



衍射波导用于大视场角的物理问题

邬融 孙明营 周申蕾 乔战峰 华能

Physical problems of diffraction waveguide used in large field of view

Wu Rong Sun Ming-Ying Zhou Shen-Lei Qiao Zhan-Feng Hua Neng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 234209 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200835

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200835>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

用全内反射瞬逝场照明磁镊研究Bloom解旋G-四联体

Study of Bloom resolving G-quadruplex process by using high resolution magnetic tweezer with illumination of total internal reflection
物理学报. 2017, 66(18): 188701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.188701>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings
物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

菲涅耳非相干数字全息大视场研究

Fresnel incoherent digital holography with large field-of-view
物理学报. 2019, 68(10): 104204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182216>

磁光平面波导的单向传播特性

Properties of one-way propagation in the magneto-optical planar waveguide
物理学报. 2020, 69(7): 074206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191795>

基于室内可见光通信技术的新型两级光学接收天线设计与分析

Design and analysis of novel two-stage optical receiving antenna for indoor visible light communication technology
物理学报. 2018, 67(9): 094201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172341>

星载多角度偏振成像仪非偏通道全视场偏振效应测量及误差分析

Full field of view polarization effect measurement and error analysis of non-polarized channels of spaceborne directional polarimetric camera
物理学报. 2017, 66(10): 100701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.100701>

衍射波导用于大视场角的物理问题*

邬融† 孙明营 周申蕾 乔战峰 华能

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

(2020 年 6 月 2 日收到; 2020 年 7 月 29 日收到修改稿)

衍射光栅已在波导中得到广泛应用, 能将光束或图像从耦合端传输并在预定位置耦合输出, 不过在应用于诸如增强现实/虚拟现实等大视场角 (field of view, FOV)、彩色光源时会存在 FOV 不匹配、视场缺失、出射不均匀等问题. 故从这些物理问题出发, 推导出衍射波导的 FOV 上限、视场完整的理论边界公式, 在此基础上再分别针对单色波和复色波进行深入研究. 得出单层衍射波导在常规高折射率 $n = 1.75$ 条件下, 支持单色波 FOV 理论上限约 48° , 支持复色波颜色系数 $q = 1.3$ 的 FOV 理论上限 26.4° , 更大 FOV 就需要配置更高折射率和更小 q 值. 视场完整性的边界条件表明, 减小长波的最大衍射角和减薄波导厚度就能解决视场缺失的问题, 实用最大衍射角一般不超过 75° , 波导层厚度根据 FOV 大小一般在 $0.5\text{--}1.0\text{ mm}$ 之间. 最后提出将各全内反射视场展开为光线追迹图的方法和瞳孔均摊接收各角度光能的分布函数, 就此可求解光栅耦合出的最佳位置, 并利用分布函数的倒数来约束投射光的角分布或者光栅效率的角分布, 以在任意位置都能接收均匀出射视场: 单色波导的均匀性从 0.27 提高到 0.15, 单光栅复色波导中长波均匀性从 0.40 提高到 0.28. 这些研究结果有助于解决衍射波导用于大 FOV 和复色光的难题.

关键词: 衍射光栅, 平面波导, 视场角, 全内反射**PACS:** 42.79.Dj, 42.25.Fx, 42.79.Gn, 42.15.-i**DOI:** 10.7498/aps.69.20200835

1 引言

光波导是将光能从一个地方传输到另一个地方的器件, 由于光束被限制在封闭范围内, 能量传输利用率高, 故得到广泛应用, 比如光纤通信、LCD 背光和光学互联等^[1–3]. 光波导包括三部分: 1) 耦合端将光耦合到波导介质中; 2) 光线在光纤、平面玻璃等透明介质内通过全内反射 (total internal reflection, TIR) 进行传输; 3) 输出端将光耦合输出. 根据耦合输出方式不同, 可分为基于折射和反射原理的波导和基于光栅原理的衍射波导. 随着增强现实 (augmented reality, AR) 和虚拟现实 (virtual reality, VR) 等投影显示技术的应用和发展^[4–6], 具备小体积、大视场、轻薄便捷等优势

的衍射波导越来越获得学术界和工业界的青睐^[7,8]. 衍射是自然界中美丽的现象, 菲涅耳、夫琅禾费等科学家很早就将其带入到大众视野和工业应用中, 自 20 世纪 80 年代起有用于近眼显示的衍射波导研究, 从最初单色、单角度, 到现在多色、大视场, 衍射波导被推向了时代前沿^[9–11]. 表面浮雕光栅或全息体光栅等都能做衍射波导, 其研究主要包括两方面, 一是入射视场角和衍射波导参数的匹配优化, 二是优化光栅的轮廓或倾斜来达到目标衍射效率. 1995 年, 以色列 Amitai 等^[12]提出了基于衍射光栅的波导方案, 2000 年初, Levola^[13]在视场角 (field of view, FOV) 和出瞳方面开展了深入研究并提出用表面浮雕光栅实现二维扩瞳, 微软的 Kress 团队^[14]研发了基于衍射波导的 HoloLens AR 眼镜, 两代产品的双眼水平 FOV 从 30° 提高到 43° .

* 中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA25020202)、国家自然科学基金 (批准号: 61975218) 和中国科学院青年创新促进会项目 (批准号: 2018282) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 46438131@qq.com

国内自 2000 年后开始在头盔显示上进行研究, 包括北京理工大学、浙江大学、东南大学、中国航空工业集团公司洛阳电光设备研究所(洛阳 613 所)、中国科学院长春光学精密机械与物理研究所等科研院所^[15–19], 以及鲲游光电、三极光电科技(苏州)有限公司、歌尔股份有限公司等企业瞄准产品开发应用^[20]. 总的来看, 百花齐放的研究已覆盖了衍射波导的各方面, 不过在如何获得更大 FOV、如何获得更均匀出瞳效果上仍缺乏明确的物理指导和优化方案, 这正是本工作的研究内容.

衍射光栅能以不同的轮廓和倾斜角将单色、固定入射角的光束以最大效率耦合到波导中^[21,22], 同时也能多次、多方向耦合输出以方便扩瞳, 这也在之前使用透射光栅时被发现过^[23]. 本文针对多色、大 FOV 入射在衍射波导中各种边界条件的物理问题进行研究. 首先推导并给出波导支持 FOV 的理论上限公式并分别针对单色波和复色波进行了详细计算分析, 提出了颜色系数 q 值对 FOV 的影响. 其次, 研究如何优化设置光栅耦合输出区和入射分布函数, 使得瞳孔在任意位置都能接收到尽量均匀的各入射角光能. 推导出视场完整的边界条件, 用于约束最大衍射角和波导厚度; 提出了将各级全内反射视场展开为光线追迹三角图的方法, 并就此能在图中追溯最佳的光栅耦合出区的设置; 用两个实例来优化入射光角分布函数, 提高了耦合输出的均匀性, 无疑有利于大 FOV 和复色光波导. 因此, 本文研究内容及相关结果能为衍射波导的应用提供指导方向.

