

南京大学

---

硕士学位论文

---

铌酸锂超晶格的制备及其电光效应的研究

---

姓名：奚元新

---

申请学位级别：硕士

---

专业：材料物理、凝聚态物理

---

指导教师：陆延青;祝世宁

---

2001. 6. 1

## 摘 要

介电体超晶格是近年来光学和声学等领域的研究热点。与半导体超晶格类似，介电体超晶格是对材料的介电张量等物理属性进行调制。在介电材料中，重要的物理过程是经典波的激发与传播。经典波在这种人工调制的超晶格中传播，类似于在电子周期势场中运动，于是固体电子论中的许多概念，如倒空间、布里渊区、能带和色散关系都可以用于描述经典波在介电体超晶格的行为。光波或声波在超晶格中的传播会产生许多不同于均匀介质中传播的全新物理效应，因此有着广泛的应用前景。

PPLN(Periodically-Poled Lithium Niobate)是一种重要的介电体超晶格材料，通过对其自发极化方向的调制，使其非线性光学系数、电光系数、压电系数等都发生了周期性的反号，因此在激光变频、电光调制、声学换能等领域已经得到了广泛的应用。本文主要讨论了PPLN晶体的制备；PPLN的电光效应及其在光波导方面的相关应用。主要内容涉及以下几个方面：

1. LN晶体的基本物性；PPLN的微结构以及常见的制备方法介绍。
2. 用室温极化法制备PPLN的理论和实验研究。分析极化中的畴界运动，退极化等过程对极化结果造成的影响。通过控制极化场强、极化波形、电极设计和表面处理，可以得到所需的超晶格结构。
3. LN电光效应及其应用，研究了PPLN波导中的模式耦合。基于QPM机制的TE-TM模式转换和电光滤波开关。提出了一种可能的方案来实现可调波长的滤波器。

## Abstract

Dielectric super-lattice (DSL) and its application is a hot research topic of both optics and acoustics in recent years. Like semiconductor super-lattice, dielectric super lattice is a type of materials whose dielectric tensor and other physical properties are artificially modulated. In dielectric materials, main physical processes are the excitation and propagation of classical waves. The propagation of classical waves in an artificial super-lattice is very similar to the movement of electron in periodical potential of crystal lattice. So many concepts in solid-state physics could be used to describe the behaviors of classical waves in DSL, such as reciprocal space, Brillouin region, dispersive relation, etc. Optical or acoustic waves will cause many novel phenomena when they propagate in DSL, which leads to many important applications of this type of materials in optoelectronic technique fields.

PPLN (Periodically-Poled Lithium Niobate) is a very important kind of DSL. Its polarizations are modulated so that the non-linear optical coefficient, electro-optics coefficient and piezoelectric coefficient change their signs periodically. Therefore it's widely applied in laser frequency-conversion, electro-optical modulation and acoustic transducers. This thesis will introduce our work on the fabrication of PPLN and its electro-optical applications in integrated optics, and the main results are described as following:

1. An introduction for micro-structures of PPLN and its common fabrication methods.

2. The poling features of  $\text{LiNbO}_3$  was studied, and the effects of domain wall propagation and back switching was analyzed. By optimizing poling conditions, such as properly controlling the poling field, waveform, electrode duty cycle etc, the PPLN with regular structure and good duty cycle was successfully fabricated.
  
3. The electro-optical effect in a PPLN waveguide and its applications was studied. A QPM based electro-optical modulator (TE-TM mode converter) was proposed. In addition, a theoretical model of controllable wavelength optical filter was raised.

## 第一章 LiNbO<sub>3</sub>超晶格简介

铌酸锂单晶是一种优秀的光电功能材料，具有良好的电光特性和非线性光学性能，在光通讯、信息存储、激光变频等领域有着广泛的应用。在声学上，由于铌酸锂具有良好的压电性能，如高机电耦合系数、高机械 Q<sub>m</sub> 值和低声学损耗，因此被用作高频换能器、高频波导和低频滤波器的材料。在 LN 晶体中引入超晶格结构后，有了很多新颖的应用，例如本文所讨论的基于 PPLN 波导的电光调制开关和模式转换器。这一章主要介绍了铌酸锂晶体的铁电相结构和制备 PPLN 的一些基本方法。

### 1.1 铌酸锂晶体的结构和基本物性

铌酸锂是一种铁电材料，具有 ABO<sub>3</sub> 结构，其发生铁电相变的温度是 1210°C (居里点)，因此在室温下是铁电相。LN 在铁电相时属于 3m 点群，而高温下的顺电相则属于  $\bar{3}m$  点群<sup>[1]</sup>，其铁电相的分子结构如图 1.1。

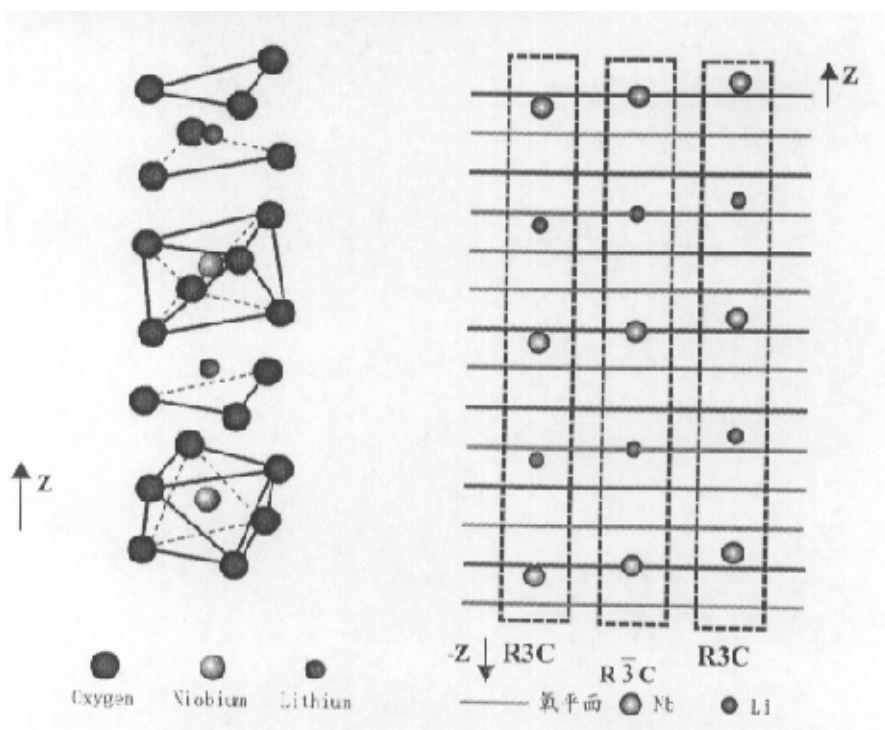


图 1.1 LN 单晶铁电相结构示意图。

图 1.2 LN 铁电相变及其阳离子 (Li<sup>+</sup>和 Nb<sup>5+</sup>) 的位移。

整个晶体由许多氧八面体组成，相邻氧八面体有共同的顶点。氧八面体沿三次对称轴方向（即  $Z$  轴）形成一个氧八面体柱，其中锂离子和铌离子各占  $1/3$  的氧八面体，剩下  $1/3$  的氧八面体是空的，锂离子和铌离子按  $\text{Li}^+ \text{Nb}^{5+} \text{Li}^+ \text{Nb}^{5+} \dots$  的序列排列。如图 2.2 所示，在顺电相下，铌离子和锂离子位于氧平面内，因此属于  $R\bar{3}C$  点群。铁电相变时，锂离子和铌离子沿  $Z$  轴发生相对位移，从而使晶体产生自发极化。由于自发极化的方向只能沿  $\pm Z$  轴的方向，因此 LN 属于一维铁电晶体。

另外，由于晶体对称性的影响，LN 晶体还是一种双折射材料，当光沿非对称轴方向入射时，偏振方向不同的光将有不同的折射率。双折射位相匹配 (BPM) 即是利用了这种折射率的差异来抵消色散现象带来的位相失配。双折射现象还会引起波导中 TE 和 TM 模式的位相失配，阻碍模式之间的耦合。因此需要引入超晶格结构来实现 QPM，其详细的讨论见第三章。

## 1.2 超晶格结构简介

由于 LN 晶体的自发极化方向可以有  $\pm Z$  两个方向，因此也就形成了两种自发极化相反的铁电畴。而超晶格结构的 LN 晶体就是这两种畴的周期性组合。由图 1.2 可知，正负畴的区别是  $Z$  轴方向相反，因此晶体的许多物理参量的也会发生相应的调制，如非线性光学系数，电光系数，压电系数等。与真实晶格类似，波在这样的周期性结构中传播会受到倒格矢的作用，影响光学和声学的参量过程的发生，带来许多新的效应。

根据极化方向与畴界的关系，LN 超晶格又可分为以下两种类型，如图 1.3 所示。

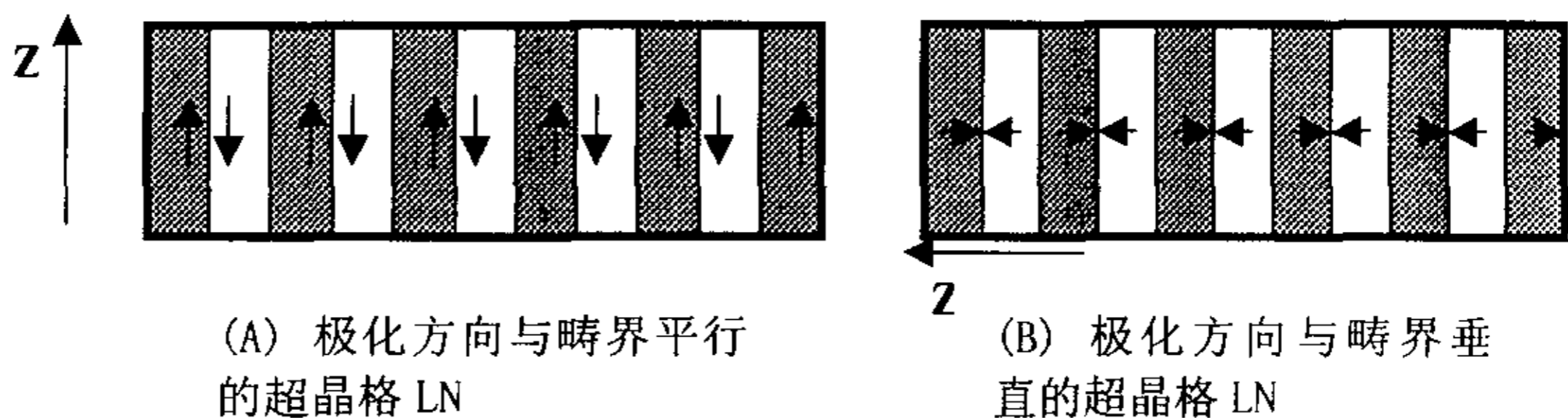


图 1.3 两种不同结构的 LN 超晶格

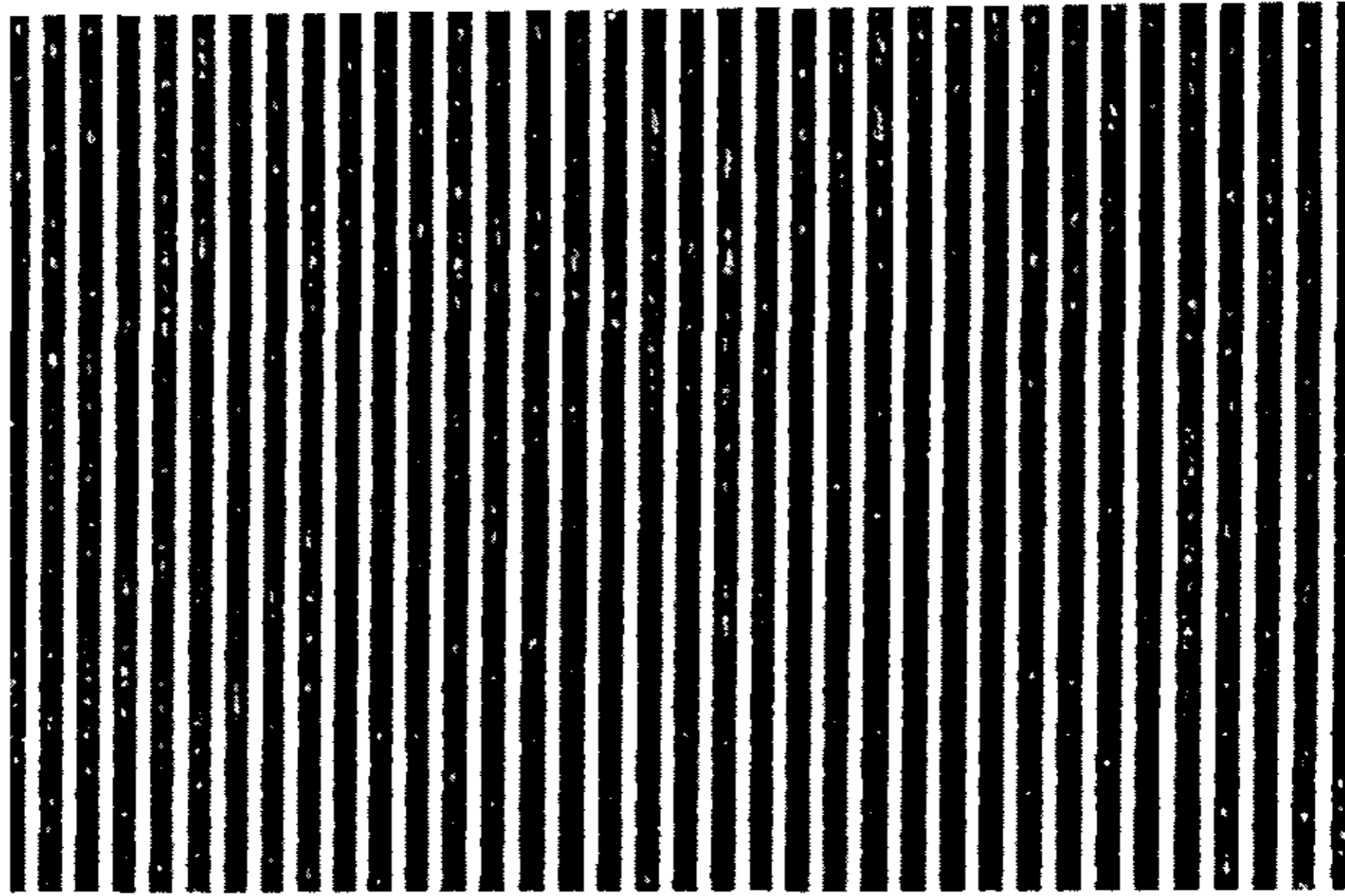


图 1.4 LN 超晶格的微观形貌图

上图是经过腐蚀的 LN 超晶格剖面的形貌，深色区域为负畴区，浅色区域为正畴区，可以看出明显的周期性结构。

LN 超晶格可以有很多种制备方法。其中包括提拉法、室温极化、质子交换、激光基座加热等。

### 1.3 用提拉法制备 LN 超晶格

提拉法是生长 LN 单晶的常用方法。其基本原理是将单晶籽晶杆插入熔融状态的 LN 晶体中，调节温场使得熔融的 LN 在籽晶杆上定向结晶，同时控制籽晶杆缓慢旋转并向上提拉，从而拉出所需的单晶。为了在生长出的 LN 单晶中诱发出周期性的铁电畴，可以在 LN 熔融体中掺入微量的杂质(如 Y 或 Er)，这样杂质将按一定的分凝系数长入 LN 单晶。而分凝系数受到很多外界因素的影响，因此可以通过施加一个周期性的外界扰动来使长入的杂质浓度呈周期性变化，进而在晶体内部产生周期性地空间电荷场。在晶体冷却过居里点发生铁电相变时，空间电荷场将决定畴的自发极化方向，也就形成了周期性的正负畴排列，即超晶格结构的 LN 单晶。其实验系统结构如下图所示：

