

图 3-14 在三个不同有效超晶格约化长度 $l=0.004$, $l=0.008$, $l=0.015$ 时三波输出的光斑

(a) 基波, (b) 倍频, (c) 三倍频。

参 考 文 献

1. L. E. Myers, G. D. Miller, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. R. Bosenberg, *Opt. Lett.* **20**, 52 (1995).
2. V. Pruneri, J. Webjorn, P. St. J. Russell, and D. C. Hanna, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2126 (1995).
3. L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. R. Bosenberg, *Opt. Lett.* **21**, 591 (1996).
4. P. E. Powers, Thomas J. Kulp, and S. E. Bisson, *Opt. Lett.* **23**, 159 (1998).
5. Philip Schlup, Lain T. McKinnie, and Stuart D. Butterworth, *Appl. Opt.* **38**, 7398 (1999).
6. P. Baldi, S. Nouh, K. El Hadi, M. de Micheli, D. B. Ostrowsky, D. Delacourt, and M. Papuchon, *Opt. Lett.* **20**, 1471 (1995).
7. M. E. Klein, D. -H. Lee, J. -P. Meyn, B. Beier, K. -J. Boller, and R. Wallenstein, *Opt. Lett.* **23**, 831 (1998).
8. U. Strossner, A. Peters, J. Mlynek, S. Schiller, J. -P. Meyn, and R. Wallenstein, *Opt. Lett.* **24**, 1602 (1999).
9. Y. Konno, S. Kojima et al., *IEEE J Quantum Electron.* **35**, 1737 (1999).
10. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, *Science.* **278**, 843(1997).
11. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, Y. Q. Qin, H. G. Wang, C. Z. Ge, and N. B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2752 (1997).
12. G. Rosenman, A. Skliar, D. Eger, M. Oron, and M. Katz, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3650 (1998).
13. Xianjie Liu, Zhenlin Wang, Jun Wu, and Naiben Ming, *Chin. Phys. Lett.* **15**, 426 (1998).
14. Xianjie Liu, Zhenlin Wang, Xiaoshu Jiang, Jun Wu, and Naiben Ming, *J. Phys. D:Appl. Phys.* **31**, 2502 (1998).
15. Ben-Yuan Gu, Bi-Zhen Dong, Yan Zhang, and Guo-Zhen Yang, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2175 (1999).

16. M. H. Chou, K. R. Parameswaran, M. M. Fejer, and I. Brener, *Opt. Lett.* **24**, 1157 (1999).
17. Doctor dissertation of Yiqiang Qin. Department of Physics, Nanjing University. June 1998.
18. J. P. Meyn and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **22**, 1214 (1997).
19. C. Zhang, Y. Y. Zhu, S. X. Yang, Y. Q. Qin, S. N. Zhu, Y. B. Chen, H. Liu, and N. B. Ming, *Opt. Lett.* **25**, 436 (2000).

第四章 双周期结构在三基色激光器及其他耦合常量过程中的应用

由于双周期超晶格能够同时提供两个独立的倒格矢参两个不同的准位相匹配过程，所以它可以用来制作各种参量耦合器件，在上一章中我们着重介绍了双周期超晶格在三倍频中的应用，在这一章我们将主要介绍一下双周期结构在实现三基色激光器和其他耦合器件中的应用。

4.1 双周期结构在三基色激光器中的应用

随着激光变频技术的进步，各种不同波段的激光器均取得了快速的发展^(1,2,3,4)。而在很多情况下，能够同时实现多波长的激光输出显得更为重要。大家都知道人眼所能感觉到的颜色可以通过三基色合成，那么实现一个全固态的小型三基色激光器就显得非常有意义，它必将在诸如真彩显示、高分辨率全彩色打印等光电科技中有着广泛的应用前景。

最近，Jaque 等人在三基色激光器的研制方面取得了一定的进展⁽⁵⁾。他们利用两个波长分别为 807nm 和 755nm 的半导体激光器泵浦同一块 Nd:YAl₃(BO₃)₄ 晶体，实现了 669nm 红光、505nm 绿光和 481nm 蓝光的同时输出。掺 Nd³⁺ 的 YAB 晶体受激发射的中心波长为 1338nm，669nm 的红光是其自倍频；505nm 的绿光和 481nm 的蓝光是分别通过两个泵浦光与 1338nm 基频的和频得到的。这种方法最大的缺点是需要两个半导体泵浦源。

如果只用一个激光器作为泵浦源，通过参量耦合过程是不是也能同时获得三基色的输出呢？我们可假设以下的方案：用一束绿色激光作为泵浦光源，通过参量过程获得红色的信号光和红外的闲置光，再把绿色的泵浦光和红外的闲置光和频获得蓝光，其中的参量和和频可在同一块双周期超晶格中实现。

为了验证这种方法的可行性，我们首先考虑两块周期超晶格串连的情况。在这种情况下，光参量的产生和和频这两个过程分别在前后两块超晶格中各自完成。我们先分析在第一块超晶格中的参量过程，对于一个共线的光学参量过程，如果利用超晶格的一阶倒格矢参与准位相匹配，那么有

$$k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda_1} = 0 \quad (4.1)$$

其中 Λ_1 是超晶格的周期， k_p 、 k_s 和 k_i 分别是泵浦光、信号光和闲置光的波矢。另外三波非线性作用还必须满足频率关系

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (4.2)$$

ω_p 、 ω_s 还有 ω_i 分别是泵浦光、信号光和闲置光的频率。根据(4.1)和(4.2)式，选择泵浦光波长为532nm，实验温度为室温25°C，图4-1是超晶格周期同输出参量波长之间的理论关系曲线。其中LT晶体的色散公式的参考文献6。选择超晶格周期为11.9 μm 时，产生的信号光为631nm的红光，闲置光为3392nm的红外光。

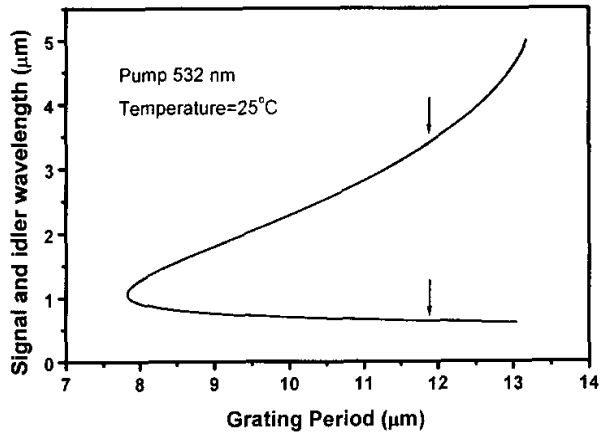


图4-1 一阶匹配周期同参量波长的关系，测试用的超晶格周期设计为11.9 μm ，如图中箭头所示

第二块超晶格中3392nm的闲置光同532nm的泵浦光将进行和频，由动量守恒定律知，和频产生460nm的蓝光。此过程中对应的准位相匹配条件是

$$k_a - k_i - k_p - \frac{2\pi m}{\Lambda_2} = 0 \quad (4.3)$$

k_i 、 k_p 和 k_a 分别是闲置光、泵浦光和和频光的波矢， m 是准位相匹配的阶数，超晶格周期 Λ_2 可根据上式确定。这样，泵浦光通过两块串连的超晶格最终输出就包含了631nm的红光，460nm的蓝光，和剩余的532nm绿光。

根据上面的讨论，我们制作了这样的周期串连超晶格，图 4-2 就是其结构示意图。考虑到设计与制备可能产生的误差，为了获得最佳的相位匹配条件，第二块超晶格被设计成多栅结构：四条格栅互相平行，周期从 $8.74\ \mu\text{m}$ 到 $8.80\ \mu\text{m}$ ，相邻格栅的周期相差 $0.02\ \mu\text{m}$ ，每个格栅的宽度是 $1\ \mu\text{m}$ 。样品同样是利用室温极化法制备的⁽⁷⁾，LT 晶片的厚度是 $0.5\ \text{mm}$ ，两块串连超晶格的长度分别是 $2\ \text{cm}$ 和 $1\ \text{cm}$ 。光的入射与出射方向如图 4-2 所示，样品的前后端面经过抛光，但没有镀膜。

