

文章编号: 1002-1582(2002)06-0528-03

高功率飞秒脉冲激光器的进展^{*}李隆¹, 黄圣鸿², 穆参军², 白晋涛², 侯洵¹

(1. 西安交通大学 电子与电信学院, 陕西 西安 710049)

(2. 西北大学 光子学与光子技术研究所, 陕西 西安 710069)

摘 要: 概述了超短激光脉冲技术发展的历程。详尽的论述了啁啾脉冲放大技术的原理和一些关键技术, 并对当今飞秒激光器研究发展的状况进行了综述。在分析其应用前景的基础上, 进一步指出了这一技术领域未来的发展趋势。结果表明, 脉冲激光放大系统以后的发展方向是: 更短脉冲; 追求更高峰值功率; 连续光谱调谐化; 向小型化乃至全光纤化发展。

关 键 词: 啁啾脉冲放大; 高功率激光; 飞秒脉冲; 太瓦量级; 拍瓦量级

中图分类号: TN242

文献标识码: A

New development of high-power femtosecond pulse laser

LI Long¹, BAI Jin-tao², HUANG Sheng-hong², MU Can-jun², HOU Xun¹

(1. School of Electronics & Telecom, Xian Jiaotong University, Xian 710049, China)

(2. Institute of Photonics & Photo-Technology, Northwest University, Xian 710069, China)

Abstract: Main developing process of ultrashort laser pulse technique is outlined. The chirped-pulse amplification technique's basic principle and some key techniques are described. Nowadays developing process of extra-short extra-high-power lasers and the new important advance is summarized. At base of analysis its application foreground, this technique field developing tendency in the future science is figured out.

Key words: chirped-pulse amplification (CPA); high-power laser; femtosecond pulse; terawatt level; petawatt level

1 超短激光脉冲技术的发展历程

超短激光脉冲技术通常是指与皮秒(10^{-12} s)或飞秒(10^{-15} s)级脉宽激光脉冲的产生、测量及放大等相关的技术。从1960年激光器制造问世以来主要经历了三次缩短脉冲宽度的革新, 即调Q激光器阶段、锁模激光技术阶段和啁啾脉冲放大阶段。由于钛宝石晶体具有极宽的增益带宽(660~1100nm)及诸多优点的物理和光学特性, 因而成为超短脉冲产生和放大的最佳激光介质之一。1991年, D E Spence等人利用氩离子激光做泵浦源, 用SF₁₄棱镜补偿腔内色散, 首次研制成功以掺钛蓝宝石为增益介质的飞秒自锁模激光器, 标志着固体飞秒激光器进入了一个新的发展阶段^[1]。特别是D Strickland和G Mourou提出的啁啾脉冲放大(CPA)技术, 将其应用于固体激光放大系统, 解决了飞秒激光脉冲放大的问题^[2]。人们利用新的锁模方式——克尔透镜自锁模, 用棱镜对和啁啾镜技术向短脉冲挑战, 同时也向超强脉冲挑战。1996年, H A Haus等人利用低色散棱镜对和一对啁啾镜, 在自锁模掺钛蓝宝石激光腔内输出小于2个光学周期的飞秒光脉冲, 对应的带宽大于350nm, 重复频率为90MHz, 是当时激光振荡器输出的最短脉冲^[3]。同年, A V Sokolov提出利用超薄气体介质引起激光脉冲频率调制, 产生宽带频谱, 预计可以产生小于1fs的超短脉冲^[4]。在1997年, I N Ross等人又提出了光学参量啁啾脉冲放大技术^[5]。T Beddard等人将脉冲峰值功率做到了1mW, 平均功率达到了1.5W, 重复频率为110MHz^[6]。1998年, Charles G Durfee等人利用多通放大技术

