

Kagome 光纤超快非线性光学研究进展*

杨佩龙^{1,2,†} 滕浩² 方少波² 魏志义²

(1 西安电子科技大学 物理与光电工程学院 西安 710071)

(2 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100190)

2016-07-12收到

† email: yangpei_long@126.com

DOI: 10.7693/wl20170604

Ultrafast nonlinear optics in Kagome fibers

YANG Pei-Long^{1,2,†} TENG Hao² FANG Shao-Bo² WEI Zhi-Yi²

(1 Institute of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(2 Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

摘要 Kagome 光纤(简称 KGF)是一种不依赖带隙导光的新型空芯微结构光纤,其结构设计灵活、损伤阈值高、损耗低(高透区损耗可低至~40 dB/km)、支持宽带传输(>500 nm),并可通过纤芯改变所充气体及调节气压实现光纤色散、非线性效应的有效调制,在强场物理、超快激光技术等领域研究中优势突出。基于 KGF 在超快光学中的重要意义,该文对近年来国际上关于 KGF 在非线性光学变频及超短脉冲压缩等领域的研究成果进行介绍,并对关键性应用技术进行简要分析,最后对其发展前景进行展望。

关键词 Kagome 光纤, 微结构光纤, 脉冲压缩, 色散调制, 非线性光学

Abstract Kagome fiber (KGF) is a new type of microstructure optical fiber, in which light guidance is not completely dependent on the photonic bandgap. This fiber displays some outstanding features such as flexible structure design, high damage threshold, low loss (as low as ~40 dB/km at high transmission wavelengths), and wide transmitting bandwidth (>500 nm). In particular, by adjusting the gas pressure in the fiber's hollow core, its nonlinearity and dispersion properties can be modulated easily for various important applications, including strong field physics, ultrafast nonlinear optics, and ultrashort pulse compression technology. In this paper we review the major experimental and theoretical progress achieved in recent years in KGF applications based on nonlinear optical frequency conversion and ultrashort pulse compression, then analyse the key technology behind their advanced applications. Finally, we assess the prospects for further applications of this novel fiber.

Keywords Kagome fiber, microstructure fiber, pulse compression, dispersion modulation, nonlinear optics

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922401)、国家自然科学基金(批准号: 11474002, 61575219)资助项目

1 引言

1966年华裔科学家高锟首次提出波导纤维^[1], 引发人类历史上远距离通信的重大革命, 并对诸如航空航天^[2]、激光技术^[3]、新材料^[4]、高能物理^[5]、远距离传感^[6]、生物医学^[7]等不同学科领域产生了极其深远的影响。特别在非线性光学领域应用中, 光纤自身对光场的强限制能力使激光与材料能够长距离作用, 同时高非线性、低损耗、色散易调制等优良特性, 促进了多倍频程超连续(SC)谱^[4]、高次谐波^[5]及超快激光等技术^[8]的快速发展, 也为受激布里渊散射、受激拉曼散射、相位调制、四波混频、自变陡、调制不稳定性、色散波产生、孤子自频移等诸多基础非线性光学理论的深入研究提供有力的实验支撑。

近年来, 为满足强场物理^[5]、工业加工^[9]、光频绝对计量^[10]等超快非线性领域的应用需求, 光脉冲的极限化(包括更窄的脉冲宽度及更高的峰值功率)已成为超快激光领域发展的主要方向^[11]。实现超短脉冲压缩前提是要求种子脉冲光谱足够宽以支持脉冲宽度进一步窄化, 而高峰值功率超短脉冲激光产生主要受限于放大器的增益带宽和传输介质, 利用光纤中自相位调制效应实现种子脉冲光谱展宽是目前最常用的扩频手段之一。但该非线性过程对光纤色散、非线性、传输带宽、损伤阈值等特性均有较高要求, 传统实芯光纤和带隙型微结构空芯光纤往往很难满足应用需求。

激光与非线性气体(包括 N_2 , H_2 及 He , Ne , Ar , Kr , Xe 等^[12]稀有气体)作用能产生一系列在固体介质中不易观察到的非线性现象且损伤阈值更高^[8], 传统固体非线性光学因此被拓展到气体、液体甚至等离子体。流体对环境敏感, 不易操控, 特别是当激光与流体介质长距离作用时, 缺乏一个既能有效限制激光场又能对流体介质具有良好操控性的波导器件。科学家首先想到用毛细石英管^[13],

这虽一定程度上可行, 但流体折射率低于任何固体介质, 传统实芯阶跃折射率光纤内全反射导光理论已不再适用流体介质。实验发现^[12], 石英管对导模束缚能力很差, 基模损耗超高, 脉冲有效作用距离短, 色散难调控, 孔径大小与损耗近似成反比关系(低损耗情况下, 毛细石英管模场面积约 $30000 \mu m^2$ ^[14]), 以上缺点为其实际应用造成巨大困难。

1999年英国Bath大学Russell等^[15]成功拉制出世界上第一根石英基质带隙型光子晶体光纤(PBG-PCF), 该光纤结构特征如图1(a)所示^[12]: 光纤包层六角分布紧密排列空气孔形成光子带隙, 纤芯是一圆形空气孔(可填充其他低折射率介质), 打破完整晶体结构形成缺陷, 该光纤正是利用包层横向二维光子带隙效应限制光波沿缺陷纤芯轴向传输。与毛细石英管相比, 该光纤损耗低且色散可控, 有限范围内光子带隙位置、宽度可通过调整光纤结构来优化设计, 支持单模传输, 横向模面积大小可通过结构进行有效调节, 设计灵活度高。但该光纤带隙较窄, 能支持导模带宽非常有限(如图1(b), 低损带宽 ~ 100 nm), 带隙宽度对结构(包括空气孔间距 A 、孔径及芯径)、基质材料折射率及传输波长依赖程度高(典型的数值关系为 $A=2.5 \lambda$), 严重制约了其在超快非线性光学领域的应用。

2002年F. Benabid等^[14]在PBG-PCF基础上提出一种具有Kagome晶格微结构包层光纤, 其端面结构如图2(a)所示。光纤结构与PBG-PCF类似, 不同之处在该光纤包层空气六边形孔与三角

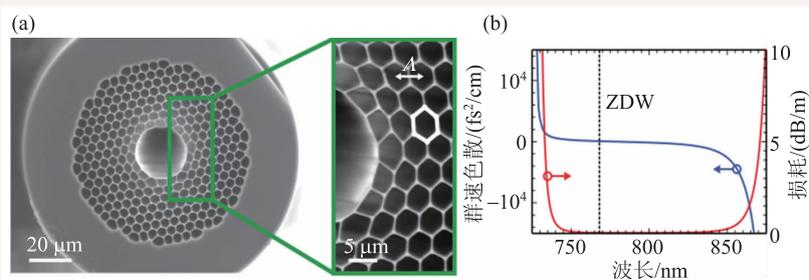


图1 (a)典型PBG-PCF端面结构图, 纤芯直径 $11 \mu m$, 纤芯与孔间距(A)之比为2:1; (b)通过有限元法计算得到该光纤在传输波长 $750-850$ nm附近群速度色散(β_2)与损耗(Loss)图谱

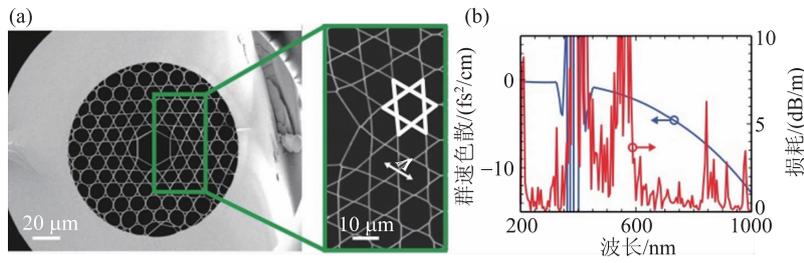


图2 (a)扫描电镜下典型 Kagome 结构光纤截面图, 其纤芯直径 30 μm, 孔间距 $A=15 \mu\text{m}$, 孔间固体网格厚度 0.23 μm; (b)该光纤在传输波长 200—1000 nm 附近群速度散 (β_2)与损耗(Loss)图谱

