

调制转移光谱光频率标准系统中 电光参数的优化研究*

贾豫东[†] 林志立 欧攀 张春熹

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191)

(2010年12月29日收到; 2011年6月29日收到修改稿)

根据窄带相位调制光在非线性吸收介质中的近简并四波混频的物理机理, 分析了采用电光调制器实现调制转移光谱(MTS)技术的电磁场激励及其动态演化过程, 建立了MTS中频率色散谱和吸收谱的理论模型. 研究结果表明: 以分子吸收谱线色散谱信号作为频率误差鉴别信号时, 系统调制频率取0.72倍谱线线宽附近可以得到最佳的色散信号强度; 解调相位的变化对吸收谱的影响很大, 但对色散谱而言, 解调相位在 90° 附近的小范围波动对频率误差信号解调效果影响不大; 调制度在0.5—1区域可以得到较好的综合稳频效果.

关键词: 光频率标准, 调制转移光谱, 频率稳定, 电光参数优化

PACS: 42.72.-g, 42.62.-b

1. 引言

选取合适的分子或原子吸收谱线作为频率基准, 利用调制转移光谱(MTS)技术将激光频率锁定在无多普勒加宽的分子或原子跃迁谱线上, 可实现高精度的激光稳频, 这是目前高精度光频率标准技术普遍采用的方法^[1-4]. 早期采用的方案是将激光器的频率稳定在Fabry-Perot腔的反射或透射谱峰处, 由于受腔精细度的制约, 成本高且精度相对较低^[5]. 随着上世纪末非线性光学的兴起, 研究发现, 通过非线性介质中近简并四波混频现象可以实现信号光从调制光束向未调制光束转换, 所获取的光外差光谱信号具有高灵敏度、高信噪比、无多普勒背景的特点, 可用于高精度激光器的稳频^[1, 6, 7].

随后, MTS技术因为其突出的优点, 逐渐成为了激光器稳频技术研究的重点. 1992年, Yoshitake等^[8]以 $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ 和 $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ 吸收谱线为基准, 实现了对1550 nm半导体激光器的输出频率稳定; 1995年, Pisani等^[9]将 CO_2 激光器稳定在 OsO_4 的吸收谱线上; 1998年, Bruner等^[3]采用倍频的方式, 将1054 nm半导体激光器输出频率稳定在 $^{39}\text{K D}_1$ 的吸收谱

线处; 1998年, Ye等^[10]采用外腔增强技术改进频率调制, 将探测灵敏度提高到 10^{-13} 数量级; 1999年, Galzerano等^[11]选取碘蒸气的P(54)32吸收谱线为基准, 对波长为532 nm的Nd:YAG激光器实现了稳频; 2004年, Guo等^[4]采用碘蒸气的P(50)6-6吸收谱线实现了对1314 nm Nd:YAG激光器的稳频; 2006年, Leonhardt等^[12]采用倍频的方法, 将1064 nm波长的非线性环形振荡器稳频在 I_2 蒸气吸收谱线上; 2007年, Galzerano等^[13]以水蒸气吸收谱线为基准, 实现了对0.94 μm 外腔半导体激光器的稳频.

从已有的报道可以看出, 目前有关光频率标准系统MTS稳频技术的研究主要集中在不同波长吸收介质的选取以及针对不同种类激光器稳频方案的实现等方面, 而对MTS稳频系统涉及到的光谱特征与信号检测电路的电光相互作用物理机理的系统研究很少涉及. 系统参数的优化配置是提高激光器频率稳定性和频率探测灵敏度的一个很重要方面, 这也是本文的研究意义所在. 本文在分析窄带相位调制光在非线性吸收介质中的电磁场激励及其动态演化的基础上, 研究MTS频率色散谱和吸收谱的产生原因及其理论模型; 借助该模型研究不同

* 中央高等学校基本科研基金(批准号: YWF-10-02-025)资助的课题.

