

用于波面倾斜产生高能量太赫兹波的接触光栅设计

梁晓晶¹ 栗岩锋¹ 胡晓堃² 徐帅帅¹ 柴路¹ 王清月¹

(¹天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

²航天恒星科技有限公司信息传输与处理研究室, 北京 100086

摘要 基于非共线相位匹配的波面倾斜技术是目前采用飞秒激光产生超快太赫兹波最有效的手段, 使用接触式光栅直接产生抽运飞秒脉冲的波面倾斜能够克服成像系统引入的畸变从而进一步提高该技术的效率。提出并利用简化的模态法设计了制备于铌酸锂晶体中用于波面倾斜技术产生高能量太赫兹波的内嵌式接触光栅。将 Littrow 角入射条件下的光栅衍射理论简化为光栅内双模式的干涉过程, 极大地简化了光栅的参数设计。确定了满足波面倾斜条件的光栅常数, 系统研究了衍射效率与光栅占空比和刻槽深度的关系, 通过内嵌式光栅结构降低反射损耗, 理论上能达到 90% 以上的一级衍射效率, 给出了合适的光栅加工参数。该系统设计方法对基于其他太赫兹波产生晶体的接触光栅设计具有参考意义。

关键词 光学器件; 太赫兹波; 光学整流; 波面倾斜; 接触光栅; 模态法

中图分类号 O437; O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0811001

Design of Contact Grating for High Energy Terahertz Wave Generation by Tilted Pulse Front Pumping

Liang Xiaojing¹ Li Yanfeng¹ Hu Xiaokun² Xu Shuaishuai¹ Chai Lu¹ Wang Qingyue¹

¹Key Laboratory of Optoelectronic Information Technology, Ministry of Education, Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China

²Laboratory of Information Transmission and Processing, Space Star Technology Corporation, Beijing 100086, China

Abstract Titled pulse front pumping (TPFP) based on non-collinear phase matching is the most efficient technique to generate ultrafast terahertz (THz) wave by femtosecond laser sources, and the use of a contact grating that can avoid aberrations caused by the imaging system has the potential of further improving the generation efficiency. An embedded contact grating fabricated inside the lithium niobate crystal is proposed for the TPFP scheme for the generation of high-energy THz radiation and designed by the simplified modal method. The grating diffraction under the Littrow mounting is simplified to a two-mode interference process, which greatly simplifies the grating design. The grating period is determined and the dependence of the diffraction efficiency on the fill factor and the groove depth of the grating is systematically explored. By reducing the reflection at the grating-crystal interface the embedded grating can achieve a diffraction efficiency larger than 90% for the -1 diffraction order and the grating parameters are given. This systematic design procedure is applicable to the design of contact gratings based on other THz generation crystals.

Key words optical devices; terahertz wave; optical rectification; tilted pulse front pumping; contact grating; modal method

OCIS codes 050.1950; 320.7110; 190.4360

收稿日期: 2014-02-11; **收到修改稿日期**: 2014-03-08

基金项目: 国家 973 计划 (2014CB339800, 2010CB327604, 2011CB808101)、国家自然科学基金 (61077083, 61377047, 61027013, 61078028, 60838004, 61211120193)

作者简介: 梁晓晶 (1990-), 女, 硕士研究生, 主要从事超快太赫兹波技术方面的研究。

E-mail: lxj123456789886@gmail.com

导师简介: 栗岩锋 (1977-), 男, 副教授, 硕士生导师, 主要从事超快太赫兹波技术与光子晶体光纤飞秒激光等方面的研究。E-mail: yanfengli@tju.edu.cn (通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

1 引 言

太赫兹 (THz) 波通常指的是 0.1~10 THz 频段的电磁辐射^[1-2], 因其独特的性质, THz 波在安全检查^[3-4]、THz 时域光谱技术、THz 成像^[5]、生物医学诊断^[6]和材料特性表征^[7-8]等众多领域有着广泛的应用前景。

由于很多极性材料及 THz 波产生晶体在 THz 波段的吸收严重及现有技术产生 THz 波的效率普遍较低, 因此产生高能量/高功率的超快 THz 波一直是研究的重点内容^[9-11]。光学整流技术^[9-10, 12]是产生超快 THz 波的重要方法之一, 具有系统简单和 THz 频谱较宽等优势, 但是光学整流技术中的共线相位匹配条件^[13] (抽运脉冲的群速度等于 THz 波的相速度) 的要求限制了如铌酸锂 (LN) 等一些具有高非线性系数的晶体的应用。