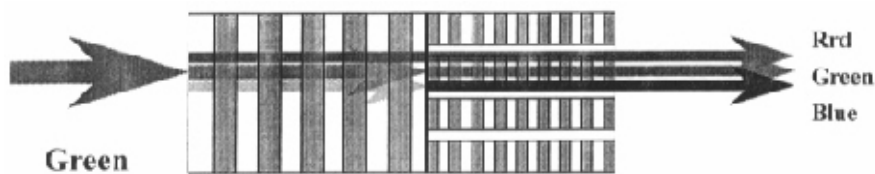


图 4-2 串连周期超晶格的设计结构图

我们利用如图 4-3 所示的设备测量了样品的输出特性。532nm 的泵浦绿光是一台 ps-Nd:YAG 激光器(PY61-10, Continuum, Santa Clara, California)的倍频输出，它的脉宽是 43ps，重复频率是 10Hz，偏振方向沿晶体的 z 轴，传播方向沿晶体的 x 轴。一个焦距为 400mm 的透镜把泵浦光耦合到样品中，束腰半径大约在 $0.1\ \text{mm}$ 。在输出端用三棱镜把各种颜色的光分开。

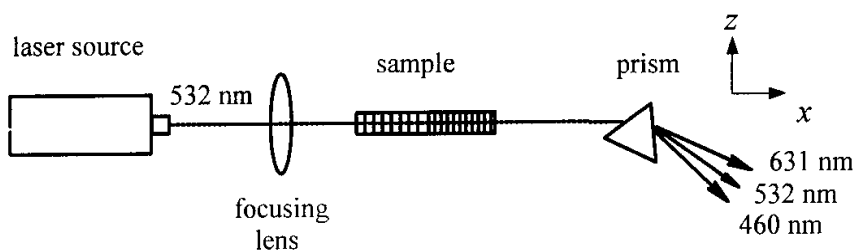


图 4-3 实验设备简图

红光和蓝光的光谱用光谱仪(SpectraPro[®]-750, ACTON, MA)测量。图 4-4 就是测量结果。(a)图中红光的峰值在 $631.0\ \text{nm}$ ，半宽度为 $1.2\ \text{nm}$ ，宽的线宽说明了红光具有荧光特性。(b)图中，蓝光的峰值座落在 $459.8\ \text{nm}$ ，半宽度为 $0.2\ \text{nm}$ ，

这说明和频过程只利用了另一支参量光的一小部分，这导致和频蓝光的效率远小于参量红光的效率。

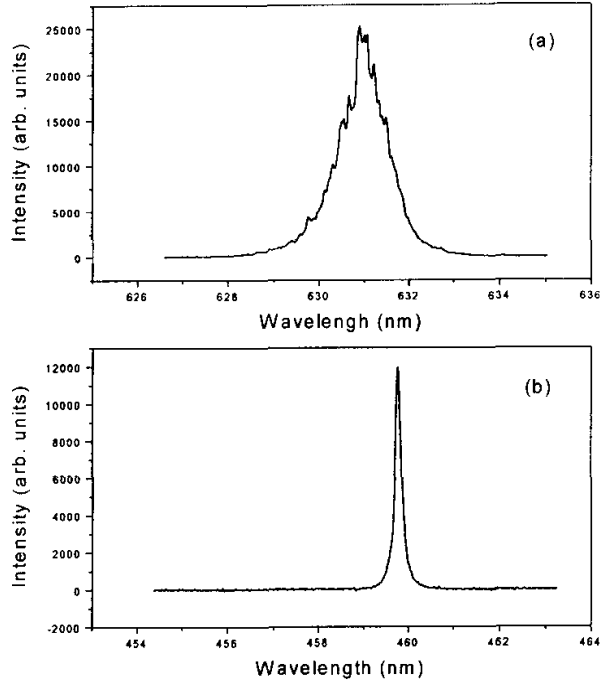


图 4-4 同时产生的红光和蓝光的光谱

在位相匹配和小信号近似下，单程参量过程中存在如下关系⁽⁸⁾

$$G(L) = \{E_s(L)/E_s(0)\}^2 - 1 \sim \frac{2\omega_s\omega_p d_Q I_p L^2}{n_p n_i n_s \epsilon_0 c^3} \quad (4.4)$$

其中 I_p 泵浦光的能量密度， L 是第一块超晶格的作用长度， n_p 、 n_i 和 n_s 分别是晶体在泵浦光、闲置光和信号光波长的折射率， ϵ_0 和 c 分别是介电常数和真空中的光速， ω_s 和 ω_p 是信号光和泵浦光的频率， $d_Q = 2d_{33}/\pi$ 是准位相匹配超晶格材料的一阶有效非线性系数。Harris指出，在小信号近似下参量增益同倍频的效率是相等的⁽⁹⁾。由于我们应用的是LT晶体非线性系数中最大的 d_{33} 分量，因而可以预见采用超晶格能够获得更低的参量阈值。在我们的实验条件下，只要泵浦平均功率高于0.08mW就能观察到明亮的红光。

我们还测量了红光和蓝光随泵浦平均功率的变化曲线，如图4-5所示。红光和蓝光的输出功率均随泵浦光功率的增加而逐渐提高。红光的变化曲线在低泵浦

功率条件下(平均泵浦功率<0.8mW),基本满足(4.4)式,高泵浦功率条件下(平均泵浦功率>0.8mW)的曲线就开始逐渐偏移,这说明小信号近似已经不在适用。当泵浦平均功率为1.2mW时,输出的红光和蓝光可分别达到0.38mW和55.6 μ W,这时的转换效率分别是31.7%和4.6%。

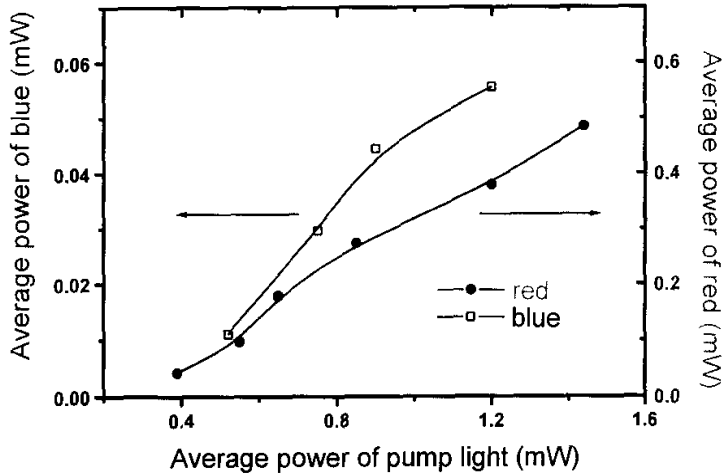


图4-5 红光和蓝光随泵浦光平均功率的变化曲线

尽管蓝光的转换效率比红光低了一个数量级,但这已经说明这种方案产生三基色是可行的。当然,为了提高各种光的转换效率,实现真正的三色激光输出,就要将晶体放入激光腔内,利用现代激光技术,调整各色光的能量分配并进一步压缩线宽⁽¹⁰⁾。

上面的两块串连结构的超晶格完全可以用一块来代替,这种替代不仅可以提高转换效率,而且可简化光路,提高光束质量。双周期超晶格就具有这种功能。

根据(4.1)~(4.3)式和(3.3)式,我们可推导出双周期结构中存在如下关系

$$\begin{cases} k_p - k_s - k_i - \left(\frac{2\pi m}{l} + \frac{2\pi n}{L} \right) = 0 \\ \omega_p = \omega_s + \omega_i \\ k_a - k_i - k_p - \left(\frac{2\pi m'}{l} + \frac{2\pi n'}{L} \right) = 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