获得了17fs、输出能量为4.4mJ、峰值能量为0.26TW^[7]的激光束。这样的激光束在进行聚焦处理时, 光束截面上的功率密度将达到 $10^{16} \sim 10^{20}$ W/cm², 产生高温、高压、高场强、高密度等极端物理条件, 使得飞秒激光在许多方面有特殊的用途, 成为当今激光发展与研究的热点和新的超短超强研究的基点。

2 啁啾脉冲放大原理及各种放大技术

啁啾脉冲放大(CPA)技术的原理是将锁模激光器产生的超短脉冲在维持光谱宽度不变的情况下, 通过正色散器件或与其器件的组合, 将脉冲在时域上展宽至皮秒乃至纳秒量级(展宽比一般为 $10^3 \sim 10^5$), 形成所谓的“啁啾脉冲”, 经过再生放大或多通放大获得足够的能量, 最后通过啁啾补偿的方法将能量放大后的光脉冲的脉宽压缩, 理想的状态要求压缩后的脉宽与种子源的脉宽接近。啁啾脉冲放大技术的关键是要保证引入和附加的正色散与补偿的负色散必须保持平衡, 这样种子脉冲宽度才不会发生畸变。展宽脉冲的目的在于降低放大过程中激光脉冲的强度, 使脉冲峰值功率在系统元件的损伤阈值以下, 从而避免超短脉冲在放大后由于功率过高而给放大器光学元件带来损伤, 和减弱或克服由于高强度激光在放大过程中可能引起的各种非线性效应, 如自聚焦、自位相调制、高阶非线性等和光谱形变。同时可保障单个脉冲有效的从增益介质中获取能量, 获得高效放大^[8]。经过放大器的脉冲能量得到放大(放大倍数一般为 10^{11} 倍)。使用压缩器将脉冲压缩回原状态, 最终获得高功率的超短光脉冲。压缩器的设计首先应与展宽器对脉冲引入

^{*} 收稿日期: 2001-12-03; 收到修改稿日期: 2002-01-07

基金项目: 国家攀登计划资助项目; 国家自然科学基金资助项目(69778012)

作者简介: 李隆(1972-), 男, 西安交通大学电子与电信学院讲师, 博士研究生, 主要从事高功率飞秒激光器方面的研究。

的正色散相匹配,其次应考虑由于系统材料(普克盒,偏振器,增益介质的长度等)引入的色散,使整个系统的正负色散相平衡,同时消除增益窄化效应的影响,保持种子源光谱脉宽的完整性^[9]。啁啾脉冲放大系统的原理如图 1 所示。系统由四部分组成:超短脉冲振荡器、展宽器、放大器(包括再生放大器或多通放大器)和脉冲压缩机。

放大器采用再生和多通放大结构。再生放大是从锁模光脉冲序列中选出一个种子脉冲,注入再生放大的谐振腔,利用谐振腔对种子脉冲有效的放大,用腔倒空原理将放大光信号倒出。光信号在腔内多次往返,相当于经过多次的空间滤波和多次通过放大介质,最后输出信号,具有放大倍数高等特点。再生放大器对于小于 30fs 以下

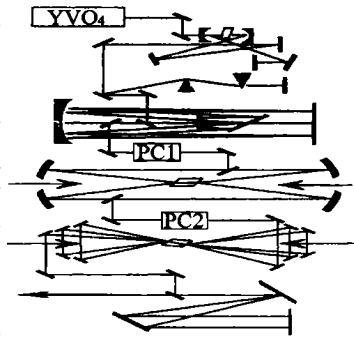


图 1 啁啾脉冲放大技术的结构简图

脉宽的放大来说,存在着极大的缺陷性。光信号多次往返通过放大介质和普克尔盒的布儒斯特端面时会引入高阶色散,高阶色散量是无法估量的。由于系统脉宽压缩器无法补偿,严重导致光谱宽度的畸变和脉宽增加,而且对泵浦光的稳定性要求特别高,小于 30fs 以下脉宽的放大已不在采用。

