

光频率调制法测量动态光栅瞬态反射谱特性*

徐攀[†] 胡正良 马明祥 姜暖 胡永明

(国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2011年12月8日收到; 2012年2月15日收到修改稿)

动态光栅的瞬态特性影响了单纵模掺铒光纤激光器的稳定性. 提出一种利用铷离子瞬态效应, 通过对写入光施加快速频率调制测量动态光栅瞬态反射谱的新方法. 测量了线性结构动态光栅的瞬态反射谱, 研究了注入光功率与端面反射率对动态光栅响应特性的影响. 结果表明, 3 m 长的掺铒光纤形成的动态光栅半带宽为 30 MHz, 与稳态理论值符合较好. 光栅瞬态反射率相对变化随注入光功率增加和端面反射率增加而减小, 在小注入功率或低端面反射率时, 最大的反射率相对变化值约为 4%. 光栅建立时间随注入光功率增加而减小, 当注入光功率大于 4 倍饱和功率时, 建立时间小于 1 ms. 使用双波混频过程可解释这一实验规律.

关键词: 动态光栅, 双波混频, 光纤激光器, 跳模

PACS: 42.79.Dj, 42.50.Md, 42.62.-b, 42.55.Wd

1 引言

两束相向传输的相干光在掺杂光纤中干涉形成驻波场, 通过空间烧孔效应沿光纤纵向形成粒子数光栅, 它在可调谐滤波器^[1-6]、单纵模光纤激光器^[7-10]、自适应干涉仪^[11,12]、分布式传感^[13]等领域具有重要应用潜力. 动态光栅的瞬态特性对相关系统的性能具有较大影响. 特别在单纵模激光器中, 在腔长漂移时光频也将随之移动, 这一动态现象将恶化饱和动态光栅的反射谱特性, 进而降低激光器的模式稳定性^[14], 因此对频率抖动条件下动态光栅的瞬态反射谱特性进行研究具有重要意义. 目前已有多种方案可用于测量动态光栅的反射特性, 主要可分为两类. 一类为四波混频 (four-wave mixing, FWM) 结构 (“写入-探测” 结构)^[1-3,6,13], 即在强的主写入光之外引入另一束非相干光或频移光作为探测信号, 使用频谱仪读取反射光的拍频分量或采用锁相技术提取弱探测光强度. 另一类为双波混频 (two-wave mixing, TWM) 结构^[11,12,15], 即直接对参与形成光栅的一束光施加相位调制, 通过

测量单频点反射光的瞬态响应来获取光栅振幅、形成时间等参数. 前者只能测量动态光栅在稳态时的反射谱特性, 后者只能在单个频点处测量反射率的动态变化, 均无法得到瞬态反射率的谱信息.

本文提出一种测量动态光栅反射谱瞬态特性的新方法, 可方便地观测到频率漂移对反射谱的影响. 这一方法的要点在于利用上能级增益粒子的瞬态效应, 当光频发生快速变化时, 上能级增益离子的空间分布无法瞬时跟随光场的变化. 当激光频率快速偏离粒子数光栅的布拉格频率时, 光场振幅在这一过程中被光栅调制, 从而携带光栅的反射率信息.

2 理论依据

根据上能级铷离子的动态特性, 当一个与当前频率不同的驻波场形成时, 已有的粒子数空间分布无法即时跟随这一变化, 而需要一段特定的特征时间 τ_g 完成这一过程. 光栅形成时间 τ_g 取决于局部平均光强, 这一参数可从上能级反转粒子速率方

* 国家自然科学基金 (批准号: 60908004) 资助的课题.

[†] E-mail: hbpanpan@gmail.com

程导出^[16]:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{P}{Ah\nu} \left[\alpha - \frac{N_2}{N_0} (\alpha + g) \right] - \frac{N_2}{\tau_0}, \quad (1)$$

这里 A 为等效模场面积, N_0 是有源粒子的总掺杂浓度, P 是主模的光功率, $h\nu$ 是光子能量, α 和 g 分别是吸收系数和发射系数, τ_0 为亚稳态粒子寿命.