如果红、绿、蓝三色的频率和上面的完全相同,选择匹配温度为 150℃,

$m=-n=1$, $m'=n'=1$ 。则 LT 双周期超晶格的两个主要参数分别为 $l=9.87\mu\text{m}$, $L=67.15\mu\text{m}$ 。此时双周期结构的傅立叶谱如图 4-6 所示, 其中参与准位相匹配的两个倒格矢在图中作了标定。当然其他准周期结构同样可以完成这样的功能, 图 4-7 是在另外一种相同条件下实现三基色输出时 Fibonacci 准周期结构和双周期结构傅立叶谱的比较。

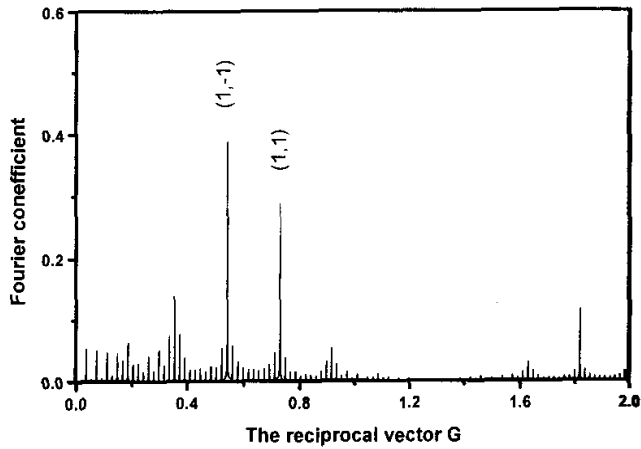


图 4-6 一种双周期结构的傅立叶谱 $l=9.87\mu\text{m}$, $L=67.15\mu\text{m}$

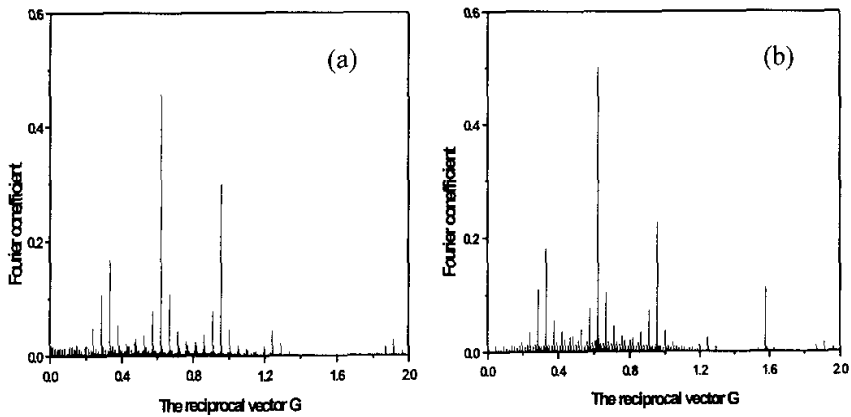


图 4-7 两种结构傅立叶谱的对比 (a) 双周期结构 $l=7.95\mu\text{m}$, $L=37.54\mu\text{m}$ 。两个倒格矢的高度分别为 0.46 和 0.30 (b) Fibonacci 准周期结构, $l_a=12.43\mu\text{m}$, $l_b=8.63\mu\text{m}$, $l=4.62\mu\text{m}$ 。两个倒格矢的高度分别为 0.48 和 0.25。

4.2 双周期结构在高次谐波产生中的应用

大家知道一般的周期超晶格是不能实现高效三倍频的，但在某些特殊情况下，当倍频和和频的波矢失配相等时，周期结构就能够实现三倍频功能⁽¹¹⁾。我们利用类似的方法，选择合适的温度和波长，利用双周期结构还可以实现倍频、三倍频和四倍频的同时输出。这时需要补偿的位相失配有

$$\begin{cases} \Delta k_1 = k_2 - 2k_1 \\ \Delta k_2 = k_3 - k_2 - k_1 \\ \Delta k_3 = k_4 - 2k_2 \\ \Delta k_4 = k_4 - k_3 - k_1 \end{cases} \quad (4.6)$$

如果选用LT晶体，匹配温度为200℃，则上面的四个位相失配的大小同基本波长之间的关系如图4-8所示。

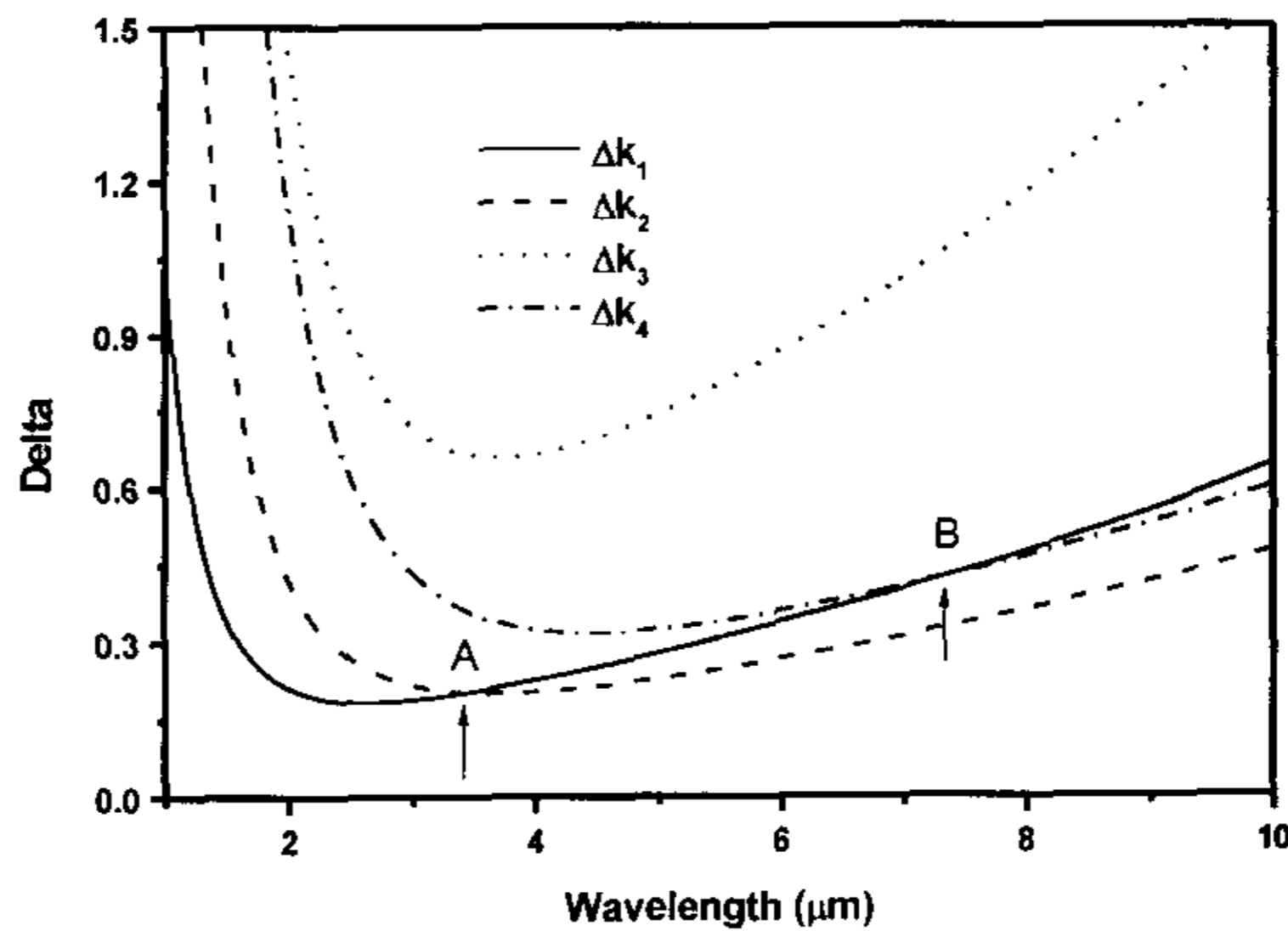


图4-8 波矢失配随基波波长的变化曲线

在A, B两点 Δk_1 分别与 Δk_2 和 Δk_4 相交，这说明在这两个点只要超晶格能够同时提供两个倒格矢就可以得到四波的同时输出。下面我们以前点为例说明这种能够实现四波同时输出的双周期超晶格设计。