2 衍射波导和入射 FOV 的关系

2.1 数理关系定义

为便于后续论述清晰, 本节先对衍射波导相关数理关系进行约定. 由于无色散 0 级在波导内不能发生全内反射, 耦合时只有高级次衍射光才有可能

在波导内全内反射传输, 故通常使用 +1 或 -1 级作为传输波. 以波导界面法线为基准, 入射和衍射关系采用常见的光栅方程公式:

$$n_1 \sin \theta_{\text{in}} = n_2 \sin \theta_m + m \frac{\lambda}{d}, \quad (1)$$

式中, 入射角为 θ_{in} , 入射若是空气则折射率 n_1 近似为 1, 波导介质折射率 n_2 记为 n , m 是衍射级次标号, 衍射角为 θ_m , λ 为波长, d 为光栅常数. (1) 式对于耦合入和耦合出光栅均适用. 由于衍射级标号可正可负, 衍射角也可正可负(相对界面法线), 统一起见, 入射角为正时, 相对 θ_{in} 居于法线异侧的衍射角为正, 否则记为负. 级次正负则以 0 级为参考, 比 0 级角度大的 m 为负级次, 否则记为正级次. 此外对于衍射波导来说, 耦合入和耦合出光栅面既可同侧也可异侧, 物理上并无区别, 考虑采用透射耦合出的 AR/VR 眼镜一般配置异侧较为实用, 故绘制图 1 作为衍射波导耦合入、传输和耦合出的概略示意图. 图 1 设光源 O 在此方向 FOV 范围为 $[0, \theta]$, 左边蓝色和绿色光线表示是以 T_{-1} 作为传输波, 右边红色和淡蓝色光线表示以 T_1 作为传输波, 两者在耦合出光栅区都是 T_1 级次输出到人眼. 无论采用 T_{-1} 或 T_1 , 都要使得整个 FOV 视场光线耦合入后, 衍射角都要大于全内反射临界角 $\theta_c = \arcsin(1/n)$. 两者差别在于: 由 (1) 式可知 T_{-1} 对应光栅常数 d 接近波长即可, T_1 由于反向偏折较多要求光栅常数 d 更小, 也即光栅线更精细; 此外不同槽型斜光栅的 T_{-1}/T_1 的耦合效率也有差别, 故可根据实用来选择使用哪一级.

2.2 介质折射率与入射 FOV

不失一般性, 以下分析针对图 1 左边 T_{-1} 耦合入进行考察, 右边 T_1 耦合入只是正负号有所变化, 能获得类似公式和边界约束, 后续不再赘述. 令 L , R 标记为视场的左、右边缘光线, 入射角记为 θ_L 和 θ_R , 则 FOV 即为 $\theta_R - \theta_L$, 将 $m = -1$ 代入 (1) 式并移项, 得到衍射关系为

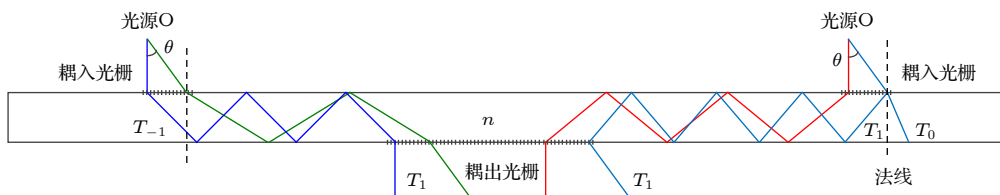


图 1 波导使用不同衍射级次耦合的简示图

Fig. 1. Schematic diagram of waveguide coupling using different diffraction orders.

$$\begin{cases} n \sin \theta_{-1,L} = \sin \theta_L + \lambda/d, \\ n \sin \theta_{-1,R} = \sin \theta_R + \lambda/d. \end{cases} \quad (2)$$

显然左光线必须要发生全内反射 (即 $\theta_{-1,L} > \theta_c$), 右光线必须要存在 (即 $\theta_{-1,R} < 90^\circ$), 是衍射波导的边界条件:

$$\frac{\lambda}{n - \sin \theta_R} < d < \frac{\lambda}{1 - \sin \theta_L}. \quad (3)$$

若波导用于复色光比如 R, G, B 三波长, 设波长上下限为 $\lambda_{\max}, \lambda_{\min}$, 则有:

$$\frac{\lambda_{\max}}{n - \sin \theta_R} < d < \frac{\lambda_{\min}}{1 - \sin \theta_L}. \quad (4)$$

(3) 式、(4) 式分别作为单色和多色耦合时, 光栅常数 d 要满足的限定条件, 显然如果 FOV 过大, 与波导介质折射率 n 不匹配的话, 则很可能无解. 故波导能支持耦合的 FOV 大小, 取决于不等式 (4) 式的右端大于左端的关系:

$$\frac{\lambda_{\max}}{n - \sin \theta_R} < \frac{\lambda_{\min}}{1 - \sin \theta_L} \Rightarrow \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} (1 - \sin \theta_L) < n - \sin \theta_R. \quad (5)$$

只要满足 (5) 式, 就能从单色波 (3) 式或复色波 (4) 式计算选定合适光栅常数 d . (5) 式表明衍射波导支持的微投 (微型投影仪) FOV 角范围与 d 无关, 仅与波长和介质折射率相关, 无疑是有意思的结论, 可以说已经规约到很简单的数学解. 下面针对单色和多色入射, 来进一步解析 (5) 式限定的含义和边界条件.

2.3 单色光波导分析

此时 $\lambda_{\max} = \lambda_{\min}$, 令 $\theta_{\text{avg}} = (\theta_R + \theta_L)/2$ 为视场中心光线入射角, 由 (5) 式有

$$1 - \sin \theta_L < n - \sin \theta_R \Rightarrow 2 \sin \left(\frac{\text{FOV}}{2} \right) \cos(\theta_{\text{avg}}) < n - 1. \quad (6)$$

故单色光条件下, 波导能传输的最大 FOV 与波长无关, 仅与中心光线角和折射率相关如表 1 所示, 这无疑也是一个很有意义的结论. 分析 (6) 式, 若 $\theta_{\text{avg}} = 0$ 即中心光线垂直波导界面, 衍射波导允许的 FOV 满足公式:

$$\text{FOV} < 2 \times \arcsin[(n - 1)/2]. \quad (7)$$

表 1 不同中心光线角和波导介质折射率支持耦合的最大 FOV

Table 1. Support maximum FOV by different configurations.

中心光线角/(°)	介质折射率 n	FOV _{max} /(°)	介质折射率 n	FOV _{max} /(°)
10	1.5	29.41	1.75	44.76
15	1.5	30.00	1.75	45.68
20	1.5	30.85	1.75	47.03
25	1.5	32.02	1.75	48.88
30	1.5	33.55	1.75	51.31

由于双眼 AR/VR 左右两边各有一个微投, 设计上能将左右图像正好投射到两眼轴的左边和右边如图 2 所示, 双眼合成 FOV 等效于两微投 FOV 之和, 故此方向双眼 FOV 理论最大为 2 倍单微投的 FOV_{max}. 此配置下, 某边缘光线会垂直界面、中心光线角满足 $|\theta_{\text{avg}}| = \text{FOV}/2$, 代入 (6) 式得到单微投 FOV 为

$$\text{FOV} < \arcsin(n - 1). \quad (8)$$

不过左右图像大部分情况会配置成有重叠, 故双眼在此方向 FOV 为

$$\text{FOV}_{2\text{eyes}} = 2 \times \text{FOV} - \theta_{\text{ov}}, \quad (9)$$

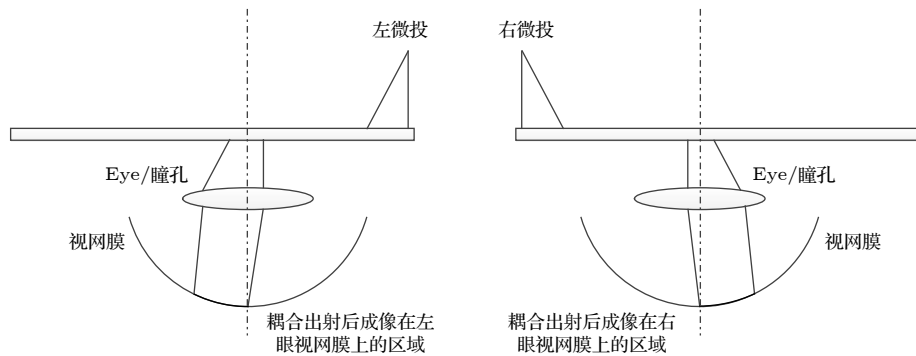


图 2 左右微投发光经波导耦合输出到人眼, 重叠视场正好为 0 的理想情况

Fig. 2. The left and right micro-projector output light to the human eye by waveguide, where the overlapping field of view is exactly 0.

