

动力学效应的变化。光子晶体中光子能隙的存在表明了真空场的改变,即光子的某些传播模式被禁戒了。对于自由空间,某一能级上的原子能向空间任意模式,在符合能量-动量守恒的条件下辐射能量。什么时候发射以及向哪个具体的模式发射是完全无规的,其统计结果就得到原子的自发辐射速率(或能级寿命)。而当处于光子晶体中的原子的自发辐射频率刚好落在光子能隙处,这种辐射完全被禁戒;当落在不完全能隙时,辐射速率就会发生变化。目前,实验上还未找到真正在可见光波段具有能隙的光子晶体,所以也未观察到完全禁戒的自发辐射。有人曾试图把聚苯乙烯小球在水中排成有序结构,测量溶于水中的 kiton red 染料分子在这种结构中的自发辐射速率的变化<sup>[14]</sup>。虽然观察到自发辐射速率的改变,但进一步的实验发现,这种变化主要来源于电和化学的效应<sup>[15]</sup>。也可以说,只有构造出有能隙的光子晶体,才能出现由量子电动力学效应导致的自发辐射速率的改变。

光子晶体的可能的应用远不至上面三项,尤其在制作光子器件方面有极大的潜力。目前国际上一些著名实验室和大学,一批具有光物理、固体物理及激光背景的科学家已投入到有

关的研究及发展中去。可以预料,在未来的几年内,无论在光子晶体的制作还是在它的应用上都会有重要的进展。

- [1] S. John, *Commens Cond. Mat. Phys.*, **14-4** (1988),193.
- [2] E. Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10-2**(1992), 283.
- [3] K. M. Ho, C. T. Chen and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.*, **65-25**(1990), 3125.
- [4] W. M. Robertson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68-13**(1992), 2023.
- [5] E. Yablonovitch and T.J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.*, **63-18**(1992), 1950.
- [6] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.*, **67-17**(1992), 2295.
- [7] A. Scherer et al., *J. Vac. Sci. Technol.* **B8-1** (1990), 28.
- [8] M. M. Burns et al., *Science*, **249**(1990), 749.
- [9] Von Werner Luck et al., *Die Naturwissenschaften*, **14**(1963),37.
- [10] M. Grätzel, Photoinduced Electron Transfer Part: D, ed. M. A. Fox and M. Chanon, Elsevier Press, New York. (1988), 422.
- [11] D. Hcne, *J. de Phys.*, **46-C3**(1985), 21.
- [12] T. J. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68-16**(1992), 2555.
- [13] E. R. Brown et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **10-2** (1993),404.
- [14] J. Martorell and N. Lawandy, *Phys. Rev. Lett.*, **65-15**(1990), 1877.
- [15] B. Y. Tong et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B10-2**(1993), 356.

## 自 锁 模 激 光 器

白迎新 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

概述了自锁模激光器的新成就(包括我们自己的工作)。在实验上,自锁模钛宝石激光器可以输出 13fs 的短激光脉冲,这是直接从激光器中获得的最短脉冲;自锁模溴化亚铜激光器可以输出高稳定性的激光脉冲,从而彻底否定了自锁模没有实用价值的传统认识。在理论上,自克尔镜模型解释了自聚焦激光介质引起的锁模现象;增益凹陷模型解释了宽带激光介质自吸收引起的锁模现象和窄带激光介质增益谱线分裂引起的锁模现象。最后,对它们的输出稳定性作了分析。

**关键词** 超短脉冲,自锁模,斯塔克效应

### Abstract

In this paper, the progress in self-mode-locked lasers is briefly described. Experimental

物理

perimentally, 13fs pulses have been observed in a self-mode-locked Ti:sapphire laser; high stable pulses have been observed in a self-mode-locked CuBr laser. Theoretically, the self-kerr-mirror model can explain the self-mode-locking of a self-focusing laser medium; the dip small-signal-gain model can explain the self-absorption mode-locking in a broad band laser and the gain line splitting mode-locking in a narrow-band laser. Finally, their stability is discussed.