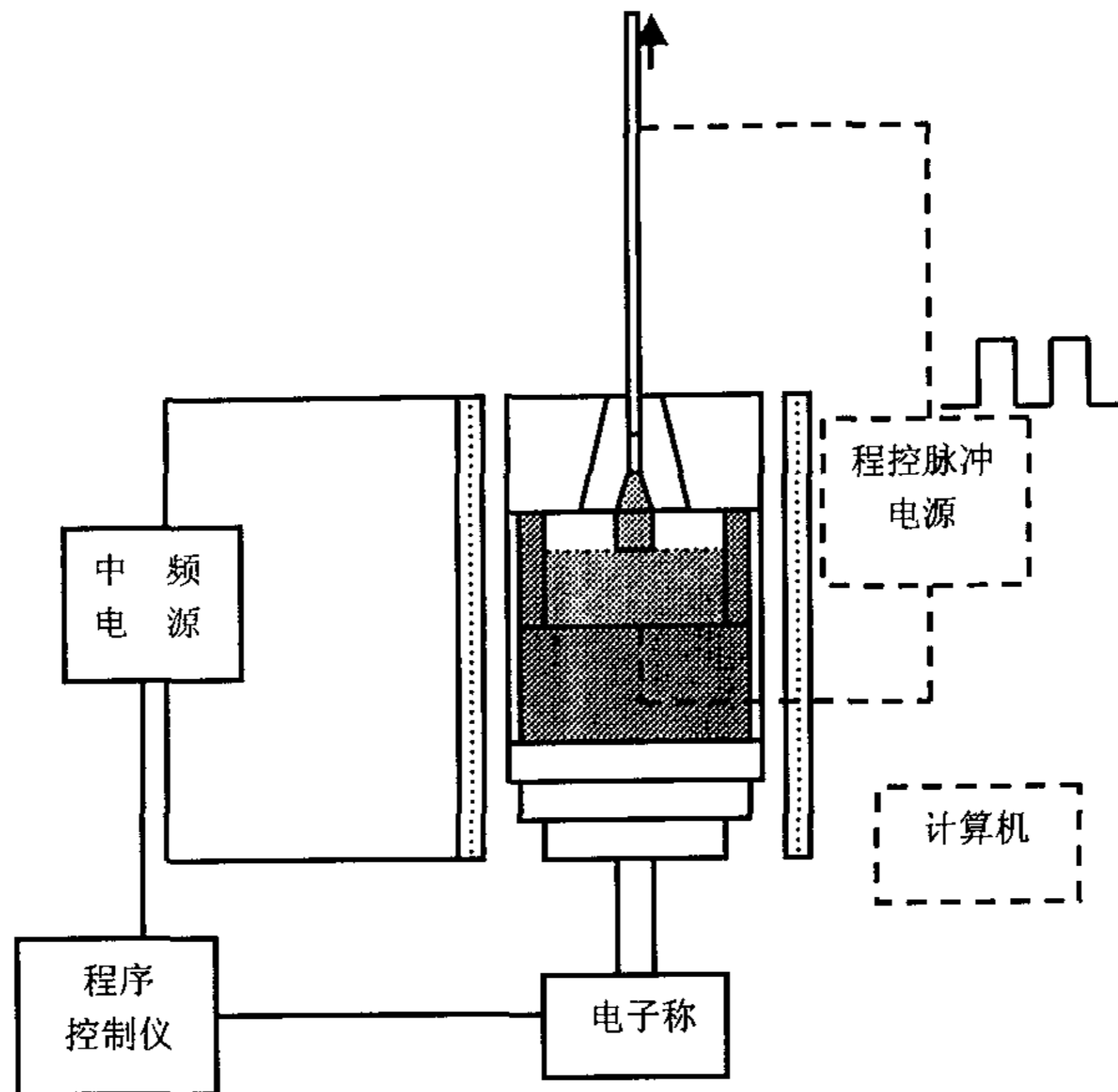


图 1.5 提拉法制备介电体超晶格 LN 的生长装置

通常对杂质分凝系数的扰动可以通过偏心法和电流调制法来实现。偏心法是指晶体的旋转中心和温场的对称中心不重合，这样晶体在生长过程中旋转，其固液界面将会有微小的温度起伏。由于分凝系数会随温度而变化，所以杂质浓度在晶体旋转的各个点上是不同的。通过控制籽晶杆的转速和提拉速度，就可以得到所需的周期。由于晶体在旋转时越外面的部分温度起伏越大，而在旋转中心则没有温度变化，因此用这种方法长出来的 LN 只有在外面的部分才有周期性畴结构。电流调制法就可以避免这个问题，它的原理是在生长界面上加一个周期性改变的微小电流。当调制电流在生长界面的密度在  $-15 \sim +18 \text{ mA/cm}^2$  时，有效分凝系数  $k_{eff}$  与电流密度呈反比关系。因此，通过一个外加脉冲电源就可以达到调制分凝系数的目的。与提拉法相比，这种方法的可控性很好，而且所形成的畴的质量也更好。

用提拉法来制备 LN 超晶格可以生长出体积比较大的块材。通过选择不同取向的籽晶，可以诱发出极化方向与畴界平行或垂直的结构。但是提拉法也有很多缺点，比如在晶体生长过程中受到外界因素干扰较大，成畴质量容易波动。而且

由于其生长界面为弧形，导致畴界弯曲，其中掺杂的 Y 或 Er 也使晶体的光学性质受到一定的影响。生长晶体所需的时间比较长，通常要花 10 个小时左右。与之相比，室温极化法的原理简单，所制备的超晶格结构周期准确，而且可以制备出准周期、二维结构等较复杂的 LN 超晶格。

#### 1.4 用室温极化法制备 PPLN

室温极化法即用外加电场来使 LN 的自发极化方向在室温条件下发生反转。与钽酸锂晶体类似，LN 晶体的矫顽场很高，对于同成分生长的 LN 单晶， $E_c = 22KV/mm$ ，因此一般采用高压脉冲电源。基本做法是在单畴化的 Z-切 LN 晶体薄片上镀上所需的周期性电极，再用绝缘层将电极覆盖，然后加上高压脉冲电场使镀电极区域的极化方向反转，就形成了周期性的畴结构。

通过控制极化时外场强大小、反转电流，反转时间，脉冲波形等参数。可以较好地控制 PPLN 畴的质量。其过程比提拉法要简单得多，因此是目前应用得最为广泛的一种制备方法。但是由于极化基本原理的制约，这种方法不能用来制备极化方向与畴界垂直的 PPLN。另外，由于 LN 晶体的高矫顽场，使得被极化的 LN 晶体的厚度受到限制，为了保证材料不被高压击穿，样品厚度在  $0.8mm$  以下。极化过程中的畴展宽和退极化等现象使极化法制备的 PPLN 的畴质量受极化参数影响很大，同时也使制备小周期的 PPLN 变得很困难。对于厚度  $0.5mm$  的同成分 LN，目前周期在  $4\mu m$  以下的制作工艺仍然是不成熟的。这些不利因素都制约了极化法在实际中的应用。如何克服极化法的这些缺点并使之能够制备出质量更好的 PPLN 一直是制造非线性光学器件和电光器件的一个重要课题。本文以后的章节就主要讨论了极化过程中的各种参数的影响以及基于 PPLN 的电光器件的设计。

参考文献:

- 1) Ph.D thesis of Yongyuan Zhu, 1991, Dept. of Physics, Nanjing University.
- 2) Ph.D thesis of Yanqing Lu, 1996, Dept. of Physics, Nanjing University.
- 3) Master thesis of Zhiliang Wan, 1999, Dept. of Materials Science and Engineering, Nanjing University.
- 4) *Principle of Crystal Growth*, Naiben Ming.
- 5) S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, Z. Zhang, H. Shu, H. Wang, J. Hong, C. Ge, and N. B. Ming. *J. Appl. Phys.* 77 (1995) 5481.

## 第二章 用极化法制备 PPLN

这一章主要讨论了室温极化法制备 PPLN 的基本原理，以及极化过程中各种参数的影响。在理论分析的基础上，成功制备出了所需的 PPLN。以下是实验装置结构示意图。

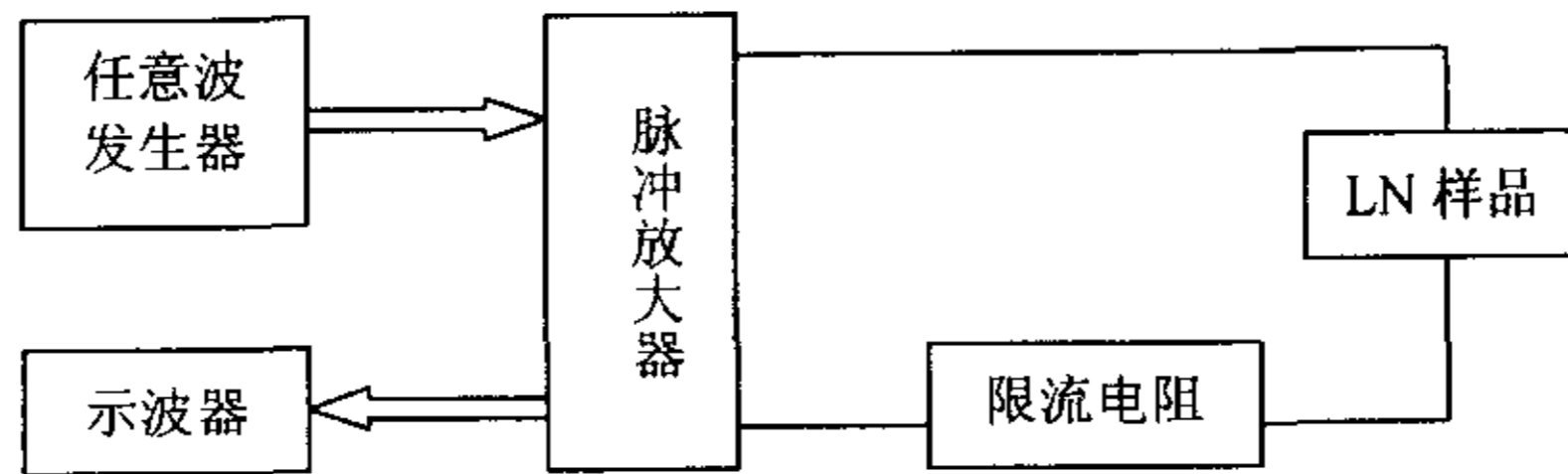


图 2.1 极化装置结构示意图

采用 Tek AFG310 任意波发生器来产生所需的波形，经 Trek20/20C 放大器将其放大 2000 倍后输出，负载为极化的样品和一个串联的限流电阻。示波器用于极化时的电压监测和电流采样。

样品为 Z-切  $0.5\text{mm}$  厚同成分比 LN 单畴晶体，在 +Z 面镀 Al 电极，电极上用光刻胶或其他绝缘物质封装厚置于密封的夹具中，在夹具中注入电解液，（如饱和 LiCl 溶液）。夹具两端引出电极，用于加场。

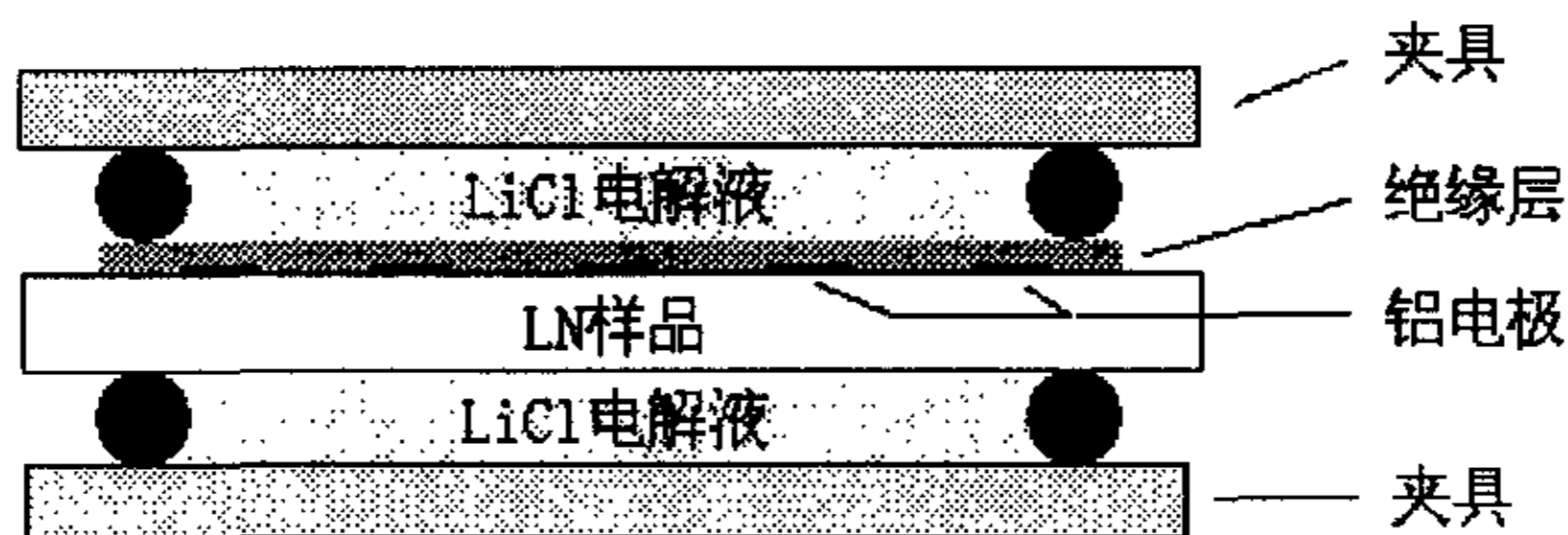


图 2.2 样品的实验装置

绝缘层中需要开一个窗口以使电极能与电解液接触，这样加压时电极以下的区域被反转。电解液由 O 形橡胶圈封闭于夹具内，使样品不会在局部受到过大的压强。

## 2.1 极化的基本理论机制

由于电极的边缘效应，当外加脉冲高压作用到样品上时，电极两端的电场最大，畴的反转将首先发生在这些区域，这一过程被称为成核(nucleation)。成核后畴将沿 Z 轴向 -Z 面生长，当畴尖到达 -Z 面以后，畴界运动使得畴开始展宽，这一过程会一直持续到脉冲结束或是畴完全合并。

