

Y 809415

# 南京大学博士学位论文

光学超晶格中若干光频率转换问题的理论分析



专    业：    凝聚态物理  
研究方向：    微结构功能材料  
作    者：    徐  国  定  
指导教师：    朱永元  教授

南京大学物理系

固体微结构物理国家重点实验室

2004年3月28日

# 南京大学研究生毕业论文中文摘要首页用纸

毕业论文题目：光学超晶格中若干光频率转换问题的理论分析

凝聚态物理专业 2001 级博士生姓名：徐国定

指导教师（姓名、职称）：朱永元 教授

## 摘 要

随着现代科学技术的发展，对激光光源的波长范围提出了更宽的要求，以适应各种应用的需要。基于二阶非线性光学的频率转换方法，具有转换速度快、噪声低、结构简单、工作可靠等特点而倍受关注。目前，这种方法已经成为拓宽激光输出波长范围的最常用、最有效方法；也是实现高效、紧凑、全固态激光器的有效途径，有着重要的学术意义和广泛的应用前景。本文主要从理论上讨论光学超晶格和退火质子交换法制备的  $\text{LiNbO}_3$  通道光波导中的光频率转换。给出了在聚焦高斯光束的作用下，光学超晶格中提高三次谐波转换效率的最佳条件和在一个光学超晶格中实现高效红、绿和蓝光同时输出的最佳条件。分析了退火质子交换的  $\text{LiNbO}_3$  通道光波导的折射率分布特性和模场分布特性；讨论了该波导中三次谐波转换效率与耦合模相互作用长度、波导的制备参数，如掩模板开口宽度和退火深度的依赖关系，同时也说明了基波光波长、器件工作温度和掩模板开口宽度的调谐带宽。全文共分 5 章，其主要内容分别简单介绍如下：

第 1 章作为前言，介绍了非线性光学频率转换的意义和介电超晶格的概念。说明了使用准相位匹配(QPM)方法、波导结构在实现频率转换方面的优点。简单阐述了本文工作的目的和意义。

第 2 章对光学超晶格中聚焦高斯光束的三次谐波产生进行了讨论。因为在非线性光学混频过程中，为了提高转换效率或信号强度，一般将激光束聚焦射入介质。这时，理论上采用聚焦高斯光束处理相互作用的耦合波

是适宜的。本章从麦克斯韦方程组出发,推出了在聚焦高斯光束的作用下,描述光学超晶格中三次谐波产生的耦合波方程。在共焦聚焦的条件下对方程进行了数值求解,主要得到以下结果:(1)获得最大三次谐波转换效率的优化条件是 $\alpha/\beta = 2.45$ ,  $\Delta k_1 L = 0$ 和 $\Delta k_2 L = -3.9$ ; (2)在1.45~3.45这个较宽的耦合系数比率范围内,可以得到高效率的三次谐波输出,从而在器件制备上允许一个大的制备容限;(3)对于聚焦的高斯光束,由于Gouy效应,实现高效的三次谐波产生必须要有负的相位失配。这与平面波近似下的结果不同。

第3章基于第2章理论方法,讨论在一个光学超晶格中,用聚焦高斯光束实现红、绿和蓝光(RGB)的产生。首先,利用两个QPM的耦合过程,即参量过程及和频过程,导出了在同一个光学超晶格中实现高效RGB输出的耦合波方程。分别对共焦聚焦( $L/b = 1$ )和 $L/b = 2.84$ 两种情况进行了耦合波方程的数值分析。结果表明,在 $L/b = 1$ 情况下实现高效RGB输出的最佳条件是 $\alpha/\beta = 3.57$ ,  $\Delta k_1 L = -9.9$ 和 $\Delta k_2 L = -8.4$ ;在 $L/b = 2.84$ 情况下的最佳条件为 $\alpha/\beta = 2.60$ ,  $\Delta k_1 L = -19.55$ 和 $\Delta k_2 L = -8.5$ 。此种情况在保持较高红光和绿光效率的前提下,蓝光效率能够得到大幅度的提高。根据Gouy效应,说明了获得高效RGB输出必须引入负相位失配的原因。给出了利用RGB输出的最佳条件确定超晶格结构参数的方法。

第4章单介绍了退火质子交换法制备的LiNbO<sub>3</sub>波导的折射率分布和模场分布特性,推出了准TM模和准TE模满足的波方程,说明了解此方程所用的标量有限元方法。对选定的制备参数,在 $\lambda = 1.342, 0.671\mu\text{m}$ 和 $0.447\mu\text{m}$ 三个波长下,给出了波导在宽度和深度方向的折射率增量分布、模场及其等值线分布,同时也计算出了0阶和1阶导模的有效折射率。

第5章从麦克斯韦方程的横向分量形式出发,导出了描述通道光波导中三次谐波产生的耦合模方程。利用准周期结构提供的两个倒格矢来分别补偿倍频及和频过程中的相位失配,对准周期APE LiNbO<sub>3</sub>通道波导中的

三次谐波产生进行了理论分析。结果表明：(1)最佳相互作用长度随基波功率的增加而单调减小，这表明高的基波光功率密度能够加速三次谐波的产生过程；(2)掩模板开口宽度和退火深度的增加都导致三次谐波转换效率降低；(3)基波光波长、工作温度和掩模板开口宽度的调谐带宽分别是  $0.12\text{nm}$ 、 $0.74^\circ\text{C}$  和  $0.48\text{nm}$ ；(4)要实现高效的三次谐波转换，除了需要大的非线性光学系数和 QPM 条件外，还需要耦合的波导模间有大的交迭积分。

# 南京大学研究生毕业论文英文摘要首页用纸

THESIS: Some Theoretical Analyses on Optical Frequency Conversion in

Optical Superlattices

SPECIALIZATION: Condensed Matter Physics

POSTGRADUATE: Xu Guo-ding

MENTOR: Prof. Zhu Yong-yuan

## **Abstract**

With the developments of modern technology, laser sources with wider ranges of wavelengths are needed increasingly. However, a large number of attractive sources of coherent radiation are either directly unavailable from present-day lasers or necessary for a more widely tunable range. In recent years, nonlinear optical frequency conversion has attracted much research interest due to its ultrafast response time, lower noise, simpler structure and functional reliability. At present, this method, with the great significance and applicable prospect, has become not only the most all-pervading and effective way to broaden the wavelength ranges of laser sources, but also the effective approach to achieve the efficient, compact and robust solid-state devices.

This dissertation discusses theoretically optical frequency conversion in optical superlattices and an annealed proton exchanged (APE) LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide with a quasi-periodic grating. The optimum conditions have been obtained for highly efficient third-harmonic generation (THG) and for simultaneous generation of efficient red, green and blue light (RGB) by use of focused Gaussian beams in optical superlattices. The profiles of refractive indices and modal fields in an APE LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide are illustrated. Then, the dependences of THG conversion efficiency on modal interaction length and the fabrication parameters of this waveguide, e.g., width of mask opening and annealing depth are presented. In addition, the acceptance bandwidths of fundamental wavelength, operating temperature and width of

mask opening are also given. The dissertation consists of five chapters, and the main contents discussed in each chapter are summarized as follows, respectively.

Chapter 1, as an introduction, introduces the significance of nonlinear optical frequency conversion and concept of dielectric superlattice, and demonstrates some advantages offered by use of quasi-phase matching (QPM) method and/or optical waveguide in nonlinear optical frequency conversion. Also, the objective and meaning of the work in the dissertation are clarified in the chapter.

In chapter 2, we report a theoretical analysis of THG by use of focused Gaussian beams in an optical superlattice. Since fundamental wave is usually focused into nonlinear optical materials to improve the conversion efficiency or signal intensity in frequency-conversion processes, it is appropriate to describe theoretically the coupling waves in terms of focused Gaussian beams. Thus, following Maxwell's equations and using focused Gaussian beams we have derived the coupled-wave equations governing THG. Numerical calculations of the equations are carried out under confocal focusing condition. The main results are as follows: (1) the optimum condition for maximal TH conversion efficiency is  $\alpha / \beta = 2.45$ ,  $\Delta k_1 L = 0$  and  $\Delta k_2 L = -3.9$ ; (2) There exists a wider ratio range from 1.45 to 3.45 where the higher conversion efficiency can be maintained, which will lead to a wide fabricating tolerance and hence make fabrication of domain structure easier, and (3) unlike the results for the plane-wave approximation, for focused Gaussian beams a negative phase mismatch is necessary for efficient THG owing to Gouy effect.

Chapter 3, based on the method described in chapter 2, deals with simultaneous generation of efficient RGB by using focused Gaussian beams in an optical superlattice. Utilizing two coupled QPM processes, i.e., parametric and sum-frequency processes, we have obtained the coupled-wave equations governing RGB generation. In the numerical calculations, two special cases, i.e., confocal focusing ( $L/b=1$ ) and  $L/b=2.84$ , are considered, respectively. The results show that (1) for the case  $L/b=1$ , the optimum condition for generation

of efficient RGB is  $\alpha/\beta = 3.57$ ,  $\Delta k_1 L = -9.9$  and  $\Delta k_2 L = -8.4$ ; (2) for the case  $L/b=2.84$ , the optimum condition is  $\alpha/\beta = 2.60$ ,  $\Delta k_1 L = -19.55$  and  $\Delta k_2 L = -8.5$ ; (3) the reason why a negative phase mismatch is necessary for efficient RGB is given according to Gouy effect, and (4) how to determine the fabrication parameters of a superlattice is shown from the given optimum conditions.

In chapter 4, the properties of an APE LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide, including the properties of refractive indices and modal fields, are given, and the wave equations governing quasi-TM and quasi-TE modes are derived and the scalar finite-element method whereby the wave equations can be solved numerically is introduced briefly. For wavelengths  $\lambda = 1.342\mu\text{m}$ ,  $0.671\mu\text{m}$  and  $0.447\mu\text{m}$ , we present the dependences of refractive index's increments on the width and depth of a given waveguide, respectively, and depict modal fields in the waveguide and their contours. Moreover, we obtain the effective refractive indices of 0th and 1st modes.

Chapter 5 is devoted to THG in an APE LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide with a quasi-periodic grating. Starting with the transverse Maxwell's equations, we have derived the coupled-mode equations governing THG in the waveguide. In order to acquire a high-efficiency THG, two reciprocal vectors provided by the quasi-periodic grating are used in the theoretical analysis of THG to compensate for the phase mismatches in frequency doubling and sum-frequency generation, respectively. The numerical results show that (1) the optimum interaction length decreases as the fundamental power increases, indicating that a high power density in the fundamental can speed up THG; (2) TH conversion efficiency decreases with increasing width of mask opening or annealing depth; (3) the acceptance bandwidths of fundamental wavelength, operating temperature and width of mask opening are  $0.12\text{nm}$ ,  $0.74^\circ\text{C}$  and  $0.48\mu\text{m}$ , respectively, and (4) for efficient THG, apart from a large nonlinear coefficient and QPM conditions, a large overlap integral between the coupling modes is required, which can be realized in a microstructured waveguide.

随着现代科学技术的发展，对激光光源的波长范围提出了更宽的要求，以适应各种应用的需要。但是，许多有用的相干辐射光源，要么不能直接从现有的激光光源获得，要么需要较宽的调谐范围。例如进入 80 年代，高技术的发展提出了对不同波段实用化激光器的需求，其中用于大气和环境监测的中远红外光，用于光纤通讯的  $1.3\text{-}1.6\ \mu\text{m}$  的近红外光，用于水下通讯的蓝光；还有人们垂青已久的更短波长(VUV 及 XUV)区的相干辐射，因为这两个波段区的相干辐射对于研究原子、分子的高激发态的激发及光谱、生物体及大分子的电子态、微观世界的全息摄影以及大规模集成电路的极高精度光刻等都有着十分重要的应用前景。以上波段仅靠现有的激光器是不能覆盖的。基于现有的激光光源，依靠各种波长(或频率)转换技术来展宽现有激光器所覆盖的频段，已成为物理界、材料界与技术界所非常关注的问题。近年来，已经发展了多种转换技术，例如光电(O/E—E/O)转换、光门控(Optical Gating)转换和波混频转换[1]。光门控转换包括交叉增益调制的半导体光放大器(XGM-SOA)[2]、交叉相调制的半导体光放大器(XPM-SOA)[3]和具有饱和吸收半导体激光器等。但这些基于 SOA 的方法由于存在诸如 3dB 带宽有限、串音、插入损失和放大器噪声等缺点，而成为一种不太理想的转换方法。波混频从广义上讲，包括光声波混频[4]、光电波混频[5]和非线性光波混频。其中，基于二阶非线性过程的光波混频方法，不仅可使激光波长向深紫外扩展，还可使它向红外乃至远红外扩展，同时具有转换速度快、噪声低、结构简单、工作可靠等特点而倍受关注。目前，这种方法已经成为拓宽激光输出波长范围的最常用、最有效方法；也是实现高效、紧凑、全固态激光器的有效途径，有着重要学术意义和广泛的应用前景。因此，应运而生的非线性光学频率转换及可调

谐激光技术成为一个研究热点。从 80 年代末到 90 年代初,人们在这一领域取得了一系列重大突破,一方面反映在一些新型的非线性光学及激光晶体的成熟及其大量应用;另一方面反映在使用这些新型晶体的频率转换技术及全固态可调谐激光技术得到飞速发展。光学参量振荡器、掺钛蓝宝石可调谐激光器,以及各种倍频激光器的产品化和广泛应用被认为是具有代表性的例子。这些产品和技术的进一步发展,无疑将对国民经济和国防建设起到重要的推动作用。

利用非线性光学混频进行频率转换时,必须使各光波满足相位匹配条件。实现这一条件的最成熟方法是双折射相位匹配(BPM)技术,它是 Kleinman 在 1961 年提出的理论为基础的,其主要思想是利用晶体的双折射光学特性实现相位匹配。但是, BPM 对材料有许多限制,如晶体需要沿特殊的方向切割,或者需要特定的工作温度,而且对于每一具体的材料,双折射也只能在一定波段范围内起补偿作用。再者,双折射相位匹配需要参与相互作用的光波具有不同的偏振方向,这样就只能利用晶体非线性系数中较小的非对角元素,这影响了频率转换的效率。

因此科学家们努力寻找一种更好的频率转换方法以克服 BPM 的缺点。Armstrong 和 Bloembergen 等人[6]与 Franken 和 Ward[7]分别独立地于 1962 年和 1963 提出了准相位匹配(QPM)思想,即通过晶体的非线性极化率的调制,来弥补光参量过程中由于折射率色散造成的基波与谐波之间的相位失配,以获得非线性效应的增强。同 BPM 相比 QPM 有许多优点,主要表现在:

1) QPM 不再要求正交光束,这就为充分利用非线性介质的最大非线性系数提供了可能,使非线性效应得以显著提高。例如,对于  $\text{LiNbO}_3$  晶体,采用 QPM 比采用 BPM 理论上的倍频效率要提高  $(2d_{33} / \pi \cdot d_{13})^2 \approx 20$  倍[8];

2) QPM 需要的调制周期,可以人为地根据非线性晶体的折射率色散加以设计,所以其匹配的范围可以覆盖材料的整个透明波段而无特殊的角

度和温度要求；

3) QPM 是非临界相位匹配，不存在坡印亭矢量走离现象；对入射角限制要求降低，基波和谐波等相互作用光束能严格限制在非线性晶体中。因而可以使用较长的相互作用长度，来提高转换效率；

4) QPM 不仅可用于体介质器件，也可用于光波导器件的频率转换。

QPM 的思想提出后，由于受当时各方面实验条件的局限，而未能真正将此想法付诸实施。为此，科学家们进行了不懈的努力，找出了介电体超晶格[9]为实现 QPM 的理想材料。介电体超晶格以介电体为基质材料，其微结构的调制通常是通过对铁电畴、铁弹畴、组分、异质结构、相结构或结晶学取向的调制来实现。其类型可以是一维的、二维的或三维的；可以是周期的、准周期的或其它更复杂的结构。由于介电体超晶格通过微结构的调制来实现材料物理性质的调制，并且调制的尺度可与光波长相比拟，因此介电体超晶格的倒格矢将参与光波的激发与传播过程，产生新的光学效应。这是介电体超晶格用于光频率转换的理论依据。

但是，由于制备工艺发展的相对滞后，准相位匹配技术在 80 年代以前并没有象相位匹配技术那样得到应用。这激发了人们对畴调制结构介电体超晶格材料制备上的研究热情。近十几年来，随着外加电场周期极化非线性晶体如  $\text{LiNbO}_3$ 、 $\text{KTiOPO}_4$  和  $\text{LiTaO}_3$  等技术的日益完善与发展[10-12]，利用 QPM 方法已经实现了倍频(SHG)[13-15]、和频(SFG)[16]、差频(DFG)[17]以及光参量振荡(OPO)[18]等多种非线性光学频率转换方式。利用 QPM 方法，在周期或准周期调制结构中还可以实现三次谐波[19-21]、四次谐波等高次谐波产生。

理论上，处理光波在非线性介质中的相互作用，必须解非线性波方程

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}^{NL}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2},$$

它是构成非线性光学基础理论的一个基本方程。该方程一般没有解析解，通常借助两种近似方法求解，一个是被称为玻恩近似的迭代法；另一个是耦合波理论，即求解由该方程推出的、描述相互作用波的耦合偏微分方程。

后一种方法是研究非线性介质中相互作用波的较高级方法,已经被普遍采用。但以前的耦合波分析是把相互作用的波当作广延于全空间的平面波。实际上,在非线性光学混频过程中,为了提高转换效率或信号强度,通常将激光束聚焦射入介质。聚焦后的激光束一般不能认为是平面波,只有当晶体长度远远小于共焦参量时才能近似看作是平面波;当聚焦光斑很小时,必须在计算中考虑光束横截面上的光场分布及相位面的影响。这时,理论上采用高斯光束处理相互作用的耦合波更具有实际意义[22, 23]。因此本文在第 2 章讨论光学超晶格中聚焦高斯光束的三次谐波产生。

随着非线性光学频率转换及可调谐激光技术的进步,对各种不同波段激光器的研制取得了长足的进展[24, 25]。最近几年,激光投影显示已经出现,与通常的显示技术相比,激光投影显示因具有纯谱色调、极大的聚焦深度、高亮度、高对比度和空间分辨率、无色差及色谱宽等几个明显的优点而倍受青睐。原则上,自然界一切鲜艳美丽的颜色都可以通过红、绿和蓝(RGB)三种基本的颜色加权混合而得到。一个能实现高效 RGB 输出的全固态激光器,不仅会在诸如真彩色显示,高分辨率全彩色打印等光电科技中得到广泛的应用,还会对未来光电子器件的小型化、集成化产生积极的影响。目前有关这方面的工作已有报道,Jaques 等[26]用两个半导体泵浦源实现了 669nm 的红光、505nm 的绿光和 481nm 的蓝光的同时输出;刘照伟等[27]通过两个不同极化周期的串联光学超晶格,用 532nm 的激光作泵浦源,在第一个超晶格中实现参量过程产生 631nm 的红光,在第二个超晶格中实现泵浦光与来自第一个超晶格中的闲频光的和频过程产生 460nm 的蓝光,从而实现 RGB 的输出;廖军等[28]利用一个二极管泵浦的双波长(1064nm 和 1342nm)Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器,在非周期极化的 LiTaO<sub>3</sub> 中实现了波长为 671nm、532nm 和 447nm 的 RGB 输出。上述工作都集中在实验方面,若能从理论方面给以探讨,对理解波的相互作用过程将是有帮助的。因此在第 2 章处理耦合波方法的基础上,从提高转换效率的角度考虑,本文在第 3 章从理论讨论了利用聚焦高斯光束在一个光学超晶格中

实现 RGB 输出的可能性。

自从 1961 年标志非线性光学诞生的第一个实验以来,人们就一直在为提高转换效率而不懈努力。在相互作用的波之间实现相位匹配、延长相互作用长度、提高基波光的功率密度等都是行之有效的方法。第 2 和第 3 章都采用聚焦高斯光束的办法来提高功率密度,但共焦聚焦的条件表明不可能无限制地通过压缩光斑来获取高的功率密度。理论和实验都已经证实,利用光波导对光的约束作用来提高功率密度,可使效率大幅度地提高 [29, 30]。原则上讲,在体介质中发生的各种非线性光学现象都会在介质光波导中产生。目前,研究在光波导中传播的光波与构成波导介质之间的非线性相互作用,已成为研制各种各样波导型非线性光学器件的推动力。导波光电子学的最终目标是集成光学,这些新颖的非线性光学器件提供了构筑光路集成化的基础。

同体型结构相比,光波导结构除了能提高功率密度外还有以下优点:

1) 波导中的光波能无衍射地传播相当长的距离。这个距离仅为波导的不完善所引起的吸收或散射所限制。这就为实现有效的非线性相互作用提供了足够的相干长度。

2) 在光波导中,可以利用导模的色散特性来控制传输光的相位速度,即利用模式色散来补偿材料色散从而取得相位匹配。这对不能实现相位匹配的体介质材料,在波导结构中仍可能实现相位匹配。

3) 小型、紧凑的非线性光波导结构,及其平面化的制备工艺,使它有可能与光源或其它功能器件一起进行光路集成化,这是体效应器件无法做到的。

由于上述优点,努力利用光波导中波的非线性相互作用来提高频率转换的效率,一直是导波光电子学界所面临的一个重要课题。

$\text{LiNbO}_3$  晶体是一种众所周知的铁电材料,具有高的电光、压电系数,较高的二阶非线性系数,是制作高质量光波导的理想材料。1982 年 Jackel 等 [31] 首次报道了用质子交换法制备  $\text{LiNbO}_3$  光波导,此后人们对质子交

换的  $\text{LiNbO}_3$  光波导进行了广泛的理论和实验研究。与已经非常成熟的钛扩散技术相比, 质子交换技术不但简便、快捷, 而且制备出的  $\text{LiNbO}_3$  光波导具有较小的波导损耗、较强的抗光折变能力、较大的非常光折射率增量和较强的光能量控制能力; 而且由于质子交换只引起非常光的折射率增加, 而寻常光折射率稍微减小( $\sim -5 \times 10^{-3}$ ), 这意味着  $X$  切和  $Y$  切的  $\text{LiNbO}_3$  光波导只传播 TE 模,  $Z$  切的  $\text{LiNbO}_3$  光波导只传播 TM 模。因此与  $\text{Ti:LiNbO}_3$  光波导相比, 质子交换的  $\text{LiNbO}_3$  光波导容易实现偏振控制。但随后人们发现仅用质子交换制备的  $\text{LiNbO}_3$  光波导仍存在着一些严重的问题, 如电光系数下降、传输损耗仍偏高、折射率分布不稳定等。如果对交换后的波导再进行退火处理(简称 APE 波导), 不但可以解决上述问题, 而且还能对折射率分布进行设计, 从而构造模场分布。

作为第 5 章基础, 本文在第 4 章给出了退火质子交换  $\text{LiNbO}_3$  光波导的特性、波导模式满足的波方程, 并简单介绍解此方程所用的标量有限元方法。

与体介质材料一样, 要想提高非线性相互作用的转换效率, 就必须在耦合的波导模式之间实现相位匹配。QPM 的微结构波导频率转换器件对波导厚度精度的控制可大大放宽。更重要的是, 由于微结构的周期可以根据需要而加以设计, 这不仅克服了利用模式色散实现相位匹配基波光波长范围狭小的缺点, 而且为同阶同偏振的模之间实现有效的耦合提供了可能。因此, 近年来人们对 QPM 波导频率转换器件表现出了浓厚的兴趣 [17, 32-39], 对其波导倍频器件的研究人们已经作了大量的工作 [30, 33-35]。本文的第 5 章在第 4 章的基础上, 讨论 APE  $\text{LiNbO}_3$  通道光波导中 QPM 的三次谐波产生。利用准周期结构提供的两个倒格矢来分别补偿倍频过程及和频过程中的波矢失配, 以实现基模间的高效耦合。

## 参考文献

1. S. J. B. Yoo, *Journal of Lightwave Technology*, 14(1996)955.
2. O. Kristof, S. Kindt, D. Breuer et al., *Journal of Lightwave Technology*,

- 16(1998)78.
3. T. Durhuus, *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(1994)53.
  4. K. Shimizu, T. Horiguchi, and Y. Koyamada, *Optics Letters*, 17(1992)1307.
  5. F. Heismann and R. Ulrich, *Applied Physics Letters*, 45(1984)490.
  6. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Dcuing, P. S. Pershan, *Physics Review*, 127(1962)1918.
  7. P. A. Franken, J. F. Ward, *Review of Modern Physics*, 35(1963)23.
  8. L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, *Journal of the Optical Society of America*, B12(1995)2102.
  9. D. Feng, N. B. Ming, J. F. Hong, J. S. Zhu, Z. Yang and Y. N. Wang, *Applied Physics Letters*, 37(1980)607.
  10. W. Jonas, *Electronics Letters*, 30(1994)894.
  11. S. N. Zhu, *Ferroelectrics*, 197(1997)51.
  12. G. B. Robert, *Applied Physics Letters*, 75(1999)1673.
  13. A. Arie, G. Rosenman, V. Mahal, A. Skliar, M. Oron, M. Katz, and D. Eger, *Optics Communications*, 142(1997)265.
  14. G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer, *Optics Letters*, 22(1997)1834.
  15. S. Wang, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and H. Karlsson, *Optics Letters* 23(1998)1834.
  16. V. Petrov and F. Noack, *Optics Letters* 20(1998)2171.
  17. C. Q. Xu, H. Okayama, K. Shinozaki, K. Watanabe, M. Kawahara, *Applied Physics Letters*, 63(1993)1170.
  18. L. E. Myers and W. R. Bosenberg, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33 (1997)1663.
  19. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, *Science*, 278(1997)843.
  20. Y. Y. Zhu, R. F. Xiao, J. S. Fu, and G. K. L. Wong, *Applied Physics Letters*, 73(1998)432.
  21. C. Zhang, Y. Y. Zhu, S. X. Yang, Y. Q. Qin, S. N. Zhu, Y. B. Chen. H. Liu, and N. B. Ming, *Optics Letters*, 25(2000)436.
  22. G. D. Boyd et al., *Journal of Applied Physics*, 39(1968)3597.