**Key words** ultrashort pulses, self-mode-locking, stark effect

自锁模激光器指的是那些除了激光介质之外没有其他功能(主动或被动)元件来产生短脉冲的锁模激光器。激光器的自锁模现象最早是在(He-Ne)激光器中观察到的<sup>[1]</sup>,后来又在红宝石、氙离子、钕玻璃、CO<sub>2</sub>及铜蒸汽等激光器中观察到。但是,由于它的输出不稳定,被认为是一种仅有理论研究意义,而无实用价值,在实验上应尽量避免的现象<sup>[2]</sup>。早期的自锁模分析是以兰姆理论为依据的。兰姆理论指出:当激光器各个模式锁定(如它们之间的相对相位为零)时,它就可以输出短脉冲,但是对如何使相位锁定,则没有作进一步回答。Fahlen<sup>[3]</sup>在纵向放电铜蒸汽激光器的研究中提出:引起自锁模的主要原因是激活区域的不均匀性,一旦激活区域变均匀,自锁模将消失。但是后来Kiegon和Kim<sup>[4]</sup>在横向放电的铜蒸汽激光器实验中同样看到了自锁模现象,从而否定了Fahlen的假说。自从观察到钛宝石激光器的自锁模现象以来,激光自锁模又重新变得引人注目<sup>[5]</sup>。利用腔内棱镜对补偿群速度色散后,钛宝石激光器可以输出自锁模飞秒脉冲,并且所得的脉冲几乎一天比一天短,目前最短可以达到13fs<sup>[6]</sup>,它是直接从激光器获得的最短脉冲。在其他固体激光器(如Nd:YLF激光器)中也看到了自锁模现象,在Cr:LiSrAlF<sub>6</sub>激光器中也得到了飞秒脉冲<sup>[7]</sup>。此外,气体激光器的自锁模也有所突破,在He-Ne激光器中,通过反馈(调节腔长)可以获得稳定的自锁模脉冲输出<sup>[8]</sup>;在CuBr激光器中<sup>[9]</sup>,只需在腔内加一个小孔(滤掉高阶横模)就可以获得高稳定性的自锁模脉冲输出。这证明了自锁模不是没有实用价值,而是很有应用前途的一种技术。在理论上,虽

然也取得了一些成就,但和实验相比则较慢,可以说真正的自锁模机理还没有搞清。目前大家比较接受的就是自克尔镜模型<sup>[10]</sup>。它是利用增益介质的自聚焦效应形成的透镜(克尔镜)和一个小孔(硬孔或软孔)构成与强度相关的透射来产生短脉冲的。自克尔镜模型勉强解释了固体激光自锁模,但对气体激光自锁模则一筹莫展,因为大多气体不属于自聚焦介质。我们建立了一套新的激光自锁模模型,它依赖于激光介质凹的增益(小信号增益)线型,因为这样的增益线型有可能使激光脉冲在放大的同时被压窄,故它有可能自锁。对于宽带激光器(如钛宝石激光器),它具有较宽的增益线型,凹陷的增益线型有可能是由激光光谱区域内自身非饱和吸收所致。对于窄带激光器(如CuBr激光器),凹的增益线型有可能是由激光能级的简并度分裂(斯塔克效应和塞曼效应)所致。有时兰姆凹陷或谱烧孔也会形成凹的增益线型,但它产生的自锁一般不稳定。

为了便于理解,我们从兰姆的锁模理论出发,首先讨论脉冲放大过程中增益介质引起的相位变化,然后分别讨论两种模型的锁模机制,最后给出一些改善稳定性的设想。

## 一、激光锁模的兰姆理论

图1给出了一般锁模激光器的示意图。其中 $a_1(\tau)$ ,  $a_2(\tau)$ ,  $a_3(\tau)$ 和 $a_4(\tau)$ 为不同瞬间、不同位置的脉冲信号, $\tau_0$ 为脉冲间隔, $a(\tau)$ 为输出信号。根据自洽理论分析,脉冲信号 $a_1(\tau)$ 经放大和调制后变为 $a_2(\tau)$ , $a_2(\tau)$ 经 $M_2$ 输出 $a(\tau)$ 后变为 $a_3(\tau)$ , $a_3(\tau)$ 放大和调制后变为