(1) 式可写为

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_g} \left[N_2 - \frac{N_0}{2} \frac{\alpha}{\alpha + g} \frac{P/P_{\text{sat}}}{1 + P/P_{\text{sat}}} \right], \quad (2)$$

这里 τ_g 满足

$$\frac{1}{\tau_g} = \frac{1}{\tau_0} (1 + P/P_{\text{sat}}), \quad (3)$$

P_{sat} 是特征饱和吸收强度

$$P_{\text{sat}} = \frac{h\nu AN_0}{\tau_0 (\alpha + g)}. \quad (4)$$

为研究方便, 以下均采用归一化功率 $P_{\text{nor}} = P/P_{\text{sat}}$.

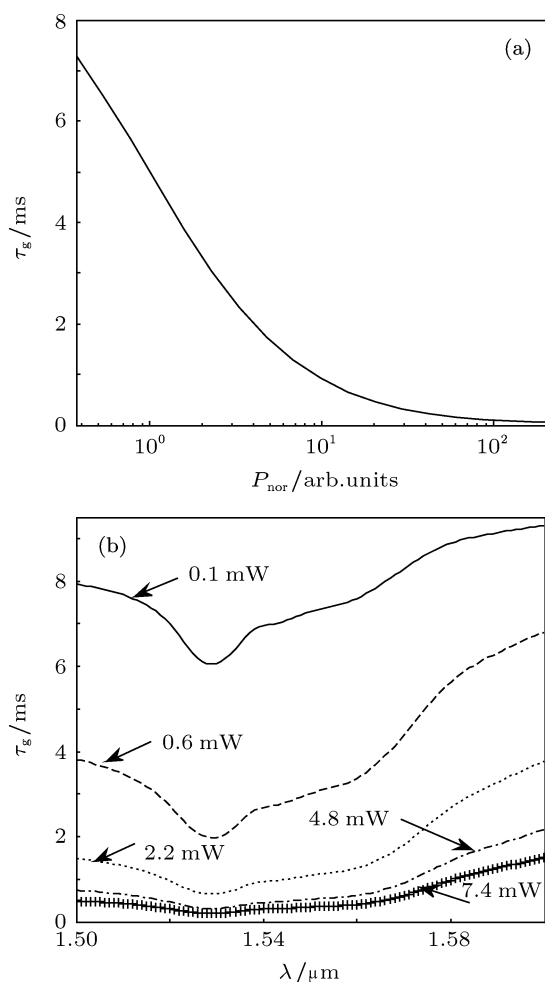


图1 τ_g 与注入光功率关系 (a) τ_g 随归一化注入光功率变化; (b) 不同注入光功率下的响应时间谱

从 (3) 式可知, 归一化写入光功率越高, 动态光栅形成越快. 我们计算了不同归一化注入功率下动态光栅的形成时间, 如图 1(a) 所示 (计算中 $\tau_g = 10$ ms). 特别是当光功率大于 10 倍饱和光功率时, 典型的 τ_g 在 ms 量级, 对应的响应频率为 kHz 量级. 注意到在掺铒光纤 (EDF) 中, 吸收系数与发射系数对不同波长具有不同的值, 则不同的波长对应不同的饱和光功率, 这使得波长切换时 τ_g 也具有不同的值, 如图 1(b) 所示. 从图 1(a) 中还可发现曲线下下降速率在 4—5 倍饱和功率之前较高, 而在其之后下降速率减缓. 这一规律也可在图 1(b) 中得到, 响应时间谱在小信号注入时整体下降明显, 而在高功率时整体变化不大.

在这种情况下, 一个快速调制的激光频率在极短时间 $T (T \ll \tau_g)$ 内将不会影响粒子数光栅. 这一频率扫描激光的强度将被瞬态光栅所调制, 通过比较输入输出信号, 即可得到反射谱信息.

