

01;07

Спектральный мульти-демультиплексор на основе объемного голографического клиновидного оптического элемента

© И.А. Новиков

Государственный научный центр
ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 20 ноября 1997 г.

Рассматривается возможность создания нового голографического мульти-демультиплексора, использующего принцип последовательного устройства, выполненного в виде одиночного объемного оптического клиновидного элемента.

В настоящее время актуальна разработка компактных оптических устройств спектрального уплотнения с высоким разрешением, малыми оптическими потерями и большим числом спектральных каналов в ограниченном диапазоне длин волн. Эти устройства позволяют увеличить пропускную способность волоконно-оптических систем передачи и обработки информации, а также усовершенствовать структуру этих систем [1]. Использование в устройствах спектрального уплотнения голограммных оптических элементов на основе высокоселективных объемных дифракционных решеток [2,3] представляет большой интерес.

Известно несколько типов оптических спектральных мульти-демультиплексоров (МДМ), выполненных на основе голографических и интегрально-оптических элементов [2–5]. Применение в МДМ объемных голограмм, действующих в режиме однопорядковой дифракции Брэгга, позволяет удовлетворить сформулированные выше требования. Конструктивно голограммные МДМ могут быть выполнены на основе последовательно расположенных голограммных спектральных фильтров [4]. При этом условие эффективной дифракции Брэгга [6]

$$\lambda_m = 2d_m n \sin \theta_m \quad (1)$$

выполняется для каждой m -й голограммы при падении на нее излучения с длиной волны λ_m . В (1) d_m — период объемной фазовой дифракционной решетки, n — средний показатель преломления среды голограммы, θ_m — угол Брэгга, измеренный в среде [6].

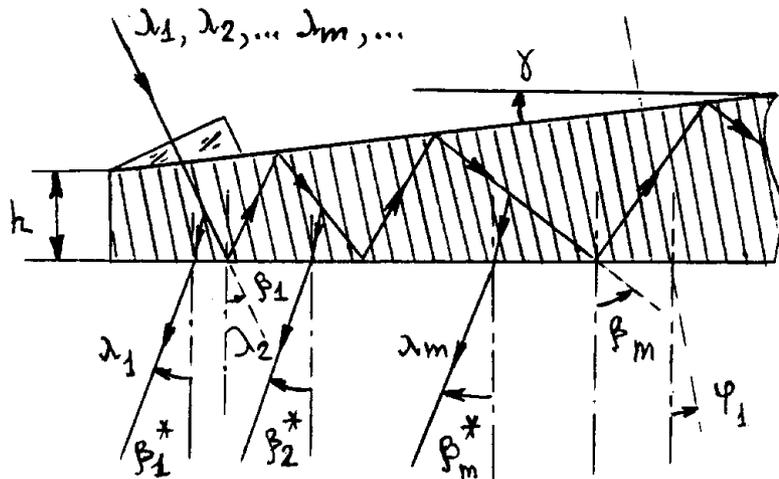
Другой возможный вариант голограммного МДМ выполнен на основе единичного голограммного элемента, представляющего собой совокупность нескольких наложенных объемных дифракционных решеток Брэгга [3,5]. Преимущества голограммных МДМ обоих типов — это высокое спектральное разрешение, практически достигающее долей ангстрем, и малые достижимые оптические потери в рабочем канале устройства (до 1–2 dB). Основной недостаток последовательной схемы МДМ [4] — это использование нескольких голограммных элементов, что связано с дополнительными оптическими потерями. Недостаток МДМ с наложенными решетками — это большой динамический диапазон изменения показателя преломления регистрирующей среды (до 10^{-2}), необходимый для записи большого числа голограмм. Кроме того, при изготовлении такого МДМ требуется высокая точность взаимной ориентации наложенных голограмм. Этот недостаток особенно проявляется при изготовлении наложенных решеток по интегральной технологии, где дополнительно возникает проблема эффективного согласования голограммного оптического элемента с входным и выходными оптическими волокнами.

Развивая идею работы [7], ниже подробно рассматриваются свойства МДМ на основе голографического оптического клиновидного элемента с брэгговской пропускающей голограммой.