Hebling 等^[14]于 2002 年提出波面倾斜技术 (TPFP) 实现了利用铌酸锂晶体内的非共线相位匹配产生 THz 波的思想, 目前该方法得到的 THz 单脉冲能量高达 125 μJ ^[15]、THz 波产生效率可达 3.8%^[16], 成为目前采用飞秒激光产生超快 THz 波最有效的手段, 并极大促进了 THz 非线性光学^[17-18]的发展。然而, 研究的深入也表明波面倾斜技术存在着如下亟待解决的问题^[19]: 该系统中的抽运光经过光栅产生波面倾斜后光束会变宽, 因此需要一套光学成像系统将光束会聚在晶体上以有效产生 THz 波。而随着光学成像系统的引入, 经过光栅所产生的倾斜波面发生畸变, 畸变的倾斜波面导致产生 THz 波的效率急剧下降。因此, Pálfalvi 等^[20]提出了将产生波面倾斜用的光栅集成在发射晶体前表面上 (称为接触光栅) 从而去除成像系统 (因而畸变也自然消除) 并进一步提高 THz 波产生效率的思想。由于从空气中入射到铌酸锂晶体难以实现满足波面倾斜条件且具有高 -1 级衍射效率的光栅, Nagashima 等^[21]讨论了在铌酸锂上加工光栅并从石英介质入射的方案, 而 Ollmann 等^[22]则从理论上研究了从不同的折射率匹配液中入射到铌酸锂晶体的方案。上述两种方案中存在的问题包括铌酸锂上的接触光栅和入射介质如石英间存在的间隙可能会影响整个方案的效率或者采用折射率匹配液体带来的使用不便; 更为重要的是尚没有提出一种统一的设计高衍射效率且满足波面倾斜的接触光栅的有效方法, 而仅仅是依据数值结果来寻找高效率光栅的相关参数。

本文则提出利用近些年发展起来的简化模态

法^[23-27]来设计基于铌酸锂晶体的二元内嵌式接触光栅, 首先确定了 Littrow 角入射条件下满足波面倾斜的光栅周期常数, 通过将光栅的衍射简化为双模式的干涉过程极大简化了光栅的设计, 研究了衍射效率与光栅参数的关系, 通过与严格耦合波方法计算结果比对确定了一级衍射效率高于 90% 的光栅参数。

2 基于简化模态法的内嵌式接触光栅设计

2.1 接触光栅的思想

图 1 所示为基于接触光栅产生高能量 THz 脉冲的波面倾斜技术原理, 入射的抽运脉冲经过光栅发生衍射的同时由于光栅相邻缝隙带来的相位差使得脉冲的等相位面 (与传播方向垂直) 与波面 (脉冲强度最大点构成的面) 不再一致, 倾斜的角度为 γ ^[28]。基于光学整流产生的 THz 脉冲垂直于抽运脉冲的强度最大面即波面, 因此与抽运光传播方向也有 γ 的夹角。由于抽运脉冲和 THz 脉冲的传播方向不同, 可以实现非共线方式的光学整流。此时, 有效产生 THz 波的相位匹配条件变为抽运脉冲在 THz 脉冲传播方向的群速度分量与 THz 脉冲的相速度相等^[14, 17], 即

$$\gamma = \arccos(n_2^{\text{THz}}/n_2^{\text{s}}), \quad (1)$$

式中 n_2^{s} 和 n_2^{THz} 分别为抽运脉冲在非非线性晶体中的群折射率和 THz 脉冲的相折射率。

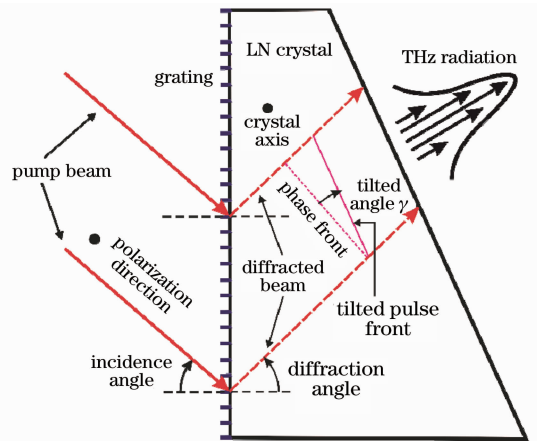


图 1 基于接触光栅产生高能量 THz 脉冲的波面倾斜技术原理

Fig. 1 Principle of the titled pulse front pumping technique based on a contact grating for high energy THz radiation generation

图 1 中产生波面倾斜的光栅是加工在产生 THz 波的非线性晶体 (本文考虑铌酸锂) 上的, 在晶

体内直接产生满足相位匹配条件的倾斜角,因此称为接触光栅^[20],因为去除了通常方案中带来抽运脉冲畸变的成像系统,从而可以进一步提高波面倾斜技术的效率^[19]。

2.2 光栅的简化模态法理论

由于光栅结构的复杂性,计算其衍射效率一般需要采用数值方法如严格耦合波法^[29]等,但数值方法的缺点在于无法得知光栅区域的物理过程,计算量大,一般难以用于光栅参数设计中的逆过程。Tishchenko 等^[23-25]等发展了 Botten 等^[30]提出的光栅模式理论,利用光栅双模式干涉模型简洁明了地解释了 Littrow 角入射条件下光栅区域内的物理过程,并且通过优化参数能够获得衍射效率高达 97% 的亚波长尺度的光栅,具有很好的理论指导意义。此方法可以进一步用于二次布拉格角入射等其他情况下光栅的特性分析和设计^[26-27],具有更广的适用性。