3 实验装置

测量结构如图 2 所示. 实验中使用单纵模单偏振半导体激光器 (RIO™ LD, 工作波长 1550.48 nm, 线宽 ~ 5 kHz, 保偏输出) 作为光源, 其输出光场先通过保偏掺铒光纤放大器 (PMEDFA) 放大或衰减 (通过调节抽运功率), 后经由 3 dB 保偏耦合器分束, 一部分直接进入光电探测器 2 转换为电信号, 另一部分通过保偏环形器注入 3 m 长的保偏掺铒光纤 (1550.84 nm 处 $P_{\text{sat}} \sim 0.23$ mW) 作为写入光. 保偏掺铒光纤末端熔接一小段非掺杂单模光纤, 并在其末端镀上高反射端面 (反射率约 85%). 注入光被端面反射后, 反射光与注入光在掺铒光纤中干涉形成光强的纵向空间调制, 引起增益粒子的空间调制, 从而形成损耗光栅. 反射光从环形器 3 端口输出也进入光电探测器 1 转化为电信号. 输入光与输出光对应的电信号被 AD 采样输入计算机进行比较, 得到当前频率处的反射率. 对激光器控制端施加突变的三角波或者脉冲信号使激光器输出光频发生快速变化, 即可测量不同频率处的瞬时反射率. 这一快速扫描过程也是对实际激光器中腔长扰动导致频率漂移的模拟. 三角波或脉冲的宽度须远小于上能级粒子的恢复时间, 以便于扫描到光栅的瞬态变化; 两个信号的间隔需远大于上能级粒子的恢复时间. 快速扫描导致瞬态光栅对

光强的调制幅度较小 (mV 量级), 需要长时间平均以抑制噪声. 半导体激光器通过调节注入电流来调节光场频率, 这无可避免导致附加的强度调

制. 虽然输入输出信号的相除运算将得到损耗的变化情况, 但这也会对测量的反射谱特性造成一定影响.

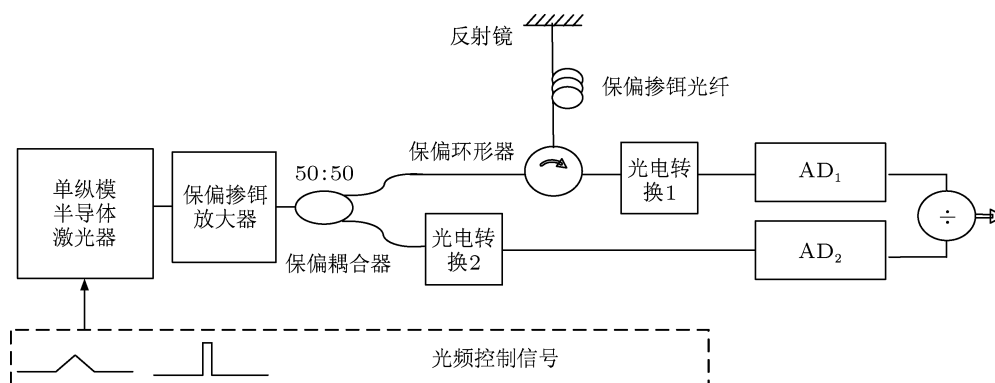


图2 测量装置示意图

4 实验结果

4.1 三角波调制

首先对 LD 施加频率为 3 kHz 的单周期三角波信号, 使激光器中心频率快速偏离增益粒子光栅的布拉格波长, 频率调制控制电压振幅为 3 V. 测得的原始信号和相除信号如图 3 所示, 图中调频带来的附加调幅使得原始信号上光栅效应不明显, 但输入与输出相除之后可明显地观察到光栅的存在而导致的反射率调制. 实验观察到随着频率偏移光强增加. 通常在稳态时由于饱和吸收效应, 注入光功率越强其损耗应当越低, 对应反射率应当越高. 但在瞬态测量中, 由于动态光栅的存在, 中心频率偏离光栅布拉格频率时, 光栅反射率迅速降低, 其后出现一系列的旁瓣波纹, 且反射率始终低于频率未发生偏移时的值. 我们将反射率下降幅度记为 ΔR . 稳态反射率记为 R_{\max} , 定义相对反射率变化最大值为 $R_{re} = \Delta R_{\max} / R_{\max}$.

我们测量了频率调制电压幅度对测量结果的影响, 结果如图 4 所示. 随着扫描深度的增加, 反射率调制条纹的数目也随之增加. 在回程电压的影响下, 反射率调制深度大大减弱, 曲线向直线趋近, 且在布拉格频率附近的陡峭程度大大减低, 这反映了扫描信号对瞬态光栅的破坏作用. 在实际的单频激光器中, 长的环形腔对外界扰动极为敏感, 在有扰动环境下, 腔长的快速调制将导致光频的快速调

制, 使得动态光栅反射率调制深度降低, 从而增大跳模概率.