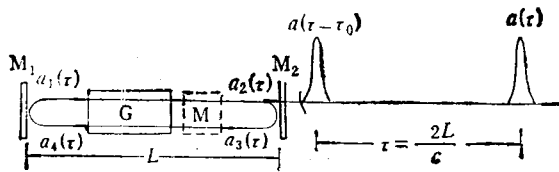


图1 锁模激光器示意图

$M_1$  为全反射镜;  $M_2$  为输出镜;  $L$  为腔长;  
 $G$  为增益介质;  $M$  为调制器

$a_4(\tau)$ ,  $a_4(\tau)$  经  $M_1$  全反射后就回到了脉冲的起始位置。如果在这一过程中,脉冲不仅回到了原来的位置,而且完全恢复到了原来的状态,只是存在一个时间上的延迟  $a_1(\tau - \tau_0)$  (其中  $\tau = 2L/c$  如果成立),激光器输出的下一个脉冲为  $a(\tau - \tau_0)$ ,这就是稳态锁模的情况。

上面我们在时域空间,根据自治理论对锁模作了分析。下面我们看它在频域空间又具有什么特点。为此,我们将周期为  $\tau_0$  的脉冲信号函数  $a(\tau) = a(\tau \pm m\tau_0)$  展成傅里叶级数 ( $m$  为正整数)

$$a(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \cos\left(2n\pi \frac{\tau}{\tau_0}\right) \\ = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \cos 2\pi\nu_n \tau.$$

由此可知第  $i$  个模的频率为  $\nu_i = ic/2L$ ,初相  $\Phi_{i0} = 0$ 。那么当  $\tau = 0$  时,相位  $\Phi_i = 0$ 。因为  $i$  是任意正整数,也就是说在输出镜上,所有的激光模式都具有相同的相位(相位锁定)时,激光器就会输出脉冲。我们假设反射镜( $M_1$  和  $M_2$ )不会引起相位的变化,引起相位变化的主要因素是增益介质和调制器。

## 二、脉冲的放大过程和主、被动锁模

### 1. 增益介质基质的影响

固体增益介质的基质一般都具有非线性和群速度色散。非线性引起的相移(取决于脉冲的强度)是中心大于两翼,通常为正的;群速度色散引起的相移(取决于脉冲包络的曲率)也是中心大于两翼,正负依赖于色散系数的正负。正物理

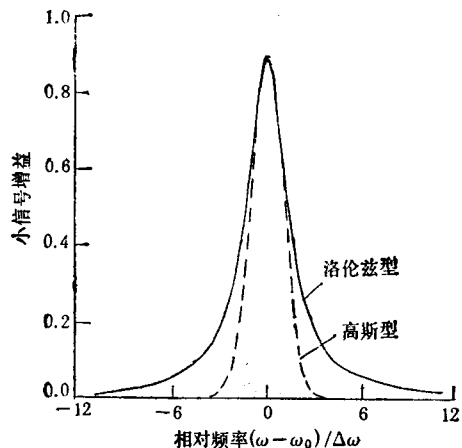


图2 激光介质的小信号增益(实线为洛伦兹线型,对应均匀加宽介质;虚线为高斯线型,对应非均匀加宽介质)

的色散系数引起的相移和非线性引起的相移同向,负的则反向。如果负的群速度色散引起的相移刚好能抵消非线性引起的相移,则可以锁模,但它对脉冲形状有特定的要求,一般为类孤子型。这样的脉冲幅度越大,宽度越小,也就是说,只有激光介质在对脉冲放大的同时将它压窄,才有可能锁模。

### 2. 增益介质对脉冲的放大

为了简单,我们将激光介质对脉冲的放大分为增益饱和放大和小信号增益放大。对于增益饱和放大,强度越大放大倍数就越小,则使脉冲展宽;对于小信号增益放大,它的增益线型通常表示为洛伦兹线型(均匀加宽介质)或高斯线型(非均匀加宽介质),如图2所示。无论那一种线型都是向上凸起的,它对脉冲谱中心的放大倍数大于对两翼的放大倍数,即谱压窄,则脉冲被展宽。总之,在一般情况下,增益介质对脉冲放大过程是一个对脉冲的放大和展宽的合过程。由前面分析可知,这样的过程是不能维持模式锁定的。也就是说,在通常的情况下,激光器是不能实现自锁模的。