Принцип действия мульти-демультиплексора

Предлагается новое устройство голограммного МДМ, где используется принцип последовательного МДМ [4], выполненного в виде одиночного объемного голографического оптического клиновидного элемента (ГОКЭ) [7]. В объеме такого элемента записана фазовая брэгговская голографическая решетка пропускающего типа с постоянным периодом d и плоскими изорефракционными поверхностями, расположенными под углом φ_1 к поверхности ГОКЭ (см. рисунок).

Оптическая схема демультиплексора на основе ГОКЭ показана на рисунке. Через контактную призму производится ввод коллимированного пучка света в объемный голограммный элемент. Последовательно отражаясь на границах ГОКЭ, излучение дифрагирует на голограмме в соответствии с условием Брэгга (1), при этом дифрагирующие пучки выводятся из ГОКЭ. Угол наклона изорефракционных поверхностей



Принцип действия спектрального мульти-демультиплексора на основе гратингового оптического клиновидного элемента.

ГОКЭ подобран таким образом, чтобы дифрагированные пучки выходили из элемента под минимальными углами к нормали к поверхности ГОКЭ. Недифрагированные лучи полностью отражаются на границах ГОКЭ и распространяются, как показано на рисунке. Условие полного внутреннего отражения на границах ГОКЭ для этих лучей выполнено благодаря соответствующему подбору показателя преломления среды, угла клиновидности γ и угла падения входного оптического пучка. Таким образом, недифрагирующий свет (нулевой порядок дифракции) распространяется внутри ГОКЭ практически с нулевыми потерями при отражениях на границе.

Клиновидная форма ГОКЭ приводит к тому, что угол θ_m между направлением распространения светового пучка и изофазными поверхностями решетки изменяется после каждого отражения от верхней границы элемента. Это угловое изменение пропорционально числу отражений m и углу клиновидности ГОКЭ (см. рисунок):

$$\theta_m = \beta_m - \varphi_1; \quad \beta_m = \beta_1 + (m - 1)\gamma. \quad (2)$$

В результате этого после каждого отражения от нижней границы ГОКЭ эффективная дифракция света реализуется для различных длин волн λ_m в соответствии с условием Брэгга (1). Разность длин волн для соседних дифрагирующих пучков $\Delta_m = \lambda_m - \lambda_{m-1}$, как легко показать, равна

$$\Delta_m = \gamma \lambda_{m-1} \operatorname{ctg}(\beta_1 - \varphi_1 + (m-2)\gamma). \quad (3)$$

Углы преломления β_m^* выходящих из ГОКЭ лучей в воздухе равны

$$\beta_m^* = \arcsin[n \sin(\beta_1 - 2\varphi_1 + (m-1)\gamma)]. \quad (4)$$

Из условия полного внутреннего отражения для m -го луча внутри ГОКЭ следует соотношение

$$n \sin(\beta_1 + (m-1)\gamma) \geq 1. \quad (5)$$

Это позволяет при заданных n и максимальном (заданном) числе m определить значения параметров β_1 и γ .

Реальные значения описанных выше параметров ГОКЭ для $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $n = 1.5$, $m = 10$, $\Delta_m = 5 \text{ nm}$, $\varphi_1 = 20^\circ$ составляют: $\gamma = 0.105^\circ$, $\beta_1^* = 13.55^\circ$, $\beta_1 = 45^\circ$.

Оптические потери в МДМ

Оптические потери P_m в m -м рабочем канале МДМ обусловлены потерями A_m при отражении света на поверхности ГОКЭ, потерями B_m вследствие поглощения и рассеяния излучения в объеме ГОКЭ и величиной η_m дифракционной эффективности голограммы. Необходимо также учесть оптические потери при вводе C_0 и выводе C_m излучения в ГОКЭ, а также потери при вводе D_0 и выводе D_m излучения посредством оптического волокна.

