

## 光学莫尔晶格中超短脉冲的脉宽调控

赵学谦<sup>1,2</sup>, 刘志楠<sup>1,2</sup>, 刘辉<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>南京大学物理学院固体微结构物理国家重点实验室, 江苏 南京 210093;<sup>2</sup>南京大学物理学院人工微结构科学与技术协同创新中心, 江苏 南京 210093

**摘要** 具有莫尔角的光学莫尔晶格使能带平坦化,为激光超短脉冲的脉宽调控提供了新的思路。通过组合两种不同周期的光子晶格,构建 3 种人工合成莫尔角逐渐增大的光学莫尔晶格,实现了莫尔晶格能带的平坦化。通过理论分析莫尔晶格的能带色散,发现人工合成莫尔角较大的莫尔晶格具有丰富的群速度色散,这导致了脉宽的剧烈变化。实验上,使用自相关仪测量了超短脉冲经莫尔晶格后的脉宽。在理论和实验上证明了莫尔晶格对超短脉冲脉宽的精准调控。提出的莫尔晶格对激光脉冲压缩器件的研究具有重要意义。

**关键词** 光学莫尔晶格; 超短脉冲; 群速度色散; 自相关仪; 脉宽调控

**中图分类号** O436 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/AOS230759

## 1 引言

随着激光技术的出现与发展<sup>[1-2]</sup>,研究强相干光与介质相互作用的非线性光学<sup>[3]</sup>成为现代光学领域极为活跃的学科分支。超短脉冲激光凭借优越的高相干性和高峰值功率自然而然成为开展非线性光学研究不可或缺的重要光源。顾名思义,超短脉冲激光<sup>[4-6]</sup>的单个脉冲持续时间非常短,通常在飞秒( $10^{-15}$  s)量级,甚至可达阿秒量级( $10^{-18}$  s),超短脉冲具有极高的峰值功率,可达拍瓦量级<sup>[7]</sup>。然而输出超短脉冲的激光器在工作过程中不可避免地会受到各类光学元件引入的色散的影响,介质的色散会严重影响超短脉冲的脉宽与波形,从而导致脉冲形变,光束质量下降,峰值功率衰减,因此对超短脉冲进行调控具有重要意义。光栅<sup>[8-9]</sup>、棱镜<sup>[10]</sup>、光纤<sup>[11-13]</sup>、超表面<sup>[14-15]</sup>等色散补偿器件可以进行色散调节,使超短脉冲激光工作在零色散区,这些工作对激光超短脉冲的发展起到了重要的推进作用。

莫尔光子学的兴起与发展打开了光场调控的新大门!莫尔晶格指两个相同或者相似周期结构以一定扭曲角重叠而成的复合结构<sup>[16]</sup>。2018年,双层石墨烯堆叠成的莫尔晶格呈现了颠覆石墨烯本身性质的超导相<sup>[17-18]</sup>,这一发现点燃了学者对莫尔晶格的研究热情。在光学领域,构建光学莫尔晶格<sup>[19-23]</sup>,改变扭曲角,可以带来光子的局域-离域转变<sup>[19-21]</sup>、光孤子的形成<sup>[22]</sup>、定向激光辐射<sup>[23]</sup>等新奇的现象。通过调制能带结构,光

学莫尔晶格同样具有窄带共振、调节群速<sup>[24-26]</sup>的作用。光学莫尔晶格对光场进行调控时无需传统的折射率依赖的结构设计,同时又具有高度的可调性,即通过莫尔角的改变即可调控光波的传输,这无疑为超短脉冲的调控提供了有效的手段,然而迄今为止,利用莫尔晶格调控超短脉冲脉宽的相关工作鲜有报道,利用莫尔晶格调控超短脉冲将对光子学的发展具有重要意义。此外,光学莫尔晶格系统引入的调控参数均为物理扭曲角,而合成维度的概念可以突破几何维度对物理系统维度的制约,具有简化系统设计的优点<sup>[27]</sup>。因此如何在莫尔光子学中引入合成维度的概念成为值得关注的有趣研究点。

本文通过引入人工合成的莫尔角,设计了合成空间的光学莫尔晶格,利用光学莫尔晶格中的能带平坦化实现了对超短脉冲的调控。具体来说,基于具有不同人工合成莫尔角的光学莫尔晶格,计算得到了不同斜率的能带,其带来了不同程度的群速度色散,可以对超短脉冲实现精确的脉冲展宽和脉冲压缩。结果表明,光学莫尔晶格在超短脉冲脉宽的调控上具有重要前景。

## 2 理论计算与样品设计

## 2.1 莫尔晶格结构设计

图 1 为设计的莫尔晶格的结构示意图。莫尔晶格结构设计方法如下。考虑一种最简单的一维周期晶格,它具有 2 个相同厚度的介质层,折射率分别为  $n_a$  和

收稿日期: 2023-03-30; 修回日期: 2023-05-04; 录用日期: 2023-05-09; 网络首发日期: 2023-06-28

基金项目: 国家自然科学基金(92163216, 92150302, 62288101)

通信作者: \*liuhui@nju.edu.cn

$n_b$ , 折射率分布可以定义为

$$V_A(z) = \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \frac{\pi}{2}\right), \quad (1)$$