式中 θ_{ov} 是重叠 FOV, 参考人眼成像模型, 最大约为单微投 FOV 的一半. 举例 (考察 $\theta_{ov} = 0$ 的情况): 当 $n = 1.5$ 时, 支持单微投 $FOV_{\max}$ 是 30° , 合成视场 $FOV_{2\text{ eyes}}$ 最大可到 60° ; 当 $n = 1.75$ 时, 单微投 $FOV_{\max}$ 约 48.6° , 合成视场 $FOV_{2\text{ eyes}}$ 将达到 97° ; 当 $n = 2$ 时, 单微投 $FOV_{\max}$ 能达理论最大值 90° , $FOV_{2\text{ eyes}}$ 将能到 180° .

考虑最大折射率 n 到 2, 图 3 计算显示 $\theta_{\text{avg}} = FOV/2$, 衍射波导支持的最大 FOV 角、光栅常数 d 与介质折射率 n 之间的关系. 由此可见, 对于单色光或者窄带光的 VR/AR 眼镜来说, 使用常规折射率 n 为 $[1.50-1.75]$ 的材料, 能轻松支持单微投 $30^\circ-48^\circ$ 的 FOV. 如果需要支持更大 FOV, 必然要选择更高折射率的介质材料, 用 (6) 式或其特例 (7) 式、(8) 式, 以及 (3) 式来解析相应的 n , FOV 和 d 的配置.

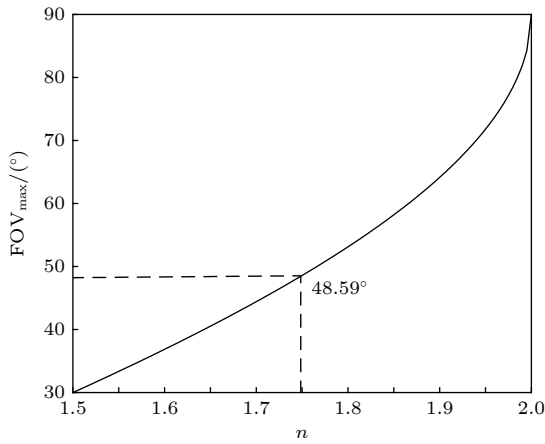


图 3 单微投 $\theta_{\text{avg}} = FOV/2$ 时, 衍射波导支持的最大 FOV 角度与折射率关系

Fig. 3. Relationship between the maximum FOV and the refractive index when $\theta_{\text{avg}} = FOV/2$.

2.4 复色光波导分析

彩色图像投射是更吸引人的. 为改善最终在出瞳位置的颜色均匀性、减小彩虹效应, 当前眼镜大都简单采用 3 层光栅波导, 每一层分别耦合传输 R, G, B 三个分量的光. 该方案的优点是每层只需考虑单色光, 故根据 2.3 节所述, 采用常规折射率材料即可. 不过衍射波导的 3 倍成本、匹配组装的工艺难度以及 3 层波导的厚度增大, 是规避不了的问题.

本节计算分析单光栅波导用于复色波的边界条件, 从源头展示如何用一层光栅作用于 RGB 三

色、并实现最大 FOV. 无论是 micro-LED 还是激光束扫描的微投, 都能用三色光来合成白光效果, 比如 $R = 633\text{ nm}$, $G = 532\text{ nm}$, $B = 450\text{ nm}$, 则 $\lambda_{\max} = 1.41\lambda_{\min}$, 不妨令 $\lambda_{\max} = q\lambda_{\min}$, 则 q 相当于光源的单色性. 依据微投的发光配置方式, q 取值范围在 1.30—1.75 之间. 将 q 代入 (5) 式中定义, 有

$$\begin{aligned} \sin \theta_R - q \sin \theta_L &< n - q \\ \Rightarrow 2q \cos(\theta_{\text{avg}}) \sin(FOV/2) \\ &- (q - 1) \sin \theta_R < n - q. \end{aligned} \quad (10)$$

由 (10) 式可知, 为尽可能支持大视场多色光波导, 介质折射率 n 应该越大越好, 颜色系数即单色性 q 越小越好, 不过两者总是有边界的, 这也就制约了单光栅能支持最大复色光波导 FOV 的能力. 类似上一节分析, 先考察微投中心光线垂直于界面的情况, 即 $\theta_{\text{avg}} = 0$, 此时 $\theta_R = FOV/2$, 故 (10) 式简化为

$$FOV < 2 \times \arcsin\left(\frac{n - q}{1 + q}\right). \quad (11)$$

q 取可行的小值, 如 1.3 ($R = 620\text{ nm}$, $B = 475\text{ nm}$). 当 $n = 1.5$ 时, $FOV_{\max}$ 约为 9.97° ; 当 $n = 1.75$ 时, $FOV_{\max}$ 约为 22.56° ; 当 $n = 2$ 时, $FOV_{\max}$ 约为 35.43° . 可见微投中心光线垂直波导表面时, 支持多色 $FOV_{\max}$ 很小, 即使用 $n = 2$ 超高折射率玻璃, 理论最大也就 35° .

考察两微投左右投射各半图像到双眼中的情况, 此时 $|\theta_{\text{avg}}| = FOV/2$, $\theta_R = FOV$, 故 (10) 式简化为

$$FOV < \arcsin(n - q), \quad (12)$$

当 $q = 1$ 单色光时, (11) 式和 (12) 式分别归约到 (7) 式和 (8) 式; $q > 1$ 多色光进入时, 所能支持的最大 FOV 相对就小. 举例: $n = 1.5$, $q = 1.3$ 时, $FOV_{\max}$ 约为 11.5° ; $n = 1.75$, $q = 1.3$ 时, $FOV_{\max}$ 约为 26.4° ; $n = 2$, $q = 1.3$ 时, $FOV_{\max}$ 约为 44.4° . 图 4(a) 更详细地显示了 $q = 1.3$ 条件下, 单光栅能支持多色波导最大 FOV 角与折射率 n 的关系; 或固定折射率 $n = 1.75$, FOV 随光源单色性 q 的关系如图 4(b) 所示.

考察实际应用, 比如要求大 FOV 的 VR 眼镜, 双眼 FOV 到 100° , 计入一定重合量则单眼 $FOV_{\max}$ 需要达到 $65^\circ-70^\circ$, 从图 4 来看单光栅波导是无解的. 考虑人眼聚焦和舒适度, AR 眼镜对 FOV 要求相对较小、通常双眼在 $40^\circ-50^\circ$ 区间, 上述当

$n = 1.75$, $q = 1.3$ 时, 单光栅波导能支持 $\text{FOV}_{\max}$ 约 26.4° , 代入 (9) 式并计入一定重合量后, 双眼 FOV 预计能到 45° 左右.

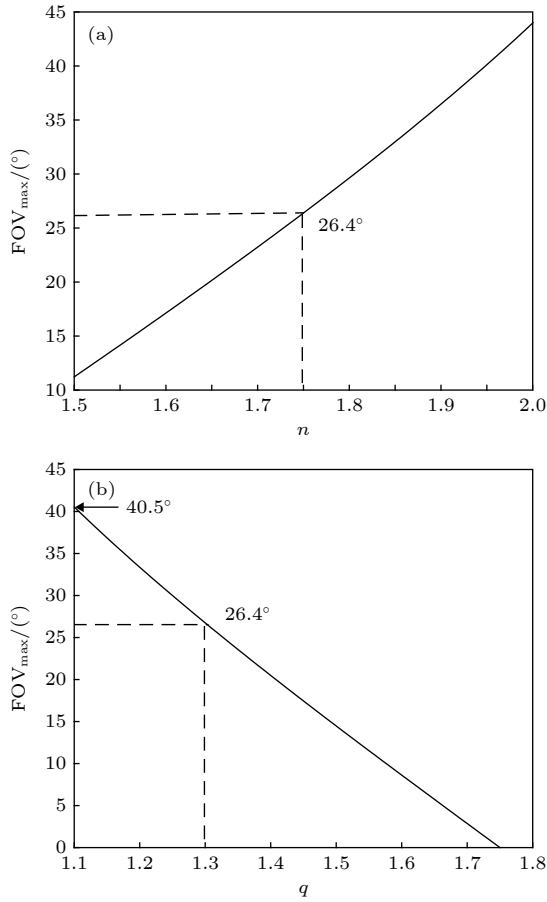


图 4 单微投 $\theta_{\text{avg}} = \text{FOV}/2$ 时 (a) 固定 $q = 1.3$, 单光栅支持多色光波导的 FOV 角度随 n 变化曲线; (b) 固定 $n = 1.75$, 单光栅支持多色光波导的 FOV 角度随 q 变化曲线

Fig. 4. When $\theta_{\text{avg}} = \text{FOV}/2$: (a) $q = 1.3$, the relation curve between multi-color FOV and n supported by single grating; (b) $n = 1.75$, the relation curve between multi-color FOV and q .