23. H. Rabin and C. L. Tang, *Quantum Electronics: A treatise*, Academic Press, 1975.
24. Y. Inoue, S. Konno, T. Kojima, and S. Fujikawa, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(1999) 1737.
25. C. Q. Wang, Y. T. Chow, W. A. Gambling, et al., *Applied Physics Letters*, 75 (1999) 1821.
26. D. Jaque, J. Capmany, J. G. Sole, *Applied Physics Letters*, 75(1999) 325.
27. Z. W. Liu, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, H. Liu, Y. Q. Lu, H. T. Wang, N. B. Ming, X. Y. Liang, Z. Y. Xu, *Solid State Communications*, 119(2001)363.
28. J. Liao, J. L. He, H. Liu, H. T. Wang, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, *Applied Physics Letters*, 82(2003)3159.
29. K. Mizuuchi, K. Yamamoto, and H. Sato, *Journal of Applied Physics*, 75(1994)11311.
30. M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, et al., *Applied Physics Letters*, 62(1993)435.
31. J. L. Jackel, C. E. Rice and J. J. Veselka, *Applied Physics Letters*, 41(1982)607.
32. G. I. Stegeman and C. J. Senton, *Journal of the Optical Society of America*, B6(1989)652.
33. S. Helmfrid, G. Arvidsson, J. Webjorn, *Journal of the Optical Society of America*, B10(1992)222.
34. D. Delacourt, F. Armani, M. Papuchon, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(1994)1090.
35. 薛挺, 于建, 杨天新, 倪文俊, *物理学报*, 51(2002)565.
36. W. X. Hou, T. C. Chong, H. Kumangai, M. Hirano, *Japanese Journal of Applied Physics* 35(1996)5705.
37. J. Webjorn, S. Siala, D. W. Nam, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(1996)1673.
38. Y. Jeong, B. Lee, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(1999)1434.
39. K. Gallo, G. Assanto, G. I. Stegeman, *Applied Physics Letters*, 71(1997)1020

## 光学超晶格中聚焦高斯光束的三次谐波产生

处理光波在非线性光学介质中的相互作用，必须解非线性二阶偏微分波方程。这种方程一般没有解析解，通常靠两种近似方法求解，一个是被称为玻恩近似的迭代法；另一个是耦合波理论，即求解耦合波方程。后一种方法是研究非线性介质中相互作用波的较高级方法，已经被普遍采用。但以前的耦合波分析是把相互作用的波当作广延于全空间的平面波。实际上，在非线性光学混频过程中，为了提高转换效率或信号强度，通常将激光束聚焦射入介质。聚焦后的激光束一般不能认为是平面波，尤其当聚焦光斑很小时，必须在计算中考虑光束横截面上的光场分布及相位面的影响。这时，理论上采用高斯光束处理相互作用的耦合波更具有实际意义。本章讨论在光学超晶格中聚焦高斯光束的三次谐波产生。

### 2.1 非线性光学介质中的波方程

由麦克斯韦方程组可以求得，光波在非线性光学介质中传播时满足的波方程。在无自由电荷、自由电流的空间，麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{B}} = 0. \quad (2.4)$$

式中字母上方的“~”标记随时间变化的量。对于非磁性的理想电介质材料，相关的物质方程为

$$\tilde{\mathbf{B}} \approx \mu_0 \tilde{\mathbf{H}}, \quad (2.5)$$

$$\tilde{\mathbf{D}} = \varepsilon_0 \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{P}}. \quad (2.6)$$

其中极化强度矢量

$$\tilde{\mathbf{P}} = \tilde{\mathbf{P}}^L + \tilde{\mathbf{P}}'^L + \tilde{\mathbf{P}}^{NL} = \tilde{\mathbf{P}}^L + \tilde{\mathbf{P}}', \quad (2.7)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}^L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \tilde{\mathbf{E}}, \quad (2.8)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}'^L = \varepsilon_0 \Delta \chi^{(1)} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon_r \cdot \tilde{\mathbf{E}}, \quad (2.9)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}^{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \tilde{\mathbf{E}}\tilde{\mathbf{E}} + \chi^{(3)} : \tilde{\mathbf{E}}\tilde{\mathbf{E}}\tilde{\mathbf{E}} + \dots). \quad (2.10)$$

这里  $\tilde{\mathbf{P}}^L$  为介质未受微扰时的线性极化强度矢量,  $\tilde{\mathbf{P}}'^L$  为介质受到电光、声光或热光等物理效应所引起的线性极化强度的增量,  $\tilde{\mathbf{P}}^{NL}$  为非线性极化强度。

方程(2.1)两边取旋度并结合(2.2)、(2.5)–(2.7), 得

$$\nabla(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}) - \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}'}{\partial t^2}. \quad (2.11)$$

上式的右边一项称为“源”项, 介质中波间的耦合就起源于此。贯穿全文, 我们仅考虑二阶非线性效应, 不考虑因其它物理效应引起的极化强度变化。因此,  $\tilde{\mathbf{P}}'^L = 0$ ,  $\tilde{\mathbf{P}}^{NL} = \tilde{\mathbf{P}}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \tilde{\mathbf{E}}\tilde{\mathbf{E}}$ 。

方程(2.11)是非线性光学中的一个基本方程, 是耦合波理论的基础。

在某些条件下该方程可以简化, 例如对于平面波  $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0$ ; 在慢变包络近似条件成立时  $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}$  很小, 可取  $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}} \approx 0$ , 这个条件在绝大多数的非线性光学问题中都是满足的[1, 2]。这样, 方程(2.11)简化为

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}^{(2)}}{\partial t^2}. \quad (2.12)$$

## 2.2 光学超晶格中三次谐波产生的耦合波方程

高斯光束具有柱对称分布, 在选取以  $x$  为对称轴的圆柱坐标系下, 假定相互作用的单色电磁波沿  $x$  轴传播、沿晶体光轴偏振。其复电场可表示

为

$$\tilde{E}_j(r, x, t) = \frac{1}{2} E_j(r, x) e^{i(\omega_j t - k_j x)} + C.C. \quad j = 1, 2, 3, \quad (2.13)$$

这里  $E_j(r, x)$  是沿  $x$  方向的慢变包络,  $k_j$  为波矢,  $\omega_j$  为角频率。仅考虑共线传播, 不考虑坡印亭矢量的走离(在 QPM 的材料中通常不出现此现象 [3])。级联的三次谐波产生 (THG), 涉及五个主要的参量过程, 即两个和频过程  $\omega_1 + \omega_1 \rightarrow \omega_2$ ,  $\omega_2 + \omega_1 \rightarrow \omega_3$  和三个差频过程  $\omega_2 - \omega_1 \rightarrow \omega_1$ ,  $\omega_3 - \omega_2 \rightarrow \omega_1$  和  $\omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2$ 。对应各频率分量的二阶非线性极化波分别为

$$\begin{aligned} \tilde{P}_1^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) (\tilde{E}_2 \tilde{E}_1^* + \tilde{E}_3 \tilde{E}_2^*), \\ \tilde{P}_2^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) \left( \frac{1}{2} \tilde{E}_1^2 + \tilde{E}_3 \tilde{E}_1^* \right), \\ \tilde{P}_3^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) \tilde{E}_2 \tilde{E}_1. \end{aligned} \quad (2.14)$$

上式表明, 频率为  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  和  $\omega_3$  的光波在超晶格中相互耦合, 产生了非线性极化波, 这些非线性极化波作为新的辐射源, 参与超晶格中的非线性光学过程。

将方程 (2.13)、(2.14) 代入方程 (2.12), 利用慢变包络近似

$$\left| \frac{d^2 E_j}{dx^2} \right| \ll \left| k_j \frac{dE_j}{dx} \right|, \quad \text{可得出描述三个相互作用波的耦合波方程}$$

$$\begin{aligned} \nabla_T^2 E_1 - 2ik_1 \frac{\partial E_1}{\partial x} &= -\frac{2\omega_1^2}{c^2} d(x) [E_2 E_1^* \exp(-i\Delta k_1' x) \\ &\quad + E_3 E_2^* \exp(-i\Delta k_2' x)], \\ \nabla_T^2 E_2 - 2ik_2 \frac{\partial E_2}{\partial x} &= -\frac{2\omega_2^2}{c^2} d(x) \left[ \frac{1}{2} E_1^2 \exp(i\Delta k_1' x) \right. \\ &\quad \left. + E_3 E_1^* \exp(-i\Delta k_2' x) \right], \\ \nabla_T^2 E_3 - 2ik_3 \frac{\partial E_3}{\partial x} &= -\frac{2\omega_3^2}{c^2} d(x) E_2 E_1 \exp(i\Delta k_2' x), \end{aligned} \quad (2.15)$$

这里  $d(x)$  是超晶格的随位置变化的非线性光学系数,  $c$  是真空中光速, \*

表示复共轭,  $\Delta k_1' = k_2 - 2k_1$ ,  $\Delta k_2' = k_3 - k_2 - k_1$  代表波矢失配。

$\nabla_T^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$  是横向拉普拉斯算符, 对于高斯光束  $\nabla_T^2$  不依赖于  $\phi$ 。

因为具有轴对称的任何近轴光束, 都可以表示为拉盖尔—高斯模的线性迭加[4, 5], 即

$$E_j(r, x) = \sum_{n=0}^{N_j} B_{jn}(x) u_{jn}(r, x), \quad (2.16)$$

其中  $B_{jn}$  是展开系数,  $u_{jn}(r, x)$  为拉盖尔—高斯模。选坐标原点位于晶体中心, 并假定各光束束腰在原点并有相同的共焦参数  $b$ [6], 即

$$b = k_j w_{0j}^2, \quad (2.17)$$

则  $u_{jn}(r, x)$  可表示如下

$$u_{jn} = \frac{ik_j w_{0j}}{\sqrt{2\pi q}} \left( \frac{-q^*}{q} \right)^n L_n \left( 2 \frac{r^2}{w_j^2} \right) e^{-i \frac{k_j r^2}{2q}}, \quad (2.18)$$

(2.18)式中  $L_n(y) = e^y \frac{d^n}{dy^n} \left( \frac{y^n}{e^y} \right) = n! \sum_{m=0}^n (-1)^m C_n^{n-m} \frac{y^m}{m!}$  为  $n(=0, 1, 2, \dots, q)$

阶拉盖尔多项式;  $q = x + i \frac{b}{2}$  是复曲率半径,  $w_j = w_{0j} \sqrt{1 + \left( \frac{2x}{k_j w_{0j}^2} \right)^2}$  为

$x$  处的光束半径,  $w_{0j}$  为光束腰半径。

对于频率为  $\omega_1, \omega_2 (= 2\omega_1)$  和  $\omega_3 (= 3\omega_1)$  的三个相互作用光波场, 由 (2.17) 式得

$$w_{01} \approx \sqrt{2} w_{02} \approx \sqrt{3} w_{03} \equiv w_0. \quad (2.19)$$

满足方程(2.15)的高斯光束, 对应于级数(2.16)的  $n=0$  项[1, 6], 即

$$E_j = B_{j0}(x) u_{j0}(r, x) \equiv B_j(x) u_j(r, x), \quad (2.20)$$

这里展开系数  $B_j(x) = B_{j0}(x)$ ;  $u_j(r, x) = u_{j0}(r, x)$  为零阶拉盖尔—高斯

模(即高斯模), 由(2.18)、(2.19)得

$$u_j(r, x) = \sqrt{\frac{2j}{\pi}} \frac{1}{w_0(1-i\xi)} e^{-\frac{jr^2}{w_0^2(1-i\xi)}}, \quad j=1,2,3, \quad (2.21)$$

$$\xi = \frac{2x}{b}. \quad (2.22)$$

容易验证(2.21)式满足正交归一化关系, 即

$$\int_0^{\infty} u_j^*(r, x) u_j(r, x) \cdot 2\pi r dr = 1. \quad (2.23)$$

将(2.20)式代入方程(2.15), 为方便起见在下文略去  $u_j(x)$  和  $B_j(r, x)$  中的宗量。先考虑(2.15)的第一式, 得

$$B_1[\nabla_r^2 u_1 - 2ik_1 \frac{\partial u_1}{\partial x}] - 2ik_1 \frac{dB_1}{dx} = -\frac{2\omega_1^2}{c^2} d(x)[B_2 B_1^* u_2 u_1^* e^{-i\Delta k_1' x} + B_3 B_2^* u_3 u_2^* e^{-i\Delta k_2' x}].$$

由于  $u_j$  是亥姆霍兹方程的一个解, 在慢变包络近似下, 容易证明

$$\nabla_r^2 u_j - 2ik_j \frac{\partial u_j}{\partial x} = 0, \text{ 所以上式简化为}$$

$$\frac{dB_1}{dx} u_1 = -i \frac{\omega_1}{n_1 c} d(x)[B_2 B_1^* u_2 u_1^* e^{-i\Delta k_1' x} + B_3 B_2^* u_3 u_2^* e^{-i\Delta k_2' x}]. \quad (2.24a)$$

同理可求得另外两式

$$\frac{dB_2}{dx} u_2 = -i \frac{\omega_2}{n_2 c} d(x)[\frac{1}{2} B_1^2 u_1^2 e^{i\Delta k_1' x} + B_3 B_1^* u_3 u_1^* e^{-i\Delta k_2' x}], \quad (2.24b)$$

$$\frac{dB_3}{dx} u_3 = -i \frac{\omega_3}{n_3 c} d(x) B_2 B_1 u_2 u_1 e^{i\Delta k_2' x}. \quad (2.24c)$$

式中  $n_j$  是折射率。方程(2.24a)两边同乘以  $u_1^*$  并对  $2\pi r dr$  积分, 借助归一化条件(2.23), 得

$$\begin{aligned} \frac{dB_1}{dx} = & -i \frac{\omega_1}{n_1 c \pi^{3/2} w_0 (1+i\xi)} d(x) [B_2 B_1^* e^{-i\Delta k_1 x} \\ & + \frac{2}{\sqrt{3}} B_3 B_2^* e^{-i\Delta k_2 x}]. \end{aligned} \quad (2.25a)$$

按照同样的方法可得

$$\begin{aligned} \frac{dB_2}{dx} = & -i \frac{\omega_2}{n_2 c \pi^{3/2} w_0} d(x) \left[ \frac{1}{2} \frac{B_1^2}{1-i\xi} e^{i\Delta k_1 x} \right. \\ & \left. + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{B_3 B_1^*}{1+i\xi} e^{-i\Delta k_2 x} \right], \end{aligned} \quad (2.25b)$$

$$\frac{dB_3}{dx} = -i \frac{\omega_3}{n_3 c \pi^{3/2} w_0} d(x) \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{B_1 B_2}{1-i\xi} e^{i\Delta k_2 x}. \quad (2.25c)$$

对于周期畴超晶格，非线性光学系数  $d(x)$  沿  $x$  轴周期性变号，可作傅立叶级数展开[7]

$$d(x) = d_{eff} \sum_m f_m e^{iG_m x}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.26)$$

$$f_m = \frac{2}{\pi m} \sin(\pi m D),$$

$$G_m = \frac{2\pi m}{\Lambda}.$$

其中  $d_{eff}$  是超晶格的有效光学非线性系数； $f_m$ 、 $G_m$  分别是傅立叶系数和倒格矢； $D$  是占空比，即正畴宽度与周期  $\Lambda$  之比。通常，在频率转换过程中往往只有满足或接近满足 QPM 条件的一个倒格矢起支配作用。故取(2.26)式中对应的这一项代入(2.25a-c)，并作下面变量替换

$$A_j(x) = \sqrt{\frac{n_j}{\omega_j}} B_j(x), \quad (2.27)$$

最后得到

$$\frac{dA_1(x)}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}(1+i\xi)} [\alpha A_2 A_1^* e^{-i\Delta k_1 x} + \beta A_3 A_2^* e^{-i\Delta k_2 x}],$$

$$\frac{dA_2(x)}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}} \left[ \frac{1}{2} \alpha \frac{A_1^2}{1-i\xi} e^{i\Delta k_1 x} + \beta \frac{A_3 A_1^*}{1+i\xi} e^{-i\Delta k_2 x} \right], \quad (2.28)$$

$$\frac{dA_3(x)}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}(1-i\xi)} \beta A_1 A_2 e^{i\Delta k_2 x},$$

这里

$$\Delta k_1 = \Delta k_1' - G_m = k_2 - 2k_1 - G_m, \quad (2.29)$$

$$\Delta k_2 = \Delta k_2' - G_m = k_3 - k_2 - k_1 - G_m, \quad (2.30)$$

$$\alpha = d_{\text{eff}} f_m \sqrt{\frac{\omega_1^3 \omega_2}{(\pi c)^3 n_1 n_2}},$$

$$\beta = \frac{2}{3} d_{\text{eff}} f_m \sqrt{\frac{3\omega_1^2 \omega_2 \omega_3}{(\pi c)^3 n_2 n_3}}.$$

方程(2.28)就是在聚焦高斯光束的作用下,描述超晶格中 THG 的耦合波方程。当  $x \ll b$  时,  $\xi \rightarrow 0$ , 此方程就变成了平面波近似下的耦合波方程[8]。

下面讨论三个耦合的光波满足的能量守恒方程和转换效率。

根据(2.28)可以得出

$$\sum_{j=1}^3 (\omega_j A_j^* \frac{dA_j}{dx} + C.C.) = \sum_{j=1}^3 (j\omega_j A_j^* \frac{dA_j}{dx} + C.C.) = 0,$$

即

$$\sum_{j=1}^3 j \frac{d}{dx} (A_j^* A_j) = \frac{d}{dx} \sum_{j=1}^3 j |A_j|^2 = 0.$$

考虑到初值条件:  $A_1(0) = A_{10}, A_2(0) = A_3(0) = 0$ , 则有

$$\sum_{j=1}^3 j |A_j|^2 = |A_{10}|^2, \quad (2.31)$$

或

$$|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 3|A_3|^2 = |A_{10}|^2. \quad (2.32)$$

方程(2.31)或(2.32)即为三个耦合波满足的能量守恒方程。

由方程(2.20)、(2.23)和(2.27)可求得光功率为

$$P_j = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_j \int_0^{\infty} E_j E_j^* 2\pi r dr = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \omega_j A_j A_j^*. \quad (2.33)$$

从而得出三个耦合波的转换效率

$$\eta_j = \frac{P_j}{P_{10}} = j \left| \frac{A_j}{A_{10}} \right|^2, \quad (2.34)$$

这里  $P_{10}$  和  $A_{10}$  分别为基波光的输入功率和约化初始振幅。

### 2.3 数值结果和讨论

在共焦聚焦条件下, 即晶体的长度  $L$  等于共焦参数  $b$  时, 分别取初值条件:  $A_1(0) = A_{10} = 1, A_2(0) = A_3(0) = 0$  及参数  $L=b=3\text{mm}$ , 对耦合方程(2.28)进行数值计算。

在计算中发现, 三次谐波的转换效率不仅依赖耦合系数  $\alpha$  与  $\beta$  的比率, 而且还依赖相位失配因子  $\Delta k_1 L$  和  $\Delta k_2 L$ 。为此我们选取  $0.3 \sim 10$  的较大比率范围和  $-45 \sim 45$  的较大相位失配范围, 以搜寻取得最大三次谐波转换效率的最佳条件。结果发现无论比率  $\alpha / \beta$  取什么值, 只要  $\Delta k_1 L$  和  $\Delta k_2 L$  中有一个取正值, 得到的三次谐波转换效率都很低;  $\Delta k_1 L$  和  $\Delta k_2 L$  中一个为零, 另一个在  $-3.3 \sim -3.9$  范围内取值, 三次谐波转换效率都能达到 40% 以上。当  $\alpha / \beta = 2.45, \Delta k_1 L = 0$  和  $\Delta k_2 L = -3.9$  时, 由计算得三次谐波转换效率达到了 43.5%。

图 2.1 显示了在这个条件下, 转换效率随相互作用长度的变化关系。从图中容易看到, 三次谐波的转换效率几乎与相互作用长度成正比地增加, 在晶体末端输出效率达到最大值 43.5%。因此可以认为  $\alpha / \beta = 2.45, \Delta k_1 L = 0$  和  $\Delta k_2 L = -3.9$  是获得最大三次谐波转换效率的最佳条件。

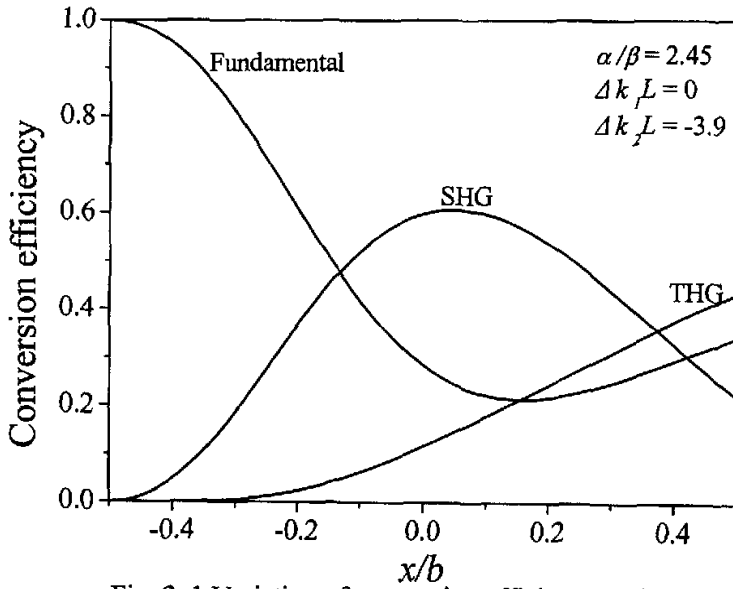


Fig. 2. 1 Variation of conversion efficiency with the interaction distance under the optimum conditions.