图 2(a)所示为接触光栅的示意图,光栅为二元矩形槽结构,抽运脉冲从入射介质进入光栅区域被衍射到各级次上后进入非线性晶体中用于 THz 波的产生。当光栅的周期可以同波长相比或者小于波长时,光栅区域内部只有有限几个传播模式,在矩形的深刻蚀光栅中主要是这些传播模式决定了光栅的衍射特性。光栅内的双模式干涉如图 2(b)所示,简化的模态法^[23-27]正是基于这种考虑,在 Littrow 角入射条件下只考虑光栅内两个传播模式的干涉过程,并将其等效于图 2(c)所示的 Mach-Zehnder 干涉仪:入射光的能量几乎平均分配到两个传播模式中,当两个模式积累的相位差为 π 的奇数倍时,几乎 100% 的入射光能量被衍射到端口 1 输出(-1 衍射级);当两个模式积累的相位差为 0 或 π 的偶数倍时,几乎 100% 的入射光能量被衍射到端口 2 输出(0 衍射级)。

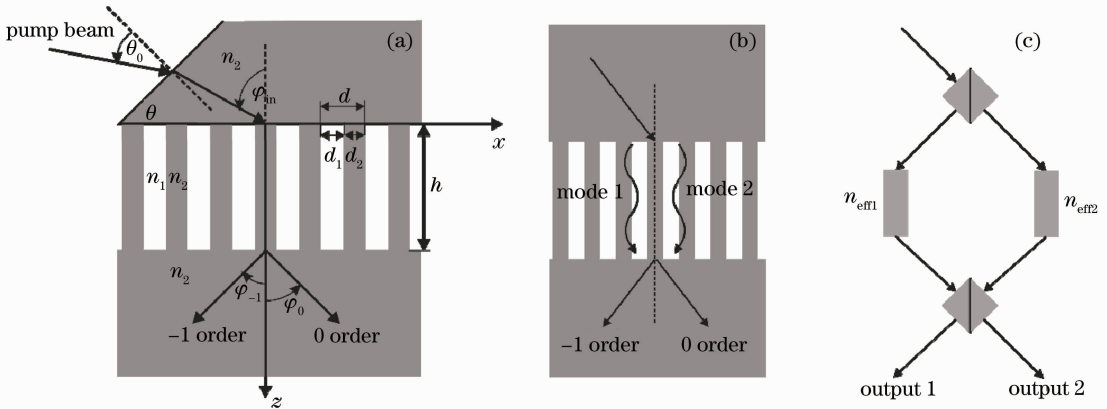


图 2 (a)接触光栅示意图;(b)光栅内的双模式干涉;(c)等效的 Mach-Zehnder 干涉仪

Fig. 2 (a) Schematic of the contact grating; (b) interference of the two modes in the grating; (c) equivalent Mach-Zehnder interferometer

2.3 Littrow 角入射条件与光栅常数的确定

当一束光经过光栅衍射之后,其振幅和传播方向会发生改变,如图 2(a)所示,各衍射级的传播方向可用如下经典的光栅方程表示:

$$n_i \sin \varphi_{in} + n_s \sin \varphi_m = m \frac{\lambda}{d}, \quad (2)$$

式中 λ 为入射光在真空中的波长, $d = d_1 + d_2$ 为光栅常数, d_1, d_2 分别为光栅刻槽宽度和光栅脊宽度, n_i, n_s 分别表示入射介质和衬底介质在波长处的折射率, φ_{in} 为入射角, φ_m 为第 m 个衍射级所对应的衍射角。此外,定义光栅占空比为 $f = d_2/d$,表征光栅脊在一个光栅周期内所占的比例。

n_1, n_2 分别为光栅槽内介质及光栅介质在波长处的折射率, $n_1^g, n_s^g, n_1^e, n_2^g$ 分别为对应于 n_i, n_s, n_1, n_2

的群折射率。如前所述,考虑到空气入射进入铌酸锂晶体难以实现高衍射效率的接触光栅及采用折射率匹配液带来的不便,提出内嵌式接触光栅的思想,即入射介质和光栅衬底均为铌酸锂晶体,光栅是制备在铌酸锂晶体内部的,这种设计的另一优点是光栅的上下界面的对称性有助于消除反射率较高的模式从而获得高的衍射效率。这时,有 $n_i = n_s = n_2, n_1^g = n_s^g = n_2^g$ 。

以掺 4% (化学计量比,下同) MgO 的铌酸锂晶体 (sLN) 和工作波长 1040 nm^[10] 为例研究在 -1 级衍射下实现波面倾斜的接触光栅的设计。由文献 [31-32] 可得 4% MgO:sLN 晶体在 1040 nm 波长处的相折射率和群折射率分别为 $n_2 = 2.1448$ 和 $n_2^g = 2.2041$, 在 300 μm (1 THz) 波长下的相折射率

为 $n_{2\text{THz}} = 4.9459$ 。根据(1)式可得波面倾斜角为 $\gamma = 65.53^\circ$ 。

Littrow 角入射条件为 $\sin\varphi_{\text{in}} = \lambda/(2n_2d)$, 根据(2)式可得

$$\sin\varphi_{\text{in}} = \sin\varphi_{-1} = \sin\varphi_0 = \lambda/(2n_2d), \quad (3)$$

