

**ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ГЕТЕРОДИННОЕ  
СЧИТЫВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ  
С ТРЕХМЕРНЫХ НАЛОЖЕННЫХ ГОЛОГРАММ\*****П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щепеткин***Институт автоматки и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск**E-mail: peter@iae.nsk.su*

Предложен метод параллельного (одновременного) считывания информации с трехмерных наложенных «связанных» фурье-голограмм. Метод основан на принципе преобразования информационных степеней свободы оптического сигнала с помощью движущихся дифракционных решеток, суть которого заключается в том, что спектр пространственных гармоник наложенных голограмм преобразуется в спектр разнесенных по частоте временных гармоник. Разработан способ формирования изображений движущихся решеток с заданной ориентацией в объеме регистрирующего материала. Найдены условия частотного разделения сигналов, разрешающая способность метода по глубине материала и количество детектируемых бит в зависимости от параметров решетки.

**Введение.** Современная технология трехмерной оптической памяти основана либо на записи информации во многих разделенных по глубине слоях [1], либо на голографической записи ряда информационных страниц (субголограмм) в общем для них макрообъеме регистрирующего материала [2]. Каждая из страниц имеет матричный формат и регистрируется со «своей» опорной волной. Наметились два пути формирования опорной волны. В первом случае используется плоский световой пучок и при наложении субголограмм изменяется его угловое положение. Во втором случае применяется кодированная опорная волна, которая представляет собой обычно либо сферическую волну, либо шумоподобный световой пучок, формируемый с помощью псевдослучайной фазовой маски. Селекция субголограмм в этом случае получается за счет сдвига светочувствительной среды, т. е. естественного процесса при записи на движущийся носитель. Оптическая схема поэтому получается простой, а скорость считывания достигает максимального значения 1–10 Гбит/с [2].

Однако в такой схеме не удастся реализовать предельную плотность записи, поскольку невозможно в общем случае выполнить как условия фор-

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-07-89144-а).

мирования опорного пучка с узкой автокорреляционной функцией и малым уровнем боковых лепестков, так и одновременно обеспечить полное использование информационной емкости доступного для записи объема регистрирующего материала.

При записи информации плоскими опорными пучками путем оптимального распределения углов наклона принципиально возможно использовать доступную емкость материала. Однако время, затраченное на переключение углового положения опорного пучка, существенно снижает скорость считывания данных. В представленной работе предлагается способ, устраняющий этот недостаток путем параллельного восстановления информации одновременно из всех субголограмм.

Особенности такого многоканального считывания информации с голограмм Фурье, записанных на тонком носителе, рассмотрены в [3]. В основе метода лежит идея гетеродинного детектирования с помощью движущихся интерференционных решеток [4]. Специфика чтения информации с объемных наложенных голограмм состоит в том, что пространственная частота решетки должна изменяться не только в плоскости, но и по глубине регистрирующей среды. Это приводит к необходимости увеличения числа степеней свободы управления бегущими считывающими решетками.

Данная работа посвящена исследованию предложенного нами метода параллельного многоканального гетеродинного детектирования оптических сигналов, восстановленных с трехмерных наложенных голограмм.

**Способ и схема считывания информации.** Физическая основа метода довольно проста. Вполне очевидно, что информация, восстановленная параллельно (одновременно) со всех страниц объемной голограммы, не может быть считана матричным детектором света, поскольку пучки света от одноименных разрядов различных страниц на отдельных фотоприемниках пространственно не разделяются. Чтобы разделить сигналы от субголограмм, каждую из восстановленных страниц необходимо «пометить». Наиболее простое решение – добиться восстановления страниц с различной частотой света. Известно, что при дифракции света на бегущей ультразвуковой фазовой решетке, формируемой с помощью акустооптического дефлектора (АОД), из-за эффекта Доплера происходит изменение частоты света дифрагированного пучка на величину, равную частоте напряжения на пьезопреобразователе АОД. Анализ частоты рассеянного света можно проводить путем гетеродинного детектирования. В этом случае рассеянный свет и опорный пучок, имеющие различные доплеровские сдвиги частот, смешиваются на фотоприемнике и по разностной частоте сигнала фотоприемника определяются ориентация, амплитуда и фаза дифракционной решетки Фурье-голограммы.