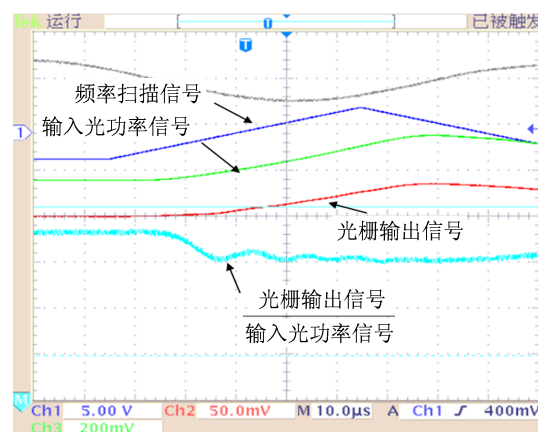


图3 频率扫描电压信号、动态光栅的输入和输出信号以及它们的比值

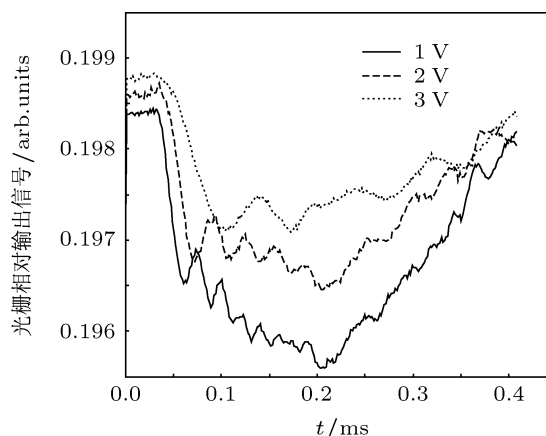


图4 不同频率调制电压幅度下输出与输入信号的比值

为更准确的测量谱效应, 将两路信号输入 AD 采集卡输入计算机处理. 在瞬发三角波信号驱动下测得 LD 的频率/电压调制系数为 73 MHz/V. 利用这一系数定标得到的反射率曲线如图 5 所示, 可见调制幅度的增加仅增加调制曲线上条纹的数目, 并不影响零点带宽和边模抑制比. 为了与理论值比较, 利用掺铒光纤的非线性耦合波方程数值求解了同样参数下动态光栅在稳态时的反射谱曲线^[4,10], 如图 5 中插图所示. 可见实测 R_{re} 所对应的频率与理论值符合较好, 但 R_{re} 值有较大差异, 稳态下理论值反射率下降约 48.64%, 实验中该值下降约 0.86%. 我们认为幅度上的巨大差异反应了动态光栅稳态与动态响应的不同, 在讨论中将着重分析这一差别产生的原因.

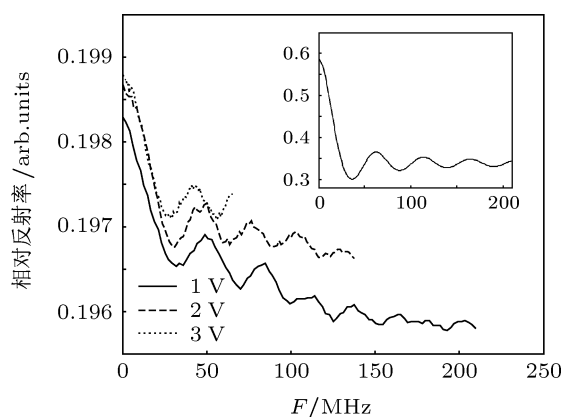


图 5 仿真与实测动态光栅反射谱

4.2 矩形脉冲调制

注入光功率决定了掺杂光纤中上能级粒子数浓度, 从而影响动态光栅的 τ_g 和 R_{re} 等瞬态响应参数. 为进一步研究写入光参数对动态光栅特性的影响, 我们使用矩形脉冲频率调制信号驱动 LD, 调制幅度设置到光频恰好跳变至一阶极小值处. LD 激光器的输出信号通过保偏掺铒光纤放大器再注入动态光栅中, 然后调节 PMEDFA 的抽运功率以大范围改变注入功率, 并测量相应的脉冲响应信号. 图 6 从 (a) 到 (c) 为不同注入光功率时, 瞬态响应信号的变化情况, 表现为随注入光功率增加, 相对反射率变化幅度下降, 动态光栅建立时间缩短. 图中虚线为在方波脉冲控制信号下输出的功率信号, 实线为动态光栅瞬态反射率相对变化 (归一化到最大值). 由于 LD 频率调制时伴随着强度调制, 当控