形孔相间呈网状, 纤芯孔呈六角结构, 孔间隔板厚度为百纳米量级, 光纤诸多光学特性(如光纤损耗)主要依赖于隔板厚度^[16]。如图 2(b)所示^[12], 该光纤能支持传输带宽比 PBG-PCF 更宽($> 500 \text{ nm}$)^[17], 其高透区(600—1000 nm)^[18]平均传输损耗远小于 1 dB/m, 单层孔环情形下 3—4 μm 传输损耗可低至 ~0.3 dB/m, 较宽带宽范围内呈反常色散且色散值很低, 自然状态下在波长 ~1000 nm 处群速度散很低($|\beta_2| < 15 \text{ fs}^2/\text{cm}$)^[12], 整个传输带宽范围内色散斜率也很小。KGF 的以上特性在脉冲自压缩技术中已被得到充分应用, 可使光谱展宽与色散补偿过程仅通过一根具有弱反常色散并充有惰性气体的 KGF 一次性完成, 输出脉冲峰值功率可达吉瓦(GW, 1 GW=10⁹ W)量级。

通过回顾 KGF 的研究历程可知, KGF 弥补了几乎所有目前常见光纤在超快非线性光学应用方面的不足, 是光纤光学领域的一大重要突破, 更为高功率超短脉冲产生带来新的途径和希望。本文将 KGF 在超快光纤非线性光学领域应用为主题, 通过调研近几年国际上在该领域的重要研究成果, 分别介绍了该光纤在光学变频、SC 谱产生、脉冲压缩等非线性领域的技术背景及重要应用。

2 KGF 制备及光学特性

2.1 KGF 制备及导光机理

目前, KGF 制备均采用传统堆积法^[19], 光纤

拉制过程中需精心优化相关控制参数, 特别是要精准控制控制温度, 减小外界因素引起的温度波动, 同时确保光纤具有较高的空气填充率(~80%)使毛细管堆叠形成的三角形空气孔张开, 该三角孔是影响该光纤单模传输特性的决定性因素之一。KGF 导光机制不同于 PBG-PCF, 它主要依赖于特殊

纤芯和包层结构来抑制纤芯模与包层模之间相互耦合^[20], 微观上类似法布里—珀罗腔谐振腔抗谐振原理, 发生谐振的光场将穿过空气与石英隔板变成包层模泄露掉, 未发生谐振的光场将继续沿纤芯轴向传输。正是这种特殊导光机制, 使该光纤具有较宽的透过窗口及较低损耗。

其谐振波长(高损谱位置)与结构之间简单关系可表示为^[18]

$$\lambda_c = \frac{2}{m} \delta \sqrt{n^2 - 1} \quad (1)$$

其中 m (m 取正整数)是谐振级次, δ 是微结构包层介电材料(通常为石英)隔板厚度, n 是该材料折射率, 表明光纤的损耗区位置主要取决于基质隔板厚度及光纤包层基质材料折射率; 可通过(1)式较准确地推断光纤的高损区对应频谱位置, 为高透带宽及频谱设计提供指导。在此基础上, 为进一步降低光纤损耗, 2011 年 Vincetti L 等^[21]提出一种导光原理及色散特性与 KGF 类似但损耗更低的 Tube Lattice Kagome 光纤(TLF), 如图 3(a)所示^[21], 该光纤与普通 KGF 结构上最大区别是, 包层由一层层石英毛细管组成, 孔间距 $A=40\delta$, 去掉几根中心管形成纤芯, 纤芯呈圆内旋轮线状。其谐振波长依然满足(1)式关系, 但是由图 3(b)可知, 与传统 KGF 相比较, 相似结构下 TLF 的损耗更低。

2.2 气体填充 KGF 色散及损耗特性

气体与强激光作用可产生诸多固体介质中难以实现的非线性效应。KGF 横向尺寸在微米量

级, 损伤阈值高, 既能对非线性气体进行有效约束又可实现激光场强限制, 还可通过控制气压大小实现对气体填充KGF的零色散波长(Zero Dispersion Wavelength, ZDW)紫外到可见甚至近红外区域的有效调制; 未填充非线性

气体KGF在整个传输带宽范围内呈弱负色散且色散斜率较小, 恰好能与稀有气体正色散相互补偿, 同时高透区平均损耗低(<1 dB/m), 且实际应用中通过调节包层隔板厚度可对高损区位置进行优化设计, 为气体与高功率激光长距离(米至千米量级)作用提供了良好的腔体结构。

气体填充下的KGF模式折射率可近似用以下公式来描述^[22]:

$$n_{mn}(\lambda, p, T) = \sqrt{n_g^2(\lambda, p, T) - \frac{u_{mn}^2}{k^2 a^2}} \approx 1 + \delta(\lambda) \frac{p}{2p_0} \frac{T_0}{T} - \frac{u_{mn}^2}{2k^2 a^2}, \quad (2)$$

式中 k 为真空中波矢, n_g 为所填充气体折射率(气体折射率与气压 p , 温度 T 以及输入波长 λ 有关), p_0 是大气压强, $T_0=273.15$ K; u_{mn} 是 m 阶一类贝塞尔函数第 n 个零点, 当 $m=n=1$ 时对应的 HE_{11} 模, $\delta(\lambda)$ 是气体材料折射率 n_g^2 的Sellmeier展开, 其大小与所填充的气体性质有关, 具体表达如下:

$$\delta(\lambda) = \frac{T_0}{T} \left(\frac{B_1}{1 - (\lambda_1/\lambda)^2} + \frac{B_2}{1 - (\lambda_2/\lambda)^2} \right), \quad (3)$$

式中 $B_1, B_2, \lambda_1, \lambda_2$ 分别为标准情况下所测得的不同气体的拟合系数(λ 单位nm)如表1所示^[23], a 为纤芯半径(这里将纤芯近似为圆形, 文献[24]通过模拟与实验对比说明近似的合理性)。

与毛细管相比, KGF突出优势是能支持宽带宽光脉冲的低损耗传输。2011年John C. Travers等^[12]通过对毛细管损耗和KGF损耗随芯孔径大小关系进行对比分析, 表明毛细石英管损耗随芯径增大逐渐减小, 孔径30 μm 时, 相同输入波长下毛细石英管损耗约为KGF的100倍。该团队还对

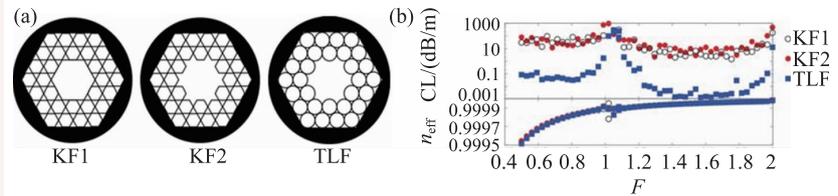


图3 (a)不同结构KGF光纤KF1, KF2和TLF端面结构; (b)为图(a)中的三种光纤对应损耗CL和有效折射率 n_{eff} 随归一化频率 F 变化关系

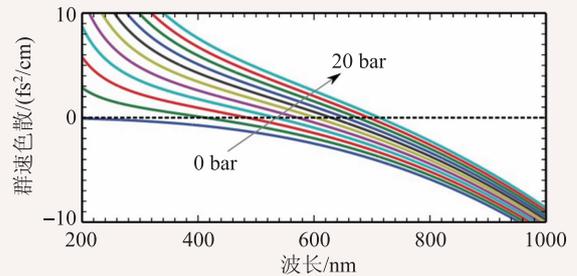


图4 Ar气填充芯径30 μm 的KGF群速度色散(β_2)随填充气体气压变化关系, 气压变化范围0—20 bar, 变化步长为2 bar

表1 不同气体在 $T_0=273.15$ K, 气压 $p_0=1000$ mbar时测得的Sellmeier方程拟合系数^[23]

| 气体 | $B_1 \times 10^8$ | λ_1/nm | $B_2 \times 10^8$ | λ_2/nm |
|----------------|-------------------|-----------------------|-------------------|-----------------------|
| 空气 | 14926.44 | 4.40 | 41807.57 | 86.22 |
| N ₂ | 39209.95 | 33.86 | 18806.48 | 116.09 |
| He | 4977.77 | 5.34 | 1856.94 | 88.09 |
| Ne | 9154.48 | 25.63 | 4018.63 | 75.68 |
| Ar | 20332.29 | 14.36 | 34458.31 | 89.81 |
| Kr | 26102.88 | 1.42 | 56946.82 | 100.21 |
| Xe | 103701.61 | 3.57 | 31228.61 | 23.69 |

