

09.6

Метод измерения периодов волноводных дифракционных оптических элементов

© С.С. Копенкин, В.В. Кесаев[¶], А.Н. Путилин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

[¶] E-mail: vladimir_kesaev@mail.ru

Поступило в Редакцию 7 июля 2021 г.

В окончательной редакции 6 сентября 2021 г.

Принято к публикации 8 сентября 2021 г.

Предложен оригинальный метод измерения периодов волноводных дифракционных оптических элементов. В отличие от стандартных методик предлагаемый метод позволяет проводить измерения для волноводных решеток дифракционных оптических элементов, когда дифрагировавшие порядки являются волноводными или световодными модами, распространяющимися в материале подложки. Метод обладает малой погрешностью и прост в техническом исполнении.

Ключевые слова: волноводные голограммы, дифракционные оптические элементы.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.23.51785.18953

Одними из самых востребованных голографических оптических элементов (ГОЭ) в настоящее время являются волноводные голографические решетки, составляющие основу многих дисплеев дополненной реальности, например HoloLens, WaveOptics, DigiLens, Magic Leap и подобных [1,2]. Для оптимальной работы таких дисплеев необходимо обеспечить компенсацию хроматических искажений волноводных голограмм, а следовательно, контроль периодов и ориентации решеток крайне критичен. Однако дифрагированные лучи волноводных дифракционных оптических элементов (ДОЭ) или ГОЭ находятся в волноводе, и непосредственное измерение указанных параметров затруднено.

На рис. 1, *a* приведена фотография типичного волноводного ГОЭ на стеклянном световоде (показатель преломления $n_D \approx 1.51$) толщиной 2 mm и протяженностью 200 mm. Поверхностно-рельефная дифракционная решетка (ДР) небольшой апертуры выполнена голографическим способом на тонком слое фоторезиста. Период ее менее $0.5 \mu\text{m}$, поэтому дифрагировавшие порядки для света с длиной волны $640 \mu\text{m}$ распространяются исключительно в материале волновода. Для измерения периода ДР обычными способами [3,4] можно использовать дополнительные выводные призмы или изготовить скошенные полированные грани у световода (волновода), однако эти методы трудоемки и требуют точного учета геометрии и рефракционных свойств волновода. Использование методов микроскопии и микропрофилометрии позволяет быстро измерить период, при этом, однако, с небольшой точностью. На практике за счет поворота ДОЭ существует возможность изменения угла падения на ДР и вывода одного из дифрагировавших порядков из волноводного режима. В настоящей работе предлагается простая и эффективная методика для измерения параметров волноводных ДОЭ с помощью поворота ДР на угол наименьшего отклонения.

Метод заключается в соответствующей пространственной установке ДОЭ и измерении наименьшего угла отклонения θ' первого дифракционного порядка $k = \pm 1$. Искомый период решетки b для использованной длины волны (в вакууме) λ находится по формуле

$$b = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta'}{2}}. \quad (1)$$

При условии положительного знака у углов, отмеряемых от нормали к ДР по часовой стрелке, угол отклонения равен $\theta = \alpha - \varphi$ для пропускающей решетки и $\theta = \varphi - \alpha$ для отражательной, где α и φ — угол падения и угол дифракции соответственно (рис. 1, *b*). Оба эти угла связаны основным уравнением дифракционной решетки

$$b(\sin \varphi - \sin \alpha) = k\lambda. \quad (2)$$

При изменении угла падения α угол дифракции φ также будет изменяться, при этом существует такое значение $\alpha = \varphi$, при котором угол отклонения окажется минимальным, т.е. $\theta = \theta'$. Указанная установка ДР получила название автоколлимационной [5,6]. То обстоятельство, что при автоколлимационной установке ДР дифрагировавший порядок возвращается обратно к источнику, и позволяет относительно просто выполнить требуемое измерение периода b .