制信号电压由低向高跳变时, LD 激光器输出光频率降低, 功率上升; 反之, LD 输出光频率上升, 功率下降. 在频率跳变的瞬间, 测得的动态光栅反射率在 10 μ s 时间内迅速降低, 在 ms 量级时间内缓慢恢复到定态理论所预测的稳态值. 在脉冲调制信号的上升沿和下降沿, 动态光栅的响应的细节略有不同. 在下降沿, 控制信号低电压对应较高的光频和较弱的光功率, 稳态值表现为较弱光作用下略低的反射率. 在上升沿, 控制信号高电压对应较低的光频, 其

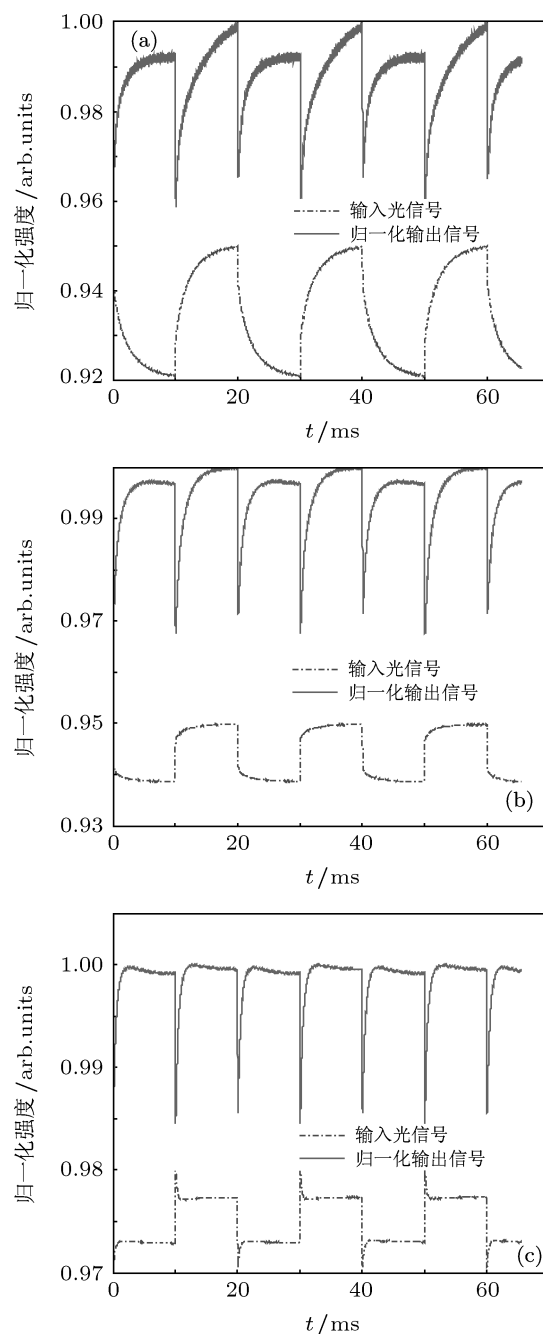


图 6 不同注入光功率时动态光栅输入信号及归一化瞬态反射率 (a) $P_{nor} = 1.1$; (b) $P_{nor} = 3.7$; (c) $P_{nor} = 10.5$

稳态值表现为较强光作用下较高的反射率. 尤其是注入光功率较低时这一现象特别明显, 如图 6(a) 所示. 注意到在低注入功率时输入信号上升沿延长, 以及在高注入功率时输入信号出现的过冲, 这来源于 PMEDF 在附加调幅输入信号下的瞬态响应. 当这一信号经过动态光栅时, 快速的强度瞬态变化不会被饱和吸收体响应, 而低功率的慢变强度信号会略微影响动态光栅建立时间的测量值.