即入射角等于-1级衍射角 φ_{-1} 和0级衍射角 φ_0 , 因此按照 Littrow 角条件入射的光束, 其0级衍射光沿着原光路传输, 其-1级衍射光传输方向与0级衍射光相对法线对称。

现在考虑内嵌式光栅的-1级衍射, 有

$$n_2 \sin\varphi_{\text{in}} + n_2 \sin\varphi_{-1} = \lambda/d. \quad (4)$$

在固定入射角时, (4)式两边对波长求导, 可得

$$\frac{n_2 \lambda}{n_2^2} \frac{d\varphi_{-1}}{d\lambda} = \frac{\sin\varphi_{\text{in}}}{\cos\varphi_{-1}} + \tan\varphi_{-1}. \quad (5)$$

(5)式等号左边恰为波面倾斜角的表达式^[28], 由此得

$$\tan\gamma = \frac{\sin\varphi_{\text{in}}}{\cos\varphi_{-1}} + \tan\varphi_{-1}. \quad (6)$$

Littrow 角入射条件下, $\varphi_{\text{in}} = \varphi_{-1}$, 故

$$\tan\gamma = 2\tan\varphi_{\text{in}}. \quad (7)$$

可得 $\varphi_{\text{in}} = 45.12^\circ$ 以及 $d = 342.1 \text{ nm}$ 。

2.4 光栅占空比、刻槽深度与衍射效率的关系

由于 TE 模式的衍射效率一般较高, 因此波面倾斜技术中一般采用 TE 模入射到衍射光栅上^[17], 因此只讨论 TE 模的情况。

分区写出麦克斯韦方程组在光栅区域的解, 并结合边界条件和周期性条件可得 TE 模的特征方程为^[23-24]

$$\cos(k_x d) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2), \quad (8)$$

式中 $k_1 = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2}$, $k_2 = k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}$ 分别表示光束在光栅刻槽和光栅脊内的传播矢量的分量, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为入射光在真空中的波矢, $k_x = k'_0 \sin\varphi_{\text{in}}$, $k'_0 = n_2 k_0$ 为上层 sLN 内的入射光波矢, n_{eff} 为光栅区域内模式的有效折射率。

在光栅常数确定的情况下, (8)式等号左边可以作为入射条件, 而等号右边含有光栅的具体结构, 可以定义为特征函数 $F(n_{\text{eff}})$, 此时(8)式变为

$$\cos(k_x d) = F(n_{\text{eff}}^2). \quad (9)$$

对于 Littrow 角入射条件, $\sin\varphi_{\text{in}} = \lambda/(2n_2d)$, 代入(9)式得特征函数满足

$$F(n_{\text{eff}}^2) = -1. \quad (10)$$

图3为光栅常数 $d = 342.1 \text{ nm}$ 、占空比 f 分别为0、

0.8、1.0 时所对应的光栅特征函数 $F(n_{\text{eff}}^2)$ 曲线。从图3可以看出在 $n_{\text{eff}}^2 > 0$ 的区域中, $f = 0.8$ 所对应的特征函数曲线与 $\cos(k_x d) = -1$ 有两个交点, 即存在两个有效折射率不相等的光栅传输模式。光栅完全被空气或者完全被 sLN 填充的时候, 特征函数和 $\cos(k_x d) = -1$ 都仅有一个交点, $f = 0$ 的曲线在区域 $n_{\text{eff}}^2 > 0$ 没有交点, 因此不存在可传播的光栅模式(即从 sLN 晶体入射到空气时发生了全反射), $f = 1$ 的曲线在此区域内有且仅有一个交点(光线直线传播), 即对应着两个相等的有效折射率。

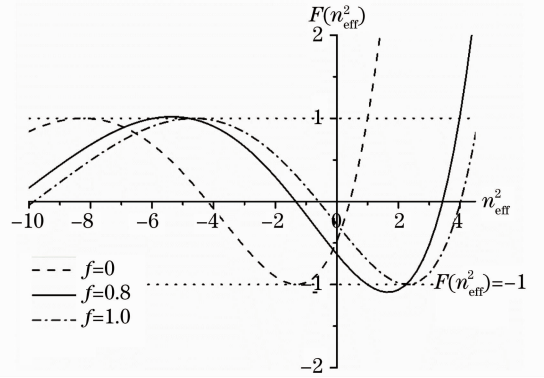


图3 $d = 342.1 \text{ nm}$ 时, 不同占空比 f 下 $F(n_{\text{eff}}^2)$ 曲线
Fig. 3 Curves of $F(n_{\text{eff}}^2)$ for different fill factor f with $d = 342.1 \text{ nm}$

当 $f = 1$ 时, (8)式或(10)式的解为

$$n_{\text{eff}1} = n_{\text{eff}2} = n_2 \cos\varphi_{\text{in}} = 1.5134. \quad (11)$$

仅考虑特征函数曲线在 $n_{\text{eff}}^2 > 0$ 的情况下与 Littrow 角入射条件曲线有两个交点时模式的有效折射率与占空比 f 的关系, 具体如图4所示。故在特定条件下, 光栅区域内只存在两个传输模式, 在忽略衰减模所携带能量的情况下, 两种模式包含了光束的全部