式中:  $\Lambda$  是空间周期;  $z$  是空间坐标。当空间位置处的  $V_A(z) > 0$ , 折射率等于  $n_a$ , 否则等于  $n_b$ , 如图 1(a) 所示, 深色区域对应折射率  $n_a$  的介质, 浅色区域对应折射率  $n_b$  的介质。此外, 可以定义 2 个不同周期的光子晶格  $V_{A_1}(z)$  和  $V_{A_2}(z)$ , 其中  $\Lambda_1$  与  $\Lambda_2$  代表两种子晶格的空间周期。对两个周期晶格进行组合, 莫尔晶格可以表示为

$$V_A(z) = \frac{1}{2} \times V_{A_1}(z) + \frac{1}{2} \times V_{A_2}(z). \quad (2)$$

需要指出, 两个子晶格的空间周期  $\Lambda_1$  与  $\Lambda_2$  可以连

续取值, 但当  $\Lambda_1$  与  $\Lambda_2$  不可公度时, 根据式 (2) 两个正弦函数的组合, 莫尔晶格将失去长程周期性, 那么将无法通过布洛赫定理求解结构能带。因此仅考虑子晶格周期  $\Lambda_1$  与  $\Lambda_2$  可公度的情况, 即  $\Lambda_1/\Lambda_2 = m/n$ , 其中  $m$  和  $n$  为正整数, 可公度比为  $m/n$ 。将这种光学莫尔晶格的人工合成莫尔角  $\alpha$  定义为  $\alpha = \arctan(m/n)$ , 不同的  $\alpha$  取值将对光学莫尔晶格的能带来显著的影响, 这样便得到了一维合成空间的光学莫尔晶格, 其人工合成莫尔角为  $\alpha$ 。选取折射率分别为  $n_a = 1.46$  的  $\text{SiO}_2$  和  $n_b = 2.17$  的  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , 设计并加工了 3 种具有不同莫尔角的莫尔晶格结构, 其可公度比分别为  $1/2$ 、 $3/4$  和  $6/7$ , 对应的莫尔角分别为  $26.5^\circ$ 、 $36.9^\circ$  和  $40.6^\circ$ 。3 种莫尔晶格的折射率分布及其对应的结构如图 1(b)~(d) 所示。

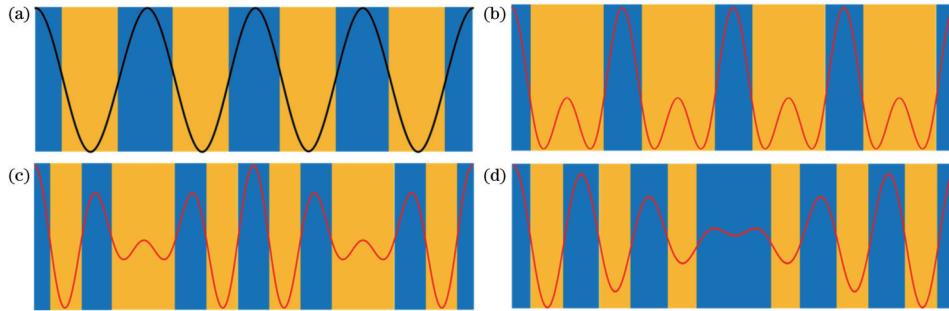


图 1 莫尔晶格的结构设计, 深色层为  $\text{SiO}_2$ , 浅色层为  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 。(a) 单周期的光子晶格结构及其折射率分布函数; (b)  $\alpha = 26.5^\circ$  时莫尔晶格结构及其折射率分布函数; (c)  $\alpha = 36.9^\circ$  时莫尔晶格结构及其折射率分布函数; (d)  $\alpha = 40.6^\circ$  时莫尔晶格结构及其折射率分布函数

Fig. 1 Structure design of the Moiré lattice, dark layer is  $\text{SiO}_2$  and the light colored layer is  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ . (a) Structure of single-period photonic lattice and its refractive index distribution function; (b) structure of the Moiré lattice with  $\alpha = 26.5^\circ$  and its refractive index distribution function; (c) structure of the Moiré lattice with  $\alpha = 36.9^\circ$  and its refractive index distribution function; (d) structure of the Moiré lattice with  $\alpha = 40.6^\circ$  and its refractive index distribution function

### 2.2 人工合成莫尔角对能带的影响

设计的一维光学莫尔晶格为多层各向同性介质结构, 利用转移矩阵法, 借助数值模拟软件 Matlab 可以轻松求解得到莫尔晶格的能带。为了说明人工合成莫尔角  $\alpha$  对结构能带的影响, 可以定义能带压缩系数  $g = \frac{\omega_{\text{band}}(\alpha = 0^\circ)}{\omega_{\text{band}}(\alpha)}$ ,  $\omega_{\text{band}}(\alpha)$  代表了不同人工合成莫尔角的能带宽度, 当  $\alpha = 0^\circ$  时, 即  $\Lambda_1/\Lambda_2 = m/n = 0$ , 此时莫尔晶格退化为单个周期性光子晶格, 因此能带压缩系数描述了莫尔晶格相对于初始周期光子晶格的能带压缩程度。计算了可公度比从  $1/2$  变化到  $9/10$  的能带压缩系数, 计算结果如图 2 所示, 图 2 清晰表明随着人工合成莫尔角的增加, 莫尔晶格的能带压缩系数呈现整体增加的趋势, 更大的能带压缩系数代表着更窄的能带。图中箭头标注了设计的 3 种光学莫尔晶格的人工合成莫尔角取值。