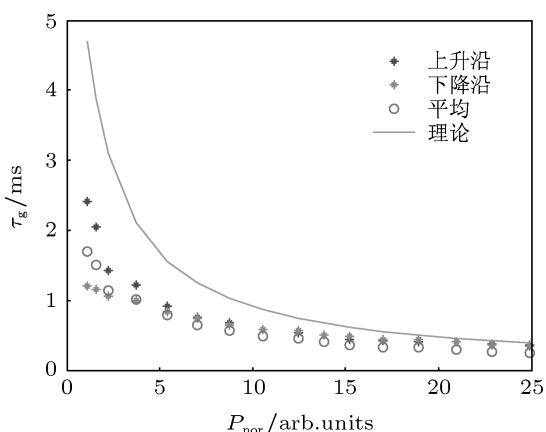


图 7 光栅响应时间随注入光功率的变化

图 7 为恢复时间随注入光功率变化规律, 其趋势与理论预测一致. 注入光功率越高, 恢复越快, 当注入光功率大于 4 倍饱和功率时, τ_g 小于 1 ms. 但测得的实验曲线整体小于理论曲线, 并且在低功率区差别较大, 而高功率区差别较小. 考虑到实际使用的掺杂光纤较长, 光功率在介质中传输时按指数规律衰减, 而按照 (3) 式估计 τ_g 时默认输入功率 P 为常数, 这只在薄片介质时才成立. 另一方面, 实验中写入光跳变至新的光频时, 并不是无中生有地产生全新的粒子数分布, 而是对已有的粒子数光栅进行修正. 由于新的驻波场与旧的粒子数光栅相位差随长度线性增加, 并非所有位置的粒子数都需要按照 (3) 式响应, 事实上, 靠近反射镜面处的粒子数分布与新的光场吻合程度较高, 不需要大幅变化, 因此实验曲线将比理论曲线更快的恢复. 因此, 较长的实验材料中非均匀的光场分布是造成图 7 中理论与实验差别的原因, 准确描述这一过程需要较复杂的理论推导, 这已超出本文的研究范围, 但图 7 揭示的规律已可说明本文所采用方法的可行性. 图 8 为最大相对反射率变化 R_{re} 随注入光功率变化情况, 可见 R_{re} 最大值约在 1.5 倍饱和功率处, 然后随注入光功率增大而减小. 当注入光功率增大至 15 倍饱和功率处, 相对增幅变化小于 1%, 当注

入光功率达到 25 倍饱和功率时, R_{re} 仅为 0.6%. 可见高的注入光功率是以上测量的相对反射率变化值仅为 0.86% 的原因之一. 除写入光功率外, 本结构中反射镜的反射率也会影响动态光栅的瞬态过程. 图 9 为镜面反射率对动态光栅参数的影响, 我们使用两根抗反射保偏跳线 (APC 接头) 重新连接掺铒光纤与反射端面, 通过改变跳线端面间距以改变反射光的损耗. 实验时法兰盘中滴入折射率匹配液以进一步抑制端面反射. 测量时固定注入光功率为 $P_{nor} = 10.5$, 结果如图 9 所示, 可见 R_{re} 随端面反射率增加而减小. 当反射率增大至 30% 时 R_{re} 就已经降低到 1%. 当反射率大于 30% 时, 由于采用跳线间距引入的损耗并不稳定, 测量时难以采用长时间平均降低噪声, 导致测量值偏大, 也使 R_{re} 随着反射率进一步增加而衰减并不明显, 但我们仍可根据测量趋势推断当反射率进一步增加时 R_{re} 还会进一步下降. 由此可以断定, 高的写入光功率和 85% 的端面反射率是导致 4.1 节中测得的动态光栅瞬态反射谱最大下降值仅为 0.86% 的主要原因.