A处基波的波长为3.44 μm ，若令 $\Delta k_1 = \Delta k_2 = G_{1,1}$ ， $\Delta k_4 = G_{1,1}$ ，双周期超晶格的结构参数 $l = 22.24\mu\text{m}$ ， $L = 79.77\mu\text{m}$ 。它的傅立叶谱和其中四波的转换关系分别如

图4-9(a)和图4-9(b)所示，两个参加位相匹配的倒格矢在(a)中作了标定。B点的情况基本与此类似，我们不多作说明。

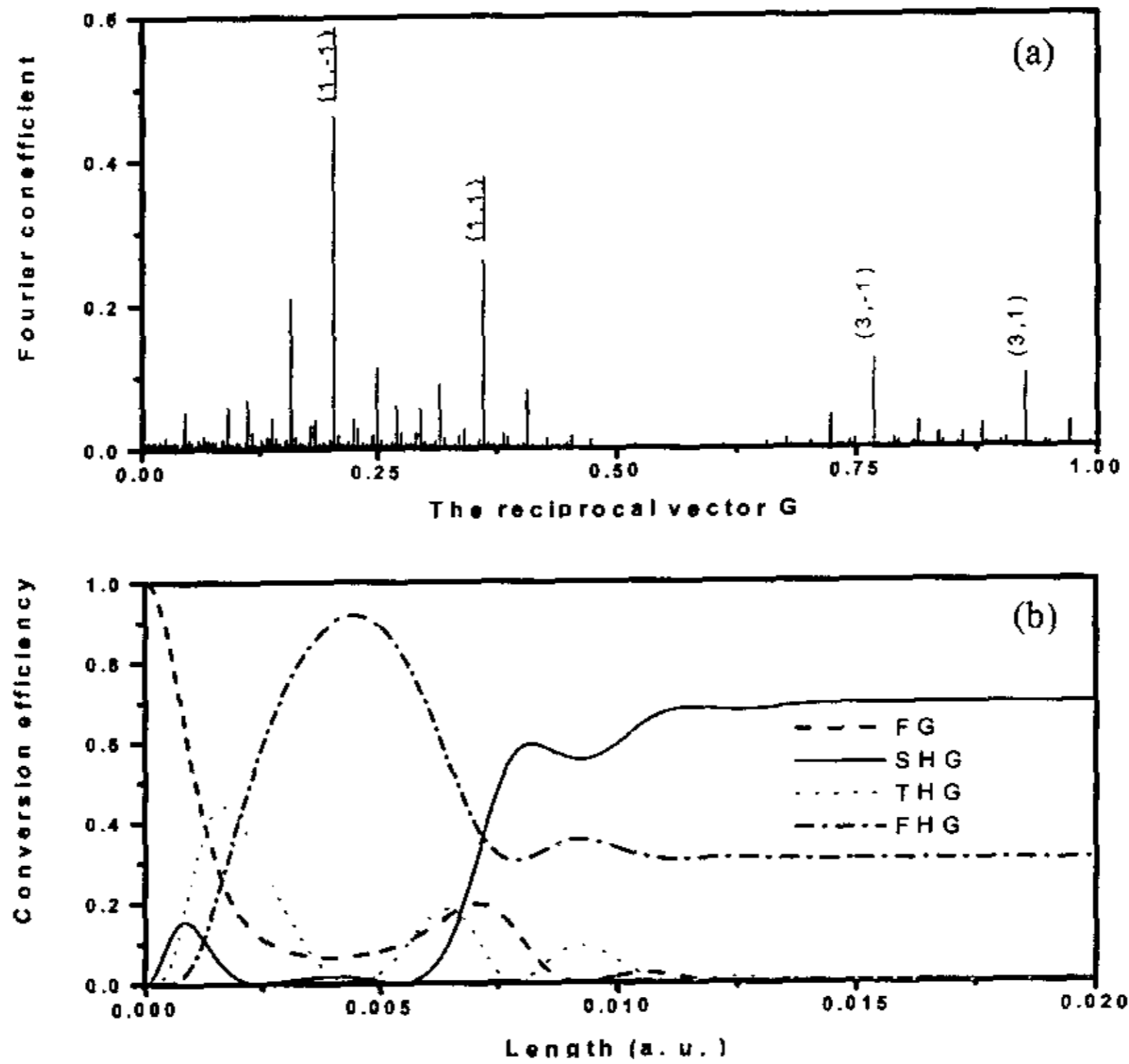


图4-9 $l=22.24\mu\text{m}$, $L=79.77\mu\text{m}$ 的双周期超晶格的傅立叶谱和四波转换关系

这种结构的四波转换关系中有一个比较有趣的问题就是最后四种波长的输出能量是固定的。若令 $\Delta k_1 = \Delta k_2 = G_{1,-1}$, $\Delta k_3 = G_{3,-1}$, 双周期超晶格的结构参数 $l=27.15\mu\text{m}$, $L=226.30\mu\text{m}$ 。此时，它的傅立叶谱和其中四波的转换关系分别如图4-10(a)和图4-10(b)所示，两个参加位相匹配的倒格矢在(a)中也作了标定。在这个结构中四倍频的转换效率比较低，而基波同其他谐波基本上是周期振荡的，但随着入射基波功率密度和参加作用的超晶格长度的增加，基波和各次谐波最终也会趋于某一稳定的转换效率，整体的趋势和图4-9一样。这样的结论完全可以通过非线性四波耦合方程中获得，只要把式中的晶体长度趋向于无穷大就可以了。