纤芯直径30 μm KGF充Ar气时色散随气压变化关系进行详细研究, 发现通过调节非线性气体气压, 可实现光纤ZDW较宽波长范围内(从紫外到红外)的有效调制; 具体关系如图(4)所示, 其ZDW随气压(0—20 bar变化)在整个紫外、可见及近红外区可调, 有助于光孤子及其他非线性效应在深紫外区的产生。

除Ar气之外, 其他气体(以惰性气为主)如He, Kr, Xe等也有以上类似性质, 图(5)^[12]是通过研究不同稀有气体填充, 在KGF芯径由10 μm 增大到70 μm 过程中, ZDW与所充气压之间的关

系。可知ZDW均随气压、孔径增加而发生明显红移，但相比之下填充Xe, Kr, Ar等气体时，ZDW对光纤孔径变化更加敏感，此类非线性气体以上特性都将为其超快非线性光学中的应用奠定基础。

2.3 气体填充KGF非线性

短脉冲在KGF中与气体介质相互作用产生非线性效应，对单原子气体分子，脉冲在其中演化过程理论上可通过非线性薛定谔方程进行较为准确的描述，具体表达式如下^[25]：

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -i \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\text{sgn}(\beta_3)}{6L_D} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} + \frac{i e^{-\alpha z}}{L_{NL}} \left(U|U|^2 + i s \frac{\partial(U|U|^2)}{\partial \tau} \right), \quad (4)$$

(4)式基于单原子分子，故不考虑拉曼效应，其中 $U(\tau, z)$ 是归一化光场包络， α 是光纤损耗系数， β_2, β_3 是群速度散及三阶色散系数， τ 是归一化脉宽， L_D 为色散长度， L_{NL} 为非线性长度， s 为与中心角频率和初始脉宽有关的系数。如果定义中心角频率为 ω_0 ，激光峰值功率为 P_0 ，初始脉宽 τ_0 ，(4)式中其他参数可分别表示如下：

$$L_D = \frac{\tau_0^2}{|\beta_2|}, \quad L'_D = \frac{\tau_0^2}{|\beta_3|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (5)$$

$$\beta_k = \frac{\partial^k \beta}{\partial \omega^k} \Big|_{\omega_0} \quad (k=2, 3), \quad s = \frac{1}{\omega_0 \tau_0}$$

L_D 和 L_{NL} 可以为脉冲演化过程中非线性效应与色散效应所起的重要性提供长度参考。(5)式中的非线性系数 $\gamma(\omega_0, P, T) = \omega_0 n_2(\omega_0, P, T) / c A_{eff}$ ，其中 n_2 是材料非线性折射率，用来表征材料非线性强弱，表2^[26]给出了近年来各小组实验所测得的填充不同惰性气体的KGF非线性

折射率 n_2 ，其中 $T=293\text{ K}$ ， $P=1000\text{ mbar}$ ，实验所用激光中心波长 800 nm 。

3 充气KGF在超快非线性光学中的应用进展

近年来，随着阿秒激光的出现，使人们的视野从原子分子层面逐渐深入到了对物质内部电子动力学行为的探测，为人类实现原子尺度内时间分辨提供可能；阿秒激光的产生是以超短脉冲激光驱动的高次谐波为基础，驱动激光的品质直接关系到能否产生单个阿秒脉冲。

总体来讲，KGF在超快非线性光学中主要有两方面应用，一方面为强激光与非线性气体作用实现由近红外至深紫外光学变频提供腔体

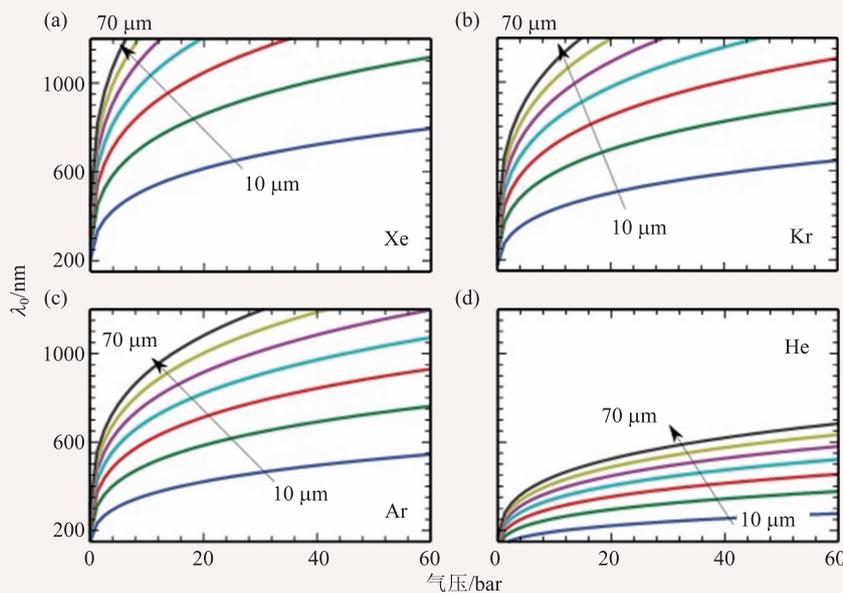


图5 (a), (b), (c), (d)分别为Xe气, Kr气, Ar气和He气填充不同的纤芯直径为10—70 μm的KGF时ZDW随气压的变化关系(其中纤芯直径变化步长为10 μm)

表2 实验测得1 bar气压下填充Ar, Ne, Xe, N₂及空气时KGF非线性折射率 n_2

| | Ar | 空气 | Ne | Xe | N ₂ |
|--|----------|---------|---------|-----------|----------------|
| n_2 ($\times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$) | 19.4±1.9 | 5.7±2.5 | 1.8±1.5 | 84.3±42.0 | 6.7±2.0 |
| | 0.98 | 5.57 | — | — | 4.52 |
| | 2.0 | 2.4 | — | — | 2.2 |
| | 7.96 | — | 0.85 | 54.8 | — |
| | 1.74 | — | 0.14 | 11.15 | 1.36 |

结构；另一方面利用KGF高损伤阈值及色散灵活可调特性实现超短脉冲压缩，为高品质超短脉冲激光产生提供有力途径，为进一步阿秒激光的产生奠定坚实基础。

近年来国际上诸多知名研究机构，如马普量子光学研究所、阿贝光子学中心、巴斯大学等都在KGF光学变频、SC谱展宽、充惰性气体KGF压缩超短脉冲研究中取得了丰硕成果，下面将对他们代表性的工作进行简单介绍。

3.1 充气KGF光学变频关键技术

由于缺乏对激光与非线性气体都有良好限制作用的波导结构，人们早期对气体拉曼等非线性效应研究都是采用法布里—珀罗干涉腔^[27]使泵浦光在充满非线性气体的腔内部来回振荡，实现激光对气体分子的有效激发。但由于气体属于低密度非线性介质，这种激发方式需要脉冲功率极高且激发效率低，实验中往往只能观察到低阶正常Stokes光；反Stokes光对功率密度要求更高，所以几乎观察不到。随着毛细石英管、PBG-PCF及Kagome结构光纤不断提出和发展，为有效状态可控气体非线性研究提供更多可靠途径。如今，大量理论和实验均表明，在激光与气体非线性作用的应用中，KGF无论在支持传输带宽还是其他光学特性方面优势突出。目前，通过受激拉曼效应实现光学变频技术大致分为两类：常见一类是通过单频高功率激光直接激发非线性气体^[28]，另一类被称为绝热拉曼方法^[29]，该方法要求用一对不同中心波长的激光同时泵浦非线性气体，两激光的频率差与该气体拉曼响应频率对应，且待激发气体状态要满足特定条件，同样转换效率下所要求激光峰值功率比传统方法高约三个数量级^[30]。