Полная величина оптических потерь P_m в дБ в рассматриваемом МДМ равна

$$P_m = A_m + B_m + C_0 + C_m + D_0 + D_m + |\lg \eta_m|. \quad (6)$$

При выполнении условия полного внутреннего отражения (5) величина A_m практически равна нулю. Для других слагаемых формулы (6) справедливы следующие оценки:

$$B_m = |\lg \tau_m| = K_\lambda l_m; \quad \tau_m = 10^{-K_\lambda l_m}, \quad (7)$$

где K_λ — стандартный коэффициент поглощения регистрирующей среды; l_m — расстояние, пройденное пучком света внутри ГОКЭ для m -го канала и равное

$$l_m = l_{m-1} + 2h / \cos \beta_m, \quad (8)$$

где h — толщина ГОКЭ, $l_1 = h / \cos \beta_1$. В частности, при $\beta_1 \approx \beta_m = \pi/4$

$$l_m = 2\sqrt{2}h(2m - 1). \quad (9)$$

Реальные значения коэффициента поглощения составляют для фотополимеров $K_\lambda = 3.0 - 5.0 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ и для пористых стекол $K_\lambda = 1.5 - 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$. Для описанного выше случая $h = 1 \text{ mm}$, и для среды на основе фотополимеров $B_m \cong 10^{-2}(2m - 1)$, а для пористых стекол $B_m \cong (5 - 10) \cdot 10^{-3}(2m - 1)$.

Величины C_0 и C_m в среднем составляют 0.5–0.8 dB. Оптические потери при вводе и выводе излучения в МДМ зависят от типа подводимого оптического волокна (одномодового или многомодового), качества фокусирующей оптики и практически составляют 1.0–2.5 dB.

Величина дифракционной эффективности ГОКЭ теоретически достигает 100%, а ее практические значения для фазовых объемных пропускающих голограмм составляют 70–80% [4–6]. Таким образом, формулы (6)–(9) позволяют оценить полные оптические потери в спектральных каналах МДМ.

Дифракционная эффективность, спектральное и угловое разрешение МДМ

Основные свойства фазовых объемных голограммных оптических элементов удовлетворительно описывается теорией связанных волн Когельника [6,8], которая дает известное выражение для дифракционной эффективности пропускающей фазовой голограммы:

$$\eta = [1 + \xi^2/\nu^2]^{-1} \sin^2 \sqrt{(\nu^2 + \xi^2)}. \quad (10)$$

В формуле (10) выражения для ν и ξ , с учетом расстройки по длине волны $\delta\lambda$ и по углу падения света $\delta\theta$, принимают вид

$$\xi = [\delta\theta \cos(\beta_m - \varphi_1) - \delta\lambda/2dn] \pi h/dc_2, \quad (11)$$

$$\nu = \pi n_1 h / (\lambda_m + \delta\lambda)(c_1 c_2)^{1/2}; \quad c_1 = \cos(\beta_m + \delta\theta);$$

$$c_2 = \frac{(\lambda + \delta\lambda)}{nh} \sin \varphi_1 + \cos(\beta_m + \delta\theta),$$

где n_1 — амплитуда пространственной модуляции показателя преломления среды.

Для пропускающих голограмм величина угловой селективности для m -го канала ГОКЭ на уровне 0.5 (что соответствует значению $\xi \cong 3$), равна

$$\delta\theta_m = d \left(\cos \beta_m + \frac{d}{h} \sin \beta_m \sin \varphi_1 \right) / h \cos(\beta_m - \varphi_1). \quad (12)$$

Соответственно спектральная селективность $\delta\lambda_m$ m -го канала МДМ определяется соотношением

$$\delta\lambda_m = d \lambda_m \left(\cos \beta_m + \lambda_m \frac{1}{nh} \sin \varphi_1 \right) / h \sin(\beta_m - \varphi_1). \quad (13)$$

Анализ выражений (12) и (13) показывает, что угловая и спектральная селективности объемной голограммы с наклонными изофазными поверхностями могут быть как меньше (для положительных углов φ_1), так и больше (для отрицательных углов φ_1) по сравнению с симметричной голограммой. Численное моделирование влияния этого фактора при $\varphi_1 < 0$ на угловую и спектральную селективности приведено в [9]. При $m \leq 10$ величины $\delta\theta_m$ и $\delta\lambda_m$ для реальных параметров МДМ различаются незначительно (не более чем на 3–5%).

