

DMD 光栅的衍射特性及其在可调谐激光中的应用

陈 笑¹ 颜玢玢² 宋菲君³ 王义全¹ 肖 峰⁴ Kamal Alameh⁴

¹ 中央民族大学理学院, 北京 100081; ² 北京邮电大学信息光子学与光通信研究院, 北京 100876
³ 大恒新纪元科技股份有限公司光电研究院, 北京 100085
⁴ Electron Science Research Institute, Edith Cowan University, Joondalup, WA, 6027, Australia

摘要 相比较于液晶空间光调制器, 数字微镜晶片(DMD)具有开关速度快、显示精度高、偏振不相关、衍射效率高和宽带调制等优势。研究利用 DMD 的衍射效应作为波长选择器, 将其应用于可调谐光纤激光器中, 理论推导这种二维 DMD 光栅的衍射效率与入射光角度, 像素间距等物理量之间的定量关系, 重点讨论了两种不同像素间距的 0.7" 和 0.55" DMD 在单像素因子和多像素干涉共同作用下的衍射级数和强度分布。研究结果表明: 0.7" DMD 在光强不显著为零且满足实验约束条件下, 允许出现 4 个干涉极大值, 但由于极大值位置均远离闪耀条件, 因此光强相对较弱。0.55" DMD 仅出现 1 个干涉极大值, 且接近闪耀条件, 因此光强和效率均明显高于 0.7" DMD 的情况。由此可见, 在可调谐光纤激光器中, 利用 0.55" DMD 光栅作为波长选择器更有利于减小衍射损耗, 提高系统稳定性。

关键词 非线性光学; 光栅; 数字微镜晶片; 可调谐光纤激光器; 单像素因子; 多像素干涉

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0705003

Diffraction Properties of DMD Gratings and Its New Application in Tunable Fiber Lasers

Chen Xiao¹ Yan Binbin² Song Feijun³ Wang Yiquan¹ Xiao Feng⁴ Kamal Alameh⁴

¹ College of Science, Minzu University of China, Beijing 100081, China
² State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China
³ Academy of Opt-Electronics, China Daheng Group, Inc., Beijing 100085, China
⁴ Electron Science Research Institute, Edith Cowan University, Joondalup, WA, 6027, Australia

Abstract Compared with widely-used liquid crystal spatial light modulators, digital micromirror devices (DMDs) have advantages in fast switching speed, high precision display, polarization-independent, high diffraction efficiency, and broadband capability. Therefore, we attempt to apply DMDs as wavelength selectors to tunable fiber lasers and analyze the dependence of diffraction properties of the two-dimension DMD grating on the incident angle, pixel spacing, etc. The diffraction orders and intensity distribution of DMDs in 0.7" and 0.55" sizes with different pixel spacings are discussed in detail. The theoretical results show that under the experimental constraint condition, a 0.7" DMD allows four orders interference irradiance maxima. However, the light intensity is relatively weak due to the condition of far away from "blazed" grating. For a 0.55" DMD, most of the diffracted radiation is concentrated in one order due to the approximate "blazed" condition. So, a 0.55" DMD grating as a wavelength tuner is a better choice for the stability of laser systems.

Key words nonlinear optics; grating; digital micromirror device; tunable fiber laser; single pixel factor; multiple pixels interference

OCIS codes 050.2770; 260.1960; 060.3510

收稿日期: 2012-01-17; 收到修改稿日期: 2012-02-10

基金项目: 国家 985 计划(98507-010009)、“211”项目和中央高校基本科研业务费专项资金资助课题。

作者简介: 陈 笑(1977—), 女, 博士, 副教授, 主要从事激光物理与非线性光学等方面的研究。

E-mail: xchen@pku.edu.cn

1 引 言

数字光处理(DLP)是一种独创的、能在各类产品(如大屏幕数字电视、投影机和数码相机)中提供最佳图像效果的数字式多光源显示技术。DLP技术的核心是数字微镜晶片(DMD)。DMD实际是百万个方形微镜片集成在CMOS硅基片上的半导体光开关。每个微镜片表示一个像素,利用其下方类似铰链作用的转动装置可以实现镜片沿对角线方向的独立转动^[1]。随着DMD成功应用于光学微机电系统和空间光调制器,DMD逐步拓展到非投影类应用领域,包括全息数字存储、医学成像、体显示、光刻技术以及科学仪器^[2~6]。