### 2.3 莫尔晶格能带计算及脉宽调控理论分析

对设计的莫尔晶格的能带进行更详细的分析。设计的 3 种不同莫尔角的莫尔晶格的能带如图 3 所示,  $K$  代表正入射莫尔晶格结构时的布洛赫波矢大小,  $a_1$ 、 $a_2$ 、

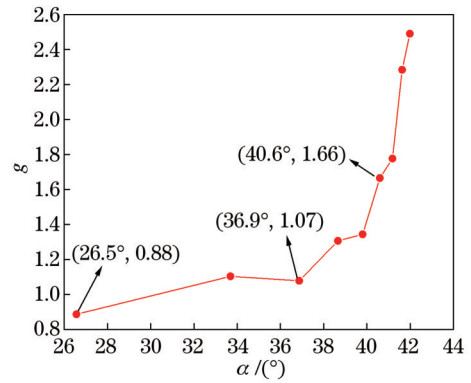


图 2 不同人工合成莫尔角下的能带压缩系数  
Fig. 2 Band compression coefficient with different artificially synthetic Moiré angles

$a_3$  分别为 3 种莫尔晶格结构的原胞长度, 为了后文讨论简便, 使用序号 1、2、3 分别代表了  $\alpha = 26.5^\circ$ 、 $\alpha = 36.9^\circ$ 、 $\alpha = 40.6^\circ$  三种莫尔角的莫尔晶格。为了对比, 将 3 种莫尔晶格的能带绘制于图 3(d) 中, 其清晰指出随着莫尔角的增大, 莫尔晶格能带斜率显著减小, 愈发倾向于平带, 这与图 2 给出的能带压缩程度趋势相吻

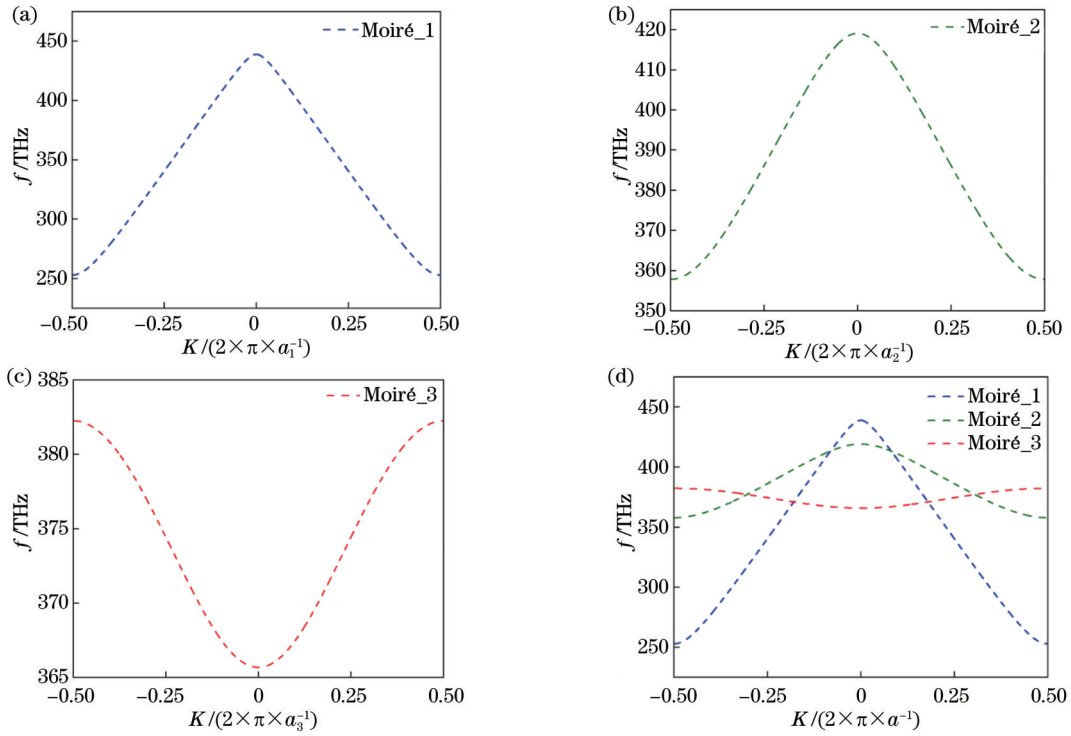


图 3 3 种莫尔晶格的能带。(a) $\alpha=26.5^\circ$  时的莫尔晶格 1 能带; (b) $\alpha=36.9^\circ$  时的莫尔晶格 2 能带; (c) $\alpha=40.6^\circ$  时的莫尔晶格 3 能带; (d) 3 种莫尔晶格能带的对比

Fig. 3 Band structure of three Moiré lattices. (a) Band structure of Moiré lattice 1 with  $\alpha=26.5^\circ$ ; (b) band structure of Moiré lattice 2 with  $\alpha=36.9^\circ$ ; (c) band structure of the Moiré lattice 3 with  $\alpha=40.6^\circ$ ; (d) comparison of band structures of three Moiré lattices