Упрощенная схема, поясняющая предложенный метод параллельного многоканального детектирования рассеянных световых полей с частотным разделением каналов, приведена на рис. 1. Будем рассматривать только двумерный вариант схемы, у которой ось  $Z$  ориентирована перпендикулярно поверхности материала, а ось  $Y$  находится в плоскости регистрирующей среды. Пучок света 2 полупроводникового лазера 1 коллимируется линзой 3 и направляется на акустооптический дефлектор 4. На пьезоизлучатель дефлектора подается управляющее напряжение  $U_{упр}$ , состоящее из двух групп гармоник, таких что при дифракции пучка 2 на решетках в АОД образуются два раstra световых пучков 6 и 8, расположенных симметрично оптической оси  $Z$ . Для простоты и наглядности на рис. 1 показаны только осевые линии

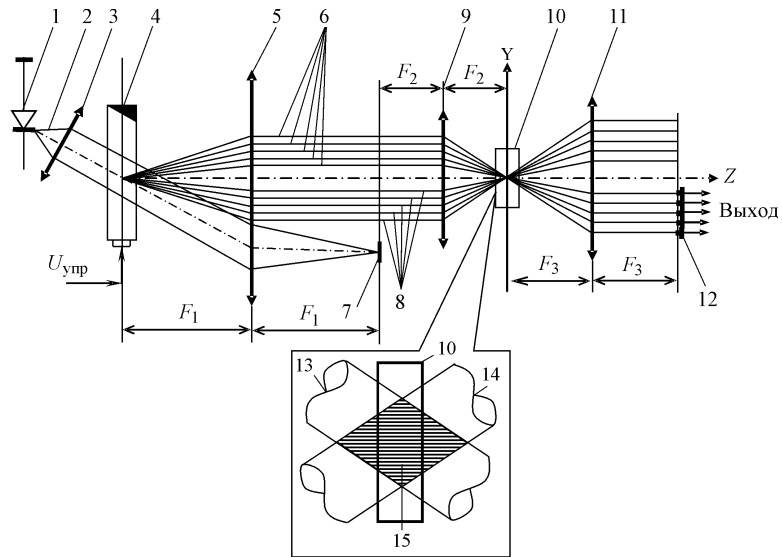


Рис. 1

дифрагировавших пучков света. Непродифрагировавшая часть пучка 2 блокируется экраном 7.

Оба раstra пучков с помощью телескопической системы 5, 9 совмещаются на объемной регистрирующей среде 10. На фрагменте показан результат интерференции двух крайних пучков 13 и 14 в группах 6 и 8 соответственно. Параметры системы выбираются так, чтобы интерференционная решетка 15 с максимальной пространственной частотой (область заштрихована) перекрывала регистрирующую среду 10 по всей ее толщине.

В режиме считывания при точном совпадении пространственных частот бегущей и записанной решеток дифрагированный свет пучка 14 будет распространяться коллинеарно с пучком 13. В результате фотосмещения этих пучков на фотоприемнике 12, установленном в пучке 13, появится электрический сигнал, несущий информацию об амплитуде и фазе записанной решетки. Аналогичный процесс происходит для всего набора записанных решеток. Линза 11 служит для согласования шага линейки фотоприемников с шагом раstra световых пучков 6.

Векторная диаграмма световых пучков в объеме регистрирующей среды приведена на рис. 2. Обозначим волновой вектор между точками диаграммы 0 и 1 как  $\mathbf{k}_1$ , между точками 0, 2 –  $\mathbf{k}_2$  и т. д. Тогда из рисунка следует, что  $\mathbf{k}_1 \dots \mathbf{k}_5$  и  $\mathbf{k}_6 \dots \mathbf{k}_{10}$  – это волновые векторы групп световых пучков 8 и 6 соответственно, а  $\mathbf{K}_{8-1} \dots \mathbf{K}_{8-5}$  – векторы интерференционных решеток, образованных одноименными пучками света:  $|\mathbf{K}| = K = 2\pi/d$ , где  $d$  – период решетки.