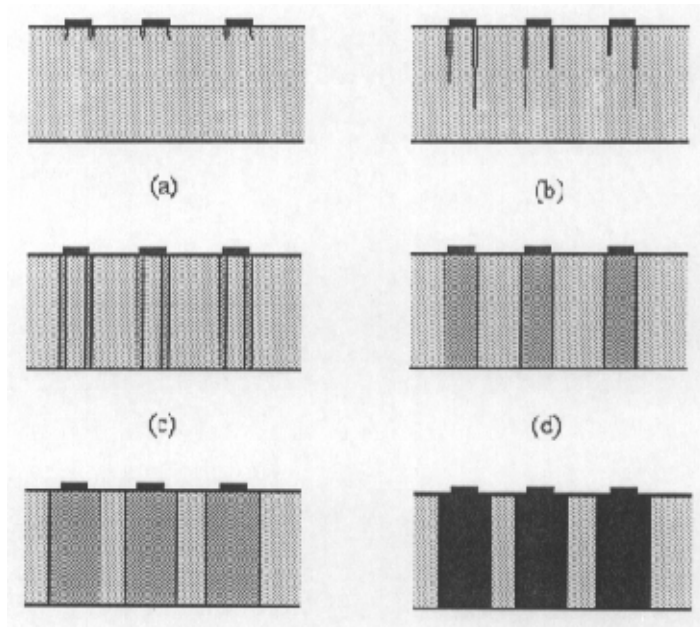


图 2.3 外场反转畴的几个阶段：

(a) 在电极边缘成核，(b) 畴尖向 -Z 面生长，(c) 畴尖到达 -Z 面，(d) 电极两端的畴合并，(e) 畴向没有电极的区域扩展，(f) 畴稳定过程

图中畴的稳定过程指的是将外电场降到矫顽场以下并保持一段时间，使样品上的电压不会突然降到零，减小退极化场对成畴产生的影响。

畴反转的最初阶段是成核阶段。此时成核密度 (Nucleation Site Density, NSD) 对以后畴的形成和生长有很大的影响。根据文献报道，NSD 在外场低于  $21\text{KV}/\text{mm}$  时与外电场的大小以及极化时间有关。而在外场大于  $24\text{KV}/\text{mm}$  时，NSD 和极化时间基本无关，即在极化的初始瞬间就达到了最大 NSD。

最大 NSD 主要取决于电极的材料, 有些金属会极大地提高 NSD, 例如镍铬合金 (Nichrome, 80%Ni+20%Cr)。同一种材料的电极在正负 Z 面的作用也不同, 在大多数情况下,  $-Z$  面的成核被抑制, 所以通常电极都镀在  $+Z$  面。周期性电极的 NSD 也要高于无图案的电极, 这是因为周期电极的尖端效应使得沿着电极边缘的区域最容易成核。因此, 恰当地选择电极材料、绝缘层和电解液很关键。目前比较好的方法是用 Nichrome 和饱和 LiCl 溶液做电极和电解液, 而绝缘层采用  $0.5\mu\text{m}$  厚的 spin-on-glass。

成核以后畴就会沿 Z 轴向  $-Z$  面生长, 同时伴随着畴截面的增大。由于 LN 晶体的三次对称性, 畴的截面呈六边形 (图 2.4), 这种畴截面的增大称为畴界运动 (wall propagation)。畴界运动的速度远小于畴尖向  $-Z$  面生长的速度, 通常两者比值在 100:1 到 1000:1 之间。在此过程中, 样品中的杂质等因素会导致畴的合并,

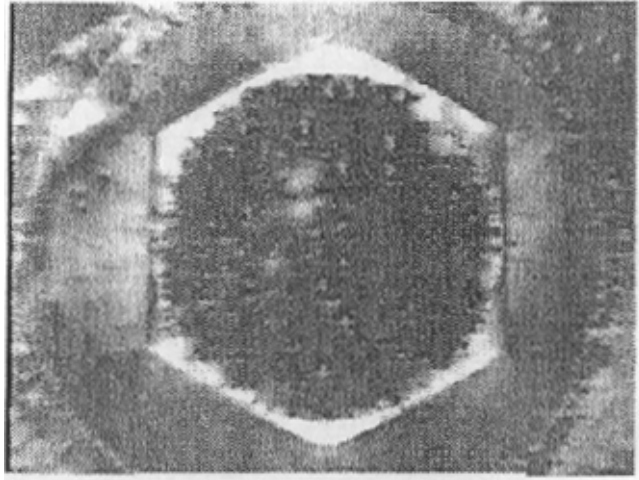


图 2.4 单个 LN 畴呈六边型

当两反转畴靠近到一定程度后, 畴界上的电荷会增加畴之间的电场, 使畴间的反转变得更容易。在电极周期大于  $15\mu\text{m}$  时这一现象并不明显, 但周期小于  $10\mu\text{m}$  时畴合并的几率大大增加。通常畴开始合并的深度约为  $100\mu\text{m}$ 。

当畴生长到  $-Z$  面以后, 电极两侧的畴开始在电极下快速合并成为一块大的畴。并开始向电极以外的区域扩展。此时影响成畴质量最关键的因素是畴界运动的速度。研究表明, 畴界运动速度主要与外场有关, 外场越大则速度越大。畴的向外生长对畴的均匀性和正负畴宽度比是不利的。因此需要控制好极化的时间, 使畴在达到需要的占空比时停止生长。

新反转的畴内部存在一个与极化方向相反的退极化场, 因此是不稳定的。如

果外电场在极化反转完成以后突然消失,退极化场会使部分已反转的畴恢复原来的极化取向。所以外电场必须缓慢降为零,以抑制退极化场的作用。

## 2.2 极化量的控制

极化过程中极化电流的作用实际上是电源输送电荷到样品表面以中和原有屏蔽电荷并为反向极化提供屏蔽电荷,提供的电荷总量称为极化量。

$$Q = \int idt = 2P_s A \quad (1)$$

其中  $P_s$  是自发极化强度,对于 LN,  $P_s = 0.78C/m^2$ ,  $A$  是电极面积,因此可以由电极面积来决定极化所需的总电量。但是由于畴在电极下的展宽现象,式(1)可修正为:

$$Q = \int idt = 2P_s (A + kA + 2nlW) \quad (2)$$

$2kP_s A$  是对少量极性反转在电场撤区后恢复到初始状态的修正,  $2nP_s LW$  是极化过程中畴反转超出电极区域的修正,  $L$  是每一电极的长度,  $W$  是单位长度畴的横向扩展量,随着样品厚度而增加。

所以,为了得到所需的畴的宽度,要很好地控制极化量的大小,即控制极化电流和时间,但是由于样品个体间的差异,使精确控制畴反转的占空比很困难,而在非线性光学和电光器件的应用中,超晶格的占空比及其均匀性对器件的性能有很大的影响。因此需要对畴界运动做进一步的研究。

## 2.3 畴界运动速度和占空比的控制

畴在电极下的展宽是周期性电极极化中不可避免的现象,在设计光刻模版时必须考虑这一因素,电极占空比应该小于所需超晶格的占空比。

通过对短脉冲极化后腐蚀图案的分析,可以测出畴界运动速度。实验表明畴界运动速度随外电场增大而增大,其大小相差可达几个数量级,具体关系见下图(引自 G. D. Miller 博士论文)

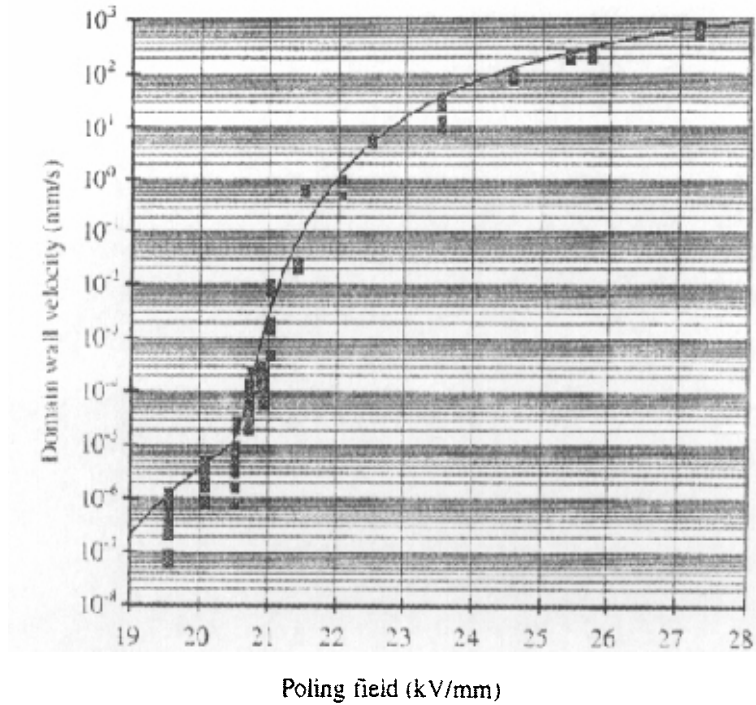


图 2.5 畴界速度与极化场关系图

Miller 对上图的曲线进行了拟和，得出了畴界速度和外电场的关系：

$$v(E) = \Phi(E - E_1)v_1 \exp\left(-\frac{\delta_1 E_1}{E - E_1}\right) + \Phi(E - E_2)v_2 \exp\left(-\frac{\delta_2 E_2}{E - E_2}\right) \quad (3)$$

其中  $\Phi$  是 Heaviside 阶越方程：

$$E_1 = 19.4KV/mm, \quad v_1 = 16.3m/sec, \quad \delta_1 = 1.29$$

$$E_2 = 15.0KV/mm, \quad v_2 = 362\mu m/sec, \quad \delta_2 = 3.83。$$

$$DC(t) = \frac{2}{\Lambda} \int_0^t v(E(DC(\tau)))d\tau + DC(0) \quad (4)$$

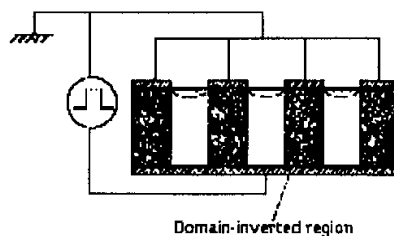
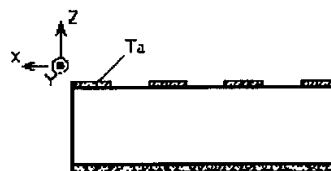
$DC$  为占空比。畴展宽时，未被屏蔽的自发极化电荷会抵消一部分外场，降低畴展宽的速度，形成一种反馈机制。即式(4)中  $E$  随  $DC$  增大而减小，因此占空比可能收敛于小于 1 的值。从特定的初始值迭带式(4)，可以得到占空比的理论值。畴界速度对外电场的变化越敏感时，反馈作用越明显。选择合适的极化场强可以有效地抑制畴的展宽，使得正负畴厚度比对极化时间的差异和样品的某些

缺陷的影响变得不敏感，使超晶格的占空比更加均匀，提高了实验的可重复性。从图 2.5 可以得出比较适合场强约为  $20.75KV/mm$ ，此时占空比的变化引起的反馈作用最强。

控制占空比也可以有其他的办法通过在有周期性电极样品表面进行质子交换，使没有被电极遮住的样品表面失去铁电性。畴在这样的区域里无法生长，这样极化后的样品占空比将与电极的占空比一致。

由于畴的合并基本上不可能发生，因此可以制备小周期的超晶格结构。1995 年 Kiminori Mizuuchi 用这种方法制备了周期  $3.8\mu m$  厚度为  $300\mu m$  的 PPLT，其电极材料用的是 Ta。

但是，表面的质子交换影响了超晶格的光学性质，并且无法再在其表面构造波导等其他结构，因此限制了这种方法的应用范围。



#### 2.4 退极化与畴的稳定

当畴的反转完成后，外加电场必须缓慢减小到零以防止已反转的畴再恢复到原来的极化方向。这个现象产生于同成分比 LN 晶体的内偏置场。由于在生长 LN 单晶时  $Li^+$  和  $Nb^{5+}$  分凝系数的差异，使这两种离子在晶体中的摩尔比为同成分比 ( $Li_2O:Nb_2O_5 = 48.6:51.4$ )。同成分比 LN 中锂离子和铌离子的比例偏离化学配比导致晶体结构的缺陷，并产生了晶体内部的内偏置场。所以，在极化时不仅要克服晶体铁电性的自发极化，还要克服这个偏置场。偏置场的存在可以通过测量样品正向极化和反向极化矫顽场的差异来验证，这就是 LN 极化的不对称性，如下图。

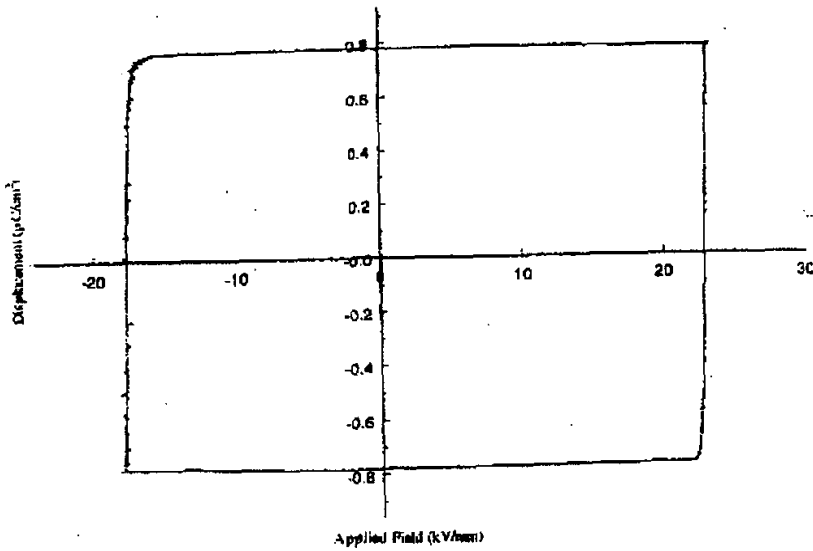


图 2.6 LN 晶体极化的不对称性，极化时间间隔为 5 分钟

由上图可得正向和反向矫顽场分别为  $22.9 \text{KV/mm}$ 、 $17.6 \text{KV/mm}$ ，偏置场使恢复畴的极化方向要比反转更容易。Shiuh Chao 等发现 LT 中反向矫顽场会在畴反转以后随时间变化，即偏置场在外场消失后仍然处于缓慢弛豫的状态。与此类似，LN 中也存在这个现象。偏置场的弛豫过程会使已反转的畴缓慢回到原来的极化方向，影响极化样品的质量。所以为了得到稳定的 PPLN 结构，必须有效地克服畴的退极化。由于 LN 晶体的介电特性，偏置场的弛豫过程要远大于极化时间。如果在达到所需的极化电荷量后突然撤消外电场，样品基本处于未弛豫状态，退极化现象将比较严重。所以在极化反转结束后，应该使极化电压缓慢降到零。研究表明从外电场从  $17.5 \text{KV/mm}$  减小到 0 的时间不应小于  $60 \text{ms}$ 。