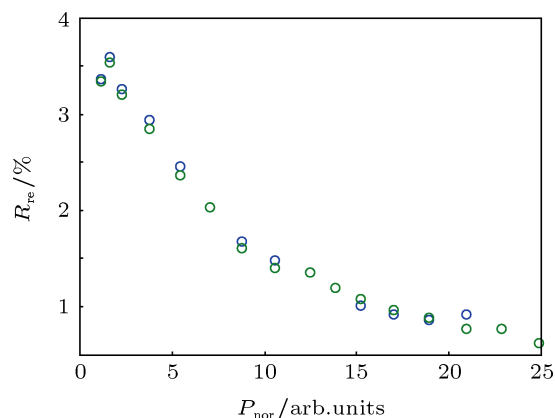


图 8 最大相对反射率随注入光功率的变化

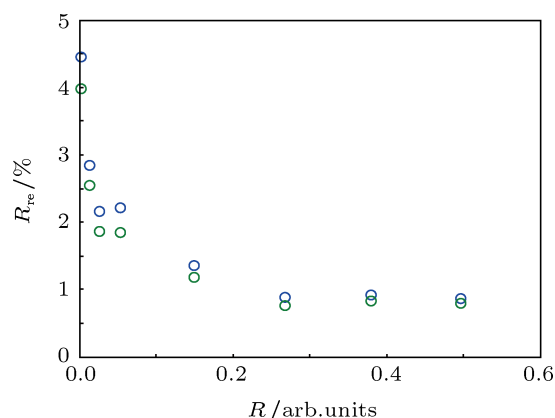


图 9 最大相对反射率随端面反射率的变化

5 讨论

以上测得的动态光栅瞬态频谱特性在带宽上与稳态理论值符合较好,但在边模抑制比上与稳态值相差巨大.我们认为这一差别体现了在形成机理上动态光栅瞬态频谱与稳态频谱的不同.目前动态光栅在稳态情况下的频谱特性已经得到充分研究,其过程可用非线性耦合模方程描述.在这一机理中,主写入光功率占绝对优势,而边频十分微弱.可近似认为每对频率相同的相向传输边频光束通过掺铒光纤的饱和和吸收效应单独与主写入光发生非线性作用,而不受其他边频的影响,即发生四波混频过程(FWM).当边频光与写入光频率差别增大到相位失配最严重时,强的主写入波长依靠稳态损耗饱和和机理享有最小的损耗,而微弱的边频主要在干涉条纹波谷区存在,经历了较大的小信号损耗,这增大了四波混频结构下的边模抑制比.本文的实验中并不存在FWM结构,主写入光频发生瞬时移动而动态光栅还来不及跟随时,动态光栅相当于固定的粒子数光栅,主写入光频率偏离这一粒子数光栅的布拉格频率,导致光场的瞬时干涉模式与粒子数空间调制间产生相移,使得相向传输的相干光场发生双波混频作用(TWM).在这一机制中,瞬态相位偏移引起的主要表现为光场能量瞬时转移到铒离子,使其跃迁至亚稳态,随后在响应时间内恢复到基态.当注入光功率较高时,单位时间内进入的光子数密度大于基态铒离子浓度,仅有少量光子可被吸收,这使得瞬态反射率下降减小.根据文献[15]报道的类似结构,在高注入功率和高端面反射率情况下,方波相位调制TWM信号的相对振幅仅为1%量级.同时,在双波混频中,频率相同的光波相位直接失配引起的损耗要大于频率差相位失配的损耗^[10],因此频移引起的信号幅度还要更小.这也与本文实验的结果符合.

本实验可视为模拟实际运行的光纤激光器腔

体在受到外来的冲击或震动致使腔长发生突变时的情形.根据纵模频率公式 $v = qc/(nL)$ (q 为纵模级次, c 为真空中光速, n 为折射率, L 为腔长),腔长发生突变时光频也将随之发生突变,等效于本实验中的频率调制,分析这一情况下动态光栅的响应分析激光器的动态响应十分必要.由本文的实验结果可知,高注入光功率和高的反射端面有助于降低发生光频突变时等效反射率的下降程度,从而增强抗扰动能力.但在激光器中,还需进一步考虑腔反馈的引入和增益对系统响应的影响,且高的注入光功率会恶化稳态饱和和吸收体光栅的边模抑制比,引入边模参与模式竞争过程,降低激光器的稳定性,因此还需综合考虑各因素进行优化,这是我们下一步的研究内容.