[†] E-mail: jyd_blueeye@126.com

系统参数下 MTS 中色散谱的变化情况,并给出优化设计的理论依据.

2. MTS 稳频原理

图 1 为采用电光调制器(EOM)进行光频率调制,实现 MTS 外差探测的系统原理示意图. EOM 光相位调制波的表达式为

$$e(t) = A\cos(\omega t + m\cos\omega_m t + \varphi), \quad (1)$$

式中 A 为调制光幅度, ω 为调制光角速度, m 为调制度, ω_m 为调制信号角速度, φ 为调制光初始相位. 利用三角展开公式,对(1)式进行贝塞尔分解

可得

$$e(t) = AJ_0(m)\cos(\omega t + \varphi)$$

$$+ A \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) [\cos(\omega + n\omega_m)t + \varphi$$

$$+ (-1)^n J_n(m) \cos(\omega - n\omega_m)t + \varphi]. \quad (2)$$

由此可见,在单频正弦波调制时,其调制波的频谱是由光载频以及位于其两边对称分布的无穷多对边频所组成. 相邻边频之间的频率间隔为 ω_m ,若调制信号不是单频正弦波,则其频谱将变得更加复杂,而且调制度的变化将直接影响各边频能量的分布.

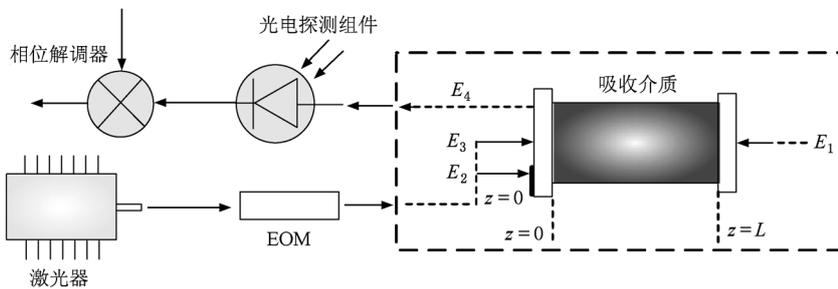


图 1 EOM 调制光 MTS 探测系统原理示意图

在(2)式中,若设定单频 ω_m 调制,当调制度 $m \ll 1$ 时, $J_0(m) \approx 1, J_{\pm 1}(m) = \pm m/2$,则经 EOM 调制后输出光场可近似表示为

$$E_2(t) = E_0 \left\{ \exp(i\omega t) + \frac{m}{2} \exp[i(\omega + \omega_m)t] - \frac{m}{2} \exp[i(\omega - \omega_m)t] \right\}. \quad (3)$$

(3)式仅考虑载波基频和正负第一级边频. 图 1 中, E_1 和 E_2 分别为正向和反向的抽运光, E_3 为与抽运光共线传输的调制光, E_4 为经过四波混频后到达光电探测器的混合光. 经过调制后, E_3 在 ω 两边间隔 ω_m 产生了两个调制边带 $\omega_3 = \omega \pm \omega_m$,包含两个频率成分的光场,则 E_1, E_2 和 E_3 这三束光中四个频率成分的光场经过非线性介质(吸收室中的气体)时,将发生近简并四波混频,在调制光 E_3 的反向产生对应的两个相位共轭波 $\omega_4 = \omega \mp \omega_m$. 两个新的调制边带可以看作是调制光束中的边带转移到未调制光束上产生的,故形象地称为调制转移.