2 实验装置

相比广泛应用的液晶空间光调制器,DMD的优势在于开关速度快、显示精度高、偏振不相关、衍射效率高和宽带调制等。因此本课题组尝试拓展DMD的新用途,利用DMD的衍射效应作为波长选择器,将其应用于可调谐光纤激光器中^[7,8]。这种可调谐单模光纤激光器是由两部分组成:光纤光学部件和体光学部件,核心器件是DMD和掺铒光纤放大器(EDFA),结构示意图如图1(a)所示。EDFA发出C波段自发辐射谱(ASE),通过双尾纤光纤准直器耦合进入体光学部分。随后,入射光经透镜1(焦距75 mm)聚焦至1200 mm⁻¹的闪耀光栅上,在第1级衍射方向上发生色散。该色散光通过透镜2(焦距75 mm)平行照射在DMD的有效工作区。图1(b)显示了DMD上的光束色散条,入射光C波段上不同波长的光落在DMD不同像素上。实验中对某区域镜片加载寻址电压,驱动对应镜片倾斜,构成二维“闪耀”光栅,使得落在倾斜镜片上对应波长的

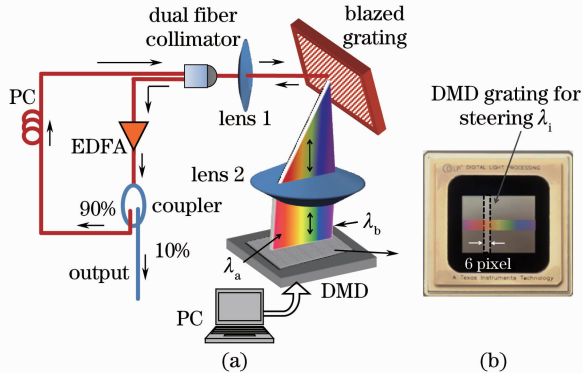


图1 基于DMD的可调谐光纤激光器示意图
Fig.1 Schematic diagram of a DMD-based tunable fiber laser

的光发生衍射。微调DMD,在近似闪耀条件下,确保衍射光沿原路返回耦合入准直器的另一个光纤中,经过EDFA增益和多次循环之后输出高品质的单模激光。由此可见,光纤激光器可以方便利用DMD实现波长的调谐输出。

图2给出了EDFA的自发辐射谱。插图为激光器开环时DMD选择的任意一种波长的信号光。测量了双尾纤准直器输入和输出端光功率,测得体外光学部分的总损耗为11.6 dB,这些插损来源于:1)透镜的反射损耗;2)1200 mm⁻¹闪耀光栅的衍射损耗(0级衍射光无空间色散,不可利用);3)DMD的衍射损耗。其中DMD的衍射损耗是影响信号稳定性和信号质量的最重要因素。实际上,DMD就是一种二维“闪耀”光栅,在近红外波段的衍射效应非常明显。以标准0.7 inch(1 inch=0.0254 m)DMD(像素间距13.68 μm)为例,在较大立体角内可以观察到数条分立的,细锐的衍射光,通过竞争耦合进入光纤中。因此如何提高DMD的衍射效率,并将大部分能量转移集中至沿原路返回的光线中是非常重要的。下面部分将详细讨论DMD的衍射分布与效率和像素间距、入射角之间的关系,以期达到减小衍射损耗,提高系统稳定性的目的。

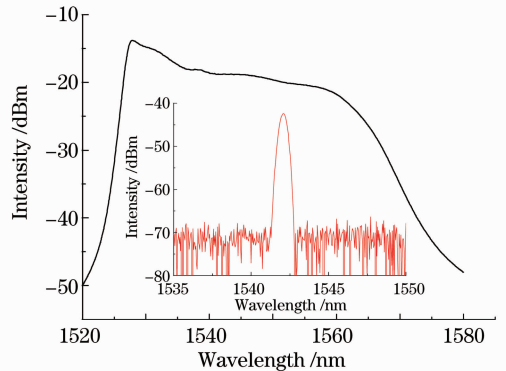


图2 EDFA辐射的C波段自发辐射谱。插图为DMD选择的任意波长的光信号(开环)
Fig.2 C-band ASE noise from the EDFA. Inset is an arbitrary wavelength selected by the DMD (optical loop is open)