另一方面，LN 的退极化过程也可以被利用来获得更小周期的 PPLN。例如，在畴的占空比达到比较大的时候，在极化波形中引入一个电压骤降(图 2.7a)，会使部分已反转的畴恢复原来的极化方向。由于电极的边缘效应，退极化也从电极的边缘开始，这样使原来已反转的一块畴分裂为两个或三个厚度较小的畴，从而获得了更小的周期。这就是 domain frequency multiplication。在极化过程中必须很好地设计极化波形和电极占空比，极化的最后仍然需要一个稳定阶段来防止畴的退化。Shur 用这种方法在前不久报道了周期  $1 \mu\text{m}$  左右的 PPLN，并观察

到了更精细的亚微米畴结构(图 2.7b)。这种方法为以后制备更小周期以至纳米量级 PPLN 提供了新的思路。

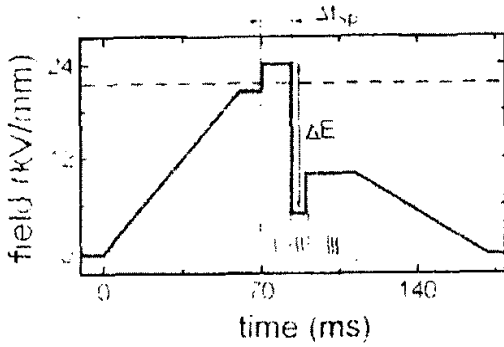
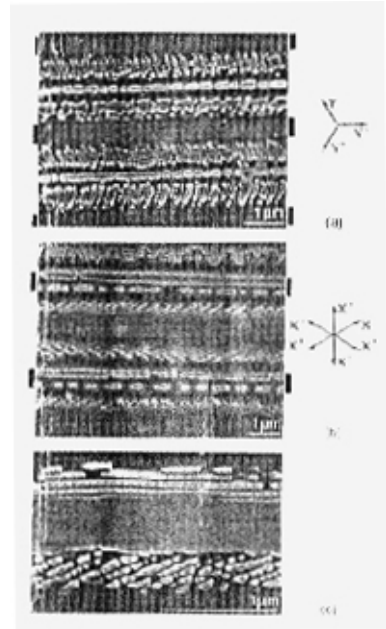


图 2.7a (上) 利用退极化的极化波形

图 2.7b (右) domain frequency multiplication 获得的精细结构



## 2.5 实验步骤

根据以上的分析,可以设计出极化脉冲的波形。在极化开始时为了使 NSD 迅速达到最大值,需要较大的外电场,而极化过程中为了达到最好的反馈效果,电场需要维持在  $20.75 \text{KV/mm}$  左右。具体如下:

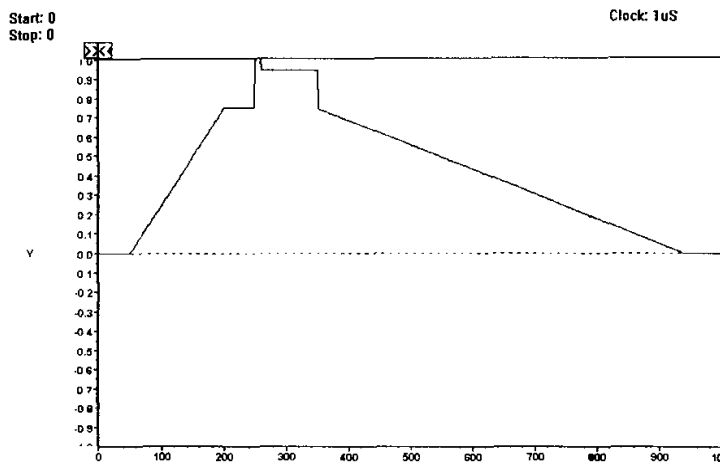


图 2.8 极化电压波形图,脉冲包括升压、成核、生长、稳定等过程。

电压由零逐渐升高，在矫顽场下稳定一段时间，这是为了减小压电效应引起的晶体内部应力。然后突然提升到成核所需场强 ( $22KV/mm$ )，再降低至生长时的最佳场强 ( $20.75KV/mm$ )，在达到所需极化量后缓慢减小到零，以使畴稳定。成核阶段所需的时间是较难把握的一个参数，理想情况是在电流达到最大值后就降低到  $20.75KV/mm$ ，但是实际中不好掌握，一般设计在  $10ms$  左右。

样品采用  $0.5mm$  厚 Z-切单畴同成分比 LN 晶体。在其 +Z 面用光刻法镀上周期性铝电极，厚度约  $200 \sim 500nm$ ，在电极上涂上一层厚度约  $5\mu m$  的光刻胶作为绝缘层。我们也尝试了在样品上先用光刻胶，感光腐蚀后再蒸镀铝膜。由于采用液体电极，所以绝缘层上是等势面，这个等势面会抑制电极的边缘效应，使电场更加均匀。因此绝缘层的厚度和均匀程度将影响到样品上的电场分布，在保证绝缘的前提下，绝缘层越薄越好。先用胶可以把绝缘层做得很薄，厚度也更均匀，因此效果要比前一种方法好，实验也证明了这一点。

然后，测量样品的厚度以决定所需的极化电压。将样品固定在特制夹具中，接到 Trek20/20C 的输出端，回路中串接一电阻来限流，然后加高压脉冲来进行极化。由于串接电阻上分压会降低样品上的电压，当电阻很大时，样品上的分压基本上为恒定值。

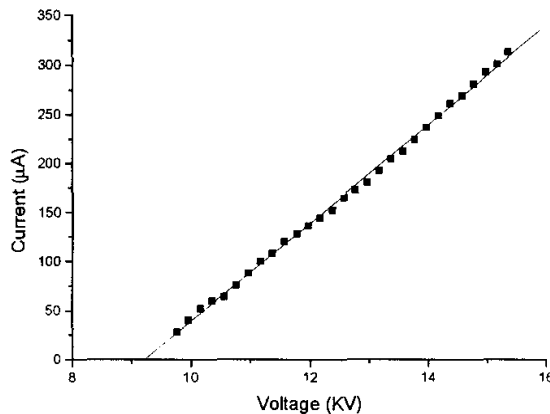


图 2.9 极化回路中外电压与电流关系，其中串接电阻为  $19.3M\Omega$ ，样品厚度为  $0.42mm$

如图，电源输出电压和电流呈线性关系。通过分析可得样品上的电压基本不

变，其场强约为  $22KV/mm$ ，因此串联过大的电阻对调节样品上的电压不利。所以，在实验中我们串接的是一个  $100K$  的电阻，下图是极化时的电流和电压关系。

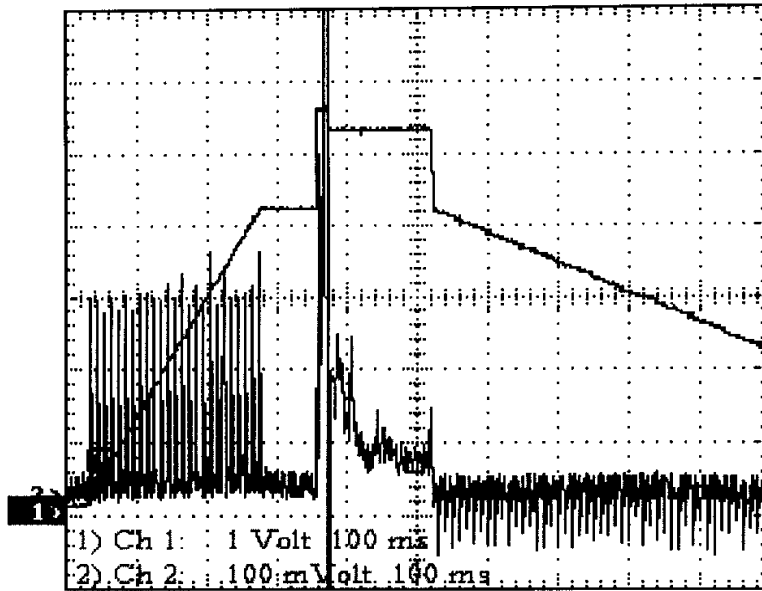


图 2.10 极化电流与电压波形图，电流曲线中  $1V = 2mA$

图中上方为电压采样，与图 2.8 中的设计波形是一致的，下方为电流采样。电流曲线中有一些交流成分，这是任意波发生器的输出特性造成的。在极化开始时电流很大，以激活所有的 Nucleation site，然后减小到畴生长所需的最佳场强。可以看出电流随电压变化很大，电压较小的起伏就会引起电流较大的波动，这也说明此时畴的生长对外电场的变化很敏感。根据电流波形可以算出极化电荷量，从而可以知道极化效果。

## 2.6 极化结果

样品在极化后用丙酮去除表面的光刻胶，再浸入浓  $NaOH$  溶液中去去除铝电极，最后用氢氟酸和硝酸的混合溶液腐蚀约 30 分钟，由于腐蚀液对正负畴的腐蚀速度不同（负畴腐蚀速度快），在正负畴区造成的深浅不同的腐蚀坑，通过光学观测就可以看到畴结构的形貌。

下面是样品极化后 +Z 面、-Z 面和 Y 面的腐蚀图案，从照片中可以看出典型的周期性结构。

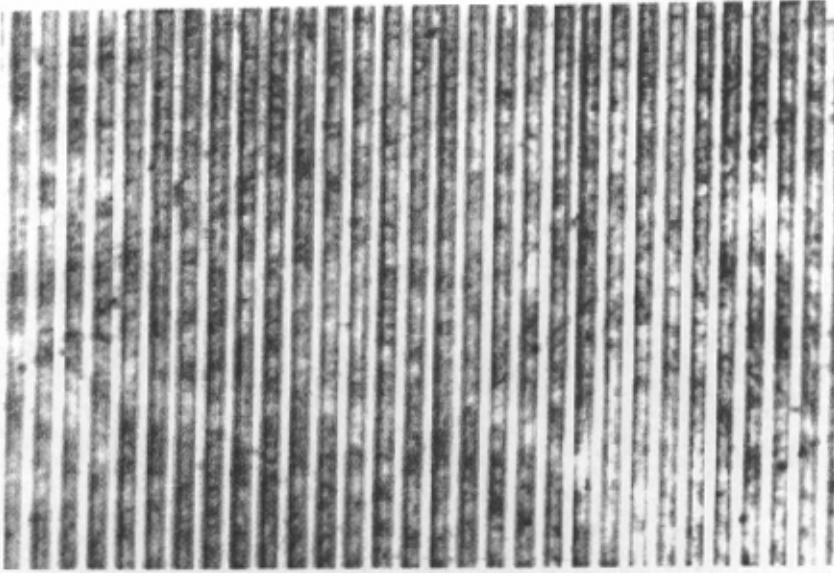


图 2.11 +Z 面腐蚀后的形貌

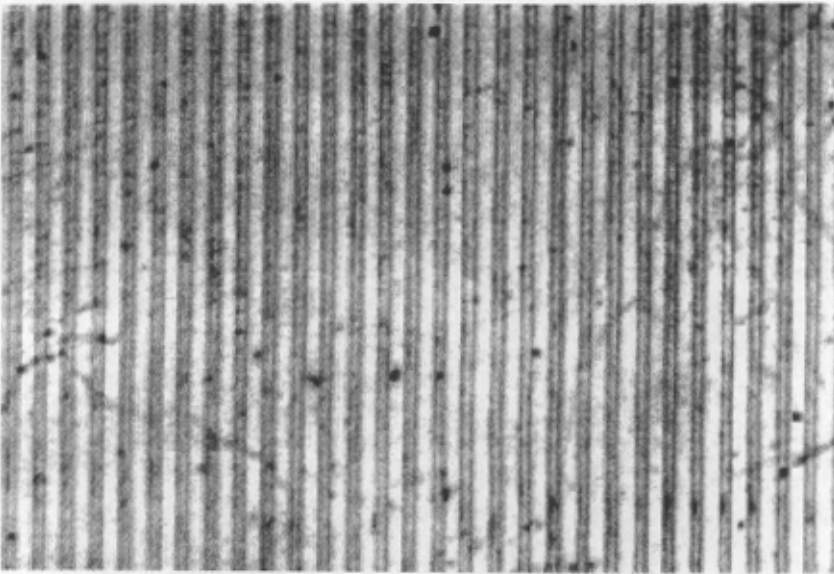


图 2.12 -Z 面腐蚀后的形貌

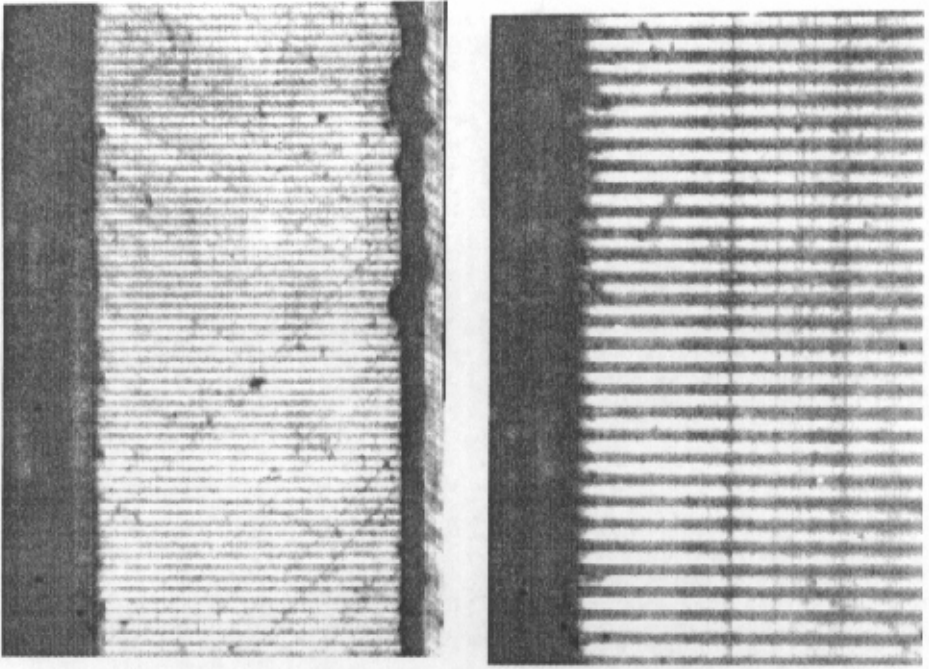


图 2.13 Y 面腐蚀后的形貌

超晶格的周期为 $15\mu\text{m}$ ，占空比大约在 65%左右，其对应的电极的占空比为 50%。图中可以看出畴的均匀性是比较好的。

观察腐蚀后的样品我们发现有些样品上的只有部分图案，这一方面是因为极化电荷量不足，一方面也可能是因为样品厚度不均匀造成了极化电场的局部差异。另外，由于铝电极的最大成核率限制，使制备高质量小周期的 PPLN 很困难。因此，目前的实验流程还有很多值得改进的地方，尝试新的电极材料、绝缘层和极化波形都将是以后的研究方向。

## 参考文献:

- 1) Ph.D thesis of G. D. Miller, 1998, Dept. of Electrical Engineering, Stanford University.
- 2) Ph.D thesis of Shining Zhu, 1996, Dept. of Physics, Nanjing University.
- 3) Ph.D thesis of Yiqiang Qing, 1996, Dept. of Physics, Nanjing University.
- 4) C. Baron, H. Cheng and C. Gupta, Appl. Phys. Lett. 481, Vol. 68, 1996.
- 5) G. Roseman, K. Garb, A Skilar, M. Oron, D. Eger and M. Katz, Appl. Phys. 865, Lett. Vol 73, 1998.
- 6) L. H. Peng, Y. C. Fang and Y. C. Lin, Appl. Phys. Lett. 2070, Vol 74, 1999.
- 7) K. Mizuuchi and K. Yamamoto, Appl. Phys. Lett. 2943, Vol 66, 1995.
- 8) K. Mizuuchi, K. Yamamoto and M. Kato, Appl. Phys. Lett. 1201, Vol 70, 1997.
- 9) L. H. Peng, Y. C. Fang and Y. C. Lin, Appl. Phys. Lett. 1, Vol 78, 2001.
- 10) R. G. Batchko, V. Y. Shur, M. M. Fejer and R. L. Byer, Appl. Phys. Lett. 1673, Vol 75, 1999.
- 11) S. Chao, W. Davis, D. D. Tuschel, R. Nichold, M. Gupta and H. C. Cheng, Appl. Phys. Lett. 1066, Vol 67, 1995.
- 12) G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer and R. L. Byer, Optics Letters 1834, Vol 22, 1997.
- 13) M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe, Appl. Phys. Lett. 435, Vol 62, 1993.
- 14) V. Y. Shur, E. L. Romyantsev, E. V. Nikolaeva, E. I. Shishkin, D. V. Fursov, R. G. Batchko, L. A. Eyres, M. M. Fejer and R. L. Byer, Appl. Phys. Lett., 143, Vol 76, 2000.