Предположим, что запись наложенных голограмм будет производиться с помощью рассматриваемой системы. Пусть при этом световые пучки группы 8 ( $\mathbf{k}_1 \dots \mathbf{k}_5$ ) являются информационными, а пучки группы 6 ( $\mathbf{k}_6 \dots \mathbf{k}_{10}$ ) – опорными. Запись наложенных «связанных» голограмм будем производить следующим образом [5]: установим значения информационных пучков  $\mathbf{k}_1 \dots \mathbf{k}_5$  и запишем субголограмму с опорным пучком 6. Затем изменим  $\mathbf{k}_1 \dots \mathbf{k}_5$  в соответствии с новым значением информации и на то же самое

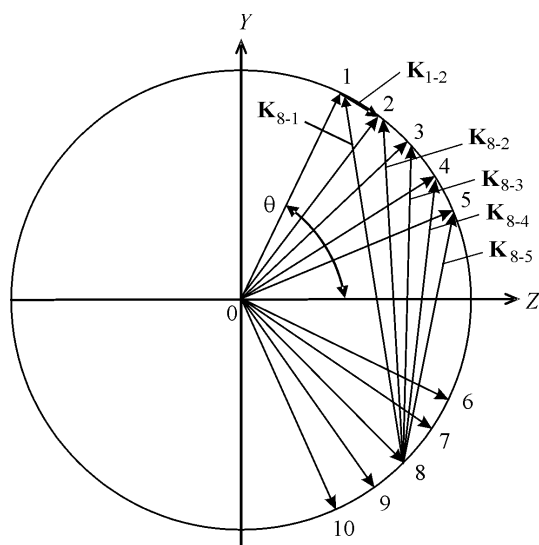


Рис. 2

место регистрирующей среды запишем вторую субголограмму с опорным пучком 7. Третья субголограмма регистрируется опорным пучком  $\mathbf{k}_8$ , четвертая –  $\mathbf{k}_9$  и т. д. В качестве примера на рис. 2 показаны векторы  $\mathbf{K}_{8-1}$ ,  $\mathbf{K}_{8-2}$ ,  $\mathbf{K}_{8-3}$ ,  $\mathbf{K}_{8-4}$ ,  $\mathbf{K}_{8-5}$  дифракционных решеток субголограммы, соответствующей опорному пучку  $\mathbf{k}_8$ .

При многоканальном считывании информации включаются оба раstra, при этом каждый из пучков имеет доплеровский сдвиг частоты, соответствующий «своей» частоте в спектре  $f_1 \dots f_{10}$  управляющего напряжения АОД.

Разность частот  $\Delta f$  (шаг) двух соседних гармоник управляющего напряжения выбирается из условия разделения дифрагированных пучков:  $\Delta f > > V/A$ , где  $V$  – скорость звука в материале светозвукопровода АОД,  $A$  – апертура пучка 2 на входе АОД.

При дифракции пучка  $\mathbf{k}_1$  на решетке  $\mathbf{K}_{8-1}$  образуется световой пучок, коллинеарный опорному пучку  $\mathbf{k}_8$ . Для этих двух пучков выполняется условие гетеродинамирования, поэтому на выходе фотоприемника 8 появится электрический сигнал с частотой  $f_{8-1} = f_8 - f_1$ . После дифракции пучка  $\mathbf{k}_2$  на решетке  $\mathbf{K}_{8-2}$  и гетеродинного детектирования на выходе того же фотоприемника аналогично появится сигнал с частотой  $f_{8-2} = f_8 - f_2$ . В свою очередь, решетки  $\mathbf{K}_{8-3}$ ,  $\mathbf{K}_{8-4}$  и  $\mathbf{K}_{8-5}$  будут представлены в выходном фототоке частотами  $f_{8-3} = f_8 - f_3$ ,  $f_{8-4} = f_8 - f_4$  и  $f_{8-5} = f_8 - f_5$ . В результате спектр пространственных гармоник наложенной голограммы с векторами решеток  $\mathbf{K}_{8-1} \dots \mathbf{K}_{8-5}$  преобразуется в спектр временных гармоник электрического сигнала на выходе одноэлементного фотоприемника. Дальнейший анализ амплитуды и фазы пространственных гармоник рассеянного света проводится по спектру гармонических составляющих фототока.