3 坐标系建立与DMD像素编码

在DMD有效工作区Ω内建立如图3(a)所示的坐标系xyz。考虑该DMD是由(2M+1)(2N+1)个,边长为δ₀的正方形反射镜元组成,对DMD图像进行编码,设第mm像素中心为P_{mm},它到原点O的距离为L_{mm}。以P_{mm}为原点建立新的局部坐标系ξηζ,三

个坐标轴分别与 xyz 平行,如图 3(b) 所示。加载寻址电压后像素绕对角线旋转 ψ (或 $-\psi$) 角。反射镜元与像素面积之比称为填充因子,一般标准 DMD

的填充因子大于 90%,因此在下面计算中设定反射镜面积近似等于像素面积。

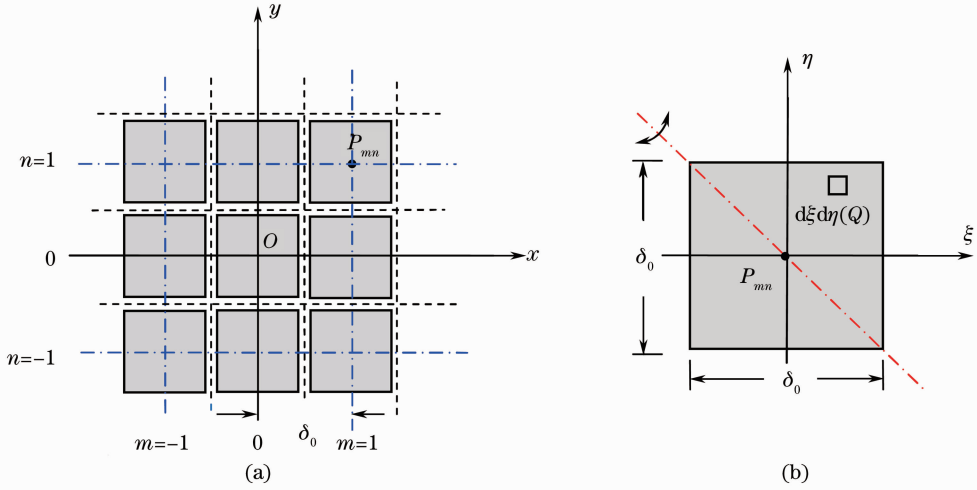


图 3 (a) 在 DMD 上建立直角坐标系与像素编码; (b) 在第 mn 个像素上引入局部坐标系

Fig. 3 (a) Coordinate system established on a DMD and pixel-coding; (b) local coordinate system introduced on the mn th pixel

在第 mn 像素中[见图 3(b)],面元 $d\xi d\eta(Q)$ 所辐射的光场振幅表示为

$$dA_{mn} = A_0 \exp\{-ik[\Delta''_{mn}(x, y) + \Delta'(\xi, \eta)]\}, \quad (1)$$

式中 A_0 为初始光振幅, $\Delta''_{mn}(x, y)$ 为 P_{mn} 点与原点 O 的光程差, $\Delta'(\xi, \eta)$ 为 $d\xi d\eta$ 相对于 P_{mn} 点的光程差。

在 DMD 工作区域内所有像素对衍射光振幅的总贡献为

$$A = \sum_{m,n} A_0 \exp(-ik\Delta''_{mn}) \int_{\sigma_p} \exp[-ik\Delta'(\xi, \eta)] d\xi d\eta, \quad (2)$$

其中求和在 Ω 内进行,积分在像素的有效面积 $\sigma_p = \delta_0^2$ 内进行。积分与求和独立进行。

4 光程计算

设两束平行光线(波矢量 \mathbf{k} , 单位方向矢量 $\boldsymbol{\alpha}$) 入射至某一平面,交于 A, R 两点(如图 4 所示)。 A 相对于参考点 R 的光程差 Δ_{AR} 表示为

$$\Delta_{AR} = \mathbf{v}_{AR} \boldsymbol{\alpha}, \quad (3)$$

式中 \mathbf{v}_{AR} 为 A 点到 R 点的矢量。

4.1 像素内衍射光程差 Δ'