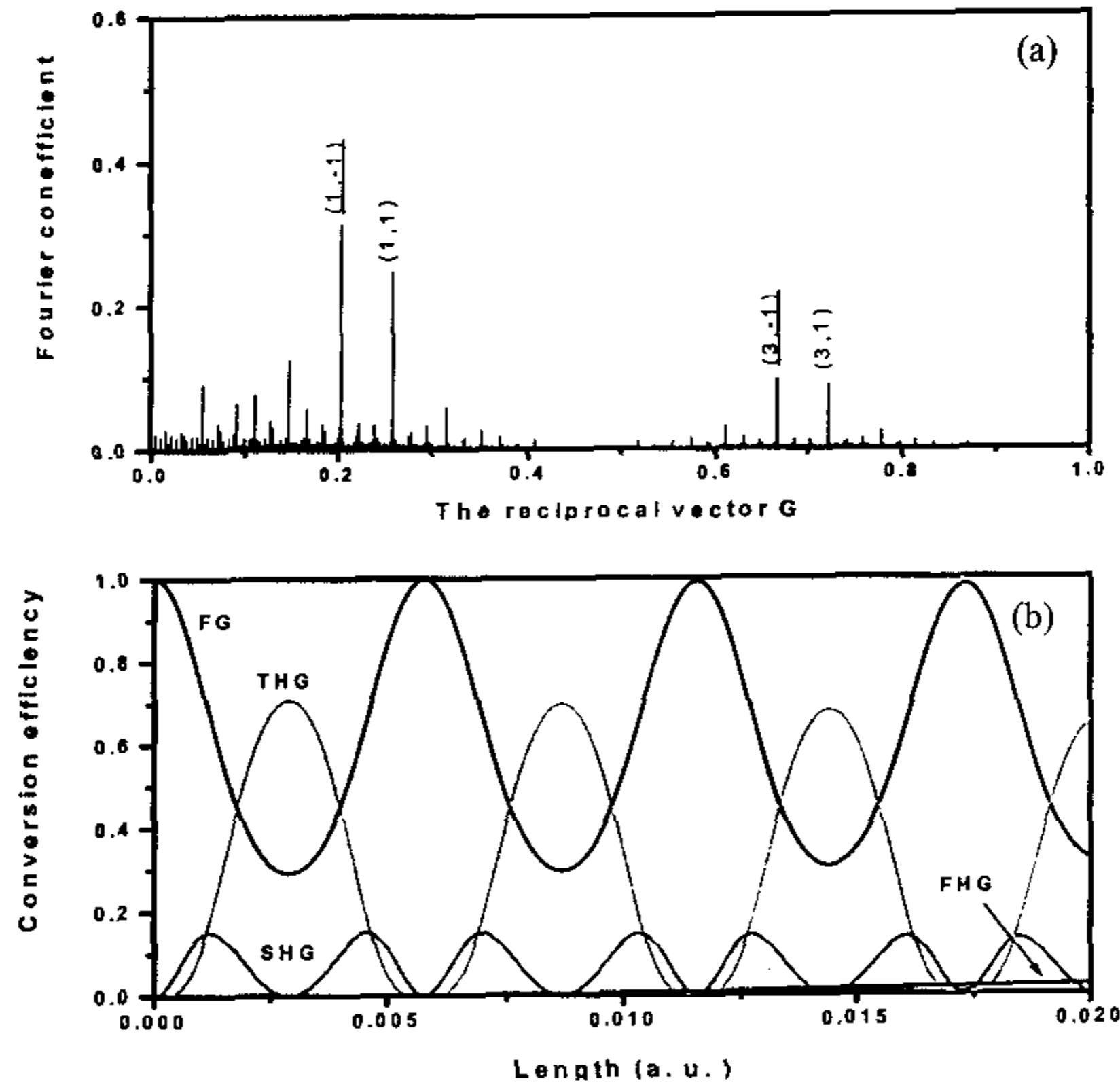


图4-10 $l=27.15\mu\text{m}$, $L=226.30\mu\text{m}$ 的双周期超晶格的傅立叶谱和四波转换关系

在图4-8中，并非只有A和B两点可以实现四波的同时输出，只要其中的四个波矢失配的值有两个的比值为 n ($n=1, 3, 5\cdots$)即可，A、B实际上是 $n=1$ 的特殊情况。当然 n 取值越大，实现四波近等量输出的难度也就越大。根据图4-8，在基波波长为 $3.85\mu\text{m}$ 时，有 $\Delta k_3/\Delta k_1=3$ ；在基波波长为 $1.64\mu\text{m}$ 时，有 $\Delta k_4/\Delta k_2=3$ ；在基波波长为 $2.64\mu\text{m}$ 时，有 $\Delta k_4/\Delta k_1=3$ ；在基波波长为 $2.07\mu\text{m}$ 时，有 $\Delta k_4/\Delta k_1=5$ ；在基波波长为 $1.36\mu\text{m}$ 时，有 $\Delta k_2/\Delta k_1=3$ ，所以在这些波长下，经过合适的超晶格设计都能实现四波的同时输出。

按照上面的方法，同样可以做到 2ω 、 3ω 、 5ω ； 2ω 、 3ω 、 6ω ； 2ω 、 4ω 、 6ω 以及其他耦合参量的同时输出。当然如果再调节匹配温度，和超晶格结构的占空比会出现更丰富的谐波输出。

参 考 文 献

1. Y, Konno S, Kojima T, et al., *IEEE J Quantum Electron.* **35**, 1737 (1999).
2. S.N.Zhu, Y.Y.Zhu, and N.B.Ming, *Science.* **278**, 843 (1997).
3. S.N.Zhu, Y.Y.Zhu, Y.Q.Qin, H.G.Wang, C.Z.Ge and N.B.Ming, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2752 (1997).
4. Wang CQ, Chow YT, Gambling WA, et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1821 (1999).
5. Jaque D, Capmany J, Sole JG, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 325 (1999).
6. J. P. Meyn and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **22**, 1214 (1997).
7. S.N.Zhu, Y.Y.Zhu, Z.Y.Zhang, H.Shu, H.F.Wang, J.F.Hong, C.Z.Ge, and N.B.Ming, *J. Appl. Phys.* **77**, 5481 (1995).
8. L.E.Myers, R.C.Eckardt, M.M.Fejer, R.L.Byer, W.R.Bosenberg and J.W.Pierce, *J. Opt. Soc. Am.* **12**, 2102 (1995).
9. S.E.Harris, *Proc. IEEE* **57**, 2096 (1969).
10. Xu Z Y, Kong Y F, Zhou Y, Deng D Q, Zhu X A and Wu L Z *Chin. Phys. Lett.* **15**, 112 (1998).
11. O. Pfister, J. S. Wells, L. Hollberg, L. Zink, D. A. Van Baak, M. D. Levenson, and W. R. Bosenberg, *Opt. Lett.* **22**, 1211 (1997).

第五章 介电超晶格中孤子的产生

孤子已经在物理学界的各个领域内得到了广泛的研究。在光学方面，当一个光学波包在非线性介质中传播时能保持其形状不变就构成了光孤子，通常分为时间孤子和空间孤子。本章主要介绍了双周期介电超晶格中空间孤子的形成极其特点。

5.1 非线性介质中的空间光孤子

当一非常细的光束在介质中传播时，若它不影响介质的特性，光束将随着传播距离的增加在衍射作用下自然的展宽。初始的光束越细，它弥散的也就越快。在非线性介质里，光场的存在可以对介质的特性(折射率，吸收率，频率)进行某种调节。折射率的改变是和光束的能量分布密切相关的，如果光束中间的折射率因此变大，就会导致自聚焦现象(图 5.1A)。当这种自聚焦恰好和衍射所造成的弥散(图 5.1B)相平衡时，光束将自陷在一非常小的范围之内(图 5.1C)，我们称之为光学空间孤子⁽¹⁾。

最早的空间孤子是 60 年代初期在非线性 Kerr 介质中提出的⁽²⁾。Kerr 非线性特征是局域的折射率是随光强变化的， $\Delta n = n_2 I$ ，其中的 I 是光的局域密度， n_2 是实的常数。几乎所有的介质都在远离其共振频率的波段表现出 Kerr 效应，Kerr 系数一般都比较低，为 10^{-4} 或者更小。由于只有在平面系统内才能形成稳定的孤子，所以直到 80 年代中期，人们才首次观测到这种孤子⁽³⁾。

另外一种空间孤子是 90 年代在光折变材料中发现的⁽⁴⁾，称之为光折变孤子，它在波导和体块介质中都是稳定的。通过光折变介质中的散射中心，人们可以清楚的观察到光束在其中的传播图象(图 5.2)。

第三类相干光空间孤子可以在两阶非线性材料中产生，早在 1976 年 Karamzin 就给出了其理论预言⁽⁵⁾，1995 年 William 报道了他们在 KTP 晶体中通过多波能量转换实验获得两维空间孤子的结果⁽⁶⁾。在倍频的位相匹配过程中，要得到高效的转换效率就必须满足波矢守恒条件，而折射率在不同频率的色散会导致基波和倍频波之间的走离，也就降低了转换效率；在另一方面，波束同

样会发生空间的衍射。如果在很强的非线性耦合情况下，在位相匹配点附近，这两个方面能够相互补偿，就可以构成孤子。但是，由于在他们实验中较低的非线性级联效应，要求有非常高的入射功率密度。

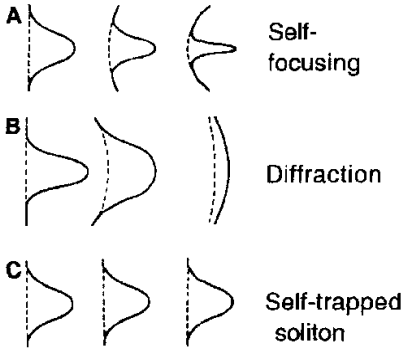


图 5.1 空间光束形貌(实线)和波前(虚线)

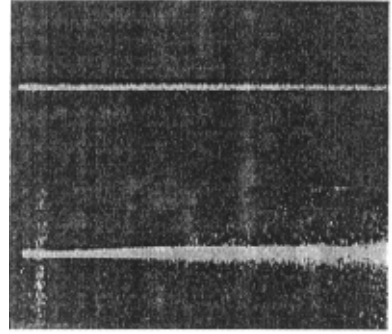


图 5.2 光折变孤子同自然衍射的对比

位相匹配所导致的自陷是多波能量快速相互转换的结果。在慢近似情况下可由下面的非线性方程描述

$$\begin{cases} i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{r}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + A_1^* A_2 e^{-i\beta z} = 0 \\ i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + A_1^2 e^{i\beta z} = 0 \end{cases} \quad (5.1)$$