气体分子的极化将会在介质中同时出现吸收和色散两种效应,通过吸收介质到达光电探测组件的调制转移光场可以表示为

$$E_4(t) = E_0 \exp\left[-\frac{\omega L}{c} \delta(\omega)\right] \exp\left\{i\left[\omega t - \frac{\omega L}{c} g(\omega)\right]\right\}$$

$$+ \frac{mE_0}{2} \exp\left[-\frac{(\omega + \omega_m)L}{c} \delta(\omega + \omega_m)\right] \times \exp\left\{i\left[(\omega + \omega_m)t - \frac{(\omega + \omega_m)L}{c} g(\omega + \omega_m)\right]\right\} - \frac{mE_0}{2} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_m)L}{c} \delta(\omega - \omega_m)\right] \times \exp\left\{i\left[(\omega - \omega_m)t - \frac{(\omega - \omega_m)L}{c} g(\omega - \omega_m)\right]\right\}. \quad (4)$$

到达光电探测组件的未调制抽运光和两个相位共轭光在探测器表面两两混频,产生相应的拍频电流. 滤除掉直流项和项,探测器输出的差频电信号为

$$i(t) = mE_0^2 \exp[-\delta'(\omega) - \delta'(\omega + \omega_m)] \times \cos[\omega_m t + g'(\omega) - g'(\omega + \omega_m)] - mE_0^2 \exp[-\delta'(\omega) - \delta'(\omega - \omega_m)] \times \cos[\omega_m t - g'(\omega) + g'(\omega - \omega_m)], \quad (5)$$

式中

$$\delta'(\omega) = \frac{\omega L}{c} \delta(\omega),$$

$$g'(\omega) = \frac{\omega L}{c} g(\omega).$$

对(5)式进行频谱分析可知,光电接收器的输出交

流成分中含有 ω_m 的同相和正交分量,同相项为低边带与高边带在介质中的吸收强度之差,正交项为两边带相移的平均值与载波的相移之差.通过设定对应的解调相位,即可获取相应的吸收和色散信号.

设定 EOM 的调制度为 0.1,吸收谱线的吸收峰值波长为 1550 nm,光源扫频范围为 100 GHz,分别

设置调制频率为 40 和 80 MHz,仿真得到 MTS 中吸收谱线型和色散谱线型如图 2 所示.从图 2 可以看出,调制谱线的色散型信号类似于饱和吸收稳频技术中的三次谐波信号,过零点处对应于吸收谱线峰值,可以用来产生稳频误差反馈信号,将光频稳定在气体吸收介质的吸收峰处.