既然单层光栅用于复色波导, 受限于上述边界条件, 可折衷考虑多做一层来满足更大 FOV 的耦合需求. 就颜色发光模型来说, 蓝光和绿光波长相对接近, 红光偏大很多, 故采用两层光栅波导来做彩色也是可行方向: 第一层针对蓝光和绿光设计 (比如 $G = 520 \text{ nm}$, $B = 475 \text{ nm}$, 则此层 $q = 1.1$), 第二层针对红光就为 2.3 节单色波情况. 由图 4(b) 来看, $n = 1.75$ 、蓝绿 $q = 1.1$, 采用两层光栅波导, 双眼三色 FOV 预计能做到 60° — 70° ; 提高折射率 $n = 2$, 则单眼 FOV 最大 64.2° , 预计能接近 VR 双眼 100° 的要求.

上述 (11) 式、(12) 式是 $\theta_{\text{avg}} = 0$, $\text{FOV}/2$ 的特

殊情况公式, 当左右图像要有一定重合时, 视场中心角必然是一般值. 比如人类单眼水平视角约 150° , 双眼合计水平视角约 190° , 重合角 θ_{ov} 约 110° . 因此不同应用投射图像不一定正好贴合眼轴, 可能会有所重叠、也可能会错开, 则两微投的中心光线角度也要随之改变, 形成所需投射效果. 故再考虑 θ_{avg} 为变量, 将 $\theta_{\text{R}} = \theta_{\text{avg}} + \text{FOV}/2$ 代入 (10) 式:

$$2q \cos(\theta_{\text{avg}}) \sin(\text{FOV}/2) - (q - 1) \sin(\theta_{\text{avg}} + \text{FOV}/2) < n - q. \quad (13)$$

采用变量代换以及正余弦公式, 经过一系列数学推导解得:

$$\text{FOV} < 4 \arctan \left[\frac{a - \sqrt{a^2 - (n - q + b)(n - q - b)}}{n - q - b} \right], \quad (14)$$

其中 $a = (q + 1)\cos(\theta_{\text{avg}})$, $b = (q - 1)\sin(\theta_{\text{avg}})$, 显然根号内数值必须大于 0 才有解, 它限定了 n , q , a , b 的边界条件. 故设置各微投中心光线角 θ_{avg} 后, 再结合 n , q 等参数, 由 (14) 式来计算具体配置下, 单层波导能支持多色波的最大 FOV.

3 衍射波导和出射视场重叠优化

不同于传统波导只需针对单色、固定角度的应用, 衍射波导用于眼镜有天然难度, 一是光线入射 FOV 范围大, 二是彩色波长范围很宽. 因衍射色散导致介质内各传输光线的角度差异非常大, 使得波导介质内不同入射角和不同颜色光线的全反射角和次数有很大差异, 导致各光线在光栅耦合端输出次数/光能密度就有很大差异, 瞳孔接收的光能和颜色分量等均匀性较差, 甚至会无法接收到某些视场区域, 出现类似文献 [20] 描述的彩虹和缺块效应, 这对扩瞳来说是不利的. 实际上, 只要结合理论计算和设计, 这些问题都可以规避或者弱化.

3.1 耦合输出全视场的边界条件

图 5 所示衍射波导传输图中, 记光栅耦合输入为表面 1, 光栅耦合输出为对面的表面 2, 微投点光源到表面 1 的距离为 s , 其视场左、中、右光线在光栅耦合输入面的交线为紫色 L、绿色和红色 R, 波导介质厚度为 t . x 轴以 O 为原点, 沿衍射传输方向为正方向, 定义 k 表示某一次全内反射, 图中 k_2 表示表面 2 的全内反射视场, k_1 表示表面 1 的

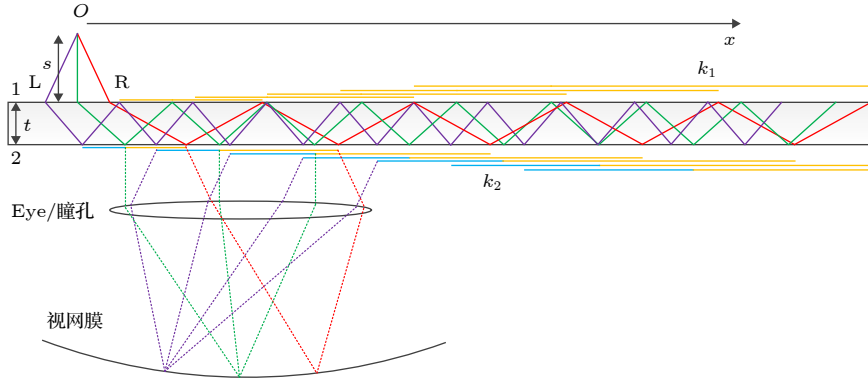


图 5 衍射波导的光线传输以及全反级次视场标记

Fig. 5. Light transmission of diffraction waveguide and FOV marker of TIR.

全内反射视场, 显然本图中 k_2 为奇数、 k_1 为偶数. 因衍射色散强烈依赖于光线的入射角和波长, 故小衍射角的紫光线反射次数最多, 大衍射角的红光线反射次数最少, 比如图 5 分别有 4 紫、3 绿、2 红的光线耦合输出到人眼视网膜上, 意味着进入人眼的光能不均匀. 每次表面发生全反射, 图像沿 x 方向都有一定范围, 不妨用 x_L, x_R 表示, 则输入面微投视场的左右边界光线 x 坐标为

$$\begin{cases} x_L^0 = s \cdot \tan(\theta_L), \\ x_R^0 = s \cdot \tan(\theta_R). \end{cases} \quad (15)$$

两边界光线衍射角分别记为 β_L 和 β_R , 复色波时 β_L 对应短波左边界光线、 β_R 对应长波右边界光线. 每发生一次全内反射, 视场左端和右端的 x 坐标增量分别为

$$\begin{cases} \Delta x_L = t \cdot \tan(\beta_L), \\ \Delta x_R = t \cdot \tan(\beta_R), \end{cases} \quad (16)$$

第 k 次全内反射视场的左右两端 x 坐标为

$$\begin{cases} x_L^k = x_L^0 + t \cdot \tan(\beta_L), \\ x_R^k = x_R^0 + t \cdot \tan(\beta_R), \end{cases} \quad (17)$$

则第 k 次全内反射视场的 x 方向宽度为

$$L^k = x_R^k - x_L^k = (x_R^0 - x_L^0) + kt [\tan(\beta_R) - \tan(\beta_L)]. \quad (18)$$

由于耦合衍射角 $\beta_L < \beta_R$, 故 $\Delta x_L < \Delta x_R$, 因此随着 k 增大, 视场右端 x 坐标增量要快于左端 x 坐标增量, 导致 L_k 不断增大, 图 5 表面 1 用橙色标注每个 k_1 的视场, 下表面 2 用蓝+橙标注每个 k_2 的视场 (中心绿光线为一半视场的分界), 更形象展示出右端增长速度远快于左端, 无法在固定位置放置耦合输出光栅. 这正是用于大 FOV、复色光的衍射波导

设计难度所在: 因无法兼顾所有不同入射角/颜色的光线, 而导致耦合输出视场出现明暗 (各 FOV 光强不均匀) 和彩虹 (颜色不均匀) 问题.