### 3. 主动锁模和被动锁模

为了得到短脉冲,人们通过在激光器内加入不同的调制元件来保持脉冲的模式锁定,通常可分为主动锁模和被动锁模。主动锁模指的

是在激光腔内加入可以人为控制的元件,如声光调制器或电光调制器,来调节脉冲的损耗达到压窄脉冲的.从频谱的角度来看,就是让那些和中心模不同相的模衰减掉,而让相位相同的模留下来.主动锁模的优点是可以人为控制,输出脉冲形状也较好;缺点是受电子器件响应速度的限制,难以获得皮秒以下的短脉冲.最典型的被动锁模是饱和吸收体(通常为染料)锁模,它的作用正好与增益介质相反,饱和吸收和小信号吸收都是使脉冲压窄的.如果我们把吸收看作负的增益,净的小信号增益仍是展宽脉冲的(由于吸收的线宽大于增益线宽),净的饱和增益是压窄脉冲的(因为吸收的饱和光强小于增益的饱和光强).当脉冲在激光腔内运行一周后,两者达到平衡,则模式锁定.染料锁模的优点是响应速度快,可以获得皮秒或更短脉冲;缺点是稳定性差、易变质,一般仅可用几天.所以寻找好的染料和全固体化的锁模技术一直是人们追求的目标之一.近年来,后者有所突破,出现了附加脉冲模锁定(也叫耦合腔模锁定)<sup>[11]</sup>和非线性镜模锁定<sup>[12]</sup>.附加脉冲锁模是利用附加腔内的非线性介质对脉冲相位调制后,再与激光主脉冲在耦合镜上相干叠加,从而使脉冲压窄的.这种技术的好处是脉冲压缩速度快,可以获得飞秒脉冲;缺点是用作非线性介质的光纤芯径小(一般只有几个 $\mu\text{m}$ )、难耦合及难稳定(腔长失配要小于波长).非线性镜锁模是利用倍频晶体的倍频效率正比于光强的关系,先将脉冲的部分能量变成二次谐波储存起来(脉冲的中心储存的多,而两翼储存少),再经双色镜反射(基波部分反射,谐波全反射)后,最后基波在倍频晶体中被参量放大.在整个过程中,非线性镜输出了一个宽脉冲,反馈了一个窄脉冲,故可以用它锁模.该锁模技术的优点是易实现、全固态;缺点是受晶体的倍频谱域和响应速度的限制,难以获得更短的脉冲.

### 三、自锁模的克尔模型

对于自锁模激光器,它不像主动锁模或被

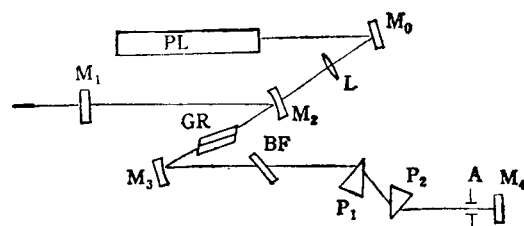


图3 自锁模钛宝石激光器的结构图

PL 为泵浦激光器,  $M_0, M_1, M_2, M_3$  和  $M_4$  为反射镜, BF 为双色滤光片, L 为透镜, GR 为增益棒,  $P_1, P_2$  为三棱镜, A 为小孔

动锁模激光器脉冲压缩元件,脉冲的压缩只能靠增益介质本身.自锁模的克尔模型就是利用增益介质的自聚焦效应压缩脉冲的.这一模型可以解释固体激光器(如钛宝石激光器)的自锁模现象.图3给出了自锁模钛宝石激光器的基本结构.在这个结构中,激光介质同时又是克尔介质.当激光脉冲通过该介质后会出现自聚焦,并且强度逾大、焦点逾近.如果在最短的焦点处放一小孔,则脉冲的中央全通过,而两翼仅部分通过,故脉冲压窄.在后来的实验中发现,没有小孔同样可以自锁,为了沿用原来的模型,有人提出了软孔.软孔指的是当激光的模体积大于泵浦光的模体积时,脉冲的中央由于强的自聚焦几乎全部进入泵浦光的模体积内被放大,而两翼弱的自聚焦只有部分进入泵浦光的模体积内被放大,故脉冲中央的放大倍数大于两翼的放大倍数(脉冲被压窄),它可能自锁.

### 四、自锁模的增益凹陷模型

我们建立了一个新的自锁模模型,增益凹陷模型.它是依靠凹的小信号增益线型来压缩脉冲的,其形状如图4所示.如果脉冲的中心频率正好位于凹陷内,小信号增益将脉冲放大、压窄(由于谱展宽),以致平衡增益饱和对脉冲的展宽,实现自锁.