设定入射光线的单位方向矢量为 $\boldsymbol{\alpha}$, 对应衍射光线的单位矢量为 $\boldsymbol{\alpha}'$:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\alpha} = (a, b, c) \\ \boldsymbol{\alpha}' = (a', b', c') \end{cases} \quad (4)$$

计算第 mn 像素中任意点 $Q(\xi, \eta, \zeta)$ 相对于像素中心 P_{mn} 的光程差。如图 5 所示,图 5 设 $P = P_{mn}$

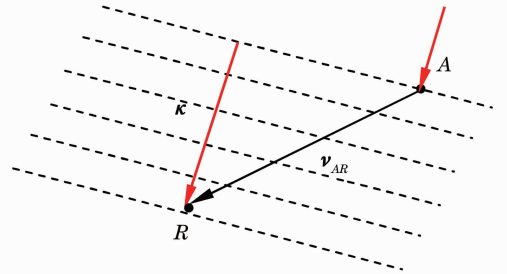


图 4 光程差示意图

Fig. 4 Schematic diagram of optical path difference

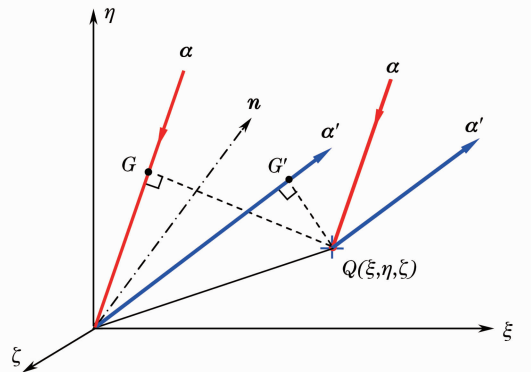


图 5 第 mn 像素上经过任意点 Q 的光束相对中心 P 的光程差

Fig. 5 Optical path difference between the rays along $\boldsymbol{\alpha}$ and $\boldsymbol{\alpha}'$ at points P and Q in the mn th pixel

为原点,沿 α 方向入射到 P 点并沿 α' 衍射的波,与入射 Q 点并衍射的波的光程差为

$$\Delta' = \overline{PG'} + \overline{PG} = (\xi, \eta, \zeta)\alpha' + (-\xi, -\eta, -\zeta)\alpha = (\xi, \eta, \zeta)(\alpha' - \alpha) = \xi(a' - a) + \eta(b' - b) + \zeta(c' - c). \quad (5)$$

在 $\xi\eta\zeta$ 坐标系中,加载寻址电压,像素沿对角线倾斜 ψ 角,对应像素所在的平面方程表示为

$$\zeta = \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(\xi + \eta), \quad (6)$$

把(6)式代入(5)式中,有

$$\Delta' = \xi \left[(a' - a) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] + \eta \left[(b' - b) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right]. \quad (7)$$

4.2 某像素中心 P_{mn} 相对于原点衍射光程差 Δ''_{mn}

设第 mn 个像素的中心坐标为

$$P_{mn} = (m\delta_0, n\delta_0, 0), \quad (8)$$

式中 $m = -M, -M+1, \dots, M; n = -N, -N+1, \dots, N$.

根据(5)式,得

$$\Delta''_{mn} = (m\delta_0, n\delta_0, 0)(\alpha' - \alpha) = \delta_0 [m(a' - a) + n(b' - b)], \quad (9)$$

将(7)、(9)式代入(2)式,对于给定的入射波方向 α , 经过计算就可以得到衍射光场作为 α' 的函数(α' 的分量 a', b', c' 的函数)。

5 单像素因子

计算(2)式中的积分。标准 DMD 的倾斜角为 $\psi = \pm 12^\circ$, 由于倾斜角不大,因此在计算中进一步忽略倾斜对积分区域的影响。在 $\xi\eta$ 坐标系中,积分得到单像素因子的表达式

$$A' = \int_{-\delta_0/2}^{\delta_0/2} \exp \left\{ -ik \left[(a' - a) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] \xi \right\} d\xi \int_{-\delta_0/2}^{\delta_0/2} \exp \left\{ -ik \left[(b' - b) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] \eta \right\} d\eta = \delta_0^2 \operatorname{sinc} \left\{ \frac{\pi\delta_0}{\lambda} \left[(a' - a) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] \right\} \operatorname{sinc} \left\{ \frac{\pi\delta_0}{\lambda} \left[(b' - b) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] \right\}. \quad (10)$$