合。随后求解莫尔晶格能带群速度  $v_g = d\omega/dK$ , 图 4 展示了 3 种莫尔晶格在不同波长下群速度与光速 ( $c$ ) 的比值, 与图 3 的斜率相对应, 即随着莫尔角的增大, 群速度减小, 莫尔晶格开始呈现慢光的效果。

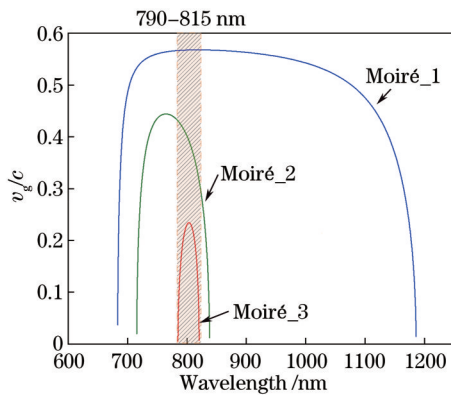


图 4 3 种莫尔晶格的群速度  
Fig. 4 Group velocity of three Moiré lattices

能带的平坦化不仅导致了更小的群速度, 还带来群速度色散更丰富的变化, 而群速度色散深刻影响着超短脉冲的脉宽。超短脉冲与任何其他形式波动信号一样存在时域和频域两种表述, 并且满足傅里叶变换关系。超短脉冲的脉宽  $\tau$  定义为时域上脉冲强度包络线的半峰全宽 (FWHM), 带宽定义为频域上脉冲的半峰全宽  $\Delta\omega$ 。理想的激光超短脉冲属于傅里叶受限脉冲, 即脉宽  $\tau$  与带宽  $\Delta\omega$  的乘积必须大于等于一个常数, 且超短

脉冲的脉宽与带宽成反比关系, 这表明超短脉冲为了达到时域上的窄脉宽, 在频域上必定包含了多个频率分量, 具有较大的带宽。超短脉冲包络中每一个频率分量在通过莫尔晶格时由于能带色散, 传输相同的距离会产生不同的时延, 正常色散时, 长波波长分量群速大于短波波长, 产生脉冲展宽, 反之产生脉冲压缩。考虑激光光源频谱宽度  $\Delta\omega$ , 脉冲变化数值  $\Delta\tau$  计算过程如下。

脉冲光通过长度为  $L$  的莫尔晶格的传送时间  $\tau_g$  为

$$\frac{\tau_g}{L} = \frac{1}{v_g}, \quad (3)$$

由脉宽变化定义, 不同波长分量传输时间差异  $\Delta\tau_g$  代表着脉宽变化  $\Delta\tau$ 。脉宽变化可表示为

$$\Delta\tau = \Delta\tau_g = L\Delta\left(\frac{1}{v_g}\right), \quad (4)$$

考虑  $\Delta\omega$  内不同频率分量的群速度时, 可以对群速度在脉冲频率中心  $\omega_0$  处进行泰勒展开, 将群速度  $v_g$  沿  $+\frac{1}{2}\Delta\omega$  展开:

$$\frac{1}{v_g}(\omega) = \frac{1}{v_g}(\omega_0) + \frac{d\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega}\Big|_{\omega_0} \times \frac{1}{2}\Delta\omega + \frac{1}{2!} \frac{d^2\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega^2}\Big|_{\omega_0} \times \left(\frac{1}{2}\Delta\omega\right)^2 + \dots, \quad (5)$$



同理,将群速度  $v_g$  沿  $-\frac{1}{2}\Delta\omega$  展开:

$$\frac{1}{v_g}(\omega) = \frac{1}{v_g}(\omega_0) + \frac{d\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega}\bigg|_{\omega_0} \times \left(-\frac{1}{2}\Delta\omega\right) + \frac{1}{2!} \frac{d^2\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega^2}\bigg|_{\omega_0} \times \left(-\frac{1}{2}\Delta\omega\right)^2 + \dots \quad (6)$$

式(5)与式(6)作差,结果即可视为脉冲传输时脉冲包内短波分量与长波分量的群速度差值。结合式(4),定义群速度色散系数  $D$  为

$$D = D^2 + D^3 + \dots = A \times \frac{d\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega} + B \times \frac{d^2\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega^2} \Delta\omega + \dots, \quad (7)$$

则脉宽变化  $\Delta\tau$  可简化为

$$\Delta\tau = DL\Delta\omega, \quad (8)$$

式中:  $D^2$ 、 $D^3$ ... 分别代表能带色散的二阶项、能带色散的三阶项及略去的高阶项;  $A$  和  $B$  分别为二阶能带色散和三阶能带色散项的系数常量。一阶能带色散(即群速度)只影响脉冲时延,不影响脉冲的脉宽,二阶能带色散(群速度一阶色散)、三阶能带色散(群速度的二阶色散)等高阶色散项开始使脉冲发生形变或畸变,不仅导致脉冲展宽甚至会引起峰值功率的降低。大多数情况下高阶色散的影响会比二阶、三阶色散要小得多,因此计算脉宽变化时忽略了高阶项,脉冲的脉宽变化就可以认为是群速度一阶色散与群速度二阶色散带来