### 第三章 PPLN 的电光效应及其应用

高效率的模式转换与滤波是光通信与集成光学的研究热点，比较常见的方法是利用强双折射材料的电光效应，在波导上镀周期性电极，使之加场后形成周期性介电张量的微扰，从而使波导的本征模式之间产生耦合，达到 TE-TM 模转换的目的。同时由于周期性波导中位相匹配条件的存在，器件具有很强的波长选择性，也就具有了滤波的特性。

本章提出了另一种实现波导中周期性介电张量微扰的方法并对其进行了具体的理论分析，即利用 PPLN 本身所具有的周期性极化方向的反转，在外电场作用下同样可以形成周期性微扰，从而实现模式间的耦合。与传统方法相比，这种方法的结构简单，电极不需要直接覆盖在波导上，因此不需要 buffer layer，可以简化工艺，降低所需的驱动电压。

在此基础上，本章还提出了可控滤波波长电光开关的理论设想。通过对正负畴宽度和加场方向的调整，使得器件的位相匹配条件可由外加电压来改变，即可以通过调整外加电压来选择所需的波长。这一设计思想在光通讯的多路复用等领域有着重要的应用前景。

#### 3.1 PPLN 的电光特性

根据电光效应，LN 晶体的介电张量在有外加电场时会改变，具体可由下式来描述：

$$\Delta\beta_y = \gamma_{yk} E_k \quad (1)$$

$$\beta_y x_i x_j = 1, \quad \beta = 1/n^2 \quad (2)$$

$$\gamma = \begin{bmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ -\gamma_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中  $\beta$  为逆介电张量， $\gamma$  为电光系数。在 PPLN 晶体中，由于晶轴的周期性

反转, 电光系数分量  $\gamma_{51}$ 、 $\gamma_{33}$  和  $\gamma_{31}$  也会变号。如果沿晶轴 Y 方向加外电场, 根据式(1)和(2), 晶体的折射率椭球会在 YZ 平面内偏转一个很小的角度  $\theta$ :

$$\theta \approx \frac{\text{tg}2\theta}{2} = \frac{\gamma_{51}E}{\beta_2 + \gamma_{22} - \beta_3} \approx \frac{\gamma_{51}En_s^4}{n_o^2 - n_e^2}, \quad n_s^2 = n_o n_e \quad (4)$$

因此偏转角将在正畴和负畴区域相反, 由于 LN 晶体的双折射效应, 每一片畴都相当于一个波片, 当满足半波条件(6)时, 入射光的偏振方向将随入射的距离而旋转, 在系统中加入起偏器和验偏器, 就形成了一个 solc 滤波器。如下图所示:

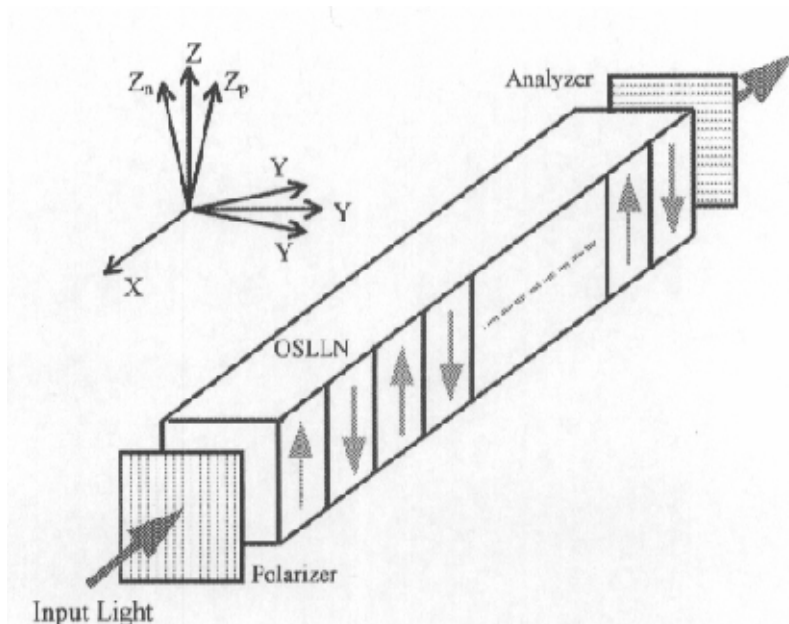


图 3.1 PPLN 滤波器结构示意图, 正负畴区电光效应引起的光轴旋转角度相反

要实现 90 度的偏转, 其最小耦合长度为:

$$L = \frac{\pi\Lambda}{8\theta} \quad (5)$$

$$\Lambda(n_o - n_e) = m\lambda, \quad m = 1, 3, 5 \dots \quad (6)$$

其中  $\Lambda$  为超晶格的周期, 由 Johns 矩阵法可以得到 solc 滤波器的理论透射率。将每片畴可表示为一个 Johns 矩阵:

$$M = \begin{bmatrix} e^{-i\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Gamma/2} \end{bmatrix}, \quad \Gamma = \frac{k\Lambda}{2}(n_o - n_e) \quad (7)$$

对于整个滤波器

$$M_{\text{总}} = (RMR^{-1}R^{-1}MR)^n, \quad n \text{ 为周期数}$$

$$R = \begin{bmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{bmatrix}, \quad \text{表示每片畴光轴的旋转}$$

$$\begin{bmatrix} E_y \\ E_z \end{bmatrix} = M_{\text{总}} \begin{bmatrix} E_{y0} \\ E_{z0} \end{bmatrix}, \quad \text{假设入射光为 } Z \text{ 方向偏振光, 由此式可得 } Y \text{ 方向出射光}$$

强度, 透射率与波长的关系如下图:

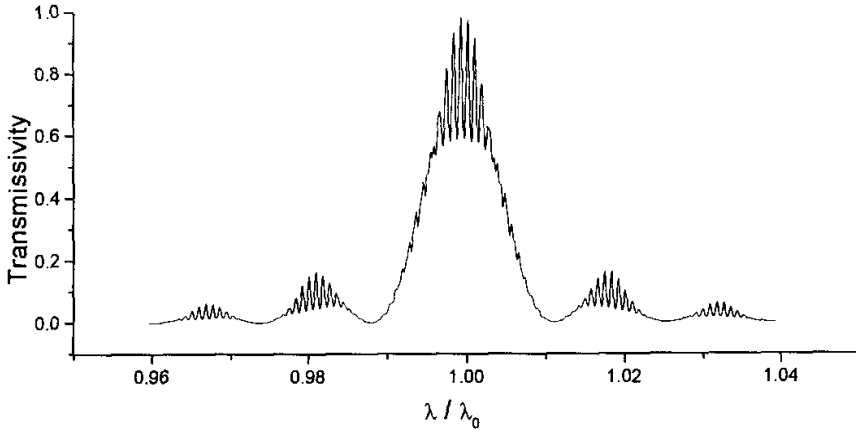


图 3.2 体块 PPLN 中的电光调制滤波,  $\lambda_0$  对应于满足位相匹配条件的波长。

图中可以看出 solc 滤波器的滤波特性, 其中的精细结构是考虑了波在畴界之间反射的结果。  $\lambda_0$  由位相匹配条件决定, 通过极化等方法制备不同周期的 PPLN, 就可以获得对应不同波长的滤波器件。

以上是在体块 PPLN 中实现的偏振方向的调制及滤波。基于同样的原理, 在波导中也可以实现不同模式之间的耦合, 此时 TE 模和 TM 模即对应于体块材料中相互正交的偏振方向。位相匹配条件决定了 PPLN 波导有着与体块材料类似的滤波特性。由于波导是集成光学和光通讯的基本组件, 实现波导中的模式调制有着更加广泛的应用前景。

## 3.2 波导及其传导模式

波导的目的是用来导波，对于光波导，一般是通过折射率的变化来限制光波在某一区域内传播。这里讨论平面介质波导，其折射率边界条件为：

$$n = \begin{cases} n_1 & x \geq 0 \\ n_2 & 0 > x > -t \\ n_3 & x \leq -t \end{cases} \quad (8)$$

$t$  为波导层厚度， $n_1 < n_2, n_3 < n_2$ ，以保证导波因为全反射而被限制在中间折射率最大的一层。波导中的导模还要满足在波导横向的驻波条件，即导波在上下界面来回反射一次所产生的横向相移应等于  $2m\pi$

$$2n_2kt \cos\theta - 2\phi_{12} - 2\phi_{23} = 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (9)$$

$\phi_{12}$  和  $\phi_{23}$  是导波分别在上下界面上反射一次的相移，与光的偏振态有关，电场与入射面垂直的称为 TE 模，反之为 TM 模，其对应的全反射相移为：

$$\phi_{i2} = \text{tg}^{-1} \frac{\eta_{i2} [\sin^2 \theta - (n_i/n_2)^2]^{1/2}}{\cos\theta} \quad (10)$$

$$\eta_{i2} = \begin{cases} 1 & \text{TE模} \\ n_2/n_i & i = 1, 3 \quad \text{TM模} \end{cases} \quad (11)$$

传播常数  $\beta = n_2 k \sin\theta$ ，由式(9)可以得到  $\theta$  只能取分立值，所以波导中只存在有限个分立的导模，其电场分布可表示如下，对于 TE 模：

$$E_y = \begin{cases} C e^{-qx} \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} & 0 \leq x \\ C [\cos(hx) - \frac{q}{h} \sin(hx)] \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} & -t \leq x \leq 0 \\ C [\cos(ht) + \frac{q}{h} \sin(ht)] \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} & x \leq -t \end{cases} \quad (12)$$

$$h = (n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}, \quad q = (\beta^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2}, \quad p = (\beta^2 - n_3^2 k_0^2)^{1/2} \quad (13)$$

对于 TM 模：

$$E = \begin{cases} -\frac{\beta}{\omega\epsilon} \cdot C [\frac{h}{q} \cos(ht) + \sin(ht)] e^{p(x+t)} \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} & x < -t \\ \frac{\beta}{\omega\epsilon} \cdot C [-\frac{h}{q} \cos(hx) + \sin(hx)] \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} & -t \leq x \leq 0 \\ -\frac{\beta}{\omega\epsilon} \cdot \frac{h}{q} C e^{-qx} \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} & 0 < x \end{cases} \quad (14)$$

$$q' = \frac{n_2^2}{n_3^2} q, \quad C \text{ 为归一化常数, } C = 2 \sqrt{\frac{\omega \epsilon_0}{\beta_m t_{eff}}} \quad (15)$$

下图是波导横截面上的场强分布

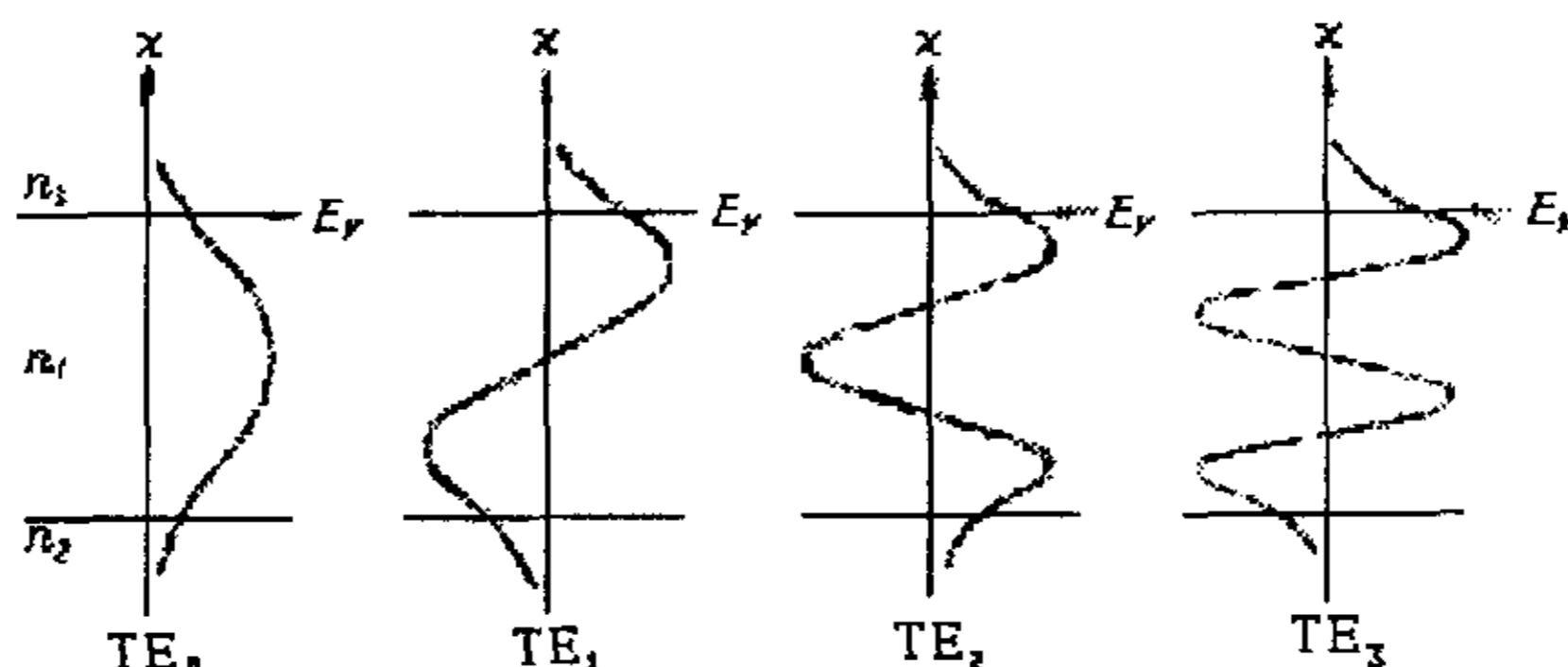


图 3.3 导模在波导横截面上的电场分布，从左至右分别是 0 阶、1 阶、2 阶、3 阶的 TE 模

光波在波导区域外呈指数衰减，可以近似认为导波电场分布为正弦变化。所有的传导模式是互相正交的，在没有外界影响下，导模之间不会耦合。但是通过引入介电张量的周期性微扰，可以使模式之间发生能量交换，这就是模式转换的基本原理。