多通放大器是利用一组凹面或平面反射镜来重复反射信号光,让其多次通过放大介质,使增益介质的反转粒子数充分得到利用。每一通道路径稍有不同,考虑到增益介质的长度,通道数目一般小于 10 次。多通放大器是一种功率放大器,光脉冲能尽可能的提取储存在增益介质中的能量,其输出功率主要受限于泵浦光的质量和光学元件的损伤阈值^[10]。多通放大器的优点在于放大过程引入的色散较少,光谱增益窄化效应较弱。

3 近期发展的基本状况

激光脉宽的不断缩短和单脉冲峰值功率的不断提高,这都得益于增益介质的发现、啁啾脉冲放大技术的引入和光纤脉冲压缩技术。

激光功率放大系统可分为如下三大发展方向:
第一个发展方向是高能量、低重复频率系统。这类系统主要采用高效储能大孔径介质,如用钼玻璃或是钛宝石/钼玻璃混合系统作为放大介质,形成新一代高功率超短脉冲固体激光系统,脉冲宽度一般为数百飞秒,输出能量数十至数百焦耳,输出功率大都高于 50TW,甚至超过 1PW,聚焦功率密度高达 $10^{19} \sim 10^{21} \text{W/cm}^2$ 。研究主要集中在世界上几个大的国家实验室及研究机构中,如美国的利佛莫尔国家实验室(LLNL)、日本大阪大学激光工程研究所(ILE)、英国卢瑟福实验室(RAL)、日本原子能研究所(JAERI)、法国里梅尔实验室(LIMEIL)^[11~17]等。1999 年,美国 Lawrence Livermor 国家实验室利用 Ti:sapphire-Nd:glass 激光系统产生了大于 1500TW 峰值功率的激光脉冲,聚焦后的峰值功率密度达到 $7 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$,这是目前人类所获得的峰值功率最高的激光脉冲^[18]。

第二个发展方向是重复率在 50Hz 以下、脉宽较小、脉冲能量较高(焦耳量级)、峰值功率较高的激光放大系统,增益介质主要是掺钛蓝宝石。自 20 世纪 90 年代以来,输出激光脉宽小于 50fs、峰值功率 2TW 以上的激光系统相继研制成功,例如 1994

年,加利福尼亚大学的 C P J Barty 等人首次通过控制飞秒尺度上的相位和振幅畸变,在重复率为 10Hz 时,获得了 30fs、40TW 的脉冲^[19]。1995 年,C P J Barty 等人又进一步改进系统,获得了 15fs、100TW、重复率为 10Hz 的高能量激光脉冲^[20]。1999 年,H Wang 等人仅用三级多通放大系统,产生了大于 40TW、24fs、10Hz、平均能量 10W 的放大激光脉冲,输出强度高于 $1 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ ^[21]。1998 年,日本原子能研究所高等光子研究中心的 K Yamakawa 与加利福尼亚大学的 C P J Barty 等人合作,用固体标准具控制增益窄化效应和增益饱和效应,同时补偿多层电介质镜的三阶色散,采用两阶 Ti:Al₂O₃ 放大器,在 10Hz 时产生了 10fs、10TW 的激光脉冲,锁模脉冲展宽了 10^5 倍以上,并获得了在所有钛宝石啁啾脉冲放大系统中超过理论值 90% 的最大放大效率^[22]。在 1999 年,K Yamakawa 等人将系统继续改进,获得了输出的放大激光脉宽为 19fs、压缩后的脉冲能量 1.9J、100TW、10Hz 的激光,脉冲聚焦后的峰值功率密度为 $3 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$,与第一类放大系统相比,平均功率达到了 19W,展宽倍数为 17 万倍^[23],这是此类放大系统到目前为止所获得的最高功率水平。国内是由北京物理所光物理开放实验室、天津大学精密仪器学院超快激光研究室、上海光学精密机械研究所、西安光学精密机械研究所等几个单位合作进行的。其发展状况是:1999 年,北京物理所采用多通放大研制成功掺钛蓝宝石激光装置,输出单脉冲能量为 36mJ、脉宽为 25fs、峰值功率大于 1.4TW 的激光脉冲^[24];2000 年,天津大学首次将半导体可饱和吸收镜(SESAM)用于飞秒太瓦激光系统,研制成功国际首台自启动飞秒太瓦激光放大系统^[25]。1996 年,上海强光学光学开放研究室成功建立了国内首台 2.8TW/43.3fs 的飞秒强激光装置,随后又对激光系统进行了升级改造,使其输出的激光脉冲峰值功率达到了 5.4TW、中心波长 790nm、脉宽小于 46fs、单脉冲能量 250mJ、重复频率 10Hz 的激光脉冲^[26]。