的脉宽变化的叠加。考虑激光超短脉冲在能带内传输时,根据式(5)与式(6)之差,  $A=1$ ,  $B=0$ (即在能带内传输时,无需考虑群速度二阶色散影响);而激光超短脉冲沿莫尔晶格能带的带边传输时,由于频域上带边与带隙相连,带隙内无法传播脉冲,脉冲包络内仅有  $1/2$  的频率分量受到能带色散影响,此时式(5)与式(6)作差,  $A=1/2$ ,  $B=1/8$ 。

由图4莫尔晶格能带的群速度可知,3种莫尔晶格的能带共同波段位于  $790\sim 815$  nm。为了对比3种莫尔晶格对超短脉冲的调控作用,对3种莫尔晶格的  $790\sim 815$  nm 波段进行了群速度色散系数的计算,如图5所示。图5(a)和图5(b)分别为3种莫尔晶格一阶群速度色散和二阶群速度色散,其中GVD代表一阶群速度色散,TOD代表三阶色散,能带三阶色散即对应着二阶群速度色散,纵坐标刻度值不代表群速度色散系数的绝对大小。由于莫尔晶格3能带的斜率最小,其具有最大的一阶群速度色散系数,在  $790\sim 803$  nm 内的一阶群速度色散系数为正且逐渐减小,在  $803\sim 815$  nm 内一阶群速度色散系数为负且逐渐增大(绝对值)。莫尔晶格2的一阶群速度色散系数始终为负,且随波长增加,逐渐增大(绝对值)。莫尔晶格1具有最小的一阶群速度色散系数,其为正值,且随波长改变,具有微弱的数值变化。图5(b)展示了3种莫尔晶格能带的二阶群速度色散系数。莫尔晶格3同样具有最大的二阶群速度色散系数,并且在带边有较大的二阶群速度色散系数,而在带内二阶群速度色散系数较小。莫尔晶格2具有较小的正值二阶群速度色散系数。莫尔晶格1具有最小的正值二阶群速度色散系数。

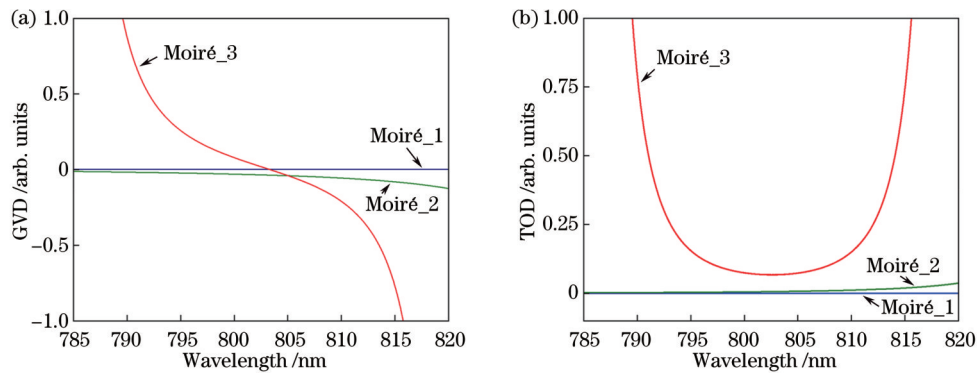


图5 3种莫尔晶格的群速度色散。(a)3种莫尔晶格的一阶群速度色散;(b)3种莫尔晶格的二阶群速度色散

Fig. 5 Group velocity dispersion of three Moiré lattices. (a) First order GVD of three Moiré lattices; (b) second order GVD of three Moiré lattices

相较于一般的光脉冲,超短脉冲具有更宽的频谱宽度,色散效应的影响会更加显著,根据式(8)可知,在莫尔晶格1的厚度和激光源的频谱宽度  $\Delta\omega$  一定的情况下,莫尔晶格的群速度色散系数决定了超短脉冲经莫尔晶格的脉宽变化。通过调节人工合成莫尔角,在理论上实现了能带的平坦化,计算得到了丰富的群速度色散,这意味着莫尔晶格可以有效地调控超短脉冲的脉宽。

### 3 实验分析与讨论

#### 3.1 基于自相关仪的超短脉冲脉宽测量

已详细介绍光学莫尔晶格调控超短脉冲脉宽的理论机制,接下来搭建基于自相关仪的光路系统,测量超短脉冲经光学莫尔晶格前后的脉宽变化。随着超短脉冲向着极窄脉宽的方向高速发展,受限于电子器件的

响应频率,利用传统的精密电子器件如高速示波器或者条纹相机测量超短脉冲脉宽的方法已不再适用。为此,一系列间接测量法如自相关法、频率分辨光学开关法和光谱相位直接电场重构法被提出,用于测量超短脉冲的脉宽。其中在无须考虑激光的相位、频谱等信息时,自相关法最为简便,本文正是借助基于强度自相关法的自相关仪测量超短脉冲的脉宽,实验光路如图 6 所示。以波长为 800 nm 的飞秒激光为例,超短脉冲

激光依次经过小孔、衰减光阑、光学莫尔晶格样品、小孔入射进自相关仪,其中两个小孔用来保证激光的水平准直,衰减光阑用来调节光路中的激光功率,自相关仪由光电探测器和数据采集电脑组成,借助自相关仪即可快捷地采集到超短脉冲的脉宽数据。为了消除 SiO<sub>2</sub> 基底对超短脉冲的脉宽影响,进行两次测量,即分别测量超短脉冲经 SiO<sub>2</sub> 基底的脉宽  $\tau_0$  和经光学莫尔晶格样品(贴合 SiO<sub>2</sub> 基底)的脉宽  $\tau_m$ 。