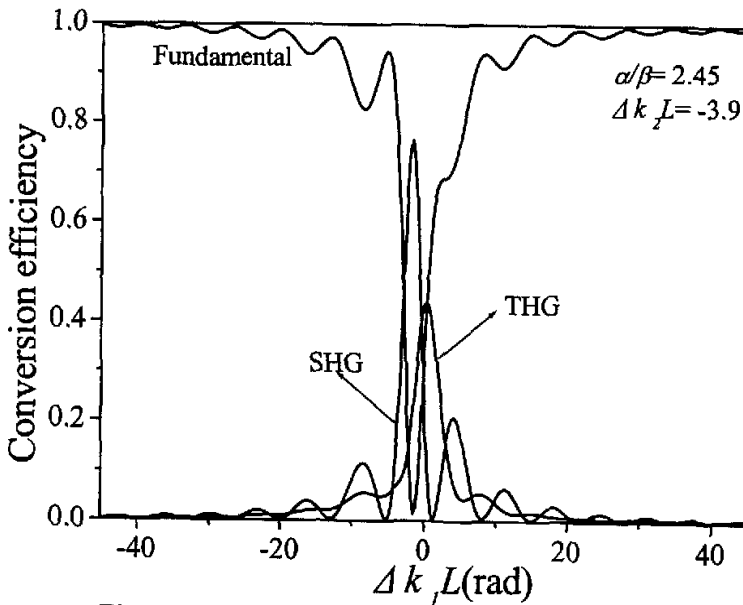


Fig. 2. 2 Dependence of conversion efficiency on phase mismatch  $\Delta k_1 L$  for  $\alpha/\beta = 2.45$  and  $\Delta k_2 L = -3.9$ .

为了进一步考察最佳条件, 图 2.2 和图 2.3 分别给出了转换效率随相位失配因子  $\Delta k_1 L$  和  $\Delta k_2 L$  的变化关系。图 2.2 表明当保持  $\alpha/\beta = 2.45, \Delta k_2 L = -3.9$  时, 三次谐波效率的峰值正好出现在  $\Delta k_1 L = 0$  处。类似地, 图 2.3 表明当保持  $\alpha/\beta = 2.45, \Delta k_1 L = 0$  时, 三次谐波效率的峰值正好出现在  $\Delta k_2 L = -3.9$  处。这进一步说明上述条件是实现最大三次谐波转换效率的最佳条件。

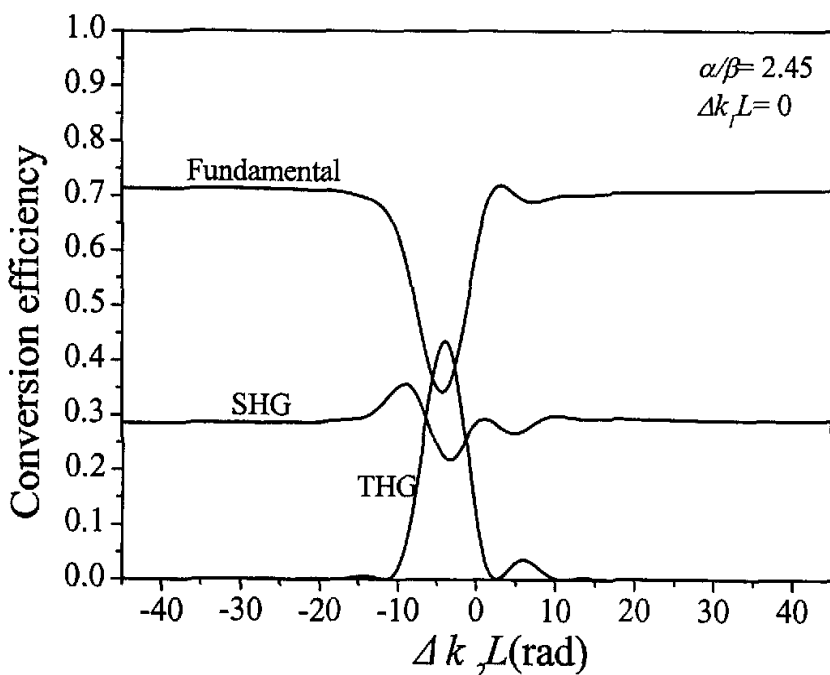


Fig. 2.3 Dependence of conversion efficiency on phase mismatch  $\Delta k_2 L$  for  $\alpha/\beta = 2.45$  and  $\Delta k_1 L = 0$ .

下面讨论上述参数偏离最佳条件时, 对转换效率造成的影响。图 2.4 给出了当  $\Delta k_1 L = 0, \Delta k_2 L = -3.9$  时, 转换效率随比率  $\alpha/\beta$  的变化。我们能够注意到  $\alpha/\beta$  取值在 1.45 ~ 3.45 之间时, 三次谐波的转换效率保持在 40% 以上;  $\alpha/\beta > 4$  时, 三次谐波的转换效率随比率  $\alpha/\beta$  的增加而迅速减少。实际上, 不同的  $\alpha/\beta$  取值对应不同的超晶格结构, 上述能保持较

高效率的宽  $\alpha/\beta$  取值范围, 将给出一个宽的超晶格制备容限, 因此能使畴结构的制备更容易。以上结果对三次谐波器件的设计有借鉴作用。

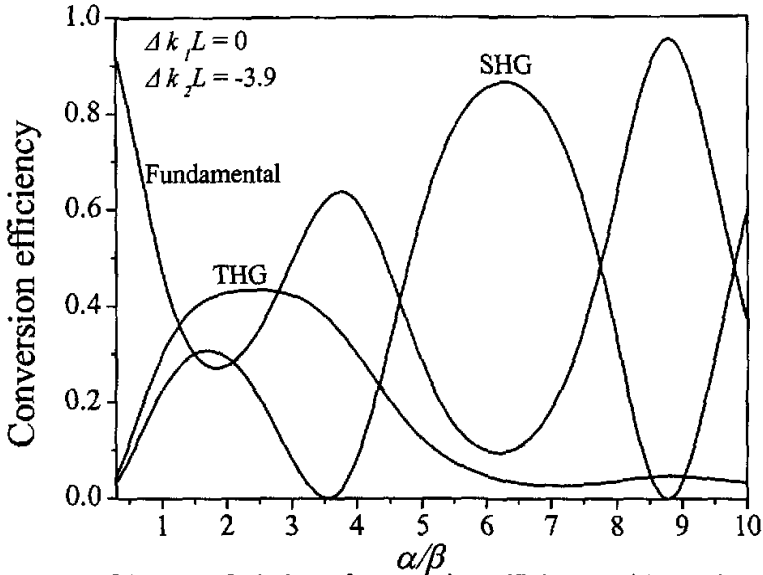


Fig. 2.4 Variation of conversion efficiency with  $\alpha/\beta$  for  $\Delta k_y L=0$  and  $\Delta k_y L=-3.9$

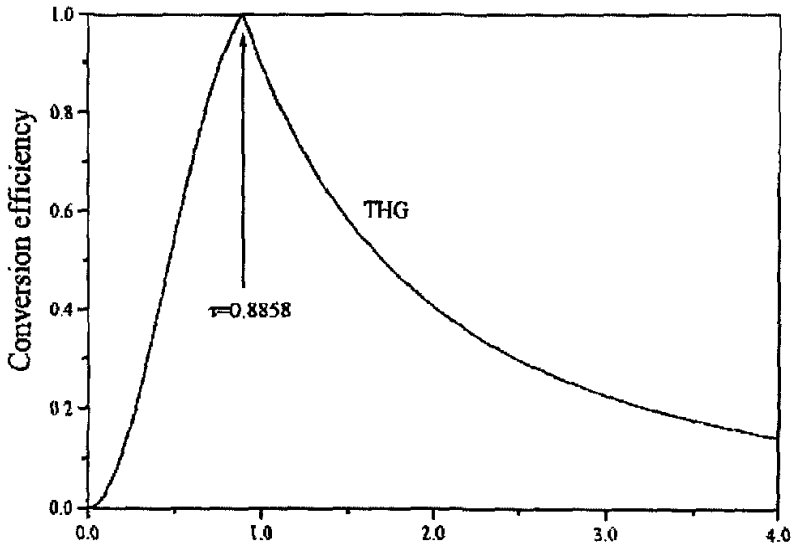


Fig. 2.5 In the plane-wave approximation dependence of maximum conversion efficiency on the ratio of the coupling coefficients under QPM conditions.

图 2.5 说明了在平面波近似下, 准相位匹配( $\Delta k_1 = 0, \Delta k_2 = 0$ )的三次谐波最大效率随耦合系数的比率变化。该图说明, 调节耦合系数的比率可使转换效率达到可观的值, 当比率  $\tau = 0.8858$  时, 三次谐波效率理论值达到了 100% [8]。为了与平面波近似的结果比较, 图 2.6 给出了  $\Delta k_1 L = 0, \Delta k_2 L = 0$  时, 耦合高斯光束的转换效率随耦合系数比率的变化。结果与平面波近似下的有明显的不同: 当 QPM 条件满足时, 在 0.3 ~ 10 的比率范围内出现的最大转换效率不超过 20%。这意味着对于高斯光束 QPM 条件不是最佳条件, 而是必须有一定的负相位失配(例如  $\Delta k_2 L = -3.9$ ), 才能保证获得高的转换效率。

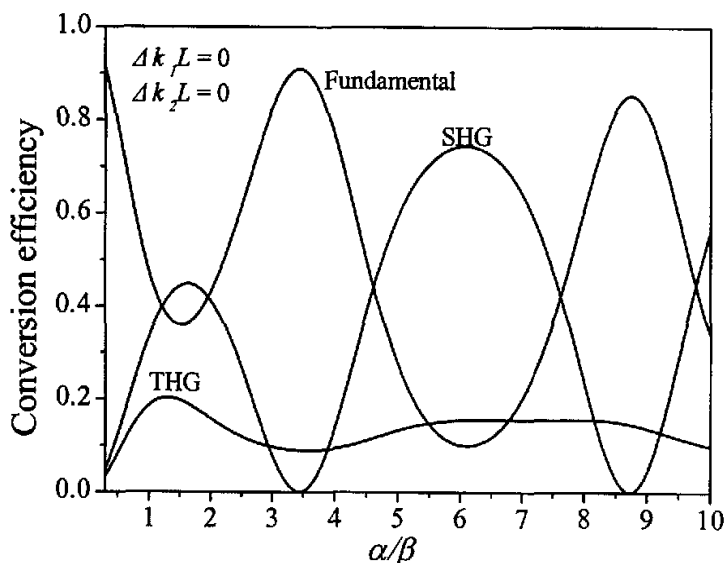


Fig. 2. 6 Variation of conversion efficiency with  $\alpha/\beta$  for  $\Delta K_1 L = 0$  and  $\Delta k_2 L = 0$ .

负的相位失配的物理缘由可简单解释如下: 在方程(2.28)的第一个表

达式中(描述基波光的方程), 因子  $\frac{1}{1+i\xi}$  可以重写为  $\frac{1}{1+i\xi} = \frac{e^{-i\theta}}{\sqrt{1+\xi^2}}$ 。这

里  $\theta = \arctan(\frac{2x}{b})$  表示当基波从  $-\frac{b}{2}$  传播到  $\frac{b}{2}$  时, 引起的由  $-\frac{\pi}{4}$  到  $\frac{\pi}{4}$  的一

个相延迟, 这意味着基波总积累的额外相延迟为  $\frac{\pi}{2}$ 。这一现象就是所谓的

Gouy 效应[9]。该效应的起源是, 半径为  $R(x) = x[1 + \left(\frac{b}{2x}\right)^2]$  的弯曲高斯

光束波前经过焦点时, 光束需经历的一个相延迟。这与一般的球面波经过焦点时的相位突变是一致的。一般来说, 谐波的阶次越高, 其相延迟就越突出。为了使在介质中不同点产生的极化波能相长干涉, 则要求引入一个负的相失配对这种相位变化进行补偿。

## 2.4 结论

本章推出了描述光学超晶格中聚焦高斯光束三次谐波产生的耦合波方程。在共焦聚焦的条件下解此方程, 我们获得如下结果: (1) 获得最大三次谐波转换效率的最佳条件是  $\alpha / \beta = 2.45$ ,  $\Delta k_1 L = 0$  和  $\Delta k_2 L = -3.9$ ; (2) 对于聚焦的高斯光束, 由于 Gouy 效应, 实现高效的三次谐波产生必须要有负的相位失配。这与平面波近似下的结果不同; (3) 在 1.45~3.45 这个较宽的耦合系数比率范围内, 可以得到高效率的三次谐波产生, 从而在器件制备上允许一个大的制备容限。

## 参考文献

1. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, New York: Academic Press, 1992.
2. 姚建铨, 非线性光学频率变换及激光调谐技术, 北京: 科学出版社, 1995
3. C. B. Clausen, O. Bang, and Y. S. Kivshar, *Physics Review Letters*, **78** (1997) 4749.
4. H. Kogelnik, T. Li, *Applied Optics*, **5**(1966)1550.
5. J. P. Tache, *Applied Optics*, **26**(1987)2698.
6. V. Magni, *Optics Communications*, **184**(2000)245.
7. M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**(1992)2631.

8. C. Zhang, Y. Y. Zhu, S. X. Yang, Y. Q. Qin, S. N. Zhu, Y. B. Chen. H. Liu, and N. B. Ming, *Optics Letters*, **25**(2000) 436.
9. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, New York: Wiley, 1991.

## 光学超晶格中聚焦高斯光束的红、绿和蓝光的产生

一个紧凑型蓝、绿相干光源在高密度光存储、激光打印、激光医疗、水下通讯和光学显示等领域有重要应用。最近几年，激光投影显示已经出现。原则上，自然界一切鲜艳美丽的颜色都可以通过红、绿和蓝(RGB)三种基本的颜色加权混合而得到。一个能实现高效 RGB 输出的全固态激光器，不仅能在上述领域发挥重要作用，而且会对未来光电子器件的小型化产生积极的影响。工作于短波段的半导体激光器目前尚未广泛实现商业化。因此，利用非线性光学频率转换来实现这一目标具有很大的吸引力。目前有关这方面的工作已有报道[1-3]，但都集中在实验方面，而且实验结果显示蓝光效率比红光效率低得多[2]，这对实现 RGB 激光输出是不利的。为此，从理论上探讨一下如何提高蓝光的效率是有实际意义的。一般而言，转换效率与光束的横截面积成反比，通常使用聚焦高斯光束来提高转换效率。根据第 2 章的理论方法，本章讨论在一个光学超晶格中，用聚焦高斯光束实现 RGB 的产生。

### 3.1 耦合波方程

考虑通过下列两个过程来实现有效的 RGB 产生：参量过程  $\omega_1 \rightarrow \omega_2 + \omega_3$  及和频过程  $\omega_1 + \omega_3 \rightarrow \omega_4$ 。如果选取泵浦光和信号光波长分别为  $\lambda_1 = 532nm$  (绿光)和  $\lambda_2 = 631nm$  (红光)，则通过上述过程，能够产生波长为  $\lambda_3 = 3391nm$  的红外闲频光和  $\lambda_4 = 460nm$  的绿光。耦合波理论分析如下：

为了利用光学超晶格如 LN、LT 或 KTP 的最大非线性光学系数，在原点位于晶体中心的圆柱坐标系下，假定四个单色电磁波沿  $x$  轴(对称轴)传

播, 沿晶体光轴偏振。其光电场为

$$\tilde{E}_j(r, x, t) = \frac{1}{2} E_j(r, x) e^{i(\omega_j t - k_j x)} + C.C., \quad j = 1, 2, 3, 4. \quad (3.1)$$

其中各物理量表示的意义与方程(2.13)中的相同。

仅考虑共线传播, 忽略任何的光束走离。对应各频率分量的二阶非线性极化波分别为

$$\begin{aligned} \tilde{P}_1^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) (\tilde{E}_2 \tilde{E}_3 + \tilde{E}_4 \tilde{E}_3^*), \\ \tilde{P}_2^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) \tilde{E}_1 \tilde{E}_3^*, \\ \tilde{P}_3^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) (\tilde{E}_1 \tilde{E}_2^* + \tilde{E}_4 \tilde{E}_1^*), \\ \tilde{P}_4^{(2)} &= 2\varepsilon_0 d(x) \tilde{E}_3 \tilde{E}_1. \end{aligned} \quad (3.2)$$

把方程(3.1)、(3.2)代入非线性波方程(2.12)并利用慢变包络近似[4], 可以得出描述上述两个过程的耦合波方程

$$\begin{aligned} \nabla_T^2 E_1 - 2ik_1 \frac{\partial E_1}{\partial x} &= -\frac{2\omega_1^2}{c^2} d(x) [E_2 E_3 e^{i\Delta k_1' x} + E_4 E_3^* e^{-i\Delta k_2' x}], \\ \nabla_T^2 E_2 - 2ik_2 \frac{\partial E_2}{\partial x} &= -\frac{2\omega_2^2}{c^2} d(x) E_1 E_3^* e^{-i\Delta k_1' x}, \\ \nabla_T^2 E_3 - 2ik_3 \frac{\partial E_3}{\partial x} &= -\frac{2\omega_3^2}{c^2} d(x) [E_1 E_2^* e^{-i\Delta k_1' x} + E_4 E_1^* e^{-i\Delta k_2' x}], \\ \nabla_T^2 E_4 - 2ik_4 \frac{\partial E_4}{\partial x} &= -\frac{2\omega_4^2}{c^2} d(x) E_3 E_1 e^{i\Delta k_2' x}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

这里  $d(x)$  表示空间变化的非线性系数,  $\Delta k_1' = k_1 - k_2 - k_3$  和  $\Delta k_2' = k_4 - k_3 - k_1$  是波矢失配,  $\nabla_T^2$  是横向拉普拉斯算符,  $c$  是真空中光速。

对于高斯光束, 将方程(2.20)代入(3.3)并利用  $\nabla_T^2 u_j - 2ik_j \frac{\partial u_j}{\partial x} = 0$  推得

$$\frac{dB_1}{dx} u_1 = -i \frac{\omega_1}{n_1 c} d(x) [B_2 B_3 u_2 u_3 e^{i\Delta k_1' x} + B_4 B_3^* u_4 u_3^* e^{-i\Delta k_2' x}], \quad (3.4a)$$

$$\frac{dB_2}{dx} u_2 = -i \frac{\omega_2}{n_2 c} d(x) B_1 B_3^* u_1 u_3^* e^{-i\Delta k_1^i x}, \quad (3.4b)$$

$$\frac{dB_3}{dx} u_3 = -i \frac{\omega_3}{n_3 c} d(x) [B_1 B_2^* u_1 u_2^* e^{-i\Delta k_1^i x} + B_4 B_1^* u_4 u_1^* e^{-i\Delta k_2^i x}], \quad (3.4c)$$

$$\frac{dB_4}{dx} u_4 = -i \frac{\omega_4}{n_4 c} d(x) B_1 B_3 u_1 u_3 e^{i\Delta k_2^i x}. \quad (3.4d)$$

方程中  $n_j$  是折射率,  $u_j$  为零阶的拉盖尔-高斯模, 其表达式由(2.18)求出

$$u_j = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_{0j}(1-i\xi)} e^{-\frac{r^2}{w_{0j}^2(1-i\xi)}}. \quad (3.5)$$

利用(3.5)满足的正交归一化关系(2.23), 可消去(3.4)中的  $u_j$ , 所以有

$$\begin{aligned} \frac{dB_1}{dx} = & -i \frac{\omega_1}{n_1 c} d(x) [B_2 B_3 e^{i\Delta k_1^i x} \int_0^\infty u_1^* u_2 u_3 2\pi r dr \\ & + B_4 B_3^* e^{-i\Delta k_2^i x} \int_0^\infty u_1^* u_3^* u_4 2\pi r dr], \end{aligned} \quad (3.6a)$$

$$\frac{dB_2}{dx} = -i \frac{\omega_2}{n_2 c} d(x) B_1 B_3^* e^{-i\Delta k_1^i x} \int_0^\infty u_1 u_2^* u_3^* 2\pi r dr, \quad (3.6b)$$

$$\begin{aligned} \frac{dB_3}{dx} = & -i \frac{\omega_3}{n_3 c} d(x) [B_1 B_2^* e^{-i\Delta k_1^i x} \int_0^\infty u_1 u_2^* u_3^* 2\pi r dr \\ & + B_4 B_1^* e^{-i\Delta k_2^i x} \int_0^\infty u_1^* u_3^* u_4 2\pi r dr], \end{aligned} \quad (3.6c)$$

$$\frac{dB_4}{dx} = -i \frac{\omega_4}{n_4 c} d(x) B_1 B_3 e^{i\Delta k_2^i x} \int_0^\infty u_1 u_3 u_4^* 2\pi r dr. \quad (3.6d)$$

假定四个相互作用的波有相同的共焦参数[5, 6], 一般来说, 尽管有相同的共焦参数对这些光束未必是最佳的条件, 但事实上如果没有光束走离时则是最佳条件[7]。因此从(2.17)获得

$$w_{0j} \approx \sqrt{\frac{\omega_1}{\omega_j}} w_{01}, \quad j = 2, 3, 4 \quad (3.7)$$

这里  $w_{01} = \sqrt{\frac{bc}{n_1\omega_1}}$  为泵浦光的束腰半径。结合(3.5)和(3.7)不难完成下列积分

$$\int_0^{\infty} u_1 u_2^* u_3^* 2\pi r dr = \frac{1}{1+i\xi} \sqrt{\frac{2n_1\omega_2\omega_3}{\pi bc\omega_1}}, \quad (3.8a)$$

$$\int_0^{\infty} u_4 u_1^* u_3^* 2\pi r dr = \frac{1}{1+i\xi} \sqrt{\frac{2n_1\omega_1\omega_3}{\pi bc\omega_4}}, \quad (3.8b)$$

$$\int_0^{\infty} u_1^* u_2 u_3 2\pi r dr = \frac{1}{1-i\xi} \sqrt{\frac{2n_1\omega_2\omega_3}{\pi bc\omega_1}}, \quad (3.8c)$$

$$\int_0^{\infty} u_4^* u_1 u_3 2\pi r dr = \frac{1}{1-i\xi} \sqrt{\frac{2n_1\omega_1\omega_3}{\pi bc\omega_4}}, \quad (3.8d)$$

将积分结果(3.8)式代入(3.6), 得

$$\begin{aligned} \frac{dB_1}{dx} = & -i \frac{\omega_1 d(x)}{n_1 \sqrt{b}} \left[ \sqrt{\frac{2n_1\omega_2\omega_3}{c^3\pi\omega_1}} \frac{B_2 B_3}{1-i\xi} e^{i\Delta k_1' x} \right. \\ & \left. + \sqrt{\frac{2n_1\omega_1\omega_3}{c^3\pi\omega_4}} \frac{B_4 B_3^*}{1+i\xi} e^{-i\Delta k_2' x} \right], \end{aligned} \quad (3.9a)$$

$$\frac{dB_2}{dx} = -i \frac{\omega_2 d(x)}{n_2 \sqrt{b}} \sqrt{\frac{2n_1\omega_2\omega_3}{c^3\pi\omega_1}} \frac{B_1 B_3^*}{1+i\xi} e^{-i\Delta k_1' x}, \quad (3.9b)$$

$$\begin{aligned} \frac{dB_3}{dx} = & -i \frac{\omega_3 d(x)}{n_3 \sqrt{b}(1+i\xi)} \left[ \sqrt{\frac{2n_1\omega_2\omega_3}{c^3\pi\omega_1}} B_1 B_2^* e^{-i\Delta k_1' x} \right. \\ & \left. + \sqrt{\frac{2n_1\omega_1\omega_3}{c^3\pi\omega_4}} B_4 B_1^* e^{-i\Delta k_2' x} \right], \end{aligned} \quad (3.9c)$$

$$\frac{dB_4}{dx} = -i \frac{\omega_4 d(x)}{n_4 \sqrt{b}} \sqrt{\frac{2n_1\omega_1\omega_3}{c^3\pi\omega_4}} \frac{B_1 B_3}{1-i\xi} e^{i\Delta k_1' x}. \quad (3.9d)$$