令眼睛瞳孔尺寸为 l , 显然当 $L^k > l$ 时, 出现 l 无法覆盖第 k 次视场的情况, 不过此处瞳孔仍能接收其他级次的部分视场, 故只要设计得当, 就能在人眼中输出完整视场, 否则就必然会出现视场缺失问题. 由图 5 及 (16) 式可知, 最右端衍射光线在下表面 2 上相邻两次全内反射的最短间距是 $2\Delta x_R$, 若用激光扫描会有一定线宽 w , 则此间距能更窄一点, 故由此得到必要的边界条件: 瞳孔尺寸 l 不小于该间距才能看到所有入射图像, 否则就出现部分视场光线无法进入瞳孔的问题, 即

$$2t \times \tan(\beta_R) - w \leq l. \quad (19)$$

因此, 减薄波导厚度 t 与减小最大衍射角 β_R 是有利的, β_R 与最大入射角、光栅常数和波长相关, 多色波导时 β_R 为长波的最大衍射角, 显然光栅常数 d 尽可能大则 β_R 就能尽量小, 如前所述实用时 β_R 一般控制不超过 75° .

3.2 光栅耦出区域的优化设计

本节优化光栅耦合输出区域的位置和宽度, 将图 5 所示 k 级全内反射视场的 x 方向坐标和宽度, 展开为如图 6 所示的光线追迹三角图, 紫线对应最小衍射角、红线对应最大衍射角, 蓝线为耦入光栅面, 后续橙线为在表面 2 上每次全反射的视场, 那么蓝橙线间距为波导厚度 t , 橙线间距为两倍厚度即 $2t$. 故耦合输出面的级次 k 都是奇数, 相邻视场左右端的 x 坐标增量即为 $2\Delta x_L$ 和 $2\Delta x_R$. 自图 6 来看, 全内反射视场右端能快速进入光栅区, 而其左端缓慢进入光栅区, 定义

$$\text{fastTimes} = \frac{ke_{\text{last}} - ke_{\text{first}}}{2} + 1,$$

$$\text{slowTimes} = \frac{ks_{\text{last}} - ks_{\text{first}}}{2} + 1, \quad (20)$$

其中, 下标 last 表示最后一次在光栅区, first 表示首次进光栅区, ks , ke 分别表示初次进入和最后一次离开的视场级次, 均能由光源到光栅区 x 方向距离和全内反射视场两端增量 (16) 式对应计算出. fastTimes 是最大衍射角所需耦合输出次数, slowTimes 是最小衍射角的耦合输出次数.

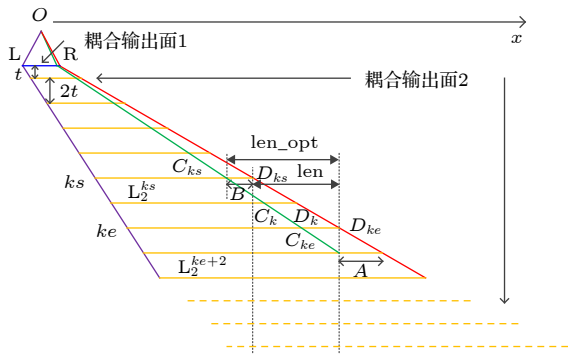


图 6 各视场的光线追迹展开图
Fig. 6. Expanded ray-tracing of FOV.

图 6 以最大衍射角输出 fastTimes = 3 为例, 令 D_k 是第 k 级橙线与红线交点, 假设光栅区初始位置是 D_{ks} 和 D_{ke} 之间 (即图中长虚线区域), 光栅区初始宽度为 $\text{len} = 4\Delta x_R$. 令 C_k 为图中绿线与橙线的交点, C_{ks} 左侧视场必能至少耦合输出 3 次 (长虚线往下覆盖橙线各 FOV 的次数), 而第 $ke + 2$ 视场的右端 A 部分 (对应长虚线内每条橙线 C_k 到 D_k 之间那部分视场) 只能耦合输出 2 次, 故光栅区宽度优化要么往右包含 A (不含右端点 D_{ke+2}), 要么往左到图中 B 部分, 才能使得视场所有光线都至少能耦合输出 3 次. 考虑到 A 区较宽, 会使得其他小衍射角耦合输出次数增多, 故本文选用往左优化至图中对应宽度较窄的 B 部分, 是为最佳, 由于 A 宽度为 $2\Delta x_R$, 可简单采用份额比例来近似求解 len_B 有

$$\text{len}_B = \frac{L_2^{ks}}{L_2^{ke}} \times 2\Delta x_R, \quad (21)$$

则优化光栅区宽度为

$$\text{len}_{\text{opt}} = \text{len} + \text{len}_B = \left(\text{fastTimes} - 1 + \frac{L_2^{ks}}{L_2^{ke}} \right) \times 2\Delta x_R. \quad (22)$$

由此, 光栅区优化设置为: 终止 x 坐标为第 ke 级视场右端, 光栅区 x 方向宽度 len_{opt} 由 (22) 式算得.

3.3 单色光耦合输出与输入亮度的优化

虽然耦出光栅能在刻蚀深浅变化上做出优化 [13,14], 不过深度变化仅能调整瞳孔在不同位置的整体亮度, 而无法在同一位置调节瞳孔接收不同角度光线的均匀性. 故将扩瞳均匀输出的压力都让光栅承担也并不现实, 还得在微投入射源做相应优化, 才能获得不错结果. 本节先考察单色波不同入射角的耦合输出, 参数为: $\theta_{\text{avg}} = 18.5^\circ$, $\text{FOV} = 37^\circ$, 波长 $\lambda = 620 \text{ nm}$, $n = 1.75$, $s = 2 \text{ mm}$, $t = 0.95 \text{ mm}$, $d = 618 \text{ nm}$, $w = 0.5 \text{ mm}$, 瞳孔 $l = 4 \text{ mm}$, 容易算得满足边界条件 (19) 式, 故瞳孔在任意位置都能接收视场所有光线. 若要求光栅区起始 x 坐标 (到光源距离) 不低于 16 mm , 最大衍射角光线耦合输出次数 $\text{fastTimes} = 5$, 由 (16) 式、(20) 式和 (22) 式算得到光栅区终止 x 坐标约为 38.7 mm 和 len_{opt} 约 19.7 mm , 光栅区 x 坐标为 $[19.0, 38.7] \text{ mm}$. 继续由 (20) 式算得光栅区覆盖左端慢速级次 $\text{slowTimes} = 15$ 次, 也就意味最大衍射角与最小衍射角的耦合输出次数相差 3 倍. 图 7(a) 显示了光栅区内所有入射光线在光栅区的全反射次数, 显然若按倒数关系约束微投图像中 x 方向入射角的光能分布如图 7(b), 就能使得视场所有角度的光线在光栅区形成均匀的全反射光能覆盖, 故本例算得投射图像 0° 到边缘 37° 的光强要差 3 倍.