### 3.3 器件设计及分析

综合以上的分析，可以设计出一种基于 PPLN 波导的电光模式转换器，其结构示意图如下：

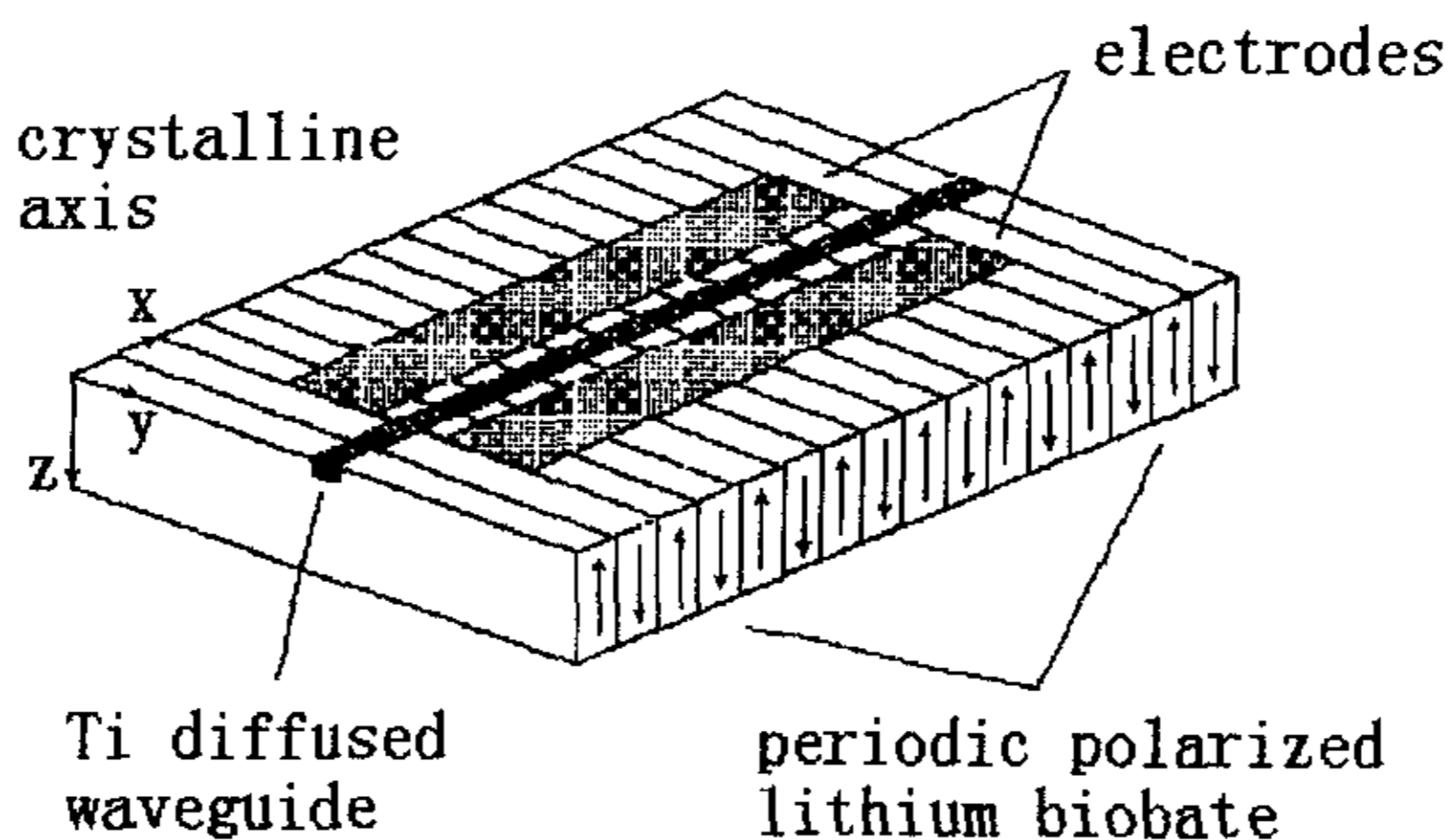


图 3.4 PPLN 波导 TE-TM 转换器的结构示意图

如图所示, 波导沿晶体的 X 轴方向, 两侧有两条状电极。电场加在两电极之间, 即主要是沿 Y 轴。根据前面的讨论, 介电张量在 YZ 平面内转动一小角度  $\theta$ :

$$\varepsilon = R(\theta)\varepsilon(0)R^{-1}(\theta) \quad (16)$$

$$\varepsilon(0) = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (18)$$

经过化简, 介电张量微扰可表示为:

$$\varepsilon = \varepsilon(0) + \Delta\varepsilon \quad (19)$$

$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon_0 \gamma_{51} E_2 n_s^4 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot f(x) \quad (20)$$

$$\text{其中 } f(x) = \begin{cases} +1 & \text{if } x \text{ is in the positive domains} \\ -1 & \text{if } x \text{ is in the negative domains} \end{cases}$$

考虑波导中 TE 和 TM 模的耦合方程:

$$dA_{TE}/dz = -iKA_{TM}e^{i\Delta\beta z} \quad (21)$$

$$dA_{TM}/dz = -iKA_{TE}e^{i\Delta\beta z} \quad (22)$$

其中  $K$  为耦合系数(式(28)), 此方程的解为:

$$A_{TE}(z) = e^{i\frac{\Delta\beta}{2}z} \left[ \left( \cos sz - i\frac{\Delta\beta}{2s} \sin sz \right) A_{TE}(0) - i\frac{K}{s} \sin sz A_{TM}(0) \right] \quad (23)$$

$$A_{TM}(z) = e^{i\frac{\Delta\beta}{2}z} \left[ \left( \cos sz - i\frac{\Delta\beta}{2s} \sin sz \right) A_{TM}(0) - i\frac{K^*}{s} \sin sz A_{TE}(0) \right] \quad (24)$$

$$s^2 = KK^* + \left( \frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \quad (25)$$

$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$ , 表示 TE 模和 TM 模之间的位相失配, 由式(23)、(24)可知

$\Delta\beta$  越大则模式之间的耦合越小, 只有  $\Delta\beta = 0$  时才会发生模式间的完全耦合, 如图 3.5 所示:

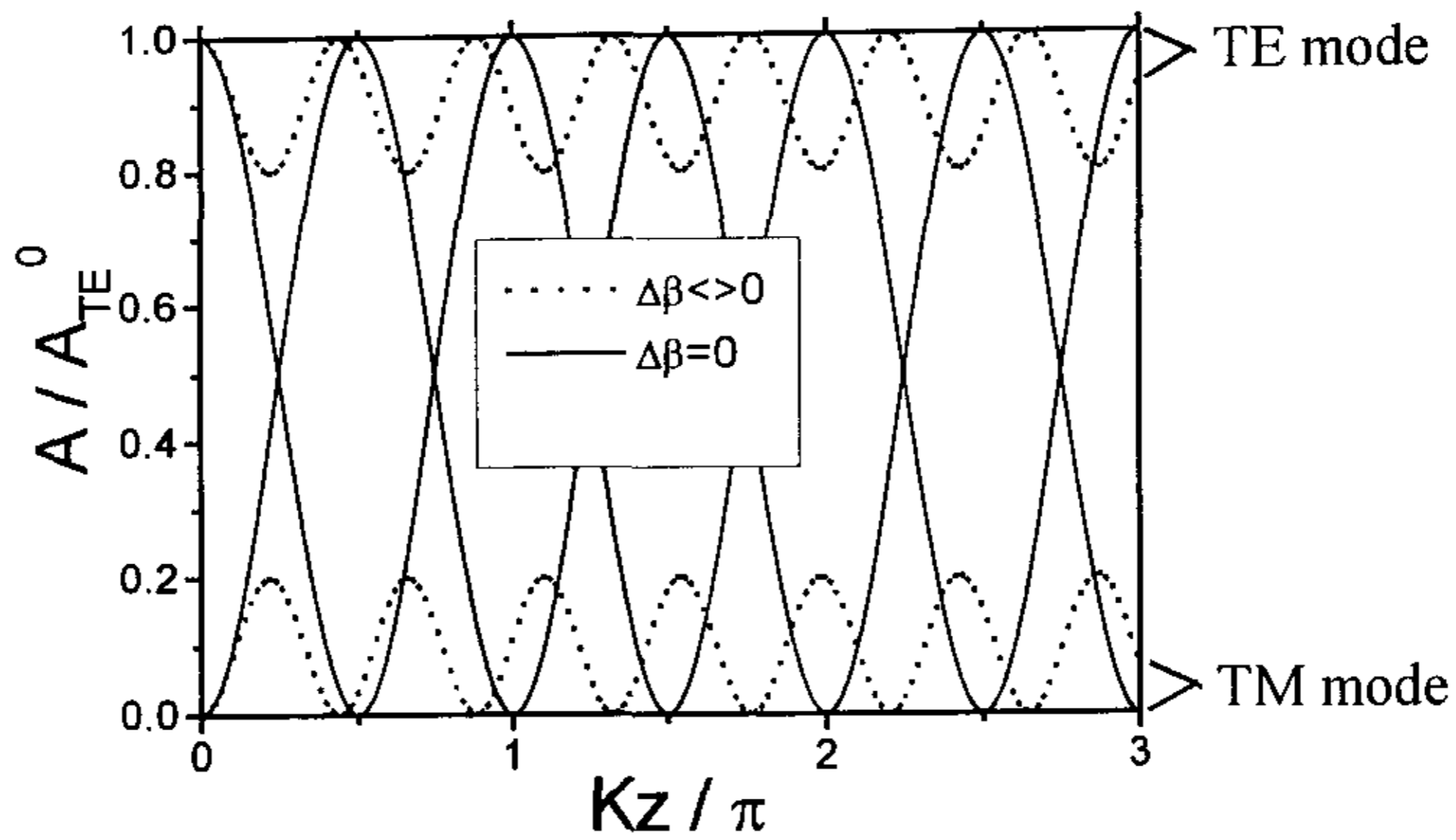


图 3.5 TE 和 TM 模之间的能量耦合

通常情况下由于 TE 和 TM 模式边界条件的不同，其传播常数都不相同，即  $\Delta\beta$  不为零，所以其耦合效应由于位相失配基本可以忽略。但是在 PPLN 中，周期性介电张量微扰的傅立叶分量提供了位相匹配所需的条件：

$$\Delta\varepsilon = \sum_m \varepsilon_m e^{-j\frac{2m\pi}{\Lambda}x} \quad (26)$$

$$\varepsilon_m = -\varepsilon_0 \gamma_{51} E n_s^4 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \frac{i(1 - \cos m\pi)}{m\pi} \quad (27)$$

代入耦合方程得到  $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} - \frac{2m\pi}{\Lambda}$ ，当  $\Delta\beta = 0$  时，TE 模和 TM 模之间有完全的能量交换，即满足了准位相匹配条件。

由此可以得到耦合系数

$$K = \frac{\omega}{4} \int E_{TE}^* \varepsilon_m E_{TM} dydz = -\frac{1}{2} n_s^3 k_0 \gamma_{51} E_0 \frac{i(1 - \cos m\pi)}{m\pi}, \quad m = 1, 3, 5, \dots \quad (28)$$

$E_0 = \frac{U}{d}$ ，代表外加电场的大小。

由上式也可以看出如果没有微扰项  $\varepsilon_m$ ，由模式的正交关系可得耦合系数  $K = 0$ 。这也说明介电微扰引起了耦合。

当光场被良好限制，即光场在波导外迅速衰减时，传播系数  $\beta \approx nk$ ，位相

匹配条件简化为  $(n_o - n_e)k = 2m\pi/\Lambda$ ，与式(6)是一致的。耦合长度

$$L = \frac{\pi}{2K} = \frac{m\lambda\pi}{2n_s^3\gamma_{s1}E_0}$$
，与式(5)化简后的结果是相同的。

### 3.4 电场分布及交迭因子的计算

在通常情况下，条状电极在波导中形成的电场并非均匀分布。因此有效耦合系数小于理论值，既  $K_{eff} = \alpha K$ 。 $\alpha$  为电场的交迭因子：

$$\alpha = \frac{\int E_{TE}^*(y, z)\epsilon_m(y, z)E_{TM}(y, z)dydz}{\epsilon_m^0 \int E_{TE}^*(y, z)E_{TM}(y, z)dydz} \quad (29)$$

由式(27)可知  $\epsilon_m$  由电场决定，所以由电场的分布就可以得到交迭因子。所以交迭因子  $\alpha$  实际代表了电场相对于理想情况下 ( $E = \frac{U}{2h}$ ) 的有效因子。考虑如下情况：

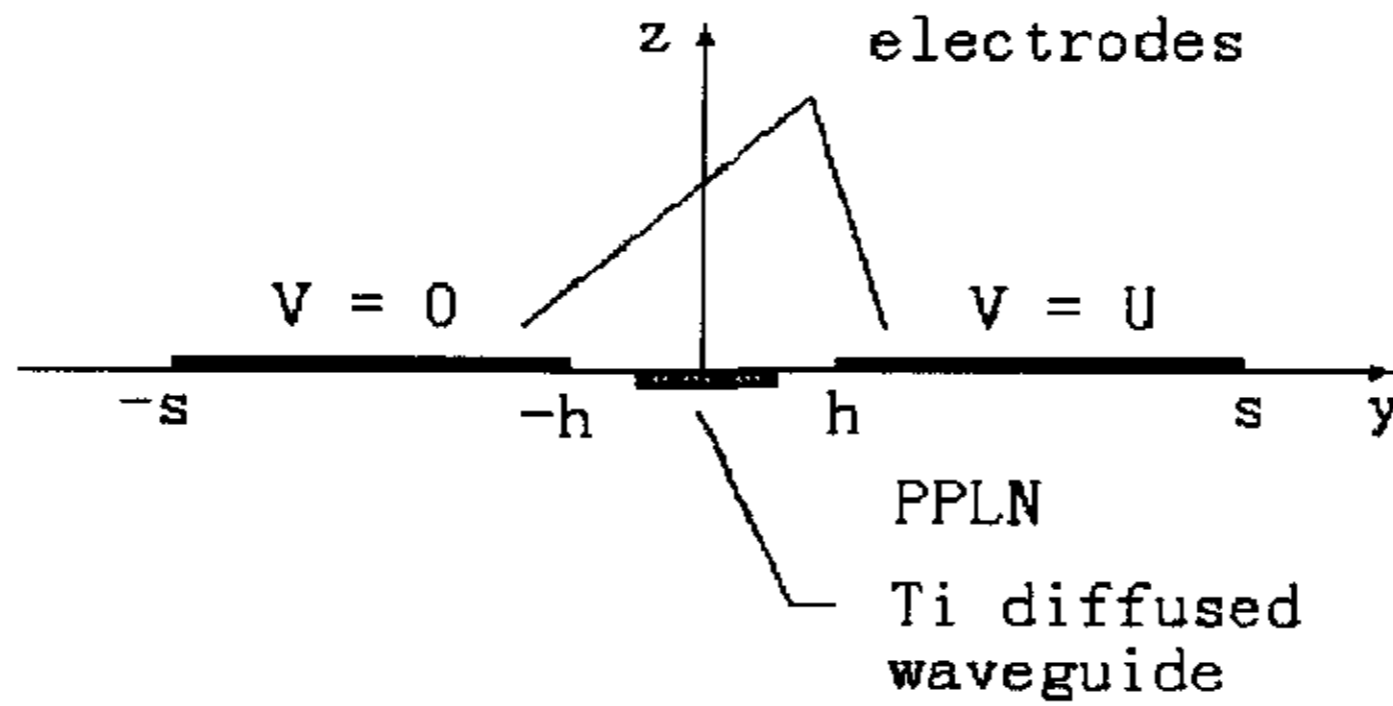


图 3.6 波导和电极的横截面结构

根据保角变换：

$$\frac{dw}{dz} = \frac{h}{\sqrt{(h^2 - k^2u^2)(h^2 - u^2)}}, \quad k = \frac{h}{s}, \quad u = y + iz$$

$$E_y(y, z) = -\frac{U}{2p} \operatorname{Re} \frac{dw}{du}$$

$$E_z(y, z) = \sqrt{\frac{\epsilon_y}{\epsilon_z}} \frac{U}{2p} \operatorname{Im} \frac{dw}{du}$$

$$p = f\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = \frac{\pi}{2} \left[ 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 k^2 + \left(\frac{3}{2 \times 4}\right)^2 k^4 + \left(\frac{3 \times 5}{2 \times 4 \times 6}\right)^2 k^6 + \dots \right]$$