其中的 A_1 和 A_2 分别是基波和二倍频的振幅。对空间孤子 $r = -1$, $\alpha = -0.5$ 。参数 $\beta = \Delta k_e k_\omega \eta^2$, Δk_e 是波矢失配, k_ω 是基波波矢, η 是入射光束的宽度。我们选择 $\eta = 1$, 对(5.1)式进行数值计算, 部分结果如下。

当 $\beta = 80$ 时, 由小到大改变入射功率密度, 基波和二次谐波的能量转换如图 5.3 所示。(a)(b)是弱入射的情况, $A_1 = 0.4$, 由于此时倍频的转换效率比较低, 非线性的级联效应并不能和衍射效应相平衡, 所以光束是弥散的。同时, 位相失配的存在使得倍频峰值是周期振荡的。当入射能量密度高到一定的程度, 使得非线性级联效应和衍射效应平衡时就会形成孤子 (图 5.3c, 图 5.3d, $A_1 = 40$)。基波和倍频波都局限在很窄的空间内, 按固定的强度和波形传播。

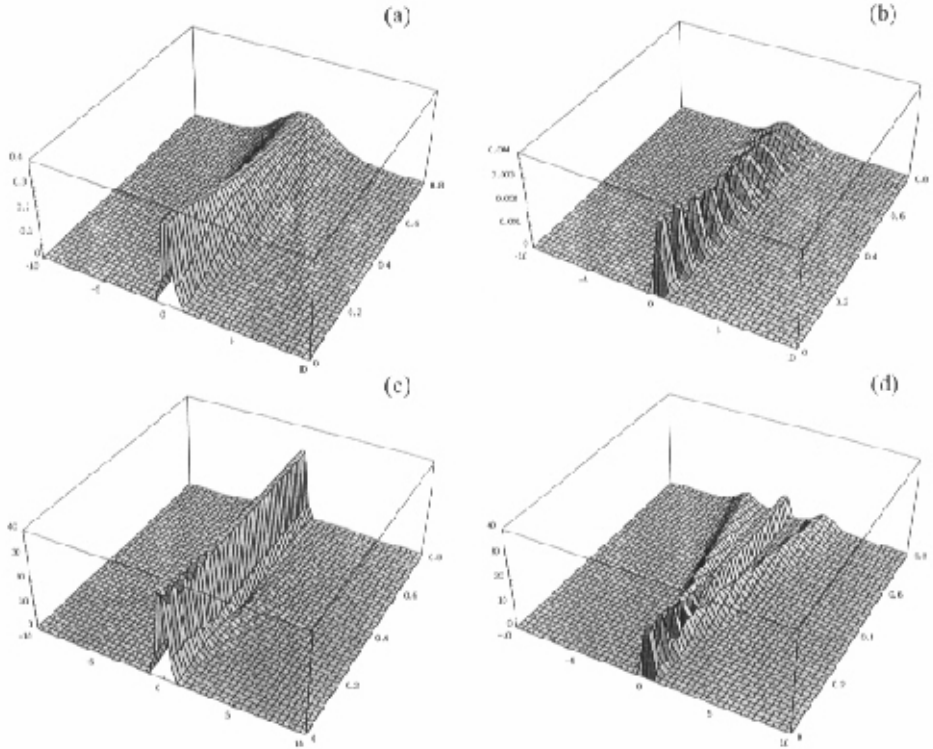


图 5.3 (a) 弱入射基波的衍射 $\beta=80$, $A_1=0.4$ (c) 高能量的入射基波形成孤子 $\beta=80$, $A_1=40$ (b), (d) 是相应的倍频分量

如果保持 $A_1=40$, 让 $\beta=8$, 那么基波和倍频形成的孤子如图 5.4(a)(b) 所示。图 5.3(c)(d) 和图 5.4(a)(b) 中基波孤子和倍频孤子的峰值功率之比分别为 8:3 和 7:5, 这说明最终基波和倍频能量的分配可以通过它们之间的位相失配来调节。如果让 $A_1=40$, $\beta=-8$, 那么图 5.4(a)(b) 的图形就变成了图 5.4(c)(d) 的样子, 把它们进行比较得知, 当选择正位相失配时, 光束是逐渐变细直到形成孤子的, 而负的位相失配先会引起光束变粗, 然后再逐渐变细。这些结果和文献 6 中的结论吻合的很好。

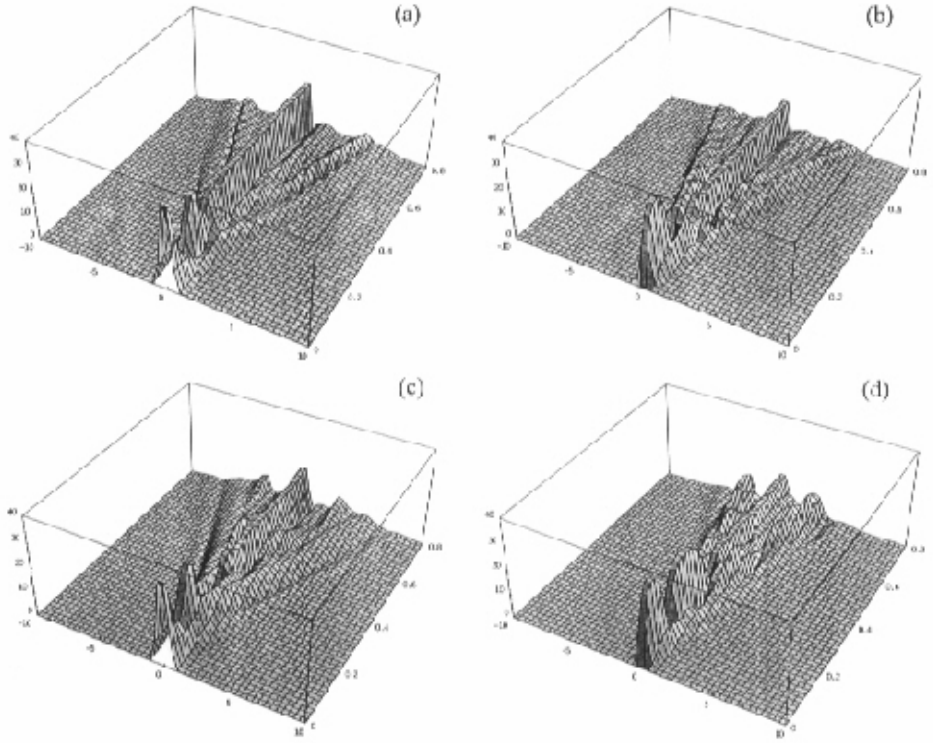


图 5.4 (a) $A_1=40$, $\beta=8$ 时的基波孤子 (c) $A_1=40$, $\beta=-8$ 时的基波孤子
(b), (d) 相应的倍频孤子

5.2 双周期超晶格中的光孤子

随着准位相匹配技术的发展⁽⁷⁾, 人们希望把 William 的方法应用到准位相匹配材料当中, 来降低实现孤子的入射功率密度。很多理论和实验上的工作已被相继报道。研究的准位相匹配超晶格不仅包括周期结构^(8,9), 还包括准周期结构⁽¹⁰⁾。在本小节中我们将介绍在双周期超晶格中光孤子的产生极其特点。

在准位相匹配下, (5.1)式可写成如下形式

$$\begin{cases} i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{r}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + d(z) A_1^* A_2 e^{-i\beta z} = 0 \\ i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + d(z) A_1^2 e^{i\beta z} = 0 \end{cases} \quad (5.2)$$

参数 $\beta = \Delta k k_0 \eta^2$ 中的 Δk 可以通过准位相匹配来满足。空间调制的 $\chi^{(2)}$ 用准位相栅函数 $d(z)$ 表示。如果 $d(z)$ 是一个准周期的序列，那么可以形成所谓的准周期孤子⁽¹⁰⁾。下面我们来看看 $d(z)$ 是双周期的情况。