На рис. 1, *b* падающий под углом α луч *A* дифрагирует в -1 -й порядок под углом φ в направлении вперед, от источника (луч *B'*). Благодаря френелевскому отражению также возникает -1 -й порядок в обратном направлении, к источнику излучения (луч *B*). Луч, дифрагировавший в $+1$ -й порядок, превышающий критический угол (не обозначен), распространяется в материале подложки и представляет собой волноводную или световодную моду. Вторично попадая на ДР, он дифрагирует под тем же углом α в направлении к источнику. Этот луч, обозначенный буквой *C*, всегда будет

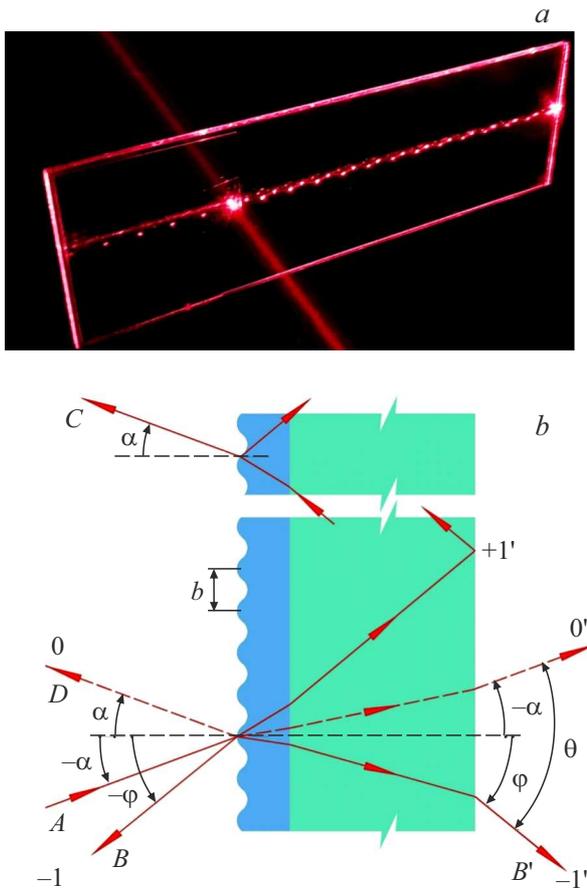


Рис. 1. *a* — мода распространяющейся в материале подложки ГОЭ; *b* — схема дифракции на волноводном ДОЭ.

отнесенным в пространстве на некоторое расстояние и параллельным зеркально отраженному лучу *D*.

Поворачивая ДР относительно нормали к рисунку, можно добиться равенства углов $\alpha = \varphi$, при этом луч *B* вернется к источнику, а θ будет соответствовать наименьшему углу отклонения θ' [7,8]. Для того чтобы удостовериться в справедливости условия $\alpha = \varphi$, рассмотрим луч *B'*, распространяющийся после дифракции вперед (рис. 1, *b*). Поскольку измерение углов выполняется в воздухе, показатель преломления материала волновода не влияет на результат, тогда, подставляя уравнение дифракции (2) для первого порядка в угол отклонения просветной ДР

$$|\theta| = |\alpha - \varphi|, \tag{3}$$

дифференцируя по углу α и приравнявая получившееся выражение к нулю, получим условия экстремума

$$\frac{d\theta}{d\alpha} = 1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 - (\frac{\lambda}{b} + \sin \alpha)^2}} = 0. \tag{4}$$

Решая его, получим выражение для угла падения α , соответствующего наименьшему углу отклонения θ' :

$$\alpha = \arccos \frac{\sqrt{4b^2 - \lambda^2}}{2b}. \tag{5}$$

Для доказательства $\alpha = \varphi$ достаточно, пользуясь (5), записать синус угла

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \frac{4b^2 - \lambda^2}{4b^2}} = \frac{\lambda}{2b}, \tag{6}$$