对于非线性光学系数  $d(x)$  在空间周期调制的光学超晶格, 将展开式(2.26)和变量替换关系(2.27)代入(3.9), 最后得到

$$\frac{dA_1}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}} \left[ \alpha \frac{A_2 A_3}{1-i\xi} e^{i\Delta k_1 x} + \beta \frac{A_4 A_3^*}{1+i\xi} e^{-i\Delta k_2 x} \right], \quad (3.10a)$$

$$\frac{dA_2}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}} \alpha \frac{A_1 A_3^*}{1+i\xi} e^{-i\Delta k_1 x}, \quad (3.10b)$$

$$\frac{dA_3}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}(1+i\xi)} \left[ \alpha A_1 A_2^* e^{-i\Delta k_1 x} + \beta A_4 A_1^* e^{-i\Delta k_2 x} \right], \quad (3.10c)$$

$$\frac{dA_4}{dx} = -\frac{i}{\sqrt{b}} \beta \frac{A_1 A_3}{1-i\xi} e^{i\Delta k_2 x}. \quad (3.10d)$$

方程中

$$\alpha = \omega_2 \omega_3 d_{\text{eff}} f_m \sqrt{\frac{2}{\pi c^3 n_2 n_3}}, \quad (3.11a)$$

$$\beta = \omega_1 \omega_2 d_{\text{eff}} f_m \sqrt{\frac{2}{\pi c^3 n_3 n_4}}, \quad (3.11b)$$

$$\Delta k_1 = k_1 - k_2 - k_3 - G_m, \quad (3.12a)$$

$$\Delta k_2 = k_4 - k_3 - k_1 - G_m, \quad (3.12b)$$

这里  $f_m$ 、 $G_m$  为傅立叶系数和倒格矢。容易证明方程(3.10)满足能量守恒定律

$$\frac{d}{dx} \sum_{j=1}^4 \left( \omega_j |A_j|^2 \right) = 0. \quad (3.11)$$

由光功率表达式(2.33)，可得波的转换效率为

$$\eta_j = \frac{P_j}{P_{10}} = \frac{\omega_j |A_j|^2}{\omega_1 |A_{10}|^2}. \quad (3.12)$$

这里  $P_{10}$  和  $A_{10}$  分别为泵浦光的输入功率和约化初始振幅。

### 3.2 数值结果和讨论

在  $A_1(0) = A_{10} = 1$ ,  $A_2(0) = A_4(0) = 0$ ,  $A_3(0) = 0.01$ ,  $b = 6\text{mm}$  初值

条件下, 对方程(3.10)进行数值计算。分别讨论共焦聚焦和  $\frac{L}{b} = 2.84$  两种情况。

### 3.2.1 共焦聚焦, 即 $L/b = 1$ 情况

通常使用共焦聚焦的办法来提高转换效率。由计算得知, 转换效率对耦合系数的比率  $\alpha/\beta$  及相位失配因子  $\Delta k_1 L, \Delta k_2 L$  都很敏感。因此可以通过调节这些参数的数值来提高转换效率。由于蓝光来自和频过程, 转换效率往往太低, 所以设法提高蓝光的转换效率是实现高效率 RGB 产生的关键因素。为此, 我们把注意力集中在提高蓝光的转换效率、降低红外光输出上。为了寻找最佳条件, 在计算中选取  $\alpha/\beta$  的范围在  $0.5 \sim 8$ , 相位失配因子  $\Delta k_1 L, \Delta k_2 L$  的范围在  $-30 \sim 30$ 。结果发现当  $\alpha/\beta = 3.57$ ,  $\Delta k_1 L = -9.9, \Delta k_2 L = -8.4$  时, 蓝光效率达到 17.4%, 其它任何情况获得的蓝光效率都远远低于这个数值。

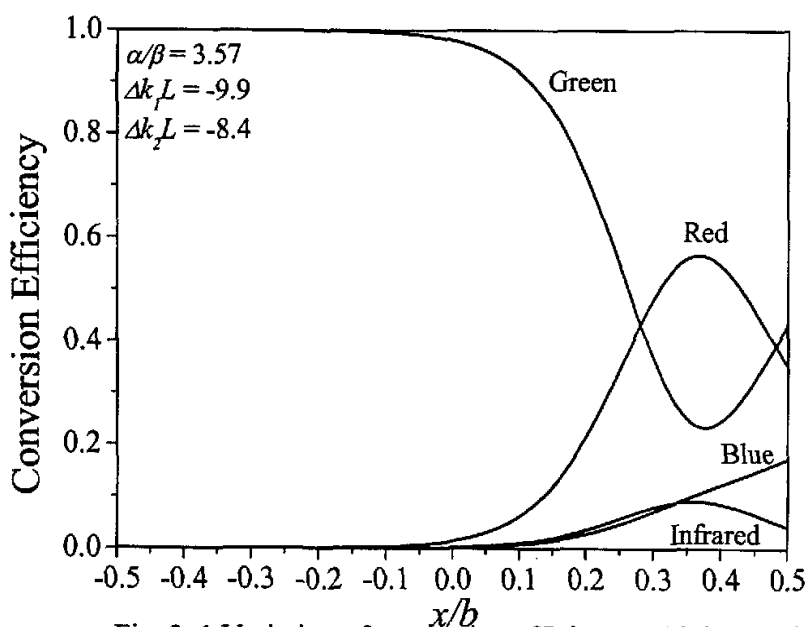


Fig. 3. 1 Variation of conversion efficiency with interaction distance for  $\alpha/\beta=3.57$ ,  $\Delta k_1 L=-9.9$  and  $\Delta k_2 L=-8.4$ .

图 3.1 所示了在这个条件下，转换效率随相互作用长度的变化关系。从图中不难看出，蓝光通过焦点后转换效率随相互作用长度呈线性增加，在输出端达到约 17.4% 的最大值，红外光效率被明显压低；同时，绿光和红光的效率也分别达到 35.2% 和 43.2%。因此我们认为获得高效率 RGB 输出的最佳条件是： $\alpha/\beta = 3.57$ ， $\Delta k_1 L = -9.9$  和  $\Delta k_2 L = -8.4$ 。

图 3.2 说明了当保持  $\alpha/\beta = 3.57$ ， $\Delta k_2 L = -8.4$  时，转换效率对相位失配因子  $\Delta k_1 L$  的依赖关系。仔细观察会发现，蓝光效率峰值出现在  $\Delta k_1 L = -9.9$  附近，此时红光效率也基本在其峰值附近，而红外光效率被降得很低。

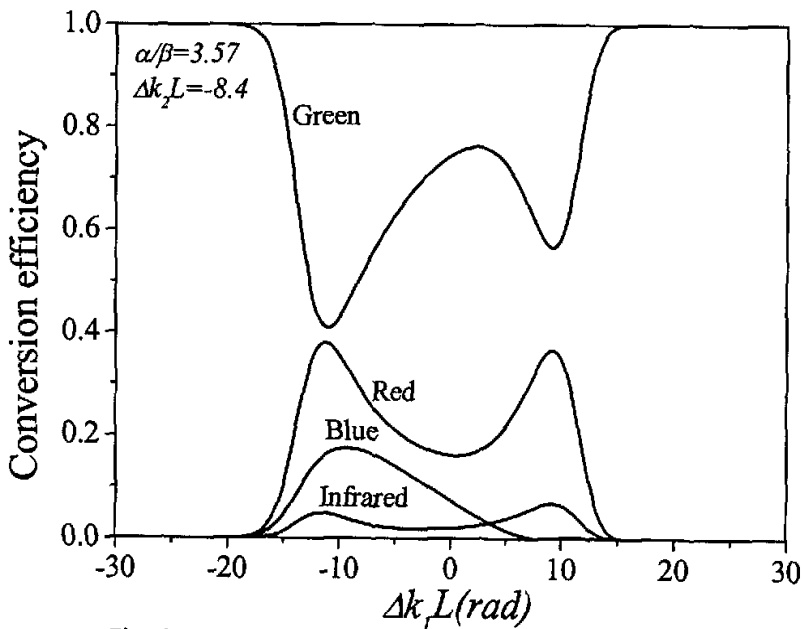


Fig. 3.2 Dependence of conversion efficiency on the phase mismatch  $\Delta k_1 L$  for  $\alpha/\beta = 3.57$ ,  $\Delta k_2 L = -8.4$  and  $L/b = 1$ .

类似地，图 3.3 显示了当保持  $\alpha/\beta = 3.57$ ， $\Delta k_1 L = -9.9$  时，转换效率对相位失配因子  $\Delta k_2 L$  的依赖关系。从图中可见，蓝光效率峰位在  $\Delta k_2 L = -8.4$  附近。以上结果都与最佳条件相吻合。另外，从图 3.2 和图

3.3 知，在给定的最佳条件下，红光和绿光的效率都能保持在一个较高水平，而红外光效率都很低，这正是实现高效 RGB 输出所需要的。

由于耦合系数的比率对转换效率也有显著的影响，因此在图 3.4 中画出了转换效率对比率  $\alpha/\beta$  的依赖关系。可以发现，如果保持  $\Delta k_1 L = -9.9$  和  $\Delta k_2 L = -8.4$  时，在 3.40 ~ 4.35 范围内的比率都能维持 16% 以上的蓝光效率，但红光效率波动很大。只有当比率在 3.57 附近时，红、蓝光的效率才能达到可观的值。至于在其它的比率值，因获得的蓝光效率都太低而无法实现高效的 RGB 的产生。

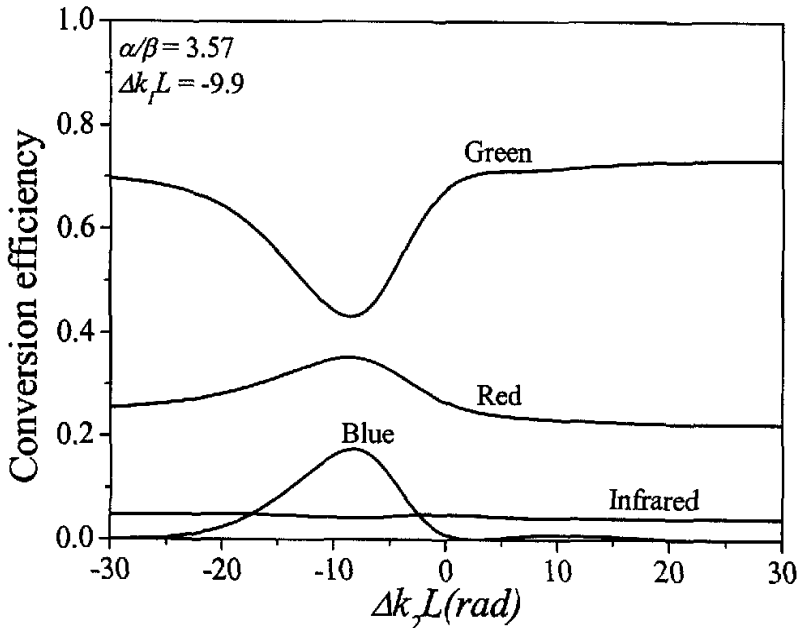


Fig. 3. 3 Dependence of conversion efficiency on the phase mismatch  $\Delta k_z L$  for  $\alpha/\beta=3.57$ ,  $\Delta k_1 L=-9.9$  and  $L/b=1$ .

图 3.5 给出了 QPM 条件下的转换效率对耦合系数比率  $\alpha/\beta$  的依赖。该图说明，尽管在比率  $\alpha/\beta = 2.80$  附近蓝光取得了 12% 左右的效率，但此时绿光效率很低。因此不能获得高效的 RGB 输出。这一结果与平面波近似下的结果有显著的不同[8]，这表明在聚焦高斯光束条件下，QPM 条件不是实现高转换效率的最佳条件。这是由于在第 2 章已阐明的 Gouy 效

应[9]引起的附加相位所致。

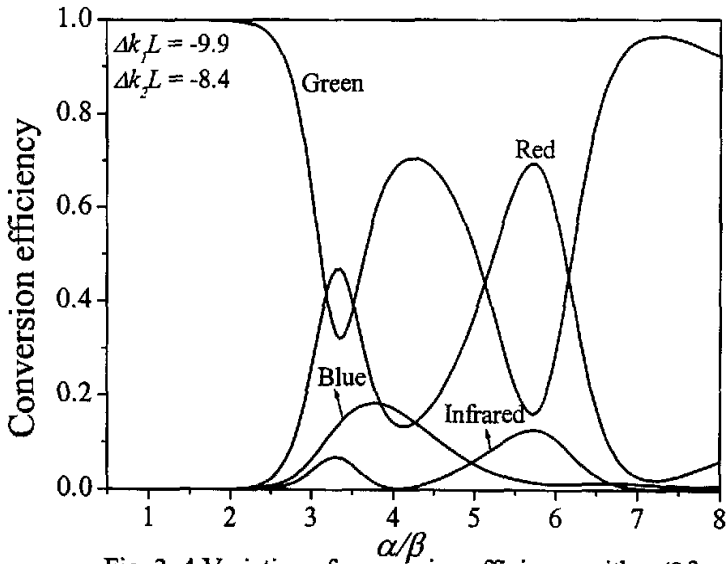


Fig. 3. 4 Variation of conversion efficiency with  $\alpha/\beta$  for  $\Delta k_1 L = -9.9$ ,  $\Delta k_2 L = -8.4$  and  $L/b = 1$ .

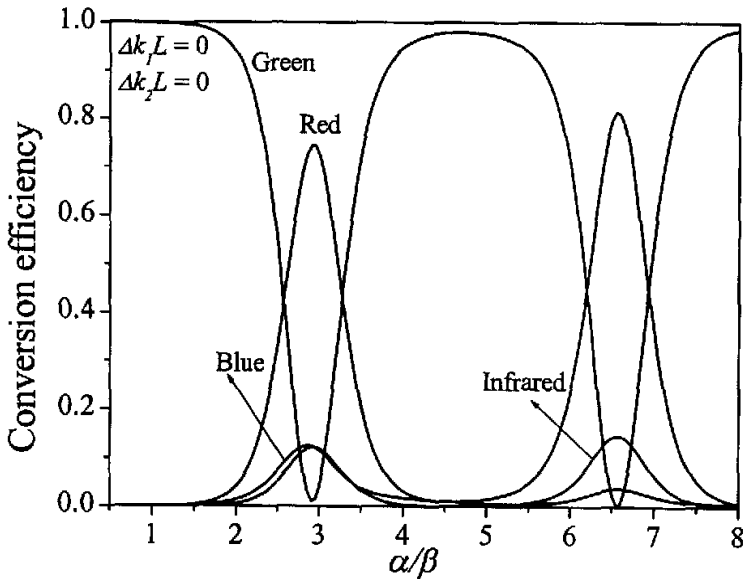


Fig. 3. 5 Variation of conversion efficiency with  $\alpha/\beta$  for  $\Delta k_1 L = 0$ ,  $\Delta k_2 L = 0$  and  $L/b = 1$ .

### 3.2.2 $L/b=2.84$ 情况

Boyd 等[10]和 Guha 等[7]已经用数值计算仔细研究过聚焦高斯光束的问题。他们指出,共焦聚焦尽管是一个很好的聚焦条件,但不是最佳的,最佳聚焦出现在  $L/b=2.84$  处。为此,下面我们讨论在这个条件下高效 RGB 的产生情况。我们仍在 3.2.1 节选定的比率和相位失配范围内搜寻最佳条件。计算结果表明这种情况的最佳条件为  $\alpha/\beta = 2.60$ ,  $\Delta k_1 L = -19.55$  和  $\Delta k_2 L = -8.5$ 。图 3.6 表示的是在这个条件下,转换效率对相互作用长度的依赖关系。可以看出,蓝光效率随相互作用长度的增加而单调上升,最大输出效率达到 26.7%; 此时红光和绿光的效率也分别达到 35.2%和 35.1%,而几乎没有红外光输出。这一结果同共焦聚焦条件下的结果相比优点在于:在保持较高红光和绿光效率的前提下,红外光输出得到有效抑制,蓝光效率获得大幅度的提高。

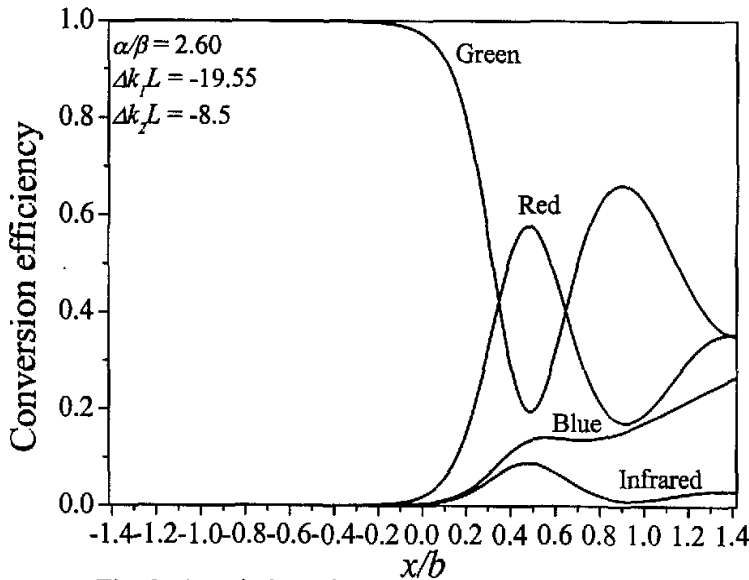


Fig. 3.6 Variation of conversion efficiency with interaction distance for  $\alpha/\beta=2.60$ ,  $\Delta k_1 L=19.55$ ,  $\Delta k_2 L=-8.5$ .

另外,图 3.7 和图 3.8 也给出了耦合系数的比率  $\alpha/\beta$  对转换效率的影

响。图 3.7 是最佳相位失配即  $\Delta k_1 L = -19.55$  和  $\Delta k_2 L = -8.5$  情况下的结果。从图中看到, 比率在 2.1~3.0 范围内时, 蓝光的效率都能达到 25% 以上, 红、绿光也能获得较高的效率(此时尽管红光效率波动较大); 比率在 2.60 附近时, 出现 RGB 的最佳输出, 这与上述给出的最佳条件相一致。图 3.8 是 QPM 即  $\Delta k_1 L = 0$  和  $\Delta k_2 L = 0$  条件下的结果。图中显示, 比率在  $\alpha/\beta = 1.70$  附近时, 红光和蓝光获得了较高效率, 但绿光效率接近零。因此不能实现高效的 RGB 输出。这里我们再一次看到, 在聚焦高斯光束的条件下, 要实现高效的 RGB 输出就必须引入负的相位失配。

根据上面得到的最佳条件, 并结合式(3.11)、(3.12)和 Sellmeier 方程, 可以通过下述方法来确定光学超晶格(例如  $\text{LiNbO}_3$  或  $\text{LiTaO}_3$ )的制备参数。假定占空比  $D = 0.5$ , 为了提高转换效率, 对参量过程使用一阶倒格矢。因此有

$$\Delta k_1 L = (k_1 - k_2 - k_3 - \frac{2\pi}{\Lambda})L = \begin{cases} -9.9 & \text{for } L/b = 1 \\ -19.55 & \text{for } L/b = 2.84' \end{cases} \quad (3.13)$$

$$\Delta k_2 L = (k_4 - k_3 - k_1 - \frac{2m'\pi}{\Lambda})L = \begin{cases} -8.4 & \text{for } L/b = 1 \\ -8.5 & \text{for } L/b = 2.84' \end{cases} \quad (3.14)$$

$$m' = 1, 3, 5, \dots,$$

$$\frac{\alpha}{\beta} = m' \frac{\omega_3}{\omega_1} \sqrt{\frac{n_4}{n_2}} = \begin{cases} 3.57 & \text{for } L/b = 1 \\ 2.60 & \text{for } L/b = 2.84' \end{cases} \quad (3.15)$$

由  $k_j = \omega_j n_j / c = 2\pi n_j / \lambda_j$ , 可将方程(3.13)~(3.15)重写为

$$2\pi L \left( \frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2} - \frac{n_3}{\lambda_3} - \frac{1}{\Lambda} \right) = \begin{cases} -9.9 & \text{for } L/b = 1 \\ -19.55 & \text{for } L/b = 2.84' \end{cases} \quad (3.16)$$

$$2\pi L \left( \frac{n_4}{\lambda_4} - \frac{n_3}{\lambda_3} - \frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{m'}{\Lambda} \right) = \begin{cases} -8.4 & \text{for } L/b = 1 \\ -8.5 & \text{for } L/b = 2.84' \end{cases} \quad (3.17)$$

$$m' = 1, 3, 5, \dots,$$

$$m \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \sqrt{\frac{n_4}{n_2}} = \begin{cases} 3.57 & \text{for } L/b = 1 \\ 2.60 & \text{for } L/b = 2.84 \end{cases} \quad (3.18)$$

这里折射率  $n_j = n_j(\lambda_j, T)$  由 Sellmeier 方程求出。对于给定的  $m'$  (例如  $m' = 1, 3$  or  $5$ )，求解方程(3.16—3.18)即可得到器件的工作温度  $T$  和畴反转周期  $\Lambda$ 。

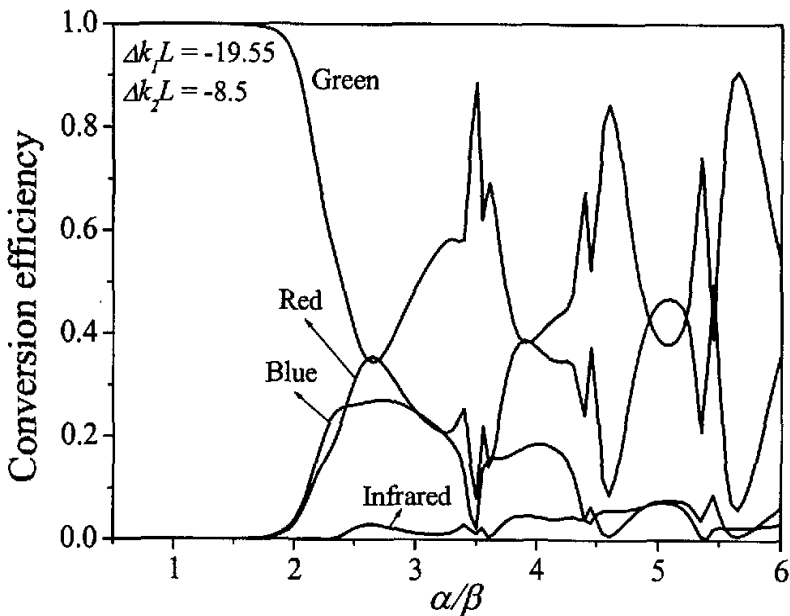


Fig. 3.7 Variation of conversion efficiency with  $\alpha/\beta$  for  $\Delta k_1 L = -19.55$ ,  $\Delta k_2 L = -8.5$  and  $L/b = 2.84$ .