6 结论

利用快速光频率调制方法可使写入光频率与粒子数光栅发生瞬态相位失配,由此可实现测量动态光栅的瞬态反射谱,并可观察瞬态反射谱的时间演化.结果表明,利用该方法可较准确的测量动态光栅反射带宽,对3 m长的掺铒光纤,其反射谱零点值约为30 MHz,与稳态理论值符合较好.测得光栅建立时间与理论预测一致,随注入光功率增加而减小,当注入功率大于4倍饱和功率时 τ_g 小于1 ms.在频率调制下动态光栅的瞬态响应实质为相向传输的两束同频光束通过粒子数光栅发生TMW过程,使得两束光间发生能量的瞬时交换.在线性的动态光栅中,两束光强度相差越大,反射率相对变化量也就越大.当注入光功率较小或端面反射率较小时, R_{re} 约为4%.这一结果表明,当动态光栅应用于单纵模光纤环形激光器时,较高功率和功率均衡的双光束干涉有助于提高激光器的抗冲击能力.

- [1] Frisken S J 1992 *Opt. Lett.* **17** 1776
- [2] Fischer B, Zyskind J L, Sulhoff J W, Digiovanni D J 1993 *Electron. Lett.* **29** 1858
- [3] Fischer B, Zyskind J L, Sulhoff J W, Digiovanni D J 1993 *Opt. Lett.* **18** 2108
- [4] Feuer M D 1998 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **10** 1587
- [5] Havstad S A, Fischer B, Willner A E, Wickham M G 1999 *Opt. Lett.* **24** 1466
- [6] Fan X Y, He Z Y, Mizuno Y, Hotate K 2005 *Opt. Express* **13** 5756
- [7] Horowitz M, Daisy R, Fischer B, Zyskind J L 1994 *Opt. Lett.* **19** 1406
- [8] Cheng Y, Kringlebotn J T, Loh W H, Laming R I, Payne D N 1995 *Opt. Lett.* **20** 875
- [9] Meng Z, Stewart G, Whitenett G 2006 *J. Lightwave Technol.* **24**

2179

[10] Moshe H, Ron D, Fischer B 1996 *Opt. Lett.* **21** 299

[11] Stepanov S, Hernández E, Plata M 2004 *Opt. Lett.* **29** 1327

[12] Stepanov S, Cota F P 2007 *Opt. Lett.* **32** 2532

[13] Fan X Y, He Z Y, Hotate K 2006 *Opt. Express* **14** 556

[14] Liang X, Yao Q, Hu Y M, Xiong S D, Hu Z L, Rao W 2009 *Acta*

Opt. Sin. **29** 437 (in Chinese) [梁迅, 姚琼, 胡永明, 熊水东, 胡正良, 饶伟 2009 光学学报 **29** 437]

[15] Barmenkov Y O, Kiryanov A V, Andrés M V 2005 *IEEE J. Quantum. Elect.* **41** 1176

[16] Stepanov S 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 224002

Measurements of transient reflectance spectra of dynamic gratings by optical frequency modulation*

Xu Pan[†] Hu Zheng-Liang Ma Ming-Xiang Jiang Nuan Hu Yong-Ming

(School of Optoelectronic Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 30 November 2011; revised manuscript received 22 January 2011)

Abstract

The characteristics of dynamic gratings greatly affect the linewidth and mode stability of ultra-narrow linewidth erbium-doped fiber (EDF) lasers. In this paper, we propose a novel method to measure the temporal evolution of the reflectance spectra of the dynamic gratings recorded in EDF based on the transient effect of the erbium ions by applying optical frequency modulation on the written light. The transient reflectance spectra of the linear configuration dynamic gratings are measured, and the influences of the written optical power and the terminal reflectivity on the response characteristics of the gratings are also studied. Experimental results show that the first order zero point frequency of the gratings formed in a 3-m-long erbium doped fiber is 30 MHz which accords with the value obtained from the steady state theory. The relative reflectivity change decreases with the increase of input optical power or terminal reflectivity. The measured maximal changes occur at low input power or terminal reflectivity. The grating building time also decreases with the increase of optical power, and it is less than 1 ms when input power is larger than 4 times the saturable power. This phenomenon can be explained by the process of two-wave mixing.

Keywords: dynamical gratings, two wave mixing, fiber laser, mode hopping

PACS: 42.79.Dj, 42.50.Md, 42.62.-b, 42.55.Wd

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60908004).

[†] E-mail: hbpanpan@gmail.com