подставить его в формулу (2) и получить

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{b} - \frac{\lambda}{2b} = \frac{\lambda}{2b}. \tag{7}$$

Для оценки погрешности метода обозначим половинный угол $\theta/2 = \beta \equiv (\alpha + \varphi)/2$ в (1) и продифференцируем его по β . Отметим, что β — это угол между нормалью к ДР и биссектрисой угла, образованной лучами *A* и *B*, в автоколлимации $\beta = \alpha = \varphi = \theta'/2$. После замены дифференциалов конечными приращениями $db \rightarrow \Delta$ и $d\beta \rightarrow \delta$ имеем

$$\Delta = -\frac{\lambda \cos \beta}{2 \sin^2 \beta} \delta = -\frac{b}{\tan \beta} \delta. \tag{8}$$

Здесь Δ — абсолютная ошибка периода *b*, а δ — погрешность в определении угла β . Знак минус означает, что при положительных ошибках δ рассчитываемое по формуле (1) значение периода будет уменьшаться. Разделив (8) на период *b*, получим выражение для относительной ошибки

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{b} = -\frac{\delta}{\tan \beta}. \tag{9}$$

Вид этой функции приведен на рис. 2. В области малых углов дифракции и при использовании стандартного поворотного столика с точностью $\pm 0.1^\circ$ предлагаемый метод не оптимален, тогда как при углах $\beta = \theta'/2 \geq 10^\circ$ погрешность уже не превышает 1% от периода. Для волноводных ГОЭ углы обычно превышают 30° , при этом при использовании стандартного поворотного столика с ошибкой $\pm 2'$ метод обеспечивает точность измерения периода в пределах ошибки $\pm 1 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 3 приводится экспериментальная зависимость половинного угла отклонения $\theta/2$ от угла падения α , выполненная для случая распространения луча в прямом направлении по схеме, представленной на рис. 1, *b* (луч *B'*). Рисунок демонстрирует наличие экстремума угла $\theta = \theta'$ при $\alpha = \varphi$. Для измерения этой зависимости ДОЭ устанавливался на гониометр, обеспечивающий точность $\pm 5''$, а в качестве источника света использовался лазер с длиной волны $\lambda = 532 \text{ nm}$. По измеренному углу наименьшего отклонения $\theta' = 72^\circ 03' 08'' \pm 5''$ рассчитанный по формуле (1) период составит $b_{gon} = 452.26 \pm 0.02 \text{ nm}$. В случае автоколлимационного измерения (с использованием луча *B* на рис. 1, *b*) и поворотного столика с обеспеченной точностью $1'$ измеренный угол составил величину $\beta = \theta/2 = 36.033 \pm 0.017^\circ$, отвечающий ему период $b_{auto} = 452.19 \pm 0.18 \text{ nm}$. Отношение разницы полученных значений периодов к более точному значению составит $\frac{b_{gon} - b_{auto}}{b_{gon}} \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$, что в абсолютном сравнении

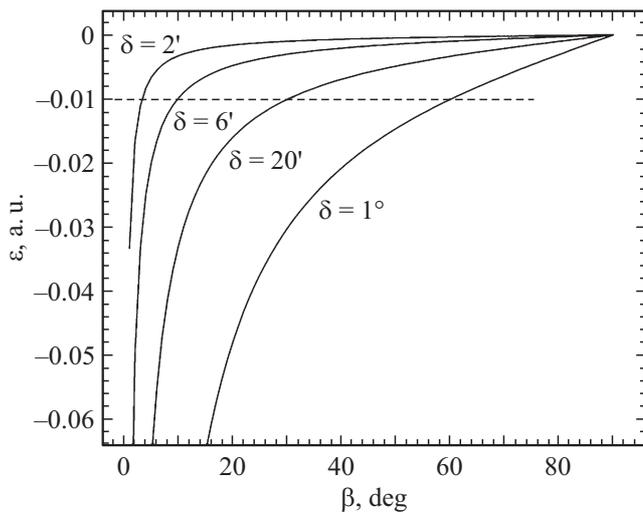


Рис. 2. Ошибка $\varepsilon = \Delta/b$ при определении значения периода в автоколлимационном режиме в зависимости от угла $\beta = \theta'/2$.