这里折射率  $n_j = n_j(\lambda_j, T)$  由 Sellmeier 方程求出。对于给定的  $m'$  (例如  $m' = 1, 3$  or  $5$ )，求解方程(3.16—3.18)即可得到器件的工作温度  $T$  和畴反转周期  $\Lambda$ 。

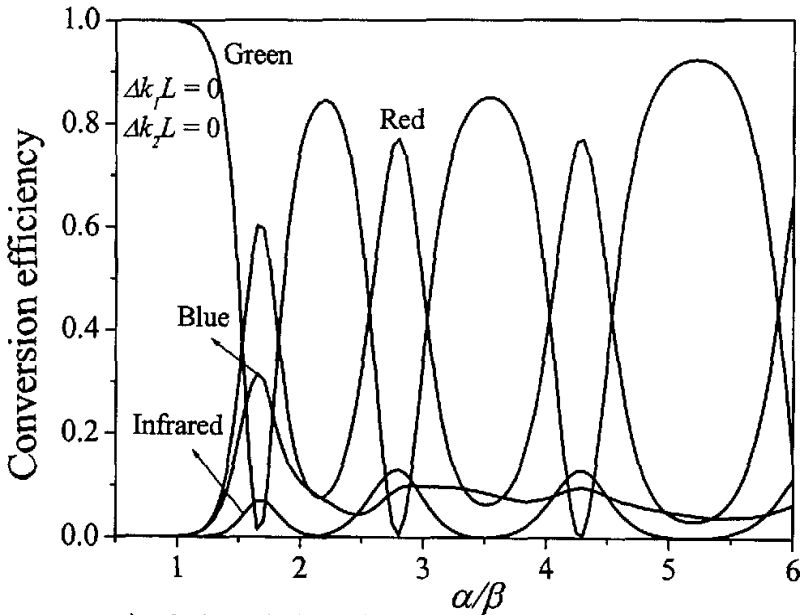


Fig. 3. 8 Variation of conversion efficiency with  $\alpha/\beta$  for  $\Delta k_1 L=0$ ,  $\Delta k_2 L=0$  and  $L/b=2.84$ .

### 3.3 结论

本章基于第 2 章的理论方法，利用两个 QPM 的耦合过程，即参量过程及和频过程，导出了在同一个光学超晶格中实现有效 RGB 输出的耦合波方程。对耦合波方程的数值分析，分别给出了共焦聚焦( $L/b=1$ )和  $L/b=2.84$  两种情况下，实现高效 RGB 输出的最佳条件。结果表明，在  $L/b=1$  情况下实现高效 RGB 输出的最佳条件是  $\alpha/\beta=3.57$ ， $\Delta k_1 L=-9.9$  和  $\Delta k_2 L=-8.4$ ；在  $L/b=2.84$  情况下的最佳条件为  $\alpha/\beta=2.60$ ， $\Delta k_1 L=-19.55$  和  $\Delta k_2 L=-8.5$ 。根据 Gouy 效应，说明了要获得高效 RGB 输出必须引入负相位失配的原因。给出了根据最佳条件确定超晶格结构参数的方法。

## 参考文献

1. D. Jaque, J. Capmany, J. G. Sole, *Applied Physics Letters*, 75(1999) 325.
2. Z. W. Liu, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, H. Liu, Y. Q. Lu, H. T. Wang, N. B. Ming, X. Y. Liang, Z. Y. Xu, *Solid State Communications*, 119(2001)363.
3. J. Liao, J. L. He, H. Liu, H. T. Wang, S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, *Applied Physics Letters*, 82(2003)3159.
4. 钱士雄, 王恭明, 非线性光学—原理与进展, 上海: 复旦大学出版社, 2001.
5. V. Magni, *Optical Communications*, 184(2000)245.
6. V. Magni, *Optical Communications*, 176(2000)245.
7. S. Guha, J. Falk, *Journal of Applied physics*, 51(1980)50.
8. C. P. Huang, Y. Y. Zhu, S. N. Zhu and N. B. Ming, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14(2002)13899.
9. B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *fundamentals of Photonics*, New York: Wiley, 1991.
10. G. D. Boyd, D. A. Kleinman, *Journal of Applied physics*, 39(1968)3597.

## 退火质子交换的 $\text{LiNbO}_3$ 光波导特性和标量有限元方法简介

在过去几年中, 基于  $\text{LiNbO}_3$  波导结构的光电子器件功能的显著增加, 使人们重新看到了其广阔的应用前景, 从而又唤起了人们对它的研究兴趣。进行铁电畴设计和稀土掺杂的波导结构, 在实现小型、高效、廉价激光器及非线性光源方面有巨大的潜力。这些器件能广泛应用于无线电通讯、测距、军事干扰、光数据存储、遥感、再现图示等领域。目前, 在以下方面已经实现了波导器件的商品化[1]: (1)实现了封装、带尾纤并与光纤系统匹配的扩散掺杂型的  $\text{Er: LiNbO}_3$  波导激光器; (2)有源锁模和调 Q 的体掺杂  $\text{Nd: LiNbO}_3$  和  $\text{Er: LiNbO}_3$  波导激光器。

通常有两种方法制备  $\text{LiNbO}_3$  光波导, 一个是目前已经十分成熟的钛扩散技术, 另一个是 1982 年 Jackel[2]首次报道的质子交换(PE)技术。与前者相比, PE 技术是一个低温过程, 具有简便、快捷的优点; 同时用 PE 技术制备的  $\text{LiNbO}_3$  波导具有较大的非常光折射率增量( $\Delta n_e \approx 0.125 @ 632.8\text{nm}$ )[2-4]、较强的抗光折变能力和光能量控制能力。但是用 PE 技术制备的  $\text{LiNbO}_3$  波导仍存在着一些严重的问题, 如电光系数下降、传输损耗仍偏高、折射率分布不稳定等。如果对交换后的波导进行退火处理, 不但可以解决上述问题, 而且还能对折射率分布进行设计, 从而构造波导的模场分布。

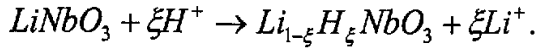
作为第 5 章的基础, 本章简单介绍用退火质子交换法制备的  $\text{LiNbO}_3$  波导的特性和标量有限元方法。

### 4.1 退火质子交换的 $\text{LiNbO}_3$ 光波导特性

由于仅用 PE 法制备的光波导有上述提到的缺点, Ickernell 等[5]提出

了两步法, 即把质子交换完后的样品, 放在一定的温度和流动的 O<sub>2</sub> 气氛中退火一段时间。退火过程可以有效降低光波导的传播损耗, 恢复它的电光系数, 而且通过控制退火的温度和时间还可以调整波导中折射率分布曲线尾部的形状, 使波导中的折射率分布由退火前的阶跃形分布变为渐变形分布。这种制作波导的方法即称为退火质子交换法(APE 法)。

质子交换源通常有苯甲酸、焦磷酸、苯乙烯酸[6]、己二酸、肉桂酸、十八酸等。其中苯甲酸最常用。样品浸入熔融的质子源后, Li<sup>+</sup>从样品表面扩散出来, 质子 H<sup>+</sup>扩散进样品中取代 Li<sup>+</sup>。化学反应的方程式为



在一定的温度下, 交换一定时间后, 非常光的折射率明显增加, 寻常光的折射率略有减小。这样, 在交换区就形成了一种特殊的波导。因为寻常光仅能在波导与空气接触的表面形成全反射, 而在波导与衬底界面形成泄露模, 因此 APE LiNbO<sub>3</sub> 波导只能传播非常光的模式。X 切和 Y 切的 LiNbO<sub>3</sub> 波导只能传播 TE 模, Z 切的只能传播 TM 模。这表明 APE LiNbO<sub>3</sub> 波导比 Ti: LiNbO<sub>3</sub> 波导容易实现偏振控制。由于折射率分布是决定光波导特性的一个重要因素, 故有必要讨论 APE LiNbO<sub>3</sub> 波导的折射率分布特性。

对于 QPM 频率转换而言, 要求 LiNbO<sub>3</sub> 波导为 Z 切, X 方向传播光。本章选取实验室坐标与晶体主轴坐标一致(见图 4.1)。

假定  $\xi = \frac{C^H}{C^H + C^{Li}}$  为 APE LiNbO<sub>3</sub>(Li<sub>1-ξ</sub>H<sub>ξ</sub>NbO<sub>3</sub>)中归一化的质子

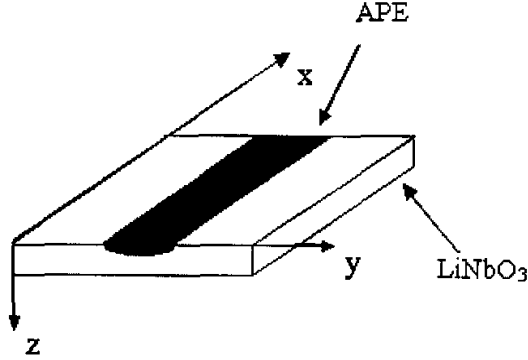
浓度, 其中 C<sup>H</sup>, C<sup>Li</sup> 分别为晶体中 H<sup>+</sup>的浓度和 Li<sup>+</sup>的浓度。根据 ξ 的不同取值, APE Li<sub>1-ξ</sub>H<sub>ξ</sub>NbO<sub>3</sub> 晶体有三种相[7]。

$$\alpha \text{ phase: } p_\alpha = 1; \quad 0 < \xi < \xi_\alpha = 0.12$$

$$\beta \text{ phase: } p_\beta = 1; \quad 0.56 < \xi < 0.8$$

$$\alpha + \beta \text{ phase: } p_\alpha = \frac{\xi_\beta - \xi}{\xi_\beta - \xi_\alpha}, p_\beta = \frac{\xi - \xi_\alpha}{\xi_\beta - \xi_\alpha}; \quad (4.1)$$

$$0.12 < \xi < \xi_\beta = 0.56$$

Fig. 4.1 Schematic diagram of APE LiNbO<sub>3</sub>

假设  $e$  光折射率增量在每一个晶相中均为质子  $H^+$  浓度的线性函数，而且不同的晶相有不同的线性依赖关系，则对应不同光波波长的折射率增量与归一化质子  $H^+$  浓度的关系可以表示为[8]

$$\alpha \text{ phase: } \Delta n_e(z, \lambda) = \alpha \xi(z) p_\alpha U_\alpha(\lambda); \quad 0 < \xi < \xi_\alpha,$$

$$\beta \text{ phase: } \Delta n_e(z, \lambda) = \left( \Delta n_e(\lambda) - \beta \frac{0.8 - \xi(z)}{0.8 - \xi_\beta} \right) p_\beta U_\beta(\lambda); \quad \xi_\beta < \xi < 0.8,$$

$$\alpha + \beta \text{ phase: } \Delta n_e(z, \lambda) = \alpha \xi(z) p_\alpha U_\alpha(\lambda) + \left( \Delta n_e(\lambda) - \beta \frac{1 - \xi(z)}{1 - \xi_\beta} \right) p_\beta U_\beta(\lambda); \quad \xi_\alpha < \xi < \xi_\beta \quad (4.2)$$

其中  $\Delta n_e(\lambda)$  为波导表面最大的折射率增量， $\alpha$  和  $\beta$  为拟合的比例常数， $U_\alpha(\lambda), U_\beta(\lambda)$  分别为  $\alpha$  相和  $\beta$  相的依赖于波长的色散因子，用 Sellmeier 方程表示为(其中参数见表 4.1)[8]

$$U_i(\lambda) = A_i + \frac{B_i}{\lambda - C_i} + D_i \lambda^2, \quad i = \alpha, \beta. \quad (4.3)$$

对于  $\alpha + \beta$  相，色散系数为

$$U_{\alpha+\beta}(\lambda) = p_\alpha U_\alpha(\lambda) + p_\beta U_\beta(\lambda). \quad (4.4)$$

Table 4.1 Parameters in function (4.3).

Phase	A	B	C	D
$\alpha$	0.78912	0.06293	0.07852	0.048
$\beta$	0.74745	0.09443	0.07134	-0.08625

APE LiNbO<sub>3</sub> 光波导中  $e$  光的折射率分布为[9,10]

$$n_e(y, z, \lambda, T) = n_b + \Delta n_e(\lambda)g(y)f(z). \quad (4.5)$$

$$g(y) = \frac{\operatorname{erf}[(w+2y)/2d_y] + \operatorname{erf}[(w-2y)/2d_y]}{2\operatorname{erf}(w/2d_y)},$$

$$f(z) = \frac{\operatorname{erf}[(h+z)/d_z] + \operatorname{erf}[(h-z)/d_z]}{2\operatorname{erf}(h/d_z)}.$$

上式中  $\operatorname{erf}(\dots)$  为误差函数； $w$  为制备通道光波导时的掩模板开口宽度， $h = 2\sqrt{D_e(T_e)t_e}$  为质子交换的深度， $D_e$  为质子交换中的扩散系数， $t_e$  是交换时间， $T_e$  是质子交换的温度； $d_y = 2\sqrt{D_{ay}(T_a)t_a}$  和  $d_z = 2\sqrt{D_{az}(T_a)t_a}$  分别是退火后沿  $y$  和  $z$  方向的扩散长度， $D_{ay}$ ， $D_{az}$  分别为退火过程中  $y$  和  $z$  方向的有效扩散系数， $t_a$  是退火时间， $T_a$  是退火的温度。 $n_b$  为 LiNbO<sub>3</sub> 晶体的非常光折射率，其值可由 Sellmeier 方程求出。 $\Delta n_e(\lambda)$  为表面最大的折射率增量，表达式如下：

$$\Delta n_e(\lambda) = U(\lambda) \cdot \Delta n_e(\lambda = 0.633\mu\text{m}). \quad (4.6)$$

当波长  $\lambda = 0.633\mu\text{m}$  时，根据实验数据将  $U(\lambda)$  归一化，即  $U_\alpha \approx 1$ ， $U_\beta \approx 1$ ，获得最优化的拟合参数  $\alpha = 0.05$ ， $\beta = 0.02$ 。 $\Delta n_e = 0.12$  (表面处最大值)。基于这些条件，由(4.2)式能够得出(4.6)式中的  $\Delta n_e(\lambda = 0.633\mu\text{m})$ 。

因此 APE LiNbO<sub>3</sub> 光波导中  $e$  光的折射率分布可根据方程(4.5)和(4.6)求出

对于  $\alpha$  相

$$n_e(y, z, T, \lambda) = n_b + 0.05\xi U_\alpha(\lambda)g(y)f(z); \quad (4.7)$$

对于  $\beta$  相

$$n_e(y, z, T, \lambda) = n_b + (0.12 - 0.02 \frac{0.8 - \xi}{0.24}) U_\beta(\lambda)g(y)f(z); \quad (4.8)$$

对于  $\alpha + \beta$  相

$$n_e(y, z, T, \lambda) = n_b + [0.05\xi p_\alpha + (0.12 - 0.02 \frac{1 - \xi}{0.44}) p_\beta] U_{\alpha+\beta}(\lambda)g(y)f(z); \quad (4.9)$$

假定在退火过程中 LiNbO<sub>3</sub> 衬底中的总质子数守恒(忽略外扩散), 则方程(4.7)~(4.9)中归一化的质子浓度  $\xi$  为

$$\xi = \xi(0) = \frac{\xi_{\max} h}{\int_{-\infty}^0 f(z) dz}. \quad (4.10)$$

以苯甲酸为质子源, 质子交换之后(不退火), 最大的归一化质子浓度  $\xi_{\max} \approx 0.8$  [11]。

Table 4.2 Fabrication parameters for APE LiNbO<sub>3</sub> waveguide.

Parameter	Value
Proton exchange source	Pure benzoic acid
Width of mask opening $w$	$5\mu m$
Exchange temperature $T_e$	$250^\circ C$
Annealing temperature $T_a$	$360^\circ C$
Exchange time $t_e$	0.5h
Annealing time $t_a$	6h

采用苯甲酸为质子源时, 质子交换中的扩散系数[3]

$$D_e(T_e) = D_{e0} e^{-Q/RT_e}, \quad (4.11)$$

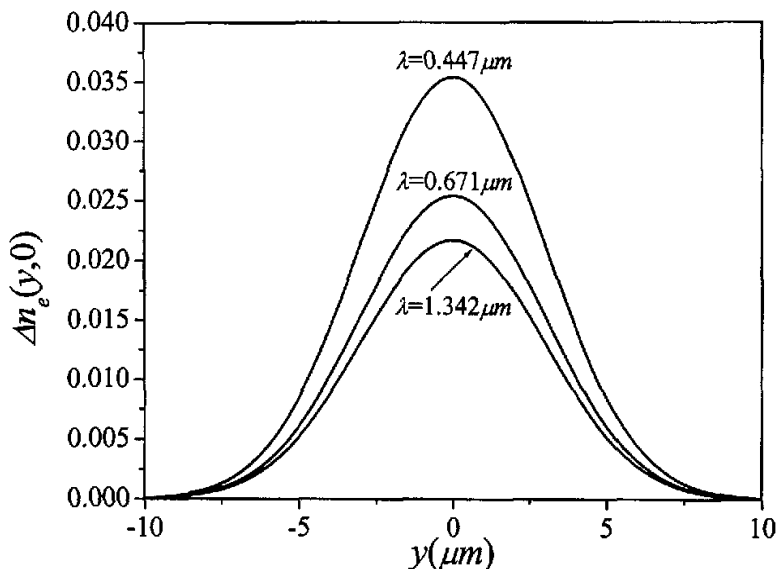


Fig. 4. 2 Distribution of refractive index's increment for  $e$  light along  $y$ (width) direction.

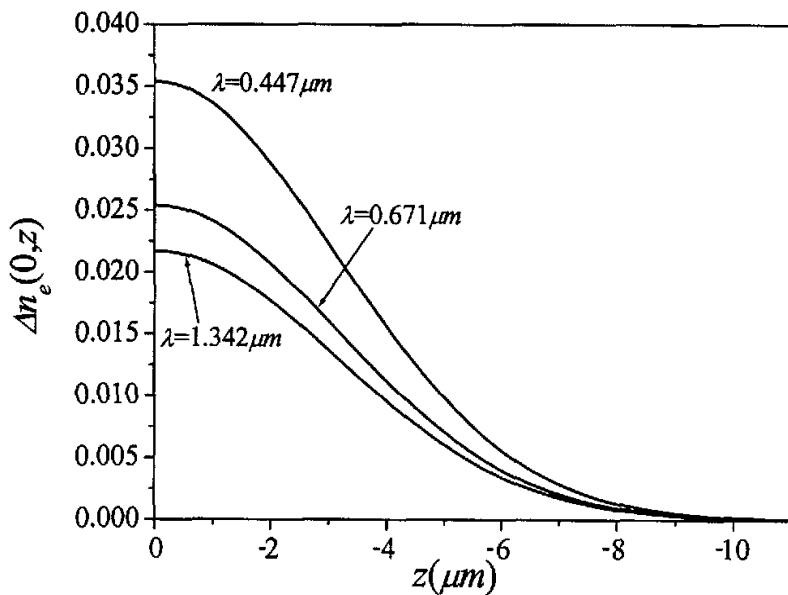


Fig. 4. 3 Distribution of refractive index's increment for  $e$  light along  $z$ (depth) direction.

其中  $D_{e0} = 1.84 \times 10^9 \mu\text{m}^2/h$  为质子交换过程中的扩散系数， $Q = 9.4 \times 10^4 J/mol$ ，为激活能， $R = 8.31434 J/mol.K$ ，为气体的普适常数。深度方向和宽度方向的退火扩散系数分别为 [7]  $D_{az}(360^\circ C) = 0.77 \mu\text{m}^2$ ， $D_{ay}(360^\circ C) = 0.7D_{az}(360^\circ C)$ 。

用于非线性相互作用的光波导一般处于  $\alpha$  相或  $\alpha + \beta$  相。采用表 4.2 的波导制作参数，光波导处于  $\alpha + \beta$  相。对于波长  $\lambda = 1.342, 0.671, 0.447 \mu\text{m}$ ，图 4.2 和图 4.3 分别给出了处于  $\alpha + \beta$  相的光波导折射率增量  $\Delta n_e(y, z)$  在宽度和深度方向的分布。

## 4.2 准 TM 和 TE 近似下的波方程

约定时间变量为  $e^{i\omega t}$ ，则由麦克斯韦方程组(2.1)~(2.4)得

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \vec{\varepsilon}_r \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (4.12)$$

$$\nabla \times (\vec{\varepsilon}_r^{-1} \cdot \nabla \times \mathbf{H}) - k_0^2 \mathbf{H} = 0. \quad (4.13)$$

这里  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  为真空中的波数。对于图 4.1 所示的波导几何，介质的相对介电张量为

$$\vec{\varepsilon}_r = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2(y, z) \end{bmatrix}. \quad (4.14)$$

按照集成光学中一般采用的准 TM 和准 TE 模近似[12]，可将矢量方程(4.12)和(4.13)化为标量方程。下面我们分别推导这两种模式满足的波方程。

(1) 准 TM 模：此时，磁矢量  $\mathbf{H}$  几乎平行于  $y$  轴，则有  $H_z \approx 0$ ， $H_y$  为主函数。所以

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (4.15)$$

由于光沿  $x$  方向传播, 则有  $\frac{\partial}{\partial x} = -i\beta$ , 这里  $\beta$  为传播常数。将算符  $\nabla \times$  写

为矩阵形式

$$\nabla \times = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & i\beta \\ -\frac{\partial}{\partial y} & -i\beta & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.16)$$

把式(4.14)~(4.16)代入(4.13), 得

$$\frac{1}{n_x^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \frac{i\beta}{n_z^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} + (k_0^2 - \frac{\beta^2}{n_z^2}) H_y = 0, \quad (4.17)$$

由  $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ , 得

$$i\beta H_x = \frac{\partial H_y}{\partial y}. \quad (4.18)$$

式(4.17)代入(4.18)便得到 TM 模满足的波方程, 为

$$\left( \frac{n_z}{n_x} \right)^2 \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + [k_0^2 n_z^2(y, z) - \beta^2] H_y = 0. \quad (4.19)$$

由麦克斯韦方程得出电场  $\mathbf{E}$  的  $z$  分量

$$E_z \approx -\frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n_z^2(y, z)} H_y. \quad (4.20)$$

(2) 准 TE 模: 此时电矢量  $\mathbf{E}$  几乎平行于  $y$  轴, 则有  $E_z \approx 0$ ,  $E_y$  为主函数。所以

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (4.21)$$

将(4.14)、(4.16)和(4.21)代入(4.12), 得

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + i\beta \frac{\partial E_x}{\partial y} + (k_0^2 n_y^2 - \beta^2) E_y = 0, \quad (4.22)$$

由  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ , 得

$$i\beta E_x = \left( \frac{n_y}{n_x} \right)^2 \frac{\partial H_y}{\partial y}. \quad (4.23)$$

把式(4.23)代入(4.22)并整理即得 TE 模满足的波方程

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \left( \frac{n_y}{n_x} \right)^2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (k_0^2 n_y^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (4.24)$$

方程(4.24)中不含  $n_z(y, z)$ , 所以图 4.1 所示的结构( $z$  切  $x$  向传播)的波导不能传播非常光的 TE 模式。

方程(4.19)和(4.24)可以合写为下面一个通式

$$\alpha_z^{-2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \alpha_y^{-2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \phi = 0. \quad (4.25)$$

上式中各量的含义见表 4.3。

Table 4.3 Meanings of parameters in equation (4.25).