3.2 充气KGF光学变频技术研究进展

KGF在光学变频技术应用中，较多报道是通过激光直接激发H₂分子产生受激拉曼散射效应实现的。2002年Russell课题组F. Benabid等^[14]率先

采用重频20 Hz，脉宽6 ns，中心波长532 nm的Nd:YAG激光器泵浦长度1 m，芯径~15 μm，~17 bar H₂填充的KGF产生了~683 nm处Stokes光及435.2 nm处反Stokes光，所用泵浦脉冲能量仅4.5 mJ，比先前实验低两个数量级且转换效率达30±3%，突破了先前实验各种瓶颈及高功率要求，为KGF气体非线性光学发展开辟新途径。继该报道之后的2007年，F. Couny等^[30]又报道了用中心波长1064 nm，峰值功率10 kW，脉宽12 ns的Nd:YAG激光泵浦H₂填充KGF，实现了高达45阶Stokes及反Stokes的拉曼散射谱，展宽范围覆盖325—2300 nm，接近3个倍频程的光谱展宽，转换效率高达53%。2010年M. Katsuragawa等^[29]首次用超低峰值功率(0.2 kW)双单频钛宝石激光(分别为783.9331 nm和806.3333 nm)泵浦，通过绝热拉曼激发1.5 m长KGF中的仲氢，观察到16阶拉曼边带，覆盖660—1010 nm波长范围，比传统方法功率降低约3个数量级；同年，Y. Y. Wang等^[31]首次报道基于半导体泵浦氢气填充KGF和PBG-PCF，实现多线输出拉曼光纤激光器，范围涵盖近红外、可见及紫外，谱线宽度窄，对应谱功率密度比SC谱高若干数量级，在生物医学及探测领域有极其重要的应用价值。2012年A. Abdolvand等^[32]通过两级光纤级联系统(第一级窄带H₂填充PBG-PCF产生一阶Stokes种子光~1135 nm，第二级采用H₂填充KGF实现频谱展宽)实现宽带(850—1600 nm)，锁模纯转动拉曼散射效应的光学频率梳。2013年Ka Fai Mak等^[33]通过改变KGF中填充气体性质(Xe, Kr, Ar, Ne等气体)及气压大小来控制色散波位置，实现了色散波中心波长176—550 nm的可调谐输出。2014年，A. Benoît等^[34]报道通过波长1030 nm，重频1 MHz，脉宽27 ps，平均功率33 W，峰值功率1.3 MW掺镱光纤激光器泵浦长度3 m的H₂填充KGF，分别产生波长1.8 μm和2 μm，峰值功率均达万瓦量级的中红外脉冲，并且均可实现单模传输，在生物医学及军事红外对抗领域应用潜力巨大。2015年Benoît等^[28]通过脉宽27 ps，平均功率22.7 W光纤激光器泵浦H₂填充KGF，产生了扩展至5个倍频

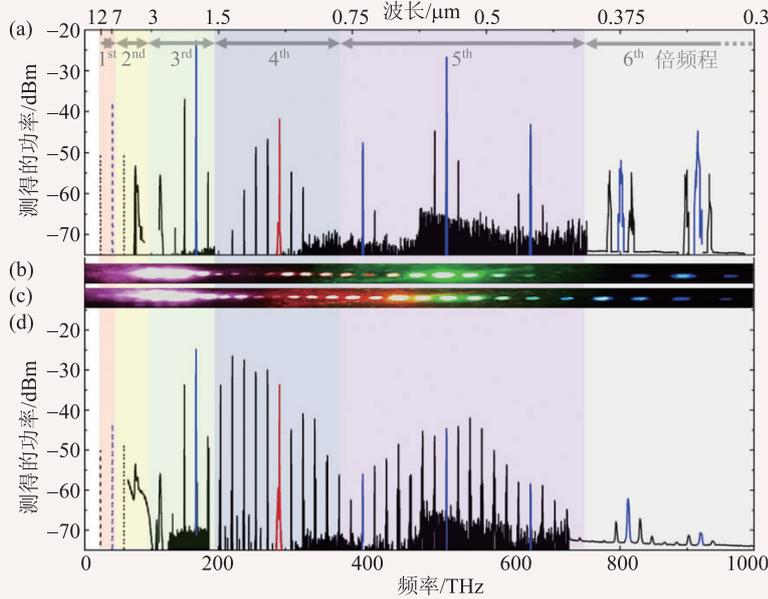


图6 (a)线偏振激光泵浦下的拉曼光谱；(b)对应的衍射图；(c)图和(d)图与(a)和(b)图的关系类似，是圆偏振激光泵浦得到的拉曼光谱和衍射图，其中泵浦激光用红线表示，振动拉曼谱用蓝线表示，转动拉曼谱线用黑线表示，三条虚线是光谱仪测量范围之外可能的拉曼光谱

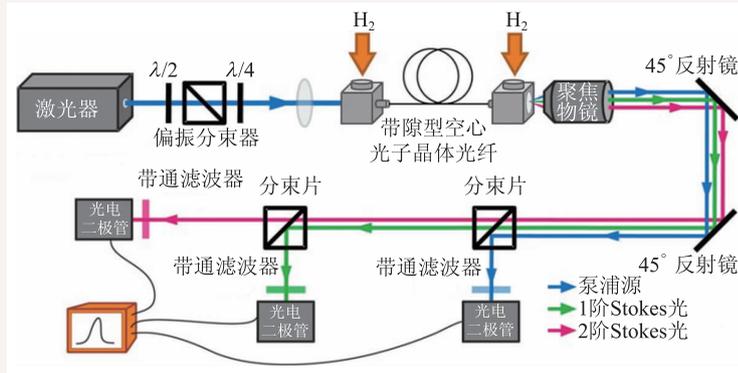


图7 典型拉曼光学变频实验原理图

的拉曼光频梳，覆盖光谱范围从紫外~321 nm至远红外~12.5 μm，虽光谱强度有差别，但平均功率高达~10 W，是目前国际上首次报道由紫外展宽至远红外的频梳状拉曼光谱，结果如图6所示。

3.3 充气KGF光学变频实验装置

传统单频脉冲激发方法基本实验原理如图7所示^[35]：泵浦激光经过一半波片、偏振分光棱镜(PBS)及四分之一波片(控制入射光偏振态及功

率)后，通过薄透镜(也可用物镜)耦合到气室中的KGF中(左右气室入射和出射端均装有增透窗及气压表等监测仪表)激发光纤中非线性气体，出射光中频率成分比较丰富(包括转动和振动所对应低阶和高阶 Stokes 光及反 Stokes 光成分)，需要分光后滤波来对不同频段的光用探测器(或光谱分析仪)进行探测分析。

由于拉曼效应产生与气体分子自身运动形式紧密相关，可分为振动拉曼和转动拉曼两种类型。该两种作用机制、功率阈值和周期(分别为57 fs和8 fs)均不同，导致所产生的拉曼谱线包含振动拉曼谱和转动拉曼谱两种成分。两种不同拉曼效应的产生对泵浦激光的偏振态、强度及脉宽的依赖关系也有所区别。实验表明^[28, 30]线偏振光所激发的光谱中几乎只能观察到振动拉曼谱线，而圆偏振光所激发的光谱成分中同时包含转动拉曼和振动拉曼光谱成分。同样的泵浦条件，下转换(Stokes)效应比上转换(Anti-Stokes)阈值略低，且下转换效率较高，对应谱强度随阶数升高呈递减趋势，同阶下转换拉曼谱