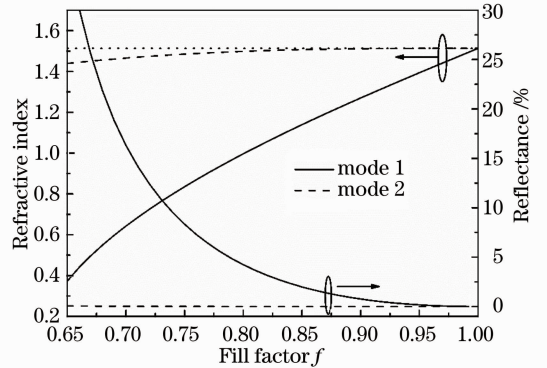


图4 两个传播模式的有效折射率 n_{eff} 及在光栅-sLN 界面的反射率与占空比 f 的关系
Fig. 4 Effective index n_{eff} of the two propagation modes and their reflectances at the air-sLN interface versus fill factor f

能量,并且二者所携带的能量接近相等^[23-24]。由于两种模式所对应的有效折射率不同,在光栅区域传播过程中会累积相位差,考虑到 Littrow 角入射条件下光栅结构内对称传输结构,可以将该衍射过程类比于 Mach-Zehnder 干涉仪(如图 2 所示)^[24-25]:分束器将入射光分为等能量的两束光,两束光所经过的光程不同,在第二个分束器之前会累积相位差发生干涉,当相位差为 $0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2n\pi$ 的时候,最终两束光全部从端口 2 耦合输出,当相位差为 $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots, (2n+1)\pi$ 的时候,光束仅从端口 1 输出。这里将光栅输出的 -1 级衍射对应于端口 1,而光栅模式的 0 级衍射对应于端口 2。

经过上面的分析,把光栅区域内的传输过程简化为双光栅模式干涉的理论模型。当光栅常数确定之后,有效折射率 n_{eff} 是占空比 f 的函数,而两个传输模在光栅区域内累积的光程差则与刻槽深度 h 有关。当刻槽深度为 h_{min} 的奇数倍时,两光栅模式干涉后完全从 -1 级耦合输出, -1 级衍射效率达到最大,其中

$$h_{\text{min}}(f) = \frac{\lambda}{2|n_{\text{eff}1}(f) - n_{\text{eff}2}(f)|}. \quad (12)$$

由双光束干涉理论,定义 -1 级衍射效率表达式为^[24]

$$\eta_{-1}(f, h) = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{h}{h_{\text{min}}(f)} \right]. \quad (13)$$

根据(13)式计算得到的光栅 -1 级衍射效率与占空比和刻槽深度的关系如图 5 所示,图 5 的衍射效率随颜色由红到紫而降低。并且从图 5 可以看出,如果光栅占空比或者刻槽深度之中某一参数由于加工工艺的限制无法达到最优的效果,可以通过

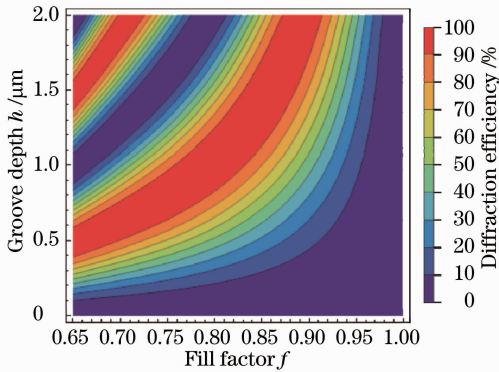


图 5 未考虑光栅-sLN 界面反射时得到的光栅 -1 级衍射效率与占空比、刻槽深度的关系

Fig. 5 Diffraction efficiency of -1 order versus fill factor and groove depth when reflection at the air-sLN interface is neglected

修改另一个参数令 -1 级的衍射效率提高。

2.5 反射损耗对光栅衍射效率的影响

2.4 节的分析未考虑光栅-sLN 界面上的反射损耗,但由图 4 的光栅模式折射率可以看出,随着占空比的增大,模式折射率趋于(11)式确定的极限值,即衬底 sLN 的有效折射率 $n_{\text{eff}}^{\text{sub}} = 1.5134$,其中模式 1 的有效折射率与该值存在着较大的差距,因此该模式在光栅-sLN 界面上有较强的菲涅耳反射,必须加以考虑。

考虑到内嵌式光栅结构,并假设光栅模式在光栅区域内是垂直于 sLN-光栅界面传播,类比菲涅耳反射公式可以分别定义两种模式在光栅-sLN 界面处的反射率 $R_1^{\text{sub}}, R_2^{\text{sub}}$,其具体表达式为^[25]

$$R_m^{\text{sub}}(f) = \left[\frac{n_{\text{eff}m}(f) - n_{\text{eff}}^{\text{sub}}}{n_{\text{eff}m}(f) + n_{\text{eff}}^{\text{sub}}} \right]^2, \quad (14)$$