Mode	$\phi$	$\alpha_z$	$\alpha_y$	$n$
TM	$H_y$	$n_x/n_z$	1	$n_z$
TE	$E_y$	1	$n_x/n_y$	$n_y$

要想了解模场分布就必须求解方程(4.25)。常用的求解方法大致有以下几种：(1) 准解析法[8,13], 仅在一定条件下适用；(2) 有限差分法, 此方法有收敛性与数值稳定性差, 边界处理极其复杂等缺点；(3) 光束传播法, 其中包括快速傅立叶变换光束传播法[14-16]和有限差分光束传播法[17,

18]。这种方法仅能计算模场分布,不能计算模的有效折射率,而且模场边界不精确;(4) 标量有限元方法[13, 19-22],可以用来计算任意截面形状的光波导,仅需给定光波的波长和相应的折射率分布,可以同时求出准 TM 模(或 TE 模)所有模式的有效折射率和模场分布。

鉴于标量有限元方法的优点,本文采用此方法进行有关数值计算。下一节对其作简单的介绍。

### 4.3 标量有限元方法简介

有限元法的思想由 Courant 于 1943 年提出。但当时由于受到客观条件的限制而未能得到很快的发展。到上个世纪五十年代,由于工程分析的需要,计算工具和计算方法都已具备了一定的条件,有限元法最先在复杂的航空结构研究中得到了成功的应用。1960 年 Clough 将这种方法称为有限元法。由于有限元法以变分法为基础,理论依据具有普遍性,已被广泛推广并成功应用于各种工程领域中的问题,如热传导、流体力学、结构力学,机械零件的强度分析、电磁场分析等。

有限元法的思想是:将给定边界条件的微分方程,归结为求在相同边界条件下对应泛函的极值问题。然后通过剖分场域和分片插值,把二次泛函的极值问题离散化为普通多元二次函数的极值问题,最终化为一组多元线性代数方程的求解。下面针对方程(4.25)介绍有限元法的求解步骤。

#### (1) 确定与方程(4.25)对应的泛函

由变分原理,对方程(4.25)构造如下泛函[13]

$$L(\phi) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W \left[ \left( \frac{1}{\alpha_z} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{1}{\alpha_y} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + k_0^2 (N_{eff}^2 - n^2) \phi^2 \right] dy dz, \quad (4.26)$$

这里  $N_{eff} = \beta / k_0$  为模的有效折射率,  $W$  的意义如下

$$W = \begin{cases} n^{-2} & \text{for quasi-TM modes} \\ 1 & \text{for quasi-TE modes} \end{cases} \quad (4.27)$$

可以证明, 使泛函  $\delta L(\phi) = 0$  的  $\phi(y, z)$  就是方程(4.25)的解。这里“ $\delta$ ”表示对  $\phi$  的变分。

在波导表面( $z=0$ )折射率不连续, 对应的边界条件为

$$\phi, \text{ 连续}, \quad (4.28)$$

$$\frac{W}{\alpha_z^2} \frac{\partial \phi}{\partial z}, \text{ 连续}. \quad (4.29)$$

容易找出满足条件(4.28)的  $\phi$ , 这时所谓的自然边界条件(4.29)会自动满足。这是变分法的一个优点。

## (2) 连续场的离散化及分片插值

利用有限元分析电磁场问题, 首先对连续场进行离散, 即将连续场分割为有限个单元。对于平面场域, 剖分单元可以是三角形、四边形等形状。下面以三角形单元为例进行分析。

设  $k$  个有限单元中, 第  $e$  个单元内任一点(包含节点)的场变量为

$$\phi^e(y, z) = a^e + b^e y + c^e z, \quad (4.30)$$

其中  $a^e$ 、 $b^e$  和  $c^e$  为待定系数。单元的三个节点  $i$ 、 $j$  和  $m$  按反时针顺序, 以保证三角形面积  $\Delta^e$  为正(见图 4.4)。三个节点处的场量值由(4.30)可得

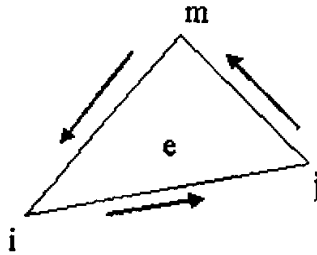


Fig. 4.4 Triangle element and its acmes

$$\begin{aligned} \phi_i^e &= a^e + b^e y_i + c^e z_i, \\ \phi_j^e &= a^e + b^e y_j + c^e z_j, \\ \phi_m^e &= a^e + b^e y_m + c^e z_m. \end{aligned} \quad (4.31)$$

式中  $(y_p, z_p)$ , (这里  $p = i, j, m$ ) 为节点坐标。以  $a^e$ 、 $b^e$  和  $c^e$  为未知量求

解线性方程组(4.31), 得

$$\begin{aligned} a^e &= \frac{1}{2\Delta^e} (a_i^e \phi_i^e + a_j^e \phi_j^e + a_m^e \phi_m^e), \\ b^e &= \frac{1}{2\Delta^e} (b_i^e \phi_i^e + b_j^e \phi_j^e + b_m^e \phi_m^e), \\ c^e &= \frac{1}{2\Delta^e} (c_i^e \phi_i^e + c_j^e \phi_j^e + c_m^e \phi_m^e). \end{aligned} \quad (4.32)$$

其中

$$\begin{cases} a_i^e = y_j z_m - y_m z_j & b_i^e = z_j - z_m & c_i^e = -(y_j - y_m) \\ a_j^e = y_m z_i - y_i z_m & b_j^e = z_m - z_i & c_j^e = -(y_m - y_i) \\ a_m^e = y_i z_j - y_j z_i & b_m^e = z_i - z_j & c_m^e = -(y_i - y_j) \end{cases} \quad (4.33)$$

将(4.32)代入(4.30)并整理, 得

$$\phi^e(y, z) = S_i^e \phi_i^e + S_j^e \phi_j^e + S_m^e \phi_m^e, \quad (4.34)$$

或用矩阵表示为

$$\phi^e(y, z) = \begin{bmatrix} S_i^e & S_j^e & S_m^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_i^e \\ \phi_j^e \\ \phi_m^e \end{bmatrix} = [S^e] \{\phi^e\}. \quad (4.35)$$

这里

$$\begin{cases} S_i^e = (a_i^e + b_i^e y + c_i^e z) \\ S_j^e = (a_j^e + b_j^e y + c_j^e z) \\ S_m^e = (a_m^e + b_m^e y + c_m^e z) \end{cases} \quad (4.36)$$

它仅与三角单元的节点坐标有关, 因此称为“节点形函数”(或基函数、内插函数)。 $\{\dots\}$ 表示列矢量。从(4.34)式可以看出, 单元内任意一点的场量可以用它的三个节点处的场量值来表示。因此只要能求得各节点的场量值 $\{\phi^e\}$ , 即可用公式(4.34)求得单元内任一点的场量值。(4.34)式的结论可以推广到全区域, 即全区域内任一点的场量值 $\phi(y, z)$ 可用全部节点的场量

值  $\phi_p$  ( $p = 1, 2, \dots, M$ ) 来表示

$$\phi(y, z) = \sum_{p=1}^M \phi_p S_p, \quad (4.37)$$

这里  $\phi_p = \phi(y_p, z_p)$ ,  $M$  代表节点总数, 节点形函数  $S_p$  有以下性质

$$\begin{cases} S_p(y_q, z_q) = \delta_{pq} = \begin{cases} 1 & p = q \\ 0 & p \neq q \end{cases} \\ 0 \leq S_p(y, z) \leq 1 \\ S_p \neq 0, \text{ only inside elements containing node } p \end{cases} \quad (4.38)$$

(3) 将泛函的极值问题离散化为普通多元二次函数的极值问题

将(4.37)代入(4.26), 得

$$L(\phi) = \sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^M (-A_{pq} + N_{eff}^2 B_{pq}) \phi_p \phi_q, \quad p, q = 1, 2, \dots, M \quad (4.39)$$

其中

$$A_{pq} = \sum_{e=1}^k \iint_{\Delta^e} W (k_0^2 n^2 S_p S_q - \frac{1}{\alpha_y^2} \frac{\partial S_p}{\partial y} \frac{\partial S_q}{\partial y} - \frac{1}{\alpha_z^2} \frac{\partial S_p}{\partial z} \frac{\partial S_q}{\partial z}) dy dz \quad (4.40)$$

$$= \sum_{e=1}^k W (k_0^2 n^2 H_{pq} - K_{pq}),$$

$$B_{pq} = \sum_{e=1}^k \iint_{\Delta^e} W k_0^2 S_p S_q dy dz = \sum_{e=1}^k W k_0^2 H_{pq}. \quad (4.41)$$

这里

$$K_{pq} = \frac{1}{4\Delta^e} (\frac{1}{\alpha_y^2} b_p b_q + \frac{1}{\alpha_z^2} c_p c_q) = K_{qp}, \quad (4.42)$$

$$H_{pq} = \frac{\Delta^e}{12} (1 + \delta_{pq}) = H_{qp}. \quad (4.43)$$

在推导式(4.40)~(4.43)时, 我们已经假定  $n$ 、 $\alpha_y$ 、 $\alpha_z$ 、 $N_{eff}$  在同一个单元内为常数, 因为单元很小这种近似已经很精确了。

为使泛函  $L(\phi)$  达到极值, 根据多元函数极值理论, 应有

$$\frac{\partial L}{\partial \phi_p} = 0, \quad p = 1, 2, \dots, M. \quad (4.44)$$

将(4.44)式经过整理后可用矩阵形式表示为

$$[A]\{\phi\} = N_{eff}^2 [B]\{\phi\}. \quad (4.45)$$

这里的矩阵[A]、[B]仅与波长 $\lambda$ 和对应的折射率分布有关，而与模折射率 $N_{eff}$ 无关，所以可以很方便地计入晶体的色散性质。而在矢量方法中，由于折射率的色散效应，矩阵[A]、[B]与波长 $\lambda$ 和模折射率 $N_{eff}$ 均有关，因此 $\lambda$ 和 $N_{eff}$ 必须作为计算的输入参数。这导致了输出的波长值与输入的不同。为了获得一个自恰的矢量解，就必须反复迭代到两者相同为止。标量方法避免了这一问题，这是标量方法优于矢量方法的一个方面。另外，[A]、[B]为正定的实对称矩阵，且它们的非零元素仅集中在对角线附近的一个斜带状区内。这也大大地方便了求解。

#### (4) 求解广义特征值方程

方程(4.45)是一个广义特征值方程，其特征值 $N_{eff}^2$ 对应传播常数，特征矢量对应模场分布。求解该方程，通常的方法是将其转化为一般的对称矩阵的特征值问题。

由于[B]是对称正定矩阵，因此总存在一非奇异的下三角矩阵L，使得

$$[B] = [L][L]^T, \quad (4.46)$$

这里“ $T$ ”表示矩阵转置。从而(4.45)可写成

$$[A]\{\phi\} = N_{eff}^2 [L][L]^T \{\phi\},$$

上式两边左乘 $[L]^{-1}$ 得

$$[L]^{-1}[A]\{\phi\} = N_{eff}^2 [L]^T \{\phi\},$$

因此有

$$[L]^{-1}[A][L]^{-T}[L]^T \{\phi\} = N_{eff}^2 [L]^T \{\phi\}, \quad (4.47)$$

令

$$[L]^{-1}[A][L]^{-T} = [P], \quad (4.48)$$

$$[L]^T \{\phi\} = \{\psi\}, \quad (4.49)$$

$$[P]\{\psi\} = N_{eff}^2 \{\psi\}. \quad (4.50)$$

这样, 特征值问题(4.45)就化为等价的特征值问题(4.50)。(4.50)可用雅可比方法或 QR 方法求解。求得的特征值即为原问题的特征值, 但特征矢不是原问题的特征矢, 需要对(4.49)进行变换求出, 即

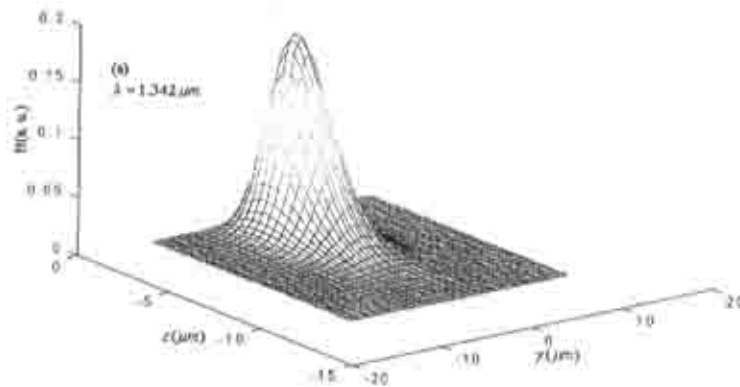
$$\{\phi\} = [L]^{-T} \{\psi\}. \quad (4.51)$$

#### 4.4 模场分布及模的有效折射率

根据表 4.2 给出的波导制备条件, 我们分别选取  $\lambda = 1.342, 0.671, 0.447 \mu\text{m}$  三个波长, 对方程(4.19) 按照上节介绍的计算方法进行了计算。表 4.4 列出了三个波长下计算的 0 阶和 1 阶模的有效折射率, 图 4.5~4.10 是各个波长下的 0 阶和 1 阶模场及其等值线分布。

Table 4.4 Effective refractive indices of modes for the given wavelengths.

Wavelength $\lambda(\mu\text{m})$	$N_{eff}$ of 0-th mode	$N_{eff}$ of 1-st mode
1.342	2.1578	2.1524
0.671	2.2174	2.2138
0.447	2.3189	2.3157



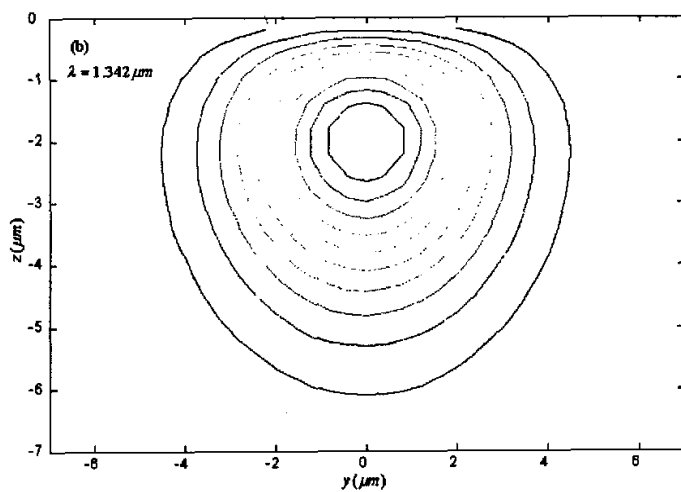


Fig. 4.5 Field distribution of 0<sup>th</sup> TM-mode at  $\lambda = 1.342 \mu\text{m}$ . (a) 3D grid, (b) isoline.

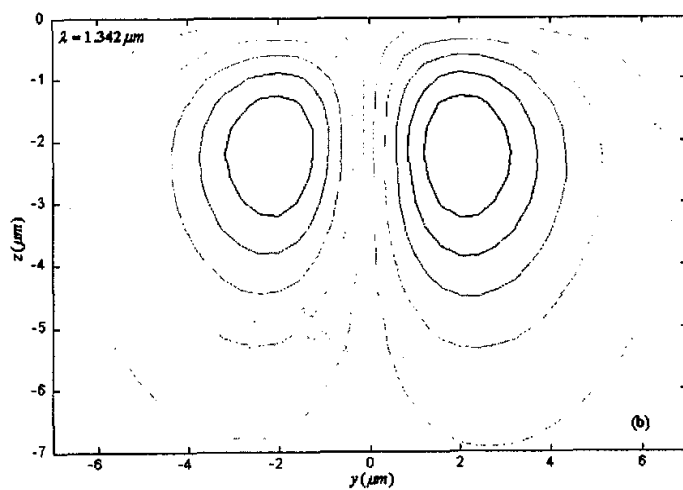
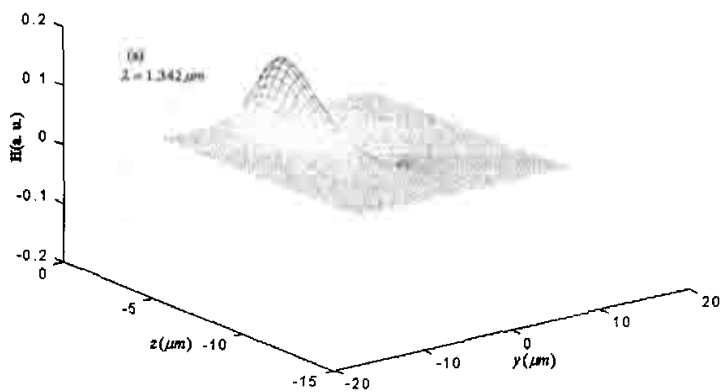


Fig. 4.6 Field distribution of 1<sup>st</sup> TM-mode at  $\lambda = 1.342 \mu\text{m}$ . (a) 3D grid, (b) isoline.

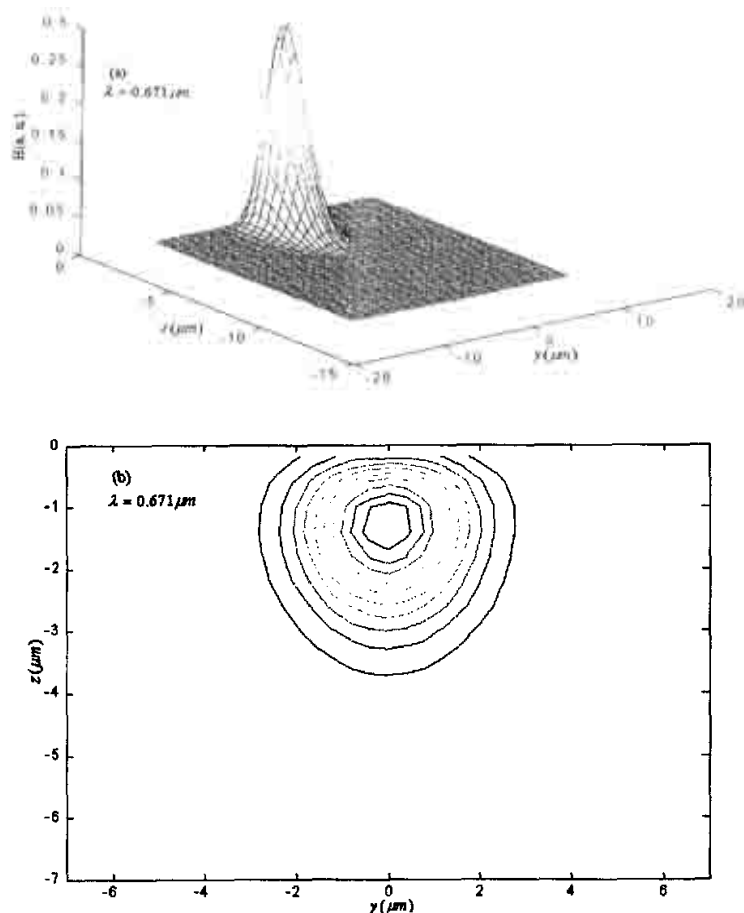
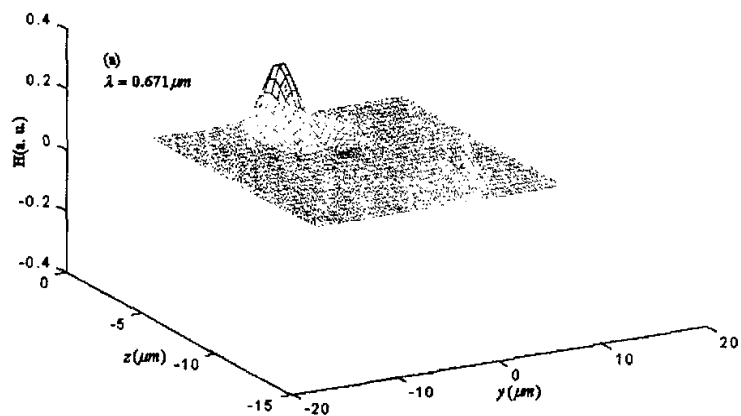


Fig. 4.7 Field distribution of 0<sup>th</sup> TM-mode at  $\lambda = 0.671 \mu\text{m}$ . (a) 3D grid, (b) isoline.



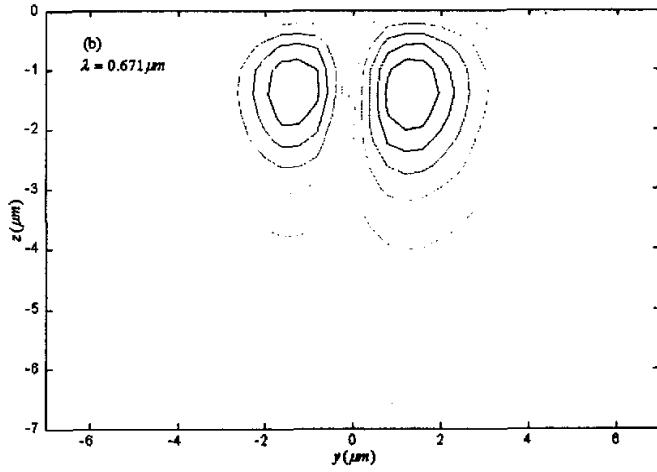


Fig. 4.8 Field distribution of 1<sup>st</sup> TM-mode at  $\lambda = 0.671 \mu\text{m}$ . (a) 3D grid, (b) isoline.

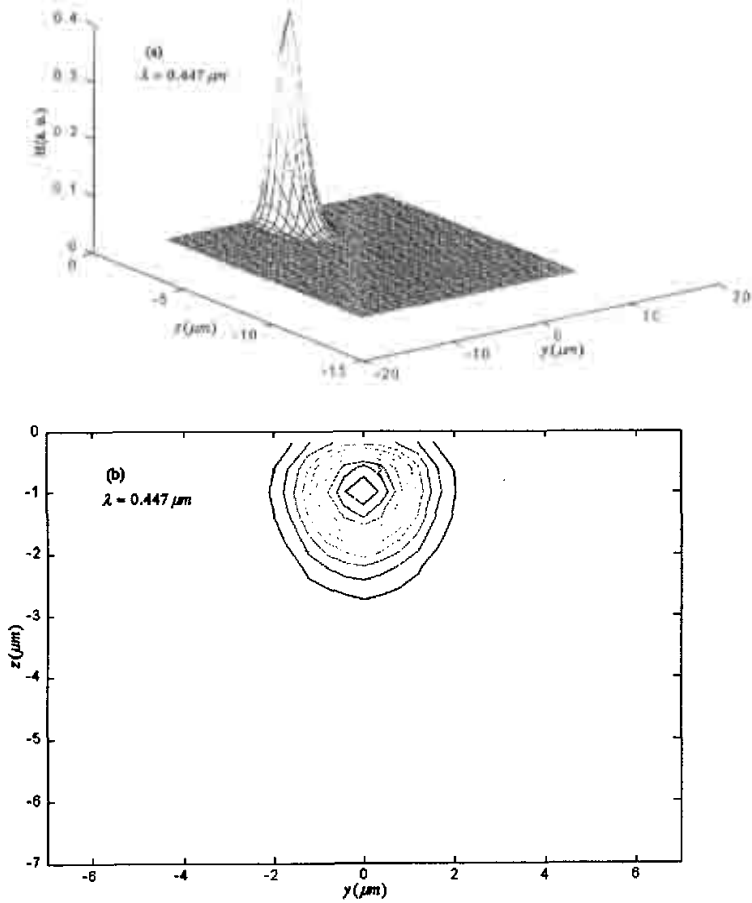


Fig. 4.9 Field distribution of 0<sup>th</sup> TM-mode at  $\lambda = 0.447 \mu\text{m}$ . (a) 3D grid, (b) isoline.