对应光强表示为

$$I' = |A'|^2 = \delta_0^4 \operatorname{sinc}^2 u' \operatorname{sinc}^2 u'', \quad (11)$$

式中

$$\begin{cases} u' = \frac{\pi\delta_0}{\lambda} \left[(a' - a) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] \\ u'' = \frac{\pi\delta_0}{\lambda} \left[(b' - b) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(c' - c) \right] \end{cases}, \quad (12)$$

类比于平面衍射光栅中的单缝因子, I' 称为 DMD 的“单像素因子”。

为方便讨论,将直角坐标系下的入射和衍射光转换为极坐标下表示:

$$\begin{cases} a = \sin \theta_0 \cos \phi_0, & b = \sin \theta_0 \sin \phi_0, & c = \cos \theta_0 \\ a' = \sin \theta \cos \phi, & b' = \sin \theta \sin \phi, & c' = \cos \theta \end{cases}, \quad (13)$$

式中 θ_0, ϕ_0 分别为入射光与 ζ, ξ 轴的夹角, θ, ϕ 为对应衍射光与 ζ, ξ 轴的夹角。这样就有

$$\begin{cases} u' = \frac{\pi\delta_0}{\lambda} \left[(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(\cos \theta - \cos \theta_0) \right] \\ u'' = \frac{\pi\delta_0}{\lambda} \left[(\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_0 \sin \phi_0) + \frac{\tan \psi}{\sqrt{2}}(\cos \theta - \cos \theta_0) \right] \end{cases}. \quad (14)$$

6 多像素干涉

将(9)式代入(2)式中,计算(2)式中的求和,得

$$A'' = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N \exp \{ -ik\delta_0 [m(a' - a) + n(b' - b)] \} = \sum_{m=-M}^M \exp [-ik\delta_0 m(a' - a)] \sum_{n=-N}^N \exp [-ik\delta_0 n(b' - b)] = \exp \left\{ i \frac{\pi\delta_0}{\lambda} [(a' - a) + (b' - b)] \right\} \frac{\sin \left[\frac{\pi\delta_0}{\lambda} (2M)(a' - a) \right] \sin \left[\frac{\pi\delta_0}{\lambda} (2N)(b' - b) \right]}{\sin \left[\frac{\pi\delta_0}{\lambda} (a' - a) \right] \sin \left[\frac{\pi\delta_0}{\lambda} (b' - b) \right]}, \quad (15)$$

对应光强为

$$I'' = |A''|^2 = \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi \delta_0}{\lambda} (2M)(a' - a) \right] \sin^2 \left[\frac{\pi \delta_0}{\lambda} (2N)(b' - b) \right]}{\sin^2 \left[\frac{\pi \delta_0}{\lambda} (a' - a) \right] \sin^2 \left[\frac{\pi \delta_0}{\lambda} (b' - b) \right]}, \quad (16)$$

设

$$v' = \frac{\pi \delta_0}{\lambda} (a' - a), \quad v'' = \frac{\pi \delta_0}{\lambda} (b' - b), \quad (17)$$

为了方便讨论,将直角坐标系转化为极坐标,将(17)式改写为

$$v' = \frac{\pi \delta_0}{\lambda} (\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0), \quad v'' = \frac{\pi \delta_0}{\lambda} (\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_0 \sin \phi_0). \quad (18)$$

多光束干涉极大要求下式(相当于光栅方程)成立:

$$\begin{cases} v' = \frac{\pi \delta_0}{\lambda} (\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0) = p\pi \\ v'' = \frac{\pi \delta_0}{\lambda} (\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_0 \sin \phi_0) = q\pi \end{cases}, \quad (19)$$

当 $p, q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 时得到多光束干涉的主极大,称为 (p, q) 阶极大值,简记为 I''_{pq} 。

整理(19)式,并定义函数 g_p 和 h_q :

$$\begin{cases} \sin \theta \cos \phi = \frac{p\lambda}{\delta_0} + \sin \theta_0 \cos \phi_0 = g_p(\theta_0, \phi_0) \\ \sin \theta \sin \phi = \frac{q\lambda}{\delta_0} + \sin \theta_0 \sin \phi_0 = h_q(\theta_0, \phi_0) \end{cases}, \quad (20)$$