式中 $m=1, 2$, 表示光栅模式, $n_{\text{eff}m}(f)$ 是对应 m 模式的有效折射率。

图 4 同时给出了根据(14)式计算得到的两个光栅模式在光栅-sLN 界面的反射率。由图 4 可见,模式 1 的反射率要远大于模式 2,且在一些条件下甚至高达约 25%。在占空比大于 0.65 的情况下(存在两个传播模式的范围),光栅-sLN 界面上仅有模式 1 表现出较高的反射率,模式 2 则几乎没有任何损耗的透过介质,可简化反射过程的分析。也就是说,内嵌式光栅上下层介质的材料相同,模式 1 对于上下两界面具有相同的反射率,可将光栅模式理论转化为两端介质折射率为 $n_{\text{eff}}^{\text{sub}} = n_2 \cos \varphi_{\text{in}} = 1.5134$ 所构成的法布里-珀罗(F-P)谐振腔,模式 1 对应的光束在填充折射率为 n_{eff} 的介质腔内发生干涉。当腔长(即光栅刻槽深度)满足

$$h = h_{\text{F-P}}(f) = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff}}(f)}, \quad (15)$$

或者深度为 $h_{\text{F-P}}(f)$ 的整数倍的时候,整个腔的反射是最小的。其整体反射率可以表示为^[25]

$$R(f, h) = \frac{1}{2} \frac{F(f) \sin^2 \left[\pi \frac{h}{h_{\text{F-P}}(f)} \right]}{1 + F(f) \sin^2 \left[\pi \frac{h}{h_{\text{F-P}}(f)} \right]}, \quad (16)$$

式中 $F(f) = \frac{4R_1^{\text{sub}}(f)}{[1 - R_1^{\text{sub}}(f)]^2}$, $R_1^{\text{sub}}(f)$ 为由(14)式定义的模式 1 在光栅-sLN 界面的反射率。

考虑到在高占空比区域,模式 2 几乎是完全透射,未受到反射损耗的影响,而模式 1 仅带有总能量的一半,为了区别于经典法布里-珀罗腔的情况,因此在(16)式前乘以 1/2。由此得到图 6 的反射率与

占空比和刻槽深度的关系,可见,在较高占空比的区域以及较低占空比下,光栅刻槽深度 h 为 $h_{FP}(f)$ 的整数倍时,光栅整体的透射能达到近 100% (图中黑色虚线所示)。

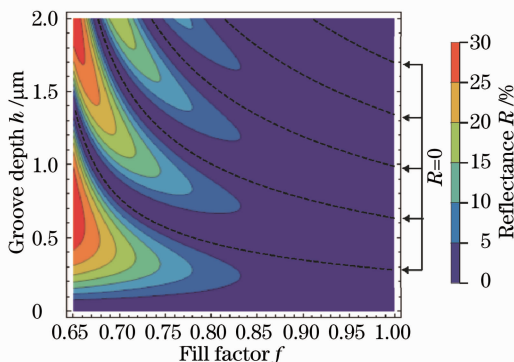


图 6 反射率与占空比和刻槽深度的关系

Fig. 6 Reflectance versus fill factor and groove depth

2.6 光栅参数的确定

综合考虑模式干涉和光栅-sLN 界面上的反射损耗,可以得到内嵌式接触光栅 -1 级衍射效率的表达式为

$$\eta_{-1T}(f, h) = \eta_{-1}(f, h)[1 - R(f, h)] = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{h}{h_{min}(f)} \right] \frac{1 + \frac{1}{2} F(f) \sin^2 \left[\pi \frac{h}{h_{FP}(f)} \right]}{1 + F(f) \sin^2 \left[\pi \frac{h}{h_{FP}(f)} \right]} \quad (17)$$

根据(17)式,得到考虑了反射损耗的内嵌式光栅的 -1 级衍射效率与光栅占空比和刻槽深度的关系如图 7 所示。对比图 8 中利用严格耦合波方法^[29] 计算得到的该内嵌式光栅 -1 级衍射效率的结果,可见简化的模态法得到的结果与之吻合得很好。

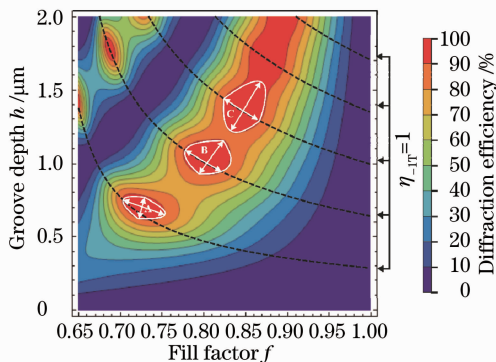


图 7 考虑光栅-衬底界面反射时得到的光栅 -1 级衍射效率与占空比和刻槽深度的关系

Fig. 7 Diffraction efficiency of -1 order versus fill factor and groove depth when reflection at the air-sLN interface is taken into consideration