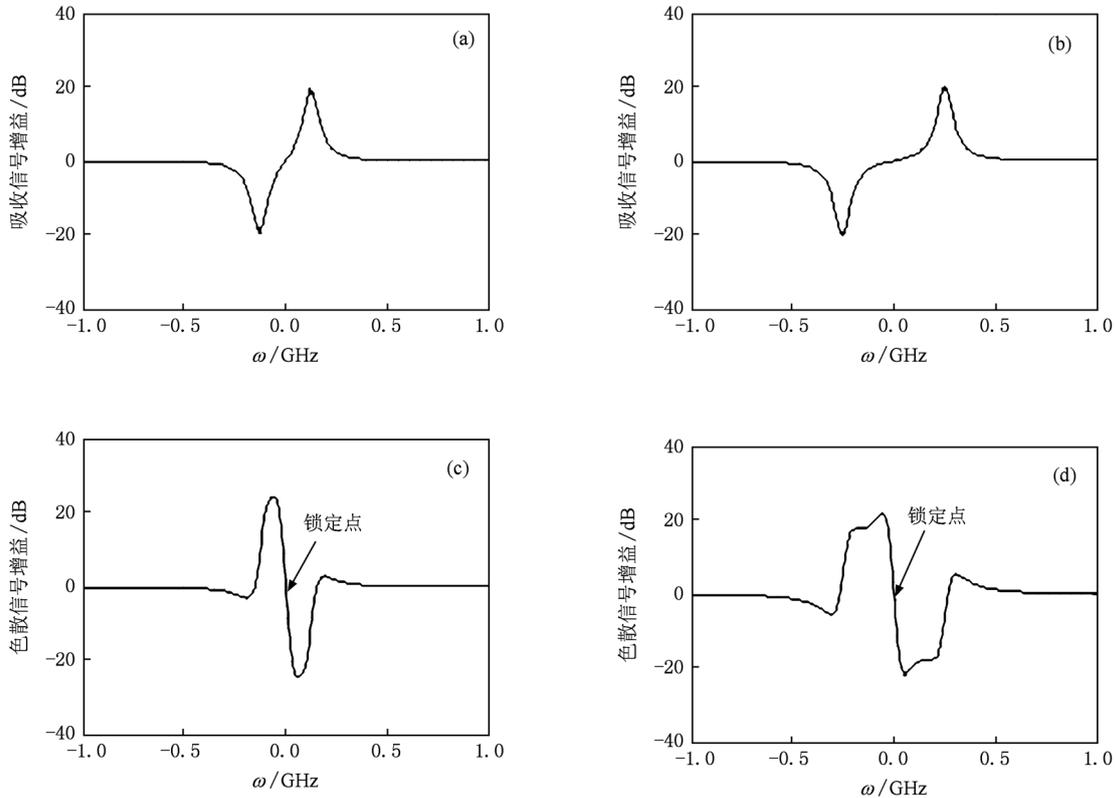


图 2 不同 ω_m 下 MTS 光外差吸收谱和色散谱的仿真结果 (a) $\omega_m = 40$ MHz 时吸收谱, (b) $\omega_m = 80$ MHz 时吸收谱, (c) $\omega_m = 40$ MHz 时色散谱, (d) $\omega_m = 80$ MHz 时色散谱

3. 稳频系统参数设定的理论分析及仿真

对(5)式分析可知,输出的拍频光电流信号与调制频率、解调相位以及调制度的选取直接相关,不同的参数设置将直接影响到系统稳频效果.

3.1. 调制频率的设定

由(5)式可知:当激光器输出频率位于吸收谱峰位置时,两调制边带对称抵消,拍频电流为零;当激光器输出频率偏离吸收谱峰位置时,两调制边带相对于基频的吸收度出现差异,拍频电流不为零.因此,两个调制边带与基频在介质中的吸收之差,直接影响拍频信号的质量.所以选择不同的调制频

率,对激光稳频系统的锁频精度和快速响应特性直接相关.从图 2 还可以看出,当 $\omega_m = 40$ MHz 时,吸收和色散信号的幅度及过零点处的斜率均大于 $\omega_m = 80$ MHz 时的情形,稳频效果自然也优于后者.从这一点看,似乎调制频率越小,稳频效果越好,然而进行深入的分析后发现并非如此.用 Γ 表示吸收谱峰的半高宽,分别设定 Γ 为 20 和 40 MHz,当调制频率在 0—300 MHz 之间变化时,可以得到反映调制频率与色散信号强度之间关系的二维曲线,结果如图 3 所示.

由图 3 可知, Γ 越小,色散信号强度越大,而且色散信号取得最大值时所对应的调制频率并不是固定的.图 3(a)中, ω_m 取值在 16 MHz 附近时色散信号强度最大;图 3(b)中, ω_m 取值在 32 MHz 附近

时色散信号强度最大. 这说明最佳调制频率的选取与吸收谱峰半高宽 Γ 有关. 可以通过求取不同 Γ 下色散信号最大时对应的调制频率, 然后绘制两者之间的关系曲线进行观察研究.