从中解出:

$$\tan \phi = \frac{h_q(\theta_0, \phi_0)}{g_p(\theta_0, \phi_0)} = \frac{\frac{q\lambda}{\delta_0} + \sin \theta_0 \sin \phi_0}{\frac{p\lambda}{\delta_0} + \sin \theta_0 \cos \phi_0}. \quad (21)$$

给定阶数 p, q 和入射光方向 (θ_0, ϕ_0) 后,由以上两式可解出 I''_{pq} 的方向 $(\theta, \phi)_{pq}$:

$$\begin{cases} \phi_{pq}(\theta_0, \phi_0) = \arctan \left[\frac{h_q(\theta_0, \phi_0)}{g_p(\theta_0, \phi_0)} \right] \\ \theta_{pq}(\theta_0, \phi_0) = \arcsin \left\{ \frac{g_p(\theta_0, \phi_0)}{\cos[\varphi_{pq}(\theta_0, \phi_0)]} \right\} \end{cases}, \quad (22)$$

(22)式给出多像素光束干涉主极大的列阵,被单像素因子调制,得到最终的衍射效果。

7 讨论与分析

以下给出两个计算实例:

1) 标准 0.7" DMD, 由 1024 pixel \times 768 pixel 构成, 每个像素边长 $\delta_0 = 13.68 \mu\text{m}$ 。为了讨论方便, 计算入射光沿着 $\xi\zeta$ 和 $\eta\zeta$ 所组成的第 I 卦限角平分面入射, 即 $\phi_0 = \pi/4$, 且设定 $\theta_0 = 168^\circ$, 与倾斜的小反射镜法线重合。

根据上述物理模型, 图 6 给出计算得到的 0.7" DMD 在角平分面上 ($\phi = 45^\circ$) 的衍射强度分布, 其中红色曲线代表单像素因子, 蓝色曲线代表多光束干

涉(彩图请见网络电子版)。由图可见, 光强极大值位置由多光束干涉决定, 分别位于 $\theta = 6.5^\circ$ 和 $\theta = 15.8^\circ$ 。同时干涉强度受单像素因子调制。当然这是 DMD 填充因子约为 1 的结果, 如果考虑反射镜比像素尺寸小, 单像素的衍射宽度加宽, 调制效应减弱。

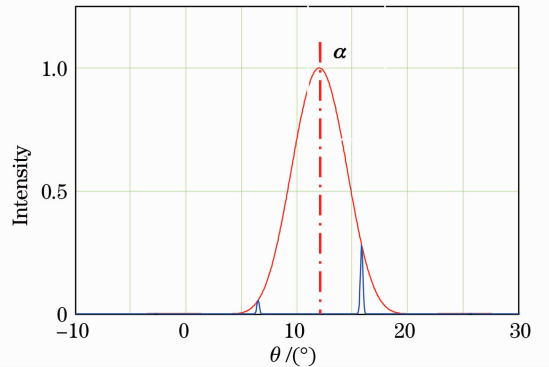


图 6 0.7" DMD 在角平分面上 ($\phi = 45^\circ$) 的衍射强度分布 (红曲线代表单像素因子, 蓝曲线代表多光束干涉)

Fig. 6 Diffractive distribution of light radiating on a 0.7" DMD at the angle-bisecting plane (red curve for the single pixel factor, blue for the multiple-pixel interference)

在图 1 所示可调谐光纤激光器系统中, 由于多像素极大必须位于透镜 1 所限定的通光孔径中, 才有可能回到放大环路中形成激光。因此如果设入射

光沿光轴入射,这相当于要求

$$\alpha'_{p,q}(-\alpha) > \cos \Delta\theta, \quad (23)$$

式中 α 为入射光单位矢量, $\alpha'_{p,q}$ 为衍射 (p, q) 阶主极大方向对应的矢量。

$$\Delta\theta = \arctan(12.7/75) \approx 9.7^\circ,$$

式中 12.7 mm 和 75 mm 分别为实验示意图 1 中所用透镜 1 的通光半径和焦距。因此(23)式实际构成约束条件。表 1 为计算得到的本例中光强不显著为