#### 1. 宽带激光器

对于宽带激光器,它具有较宽的增益线型,即小信号增益顶部较平坦.如果在激光的光谱

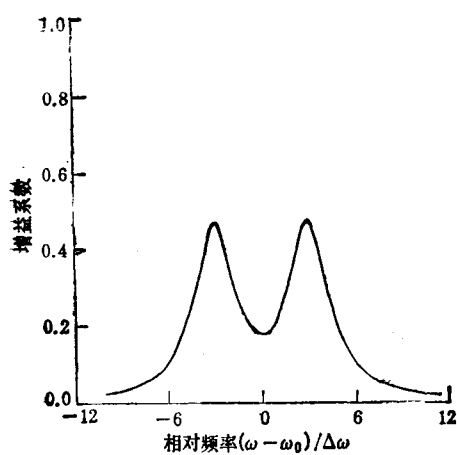


图4 凹的小信号增益线型

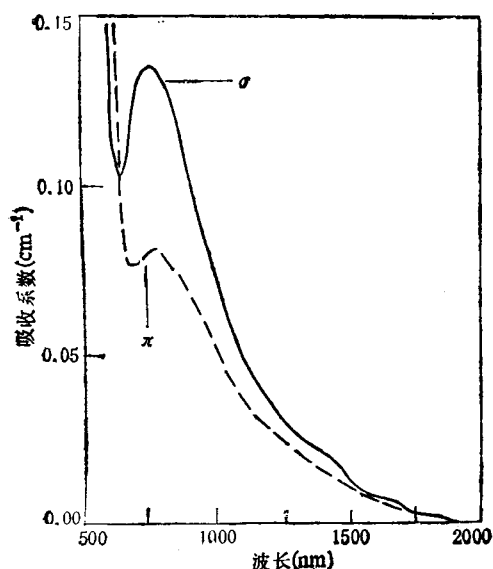


图5 钛宝石激光介质的吸收谱  
 $\sigma, \pi$  表示偏振方向

区域正好有一个窄带吸收, 则有可能形成这样的增益线型。对于钛宝石激光器, 在激光光谱区域内正好有个吸收峰, 如图5所示<sup>[13]</sup>。

## 2. 窄带激光器

对于窄带激光器, 它的增益谱线较窄, 不可能有更窄的自吸收谱来使增益线型形成凹陷, 但是泵浦场和激光场引起的增益谱线分裂(斯塔克效应和塞曼效应等)将会形成凹的小信号增益。如用比激光上能级寿命短的脉冲同步泵浦激光介质, 由于相干相互作用(主要指动态斯

物理

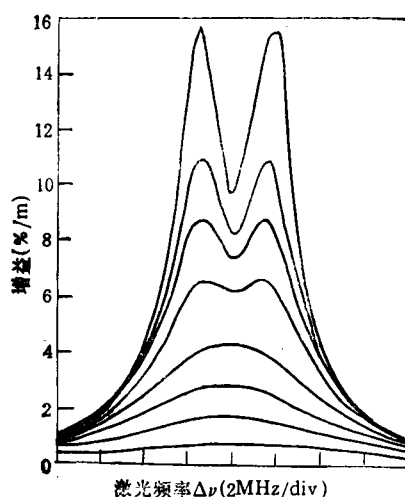


图6 CO<sub>2</sub> 泵浦 CH<sub>3</sub>OH, 由交流斯塔克分裂形成的增益线型(从上到下激光强度逐渐增强)

塔克效应)将会形成凹的小信号增益, 如图6所示<sup>[14]</sup>。此外, 强的激光场也能形成凹的小信号增益, CuBr 激光器的自锁模可能就是这种情况。但是测量的锁模脉冲谱一般没有凹陷, 这是因为它对应的增益线型包括了增益饱和(非小信号增益), 而增益饱和又会使凹陷消失, 如图6中较低的那些曲线。