Спектральное разрешение $\delta\lambda_1$ МДМ при использовании ГОКЭ толщиной $h = 1$ мм составляет не более 2.3 нм в диапазоне длин волн $\lambda = 1.3 - 1.5$ мкм и около 1 нм при толщине голограммы $h = 2$ мм.

Перекрестные помехи в МДМ

Величина оптической перекрестной помехи P_m в МДМ характеризует долю световой энергии, переносимой от i -го источника света к рабочему m -му спектральному каналу. При описании спектральных функций пропускания каналов МДМ и нормированных по мощности

источников света в гауссовом приближении может быть оценена по формуле [9]:

$$P_{im} = 5 \lg \left[1 + (\delta_i / \delta \lambda_m)^2 \right] + 40 \lg e (\lambda_i - \lambda_m)^2 / \left[\delta_i^2 + (\delta \lambda_m)^2 \right]. \quad (14)$$

Здесь λ_i и λ_m — соответственно средние длины волн источника и приемного канала МДМ, а δ_i — полуширина спектра i -го источника, $\delta \lambda_m$ — полуширина полосы пропускания (13) m -го спектрального канала МДМ, которая соответствует (с точностью до 17–20%) полуширине спектральной линии в гауссовом приближении [9]. Перекрестные помехи в МДМ зависят от спектральных характеристик ГОКЭ и используемых источников света.

Аналогично спектральному фактору (14), для достижения высокой степени развязки между каналами и обеспечения минимальных потерь в рабочих каналах МДМ (что соответствует $\lambda_i = \lambda_m$), необходимо, чтобы угловая селективность $\delta \theta_m$ ГОКЭ превышала угловую расходимость $\delta \theta_0$ падающего на ГОКЭ излучения. Как показано в [9], оценка оптических переходных помех в МДМ, согласно (14), удовлетворительно выполняется при условии $\delta \theta_0 \leq \delta \theta_m / 3$. Следовательно, в описываемом МДМ необходимо использовать высококачественный оптический коллиматор. Эта задача может быть успешно решена при использовании в МДМ высококачественных микрообъективов, селфоков, а в ряде случаев и шариковых линз.

Выводы

Основным достоинством предлагаемого МДМ является использование одного простого образца объемной голограммы для большого числа (до 10 и более) рабочих спектральных каналов МДМ. Это отвечает современным тенденциям экономичности и миниатюризации устройств оптической обработки информации.

Автор благодарит А.Л.Дмитриева за плодотворную дискуссию затронутых в работе проблем.

Список литературы

- [1] *Solytar L., Cook D.J.* Volume Holography and Volume Gratings. London: Academic Press, 1981. 466 p.
- [2] *Stone T., George N.* // *Appl. Optics.* 1985. V. 24. N 22. P. 3797.
- [3] *Дмитриев А.Л., Новиков И.А., Тарасова Т.Н.* // *ЖПС.* 1990. Т. 52. № 3. С. 409–414.
- [4] *Дмитриев А.Л.* // *Квантовая электроника.* 1984. Т. 11. № 7. С. 1352–1357.
- [5] *Senior J.M., Cusworth S.D.* // *IEEE. Proc.* 1989. V. 136. Pt. J. N 3. P. 183–202.
- [6] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 685 с.
- [7] *Novikov I.A.* // *Advance Program and Abstracts. CLEO/QELS'95.* May 21–26, 1995. USA, Baltimore. P. 86.
- [8] *Kogelnik H.* // *The Bell Syst. Techn. J.* 1969. V. 48. N 9. P. 2909–2947.
- [9] *Басистова Т.В.* // *Техника средств связи.* 1988. В. 2. С. 61–74.
- [10] *Горбунов О.И., Дмитриев А.Л., Маккаев В.И.* // *Техника средств связи.* Сер. ТПС. 1985. В. 3. С. 3–15.