表 1 0.7" DMD 中光强不显著为零的多像素极大

Table 1 Irradiance maxima of light radiating on a 0.7" DMD

| p/q | -4 | -3 | -2 | -1 |
|-------|------------|------------|------------|------------|
| -4 | — | 21.2/212.2 | 18.4/194.6 | — |
| | — | (0.022) | (0.015) | — |
| -3 | 21.2/237.8 | 15.8/225 | 12.0/202.4 | 11.3/170.1 |
| | (0.022) | 0.279 | 0.148 | (0.021) |
| -2 | 18.4/255.4 | 12.0/247.6 | 6.5/225 | — |
| | (0.015) | 0.148 | 0.055 | — |
| -1 | — | -11.3/99.9 | — | — |
| | — | (0.021) | — | — |

Notes: The first line corresponds to θ/ϕ , the second line corresponds to $I(\theta, \phi)$ for different steps.

2) 标准 0.55" DMD, 它也是由 1024 pixel \times 768 pixel 构成, 每个像素边长 $\delta_0 = 10.8 \mu\text{m}$ 。设定入射光沿着 $\theta_0 = 168^\circ, \phi_0 = 45^\circ$ 入射。计算仅得到一个很强的多光束极大峰 $I_{(-2,-2)} \approx 0.98$, 对应衍射角 $\theta = 11.42^\circ, \phi = 225^\circ$ 。由图 7 可见, 多光束极大级位于单像素因子的极大近旁, 接近于闪耀条件。这个极大级亦满足实验约束条件。这一计算结果与实验中 0.55" DMD 仅观察到 1 条明亮衍射光是完全一致的, 证明理论计算的正确性。

由于系统工作时只对选中像素施加寻址电压, 促使其倾斜。而入射光照射在未选中像素及光栅平面其余部分的反射均属于直接平面反射光, 如图 8

零的多像素极大。表中各阶对应的第一行为 (θ/ϕ) , 第二行为 $I(\theta, \phi)$ 的相对值。其中不满足约束条件的项加括号, 既符合约束条件, 光强又不显著为 0 的仅 4 项, 且关于角平分面对称分布, 这从系统的对称性就可以事先看出。这一理论计算结果与实验中利用 1550 nm 波长的光照射 0.7" DMD 后, 通过红外荧光卡观察到在一个较大立体角内 4 个较明显的衍射级是完全一致的。

所示, 这部分光不会耦合进入光纤准直器, 因此被大量损耗。通过图 8 这种理想的系统配置, 可以达到所选波长的光被增益放大, 其它波长的光被衰减损耗的目的。图 9 为基于图 1 实验装置, 采用 0.55" DMD 为波长选择器获得的不同波长的激光输出。所有信号的边模抑制比均达到 50 dB, 由此可见 0.55" DMD 有助于明显提高系统的稳定性和可靠性。

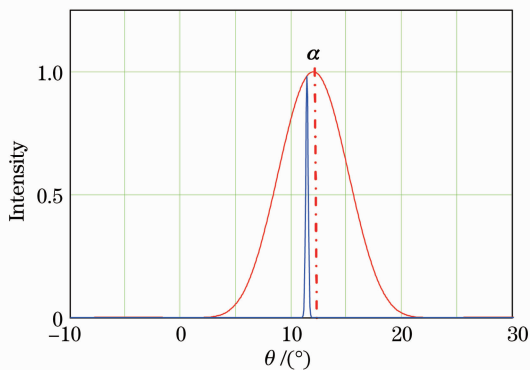


图 7 0.55" DMD 在角平分面上 ($\phi = 45^\circ$) 的衍射强度分布

Fig. 7 Diffractive distribution of light radiating on a 0.55" DMD at the angle-bisecting plane

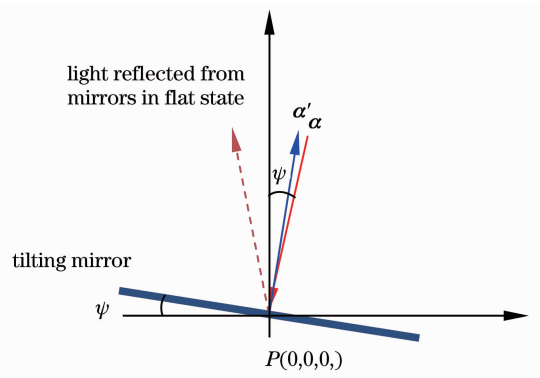


图 8 DMD 系统的光束理想配置方法
Fig. 8 Optimal experimental configuration of light radiating on a DMD system