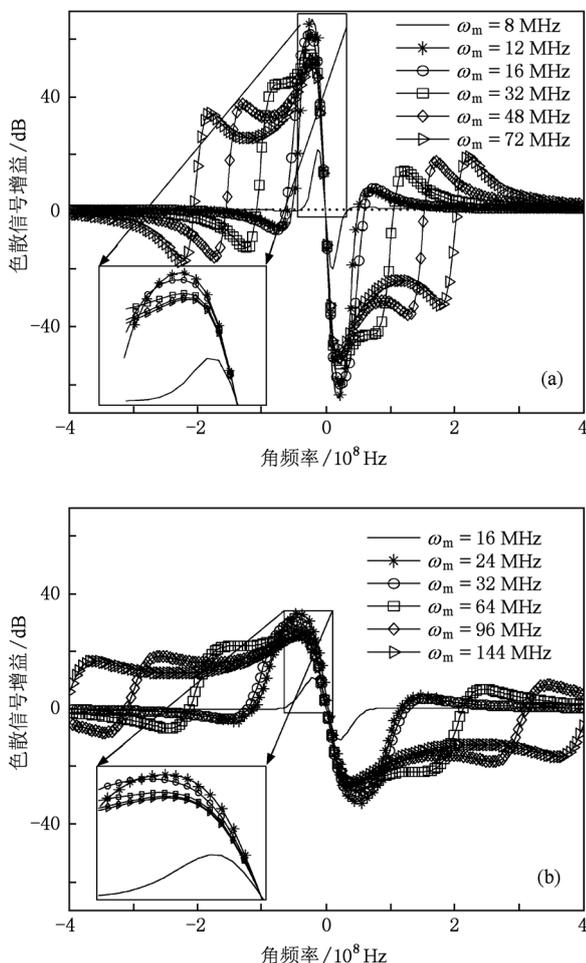


图3 当 ω_m 取不同值时, 色散信号强度在 $\Gamma = 20, 40$ MHz 下的仿真结果 (a) $\Gamma = 20$ MHz, (b) $\Gamma = 40$ MHz

如图4所示, 设定 Γ 在 20—120 MHz 之间变化, 计算色散信号强度最大时对应的 ω_m , 经拟合后可知, 当 $\omega_m \approx 0.72\Gamma$ 时可以得到最佳的色散信号. 根据文献[1, 14, 15]报道的实验结果, ω_m 在 0.7Γ 附近取得了最佳的色散信号. 这与本文的理论分析和仿真结果基本符合.

3.2. 解调相位的设定

根据理论分析, 在理想情况下假定解调相位恒定不变, 就可以准确提取出吸收信号或色散信号. 但在实际情况中, 因为解调相位的波动, 光外差信号中将同时存在着吸收和色散信号.

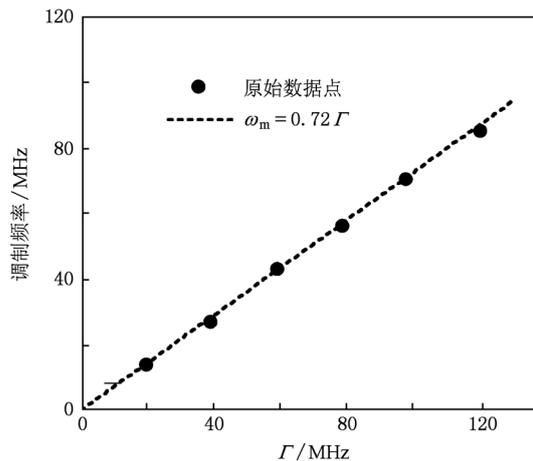


图4 色散信号最大处调制频率与吸收线宽 Γ 的对应关系

设定吸收谱峰的半高宽 $\Gamma = 40$ MHz, 调制频率 $\omega_m = 0.7\Gamma = 28$ MHz, 并使解调相位在 $0-\pi$ 之间变化, 可得拍频信号模值分布三维图和等值线如图5所示. 由图5可知, 当解调相位为零时, 输出信号由吸收信号决定. 随着解调相位的增加, 色散信号逐渐出现. 如图5(b)所示, 当解调相位取值在 $45^\circ-135^\circ$ 区域, 色散信号占优; 当解调相位取值在 $78.75^\circ-101.25^\circ$ 区域(最高峰附近), 吸收信号对拍频信号的贡献已经非常微弱, 误差信号基本由色散信号决定. 所以, 采用色散谱稳频, 解调相位的波动对稳频效果的影响几乎可以忽略不计, 解调相位在 90° 附近波动幅度不大的情况下均可达到较好的误差信号解调效果, 因而 90° 是最佳解调相位.