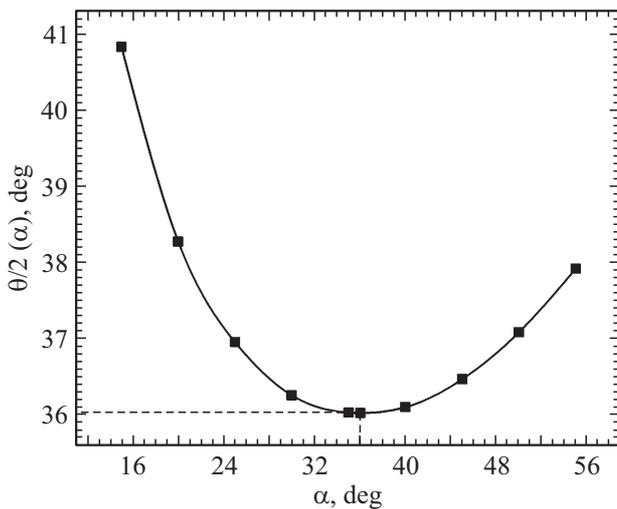


Рис. 3. Экспериментальная зависимость половинного угла отклонения $\theta/2$ от угла падения α для решетки с периодом $b = 452.26 \pm 0.02$ nm и использованной длины волны монохроматического света 532 nm.

не превышает 0.27 nm с учетом невыгодного сочетания погрешностей.

В заключение отметим практически важный случай „многослойного“ ГОЭ, используемого для формирования цветных изображений, в дисплеях дополненной реальности. Каждый слой ГОЭ содержит волновод и ДР, предназначенные для определенной длины волны (обычно красной, зеленой и синей). Измерение таких ДОЭ (ГОЭ) обычными способами затруднено, а предлагаемый метод позволяет относительно просто и с высокой на практике точностью определять периоды ДР для каждого слоя, не требуя при этом информации о материале и геометрии волновода. В настоящее время разработка дисплеев дополненной (смешанной) реальности идет в

направлении усложнения оптических схем волноводных голограмм. Разработка новых методов исследования волноводных ДОЭ в этих условиях является актуальной и востребованной задачей.

Финансирование работы

Часть исследования выполнена В.В. Кесаевым за счет гранта Российского научного фонда № 20-71-10103.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.С. Kress, Proc. SPIE, **11062**, 110620J (2019). DOI: 10.1117/12.2527680
- [2] J. Chen, W. Cranton, M. Fihn, *Handbook of visual display technology* (Springer International Publ., Switzerland, 2016), p. 205. DOI: 10.1007/978-3-319-14346-0
- [3] D. Apostol, P.C. Logofatu, S. Florea, V. Damian, I. Iordache, M. Bojan, J. Optoelectron. Adv. Mater., **10** (2), 352 (2008).
- [4] J.E. Harvey, R.N. Pfisterer, Opt. Eng., **58** (8), 087105 (2019). DOI: 10.1117/1.OE.58.8.087105
- [5] К.И. Тарасов, *Спектральные приборы* (Машиностроение, Л., 1968), с. 80.
- [6] И.В. Пейсахсон, *Оптика спектральных приборов* (Машиностроение, Л., 1975), с. 54.
- [7] Q. Wang, Optik, **124** (23), 6349 (2013). DOI: 10.1016/j.ijleo.2013.05.052
- [8] P. Mohazzabi, D.J. Mattson, J.A. Ponce, Jr, J. Appl. Math. Phys., **7** (8), 1870 (2019). DOI: 10.4236/jamp.2019.78128