第三个发展方向是重复频率高的系统,一般重复频率在 1kHz 以上。1993 年,J Squier 等人实现了 160fs、230mJ、重复频率 10kHz 的脉冲输出,平均功率超过 2W^[27]。1997 年,西安光学精密机械研究所在国内首次完成了高重复频率飞秒脉冲的产生和放大实验工作,获得的单脉冲能量 100mJ 以上,脉宽小于 50fs、重复频率为 5kHz^[28]。1998 年,Y Nabekawa 等人得到了 21fs、14mJ 的激光脉冲,重复频率为 1kHz,峰值功率提高到了 0.66TW,平均功率达到了 14W^[29]。

高功率超短脉冲激光放大系统形式多种多样,具有广阔发展前途的是光纤激光放大系统。基于光纤材料,光纤元器件技术和激光技术的研究,用腔内色散调整,腔外光纤啁啾脉冲放大等技术,使光纤激光器及放大系统的输出功率达到了相当高的水平^[30],例如 1996 年,M E Ferman 等人采用覆层泵浦的掺 Er³⁺ 光纤激光器的输出脉冲能量已达到 1nJ,脉宽为 200fs^[31]。

4 未来的发展趋势及应用前景

4.1 未来的发展趋势

脉冲激光放大系统以后的发展方向是向着四个方向进行:更短脉冲;追求更高峰值功率;连续光谱调谐化;向小型化乃至全光纤化发展。

在脉宽方面,利用钛宝石飞秒激光系统已达到了 4.6fs(接近理论极限 3fs)的水平。目前应探索新的增益频带更宽的材料,或用分子调制技术来压缩锁模激光脉冲^[32],这是获得阿秒脉冲的有效途径。其原理为:在稀薄气体介质中,周期性的激光

脉冲驱动相干分子振荡,分子振荡反过来调制介质折射率使脉冲产生线性啁啾(即产生一个受频率调制的宽频带光谱,足以支持阿秒脉冲),光脉冲在介质中传输时,群速色散将脉冲压缩至阿秒量级。另外,根据强场高次谐波平台区谐波级次分布规律和超宽的谐波辐射,通过锁定各谐波相位也能产生阿秒光脉冲。

在高峰值功率超短脉冲激光器研制方面,放大介质可采用钛宝石和高饱和通量、较长上能级寿命的介质结合的混合系统。因为啁啾脉冲放大技术最大缺点是受增益窄化效应的限制^[33],为减小此效应的影响,在实验手段上可参考以下技术:(1)利用再生脉冲整形技术;(2)输入频谱的整形技术^[34];(3)对种子脉冲采用长波长注入法(种子脉冲从偏向于增益曲线峰值的长波一侧注入)^[35]。

光学参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术的研究:在光学参量放大(OPA)过程中和在能量从泵浦光耦合到信号光脉冲的过程中,非线性晶体不参与能量的净交换,减小了增益饱和效应和增益窄化效应,使飞秒种子光脉冲在能量放大的同时,仍保持了很宽的光谱;同时限制泵浦光的强度,就有可能在 OPA 情况下输送更大的功率,这样就形成了光学参量啁啾脉冲的放大(OPCPA)技术。运用此技术有可能产生脉宽更窄、峰值功率更高的激光脉冲,发展前景较好。如图 2 所示。