3.3. 调制度的设定

经过上述稳频原理的理论分析可知, MTS 稳频机理是通过相位调制光两个一阶边带在非线性吸收介质中的吸收强度变化来实现的, 所以调制度 m 的取值应尽量小, 以避免高阶边带的出现. 但由(5)式可知, 调制度过小又会导致外差后信号幅度降低, 这是一对矛盾. 因此, 在保证大部分能量集中在基频和边带的前提下, 调制度的选择应尽可能大些.

如图6所示, 调制度 m 越小, 基频幅度越大, 包括一阶边带在内的各阶边带幅度越小. 随着 m 的逐渐增加, 基频幅度逐渐减小, 一阶边带幅度首先迅速增加, 二阶、三阶或更高阶项依次呈现迅速增加的趋势. 当 m 大约为 1.75 时, 一阶边带幅度最大, 但此时二阶和三阶边带幅度过大, 二阶的幅度甚至已超过基频幅度, 不符合 MTS 技术稳频的要求. 当

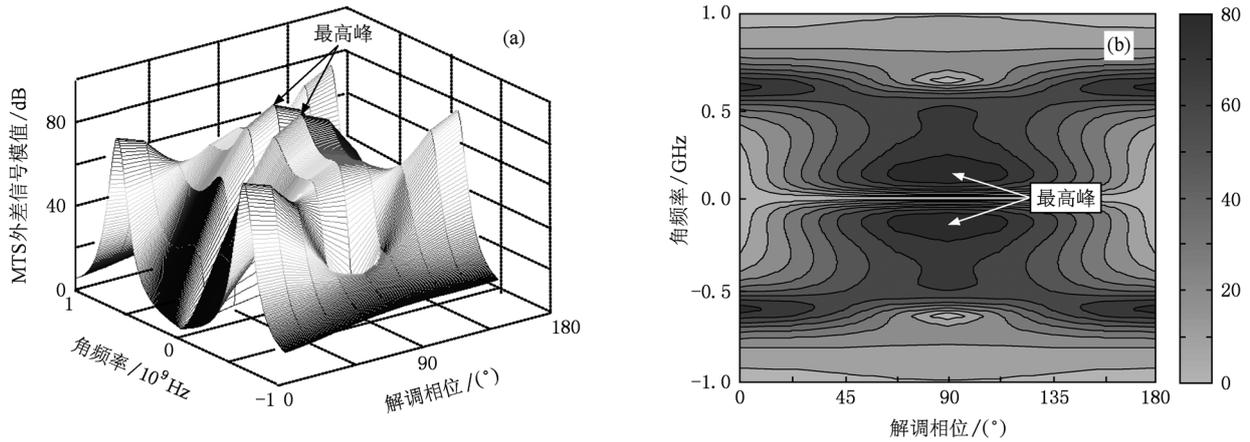


图5 解调相位和角频率变化时,探测器输出信号的模倂仿真结果 (a)三维图,(b)角频率和解调相位平面上的等值线图

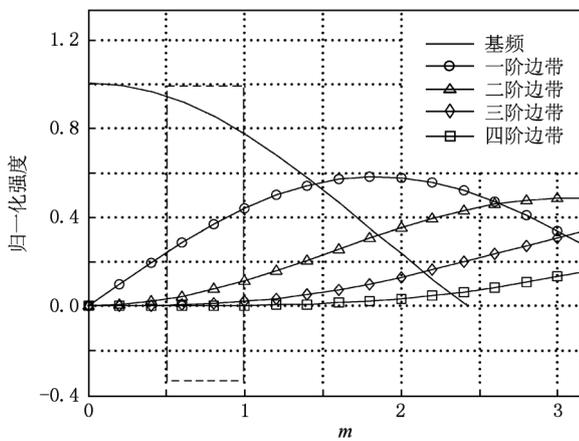


图6 相位调制光各边带信号强度随调制度 m 的变化

m 取值位于 0.5—1 时,基频和一阶边带幅度均较大,可以保证较大拍频信号增益,而同时二阶以上边带幅度很小,对拍频信号影响较小.因此,0.5—1 是 m 最佳取值区域,可以得到较好的综合效果.