Интермодуляционные спектральные составляющие образуются при дифракции считывающих пучков  $\mathbf{k}_1 \dots \mathbf{k}_5$  на решетках  $\mathbf{K}_m$  ( $i=1-5$ ,  $n=1-5$ ,  $i \neq n$ ). Например, в результате дифракции пучка  $\mathbf{k}_1$  на решетке  $\mathbf{K}_{1-2}$  появится пучок, коллинеарный пучку  $\mathbf{k}_2$ , однако в отличие от последнего он будет иметь сдвиг частоты света  $f_1$ . Далее, после дифракции, на решетке  $\mathbf{K}_{8-2}$  оба

пучка становятся коллинеарными опорному пучку  $\mathbf{k}_8$ , поэтому в результате фотосмещения световых пучков  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_8$  в выходном сигнале фотоприемника 8 появятся составляющие с частотами  $f_8 - f_1$ ,  $f_8 - f_2$  и  $f_2 - f_1$ . Очевидно, что максимальная частота интермодуляционной составляющей будет равна  $f_5 - f_1$ , поэтому для подавления ее фильтром верхних частот необходимо выполнение условия  $(f_6 - f_5) > (f_5 - f_1)$ . Иначе говоря, фильтр должен пропускать гармоники, частоты которых равны или больше  $f_{6-5} = f_6 - f_5$ .

**Зависимость емкости голограммы от параметров АОД.** Общее количество параллельно считываемых бит на одной позиции регистрирующей среды (емкость голограммы) определяется как  $M = M_z M_y$ , где  $M_z$  – количество наложенных субголограмм,  $M_y$  – емкость каждой из субголограмм. Для исключения нежелательного влияния друг на друга соседних пучков необходимо, чтобы  $2M_y + M_z < B = \Delta f_m t_a$ , где  $B$  – база сигнала (количество разрешаемых точек по критерию Рэлея);  $\Delta f_m$  – диапазон рабочих частот управляющего напряжения АОД;  $t_a = A/V$  – апертурное время. Чтобы найти оптимальное соотношение между  $M_z$  и  $M_y$ , выразим через параметры АОД разрешающую способность голограммы, т. е. значение минимального допустимого частотного интервала между соседними гармониками.

Угол  $\alpha$  между соседними информационными пучками должен быть больше угловой расходимости пучка  $\gamma = \lambda/D$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения,  $D$  – диаметр пучка. Обозначим через  $Q = F_1/F_2 \gg 1$  (см. рис. 1) коэффициент уменьшения телескопа. Тогда, учитывая, что в плоскости АОД расходимость  $\gamma_a \approx \gamma/Q$ ,  $D = A/Q$  и  $\alpha = \lambda \Delta f / V$ , получим выражение для разрешающей способности  $\Delta f_y = m_y / t_a$ , где  $m_y > 1$  – коэффициент, зависящий от распределения интенсивности в апертуре АОД и допустимого уровня помех от соседних дифракционных решеток.

Разрешение по толщине голограммы найдем из условия  $\delta_0 \approx d/T$  [6], где  $T$  – толщина регистрирующей среды, а  $\delta_0$  – угол отклонения опорного пучка от угла Брэгга, при котором дифракционная эффективность решетки  $\mathbf{K}$  падает до нуля. При  $\delta = \Delta f Q \lambda / nV$  получим выражение для разрешающей способности голограммы по толщине материала:

$$\Delta f_z \approx dnVm_z / Q\lambda T. \quad (1)$$

Здесь  $m_z > 1$  – коэффициент, зависящий от распределения амплитуды решетки по толщине материала и допустимого уровня помех от соседних голограмм;  $n$  – коэффициент преломления материала.