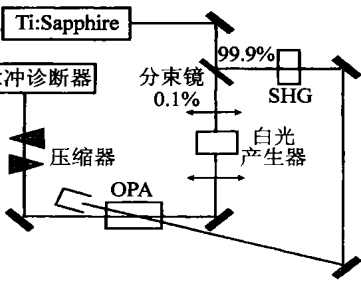


图 2 OPCA 的典型实验装置

4.2 应用前景

高功率超短脉冲激光系统输出的激光,其脉宽达到几个飞秒,峰值功率达到太瓦甚至拍瓦量级,聚焦功率密度为 10^{20} W/cm^2 ,甚至可达到 10^{21} W/cm^2 ,相应的电场比原子内库仑场强得多。这样的脉宽和功率密度带来了实验室前所未有的高时间分辨率以及强电场、强磁场、高压强和高温度的极端物理条件,给传统学科带来了巨大的冲击和发展契机,引发了基础科学和技术科学的一场广泛而深刻的变革,开创了一系列新兴相关学科及交叉学科。在飞秒科学方面,开创了如飞秒材料、飞秒等离子体物理、超快相干 X 射线的产生^[36,37]、X 射线激光器^[38,39]、基于激光的粒子加速器^[40,41]、飞秒光电子学、飞秒半导体物理、飞秒光谱全息学等。在强场物理方面,诸如:“快速点火”惯性约束核聚变、高能量密度物理、高强度 X 射线辐射源、产生激光高次谐波、超快软和硬 X 射线的产生、超快化学反应动力学和天体物理等。其中比较引人注目的应用有:(1)台式核聚变激光装置引发氘离子聚变反应产生可观的中子流;(2)Petawatt 激光装置引发原子核裂变;(3)强激光冲击下引发物质状态的相变;(4)超短脉冲激光快速改变磁性原子取向^[42]。

5 结 论

自世界上第一台自锁模掺钛蓝宝石激光器研制成功至今,激光技术领域的发展是日新月异。脉宽由皮秒发展到亚皮秒乃至几个飞秒,峰值功率由瓦提高到太瓦乃至拍瓦,重复频率具有从赫兹到兆赫兹的广阔分布。当前,脉宽突破阿秒界限和峰值功率做到拍瓦以上是科研人员的一项负有挑战的课题。相信迎着新世纪的曙光,高性能、高质量、高峰值功率的阿秒脉冲激光器必定会诞生。

参考文献:

[1] D E Spence, P N Kean, W Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser[J]. Opt Lett, 1991, (16): 42-45.

[2] D Strickland, G Mourou. Compression of amplified chirped optical pulse[J]. Opt Commun, 1985, (56): 219-223.

[3] U Morger, F X Karner, S H Cho, et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser[J]. Opt Lett, 1999, (24): 411-415.

[4] A V Sokov. Subfemtosecond compression of periodic laser pulse[J]. Opt Lett, 1999, (24): 1248-1251.

[5] I N Ross, P Matousek, M Towrie, et al. Prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers[J]. Opt Comm, 1997, 144: 125-133.

[6] T Beddard, W Sibbett, D T Reid, et al. High average-power, 1-MW peak-power self-mode-locked Ti:sapphire oscillator[J]. Opt Lett, 1999, (24): 163-167.

[7] Charles G. Durfee, Sterling Backus, et al. Design and Implementation of a TW class High-average Power Laser system[J]. IEEE Journal of Selected Topic in Quantum Electronic, 1998, (4): 395-405.

[8] Christopher P J Barty. Ten-femtosecond amplifier creates multiterawatt pulses[J]. Laser Focus World, 1996, (6): 93-106.

[9] W E White, F G Patterson, R L Combs, et al. Compensation of higher-order frequency-dependent phase terms in chirped-pulse amplification systems[J]. Opt Lett, 1993, (18): 1343-1345.