强度也比上转换高。

3.4 充气KGF多倍频程超连续(SC)谱展宽及脉冲压缩技术研究进展

KGF在脉冲压缩领域主要有两大用途：一方面通过KGF的非线性(主要是自相位调制效应)与色散效应共同作用实现脉冲频谱展宽，另一方面利用该光纤支持宽带宽和反常色散特性来实现脉冲宽度的有效压缩。因此，在此基础上就发展成两种脉冲压缩机制，即脉冲自压缩技术和脉冲后

压缩技术。

2011年, O. H. Heckl等^[36]首次将薄片激光器产生的中心波长1030 nm, 脉冲宽度1 ps, 重复频率10.6 MHz, 平均功率高达14.3 W的种子脉冲, 注入芯径25 μm , 长度30.5 cm, 填充8 bar Xe气的KGF实现脉冲压缩, 压缩后脉冲宽度250 fs, 平均功率7.2 W, 通过进一步优化光纤参数可使脉冲宽度压至50 fs。2012年, Y. Y. Wang等^[37]设计并成功制备一种大芯径(66—79 μm), 纤芯呈内旋轮线结构, 能在1100—1750 nm范围实现超低损(40 ± 5 dB/km, 当时报道最低)的KGF; 通过纤芯填充He气, 基于其弱色散特性, 成功实现波长1550 nm, 脉宽850 fs, 单脉冲能量74 μJ , 重复频率40 KHz飞秒激光信号低失真传输; 更有趣的是, 该光纤在标准大气压空气填充下, 可将单脉冲能量高达105 μJ 脉冲从850 fs压缩至300 fs。2013年F. Emaury等^[38]用一根2.8 m长, 以Xe气填充, 纤芯呈内旋轮线结构, 直径 ~ 50 μm 的KGF和一色散补偿光栅, 将一SESAM锁模Yb:YAG薄片激光器产生的中心波长1030 nm, 脉宽860 fs, 重复频率3.9 MHz, 平均功率8 W, 单脉冲能量1.9 μJ 脉冲压缩至 ~ 50 fs, 压缩后脉冲峰值功率 ~ 10 MW。2014年, F. Emaury等^[39]再次将SESAM锁模薄片激光器产生的平均功率高达127 W, 重频7 MHz, 脉宽740 fs的超高功率脉冲, 经长度66 cm, 13 bar Ar气填充的KGF和啁啾镜组成的纤镜压缩系统, 将脉冲压至峰值 >100 MW, 脉宽 ~ 88 fs的超高功率超短脉冲, 充分证实了KGF在高功率超短脉冲压缩领域的突出优势。随后, 方少波等^[40]在2014年CLEO会议报道, 将钛宝石激光器产生的载波包络相位稳定的中心波长为790 nm, 重复频率3 kHz, 脉冲宽度30 fs, 单脉冲能量5.5 mJ的脉冲通过纤镜压缩系统, 实现了低至0.9 fs的脉冲压缩。2015年F. Guichard等^[41]报道, 将中心波长1030 nm, 脉宽330 fs, 单脉冲能量50 μJ , 重频50 KHz, 平均功率2.5 W超短脉冲注入长度1.2 m空气填充纤芯呈内旋轮线状KGF中, 经压缩后获得脉宽34 fs, 单脉冲50 μJ 的脉冲输出。同年M. Gebhardt^[42]等也在中红外KGF超短脉冲压缩领域

获得突破。他们将掺铊光纤激光器输出的中心波长1950 nm, 脉冲宽度400 fs, 重复频率100 KHz, 单脉冲能量34 μJ , 平均功率3.4 W, 经长度17.5 cm, 压强11 bar Xe气填充的KGF, 实现180 nm光谱展宽的同时脉冲宽度被压缩至 ~ 70 fs, 峰值功率高达200 MW, 并首次在中红外波长2 μm 附近实现平均功率瓦量级, 峰值功率百兆瓦量级超短脉冲输出; 随后, S. Hadrich等^[43]将中心波长1030 nm, 脉冲宽度250 fs, 单脉冲能量9 μJ , 重复频率10.7 MHz的脉冲, 注入长度为1 m并用Kr气填充KGF中, 脉冲宽度被压至31 fs, 对应单脉冲能量高达7 μJ ; 进一步用该脉冲去轰击Xe气靶材, 所产生的最高次谐波延伸至极紫外区(~ 41 nm), 为进一步极紫外区光学度量提供实验基础。

3.5 充气KGF SC谱展宽及脉冲压缩关键技术

高强度脉冲与介质相互作用产生诸多非线性效应, 例如: 自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM), 四波混频(FWM)和受激拉曼散射(SRS)等效应, 这些效应与光纤色散共同作用产生大量新生频率, 使脉冲频谱得到极大展宽。脉冲与气体介质相互作用可产生某些固体介质中很难观察到的非线性效应, 这些效应将脉冲光谱拓展到紫外甚至更短波长区, 可为其他应用研究提供基础, 也可为诸多基础非线性理论研究提供实验支撑。

典型充气KGF SC谱产生实验装置^[44]如图8(a), (b)所示。图8(a)从左往右依次为重频100 Hz, 脉宽30 fs, 中心波长805 nm的Ti: sapphire激光器做泵源, 所产生的种子脉冲经一对啁啾镜补偿色散后通过一消色差双合透镜耦合到气室(透过率约80%), 用于产生SC谱的15 cm长充H₂的KGF连接在两个气室之间, 窗口为厚度1 mm的MgF₂薄片(其122 nm处透过率约81%); 图8(b)为输出光探测系统, 限于探测器带宽, 输出光探测需采用两套不同的探测系统, 其中图8(b)上方设备用来探测真空紫外光, 光输出到一近似抽真空的球形腔体中后, 经一凹面光栅反射到装有闪烁晶体的

