смещения слоя по глубине материала. Другими словами, масштабный коэффициент k не зависит от глубины z .

Разрешающая способность оценивалась по ширине когерентной передаточной функции по уровню 0,5 её максимального значения. Определялось значение разрешающей способности в середине измерительного объёма и на крайних расстояниях от него, соответствующих глубине, при которой уровень сигнала уменьшался примерно вдвое.

В таблице сведены результаты обработки экспериментальных данных, из которых следует, что при изменении скорости развёртки в 20 раз разрешающая способность изменяется не более чем на 8 %. Также мало меняется она в пределах рабочей области по глубине материала.

Параметр	Время развёртки 2 мс			Время развёртки 0,1 мс		
	-400	0	350	-150	0	150
Координата слоя z , мкм						
Относительный уровень амплитуды сигнала b	0,43	1	0,47	0,4	1	0,34
Разрешающая способность (ширина когерентной передаточной функции по уровню 0,5 максимума сигнала), мкм	11,3	10,7	10,9	10,5	10,9	11,3

Поясним кратко суть предложения по увеличению скорости сканирования. Из проведённого анализа следует, что основной причиной снижения допустимой скорости сканирования является увеличение расходимости пучков, формирующих измерительный объём. Увеличение этой расходимости по сравнению с дифракционной обусловлено фокусирующим свойством дифракционной акустооптической линзы, возникающей в АОД под действием ЛЧМ-сигнала управления. Такой эффект может быть устранён, если линзу использовать в качестве элемента оптической системы так, чтобы в результате оптические пучки, формирующие измерительный объём, имели дифракционную расходимость.

В эксперименте акустооптическая линза была введена в схему коллиматора, в результате чего дифрагированные в АОД пучки (см. рис. 1) приобрели расходимость, близкую к дифракционной. Время развёртки составило 0,1 мс. Все остальные параметры оптической схемы и электрических управляющих сигналов остались без изменений. Результаты обработки экспериментальных данных показали, что как разрешающая способность метода (10,7–11,7 мкм), так и линейность передаточной характеристики ($\text{cong} = 0,999994$) сохранились практически прежними. Однако, что особенно важно, в сравнении с данными таблицы (при одних и тех же граничных уровнях сигнала 0,4 и 0,34) диапазон по оси Z увеличился от 300 до 650 мкм. При этом никакой оптимизации оптической схемы не проводилось.

Заключение. Основной причиной, ограничивающей скорость развёртки, является уменьшение размера по глубине когерентной зоны измерительного объёма из-за увеличения расходимости пучков, формирующих интерференционную структуру этой зоны. Расходимость интерферирующих пучков по сути — основной фактор, ограничивающий скорость послойного анализа и допустимую толщину исследуемой среды.

Показано, что чем больше пространственная частота и толщина измеряемой решётки, тем меньше должна быть скорость изменения частоты ЛЧМ-напряжения управления на входе акустооптического дефлектора.

Экспериментально подтверждено, что разрешающая способность метода по глубине исследуемой среды и линейность передаточной характеристики (зависимости частоты сигнала от глубины слоя) не зависят от скорости сканирования.

Для увеличения допустимой скорости сканирования предложено включить дифракционную акустооптическую линзу в состав оптической схемы томографа так, чтобы пучки на её выходе имели расходимость, близкую к дифракционной. Эффективность представленного метода подтверждена экспериментально.

Авторы выражают благодарность А. Ю. Беликову за помощь в разработке программ обработки результатов экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А.** Метод лазерной доплеровской томографии для исследования объемных регистрирующих сред // *Автометрия*. 2008. **44**, № 6. С. 76–88.
2. **Пат. 2377539 РФ.** Способ оптической томографии светочувствительных материалов /Ю. А. Щепеткин. Оpubл. 27.12.2009, Бюл. № 36.
3. **Vader T. R.** Hologram gratings: Amplitude and phase components // *Appl. Opt.* 1975. **14**, Is. 12. P. 2818–2819.
4. **Оптическая голография.** Л.: Наука, 1983. 100 с. Определение вкладов амплитудной и фазовой модуляций в дифракционную эффективность объемных голограмм /А. В. Алексеев-Попов, С. А. Гевелюк. С. 14–24.
5. **Трёхмерная лазерная модификация объёмных светочувствительных материалов** /Под ред. П. Е. Твердохлеба. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2012. 353 с.

6. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А.** Способ оптической томографии для исследования амплитудного и фазового компонентов объёмной голографической решётки // *Автометрия*. 2013. **49**, № 1. С. 68–79.
7. **Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С.** Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 304 с.
8. **Салех Б., Тейх М.** Оптика и фотоника. Принципы и применения: Пер. с англ. Долгопрудный: Интеллект, 2012. Т. 1. 760 с.
9. **Гоноровский И. С.** Радиотехнические цепи и сигналы. Ч. 1. Сигналы. Линейные системы с постоянными и переменными параметрами. М.: Сов. радио, 1967. 440 с.
10. **Пен Е. Ф., Зарубин И. А., Шелковников В. В., Васильев Е. В.** Методика определения параметров усадки голографических фотополимерных материалов // *Автометрия*. 2016. **52**, № 1. С. 60–69.

Поступила в редакцию 29 августа 2016 г.