[10] 徐至展, 杨晓东, L Vigroux, et al. 5.4/46fs 级台式钛宝石超短超强激光系统[J]. 中国科学(A), 2000, 30(1): 63-69.

[11] Perry M D. Crossing the petawatt threshold[J]. Science & Technology Review, 1996, (4): .

[12] Perry M D. The amazing power of the Petawatt[J]. Science & Technology Review, 2000, (4): .

[13] Heller A Jan. USP opens new world of physics research[J]. Science & Technology Review, 2000, (25): .

[14] Danson C N, et al. Focused intensities of 10W/cm with the upgraded Vulcan CPA interaction facility[J]. Proceeding of SPIE, 1998, 3492: 82.

[15] Kitagawa Y, et al. GEKKO XII petawatt module project[R]. Annual Progress Report, 1998.

[16] Zou J P, et al. The LULL 100-TW Ti:sapphire/Nd:glass laser: a first step towards a high performance petawatt facility[J]. Proceeding of SPIE, 1998, 3492: 94.

[17] M D Perry, D Pennington, B C Stuart, et al. Petawatt laser pulses[J]. Opt Lett, 1999, (24): 160-165.

[18] D Perry, D Pennington, B C Stuart, et al. Petawatt laser pulses[J]. Opt Lett, 1999, (24): 160-165.

[19] C P J Barty, G L Gordon, B E Lemoff. Multiterawatt 30-fs Ti:sapphire laser system[J]. Opt Lett, 1994, (19): 1442-1446.

[20] C P J Barty, T Guo, C L Blanc, et al. Generation of 18fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification[J]. Opt Lett, 1996, (21): 668-672.

[21] H Wang, S Backus, Z Chang, et al. Generation of 10W average power, 40TW peak power, 24-fs pulses from a Ti:sapphire amplifier system[J]. Optical Society of America, 1999, 16(10): 1790-1794.

[22] K Yamakawa, M Aoyama, S Matsuoka, et al. Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti:sapphire amplifiers[J]. Opt Lett, 1998, (23): 525-528.

[23] K Yamakawa, M Aoyama, S Matsuoka, et al. 100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate[J]. Opt Lett, 1998, (23): .

[24] 魏志义, 张杰, 夏江帆, 等. 高效率太瓦级飞秒掺钛蓝宝石激光装置[J]. 中国科学(A 辑), 2000, 30(11): .

[25] 王清月, 张伟力, 王勇, 柴路, 等. 飞秒激光脉冲啁啾脉冲放大过程中的放大自发辐射及其抑制[J]. 中国科学(A 辑), 2000, 30(11): .

[26] 徐至展, 杨晓东, L Vigroux, et al. 5.4/46fs 级台式钛宝石超短超强激光系统[J]. 中国科学(A 辑), 2000, 30(1): 63-69.

[27] J Squier, G Kom, G Mourou, et al. Amplification of femtosecond pulses at 10-KHz repetition rates in Ti:Al₂O₃[J]. Opt Lett, 1993, (18): .

[28] 赵尚弘, 王屹山, 陈果夫, 等. 钛宝石飞秒脉冲的产生和高重复率放大及压缩实验研究[J]. 中国科学(A 辑), 1997, 27(12): .

[29] Y Nabekawa, Y Kuramoto, T Togashi, et al. Generation of 0.1TW 5fs optical pulses at 1kHz repetition rate[J]. Opt Lett, 1997, (22): .

[30] K Tamura, et al. Technique for obtaining high energy ultrashort pulse, from an additive mode-locked Er³⁺ doped fiber ring laser[J]. Opt Lett, 1994, 19(1): .

[31] M E Fermann, et al. Cladding-pumped passively mode-locked fiber laser generating femtosecond and picosecond pulses[J]. Opt Lett, 1996, 21(13): .

[32] M E Fermann, et al. Cladding-pumped passively mode-locked fiber laser generating femtosecond and picosecond pulses[J]. Opt Lett, 1996, 21(13): .