在实际工作中,为了增加一阶边带的幅度,可以适当增大调制度,但 m 的取值最好保持在 1.2 以内.

4. 结 论

通过分析窄带相位调制光在非线性吸收介质中 MTS 获取的物理机理,建立了吸收谱和色散谱的物理模型.以此模型为基础,分别对调制频率、解调相位、调制度三个关键的系统参数进行理论分析和仿真.研究表明:调制频率的选取与吸收谱线线宽有关, ω_m 取 0.72Γ 附近的数值时,可以得到最佳的色散信号;解调相位的变化对吸收谱的影响很大,但对色散谱而言,解调相位在 90° 附近波动不大时均可达到较好的误差信号解调效果;调制度 m 在 0.5—1 区域可以得到较好的综合效果.在实际工作中,为了增加一阶边带的幅度,可以适当增加调制度,但最好保持在 1.2 以内.

[1] Hall J L, Hollberg L, Baer T, Robinson H G 1981 *Appl. Phys. Lett.* **39** 680
 [2] Arie A, Byer R L 1993 *Appl. Opt.* **32** 7382
 [3] Bruner A, Arie A, Arbore M A, Fejer M M 1998 *Appl. Opt.* **37** 1049
 [4] Guo R, Hong F L, Onae A, Bi Z Y, Matsumoto H 2004 *Opt. Lett.* **29** 1733
 [5] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys.* **31** 97
 [6] Bjorklund G C 1980 *Opt. Lett.* **5** 15
 [7] Shirley J H 1982 *Opt. Lett.* **7** 537
 [8] Yoshitake S, Akiyama K, Iritani M, Murayama H 1992 *Proc. SPIE* **1837** 124
 [9] Pisani M, Sassi M P, Zucco M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 159
 [10] Ye J, Ma L S, Hall J L 1998 *Proc. SPIE* **3270** 85
 [11] Galzerano G, Svelto C, Bava E, Bertinetto F 1999 *Appl. Opt.* **38** 6962
 [12] Leonhardt V, Camp J B 2006 *Appl. Opt.* **45** 4142
 [13] Galzerano G, Laporta P 2007 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** 365
 [14] Bjorklund G C, Levenson M D 1981 *Phys. Rev. A* **24** 166
 [15] Ma L S, Hall J L 1990 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 2006

Optimization of electro-optical parameter of optical frequency standard system based on modulation transfer spectroscopy technique *

Jia Yu-Dong[†] Lin Zhi-Li Ou Pan Zhang Chun-Xi

(School of Instrument Science and Opto-electronics Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

(Received 29 December 2010; revised manuscript received 29 June 2011)

Abstract

According to the mechanism of nearly degeneration four-wave mixing that occurs in a sufficiently nonlinear resonant gaseous medium caused by phase-modulated laser beam, the electromagnetism excitation and dynamic evolvement of modulation transfer spectroscopy (MTS) technique is studied theoretically, and then mathematic models of dispersion spectrum and absorption spectrum of MTS are established too. The results show that when the frequency of modulation signal source is equal to 0.72 times the linewidth of absorption line approximately, the intensity of dispersion signal reaches a maximum value; it can obtain a better frequency-stabilization result when modulation factor is set to be nearly 0.3; the instability of demodulation phase has a big effect on the absorption spectrum, but on dispersion spectrum, the effect is tiny when the demodulation phase fluctuates near 90° .

Keywords: optical frequency standard, modulation transfer spectroscopy, frequency stabilization, optimizing electro-optical parameter

PACS: 42.72.-g, 42.62.-b

* Project supported by the Fundamental Scientific Research Foundation for the Central Universities of China (Grant No. YWF-10-02-025).

[†] E-mail: jyd_blueeye@126.com