

激光与光电子学进展

从超强超短激光的脉冲前沿畸变到 X 形光波包的群速度控制

李朝阳^{1,2*}, 冷雨欣², 李儒新^{1,2,3}¹张江实验室, 上海 201210;²中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800;³上海科技大学, 上海 201210

摘要 超强超短激光在空间上具有大口径、在时间上具有短脉冲,因此极易产生时空耦合效应,例如脉冲前沿畸变,使得脉冲前沿和相位前沿发生时空分离,通常表现为脉冲前沿倾斜或弯曲,不利于获得预期的高聚焦光强。但当这种脉冲前沿畸变(控制)用于产生 X 形光波包时,却增加了一维全新的自由度,实现了光波包群速度和群加速度的自由控制,可获得超光速、亚光速、加速、减速,甚至动态可控的群速度。通过综述脉冲前沿畸变(控制)在超强超短激光中的不良影响和在 X 形光波包中的特殊效果,旨在为同一光学现象在不同研究方向间的交叉应用提供些许思考。

关键词 时空耦合; 脉冲前沿; 相位前沿; X 形光波包; 群速度; 群加速度

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP222977

From Pulse-Front Distortions of Ultra-Intense Ultrashort Lasers to Group-Velocity Controls of X-Shape Optical Wave-Packets

Li Zhaoyang^{1,2*}, Leng Yuxin², Li Ruxin^{1,2,3}¹Zhangjiang Laboratory, Shanghai 201210, China;²State Key Laboratory of High-Field Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;³ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China

Abstract Because ultra-intense ultra-short laser has a large beam in space and a short pulse in time, the spatiotemporal coupling effect, for example the pulse-front distortion, frequently appears, which leads to a separation between the pulse-front and the phase-front in space-time, such as the pulse-front tilt or curvature, and is not conducive to obtaining the expected high focused intensity. However, when this pulse-front distortion (control) is applied in the X-shape optical wave-packet, a new degree of freedom is introduced for freely controlling the group-velocity and the group-acceleration of the optical wave-packet, enabling superluminal, subluminal, accelerating, decelerating, and even dynamically-controllable group velocities. By reviewing the pulse-front distortion (control)'s adverse effects in the ultra-intense ultra-short lasers and its special performances in the X-shape optical wave-packets, we try to provide some reflections on the cross-application of the same optical phenomenon in different research directions.

Key words spatiotemporal coupling; pulse-front; phase-front; X-shape optical wave-packet; group-velocity; group-acceleration

1 引言

过去二十多年间,超强超短激光的峰值功率长期徘徊在 1 PW 左右(1 PW 等于 10^{15} W)^[1-2]。过去五年

间,由于激光技术和物理需求的共同发展,超强超短激光的峰值功率快速提升至超过 4 PW^[3-6]和大于 10 PW^[7-8],创造了前所未有的极限强度,同时也极大地促进了强场激光物理的高速发展^[9-10]。未来面向艾瓦