[33] 曹东茂, 魏志义, 滕浩, 等. 整形种子脉冲克服放大过程中增益窄化效应的研究[J]. 物理学报, 2000, 49(6): .

[34] C P J Barty, T Guo, C L Blanc, et al. Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification[J]. Opt Lett, 1996, 21: .

[35] K Yamakawa, M Aoyama, S Matsuoka, et al. Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti:sapphire amplifiers[J]. Opt Lett, 1998, 23: .

(下转第 532 页)

$$g(x,y)=\iint_{-\infty}^{\infty}f(\xi,\eta)h(x-\xi,y-\eta)d\xi d\eta+n(x,y)$$
$$=f(x,y)*h(x,y)+n(x,y) \tag{3}$$

式中, * 表示卷积。根据傅里叶变换的卷积定理可得

$$G(u,v)=F(u,v)\cdot H(u,v)+N(u,v) \tag{4}$$

式中, 变量 u, v 称为频率域的空间频率; $F(\cdot), G(\cdot), H(\cdot), N(\cdot)$ 分别是 $f(\cdot), g(\cdot), h(\cdot), n(\cdot)$ 的二维傅里叶变换, 并且称 $H(u, v)$ 为成像系统的传递函数, 在图像复原中又称为退化函数。根据导致图像模糊的物理机理, 通过解析方法来确定运动模糊图像的传递函数。假设被摄景物在摄像过程中在一平面内进行匀速直线运动, 令 α 和 β 分别表示 x 和 y 方向上的运动速度, 经过推导可得运动模糊图像的传递函数为

$$H(u,v)=\frac{\sin(\alpha u+\beta v)\pi T}{(\alpha u+\beta v)\pi T}\exp[-i(\alpha u+\beta v)\pi T] \tag{5}$$

式中, T 是电视图像的帧周期。例如在 PAL 彩色电视制中, 帧频 $f=25\text{Hz}$, 帧周期 $T=40\text{ms}$ 。如果选择复原滤波器的传递函数, 则为

$$H_R(u,v)=H^{-1}(u,v) \tag{6}$$

此时, 复原图像的频谱变为

$$F(u,v)=G(u,v)\cdot H_R(u,v)$$
$$=[F(u,v)\cdot H(u,v)+N(u,v)]\cdot H^{-1}(u,v)$$
$$=F(u,v)+N(u,v)\cdot H^{-1}(u,v) \tag{7}$$

经过傅里叶反变换后可以获得复原图像为

$$f(x,y)=\lambda^{-1}[F(u,v)]$$
$$=f(x,y)+\frac{1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}N(u,v)\cdot H^{-1}(u,v)\times$$
$$\exp[i(u,v)]dudv \tag{8}$$

式中, λ^{-1} 表示傅里叶反变换。在没有源噪声的情况下可以获得精确的复原结果, 但是如果存在源噪声, 则将会引起附加的误差, 使得图像细节丰富的区域不能得到有效的复原^[4]。

4 多帧运动模糊图像复原方法

电视成像是通过电子束周期地扫描摄像管靶面实现的, 使得电视图像的相邻帧之间具有相关性, 其中相邻帧之间具有相对平稳的图像退化, 这是由于各帧图像的相对位移不变的点扩展函数 $h(x-\xi,y-\eta)$ 引起的。对于摄像设备与景物之间相对运动引起的模糊图像来说, 只要物体在帧间没有重大的移动, 加之帧周期较短, 就可以认为在一帧时间内相对运动是稳定的, 这是多帧融合处理技术复原图像的前提条件。此时第 i 帧模糊图像的傅里叶频谱是