Период решетки фурье-голограммы  $d \sim 1/Q$ , поэтому из (1) следует, что  $\Delta f_z \sim 1/Q^2$ . Однако такое улучшение разрешающей способности имеет свой предел, поскольку при увеличении значения  $Q$  размер голограммы уменьшается и возрастает угол схождения пучков. В результате может быть нарушено условие, согласно которому размер интерференционной структуры решетки по оси  $Z$  должен быть не меньше толщины среды  $T$ .

Известно [7], что при пересечении гауссовых пучков поверхность, ограничивающая объем, внутри которого нормированная на максимум интенсивности огибающая высокочастотной составляющей интерференционного поля имеет величину, не меньшую  $b$ , описывается уравнением эллипсоида

$$(x^2/r_x^2) + (y^2/r_y^2) + (z^2/r_z^2) = 1. \quad (2)$$

Здесь  $r_x = (-r_0^2 \ln b / 2)^{1/2}$ ,  $r_y = (-r_0^2 \ln b / 2 \cos^2 \theta)^{1/2}$ ,  $r_z = (-r_0^2 \ln b / 2 \sin^2 \theta)^{1/2}$  – полуоси эллипсоида;  $r_0 = D/2$  – радиус перетяжки гауссова пучка по уровню  $1/e^2$  максимальной интенсивности;  $\theta$  – половина угла схождения пучков в плоскости  $ZY$  (см. рис. 2).

Найдем значение толщины материала  $T$ , при котором интенсивность интерференционного поля на поверхности при  $y = x = 0$  уменьшается до уровня  $b$  от максимального значения. Из (2) получим  $T/2 = (D\xi/2\sin\theta)$ , где  $\xi = [(-\ln b)/2]^{1/2}$ . Поскольку при максимальной плотности записи, ограниченной разрешающей способностью оптической системы,  $\sin\theta = \lambda/2d_{\min}n$ , то  $T = 2Dd_{\min}n\xi/\lambda = Dn\xi/N_a$ . Здесь  $d_{\min} = \lambda/2N_a$  – минимальное значение периода решетки при интерференции пучков  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_{10}$  (см. рис. 2), а  $N_a$  – числовая апертура объектива 9 (см. рис. 1). Подставив значение  $T$  в (1), будем иметь

$$\Delta f_z = (d/d_{\min})m_z/2t_a\xi. \quad (3)$$

Из (3) следует, что для каждой решетки с периодом  $d$  существует свое значение  $\Delta f_z$ , при котором можно пренебречь влиянием соседнего пита. Однако условия записи таковы, что с каждым из опорных пучков (например,  $\mathbf{k}_{10}$  на рис. 2) записывается не отдельный бит, а весь растр информационных пучков  $\mathbf{k}_1 \dots \mathbf{k}_5$ . В этом случае необходимо выполнить условие разделения  $(\Delta f_z)_{10-5}$  для наиболее низкочастотной решетки  $\mathbf{K}_{10-5}$  с периодом  $d_{10-5}$ . При записи опорным пучком  $\mathbf{k}_6$  условие разделения  $(\Delta f_z)_{6-5}$  соответствует решетке  $\mathbf{K}_{6-5}$  с периодом  $d_{6-5}$ . Поскольку  $d_{6-5} > d_{10-5}$ , то из (3) следует  $(\Delta f_z)_{6-5} > (\Delta f_z)_{10-5}$ , т. е. для достижения предельной плотности записи растр опорных пучков должен быть неравномерным.