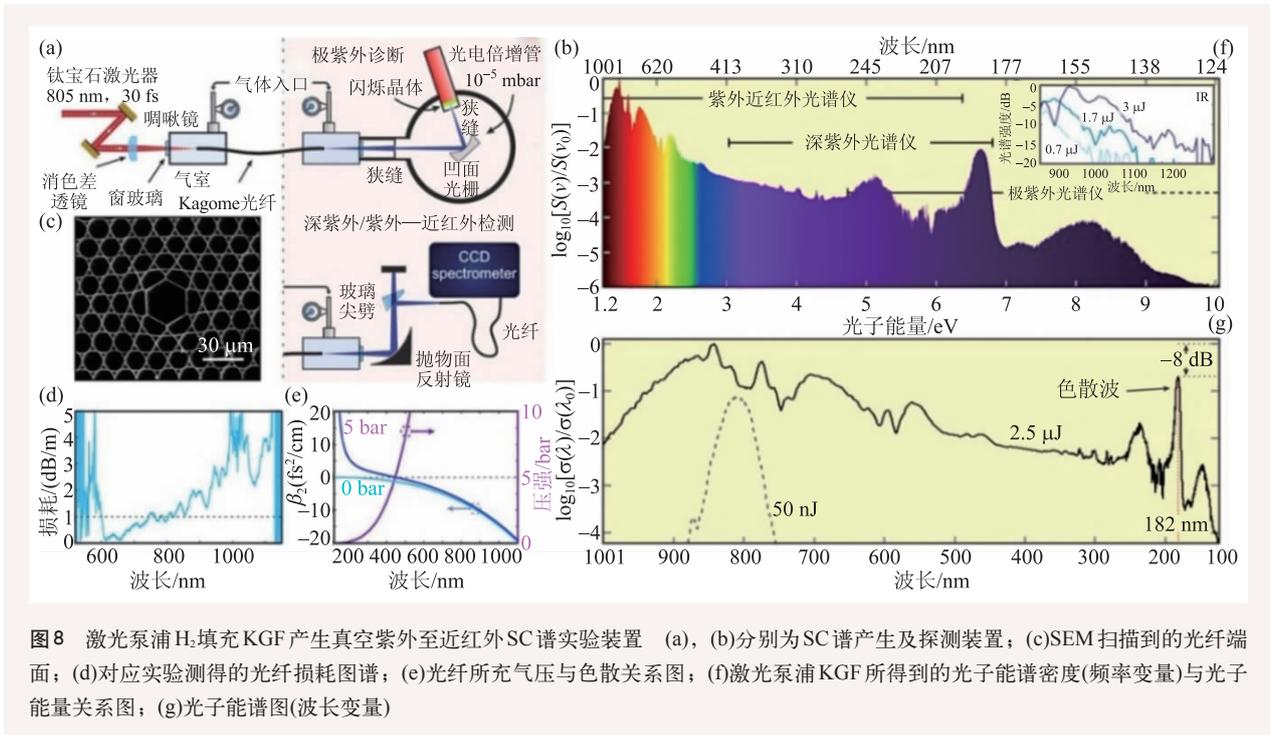


图8 激光泵浦H₂填充KGF产生真空紫外至近红外SC谱实验装置 (a), (b)分别为SC谱产生及探测装置; (c)SEM扫描到的光纤端面; (d)对应实验测得的光纤损耗图谱; (e)光纤所充气压与色散关系图; (f)激光泵浦KGF所得到的光子能谱密度(频率变量)与光子能量关系图; (g)光子能谱图(波长变量)

探测管，最终输出到光电倍增管里；图8(b)下方为紫外及红外光探测设备，输出光经一抛物面和楔形反射镜(多次反射衰减)，最终经光纤输出到光谱仪器中；图8(c)为扫描电镜得到的KGF端面，图8(d)为测得实验用KGF的损耗图谱，图8(e)左轴表示计算得到的光纤色散，浅蓝和深蓝曲线分别表示加5 bar气压和不加气压时光纤的色散曲线，紫色曲线表示产生不同ZDW所需的气压；图8(f)表示实验光纤长度15 cm，气压5 bar时在脉冲宽度30 fs，中心波长805 nm，能量2.5 μJ 激光泵浦下测得的SC谱，其中不同波段所采用的测量工具也分别标识在图上，纵轴为归一化的谱能密度的对数， $S(\nu)$ 表示频率对应谱能密度， $\sigma(\lambda)$ 表示波长对应能谱密度，其转换关系为 $S(\nu)=\delta(\lambda)\lambda^2/c$ ， $\sigma(\lambda_0)$ 表示谱上强度最大处对应能量为 ~ 1.45 eV)，上横轴为对应波长，下横轴为对应波长的电子能量；图8(g)是(f)的转换图，其中虚黑线表示输入脉冲的形状及强度分布，且色散波产生在 -8 dB，182 nm处。

以上简单介绍典型KGF产生SC谱实验装置及原理，目前大多相关实验技术背景与该实验类似，基本思路都是将种子脉冲注入非线性气体填充KGF，光纤色散通过气室中的气体类型和气压

大小来进行调节，在合适的色散机制下，光纤中非线性气体与强激光场相互作用产生非线性效应，最后耦合输出到探测系统。由图8展宽光谱分布可以看出，气体填充KGF在短波长SC谱展宽方面的优势明显，弥补了固体纤芯光纤诸多不足，为超快激光领域相关研究奠定基础。下面介绍最新两级KGF实现脉冲压缩技术(纤—纤压缩技术)。

2015年，K. F. Mark等^[45]用两段分别充有Kr气和Ar气的KGF，将科尔透镜锁模的Yb:YAG薄片激光器所产生中心波长1030 nm，脉宽250 fs，单脉冲能量1 μJ ，重复频率38 MHz脉冲压至9.1 fs，其原理图如图9所示。

图中脉冲压缩第一阶段实现非线性频谱展宽：种子脉冲被注入长度为70 cm，纤芯直径36 μm ，0—40 bar Kr气梯度分布，具有正常色散的KGF中，通过非线性效应(主要是SPM效应)实现一个倍频程的光谱展宽。第二阶段非线性压缩：经光谱展宽的脉冲用一对啁啾镜补偿色散后再次被耦合到长度25 cm，结构与前段相同，填充0—18 bar呈梯度分布的Ar气，具有反常色散的KGF中，利用反常色散机制下光纤孤子效应，实现宽度低至9.1 fs。平均功率高达18 W的高强度脉冲压

缩。脉冲压缩所得结果如图 10 所示。

图 10(a), (b) 分别是光谱经 -210 fs^2 啁啾镜和 26 bar Ar 气填充 KGF 压缩后第二段光纤尾端输出脉冲测量和复原 SHG-FROG 追迹图；图(c)(i) 为经啁啾镜压缩后所测得的光谱图(蓝色实线)，及复原图(灰色实线)；图(c)(ii) 表示啁啾镜前测得的输出光谱，对应光纤中的 Ar 气压强 29 bar，在 500 nm 附近有较强的色散波产生；图(d) 蓝色实线表示(c)(i) 图对应复原后的强度，实绿线表示相应的相位分布图，其脉冲半高宽度为 9.1 fs。

纤-纤压缩技术基本思路，是将种子脉冲展宽和压缩分两个阶段完成。第一阶段要求光纤在目标波段实现全正常色散，为自相位调制效应产生提供色散条件；第二阶段光纤具有弱反常色散特性，易于实现有效自压缩效应。但确定气压下单一性质气体的色散关系往往不能满足要求，故实验上将两个用来控制光纤气压的独立气室一边抽真空另一边加压，在光纤内部形成气压梯度，得到随脉冲展宽色散渐变关系，从而实现目标波长范围内全正常色散或反常色散。与纤-纤压缩系统类似，纤-镜压缩系统是将第二阶段的自压缩光纤用其他色散补偿器件(如光栅、啁啾镜等)代替。这两种后压缩技术各有优缺点。纤-纤压缩对光纤色散精度控制要求高，

实验之前要做大量建模分析，估算合适气体类型、气压梯度与 ZDW 关系。相比之下，纤-镜压缩系统原理稍简单，但往往受器件光学特性及损伤功率阈值等限制。显然，无论是纤-纤压缩还是纤-镜压缩，后压缩技术共同的缺点是实验所用的光学器件多，不易于集成且传输过程中引入较多色散。因此，用单一光纤实现脉冲自压缩便成了近年来脉冲压缩领域又一热点。

2014 年 T. Balciunas 等^[46] 通过单一 KGF 实现 80 fs 至 4.5 fs 的脉冲压缩，该宽度低于 1.8 μm 波长处傅里叶变换限对应光学周期 $\sim 5 \text{ fs}$ ，且单脉冲能量高达 100 μJ (图 12)，创造了目前高强度超短脉冲压缩新世界纪录，该实验基本原理如图 11 所示。

实验中输入脉冲脉宽 80 fs，中心波长 1.8 μm ，

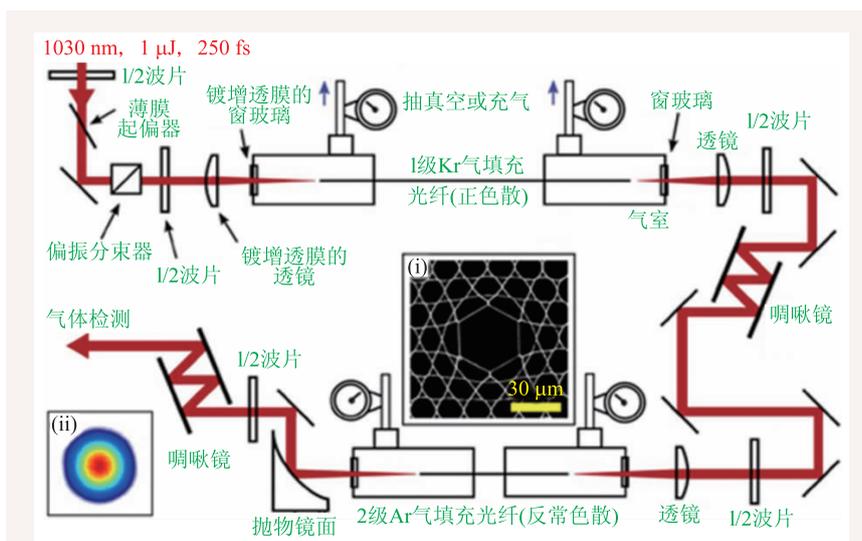


图 9 气体填充 KGF 两级脉冲压缩装置图(内嵌图(i) 为扫描电镜下 KGF 光纤端面图，(ii) 为所测得输出光束横模分布)