8 结 论

研究了利用 DMD 的衍射效应作为波长选择器, 将其应用于可调谐光纤激光器中, 理论分析了这

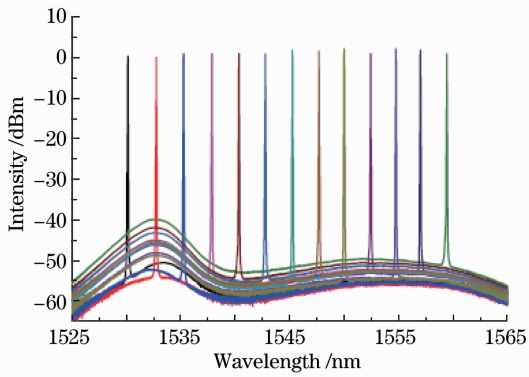


图9 基于0.55" DMD的光纤激光器输出的不同波长信号

Fig. 9 Measured output intensities of the DMD-based fiber laser with the wavelength tuning over C-band

种二维 DMD 光栅的衍射效率与入射光角度, 像素间距等物理参量之间的定量关系, 以期达到减小 DMD 衍射损耗, 提高系统稳定性的目的。根据物理模型与理论推导, 讨论和比较了 0.7" 和 0.55" 两种尺寸的 DMD 在单像素因子和多像素干涉共同作用下的衍射级数和强度分布等。研究结果表明: 当波长 1550 nm 的光沿着与倾斜 12° 的小反射镜法线入射 ($\theta_0 = 168^\circ$) 时, 0.7" DMD 在满足实际约束条件和光强不显著为零的条件下, 允许出现 4 个干涉极大值, 但这 4 个衍射光由于均远离闪耀条件, 因此光强较弱。相比较, 0.55" DMD 仅出现 1 个干涉极大值, 且由于接近闪耀条件, 因此光强明显高于 0.7" DMD 的情况。理论计算与实验观测结果完全一致。由此

可见, 在可调谐光纤激光器中, 利用 0.55" DMD 光栅作为波长选择器的效果比 0.7" DMD 的更好。

参 考 文 献

- 1 Dana Dudley, Walter Duncan, John Slaughter. Emerging digital micromirror device (DMD) application [C]. *SPIE*, 2003, **4985**: 14~20
- 2 Yu Qing, Yu Xiaofen, Liu Wenwen *et al.*. Re-studies on parallel confocal measurement system with digital micromirror device[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **3**(5): 0523005
余 卿, 余晓芬, 刘文文等. 数字微镜器件用于并行共焦测量的再研究[J]. *光学学报*, 2011, **3**(5): 0523005
- 3 Lu Minghai, Shen Xia, Han Shensheng. Ghost imaging via compressive sampling based on digital micromirror device[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(7): 0711002
陆明海, 沈 夏, 韩申生. 基于数字微镜器件的压缩感知关联成像研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(7): 0711002
- 4 Huang Dajie, Fan Wei, Lin Zunqi. Spatial laser beam shaping using digital micromirror device[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(5): 0502008
黄大杰, 范 薇, 林尊琪. 数字微镜器件用于光束空间整形[J]. *中国激光*, 2011, **38**(5): 0502008
- 5 Wang Dapeng, Wei Sui. Characterization of a digital micromirror device for computer generated holographic video[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(1): 50~55
王大鹏, 韦 穗. 数字微镜器件在视频全息中的应用[J]. *光学学报*, 2008, **28**(1): 50~55
- 6 Zhou Wang. Study on enhancing dynamic range of CCD image based on digital micro-mirror device [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3): 638~642
周 望. 基于数字微镜器件技术提高面阵 CCD 相机动态范围的研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(3): 638~642
- 7 Feng Xiao, Kamal Alameh, Yong Tak Lee. Opto-VLSI-based tunable single-mode fiber laser[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(21): 18676~18680
- 8 Lei Peng, Xinzhu Sang, Binbin Yan *et al.*. Tunable dual-wavelength fiber, laser based on an opto-VLSI processor and four-wave mixing in a photonic crystal fiber [J]. *Optics and Laser Technology*, 2012, **44**(4): 935~938

栏目编辑: 李文洁