其中  $f(\theta, k)$  是第一类椭圆积分，在计算中可认为  $s \gg h$ ，由此得到电场分布，如下图所示：

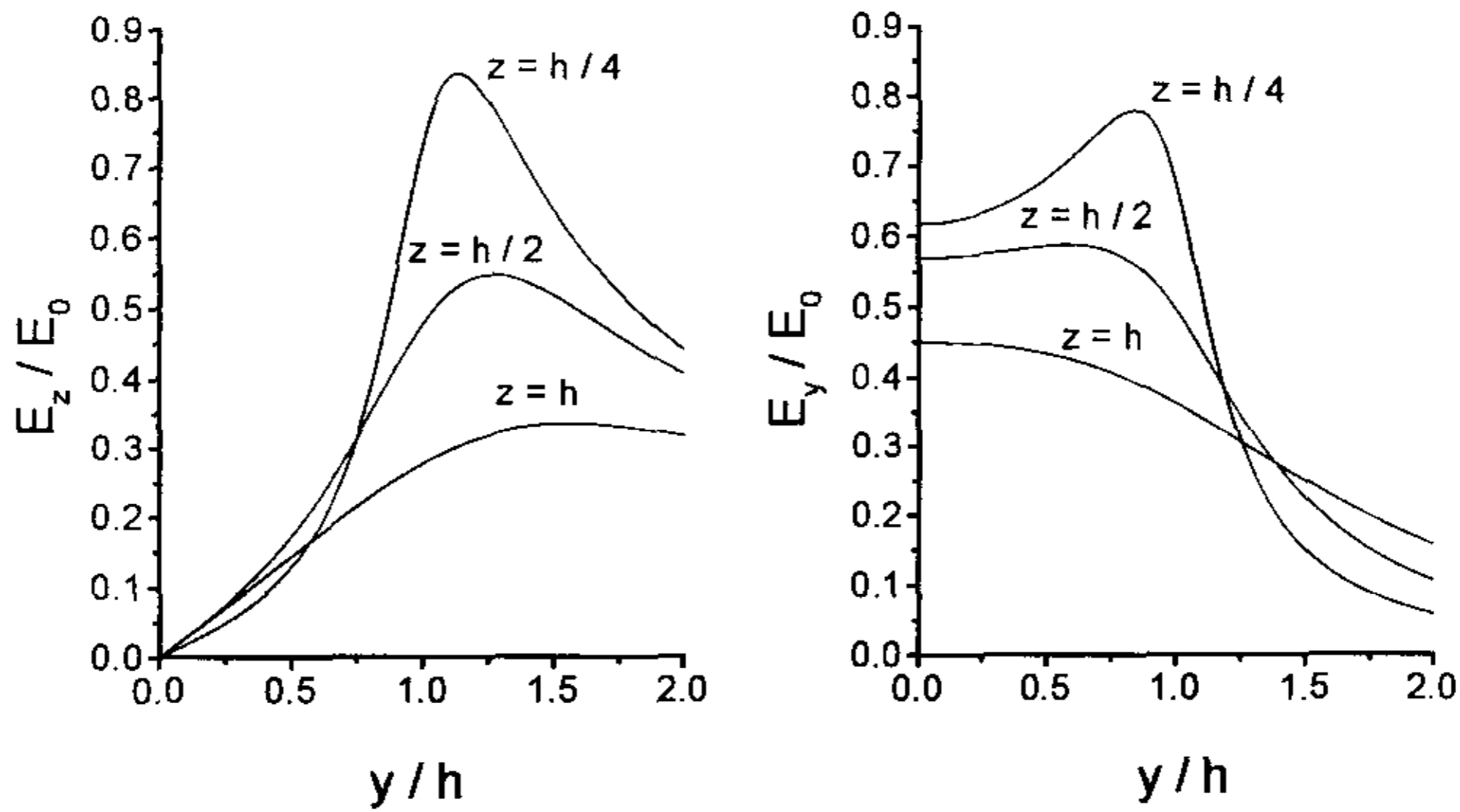


图 3.7 横截面上 Z 向和 Y 向的电场分布

在波导所在区域中，电场 Z 方向分量基本可以忽略，Y 方向分量随着进入介质的深度而变小。

### 3.5 基本参数及滤波特性

当波导层的厚度为  $30nm$ 、宽度为  $2\mu m$ 、电极间距为  $4\mu m$  时，交迭因子  $\alpha = 0.66$ 。选择这样得尺寸是为了保证波导中只有 0 阶的 TE 和 TM 模存在。当入射光波长为  $632.8nm$  时，考虑位相匹配条件，取  $m = 1$  可知 PPLN 周期  $\Lambda = 7.0\mu m$ 。采用驱动  $1V$  电压，耦合系数  $K = 253m^{-1}$ ，即最小耦合长度  $L = 6.20mm$  (886 个周期)。

在此情况下，转换效率具有很强的波长选择性。当入射波长不满足位相匹配条件时，转换效率迅速下降。在器件两端加上方向相互正交的起偏器和验偏器后，就构成了一个滤波器。



由式 (23) (24) 得透射率, 如下图:

$$T = |k|^2 \frac{\sin^2 sL}{s^2} = \left( \frac{\sin \frac{\pi x}{2}}{x} \right)^2, \quad x = \left[ 1 + \left( \frac{\Delta\beta L}{\pi} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (30)$$

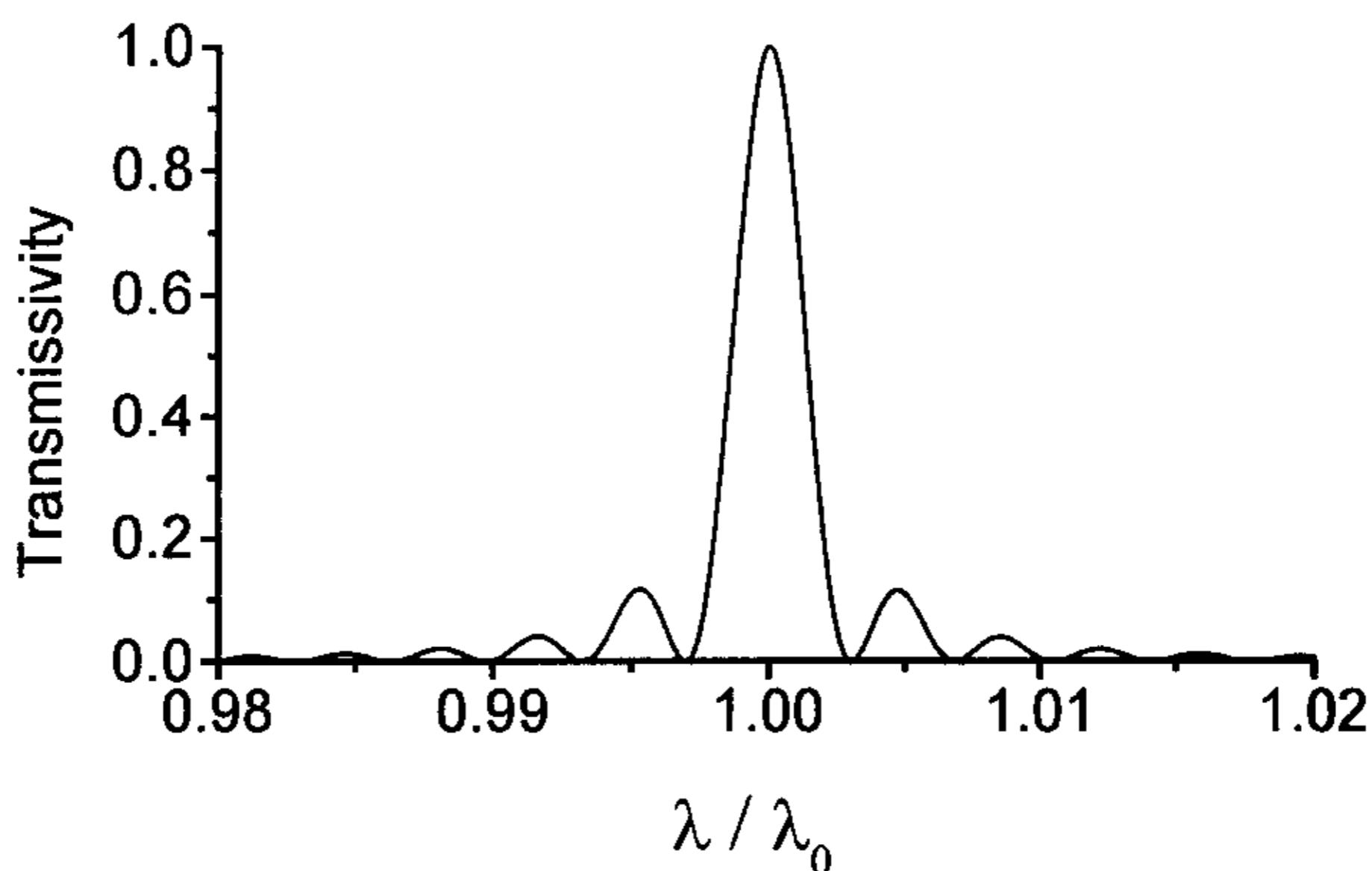


图 3.8 转换效率与入射波长关系,  $\lambda_0 = 632.8nm$

这和图 3.2 中分析的体块 PPLN 滤波特性是类似的。式 (30) 可得滤波器的带宽  $\Delta\lambda_{1/2} \approx 1.60 \frac{\lambda}{2mN}$ , 其中  $N$  是 PPLN 的周期数。因此通过增加周期数可以使带宽变小, 同时周期的增加也使所需的驱动电压变得更低。

与传统器件相比, 基于 PPLN 的模式转换滤波器件具有效率高, 驱动电压低, 结构简单等特点。在传统设计中, 通常是在单畴 LN 波导上镀周期性电极来实现介电张量的周期性微扰, 由于电极在波导区域上, 为了不影响导波的边界条件, 需要在波导层和电极之间加一绝缘层, 从而降低了电场的效率。而周期性电极由于其宽度的影响也使导波不能在全部的传播长度上发生耦合, 也影响了器件的效率。而在本文的设计中, 由于电极在波导区域的两旁, 因此可以没有绝缘层, 而 PPLN 本身的微结构也使器件大为简化, 提高了耦合系数, 并且也给器件的设计带来了更大的自由度, 从而有可能制备出功能更强的电光器件。例如, 可控波

长的滤波器的设计，下一节讨论了这一设想的基本原理和理论分析。

### 3.6 可控波长的模式转换器设想

在上面的设计中我们没有考虑波导中 Z 方向电场的作用，因为与 Y 方向电场相比，其影响基本可以忽略。但是如果 Z 方向电场足够大的话，其对折射率的影响就会改变器件的位相匹配条件。因此，我们可以利用这一特性来实现由外电压控制的变波长滤波器。

根据 LN 的电光性质，沿 Z 轴的电场将使折射率的大小发生变化，而对折射率椭球的对称轴方向没有影响：

$$n_o^\pm = n_o \mp \frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{13} E_z \quad (31)$$

$$n_e^\pm = n_e \mp \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E_z \quad (32)$$

式中上标表示在正畴或负畴区，Z 轴电场的效应在这两个区域是相反的，因此当正负畴厚度不等时，这种折射率变化的效果就不能完全抵消，即原有的位相匹配条件被改变，就能够响应不同的波长。如图 3.6 所示。