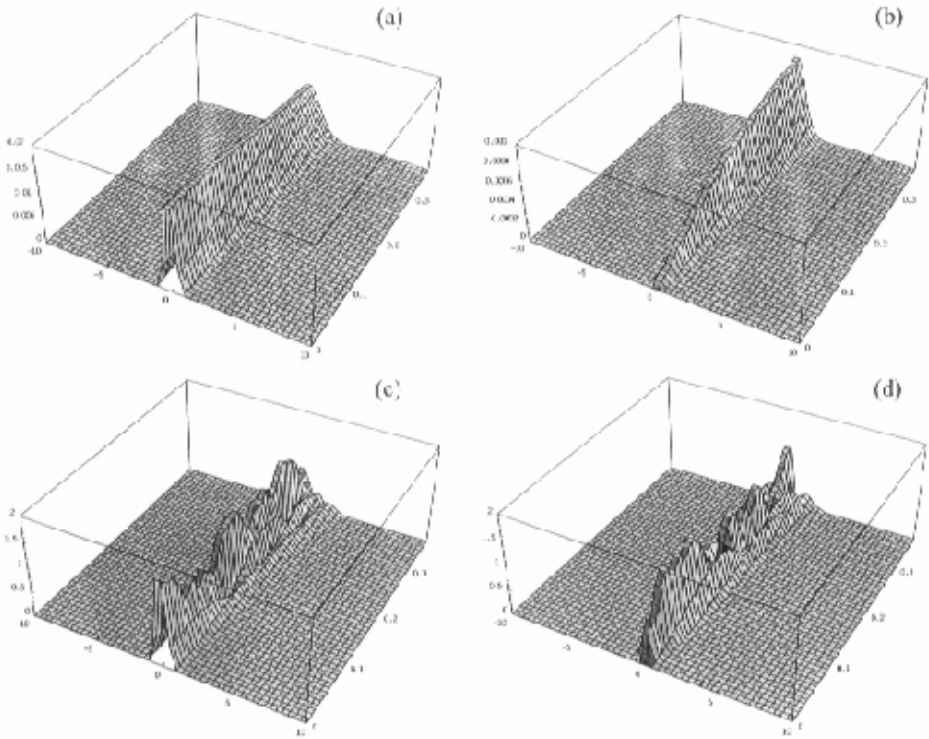
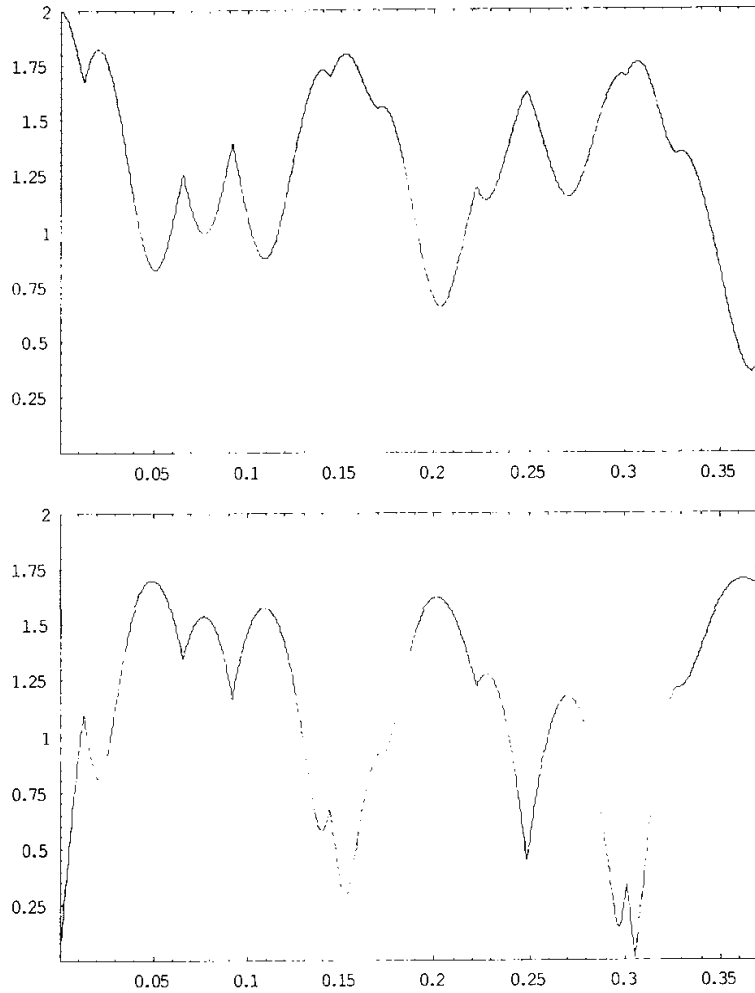


图 5.5 (a) 弱入射时的基波弥散 (c) 强入射时形成双周期孤子

(b), (d) 相应的倍频分量

在弱入射情况下，基波和倍频同样是弥散的(图 5.5a,b)，当入射强度到一定程度产生孤子(图 5.5c,d)。在双周期结构中形成的孤子明显的带有了双周期的结构特性。图 5.5 中的双周期的结构参数满足 $L/l=3$ ，所以在形成孤子时，基波和倍频峰值功率的振荡中也包含了这种双周期的特点。图 5.6 是在这种双周期结构中形成孤子时基波和倍频峰值功率的变化曲线。


 图 5.6 $L/l=3/1$ 时双周期结构中基波和倍频孤子峰值的变化曲线

由于在准位相匹配中可以在一块晶体中实现高效的三倍频，所以在这样的超晶格中也可以产生三倍频孤子，图 5.7 是我们模拟的三倍频孤子。和前面的情况一样，要形成孤子必须满足一定的基波功率密度。在这个过程中有三个重要的参量，一是入射光的振幅 A_1 ，二是和入射光脉宽平方和倍频波矢失配成正比的参数 β_1 ，三是和入射光脉宽平方和和频波矢失配成正比的参数 β_2 。通过对这三个参数的调节可以实现各种形态各异的基波、倍频、和三倍频孤子。