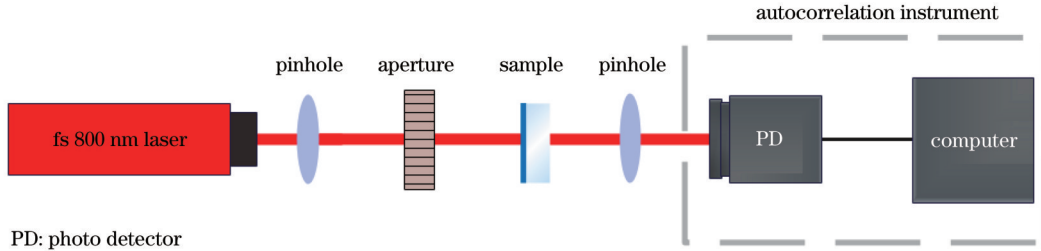


图 6 基于自相关仪的脉宽测量光路

Fig. 6 Schematic of pulse width measurement optical path based on autocorrelation instrument

### 3.2 三种莫尔晶格的脉宽调控结果分析

为了更直观地体现出莫尔晶格对超短脉冲脉宽的调控作用,对脉冲脉宽变化率而非脉冲变化数值进行比较更为合适,定义脉宽变化率  $\eta$  为

$$\eta = \frac{\tau_0 + \Delta\tau}{\tau_0} = \frac{\tau_m}{\tau_0}, \quad (9)$$

式中:  $\Delta\tau$  为超短脉冲经莫尔晶格后的脉宽变化。实验时超短脉冲中心波长从 790 nm 以 5 nm 的步进波长变化到 815 nm,利用自相关仪分别测量了超短脉冲经 3 种光学莫尔晶格前后的脉宽  $\tau_0$  和  $\tau_m$ ,并计算出实验上的脉宽变化率  $\eta$ ,实验结果如表 1 所示。

理论上,将求解得到的一阶群速度色散系数和二阶群速度色散系数代入式(8),得到脉宽变化  $\Delta\tau$ ,随后结合实验上测量得到的初始脉宽  $\tau_0$ ,将其代入式(9),得到理论上的脉宽变化率。理论与实验结果的对比如图 7 所示,实验得到的数据点均匀分布在理论计算的线两侧,体现出莫尔晶格对超短脉冲的明显调控作用。对于莫尔晶格 3,在 790~803 nm 内超短脉冲剧烈展宽,在 803~815 nm 内超短脉冲被压缩,在 790 nm 与 815 nm 即带边处,由于二阶群速度色散的影响,脉宽变化率  $\eta$  高于能带内脉宽变化率。莫尔晶格 2 与莫尔晶格 1 由于具有相对较小的群速度色散系数,脉宽变化率的变化幅度很小,莫尔晶格 1 的脉宽变化率约为 1,随波长增加莫尔晶格 2 的脉宽变化率从 0.95 降低至 0.82。理论与实验的结果均表明,随莫尔晶格莫尔角的增加,莫尔晶格对脉冲的脉宽调控作用愈发明显,可以带来显著的脉冲展宽与压缩现象,且脉冲展宽、压缩的数值受能带色散影响能精准可控。

## 4 结 论

莫尔光子学这一新兴领域的发展为光脉冲脉宽的

表 1 超短脉冲经莫尔晶格前后的脉宽测量结果

Table 1 Experiment results of ultrashort pulse width before and after passing through the Moiré lattices

Moiré lattice	Wavelength / nm	$\tau_0$ / fs	$\tau_m$ / fs	$\eta$
Moiré_1	790	171.8	172.9	1.01
	795	173.2	180.6	1.04
	800	175.8	171.1	0.97
	805	171.1	163.2	0.95
	810	169.6	173.8	1.02
Moiré_2	815	169.1	170.0	1.01
	790	174.1	168.4	0.97
	795	175.9	178.0	1.01
	800	174.7	164.8	0.94
	805	176.1	178.7	1.01
Moiré_3	810	174.4	156.1	0.89
	815	174.8	143.2	0.82
	790	172.9	258.0	1.49
	795	172.7	217.2	1.25
	800	171.0	189.5	1.11
Moiré_3	805	171.5	154.3	0.90
	810	168.9	137.8	0.82
	815	167.7	139.3	0.83

调控提供了新结构、新思路。与传统的利用复杂结构设计进行光场调控的方式不同,本文通过对两种周期性晶格按照不同的人工合成角度进行组合,构建了合成空间中不同莫尔角的莫尔晶格,便可轻松得到不同斜率的能带甚至平坦化能带,从而得到不同程度的群速度色散用以调控脉冲的脉宽。所提光学莫尔晶格在光脉冲调控上具有多方面的优势:首先,合成维度中的

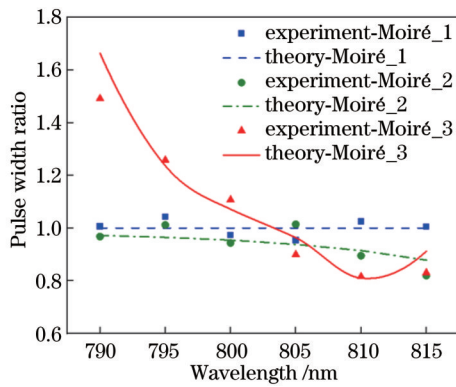


图7 超短脉冲经3种莫尔晶格的脉宽变化率

Fig. 7 Pulse width change ratio of ultrashort pulse after passing through three Moiré lattices