深入研究发现, 一方面光栅区每次全内反射耦合输出光能后必然影响后续的耦合输出, 另一方面瞳孔只占整个光栅区的小部分, 故要考虑这两方面对瞳孔接收光强均匀性的影响. 显然优化 fastTimes 和 slowTimes 差距是最先想到的方案, 不过一旦 d 和 FOV 固定后, 衍射色散效应也就定下来, 单纯调节波导厚度 t 无法消除此差距, 利用稍复杂的薄膜分层可以缩短此差距 [13]. 不过幸运的是, 实际瞳孔区域 l 一般只有 4 mm 左右, 其所能收集的视场光能, 对应到最大衍射角耦合输出一般是 1 次、最小衍射角耦合输出一般是 2 次, 其他 FOV 耦合输出在 1—2 次之间, 故被瞳孔接收视场的明暗差距最多是 2 倍, 这无疑是有利的. 简单起见, 令光栅区对所有角度光线都输出相同效率 $\eta = 20\%$, 整个光栅区 x 方向按 3.2 节优化的坐标为 $[x_L, x_R]$, 对于光栅区扩瞳输出来说, 瞳孔位置是随机的, 故考虑均摊或者说平均效果为佳, 可将瞳孔在 $[x_L, x_R]$ 内

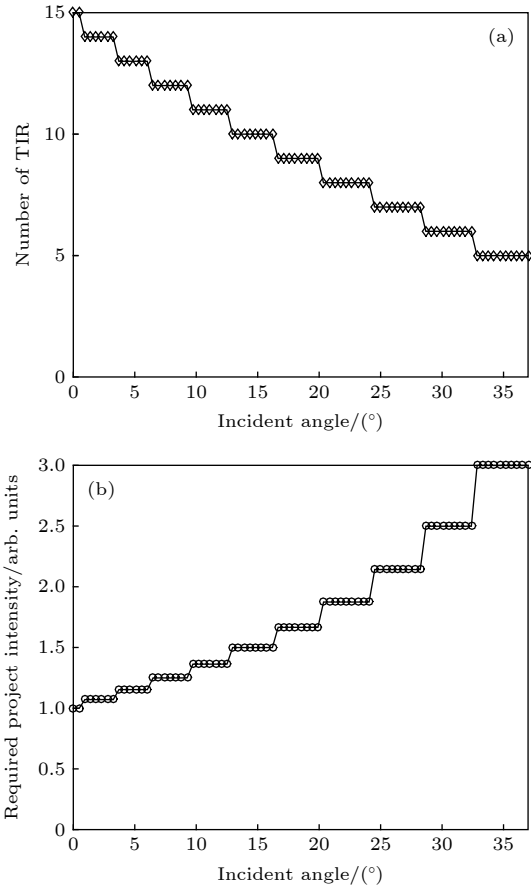


图 7 (a) 各角度光线在光栅区的全内反射次数; (b) 微投在 x 方向归一化光能的投射曲线

Fig. 7. (a) Number of TIR at various incident angles in the grating area; (b) required projection curve of micro-projector normalized light energy along the x direction.

按间距 d_s 滑动计算每个宽 l 窗口接收的各角度光线强度, 一共滑动 $n\text{Blocks}$ 次:

$$d_s = \frac{\text{len_opt} - l}{n\text{Blocks} - 1}. \quad (23)$$

依次统计每个 l 窗口接收的光能情况, 再对这 $n\text{Blocks}$ 个结果做平均, 即得瞳孔在光栅区期望接收到的视场各入射角的光能分布记为 avgE :

$$\begin{aligned} \text{enEye}(\theta_{\text{in}})_m &= I(\theta_{\text{in}}) - I(\theta_{\text{in}}, \text{prev}) - I(\theta_{\text{in}}, \text{after}), \\ \text{avgE}(\theta_{\text{in}}) &= \text{average}[\text{enEye}(\theta_{\text{in}})], \end{aligned} \quad (24)$$

式中, $I(\theta_{\text{in}})$ 是入射场耦合到波导中的光能分布函数, 简单设定为单位平面波, $I(\theta_{\text{in}}, \text{prev})$ 表示瞳孔左侧已经耦合输出的光能, $I(\theta_{\text{in}}, \text{after})$ 表示瞳孔右边剩余光能, 减掉后两者就是在瞳孔区耦合输出的光能分布函数 $\text{enEye}(\theta_{\text{in}})_m$, 下标 m 表示瞳孔在光栅区的第 m 个位置, 随后对 $n\text{Blocks}$ 个求平均即得 avgE 函数. 因此若沿 x 方向角约束投射亮度为 avgE 的倒数, 就能期望瞳孔在光栅区任意位置

都能接收到尽量均匀的视场. $\eta = 20\%$, $n\text{Blocks} = 8$ 条件下求得 avgE , 按其倒数关系设置微投 x 方向入射角的光能分布如图 8(a) 所示, 其二次曲线拟合最小值 1.1, 最大值 1.58, 即亮度差 1.4 倍, 在预期 1—2 倍范围内, 再将此曲线乘以初始 $I(\theta_{\text{in}})$ 作为新的投射源, 重新计算 avgE , 如图 8(b) 所示, 故瞳孔内光能分布均匀性得到显著提高, 各角度耦合输出光能曲线从下降趋势变为水平, 数值均匀性 pv 指标从 0.272 提高到 0.152, 此指标定义为

$$\text{pv} = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) / (I_{\text{max}} + I_{\text{min}}), \quad (25)$$

式中, 下标 max/min 表示各角度最大/最小光强, 显然 pv 越小表明均匀性越好.

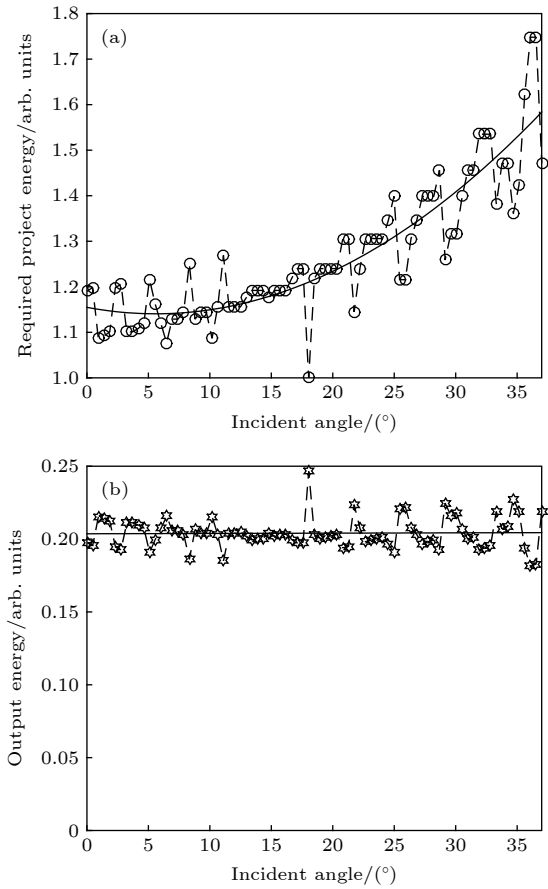


图 8 (a) 微投在 x 方向归一化光能的投射曲线; (b) 按 (a) 图对投射端优化后的重新计算结果

Fig. 8. (a) Required projected angular light energy distribution function along the x direction; (b) recalculated results after optimizing the projection by (a).

3.4 复色光耦合输出与输入亮度的优化

单光栅用于复色波导 ($R = 620 \text{ nm}$, $G = 520 \text{ nm}$, $B = 475 \text{ nm}$), 2.4 节表明 $\theta_{\text{avg}} > 0$ 时能理论支持 FOV_{max} 为 26.4° , 如前所述最大衍射角不应超 75° , 故参数选为: 中心光线 $\theta_{\text{avg}} = 11.5^\circ$, $\text{FOV} =$

23° , $n = 1.75$, $s = 2$ mm, $d = 473$ nm, $w = 0.5$ mm, 为使得红绿蓝三色都满足边界条件 (19) 式, 设置波导厚度为 $t = 0.54$ mm. 再由上述优化光栅区的终止 x 坐标和 len_opt 的相关公式 (以红光最大衍射角 $\text{fastTimes} = 5$ 为目标), 算得光栅区位置约 $[18.9, 39.1]$ mm, 即尺寸约 20.2 mm. 类似 3.3 节分析, 设三色光耦出 η 都是 20%, 计算瞳孔接收三色在 8 个位置耦合输出均值 avgE 后, 按倒数关系设置微投图像 x 方向入射角的各色光能如图 9(a) 所示, 就能期望瞳孔在不同位置都能接收到尽量均匀的耦合输出如图 9(b). 可见蓝绿光几乎无需优化投射角分布函数, 而红光必须要处理, 自拟合优化曲线来看, 最大约 1.76 倍, 最小约 1.15 倍. 红绿蓝三色在瞳孔内的均匀性, 自优化前 $\text{pv}_R = 0.404$, $\text{pv}_G = 0.144$, $\text{pv}_B = 0.162$, 改进为: $\text{pv}_R = 0.283$, $\text{pv}_G = 0.142$, $\text{pv}_B = 0.160$, 可见红光均匀性得到大幅提高. 考虑 $\theta_{\text{ov}} = [0^\circ, 11^\circ]$ 的重叠, 则双眼综合 FOV 为 $[35^\circ, 46^\circ]$, 能满足一般应用需求.