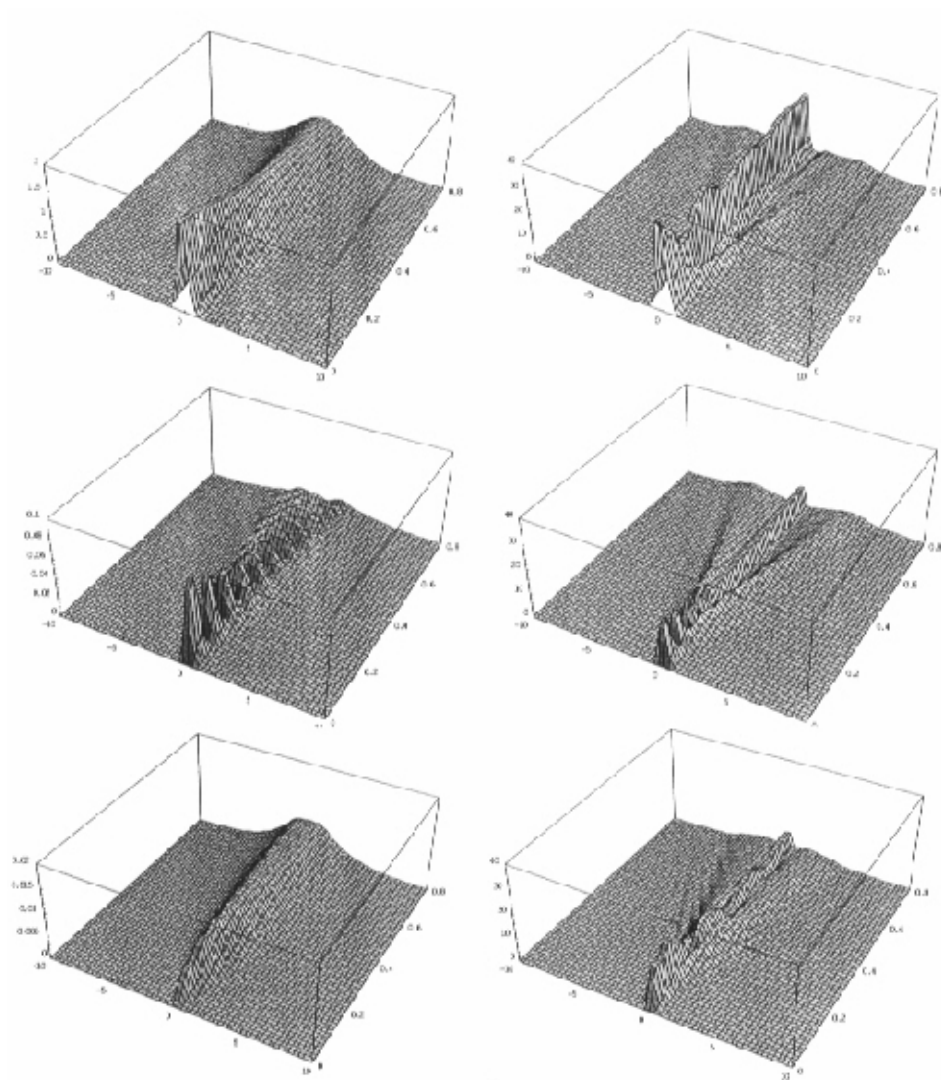


图 5.7 左边三个图分别是低入射情况下($A_1=2$)的三波能量分布, 此时还不能形成孤子;
 右边三图是 $A_1=40$ 时形成孤子的形态。 $\beta_1=-\beta_2=80$ 。

参 考 文 献

1. George I. Stegeman, and Mordechai Segev, *Science*. **286**, 1518 (1999).
2. G. A. askar'ya, *Sov. Phys. JETP* **15**,1088 (1962).
3. A. Barthelemy, S. Maneuf, C. Froehly, *Opt. Commun.* **55**, 201 (1985).
4. Galen C. Duree, Jr., John L. Shultz, Gregory J. Salamo, Mordechai Segev, Amnon Yariv, Bruno Crosignani, Paolo Di Porto, Edward J. Sharp, and Ratnakar R. Neurgaonkar, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 533 (1993).
5. Y. N. Karamzin and A. P. Sukhorukov, *JETP Lett.* **41**, 414 (1976).
6. Willian E. Torruellas, Zuo Wang, David J. Hagan, Eric W. VanStryland, George I. Stegeman, Lluís Torner, and curtis R.Menyuk, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5036 (1995).
7. M. M. Fejer, G. A. Magel, K. H. Jundt, and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).
8. Carl Balslev Clausen, Ole Bang, and Yuri S.Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4749 (1997).
9. B.Bourliaguet, B. Couderc, G. W. Ross, P. G. R. Simith, D. C. Hanna, and C. De Angelis, *Opt. Lett.* **24**, 1410 (1999).
10. Carl Balslev Clausen, Yuri S. Kivshar, Ole Bang, and Peter L. Christiansen, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4740 (1999).

第六章 结 论

本论文从超晶格的制备入手，分层次的对双周期超晶格中的两阶非线性光学效应作了比较细致的研究，其中包括 LT 晶体的室温极化技术；双周期的结构特点；双周期超晶格中三倍频的产生；紫外-绿双色激光器；双周期超晶格应用于三基色激光器以及高次倍频的结构设计；双周期结构中产生的孤子；三维超晶格制备方法的探索等方面。通过对上述问题的研究得到如下的结论：

1. 室温脉冲极化技术仍然是制备体块 LN、LT 等介电体超晶格的最有价值的技术。均匀的超晶格常常是通过脉冲电源输出电压波形的调制制备出来的。
2. 双周期结构能够同时提供两个倒格矢参与波矢匹配，因此可以实现对任意波长的三倍频，以及其他耦合参量的有效输出。利用这种双周期超晶格作为主要变频器件的紫外-绿双色激光器的输出指标已经接近实用的水平。
3. 利用光学超晶格实现三基色激光输出的设计方案是切实可行的，这样的超晶格可以是周期的、准周期的也可以是双周期的。
4. 通过对匹配温度和超晶格结构参数的调节可以获得多个谐波的同时输出，但基波的波长必须满足一定的条件。
5. 利用不同的超晶格结构设计可以在二阶非线性晶体中产生空间光孤子，孤子峰值的演化规律同超晶格结构密切相关。

致 谢

在本论文结束之际，谨向所有关心和帮助过我的人表示最诚挚的感谢。

首先要衷心的感谢我的导师祝世宁教授几年来的具体指导，是他将我带入了这一科研领域，他广博的学识，严谨求实的科研作风将使学生终身受益。同时祝教授为人宽厚和善，平易近人，对学生工作和生活上的关怀无微不至，使学生深深体会到了浓厚的师生情谊。

同时要衷心的感谢朱永元教授，他深厚的理论功底、敏锐的洞察力和踏实的工作态度让人深感钦佩。

我还要衷心的感谢王慧田教授和山东师范大学何京良教授在非线性光学与激光技术方面的热情指导，感谢周进教授多年来对我的关心和帮助，感谢高文琦、丁建平、王振林、吴军、吕鹏、郑磊、陈坤基等老师各方面的帮助，感谢系行政焦洪震、孙英老师的关怀和帮助。

非常感谢本实验室的刘辉、张超、陈延彬、魏洪、奚元新、罗国珍、杜燕、张学进、王飞等学友在工作上的亲密合作和在生活上的相互关心，我们之间关系融洽，相处非常愉快，另外也十分感谢光学实验室的廖军、袁慧、梁佩莹在科研生活等各方面的关心和帮助，同时也祝他们学业有成、前程似锦、生活幸福美满。

最后，我要衷心的感谢父母和弟弟，我现在的一切是和他们多年来对我的支持和鼓励分不开的。

本工作得到国家基础重大项目“973”、国家高科技发展项目“863”和国家自然科学基金的资助。

攻读硕士学位期间完成的论文和专利目录

一、已完成的论文

1. **Z.W.Liu**, Y.Q.Qin, Y.Y.Zhu, H.T.Wang, C.Zhang, S.N.Zhu, and N.B.Ming, "Ultraviolet generation in a dual-periodic domain inverted structure in LiTaO₃ crystal by frequency tripling a 1.064 μm laser", accepted by *Ferroelectrics*.
2. **Z.W.Liu**, G.Z.Luo, Y.Y.Zhu, S.N.Zhu, H.Liu, H.T.Wang, N.B.Ming, X.Y.Liang and Z.Y.Xu, "Red and blue light generating from two serial optical superlattices in LiTaO₃ crystal", *Chin. Phys. Lett.* Vol. 18, 539 (2001).
3. **Z.W.Liu**, S.N.Zhu, Y.Y.Zhu, H.Liu, Y.Q.Lu, H.T.Wang, N.B.Ming, X,Y.Liang, and Z.Y.Xu, "A scheme to realize three-fundamental-colors laser based on quasi-phase matching", accepted by *Solid State Communication*.
4. **Z.W.Liu**, S.N.Zhu, Y.Y.Zhu, Y.Q.Qin, J.L.He, C.Zhang, H.T.Wang, N.B.Ming, X.Y.Liang, and Z.Y.Xu, "Quasi-cw ultraviolet generation in a dual-periodic LiTaO₃ crystal by frequency tripling", accepted by *Jap. J. Appl. Phys.*
5. **Z.W.Liu**, S.N.Zhu, Y.Y.Zhu, Y.Q.Qin, J.L.He, C.Zhang, H.T.Wang, and N.B.Ming, "Engineering of dual-periodic domain inverted structure used in coupling optical parametric interaction", submitted to *J. Opt. Soc. Am. B*.
6. S.N.Zhu, **Z.W.Liu**, W.W.Cao, "Imaging of ferroelectric domains by environmental scanning electron microscopy", *Physics*. Vol.28, 12, (1999) 705-707 (in Chinese)
7. G.Z.Luo, S.N.Zhu, J.L.He, Y.Y.Zhu, H.T.Wang, **Z.W.Liu**, C.Zhang, and N.B.Ming, "Simultaneously efficient blue and red light generation in a periodically poled LiTaO₃", *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1006 (2001).

二、已申请的专利

专利名称：双周期超晶格在激光变频中的应用

申请号：0019006.7