光学莫尔晶格大大简化了结构加工的复杂度,对于传统的光学莫尔晶格,需要精准控制两个子晶格的相对扭转角度,而合成空间的光学莫尔晶格取决于巧妙的参数定义,引入的人工合成莫尔角同样具有调节能带平坦化的作用,并且几何空间上的一维结构使其加工十分便捷;其次,光学莫尔晶格为光场调控提供了新的设计自由度,通过改变莫尔角便可获得平坦化能带,由不同人工合成莫尔角下的能带压缩程度图可知,可以通过预先设计实现特定平坦度的能带,实现对超短脉冲脉宽显著而又精准的调控;光学莫尔晶格的整体厚度在微米量级,具有集成度高的优势。

设计了3个不同人工合成莫尔角的莫尔晶格结构,通过数值计算软件Matlab求解了莫尔晶格能带,发现随莫尔角增大,莫尔晶格能带的斜率逐渐减小,出现了平坦化能带。随后对能带进行群速度色散系数的计算,理论计算出莫尔晶格能带的群速度色散对超短脉冲脉宽的影响。实验上,使用自相关仪测量了超短脉冲经莫尔晶格前后的脉宽。对比结果显示,随着莫尔角的增大,莫尔晶格对超短脉冲脉宽的调控作用愈发明显,数值计算也显示莫尔晶格对超短脉冲脉宽可以实现精准的调控。理论上,可以设计一系列具有不同人工合成莫尔角的莫尔晶格,带来更丰富、可预测的脉宽变化,所提结构制备简单,有望成为激光脉宽压缩器的核心元件。

#### 参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 56(3): 219-221.
- [2] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers[J]. *Science*, 2017, 358(6359): 94-97.
- [3] Boyd R W. *Nonlinear optics*[M]. 3th ed. Rochester: Academic Press, 2007.
- [4] Extreme light[J]. *Nature Materials*, 2016, 15(1): 1.
- [5] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y, et al. Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver[J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 27506-27518.
- [6] Wang G Z, Wang K P, Szydłowska B M, et al. Ultrafast nonlinear optical properties of a graphene saturable mirror in the 2  $\mu\text{m}$  wavelength region[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2017, 11(5): 1700166.
- [7] Li W Q, Gan Z B, Yu L H, et al. 339 J high-energy Ti:sapphire chirped-pulse amplifier for 10 PW laser facility[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(22): 5681-5684.
- [8] Patri A, Kéna-Cohen S, Caloz C. Large-angle, broadband, and multifunctional directive waveguide scatterer gratings[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(12): 3298-3305.
- [9] Ivanov V. Compact optical grating compressor[J]. *Optics Express*, 2022, 30(20): 35338-35347.
- [10] Taravati S, Eleftheriades G V. Programmable nonreciprocal meta-prism[J]. *Scientific Reports*, 2021, 11: 7377.
- [11] Yamunadevi R, Raja R V J, Arzate N. Generation of low power and ultrashort laser pulses at 800 nm through soliton compression in chloroform-infiltrated cascaded photonic crystal fibers[J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 124(11): 113105.
- [12] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(5): 306-310.
- [13] Zhang M, Wu Q, Zhang F, et al. 2D black phosphorus saturable absorbers for ultrafast photonics[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(1): 1800224.
- [14] Divitt S, Zhu W Q, Zhang C, et al. Ultrafast optical pulse shaping using dielectric metasurfaces[J]. *Science*, 2019, 364(6443): 890-894.
- [15] Wang J Y, Coillet A, Demichel O, et al. Saturable plasmonic metasurfaces for laser mode locking[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 50.
- [16] Bistrizter R, MacDonald A H. Moire bands in twisted double-layer graphene[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2011, 108(30): 12233-12237.
- [17] Cao Y, Fatemi V, Demir A, et al. Correlated insulator behaviour at half-filling in magic-angle graphene superlattices[J]. *Nature*, 2018, 556(7699): 80-84.
- [18] Cao Y, Fatemi V, Fang S A, et al. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices[J]. *Nature*, 2018, 556(7699): 43-50.
- [19] Zeng J C, Hu Y W, Zhang X, et al. Localization-to-delocalization transition of light in frequency-tuned photonic moiré lattices[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 25388-25398.
- [20] Wang P, Zheng Y L, Chen X F, et al. Localization and delocalization of light in photonic moiré lattices[J]. *Nature*, 2020, 577(7788): 42-46.
- [21] Huang C M, Ye F W, Chen X F, et al. Localization-delocalization wavepacket transition in Pythagorean aperiodic potentials[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 32546.
- [22] Fu Q D, Wang P, Huang C M, et al. Optical soliton formation controlled by angle twisting in photonic Moiré lattices[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(11): 663-668.
- [23] Guan J, Hu J T, Wang Y, et al. Far-field coupling between moiré photonic lattices[J]. *Nature Nanotechnology*, 2023, 18(5): 514-520.
- [24] Khurgin J B. Light slowing down in Moiré fiber gratings and its implications for nonlinear optics[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(1): 013821.
- [25] Maybour T E, Smith D H, Horak P. Slow and stopped light in dynamic Moiré gratings[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(1): 013503.
- [26] Kocabas A, Senlik S S, Aydinli A. Slowing down surface plasmons on a moiré surface[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(6): 063901.
- [27] 刘辉, 严志伟, 肖孟, 等. 拓扑光学体系中合成维度方法的进展[J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0123002.
- [28] Liu H, Yan Z W, Xiao M, et al. Recent progress in synthetic dimension in topological photonics[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0123002.