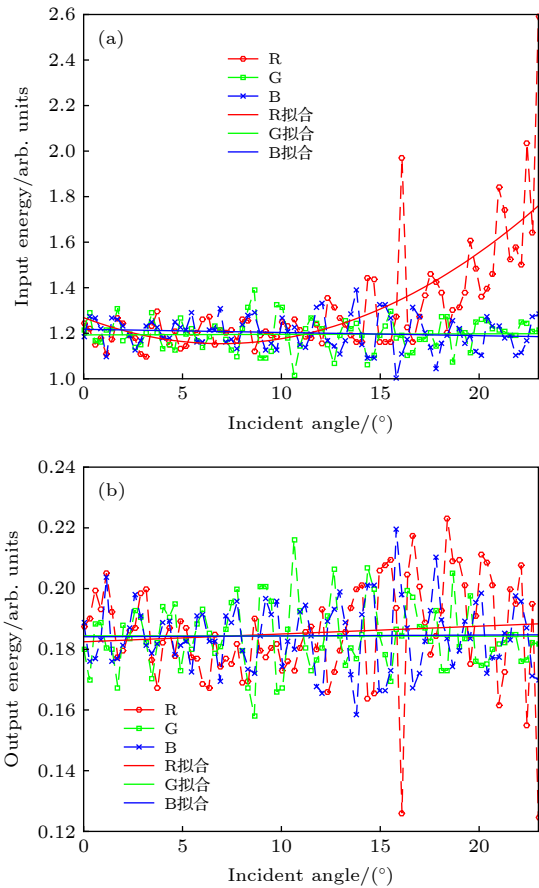


图 9 (a) 微投在 x 方向 RGB 三色光随 FOV 归一化光能的投射曲线; (b) 按 (a) 图对投射端优化后的重新计算结果
Fig. 9. (a) Required projected angular light energy distribution function of RGB along the x direction; (b) recalculated results after optimizing the projection by (a).

上一实例可见蓝绿光输出效果相对接近, 故无法获得更高折射率波导介质时, 采用两块光栅波导来做更大彩色 FOV 是可选方案, 其针对蓝绿光, 另一单独针对红光如 3.3 节所述. 因图 4(b) 中 $q = 1.1$ 支持最大 $\text{FOV} = 40.5^\circ$, 实用要偏小一点, 故设置为: 中心光线角 $\theta_{\text{avg}} = 18.5^\circ$, $\text{FOV} = 37^\circ$, $n = 1.75$, $s = 2$ mm, $d = 473$ nm, $w = 0.5$ mm. 为使得蓝、绿光都能满足边界条件 (19) 式, 设置 $t = 0.54$ mm, 并优化算得光栅区位置约 $[19.5, 39.6]$ mm 即尺寸约 20.1 mm. 类似得到下述图 10(a) 所示按 avgE 倒数关系设置的各入射角光能及相应拟合曲线, 随后依据此设计的亮度分布函数, 重新耦合输出到瞳孔的光能, 如图 10(b) 所示, 各角度耦合输出的光能曲线变为水平一致. 可见, 蓝光相对平稳几乎无需优化投射角分布函数, 而绿光大角度需投射更多光能才行, 自优化前的 $\text{pv}_G = 0.301$, $\text{pv}_B = 0.125$, 改进为 $\text{pv}_G = 0.178$, $\text{pv}_B = 0.116$, 故绿光

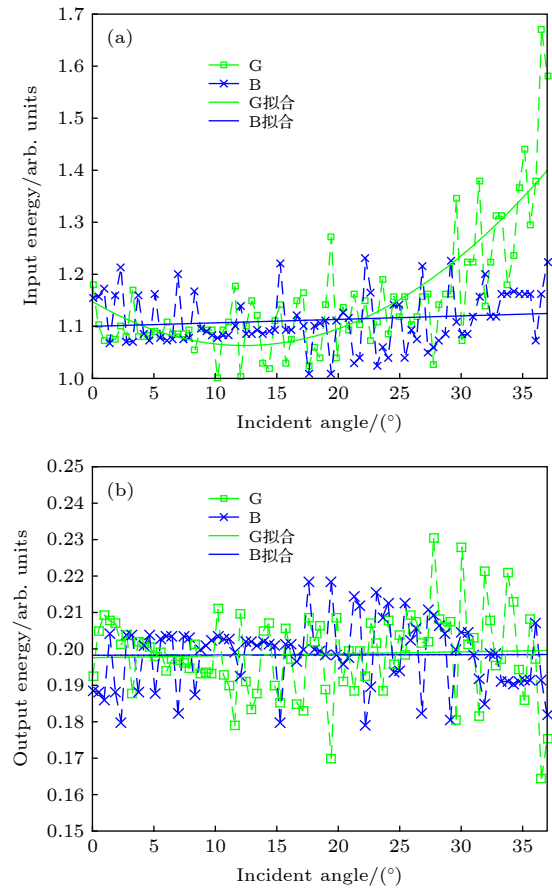


图 10 (a) 微投在 x 方向 GB 两色光随视场角度归一化光能的投射曲线; (b) 按 (a) 图对投射端优化后的重新计算结果
Fig. 10. (a) Required projected angular light energy distribution function of GB along the x direction; (b) recalculated results after optimizing the projection by (a).

均匀性得到大幅提高. 考虑比如 $\theta_{ov} = [0^\circ, 18^\circ]$ 的重叠, 则双眼综合视场角为 $[56^\circ, 74^\circ]$.

4 讨 论

本文第 2 节开展衍射波导与入射视角关系的研究, 给出波导支持视场角范围与 d 无关、仅与波长和介质折射率相关的 (5) 式, 随后分别针对单色波和复色波进行了详细计算分析. 单色波入射时, 波导传输的最大视场角与波长无关, 仅与中心光线角和折射率相关, 由 (6) 式、(7) 式、(8) 式获得的参数配置优化能适应任意单色波长; 常规高折射率 $n = 1.75$ 材料能支持单眼视场角约 48° , 极高折射率 $n = 2$ 能支持到理论最大角 90° . 复色波入射时, 受光源颜色系数 q 值的约束, 归纳出 (11) 式、(12) 式、(14) 式来求解视场角上限, 在 $n = 1.75$, $q = 1.3$ 条件下, 单眼视场角约 26.4° , 远低于单色波. 实用还要考虑最大衍射角一般不超过 75° , 此时 FOV 会比理论最大值稍小一点, 因此如果要做出双眼 $\text{FOV} \geq 50^\circ$ 的单光栅多色衍射波导, 只能往两方向努力: 一是制备折射率更大的光学玻璃或聚合物, 如 n 到 2 (美国康宁公司、德国肖特集团等厂家在推动); 二是弱化彩色分量范围, 将光源多色 q 值降低, 如低到 1.2. 或者折中采用双层光栅波导, 更能达到双眼 FOV 约 70° 的目标. 此外, 因激光 q 值几乎接近 1, 故多层光栅波导使用激光光源将有更好的视场角表现.