图 7 中有三处(白线标出的 A、B 和 C 区域)光

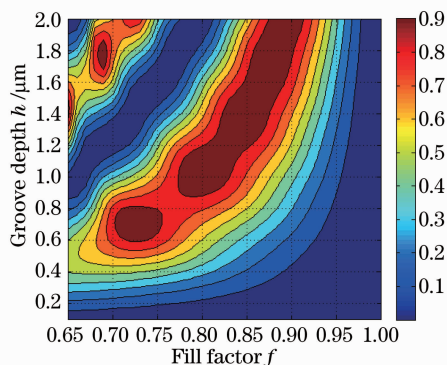


图 8 利用严格耦合波方法计算得到的光栅 -1 级衍射效率与占空比和刻槽深度的关系

Fig. 8 Diffraction efficiency of -1 order versus fill factor and groove depth calculated by rigorous coupled wave analysis

栅 -1 级衍射效率较高 ($\eta_{-1T} > 90\%$) 的参数范围,但是从加工的角度考虑,占空比不易过大且刻槽不易过深,因此主要考虑区域 A 和区域 B。由于光栅常数在 Littrow 角入射条件下满足波面倾斜角的时候已经确定为 $d=342.1 \text{ nm}$, A 区域内占空比范围为 $0.7 < f < 0.75$, 由光栅刻槽宽度 $d_1 = (1-f)d$ 得对应光栅刻槽宽度的范围为 $85.53 \text{ nm} < d_1 < 102.63 \text{ nm}$, 加工容差为 $\pm 8.55 \text{ nm}$, 光栅刻槽深度范围为 $0.6 \text{ μm} < h < 0.8 \text{ μm}$, 加工容差为 $\pm 100 \text{ nm}$ 。区域 B 占空比范围为 $0.78 < f < 0.85$, 对应刻槽宽度为 $51.32 \text{ nm} < d_1 < 75.26 \text{ nm}$, 加工容差为 $\pm 11.97 \text{ nm}$, 光栅刻槽深度范围为 $0.9 \text{ μm} < h < 1.1 \text{ μm}$, 加工容差为 $\pm 100 \text{ nm}$ 。由此可以看出,对光栅占空比的加工精度要求更高。

在实际应用中,要得到 sLN-光栅界面处的 Littrow 入射角 φ_m , 可以把上部分晶体切割成图 2(a) 所示形状,使 $\theta = \varphi_m$, 且让抽运脉冲垂直入射以降低反射损耗(即 $\theta_0 = 0^\circ$), 并可以通过镀膜技术进一步降低该面上的反射损耗。

文献[21-22]和本文设计的制备在铌酸锂上的接触光栅的刻槽深度一般都在 500 nm 以上,这对制备工艺是一种挑战,虽然该类光栅目前尚未见实验报道,但是采用深度离子束刻蚀技术^[33-34] 是有可能实现的,并且此系统的设计方法对基于其他晶体如 ZnTe 的接触光栅设计^[35] 也是适用的。

3 结 论

采用简化的模态法设计了用于波面倾斜技术产生高能量 THz 波的内嵌式接触光栅。在 Littrow

角入射条件下,通过将光栅内复杂的衍射过程简化为双模式干涉理论确定了适于加工的两个衍射效率高于90%的参数范围:光栅常数 $d=342.1\text{ nm}$,光栅刻槽宽度范围分别为 $85.53\sim 102.63\text{ nm}$ 和 $51.32\sim 75.26\text{ nm}$,对应的光栅刻槽深度范围分别为 $0.6\sim 0.8\text{ }\mu\text{m}$ 和 $0.9\sim 1.1\text{ }\mu\text{m}$ 。简化的模态法的计算结果与严格耦合波方法的结果吻合得很好,此研究方法可以借鉴于基于其他晶体如ZnTe的接触光栅设计。