## 五、自锁模的稳定性分析

除了 CuBr 激光器之外, 在没有外部作用的情况下, 几乎所有的自锁模激光器都不稳定。我们认为不稳定的主要原因是不能形成稳定的凹的小信号增益。对于钛宝石激光器, 开始的增益系数远大于吸收系数, 难以形成凹的小信号增益。只有当脉冲信号足够强(出现饱和)时, 才能形成凹的小信号增益, 所以它不能自启动。对于 He-Ne 激光器, 由于它的功率密度低难以形成凹的小信号增益而自锁; 对于铜蒸汽激光器, 虽然它的功率密度较高, 但它的增益线宽也较宽(由于它的工作温度较高), 同样难于形成凹的小信号增益而自锁; 对于 CuBr 激光器, 它具有较高的功率密度、较窄的增益线宽(由于它的工作温度较低), 故它容易形成凹的小信号增益而自锁。除了上述两种情况外, 凹

的小信号增益还可能由兰姆凹陷或谱烧孔形成,但它形成的自锁模一般不稳定。

为了得到稳定的自锁模激光脉冲,可以通过一些其他手段来获得凹的小信号增益。对于钛宝石激光器,可以利用中心波长高透的输出耦合镜来实现。对于窄带激光器,可以通过外加电磁场来形成凹的小信号增益。自锁模脉冲的宽度取决于增益凹陷的宽度,故还有可能实现可调谐自锁模。

[1] M. H. Crowell, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-1**(1965), 12.  
[2] 雷仕湛编著,激光技术手册,科学出版社,(1992),164.  
[3] T. S. Fahlen, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-13** (1977), 546.

[4] I. Kiegon & J. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **49** (1986), 131.  
[5] D. E. Spence et al., *Opt. Lett.*, **16**(1991), 42.  
[6] B. Proctor et al., *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 470.  
[7] J. M. Evans et al., *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1447.  
[8] V. P. Chebotayev et al., *Appl. Phys.*, **B54** (1992), 98.  
[9] Jihong Geng et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 2969.  
[10] Oscar E. Martinez et al., *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1210.  
[11] E. P. Ippen et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(1989), 1736.  
[12] K. A. Stankov, *Appl. Phys.*, **B45**(1988), 191.  
[13] P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**(1986), 125.  
[14] C. O. Weiss et al., *Dynamics of Lasers*, VCH Weinheim, (1991), 184.

## 原子干涉仪和原子光学研究的最新进展

吴 晃

(核工业理化工程研究院,激光光谱研究室,天津 300180)

综述了近年来原子干涉仪和原子光学研究领域工作的最近进展。重点介绍了德布罗意原子物质波干涉仪的基本物理原理,原子的杨氏双缝干涉实验,利用受激拉曼跃迁的原子干涉仪和 Ramsey 原子干涉仪。

德布罗意物质波干涉仪是基于物质粒子的波动特性而建成的。与光学干涉仪相比,物质波干涉仪的一个重要特性是,它可用于研究引力效应;同时,由于物质粒子的速度远低于光速,所研究过程的作用时间增长,因而它的灵敏度和精度可以极大地提高。目前,中子、电子干涉仪已应用于光学干涉仪所不能应用的领域,如验证量子力学所预示的某些结论<sup>[1]</sup>。与中子干涉仪相比,由于原子具有更大的质量,极冷的原子具有很小的速度和速度分布,原子干涉仪的灵敏度可远超过中子干涉仪。另一方面,当用电子进行干涉实验时,由于它高的动能和带电特性,常常损坏所要研究的氛围,而中性的、可具有较低动能的原子则成为电子的最佳替代者。但由于原子不象中子那样具有穿透能力,

也不象电子那样带电,因此,一些用于将电子、中子物质波分束,合成的技术也就不能应用于原子波。在过去的几年中,一些将原子波分束、合成的技术由 Bordé<sup>[2]</sup>, Chebotayev<sup>[3]</sup>, Martin<sup>[4]</sup> 和 Keith<sup>[5]</sup> 等人提出了。

与光波干涉、中子干涉、电子干涉实验相比,原子干涉的研究是一个非常年轻的领域。原子光学的发展依赖于人们所能得到的原子物质波的波动特性的强弱;而原子波的相干长度,也就是原子波包的宽度,又与原子束速度分布成反比,即  $L_c = h/(m\Delta v_x)$ , 这里  $h$  是普朗克常数,  $m$  是原子质量,  $\Delta v_x$  是  $x$  方向速度分布半高宽。对一个 Mg 原子,当平动温度为 700K 时,忽略原子束从炉中飞出后的膨胀冷却效应<sup>[6]</sup>,相干长度是 33pm,与光波干涉仪相比,这