第 3 节研究如何优化设置光栅耦合输出区和入射分布函数, 使得瞳孔在任意位置都能接收到尽量均匀的各入射角光能. 首先给出了视场完整的基本边界条件 (19) 式, 一旦不满足此条件, 无论做出效率多高、分布多完美的光栅, 耦合输出到瞳孔中的图像都会出现部分缺失的问题. 其次就各全内反射级次视场两端增长快慢的不同, 提出将沿传输方向的全内反射视场坐标和宽度展开为光线追迹三角图的方法, 推导出 (20) 式、(21) 式来对光栅区位置和尺寸进行优化设置, 使得最大衍射角光线至少能输出, 如 3—5 次. 发现减薄波导厚度 t 与减小最大衍射角 β_R , 或者利用薄膜夹层使得各衍射角分层发生全内反射, 都能提高耦合输出均匀性. 随后引入均摊的瞳孔接收各角度光能分布函数 avgE , 利用其倒数来约束投射光的角分布, 提高瞳孔接收不同角度光线的均匀性. 最后, 对单层波导分别用于

三色和双色的两个实例, 进行计算和优化设计, 逆向获得的分布函数 $I(\theta_{in})$, 不仅可用于投射光源角分布的约束, 实际上也能用于光栅耦入/耦出角效率分布的约束, 甚至纳入后者再进行深入优化的可能.

5 结 论

本文先给出了单层波导支持单色和复色光视场角的理论上限, 便于选择合适的衍射波导参数, 以满足不同需求, 尤其在常规折射率区间 $n = [1.50, 1.75]$ 和极高折射率 $n = 2$, 以及复色光系数 q 值等方面进行了深入挖掘, 以便不同大小 FOV 应用时选取合适的 n 和 q 值, 或者反过来说固定 n 和 q 时知晓波导能支持的最大 FOV 角. 随后开展光栅耦出区域优化以及提高瞳孔接收各角度光线均匀性的研究, 利用边界条件阐明了如何规避视场缺失问题, 提出利用角向分布函数约束微投亮度角分布来提高出瞳均匀性, 给出单层波导三色视场角约 40° 到双层波导视场角约 70° 的两个计算实例 (双眼), 为衍射波导用于各类视场角指出了方向, 也为耦入/耦出光栅结构设计的角向效率提出了约束条件, 这也是今后要进一步开展的研究方向.

参考文献

- [1] Miller J M, Beaucoudrey N, Chavel P, Turunen J, Cambil E 1997 *Appl. Opt.* **36** 5717
- [2] Kimmel J, Levola T, Saarikko P, et al. 2008 *JSID* **16** 351
- [3] Jagt H J B, Cornelissen H J, Bastiaansen C W M, Broer D J 2004 *Adv. Mater.* **16** 2108
- [4] Zhou Z, Zhou Y, Xiao J J 2015 *Sci. Sin. Info.* **45** 157 (in Chinese) [周忠, 周颐, 肖江剑 2015 中国科学: 信息科学 **45** 157]
- [5] Chen H W, Weng Y S, Xu D M, Tabiryan N V, Wu S T 2016 *Opt. Express* **24** 7287
- [6] Gao Y, Liu Y, Cheng D W, Wang Y T 2016 *J. of Computer-Aided Design & Computer Graphics* **28** 896 (in Chinese) [高源, 刘越, 程德文, 王涌天 2016 计算机辅助设计与图形学学报 **28** 896]
- [7] Lalanne P 1999 *J. Opt. Soc. Am. A* **16** 2517
- [8] Saarikko P 2008 *Proc. SPIE* **7001** 700105
- [9] Liang H W, Shi S X, Li J L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2293 (in Chinese) [梁华伟, 石顺祥, 李家立 2007 物理学报 **56** 2293]
- [10] Liu Z Y, Pang Y J, Pan C, Huang Z H 2017 *Opt. Express* **25** 30720
- [11] Levola T, Laakkonen P 2007 *Opt. Express* **15** 2067
- [12] Amitai Y, Reinhold S, Friesem A A 1995 *Appl. Opt.* **34** 1352
- [13] Levola T 2006 *JSID* **14** 467
- [14] Kress B C 2019 *Proc. SPIE* **11062** 110620J-1
- [15] Zhang N N, Liu J, Han J, Li X, Yang F, Wang X, Hu B, Wang Y T 2015 *Appl. Opt.* **54** 3645
- [16] Liu H 2012 *M. S. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [刘辉 2012 硕士学位论文 (杭州: 浙江大学)]

- [17] Guo J J, Tu Y, Yang L L, Wang L L 2015 *Opt. Engineering* **54** 232
- [18] Zeng F, Zhang X 2014 *Chin. Optics* **7** 731 (in Chinese) [曾飞, 张新 2014 中国光学 **7** 731]
- [19] Peng F, Zhang P, Yang D X, Kang M W, Ma B H 2015 *Acta Photon. Sin.* **44** 22 (in Chinese) [彭飞, 张攀, 杨德兴, 康明武, 马百恒 2015 光子学报 **44** 22]
- [20] Ding Y T, Gao Z Y, Peng X, Song N F, Feng D, Zhao D F, Chi X Y 2020 *Laser & Optoelectronics Progress* **57** 130801 (in Chinese) [丁意桐, 高震宇, 彭旭, 宋凝芳, 冯迪, 赵东峰, 迟小羽 2020 激光与光电子学进展 **57** 130801]
- [21] Shang W L, Yang J M, Zhao Y, Zhu T, Xiong G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094212 (in Chinese) [尚万里, 杨家敏, 赵阳, 朱托, 熊刚 2011 物理学报 **60** 094212]
- [22] Liu Q, Wu J H, Guo P L, Chen X H 2019 *Chin. J. Lasers* **46** 0313001 (in Chinese) [刘全, 吴建宏, 郭培亮, 陈新华 2019 中国激光 **46** 0313001]
- [23] Wu R, Tian Y T, Zhao D F, Li D W, Hua N, Shao P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 054202 (in Chinese) [郇融, 田玉婷, 赵东峰, 李大为, 华能, 邵平 2016 物理学报 **65** 054202]

Physical problems of diffraction waveguide used in large field of view*

Wu Rong[†] Sun Ming-Ying Zhou Shen-Lei Qiao Zhan-Feng Hua Neng

(National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 2 June 2020; revised manuscript received 29 July 2020)

Abstract

Diffraction gratings have been widely used in waveguides. They can transmit light beams or images from the in-coupling end to the out-coupling end at predetermined positions. However, when they are applied to augmented reality and virtual reality with large field of view and color light sources, there will arise some problems such as mismatch and missing field of view, non-uniform emission, and others. Therefore, starting from these physical problems, the upper limit of the field of view for diffractive waveguide and the complete theoretical boundary formula of the field of view are derived, and on this basis, in-depth research is conducted on monochromatic waves and multicolor waves, respectively. It is concluded that the single-layer diffractive waveguide supports the theoretical upper limit of the monochromatic wave field angle of about 48° under normal high refractive index of $n = 1.75$, and supports the theoretical upper limit of the multicolor wave field angle of 26.4° for coefficient $q = 1.3$. Clearly, a larger field of view requires a higher refractive index n and a smaller q value. The boundary conditions of field integrity indicate that reducing the maximum diffraction angle of the long wave and thinning the thickness of the waveguide layer can solve the problem of missing field of view. The practical maximum diffraction angle generally does not exceed 75° , and the thickness of the waveguide layer is about 0.5 to 1.0 mm generally based on the incident field of view. Finally, a method of expanding each total internal reflection field of view into a ray tracing diagram and a distribution function of pupils to receive light energy at various angles are obtained. In this way, the optimal position of the out-coupling grating region can be achieved, and the inverse of the distribution function is used to constrain the angular distribution of the projected light or the grating efficiency, and then receiving uniform exit image at any position becomes possible. The uniformity of the monochromatic waveguide increases from 0.27 to 0.15, and the uniformity of the long wave in the single grating multicolor waveguide rises from 0.4 to 0.28. The results of these studies will undoubtedly help to solve the problem in the diffractive waveguides used in large field of view and multicolor light.

Keywords: diffraction grating, planar waveguide, field of view, total internal reflection

PACS: 42.79.Dj, 42.25.Fx, 42.79.Gn, 42.15.-i

DOI: 10.7498/aps.69.20200835

* Project supported by the Strategic Pilot Technology Project, Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25020202), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61975218), and a Project of Youth Innovation Promotion Association, Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2018282).

[†] Corresponding author. E-mail: 46438131@qq.com