$$G_i(u,v)=F(u,v)\cdot H_i(u,v) \tag{9}$$

对上式取自然对数, 可得

$$\ln[G_i(u,v)]=\ln[F(u,v)]+\ln[H_i(u,v)] \tag{10}$$

式(10)可以将真实景物图像频谱和退化传递函数分离成对数相加的形式, 这样有可能对相加性噪声应用统计滤波方法。对于 M 帧电视图像来说, 则有

$$\sum_{i=1}^M\ln[G_i(u,v)]=M\ln[F(u,v)]+\sum_{i=1}^M\ln[H_i(u,v)] \tag{11}$$

当 M 为大值时,

$$\frac{1}{M}\lim_{M\rightarrow\infty}\ln[H_i(u,v)]=\ln[H(u,v)] \tag{12}$$

此时, 复原图像的频谱可以表示为

$$F(u,v)=\exp[H(u,v)]\prod_{i=1}^M[G_i(u,v)]^{1/M} \tag{13}$$

然后可由傅里叶反变换求得空间域的复原图像:

$$f(x,y)=\lambda^{-1}[F(u,v)] \tag{14}$$

尽管上述推导过程中未考虑噪声分量的影响, 但是在每一帧图像处理之前, 都必须进行必要的噪声滤波, 将噪声的影响降低到最低程度。

5 结 论

大多数图像复原技术都是以图像退化的某种先验知识为基础的, 然而在实际应用中, 由于造成图像退化的因素错综复杂, 退化方式不可预测, 加之噪声的影响, 因而增大了获取先验知识的难度。与单帧图像相比较, 多帧图像能够提供更多的信息, 便于获取先验知识, 构造复原模型。对于运动模糊图像来说, 从单帧图像中难以获取运动模式和运动参数; 多帧图像中的每幅图像都包含关于景物的全部原始信息, 通过多帧图像比较, 结合图像处理和分析技术, 进行图像分割提取运动特征, 从而确定复原模型, 这正是多帧融合处理技术的先进之处。为了实现计算机图像处理, 需要对处理方法进行离散化, 确定数值运算的算法, 编制计算机图像处理程序, 运算过程需要保证算法的收敛性, 文中式(12)的极限收敛可作为多帧模糊图像复原的判据。另外, 运用多帧融合处理技术处理数字视频图像时, 通过分析图像编码格式, 可知像素灰度变化反映出时空图像内容的变化, 帧间采样频率变化反映出图像内容的变化速度, 这样, 能更准确、有效地进行图像复原, 但是图像编码格式的复杂性和多样性也给处理工作带来了一定的难度。

参考文献:

[1] 公安部刑事侦查局. 95—98 国际刑事科学技术进展[M]. 北京. 1999.

[2] W K 普拉特. 数字图像处理学[M]. 北京: 科学出版社, 1984.

[3] 徐建华. 图像处理与分析[M]. 北京: 科学出版社, 1992.

[4] 冯清枝. 模糊图像计算机优化处理的讨论[J]. 广东公安科技, 1999, (3): 46—48.

(上接第 530 页)

[36] A Rundquist, C Durfee, Z Chang, et al. Phased-matched generation of coherent soft X-rays[J]. Science, 1998, 280.

[37] I P Christov, M M Murnane, H C Kapteyn. High harmonic generation of attosecond pulses in the “single cycle” regime[J]. Phys Rev Lett, 1997, 78.

[38] H C Kapteyn, L D Silva, R W Falcone. Short-wavelength laser[J]. Proc IEEE, 1992, 80.

[39] B Lemoff, G Y Gin, C Gordon, et al. Demonstration of 10Hz fem-

tosecond pulse-driven xuv laser at 41.8nm in Xe-IX [J]. Phys Rev Lett, 1995, 74.

[40] C Siders, S LeBlanc, D Fisher, et al. Laser wakefield excitation and measurement by femto-second longitudinal interferometry [J]. Phys Rev Lett, 1996, 76.

[41] D Umstadter, S Chen, A maksimchuk, et al. Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake-field acceleration of electrons[J]. Science, 1996, 273.

[42] 张光寅. 光子学若干前沿问题[J]. 物理, 2000, 29(10).