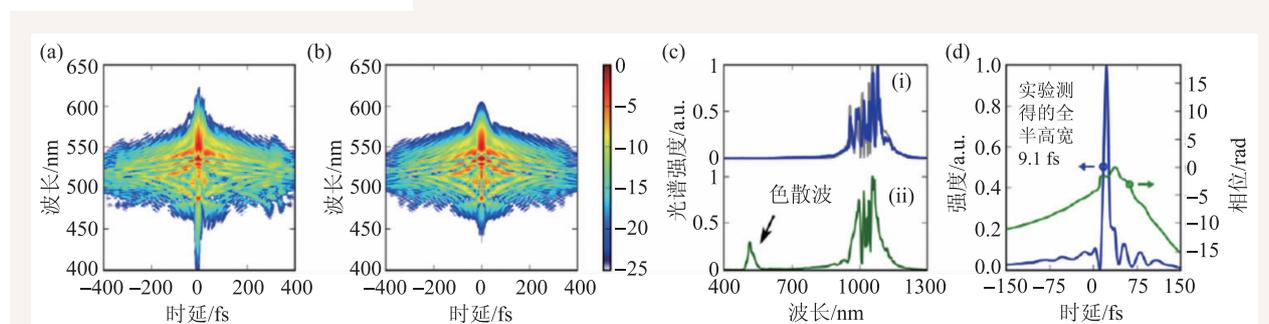


图 10 (a) 通过二倍频频率分布光开关(SHG-FROG)测得压缩后输出脉冲时域图谱；(b) 复原 SHG-FROG 追迹图；(c)(i) 是啁啾镜后测得的光谱输出；(ii) 为色散波产生时所测得的光谱图；(d) 为与图(c)(i) 对应复原后的强度(蓝线)和相位(绿线)分布图

脉冲能量 120 μJ (脉冲采用参量放大实现, 中心波长在 1.4—1.9 μm 范围可调)。实验室自由环境下空芯光纤色散为负, 长度 0.2 m, 光纤纤芯 82 μm (对应基模模斑直径 $\sim 64 \mu\text{m}$)实现自压缩。压缩后输出脉冲穿过带有两个微通道板的阈上电离 (Above-Threshold Ionization, ATI) 电子分光仪, 对输出脉冲相位进行表征。光纤端面如图 11(a)内嵌图所示, 其损耗约 $\sim 70 \text{ dB/km}$, 其色散曲线在 1150—2000 nm 呈弱负色散。KGF 放置在中高压气室里, 光纤中充满气压为 4 bar 的 Xe 气作为非线性气体, 输出窗口是厚度为 0.2 mm 的石英盖 (选择薄石英盖作为输出窗口, 是为尽量减小输出损耗); 该实验条件下自压缩过程中出现少量的残余正啁啾($\approx 18 \text{ fs}^2$)。

脉冲经 4 bar Xe 气填充 KGF, 经历了自相位

调制和自变陡效应主导的非线性频谱展宽, 同时受反常色散影响, 时域得到极大压缩。图 12(a), (b)分别为通过自参考光谱相干电场重建 (SPIDER) 技术实验测得 (紫线) 和理论计算 (红线) 所得压缩后光纤末端光谱及时域脉冲形状可知, 输出脉冲谱宽是输入脉冲能量的函数, 随着输入脉冲能量增加宽度加宽。图 12(c)黑色曲线表示压缩后最短脉冲包络强度分布, 蓝色曲线表示瞬时电场强度分布, 图 12(d)表示实验中 Xe 气气压 4 bar 时测量 (紫线) 和理论计算 (红线) 得到压缩输出的最大脉冲强度与输入脉冲能量间关系, 通过对比理论和实验十分吻合。所压缩的脉冲包络经空间 ATI 分析表明, 输出脉冲的载波包络相位是自动锁定的, 为气体高次谐波及阿秒脉冲的产生提供了强大的技术支撑。

在高功率脉冲自压缩实验中, 重点在于^[47]一方面控制激光功率, 必须使其低于非线性气体自聚焦阈值; 另一方面是激光峰值功率必须低于所填充非线性气体多光子电离阈值。总之, KGF 纤芯尺寸、填充气体类型及气压皆为影响光谱展宽与脉冲

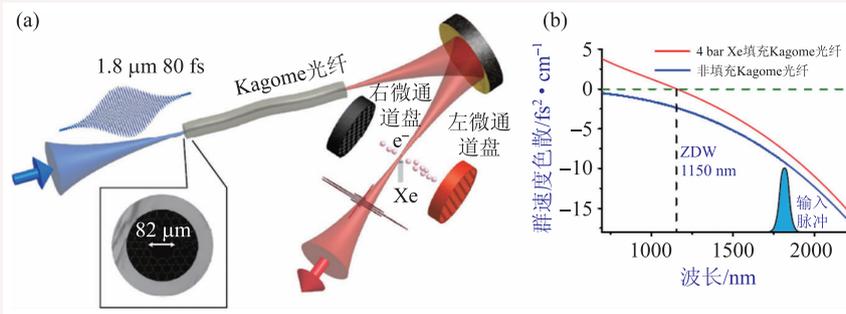


图 11 KGF 超短脉冲自压缩原理图 (a)脉冲压缩试验装置; (b)色散关系曲线

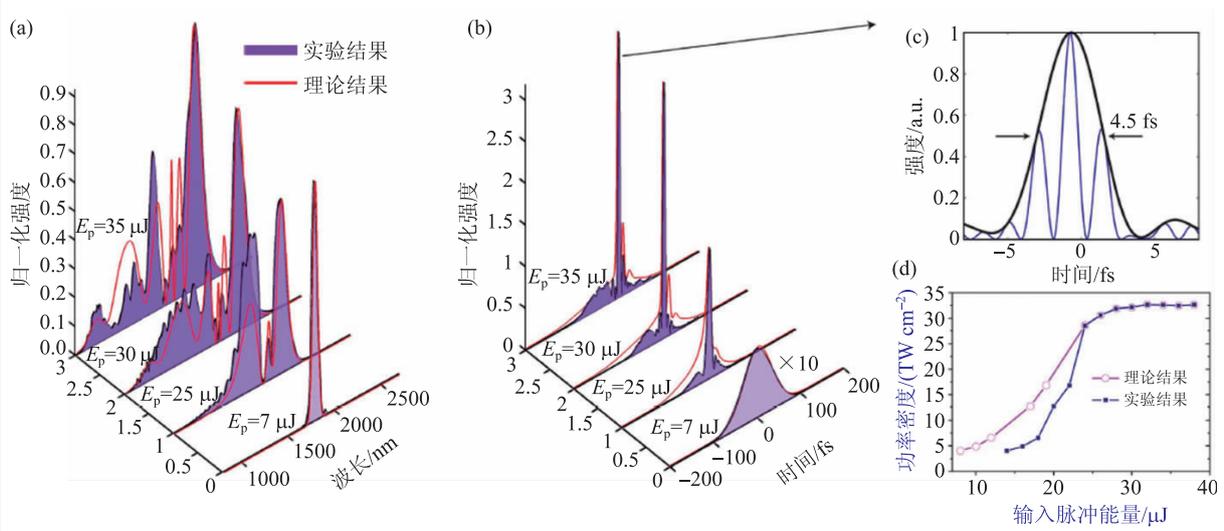


图 12 (a), (b)分别为实验测得 (紫线) 和理论计算 (红线) 得到的压缩后纤端输出光谱及脉冲; (c)为压缩后最短脉冲包络强度 (黑色) 和瞬时电场强度 (蓝色) 分布; (d)为实验中脉冲功率密度与输入脉冲能量关系