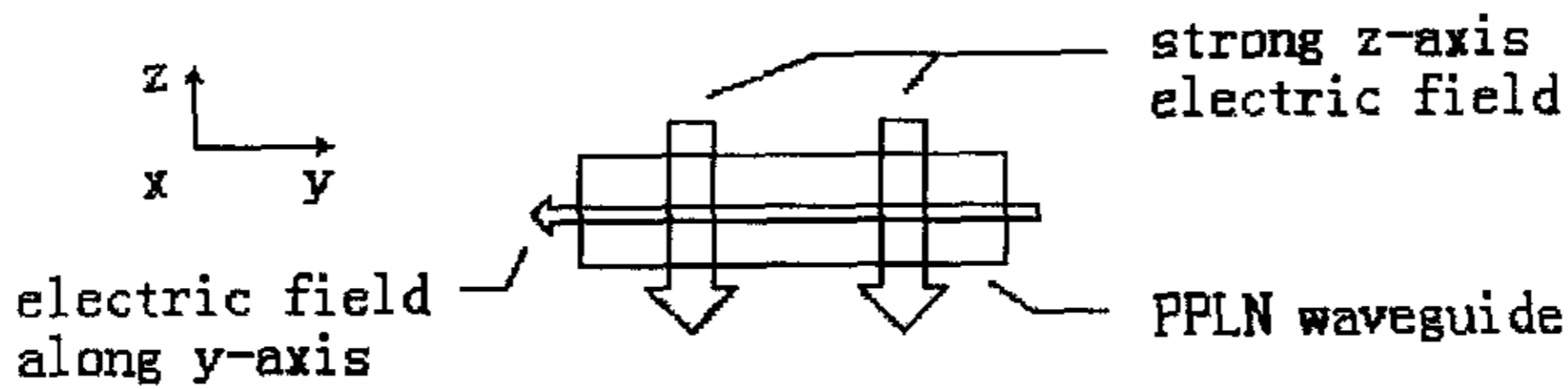


图 3.9a 沿 PPLN 的 Z 轴方向加一个强电场

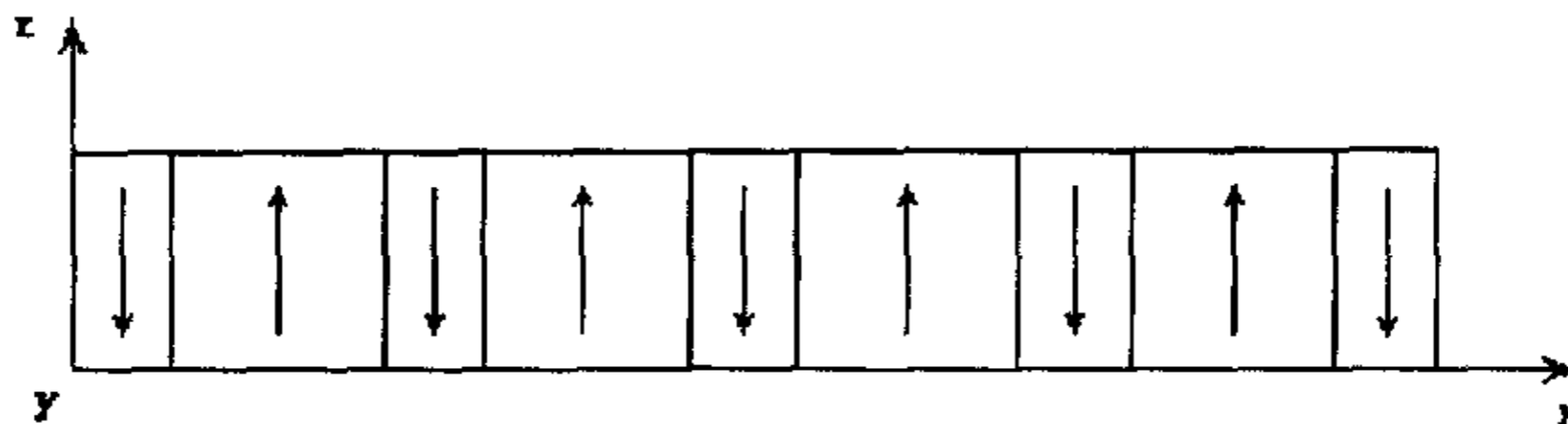


图 3.9b 正负畴厚度不等的超晶格 LN 结构

这里假设  $\Lambda^+ = 3\Lambda^-$ ，此时每片畴并不一定是一个半波片，但整个周期(即正负畴相加)仍需满足位相匹配条件，QPM 条件可以展开为：

$$m\lambda = \Lambda(n_o - n_e) = \Lambda^+(n_o^+ - n_e^+) + \Lambda^-(n_o^- - n_e^-) \quad (33)$$

将式(31)、(32)代入后可得：

$$\Delta\lambda = \frac{n_o^3\gamma_{13} - n_e^3\gamma_{33}}{4m} \cdot \Delta E_z \Lambda, \quad (34)$$

即最大透射波长的改变与  $Z$  方向电场成正比。由此可以得到不同电场下波

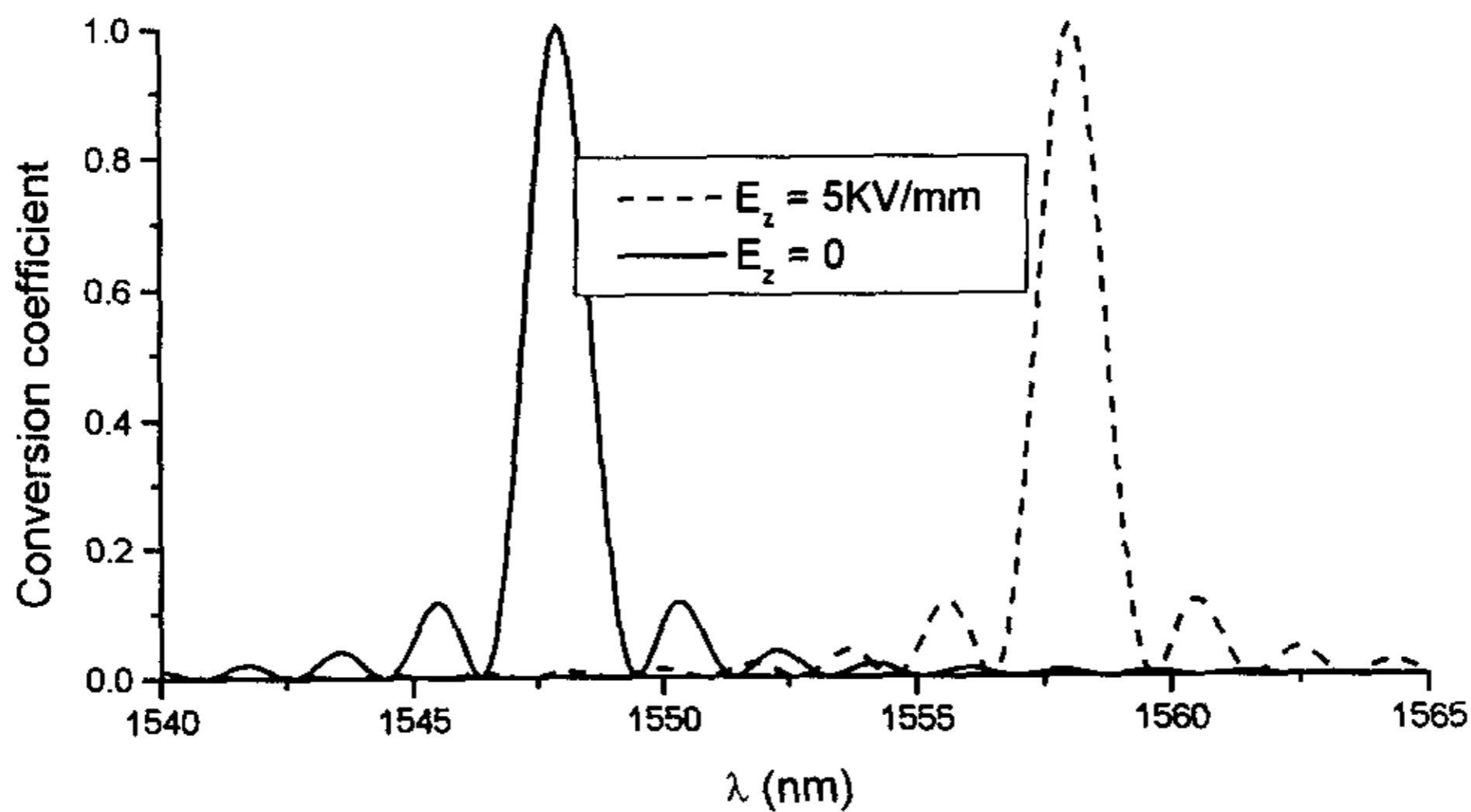


图 3.10  $Z$  轴电场引起的透射峰的移动

长和透射率关系曲线。

在上图中透射率最大的波长为 1550nm 左右，即超晶格周期为  $17.1\mu\text{m}$ ，占空比为 25%，其波导尺寸同上节的设计。在  $Y$  向电场不变的情况下，当  $Z$  向电场由 0 增加到  $5\text{KV}/\text{mm}$  时，最大透射率的波长改变了了 10nm 左右。这就是通过调节外电场使滤波器可以响应不同波长的入射光，即可以实现多路复用。由于电光效应发生的时间延迟很小(ns 量级)，所以这一特性可用于设计快速电光开关，在集成光学、光通讯等领域有很多可能的应用。

但是在实际设计中，还有许多需要解决的问题。首先是电极的结构，要保证  $Z$  方向电场的可调性和  $Y$  方向电场基本稳定不变，需要适当地设计电极的分布。

在上面的分析中  $Z$  方向电场为  $E_z = 5KV/mm$ ，虽然低于同成分比 LN 的矫顽场  $22KV/mm$ ，但是电极的边缘效应会引起局部电场过大，使 LN 畴反转，因此在电极下需要绝缘层隔离 LN 和电极。另外，对于  $0.5mm$  厚的样品，要达到这样大的场强需要  $2500V$  的外电压，这显然是不现实的，因此只有在 LN 薄膜上才能实现低电压驱动。为了降低  $Z$  轴电场，也可以改变式(34)中的有关参量，比如加大正负畴厚度比，或是通过掺杂来改变材料的折射率。

综上所述，这个设想离实际应用还有一段距离。但是随着微光学器件制作工艺的发展，这种设想一定会被应用到越来越多的集成光学器件中。

## 参考文献:

- 1) *Optical Waves in Crystals*, A. Yariv and P. Yeh.
- 2) Y. Q. Lu, Z. L. Wan, Q. Wang, Y. X. Xi and N. B. Ming, *Appl. Phys. Lett.* 3719, Vol 77, 2000
- 3) R. C. Alferness and L. L. Buhl, *Optics Letters.* 473 Vol 5, 1980.
- 4) R. C. Alferness, *Appl. Phys. Lett.* 513 Vol 36, 1980.
- 5) A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 949 (1973)
- 6) T. P. Sosnowski and G. D. Boyd, *IEEE Quantum Electron.* QE-10, 306 (1974)
- 7) C. M. Kim and R. V. Ramaswamy, *J. Lightwave Technol.* 7, 1063 (1989)
- 8) L. Chanvillard, P. Aschieri, P. Baldi, D. B. Ostrowsky M. Micheli, L. Huang and D. J. Bamford. *Appl. Phys. Lett.* 1089, Vol 76, 2000.
- 9) Undergraduate Thesis of Guoliang Yuan, 1999, Dept. of Materials Science and Engineering, Nanjing University.

## 第四章 小结

经过前三章的讨论，我们得到了以下结论：

首先，与提拉法相比，外电场极化法具有精确度高，成畴质量好，制备周期短等优点。但是，极化法不能用来制备极化取向与畴界垂直的超晶格结构。并且，由于同成分比 LN 晶体的高矫顽场，限制了样品的厚度。

其次，极化法制备 PPLN 中影响畴质量的关键因素包括最大成核率、电场的均匀程度、畴界的生长速度和反转畴的退极化程度等：

1. 最大成核率与电极材料有关以及极化初始场强有关，可以根据所需周期选择合适的电极材料，周期越小，成核率要求越高可以使其满足所需周期的需要；电场大于  $24KV/mm$  时成核率将在极化开始的瞬间达到最大值。
2. 电场的均匀程度主要受样品厚度的均匀度和电极上绝缘层均匀度的影响，在保证绝缘的前提下，绝缘层的厚度越小越好。
3. 畴界生长速度随电场增大而增大，因此选择合适的极化电场可以抑制畴在电极以外区域的生长，保证所需要的占空比。对于同成分比 LN，极化的最佳场强为  $20.75KV/mm$ 。
4. 外电压减小过快会引起畴的退极化现象，为了稳定已反转的畴，外场从  $17.5KV/mm$  减小到 0 的时间不应少于  $60ms$ 。

所以，在极化中需要合理地设计样品上的电极和绝缘层结构以及极化时的波形。实验中我们用铝电极和光刻胶绝缘层在  $0.5mm$  厚的同成分比 LN 样品上获得了周期为  $15\mu m$ ，占空比约 60% 的超晶格结构，并且有比较好的均匀度。

再次，PPLN 的周期性电光效应可以用来构造新型光学器件。利用 LN 晶体的双折射性质，可以实现体块材料中入射光偏振面的旋转。这一现象可以进一步扩展到波导结构中，使波导中的 TE 模和 TM 模发生耦合，从而可以设计出基于 PPLN 波导的模式转换器件。这样的器件比传统设计具有更低的驱动电压和更简

单的结构。当波导层的厚度为  $30\text{nm}$ 、宽度为  $2\mu\text{m}$ 、电极间距为  $4\mu\text{m}$ 、周期  $\Lambda = 7.0\mu\text{m}$  的情况下，采用驱动  $1\text{V}$  电压，可得耦合系数  $K = 253\text{m}^{-1}$ ，即最小耦合长度  $L = 6.20\text{mm}$ 。由于准位相匹配条件，器件具有很强的波长选择性，因此也可以用来作为高效率的滤波器件。另外，通过在  $Z$  方向加强电场和改变 PPLN 的占空比，可以使器件的位相匹配条件发生改变，从而可以响应不同频率的光波，即实现了器件的多波长复用，在光通讯等领域有着很好的前景。但是，理论分析表明由于所需要的  $Z$  方向电压过大，这种设想目前还需要进一步的改进，比如采用 LN 薄膜、加大正负畴厚度比等方法。

## 致 谢

随着这篇论文的完稿，我即将结束硕士阶段的学习和研究工作。在此我想向所有教导过、帮助过我的老师和同学表示衷心的感谢。首先我要感谢祝世宁老师、朱永元老师和陆延青老师。在他们的指导下，我不仅丰富了专业知识、增强了动手能力，而且还形成了自己对科研的一些初步的见解。另外，从他们的言传身教中我也体会到了很多为人处世的道理。这些都将使我以后收益非浅。

其次，我要感谢那些平时朝夕相处的同学。在日常的实验室工作中我们经常在一起讨论问题、互相帮助、共同提高。他们是王全、魏洪、张超、朱滔、刘照伟、陈延彬、万志良、孙波、罗国珍、杜燕、刘乐等同学。我还要感谢袁长胜老师和电子系的小刘在实验中的帮助。

最后，感谢我的家人对我的关心和支持，祝愿他们快乐、幸福。

奚元新 2001-5-21

硕士期间完成的论文：

- 1) TE-TM Mode Converter Based on PPLN Waveguide,  
*Yuanxin Xi, Quan Wang, Zhiliang Wan, Xuejin Zhang, Yanqing Lu and Naiben Ming,*  
*Accepted by Ferroelectrics.*
- 2) Fabrication of acoustic superlattice LiNbO<sub>3</sub> by pulsed current induction and its application for crossed field ultrasonic excitation,  
*Zhiliang Wan, Quan Wang, Yuanxin Xi, Yanqing Lu, Yongyuan Zhu and Naiben Ming.*  
*1891, Appl. Phys.Lett., Vol 77, No 12, 18 Sep 2000.*
- 3) Electro-optic effect of periodically poled optical superlattice LiNbO<sub>3</sub> and its applications, *Yanqing Lu, Zhiliang Wan, Quan Wang, Yuanxin Xi and Naiben Ming,*  
*Accepted by Appl. Phys.Lett..*
- 4) Fabrication of the ionic-type phononic crystal and its long-wavelength optical properties,  
*Yanqing Lu, Quan Wang, Yuanxin Xi, Zhiliang Wan, Xuejing Zhang and Naiben Ming,*  
*Accepted by Ferroelectrics.*
- 5) Acoustic Superlattice with Linear Taper of Period and Applications,  
*Quan Wang, Yuanxin Xi, Zhiliang Wan, Yanqing Lu, Yongyuan Zhu, Yanfeng Chen, and Naiben Ming,*  
*Accepted by Ferroelectrics.*
- 6) Growth of LiNbO<sub>3</sub> with periodic ferroelectric domain structure by pulsed current induction and its acoustic applications,  
*Zhiliang Wan, Yuanxin Xi, Quan Wang, Yanqing Lu and Naiben Ming,*  
*Accepted by Ferroelectrics.*
- 7) On the electro-optic effect of optical superlattice LiNbO<sub>3</sub>  
*Yanqing Lu, Quan Wang, Yuanxin Xi, Zhiliang Wan, Xuejing Zhang, and Naiben Ming*  
*Accepted by Ferroelectrics.*