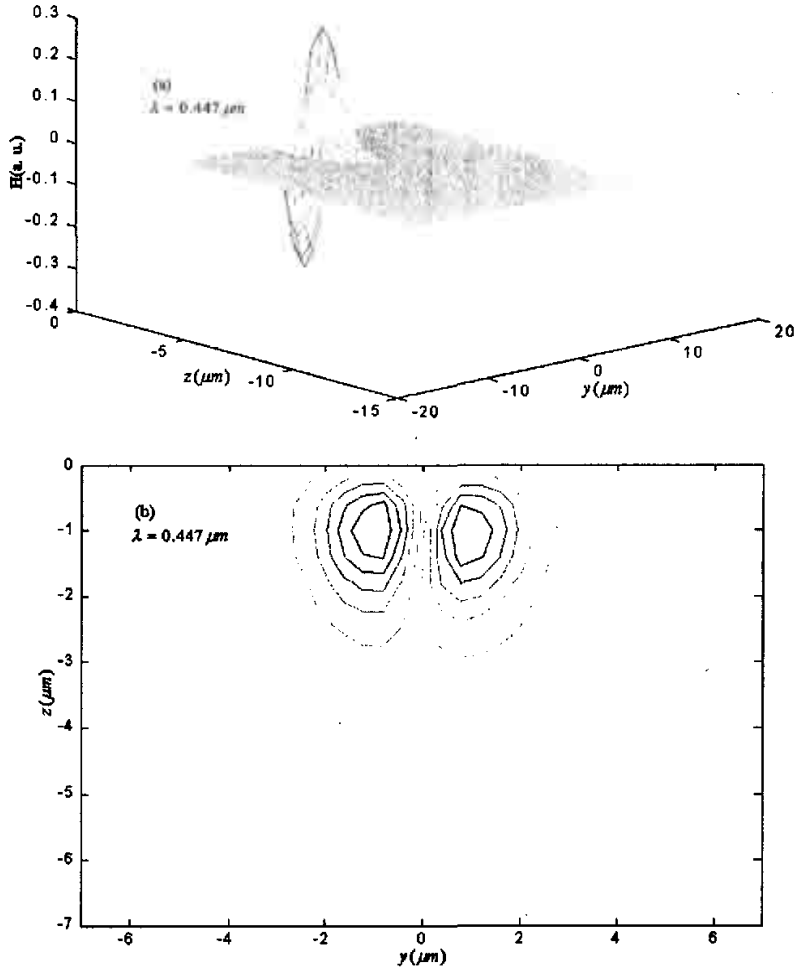


Fig. 4.10 Field distribution of 1<sup>st</sup> TM-mode at  $\lambda = 0.447 \mu\text{m}$ . (a) 3D grid, (b) isoline.

## 4.5 小结

本章间简单介绍了退火质子交换法制备的 LiNbO<sub>3</sub> 波导的折射率分布特性；推导了准 TM 模和准 TE 模满足的波方程并给出了解此方程所用的标量有限元方法。对选定的制备参数，在  $\lambda = 1.342, 0.671, 0.447 \mu\text{m}$  三个波长下，说明了波导在宽度和深度方向的折射率增量分布，模场及其等值线分布。计算了 0 阶和 1 阶导模的有效折射率。

## 参考文献

1. N. A. Sanford, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(1997)1626.
2. J. L. Jackel, C. E. Rice and J. J. Veselka, *Applied Physics Letters*, 41(1982)607.
3. D. F. Clark, A. C. G. Nutt, K. K. Wong, P. J. R. Laybourn, and R. M. De La Rue, *Journal of Applied Physics*, 54(1983)6218.
4. K. K. Wong, A. C. G. Nutt, D. F. Clark, J. Winfield, P. J. R. Laybourn, and R. M. De La Rue, *IEE Proceedings-J, Part J*, 133(1986)113.
5. F. S. Ickernell, S. J. Joseph, and K. D. Ruehce, *Proceeding of 6<sup>th</sup> IEEE International Symposium: On Applications of Ferroelectrics*, (1986)pp.8-11.
6. E. Y. B. Pun, K. K. Loi, P. S. Chung, *Electronics Letters*, 27(1991)1202.
7. M. M. Howerton, W. K. Burns, P. R. Skeath, and A. S. Greenblatt, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(1991)593.
8. X. F. Cao, R. V. Ramaswamy, and R. Srivastava, *Journal of Lightwave Technology*, 10(1992)1302.
9. G. B. Hocker and W. K. Burns, *Applied Optics*, 16(1977)113.
10. 薛挺, 天津大学博士学位论文.
11. R. G. Wilson, S. W. Novak, J. M. Zavada, A. Loni, R. M. De La Rue, *Journal of Applied Physics*, 66(1989)6055.
12. M. A. R. Franco, A. Passaro, F. S. Neto, *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(1998)2783.
13. E. Strake, G. P. Bava, I. Montrosset, *Journal of Lightwave Technology*, 6(1988)1126.
14. M. D. Feit, J. A. Fleck, *Applied Optics*, 17(1978)3990.
15. H. M. Msaoudi, J. M. Arnold, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(1995)2107.
16. P. S. Weitzman, U. Österberg, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(1993)1437.
17. Y. Chung, N. Dagli, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(1990)1335.
18. H. F. Chou, C. F. Lin, S. Mou, *Journal of Lightwave Technology*, 17(1999)1481.

19. F. A. Katsriku, B. M. A. Rahman, K. T. V. Grattan, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36(2000)282.
20. F. A. Katsriku, B. M. A. Rahman, K. T. V. Grattan, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(1997)1727.
21. F. A. Katsriku, B. M. A. Rahman, K. T. V. Grattan, *Journal of Lightwave Technology*, 14(1996)780.
22. N. Bahlmann, M. Lohmeyer, H. Dotsh, P. Hertel, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(1999)250.

## 准周期 $\text{LiNbO}_3$ 通道光波 导中的三次谐波产生

自从 1961 年标志非线性光学诞生的第一个实验以来，人们就一直在为提高转换效率而不懈努力。在相互作用的波之间实现相位匹配、延长相互作用长度、提高基波光的功率密度等都是行之有效的方法。第 2 章和第 3 章都采用聚焦高斯光束的办法来提高功率密度，但共焦聚焦的条件表明，不可能无限制地通过压缩光斑来获取高的功率密度。从原则上讲，在体介质中发生的各种非线性光学现象都会在介质波导中产生。而且由于光波导结构能够把光能量约束在截面积非常小的波导区域内，有效地提高了光功率密度，从而可以提高各种非线性相互作用[1, 2]。因此，努力利用光波导中波的非线性相互作用来提高频率转换的效率，一直是导波光电子学界所面临的一个重要课题。

与体介质材料一样，要想提高转换效率就必须在相互作用的波导模式之间实现相位匹配。由于色散，在同阶同偏振的模之间实现相位匹配是不可能的。波导的多模传播特性为相位匹配提供了可能，传播常数可以在不同模之间取得一致。但由于模式色散往往较小，用波导模式色散来补偿材料色散时，可能需要两个模序相差很大的模相耦合，这导致了耦合模间的交迭积分(或耦合系数)变得很小，因而大大降低了非线性相互作用的转换效率。另外，相位匹配条件对波导的厚度和折射率的均匀性在整个相互作用长度上只允许有非常小的偏差。一般认为在相互作用长度内厚度的偏差应小于  $5\text{nm}$ [3]。这当然给波导的制备带来了困难。

QPM 的微结构波导频率转换器件对波导厚度精度的控制可大大放宽。更重要的是，由于微结构的周期可以根据需要而加以设计，这不仅克服了

利用模式色散实现相位匹配基波光波长范围狭小的缺点，而且为同阶同偏振的模之间实现有效耦合提供了可能。因此，近年来人们对 QPM 波导频率转换器件表现出了浓厚的兴趣[4-11]。APE LiNbO<sub>3</sub> 光波导因具有传播单一偏振模的特性而倍受关注，对其波导倍频器件的研究人们已经作了大量工作[2, 4-6]。本章在第 4 章的基础上，讨论 APE LiNbO<sub>3</sub> 光波导中 QPM 的三次谐波产生。利用准周期结构提供的两个倒格矢来分别补偿倍频过程及和频过程中的波矢失配，以实现基模间的高效耦合。

## 5.1 光波导模式耦合的振幅方程

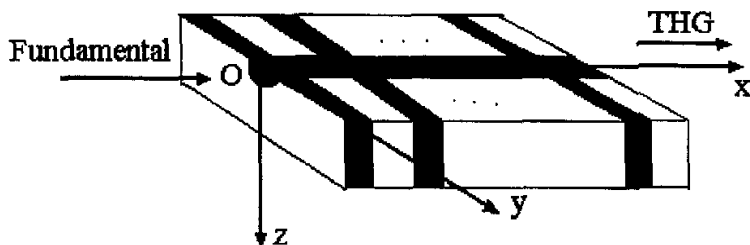


Fig. 5.1 Schematic of APE LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide with a quasi-periodic grating

在理想介质光波导中，各模式相互独立地传播。当波导受到如波导边界或折射率畸变、非线性效应等因素微扰时，各模式不再独立，它们之间将产生功率交换，即模间发生了耦合。对模式耦合的分析和计算是介质光波导理论的一个重要方面，也是分析和设计各种波导器件的基础。下面从麦克斯韦方程组出发导出模式耦合的振幅方程。

### 5.1.1 麦克斯韦方程的横向分量形式

如图 5.1 所示，我们采用  $z$  切  $x$  方向传播的 APE LiNbO<sub>3</sub> 光波导。为了讨论的方便，把波导中的电磁场分解成横向和纵向分量。分别用  $\mathbf{E}_t$ 、 $\mathbf{H}_t$  和  $\mathbf{E}_x$ 、 $\mathbf{H}_x$  表示

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_x = \mathbf{E}_t + \mathbf{e}_x E_x, \quad (5.1)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + \mathbf{H}_x = \mathbf{H}_t + \mathbf{e}_x H_x. \quad (5.2)$$

同样也可把算符  $\nabla$  写成横向和纵向算符

$$\nabla = \nabla_t + \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x}. \quad (5.3)$$

这里  $\nabla_t = \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$  为横向拉普拉斯算符,  $\mathbf{e}_x$ 、 $\mathbf{e}_y$  和  $\mathbf{e}_z$  分别为  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向上的单位矢量。对于一个矢量  $\mathbf{A}$ , 由(5.3)得

$$(\nabla \times \mathbf{A})_t = \nabla_t \times \mathbf{e}_x A_x + \mathbf{e}_x \times \frac{\partial \mathbf{A}_t}{\partial x}, \quad (5.4)$$

$$(\nabla \times \mathbf{A})_x = \nabla_t \times \mathbf{A}_t. \quad (5.5)$$

约定  $e^{i\omega t}$  为时间变量, 由麦克斯韦方程(2.1)、(2.2)和方程(5.5)得

$$(\nabla \times \mathbf{E})_x = \nabla_t \times \mathbf{E}_t = \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right)_x = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_x,$$

$$(\nabla \times \mathbf{H})_x = \nabla_t \times \mathbf{H}_t = \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\right)_x = i\omega \mathbf{D}_x.$$

或

$$\mathbf{H}_x = \frac{i}{\omega\mu_0} \nabla_t \times \mathbf{E}_t, \quad (5.6)$$

$$\mathbf{D}_x = -\frac{i}{\omega} \nabla_t \times \mathbf{H}_t. \quad (5.7)$$

由此可见, 求出电磁场横向分量后, 可由(5.6)和(5.7)式求其纵向分量。因此我们只需考虑横向的麦克斯韦方程。因为

$$[\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})]_t = -i\omega\mu_0 (\nabla \times \mathbf{H})_t,$$

根据(5.4)和(5.5)式, 可将上式重写为

$$\begin{aligned} \nabla_t \times (\nabla \times \mathbf{E})_x + \mathbf{e}_x \times \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \times \mathbf{E})_t &= \nabla_t \times (\nabla_t \times \mathbf{E}_t) \\ &+ \mathbf{e}_x \times \frac{\partial}{\partial x} (-i\omega\mu_0 \mathbf{H}_t) = \omega^2 \mu_0 \mathbf{D}_t, \end{aligned}$$

整理后得

$$\frac{i}{\omega\mu_0} \nabla_t \times (\nabla_t \times \mathbf{E}_t) + \mathbf{e}_x \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial x} = i\omega \mathbf{D}_t. \quad (5.8)$$

方程(5.8)即为麦克斯韦方程的横向分量形式。波导的折射率变化和非线性效应引起的微扰都能通过  $\mathbf{D}_t$  反映到方程中；这里  $\mathbf{H}_t$  可以通过正规模式的正交关系消除掉。

### 5.1.2 理想波导的正规模式

在理想波导中有导模、辐射模、泄露模和消逝模，其中导模和辐射模又称为正规模式或本征模。对于图 5.1 所示的波导几何，正规模式对坐标  $x$  的依赖仅为  $e^{-i\beta_m x}$ ，正规模式场可写为

$$\mathbf{E}^{(0)}(x, y, z) = \mathbf{E}_m(y, z)e^{-i\beta_m x}, \quad (5.9)$$

$$\mathbf{H}^{(0)}(x, y, z) = \mathbf{H}_m(y, z)e^{-i\beta_m x}. \quad (5.10)$$

这里下标  $m$  表示模序，对于平板波导  $m$  是一维下标，通道波导或光纤为二维下标。导模和辐射模的传播常数  $\beta_m$  为实数，即无衰减；消逝模的为虚数，泄露模的则是复数。显然(5.9)和(5.10)满足方程(5.8)，即

$$\frac{i}{\omega\mu_0} \nabla_t \times [\nabla_t \times \mathbf{E}_{tm}(y, z)] - i\beta_m [\mathbf{e}_x \times \mathbf{H}_{tm}(y, z)] = i\omega \varepsilon \mathbf{E}_{tm}. \quad (5.11)$$

正规模式  $\mathbf{E}^{(0)}$ 、 $\mathbf{H}^{(0)}$  或  $\mathbf{E}_m$ 、 $\mathbf{H}_m$  有以下四个基本特性[12]

(1) 谐振性。所谓谐振性，是指波导中来自上下界面的反射波相迭加，它们的相位满足相长干涉条件，在横截面坐标上形成驻波。

(2) 对称性。对称性表现为，沿  $+x$  方向和沿  $-x$  方向传播的正规模式满足以下关系

$$\mathbf{E}^{(0)}(x) = \mathbf{E}^{(0)}(-x),$$

$$\mathbf{E}^{(0)}(x) = -\mathbf{E}^{(0)}(-x),$$

$$\mathbf{H}^{(0)}(x) = \mathbf{H}^{(0)}(-x),$$

$$\mathbf{H}^{(0)}(x) = -\mathbf{H}^{(0)}(-x).$$

(3) 正交性。正交性可用下式表示

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{lm} \times \mathbf{H}_{ln}^*) \cdot \mathbf{e}_x dydz = P\delta_{mn}. \quad (5.12)$$

这里  $P(>0)$  代表正规功率。正交性说明了正规之间的相互独立关系。如果理想波导不受微扰, 则各模间就不发生能量交换, 即不会出现耦合。正交性的物理意义就在于波导内电磁场的功率就是各模式携带的功率之和。

(4) 完备性。波导的正规构成正交完备系。微扰波导中的任一电磁场都可表示为正规的线性迭加。

后面两个特性是推导波导中耦合模方程的基础。

### 5.1.3 非线性耦合模方程

这里仅考虑二阶非线性效应引起的波导模式间的耦合。这时方程(5.8)可写为

$$\frac{i}{\omega\mu_0} \nabla_t \times (\nabla_t \times \mathbf{E}_t) + \mathbf{e}_x \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial x} - i\omega\epsilon \mathbf{E}_t = i\omega \mathbf{P}_t^{(2)}. \quad (5.13)$$

方程的右边是波导介质非线性效应的驱动源, 波导模式间的耦合即源于此。

将实际波导中的电磁场用理想波导中的正规展开, 即

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \sum_m A_m(x) \mathbf{E}_{tm}(y, z) e^{-i\beta_m x}, \quad (5.14)$$

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \sum_m A_m(x) \mathbf{H}_{tm}(y, z) e^{-i\beta_m x}. \quad (5.15)$$

式(5.14)和(5.15)中相同的展开系数  $A_m(x)$  是麦克斯韦方程组的要求。把(5.14)和(5.15)代入(5.13), 得

$$\sum_m A_m(x) \left\{ \frac{i}{\omega\mu_0} \nabla_t \times [\nabla_t \times \mathbf{E}_{tm}(y, z)] - i\beta_m [\mathbf{e}_x \times \mathbf{H}_{tm}(y, z)] - i\omega\epsilon \mathbf{E}_{tm}(y, z) \right\} e^{-i\beta_m x} + \sum_m \frac{dA_m(x)}{dx} [\mathbf{e}_x \times \mathbf{H}_{tm}(y, z)] e^{-i\beta_m x} = i\omega \mathbf{P}_t^{(2)}.$$

最后用方程(5.11)将上式简化为

$$\sum_m \frac{dA_m(x)}{dx} [\mathbf{e}_x \times \mathbf{H}_{im}(y, z)] e^{-i\beta_m x} = i\omega \mathbf{P}_i^{(2)}. \quad (5.16)$$

方程(5.16)两边点乘  $\mathbf{E}_{in}^*(y, z)$  并对  $dydz$  实行全空间积分, 借助正交性关系(5.12), 即得光波导模式耦合的振幅方程 [13, 14]

$$\frac{dA_m(x)}{dx} = -i \frac{\omega}{2P} \left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{im}^*(y, z) \cdot \mathbf{P}_i^{(2)}(x, y, z) dydz \right) e^{i\beta_m x}. \quad (5.17)$$

下一节将根据此方程推导波导中三次谐波产生的耦合模方程。

## 5.2 波导中三次谐波产生的耦合模方程

忽略导模和辐射模间的耦合。只考虑三次谐波产生过程中, 基波、二次谐波和三次谐波间基模的相互作用, 因为高阶模间相互作用的交迭积分太小, 不能实现较高的转换效率。通过设计准周期的超晶格, 能够获得三个基模间的有效相互作用。三次谐波产生涉及下面五个参量过程:  
 $TM_{00}(\omega_1) + TM_{00}(\omega_1) \rightarrow TM_{00}(\omega_2)$ ,  $TM_{00}(\omega_2) + TM_{00}(\omega_1) \rightarrow TM_{00}(\omega_3)$ ,  
 $TM_{00}(\omega_2) - TM_{00}(\omega_1) \rightarrow TM_{00}(\omega_1)$ ,  $TM_{00}(\omega_3) - TM_{00}(\omega_2) \rightarrow TM_{00}(\omega_1)$   
 和  $TM_{00}(\omega_3) - TM_{00}(\omega_1) \rightarrow TM_{00}(\omega_2)$ 。略去方程(5.17)中的下标并分别用 1, 2 和 3 下标标记与基波、二次谐波和三次谐波有关的量, 则三个极化波可写为

$$\begin{aligned} P_1 &= 2\varepsilon_0 d_{eff}(x, y, z) \{ A_2(x) A_1^*(x) E_2(y, z) E_1^*(y, z) e^{-i(\beta_2 - \beta_1)x} \\ &\quad + A_3(x) A_2^*(x) E_3(y, z) E_2^*(y, z) e^{-i(\beta_3 - \beta_2)x} \}, \\ P_2 &= 2\varepsilon_0 d_{eff}(x, y, z) \left\{ \frac{1}{2} A_1^2(x) E_1^2(y, z) e^{-i2\beta_1 x} \right. \\ &\quad \left. + A_3(x) A_1^*(x) E_3(y, z) E_1^*(y, z) e^{-i(\beta_3 - \beta_1)x} \right\}, \\ P_3 &= 2\varepsilon_0 d_{eff}(x, y, z) A_2(x) A_1(x) E_2(y, z) E_1(y, z) e^{-i(\beta_2 + \beta_1)x} \end{aligned} \quad (5.18)$$

这里波导模式的电场由(4.20)式给出。将(5.18)代入(5.13), 得

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_1(x)}{dx} &= -i\omega_1\varepsilon_0[A_2A_1^*e^{-i(\beta_2-2\beta_1)x} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}} E_2(E_1^*)^2 dydz \\
 &\quad + A_3A_2^*e^{-i(\beta_3-\beta_2-\beta_1)x} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}} E_3E_2^*E_1^* dydz], \\
 \frac{dA_2(x)}{dx} &= -i\omega_2\varepsilon_0[\frac{1}{2}A_1^2e^{i(\beta_2-2\beta_1)x} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}} E_2^*E_1^2 dydz \\
 &\quad + A_3A_1^*e^{-i(\beta_3-\beta_2-\beta_1)x} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}} E_3E_2^*E_1^* dydz], \\
 \frac{dA_3(x)}{dx} &= -i\omega_3\varepsilon_0A_2A_1e^{i(\beta_3-\beta_2-\beta_1)x} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d_{\text{eff}} E_3^*E_2E_1 dydz
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

为了器件设计的方便，常常用非归一化的模  $\psi_j(y, z)$  来代替归一化的模  $E_j(y, z)$  [13]。因此我们令

$$E_j(y, z) = C_j\psi_j(y, z), \quad j = 1, 2, 3. \tag{5.20}$$

这里归一化系数  $C_j$  可由方程(5.12)求出，为

$$C_j = \sqrt{\frac{2\mu_0c}{N_j} \left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_j|^2 dydz \right)^{-1/2}}. \tag{5.21}$$

上式中  $N_j$  为模的有效折射率， $c$  代表真空中的光速。

对于有两个特征畴(或构筑块)A 和 B 的准周期超晶格，有效非线性系数  $d_{\text{eff}}(x, y, z)$  可写为[15]

$$d_{\text{eff}} = d_{33} \sum_{m,n} g_{m,n} e^{iG_{m,n}x}, \tag{5.22}$$

其中

$$\begin{aligned}
 G_{m,n} &= \frac{2\pi(m+n\gamma)}{D}, \\
 g_{m,n} &= \frac{2(1+\gamma)l}{D} \sin c\left(\frac{1}{2}G_{m,n}l\right) \sin c(X_{m,n}), \\
 X_{m,n} &= \frac{\pi(1+\gamma)}{D} (mD_A - nD_B), \\
 D &= \gamma D_A + D_B.
 \end{aligned}$$

这里  $D_A$  和  $D_B$  分别是畴  $A$  和  $B$  的宽度;  $l$  是  $A$ 、 $B$  中正畴的宽度;  $d_{33}$  是 LiNbO<sub>3</sub> 晶体的非线性光学系数;  $\gamma$  是一个结构参数;  $g_{m,n}$  和  $G_{m,n}$  分别是傅立叶系数和倒格矢。根据在第 2 和第 3 章已经说明的原因, 我们只取方程(5.22) 中的特定两项代入(5.19), 并利用(5.20)和(5.21)完成方程中的积分, 最后得到描述波导中三次谐波产生的耦合模方程

$$\begin{aligned}\frac{dA_1(x)}{dx} &= -i\omega_1[\kappa_1 A_2 A_1^* e^{-i\Delta\beta_1 x} + \kappa_2 A_3 A_2^* e^{-i\Delta\beta_2 x}], \\ \frac{dA_2(x)}{dx} &= -i\omega_2\left[\frac{1}{2}\kappa_1 A_1^2 e^{i\Delta\beta_1 x} + \kappa_2 A_3 A_1^* e^{-i\Delta\beta_2 x}\right], \\ \frac{dA_3(x)}{dx} &= -i\omega_3 \kappa_2 A_2 A_1 e^{i\Delta\beta_2 x}.\end{aligned}\quad (5.23)$$

在这里

$$\begin{aligned}\Delta\beta_1 &= \beta_2 - 2\beta_1 - G_{m,n}, \\ \Delta\beta_2 &= \beta_3 - \beta_2 - \beta_1 - G_{m',n'},\end{aligned}$$

耦合系数  $\kappa_1$  和  $\kappa_2$  为

$$\kappa_1 = 2d_{33}g_{m,n}\sqrt{\frac{2\mu_0}{cN_1^2 N_2 S_1}}, \quad (5.24)$$

$$\kappa_2 = 2d_{33}g_{m',n'}\sqrt{\frac{2\mu_0}{cN_1 N_2 N_3 S_2}}, \quad (5.25)$$

其中

$$\begin{aligned}S_1 &= \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_1|^2 dydz\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_2|^2 dydz}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2^* \psi_1^2 dydz\right)^2}, \\ S_2 &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_1|^2 dydz \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_2|^2 dydz \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_3|^2 dydz}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_3^* \psi_2 \psi_1 dydz\right)^2}\end{aligned}$$

这里  $S_1$  为基波场与二次谐波场相互作用的波导有效横截面积； $S_2$  为基波场、二次谐波场和三次谐波场相互作用的波导有效横截面积。 $S_1$  和  $S_2$  与各自相互作用场交迭积分的平方成反比。方程(5.23)的形式与光学超晶格中描述三次谐波产生的耦合波方程相同[16]，只是这里的耦合系数  $\kappa_1$  和  $\kappa_2$  中分别包含了  $S_1$  和  $S_2$ 。(5.24)和(5.25)式表明，要取得高的三次谐波转换效率除了需要大的光学非线性系数和 QPM 条件外，还需要小的  $S_1$  和  $S_2$ ，即大的耦合模间的交迭积分。对微结构波导器件进行适当的剪裁能够提高耦合模间的交迭积分，从而提高转换效率。这是微结构波导优于体介质材料结构的一个方面。