压缩的决定性因素。

4 结束语

本文简要回顾了KGF的发展历程,并列举了一些具有国际影响力的科学家和科研团队在KGF超快非线性光学领域近十年来突破性研究成果,通过介绍他们杰出工作的同时详细讨论KGF在超快非线性光学如光学变频、宽带SC谱产生及超短脉冲压缩等领域的相关应用、研究现状及技术

背景。虽然KGF相关研究只有短短十几年历史,但相关制备工艺、性能表征及非线性应用技术已经得到了突飞猛进的发展,将为超快激光技术飞速发展提供有力技术支撑和必要补充。相信未来必将在高次谐波产生、阿秒激光产生及高能物理等特殊领域有更为广阔的应用。

致谢 感谢燕山大学李曙光教授和范振凯博士、西安电子科技大学王军利副教授和朱江峰副教授的有益讨论。

参考文献

- [1] Kao K C, Hockham G A. *Iee Proceedings*, 1986, 133 (3): 191
- [2] Wang W, Yang Q S, Wang X F. *Infrared & Laser Engineering*, 2006, 35 (5): 509
- [3] Barnes W L, Poole S B, Townsend J E *et al.* *Journal of Lightwave Technology*, 1989, 7: 1461
- [4] Kumar V V R, George A, Reeves W *et al.* *Optics Express*, 2002, 10 (25): 1520
- [5] Krebs M, Hädrich S, Hoffmann A *et al.* Compact 10 MHz, 140 MW Peak Power Source Enabling Bright High Harmonic Generation. In: *Advanced Solid State Lasers*. Shanghai, 2014, ATu5A. 5
- [6] Tabassum R, Gupta B D. *Journal of Optics*, 2016, 18 (1): 15004
- [7] Arifler D, Guillaud M, Carraro A *et al.* *Journal of Biomedical Optics*, 2003, 8 (3): 484
- [8] Balciunas T, Fourcadedutin C, Fan G *et al.* *Nature Communications*, 2011, 6: 6111
- [9] Offer H P, Jones M G. patent: Heat treatment for weld beads. 2001, US
- [10] Wang Y Y, Wheeler N V, Couny F *et al.* *Optics Letters*, 2011, 36 (5): 669
- [11] Henry K, Oren C, Ivan C *et al.* *Science*, 2007, 317 (5839): 775
- [12] Travers J C, Chang W, Nold J *et al.* *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28 (12): A11
- [13] Hosokai T, Kando M, Dewa H *et al.* *Optics Letters*, 2000, 25 (1): 10
- [14] Benabid F, Knight J C, Antonopoulos G *et al.* *Science*, 2002, 298 (5592): 399
- [15] Birks T A, Russell P S J, Allan D C *et al.* *Science*, 1999, 285 (5433): 1537
- [16] Hasanuzzaman G K M, Habib M S, Razzak S M A *et al.* Extremely low loss THz guidance using Kagome lattice porous core photonic crystal fiber. In: *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*. Los Angeles, 2015. 1—3
- [17] Argyros A, Pla J. *Optics Express*, 2007, 15 (12): 7713
- [18] Debord B, Alharbi M, Bradley T *et al.* *Optics Express*, 2013, 21 (23): 28597
- [19] Russell St. P J, Birks T A, Knight J C. patent: Photonic Crystal Fibres, 2007, US
- [20] Argyros A, Leon-Saval S G, Pla J *et al.* *Optics Express*, 2008, 16 (8): 5642
- [21] Vincetti L, Setti V, Zoboli M. Confinement Loss of Tube Lattice and Kagome Fibers. In: *Advanced Photonics*, OSA Technical Digest (CD), 2011. SOWB3
- [22] Nold J, Hölzer P, Joly N Y *et al.* *Optics Letters*, 2010, 35 (17): 2922
- [23] Börzsönyi A, Heiner Z, Kalashnikov M P *et al.* *Applied Optics*, 2008, 47 (27): 4856
- [24] Finger M A, Joly N Y, Weiss T *et al.* *Optics Letters*, 2014, 39 (4): 821
- [25] Bree C, Demircan A, Steinmeyer G. *Quantum Electronics IEEE Journal*, 2010, 46 (4): 433
- [26] Osvay K, Canova L, Durfee C *et al.* *Optics Express*, 2009, 18 (25): 25847
- [27] Luches A, Nassisi V, Perrone M R. *Optics Letters*, 1987, 12 (1): 33
- [28] Benoît A, Beaudou B, Alharbi M *et al.* *Optics Express*, 2015, 23 (11): 14002
- [29] Lin J, Deng J, He H *et al.* *Applied Optics*, 2013, 52 (10): 2049
- [30] Couny F, Raymer M G. *Science*, 2007, 318 (5853): 1118
- [31] Wang Y Y, Couny F, Light P S *et al.* *Optics Letters*, 2010, 35 (8): 1127
- [32] Abdolvand A, Walser A M, Ziemenczuk M *et al.* *Optics Letters*, 2012, 37(21): 4362
- [33] Azhar M, Wong G K, Chang W *et al.* *Optics Express*, 2013, 21 (4): 4405

- [34] Debord B, Alharbi M, Benoît A *et al.* Optics Letters, 2014, 39 (21):6245
- [35] Ziemienczuk M, Walser A M, Abdolvand A *et al.* Journal of the Optical Society of America B, 2012, 29 (7):1563
- [36] Rothhardt J, Hädrich S, Carstens H *et al.* Optics Letters, 2011, 36 (23):4605
- [37] Wang Y Y, Peng X, Alharbi M *et al.* Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high power fast laser beam transportation and pulse compression. In: International Society for Optics and Photonics, 2012:3111—3113
- [38] Emaury F, Dutin C F, Saraceno C J *et al.* Optics Express, 2013, 21 (4):4986
- [39] Emaury F, Saraceno C J, Debord B *et al.* Optics Letters, 2014, 39 (24):6843
- [40] Fang S, Ye H, Cirmi G *et al.* High-Energy Carrier-Envelope Phase-Stable Optical Waveforms Compressible to sub 1 fs Using Induced-Phase Modulation in Argon-Filled Hollow-Core Fiber. In: Research in Optical Sciences(Optical Society of America). Berlin, 2014. p. HW1C. 2
- [41] Giree A, Guichard F, Machinet G *et al.* Frontiers in Ultrafast Optics Biomedical Scientific & Industrial Applications XV. 2015, 935501-935501-93557
- [42] Murari K, Cankaya H, Debord B *et al.* Sub-300 fs, 0.5 mJ Pulse at 1 kHz from Ho:YLF Amplifier and Kagome Pulse Compression. In: Optical Society of America. California, 2015. 1—2
- [43] Hädrich S, Krebs M, Hoffmann A *et al.* Light Science & Applications, 2015, 4 (8):1
- [44] Belli F, Abdolvand A, Chang W *et al.* Physics, 2015, 4 (4):292
- [45] Mak K F, Seidel M, Pronin O *et al.* Optics Letters, 2015, 40 (7):1238
- [46] Gérôme F, Balciunas T, Fourcadedutin C *et al.* Self-Compression to Sub-Cycle Regime in Kagome Hollow-Core Photonic Crystal Fiber. In: CLEO Science and Innovations. California, 2014. 1—2
- [47] Nisoli M, De S S, Svelto O *et al.* Optics Letters, 1997, 22 (8):522




ILOPE - 2017 北京光电周
中国国际激光、光电子及光电显示产品展览会
 China International Lasers, Optoelectronics and Photonics Exhibition

2017.10.11-13
 中国国际展览中心（静安庄馆）



北京华港展览有限公司
 Tel: +86-10-84600314, 84600836
 84600343, 84600384
 Email: zhanghaijiao@ciec.com.cn
 chendeyun@ciec.com.cn
 wangxinyan@ciec.com.cn
 menglin@ciec.com.cn



中国光学光电子行业协会
 Tel: +86-10-84321499
 Email: coema@coema.org.cn

扫码关注



体验国内外光电行业
 展会“一站式”服务!