Оценим вначале объем восстанавливаемой наложенной голограммы при равномерном растре. Из рис. 2 видно, что минимальное значение имеет вектор  $\mathbf{K}_{6-5}$ , для которого  $d/d_{\min} = \Delta f_m/\Delta f_y M_y$ . Подставив полученное выражение для  $d/d_{\min}$  в (3), найдем значение частотного интервала  $\max \Delta f_z$  между гармониками равномерного растра опорных пучков:

$$\max \Delta f_z = (\Delta f_m/\Delta f_y M_y)m_z/2t_a\xi. \quad (4)$$

Весь диапазон частот  $\Delta f_m$  можно разделить на три области: информационную  $\Delta f_n = \Delta f_y M_y$ , защитную  $\Delta f_3 = \Delta f_n$  и область опорных пучков  $\Delta f_0 = (\max \Delta f_z) M_z$ , поэтому  $\Delta f_m = 2\Delta f_y M_y + (\max \Delta f_z) M_z$ . Отсюда

$$M_z = (\Delta f_m - 2\Delta f_y M_y)/\max \Delta f_z. \quad (5)$$

Учитывая, что  $\Delta f_y = m_y/t_a$ , из (4) и (5) получим

$$M = M_y M_z = 2m_y\xi(B - 2m_y M_y)M_y^2/Bm_z. \quad (6)$$

Из (6) следует, что существует оптимальное значение  $\text{opt } M_y$ , при котором количество параллельно детектируемых бит максимально:

$$\text{opt } M_y = B/3m_y; \quad \max M = 2\xi B^2/27m_y m_z. \quad (7)$$



Выделим поле записи голограммы в виде прямоугольника размером  $D \times T$  и оценим получаемую при этом «плотность записи»:

$$\max M/DT = 8N_a^3/27m_y m_z n\lambda^2. \quad (8)$$

Из (8) следует, что плотность записи не зависит от параметров АОД и значения  $b$  – уровня усечения голограммы по глубине материала. Однако от выбора параметра  $b$  существенно зависит допустимое значение  $m_z$  и в меньшей мере –  $m_y$ . Увеличение  $b$  приводит не только к уменьшению значения  $\max M$ , но, главное, – к возрастанию уровня боковых лепестков отклика при считывании голограммы. Дело в том, что гетеродинные системы детектирования в отличие от обычных имеют высокий уровень межсимвольной интерференции, поскольку выходной сигнал пропорционален не интенсивности, а амплитуде рассеянного пучка. В свою очередь, при уменьшении  $b$  наблюдается эффект аподизации, который приводит, с одной стороны, к уменьшению уровня боковых лепестков, а с другой – к уширению отклика как по оси  $Z$ , так и в плоскости  $X, Y$  регистрирующей среды. Кроме того, величина  $b$  зависит от пространственной частоты решетки. Так, например, если для максимальной пространственной гармоники  $\mathbf{K}_{10-1}$  выберем  $b = 1/e^2 = 0,135$ , то из (2) для гармоники  $\mathbf{K}_{6-5}$  получим  $b = 0,8$ . Соответственно изменится и характер отклика. Таким образом, влияние межсимвольной интерференции на параметры предлагаемого метода записи заслуживает отдельного исследования. В данной же работе примем  $b = 1/e^2$  ( $\xi = 1$ ) и  $m_z = m_y = 1,7$ , что соответствует среднему значению, определенному из условий синтеза одномерных голограмм [8].

**Расчет параметров схемы детектирования.** В качестве примера дадим оценку параметров системы многоканального гетеродинного считывания, выполненной на основе высокоразрешающего АОД [9], характеристики которого близки к предельным значениям: диапазон частот управляющего напряжения от  $f_{\min} = 44$  МГц до  $f_{\max} = 76$  МГц, полоса частот  $\Delta f_m = 32$  МГц, апертурное время  $t_a = 64$  мкс,  $B = \Delta f_m t_a = 2048$ . Определим световую апертуру АОД по уровню  $1/e^2$  максимальной интенсивности гауссова пучка. Для обеспечения максимальной плотности записи выберем объектив, у которого  $N_a = 0,65$ , и лазер с  $\lambda = 0,405$  мкм.