由(5.14)和(5.15)及正交关系(5.12)式，能够求出各波的光功率为

$$P_j = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c N_j \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_j(x, y, z)|^2 dy dz = |A_j(x)|^2. \quad (5.26)$$

因此可以得出三个光波的转换效率

$$\eta_j = \left| \frac{A_j(x)}{A_{10}} \right|^2. \quad (5.27)$$

这里  $A_{10}$  为基波光的振幅。

### 5.3 结果和讨论

我们首先选取表 4.2 所示的 APE LiNbO<sub>3</sub> 波导的制备条件；为了减小光折变效应，将器件的工作温度选为  $T_0=120^\circ\text{C}$ 。基波光波长选为  $\lambda_F = 1.342\mu\text{m}$ 。对波方程(4.19)的有限元法数值计算结果已经在 4.4 节给出：模有效折射率列于表 4.4，模场分布及其等值线已图示于图 4.5~4.10。同时得到了波导有效横截面积  $S_1$  和  $S_2$  分别为  $23.28\mu\text{m}^2$  和  $20.51\mu\text{m}^2$ ，退火深度  $d_a = 4.30\mu\text{m}$ 。为了获得最大的傅立叶系数，以取得高的三次谐波转换效率，我们选取倒格矢  $G_{1,1}$  来匹配倍频过程，即  $\beta_2 - 2\beta_1 = G_{1,1}$ ，接着匹配和频过程的倒格矢可以被确定为  $G_{3,4}$ ，即  $\beta_3 - \beta_2 - \beta_1 = G_{3,4}$ 。根

据上述选定的条件和计算结果，确定准周期光栅的优化结构参数为：  
 $D = 11.88\mu\text{m}$ ， $D_A = 14.41\mu\text{m}$ ， $D_B = 11.08\mu\text{m}$ ， $l = 5.54\mu\text{m}$  和  
 $\gamma = 0.056$  (它们的意义见 5.2 节的有关说明)。

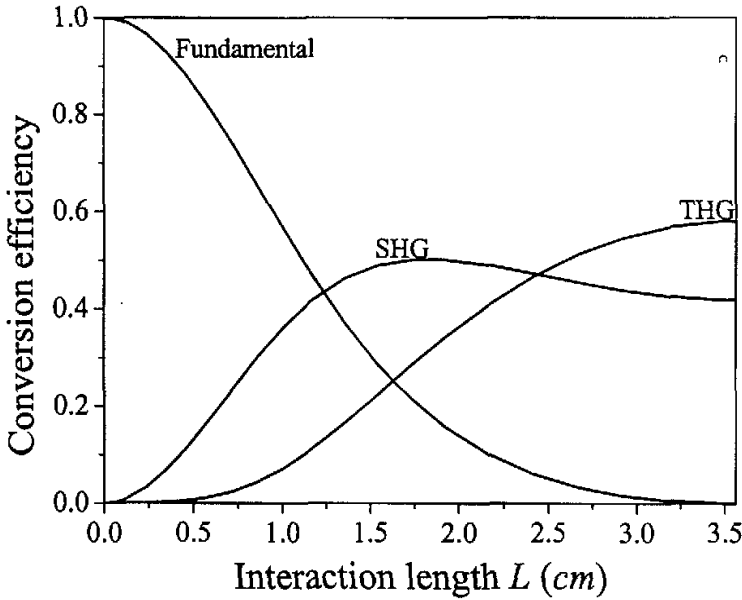


Fig. 5.2 Dependence of conversion efficiency on interaction length  $L$  for  $D=11.88\mu\text{m}$ ,  $D_A=14.41\mu\text{m}$ ,  $D_B=14.41\mu\text{m}$ ,  $l=5.54\mu\text{m}$ ,  $\gamma=0.056$ ,  $w=5\mu\text{m}$ ,  $d_g=4.30\mu\text{m}$ , and  $P_F=100\text{mW}$ .

在  $A_1(0) = A_{10} = \sqrt{0.1}$  (对应基波光功率  $P_F = 100\text{mW}$ ) 和  $A_2(0) = A_3(0) = 0$  的初值条件下，对方程(5.23)进行数值计算。图 5.2 所示的是转换效率随相互作用长度的变化关系。该图说明三次谐波的转换效率随耦合波的相互作用长度增加而增加，当相互作用长度  $L$  达到  $3.56\text{cm}$  时，三次谐波的转换效率达到最大值  $58.2\%$ ，我们称这样的相互作用长度为最佳相互作用长度，记为  $L_{\max}$ 。

由计算中得知，基波光功率对  $L_{\max}$  有较大影响。两者之间的依赖关系如图 5.3 所示， $L_{\max}$  随基波功率  $P_F$  的增加而单调减小，尤其是基波功率  $P_F$  在  $50\sim 300\text{mW}$  时  $L_{\max}$  对基波功率  $P_F$  的变化最敏感，几乎随  $P_F$  的增加呈

指数下降趋势。这表明高的基波光功率密度能够加速三次谐波的产生过程。所以我们可以根据设计的波导长度来选取适当的基波光功率。

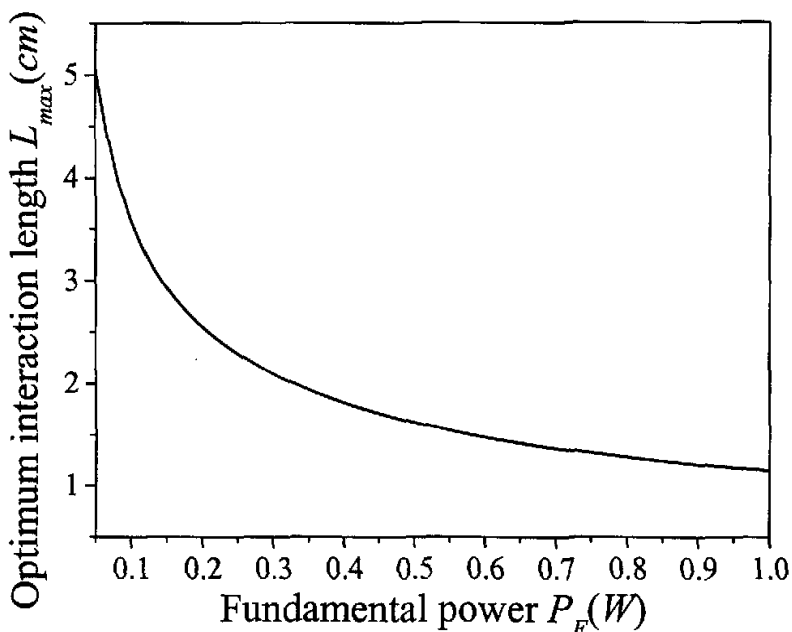


Fig. 5.3 Dependence of optimum interaction  $L_{max}$  on fundamental power  $P_F$ . The other parameters are the same as those in Fig. 5.2.

APE 光波导的两个重要的制备参数,即掩模板开口宽度  $w$  和退火深度  $d_a$ , 通过影响非常光的折射率来影响器件的特性。图 5.4 和图 5.5 分别给出了在 QPM 条件下, 三次谐波的转换效率对  $w$  和  $d_a$  的依赖关系。从这两个图可以看到,  $w$  或  $d_a$  的增加都会引起三次谐波效率的减小。 $w$  或  $d_a$  越大, 有效的波导横截面积就越大, 相互作用波间的交迭积分就越小, 从而三次谐波的转换效率就越低。因此要想得到高效率的三次谐波器件就要选取小的  $w$  和小的  $d_a$ , 然而小的  $w$  通常在技术上难以实现, 而小的  $d_a$  存在于不充分退火的 LiNbO<sub>3</sub> 波导中, 这样的波导又不能恢复所需的非线性光学系数[17]。因此对于实际的三次谐波产生器件,  $w$  和  $d_a$  应当适当地选取。

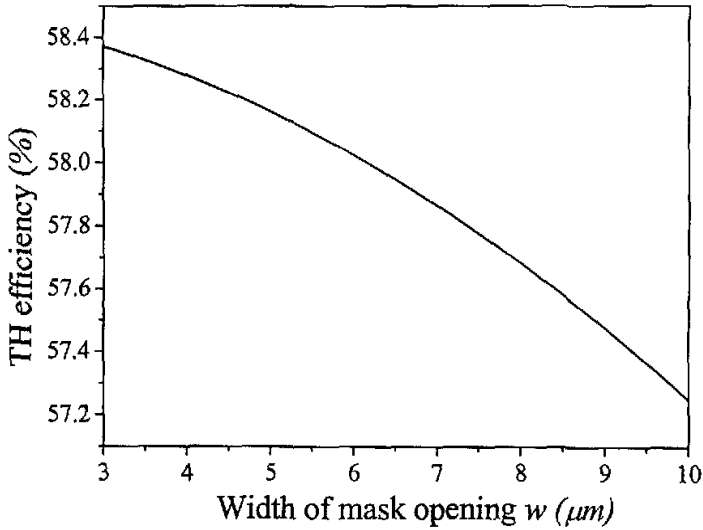


Fig. 5.4 Dependence of maximum TH efficiency (phase-matching case) on width of the mask opening  $w$  for  $d_a=4.30\mu\text{m}$

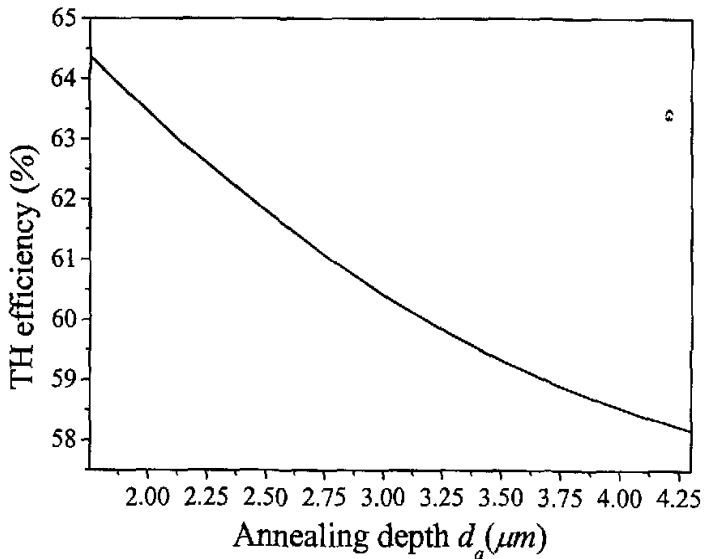


Fig. 5.5 Dependence of maximum TH efficiency (phase-matching case) on annealing depth  $d_a$  for  $w=5\mu\text{m}$

当基波光波长  $\lambda_F$ 、器件的工作温度  $T_0$  和掩模板开口宽度  $w$  与设计的值有偏差时, 倍频及和频过程将出现相位失配。基波光波长  $\lambda_F$  的偏差引起的相位失配是

$$\begin{aligned} \Delta\beta_1 = (\omega_F + \delta\omega_F, T_0, w) &= \Delta\beta_1(\omega_F, T_0, w) + 2\delta\omega_F \left( \frac{\partial\beta_2}{\partial\omega} \Big|_{2\omega_F} - \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} \Big|_{\omega_F} \right) \\ &+ O[(\delta\omega_F)^2] \approx 2\delta\omega_F \left( \frac{\partial\beta_2}{\partial\omega} \Big|_{2\omega_F} - \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} \Big|_{\omega_F} \right), \end{aligned}$$

同理得

$$\Delta\beta_2 = (\omega_F + \delta\omega_F, T_0, w) \approx \delta\omega_F \left( 3 \frac{\partial\beta_3}{\partial\omega} \Big|_{3\omega_F} - 2 \frac{\partial\beta_2}{\partial\omega} \Big|_{2\omega_F} - \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} \Big|_{\omega_F} \right).$$

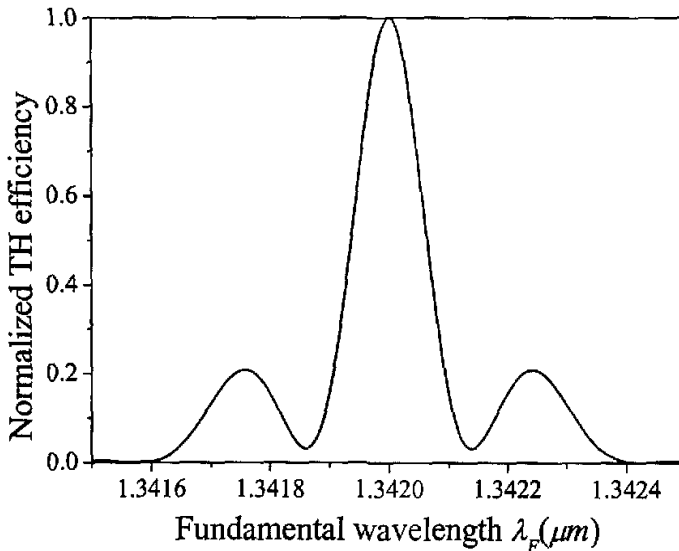


Fig. 5.6 Dependence of normalized THG efficiency on fundamental wavelength  $\lambda_F$  for  $T_0=120^\circ\text{C}$  and  $w=5\mu\text{m}$ .

对  $\Delta\beta_1$  和  $\Delta\beta_2$  的数值计算结果进行拟合, 得到  $\Delta\beta_1 = -0.5163(\lambda - 1.342)\mu\text{m}^{-1}$  和  $\Delta\beta_2 = -2.5220(\lambda - 1.342)\mu\text{m}^{-1}$ 。基波功率选为  $100\text{mW}$  时, 归一化的三次谐波转换效率随基波光波长的变化如图 5.6 所示。从图中可得, 基波光波长接受带宽的最大半高宽(FWHM)

是  $0.12\text{nm}$ 。

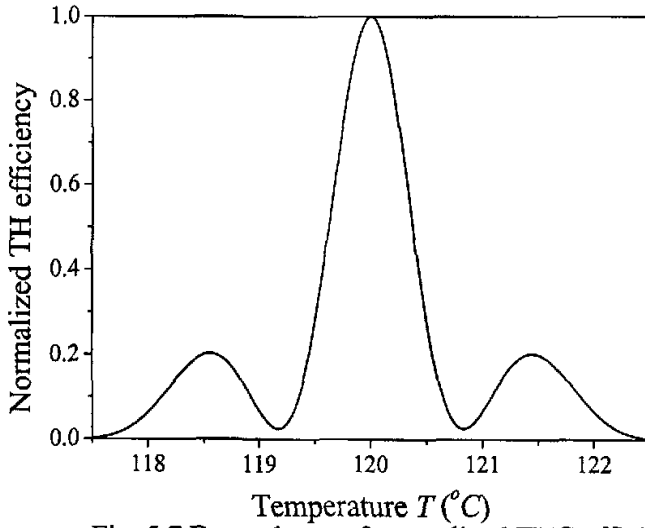


Fig. 5.7 Dependence of normalized THG efficiency on temperature  $T$  for  $\lambda_F = 1.342\mu\text{m}$  and  $w = 5\mu\text{m}$ .

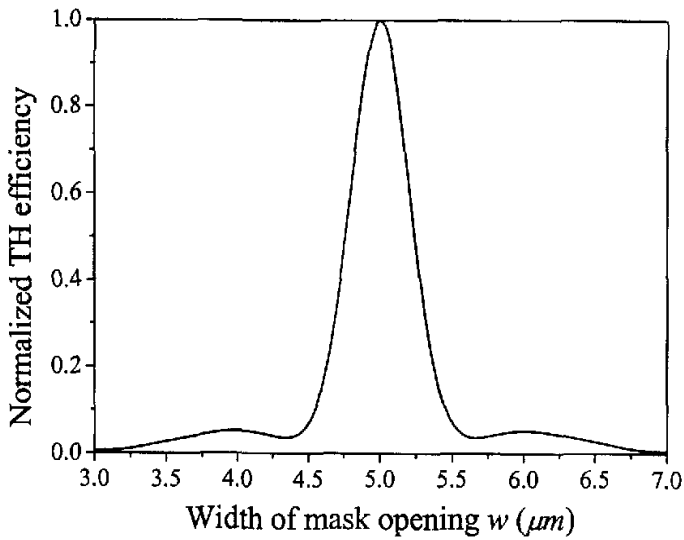


Fig. 5.8 Dependence of normalized THG efficiency on width of the mask opening  $w$  for  $T_0 = 120^{\circ}\text{C}$  and  $\lambda_F = 1.342\mu\text{m}$ .

按照同样的方法可以得到温度偏差引起的相位失配为

$$\Delta\beta_1 = (\omega_F, T_0 + \delta T_0, w) = 9.7651 \times 10^{-5} (T - 120) \mu\text{m}^{-1},$$

$$\Delta\beta_1 = (\omega_F, T_0 + \delta T_0, w) = 4.1421 \times 10^{-4} (T - 120) \mu\text{m}^{-1},$$

及掩模板开口宽度偏差引起的相位失配

$$\Delta\beta_1 = (\omega_F, T_0, w + \delta w) = -5.0586 \times 10^{-4} (w - 5) \mu\text{m}^{-1},$$

$$\Delta\beta_1 = (\omega_F, T_0, w + \delta w) = -3.9414 \times 10^{-4} (w - 5) \mu\text{m}^{-1}.$$

图 5.7 和图 5.8 分别给出了归一化的三次谐波转换效率对温度和掩模板开口宽度的依赖关系。FWHM 温度和 FWHM 掩模板开口宽度的带宽分别是 0.74°C 和 0.48 μm。

## 5.4 小结

本章从麦克斯韦方程的横向分量形式出发，导出了描述通道光波导中三次谐波产生的耦合模方程。利用准周期结构提供的两个倒格矢来分别补偿倍频及和频过程中的相位失配，对准周期 APE LiNbO<sub>3</sub> 通道波导中的三次谐波产生进行了理论分析。分别讨论了相互作用长度、掩模板开口宽度和退火深度对三次谐波转换效率的影响及基波功率与最佳相互作用长度的关系；给出了基波光波长、温度和掩模板开口宽度的调谐带宽。同时说明，要实现高效的三次谐波转换，除了需要大的非线性光学系数和 QPM 条件外，还需要耦合的波导模间有大的交迭积分。

## 参考文献

1. K. Mizuuchi, K. Yamamoto, and H. Sato, *Journal of Applied Physics*, 75(1994)11311.
2. M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, et al., *Applied Physics Letters*, 62(1993)435.
3. G. I. Stegeman and C. J. Senton, *Journal of the Optical Society of America*, B6(1989)652.

4. S. Helmfrid, G. Arvidsson, J. Webjorn, *Journal of the Optical Society of America*, B10(1992)222.
5. D. Delacourt, F. Armani, M. Papuchon, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(1994)1090.
6. 薛挺, 于建, 杨天新, 倪文俊, *物理学报*, 51(2002)565.
7. W. X. Hou, T. C. Chong, H. Kumangai, M. Hirano, *Japanese Journal of Applied Physics* 35(1996)5705.
8. J. Webjorn, S. Siala, D. W. Nam, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(1996)1673.
9. Y. Jeong, B. Lee, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(1999)1434.
10. C. Q. Xu, H. Okayama, K. Shinozaki, K. Watanabe, and M. Kawahara, *Applied Physics Letters*, 63(1993)1170.
11. K. Gallo, G. Assanto, G. I. Stegeman, *Applied Physics Letters*, 71(1997)1020.
12. 秦秉坤, 孙雨南, *介质光波导及其应用*. 北京: 北京理工大学出版社, 1991.
13. T. Suhara and H. Nishihara, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(1990)1265.
14. H. Nishihara, M. Haruna and T. Suhara, *Optical Integrated Circuits*. New York: McGraw-Hill, 1989.
15. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, Y. Q. Qin, H. F. Wang, C. Z. Ge, and N. B. Ming, *Physical Review Letters*, 78(1997)2752.
16. C. Zhang, Y. Y. Zhu, S. X. Yang, Y. Q. Qin, S. N. Zhu, Y. B. Chen, H. Liu, and N. B. Ming, *Optics Letters*, 25(2000)436.
17. X. F. Cao, R. Srivastava, R. V. Ramaswamy, and J. Natour, *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(1991)25.

## 附录 已发表的论文目录

1. Third-harmonic generation by use of focused Gaussian beams in an optical superlattice.

*Journal of the Optical Society of America*, B20(2003)360

Guo-Ding Xu, Tie-Wei Ren, Yue-Hua Wang, Yong-Yuan Zhu, Shi-Ning Zhu, and Nai-Ben Ming

2. Simultaneous generation of efficient three-primary-colors by using focused Gaussian beams in an optical superlattice.

*Optics Communications*, 223(2003)211

Guo-ding Xu, Yong-yuan Zhu, Shi-ning Zhu, Nai-ben Ming

3. Third-harmonic generation in a  $\text{LiNbO}_3$  channel waveguide with a quasi-periodic grating.

*Journal of the Optical Society of America*, B21(2004)568

Guo-Ding Xu, Yue-Hua Wang, Yong-Yuan Zhu, Shi-Ning Zhu, and Nai-Ben Ming

4. Structural and optical properties of  $\text{Bi}_{4-x}\text{Nd}_x\text{Ti}_3\text{O}_{12}$  thin films prepared by metal-organic solution deposition.

*Materials Letters*, 58(2004)813

Yuehua Wang, guoding Xu, Xuejin Zhang, Yan Feng, Weishi Tang, Guangxu Cheng, Yongyuan Zhu

5. Nonlinear optical properties of neodymium-doped bismuth titanate thin films using Z-scan technique.

*Applied Physics Letters*, 84(2004)1686

Y. H. Wang, B. Gu, G. D. Xu, and Y. Y. Zhu

# 致谢

本文已接近尾声。此刻，我百感交集，万千思绪！三年前，慕南京大学之名，我抛妻别子，来到这所全国著名的高等学府求学深造。三年来，承蒙朱永元教授的精心指导和深切关怀，使得本文能顺利完成。我从对这一领域一无所知到能做一些事情，完全归功于朱老师的辛勤培养。论文的选题、分析、写作、修改和发表的每一个环节都凝结着他的心血和汗水。这是本文得以完成的关键所在。朱老师求真务实的工作作风，严谨踏实的治学态度，仁厚谦和的为人之道，潜心学问的学者风范，一直在深深地影响着我、激励着我。

祝世宁教授、陈延峰教授始终如一地关心本文的进展情况，提出了不少富有建设性的意见和建议。他们的关心和鼓励激发了我完成本文的强大精神动力。吕鹏老师在工作学习上提供的极大方便，无疑加快了本文的进程。

在电脑使用方面张超、张浩和张学进博士给予的热心帮助，在数学和物理知识方面遇到的有关问题同吴克俭、周青春、黄成平、王月花、刘辉、任铁未、何博等同学和天津大学薛挺博士的有益讨论，都使我深受启发和教益。

我的妻子在这几年中默默地做出了奉献。她在繁忙的工作之余，还要独自承担培养儿子和家务劳动的重担。她对儿子卓有成效的培养令我感激和欣慰，对我的鼓励、关心和支持增强了我克服困难的信心和勇气。

本文的完成是与河南大学物理与信息光电学院领导和同事们的支持分不开的。他们为我提供了这次脱产学习的机会，确保了我安心学习的时间，解除了我的后顾之忧。这是本文得以完成的重要前提。

藉以此文，我谨向以上指导、帮助、关心和支持我的人们致以衷心的感谢和诚挚的敬意！

学生才疏学浅，能力有限。虽然努力，但仍不能充分理解和把握朱老师研究领域中的丰富内容。论文中反映的仅是其中极小的一部分，其余部分还有待于我在今后的工作和学习中认真领会、仔细消化并掌握运用。

徐国定

2004年3月于南京大学科学技术馆