# Modulation of Ultrashort Pulse Width in Optical Moiré Lattices

Zhao Xueqian<sup>1,2</sup>, Liu Zhinan<sup>1,2</sup>, Liu Hui<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, Jiangsu, China;

<sup>2</sup>Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, Jiangsu, China

## Abstract

**Objective** Ultrashort pulses, with a pulse duration of tens of picoseconds (10 – 12 ps) or less, are timing tools with the highest precision available currently. Their narrow pulse width and high peak power characteristics have considerably advanced the development of nonlinear optics. However, ultrashort pulse lasers unavoidably suffer from the dispersion introduced by various optical elements during their operation, resulting in pulse deformation and power attenuation, which adversely affect the performance of ultrashort pulses. Therefore, extensive research has been conducted on pulse width regulation. The current solution is primarily based on the utilization of dispersion-compensation devices, which suffer from low integration characteristics and nonactive regulation. Recently, the optical Moiré structure has become a widely discussed topic due to its high potential in the modulation of light field by changing Moiré angles. However, most published works introduce physical twisted angles, and optical Moiré structures combined with the concept of synthetic dimensions have rarely been reported. Therefore, we propose an optical Moiré lattice with artificially synthesized Moiré angles to achieve ultrashort pulse width modulation.

**Methods** A method of constructing optical Moiré lattices with artificially synthesized Moiré angles (nonphysical twisted angles) is proposed herein. Moiré lattices comprise two simple photonic lattices with different periods, and the ratio of the arctangents of their periods represents the Moiré angle of the optical Moiré lattice. Three optical Moiré lattices with gradually increasing Moiré angles are theoretically designed, and the band structure of the optical Moiré lattices is determined by the transfer matrix method; we observe that the increase in Moiré angles leads to the flattening of the band structure. The band dispersion is further analyzed, following which the group velocity and pulse width changes introduced by an ultrashort pulse through the Moiré lattices are computed. The theoretical calculations demonstrate the effect of Moiré lattices on the width of ultrashort pulses. Subsequently, an optical path based on an autocorrelator is built to experimentally verify the theoretical results. Further, we define the variation rate of pulse width to effectively illustrate the modulation of ultrashort pulses.

**Results and Discussions** First, the effects of artificially synthesized Moiré angles on the band structure are analyzed: the increase in the Moiré angles results in higher band compression coefficients (Fig. 2), which indicates a decrease in the bandwidth (Fig. 3). Meanwhile, a narrow band leads to a decreased group velocity (Fig. 4) and considerable second- and third-order group velocity dispersion (Fig. 5). We demonstrate a theoretical model to explain the effect of group velocity dispersion on the width of ultrashort pulses (Equations 3–8). The equations imply that Moiré lattices with high group velocity dispersion lead to intense pulse broadening and pulse compression of ultrashort pulses. The results of pulse width measurements before and after passing through the three Moiré lattices were obtained using the autocorrelator (Table 1). As seen from Table 1, the variation in pulse width increases with the increase in the Moiré angle. The accurate modulation of the ultrashort pulse width by the optical Moiré lattice is confirmed by the comparison of the theoretical and experimental values of the pulse width ratio (Fig. 7).

**Conclusions** The construction method for the optical Moiré lattices in the synthetic space proposed herein can effectively realize the analogy of traditional optical Moiré lattices with physical twisted angles. The regularity of the artificially synthesized Moiré angles affecting band structures has been clearly confirmed. Theoretical calculations show the following: a larger artificially synthesized Moiré angle leads to lower group velocity and more considerable second- and third-order group velocity dispersion, which results in larger variations in pulse widths. Moreover, the accurate modulation achieved by the optical Moiré lattice indicates that the lattices can be predesigned to satisfy universal requirements such as a wide range of pulse width adjustments. In theory, we can design a series of Moiré lattices with different artificially synthesized Moiré angles, resulting in rich and more predictable pulse width variations. In summary, first, we state that the optical Moiré lattice in the synthetic dimension considerably simplifies the complexity of structural processing: traditional optical

Moiré lattices require precise control of the physical twisted angles of the two sublattices, while the optical Moiré lattice in the synthetic space depends on strategic parameter definitions. The one-dimensional structure in the geometric space renders its processing highly convenient. Second, the optical Moiré lattice provides a new degree of light field modulation, which means that a flattened band structure can be obtained by changing the Moiré angle. Finally, the overall thickness of our optical Moiré lattice is at the micrometer level, which has the advantage of high integration. Our structure can become the key component in the manufacturing of laser pulse width compressors.

**Key words** optical Moiré lattice; ultrashort pulse; group velocity dispersion; autocorrelation instrument; modulation of pulse width