参 考 文 献

- 1 B Ferguson, X C Zhang. Materials for terahertz science and technology[J]. Nat Mater, 2002, 1(1): 26–33.
- 2 M Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology[J]. Nat Photon, 2007, 1(2): 97–105.
- 3 Y C Shen, T Lo, P F Taday, *et al.*. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging[J]. Appl Phys Lett, 2005, 86(24): 241116.
- 4 Feng Ruishu, Li Weiwei, Zhou Qingli, *et al.*. Terahertz spectroscopic investigations of explosives and the related compounds[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(s1): 262–265.
冯瑞妹,李微微,周庆莉,等. RDX 及其混合炸药的太赫兹光谱的研究[J]. 光学学报, 2009, 29(s1): 262–265.
- 5 Zhang Cunlin, Mu Kaijun. Terahertz spectroscopy and imaging[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2010, 47(2): 023001.
张存林,牧凯军. 太赫兹波谱与成像[J]. 激光与光电子学进展, 2010, 47(2): 023001.
- 6 S M Kim, W Baughman, D S Wilbert, *et al.*. High sensitivity and high selectivity terahertz biomedical imaging[J]. Chin Opt Lett, 2011, 9(11): 110009.
- 7 Y Zhu, S Zhuang. Terahertz electromagnetic waves emitted from semiconductor investigated using terahertz time domain spectroscopy[J]. Chin Opt Lett, 2011, 9(11): 110007.
- 8 Dong Jie, Li Yanfeng, Shu Li, *et al.*. Study of photo-induced phase transition of VO₂ films with high modulation by time-domain spectroscopy[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(1): 0111001.
董杰,栗岩峰,束李,等. 高调制度光致相变特性氧化钒薄膜太赫兹时域频谱研究[J]. 中国激光, 2014, 41(1): 0111001.
- 9 M C Hoffmann, J A Fülöp. Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications[J]. J Phys D: Appl Phys, 2011, 44(8): 083001.
- 10 J Li, L Chai, J Shi, *et al.*. Generation of 0.3 mW high-power broadband terahertz pulses from GaP crystal pumped by negatively chirped femtosecond laser pulses[J]. Laser Phys Lett, 2013, 10(12): 125404.
- 11 W Wang, Z Sheng, Y Li, *et al.*. Studies on the mechanisms of powerful terahertz radiations from laser plasmas[J]. Chin Opt Lett, 2011, 9(11): 110002.
- 12 L Xu, X C Zhang, D H Auston. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials[J]. Appl Phys Lett, 1992, 61(15): 1784–1786.
- 13 A Nahata, A S Weling, T F Heinz. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling[J]. Appl Phys Lett, 1996, 69(16): 2321–2323.
- 14 J Hebling, G Almási, I Z Kozma, *et al.*. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation[J]. Opt Express, 2002, 10(21): 1161–1166.
- 15 J A Fülöp, L Pálfalvi, S Klingebiel, *et al.*. Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification[J]. Opt Lett, 2012, 37(4): 557–559.
- 16 S W Huang, E Granados, W R Huang, *et al.*. High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate[J]. Opt Lett, 2013, 38(5): 796–798.
- 17 J Hebling, K L Yeh, M C Hoffmann, *et al.*. Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities[J]. J Opt Soc Am B, 2008, 25(7): B6–B19.
- 18 H Hirori, K Tanaka. Nonlinear optical phenomena induced by intense single-cycle terahertz pulses[J]. IEEE J Sel Top Quantum Electron, 2013, 19(1): 8401110.
- 19 J A Fülöp, L Pálfalvi, G Almási, *et al.*. Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification[J]. Opt Express, 2010, 18(12): 12311–12327.
- 20 L Pálfalvi, J A Fülöp, G Almási, *et al.*. Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification[J]. Appl Phys Lett, 2008, 92(17): 171107.
- 21 K Nagashima, A Kosuge. Design of rectangular transmission gratings fabricated in LiNbO₃ for high-power terahertz-wave generation[J]. Jap J Appl Phys, 2010, 49(12): 122504.
- 22 Z Ollmann, J Hebling, G Almási. Design of a contact grating setup for mJ-energy THz pulse generation by optical rectification[J]. Appl Phys B, 2012, 108(4): 821–826.
- 23 A V Tishchenko. Phenomenological representation of deep and high contrast lamellar gratings by means of the modal method[J]. Opt Quantum Electron, 2005, 37(1–3): 309–330.
- 24 T Clausnitzer, T Kämpfe, E B Kley, *et al.*. An intelligible explanation of highly-efficient diffraction in deep dielectric rectangular transmission gratings[J]. Opt Express, 2005, 13(26): 10448–10456.
- 25 T Clausnitzer, T Kämpfe, E B Kley, *et al.*. Highly-dispersive dielectric transmission gratings with 100% diffraction efficiency[J]. Opt Express, 2008, 16(8): 5577–5584.
- 26 Zheng Jianguo. Simplified Modal Method of Gratings and Applications[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2009.
郑将军. 光栅简化模式方法及应用[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2009.
- 27 J Zheng, C Zhou, J Feng, *et al.*. Polarizing beam splitter of deep-etched triangular-groove fused-silica gratings[J]. Opt Lett, 2008, 33(14): 1554–1556.
- 28 J Hebling. Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion[J]. Opt Quantum Electron, 1996, 28(12): 1759–1763.
- 29 M G Moharam, D A Pommet, E B Grann, *et al.*. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach[J]. J Opt Soc Am A, 1995, 12(5): 1077–1086.
- 30 I C Botten, M S Craig, R C McPhedran, *et al.*. The dielectric lamellar diffraction grating[J]. Optica Acta, 1981, 28(3): 413–428.
- 31 M Nakamura, S Higuchi, S Takekawa, *et al.*. Optical damage resistance and refractive indices in near-stoichiometric MgO-doped LiNbO₃[J]. Jpn J Appl Phys, 2002, 41(1A/B): L49–L51.
- 32 L Pálfalvi, J Hebling, J Kuhl, *et al.*. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range[J]. J Appl Phys, 2005, 97(12): 123505.
- 33 Z Ren, P J Heard, J M Marshall, *et al.*. Etching characteristics of LiNbO₃ in reactive ion etching and inductively coupled plasma[J]. J Appl Phys, 103(3): 034109.
- 34 A Suzuki, T Iwamoto, A Enokihara, *et al.*. Fabrication of Bragg gratings with deep grooves in LiNbO₃ ridge optical waveguide[J]. Microelectron Eng, 2008, 85(5–6): 1417–1420.
- 35 Z Ollmann, J A Fülöp, J Hebling, *et al.*. Design of a high-energy terahertz pulse source based on ZnTe contact grating[J]. Opt Commun, 2014, 315: 159–163.