Поскольку инвариантом при преобразовании является база сигнала  $B$ , то получим  $B = Dv_{\max}$ , где  $v_{\max} = 2N_a/\lambda = 3,2 \cdot 10^3$  лин./мм – максимальная пространственная частота голограммы,  $D = 638$  мкм. Из условия согласования диаметра пучка  $D$  и толщины среды следует, что при  $n = 1,5$  ее значение  $T = Dn/N_a = 1,47$  мм.

Оптическая ось  $Z$  схемы, приведенной на рис. 1, должна совпадать по направлению с дифрагированным пучком на частоте  $(f_{\min} + f_{\max})/2 = 60$  МГц. Оптимальная емкость субголограммы орт  $M_y = B/3m_y = 402$ . Информационные пучки расположены с частотным интервалом  $\Delta f_y = m_y/t_a = 26,5$  кГц и занимают диапазон частот 10,653 МГц (44,0–54,653 МГц). Зона защиты от автокорреляционных помех составляет 10,653 МГц. В остальном диапазоне частот, равном 10,694 МГц, с интервалом  $\Delta f_z = 39,84$  кГц расположено 268

опорных пучков с фотоприемниками. Общее количество параллельно детектируемых бит  $\max M = 402 \times 268 = 1,077 \cdot 10^5$ .

Можно показать, что при неравномерном шаге опорных пучков и учете дополнительного условия дифракционного разделения пучков в АОД в виде  $\Delta f_z \geq \Delta f_y$  значения  $\text{opt} M_y$ ,  $M_z$  и  $\max M_{\text{opt}}$  составляют 382, 400 и  $1,528 \cdot 10^5$  соответственно.

**Заключение.** Предложен метод многоканального параллельного восстановления и считывания информации из наложенных объемных субголограмм, записанных в одном элементарном макрообъеме толстой регистрирующей среды. Голограмма, сформированная в таком макрообъеме среды, освещается одновременно растрами считывающих и опорных пучков, каждый из которых имеет свой доплеровский сдвиг частоты света. Фотоприемники устанавливаются в растре опорных пучков, а информация, полученная при считывании страниц в каждом канале детектирования матричного приемника света, разделяется по спектру фототока.

На примере двумерного варианта схемы детектирования показано, что при заданных параметрах АОД существует оптимальное соотношение между емкостью субголограммы и количеством наложений, при которых объем параллельно считанной информации  $M$  максимален. При этом определяющим параметром является база сигнала  $B$  управления АОД. Так, если  $B = 2048$ , то  $M \approx 10^5$  бит.

Наибольшее значение  $M$  получается при неравномерном расположении пучков в опорном растре. Приведенные оценки показывают, что при оптимальном расположении пучков в растре величина  $M$  достигает значения  $1,5 \cdot 10^5$  бит.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беликов А. Ю., Вьюхина Н. Н., Затолокин В. Н. и др. Экспериментальные исследования процессов лазерной записи и гетеродинного детектирования микроструктур в объеме регистрирующих сред // *Автометрия*. 2007. 43, № 1. С. 76.
2. Orlov S. S., Phillips W., Bjornson E. et al. High-transfer-rate high-capacity holographic disk data-storage system // *Appl. Opt.* 2004. 43, N 25. P. 4902.
3. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Параллельное гетеродинное считывание двоичных данных из одномерных голограмм Фурье // *Автометрия*. 1984. № 3. С. 35.
4. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. С. 581.
5. Якимович А. П. Дифракционная эффективность наложенных объемных фазовых голограмм // *Оптическая голография*. Л.: Наука, 1983. С. 36.
6. Кольер Р., Беркхарт К., Лиин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. С. 282.
7. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. С. 165.
8. Вовк Ю. В., Выдрин Л. В., Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А. Метод многоканальной записи двоичных данных на оптическом диске // *Автометрия*. 1989. № 2. С. 77.
9. Вовк Ю. В., Затолокин В. Н., Рудаков И. Б. и др. Акустооптический сканер на основе бегущей акустической ЛЧМ-линзы // *Автометрия*. 1992. № 1. С. 54.

*Поступила в редакцию 9 апреля 2007 г.*