收稿日期: 2023-02-13; 修回日期: 2023-03-20; 录用日期: 2023-03-30; 网络首发日期: 2023-04-10

基金项目: 张江实验室青年基金项目

通信作者: *lizy@zjlab.ac.cn

(10^{18} W)激光的发展^[11-13]更有可能为研究诸如强场量子电动力学等极端物理提供先进的实验手段^[14-21]。近年来,超强超短激光在帮助强场激光物理不断突破的过程中,其自身也不断面临新的课题,最具代表性的就是时空耦合效应,或称之为时空耦合畸变^[22-27]。早期的超强超短激光由于光束口径很小,几乎不存在时空耦合畸变,激光电场的数学表达式可写成时间函数与空间函数的乘积。因此在评价超强超短激光性能时,比如峰值功率,往往对其时间特性和空间特性分别测量,然后通过计算获得。这种方法既便捷又合理,从20世纪80年代后期出现的吉瓦(10^9 W)和太瓦(10^{12} W)激光开始,沿用到90年代末出现的拍瓦(10^{15} W)激光,直至本世纪初。尽管在超强超短激光的通用技术中——啁啾脉冲放大(CPA)^[28]和光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)^[29]——为了引入时间啁啾,展宽器和压缩器中存在一种时空耦合效应,即空间啁啾,但由于色散元件的对称设计,这种时空耦合只存在于展宽器和压缩器内部,在输出端被完美补偿了^[30-33]。即使存在工程上的不完美,比如色散元件对称性的破坏,由于光束口径很小,输出光束只会带有略微的角色散,并不会对压缩脉冲和聚焦光强带来明显的不良影响。但当超强超短激光同时具有几十飞秒的超短脉冲宽度和几百毫米的超大光束口径时,以往可忽略的时空耦合效应变得特别严重,必须引起足够的重视,其中最为明显的就是脉冲前沿畸变,也叫径向群延迟,具体表现为脉冲前沿与相位前沿在激光传输的时空域内发生分离,通常表现为脉冲前沿的时空倾斜或弯曲^[34-47]。由于相位前沿始终垂直于传输方向,准直的激光光束具有平面相位前沿,但由脉冲峰值构成的脉冲前沿往往呈现变形的时空分布。当超强超短激光被聚焦时,不同光线上的脉冲在不同时刻达到焦点,不但拉长了焦点上的叠加脉冲宽度,也增大了瞬时焦斑尺寸,从而降低了聚焦光强,这显然是不利的,需要消除,因此称之为脉冲前沿“畸变”。脉冲前沿畸变本质上是具有不同波前宽带光波的相干叠加,在超强超短激光中被广泛关注,是个需要克服的缺点。但当介绍到其他光学研究方向时,这个缺点反而变成了一个优点,例如在X形光波包中,该效应可用于自由控制光波包的群速度和群加速度。贝塞尔光束是一类著名的无衍射光束,或称之为传输不变光束、有限衍射光束等,可在很长的传输距离内保持其空间强度分布不变,远远超过了瑞利距离的限制^[48-51]。多色贝塞尔光束的相干叠加产生了X形光波包,最早在声学领域被Lu等^[52-53]发现,由于具有字母“X”形状的时空分布,被称为X波,在医疗影像领域具有重要且广泛的应用。X波的光学版本被称为贝塞尔X光波包^[54-56],可在空气或色散介质中数倍甚至数十倍瑞利距离的传输路径上保持其时空强度分布不变^[57],在激光加工、微纳操纵、显微成像、激光通信等领域具有重要的应用价值。贝塞尔X光波包跟贝塞尔光束一

样,具有超光速的群速度和相速度^[58],其大小与锥形叠加的锥角有关,正比于锥角余弦的倒数,一般为了长距离传输锥角很小,因此超光速值也非常接近光速。但当脉冲前沿控制(上述脉冲前沿畸变)引入到X形光波包时,脉冲前沿与相位前沿的分离角成为第二个控制光波包群速度的自由度:倾斜的脉冲前沿控制可在较大范围内调控光波包的群速度,产生超光速或亚光速群速度^[59];弯曲的脉冲前沿控制可调控光波包的群加速度,产生加速或减速群速度^[59];而复杂的脉冲前沿控制甚至可动态调控光波包的群速度和群加速度,产生任意“可设计的”动态群速度和群加速度^[60]。因此,极大地丰富了X形光波包的时空飞行模式,可能在时空分辨的超快过程和强场物理中具有应用价值。本文介绍了脉冲前沿畸变对超强超短激光的不良影响,回顾了其发现和研究经过,解释了如何利用它来控制X形光波包的群速度和群加速度,试图为跨研究方向间的“物尽其用”提供些许思路或参考。

2 超强超短激光的脉冲前沿畸变

2.1 脉冲前沿畸变的影响

超强超短激光为了在有限能量下获得高峰值功率,通过扩大增益带宽将脉冲宽度减小到了20~30 fs。当前10 PW超强超短激光的脉冲能量约为300 J,压缩器光栅的低损伤阈值使得光束口径一般大于300 mm。具有20~30 fs脉宽和300 mm口径的脉冲光束极易携带时空耦合,特别是脉冲前沿畸变。图1是聚焦脉冲光束在近场和远场的时空分布,脉冲前沿定义为脉冲峰值的分布,如黄色-红色分布所示,相位前沿定义为波长中心的波前,如白色实线所示。准直后,平面的相位前沿垂直于传输方向,而脉冲前沿则不然。如图1(a)所示,当不存在脉冲前沿畸变时,脉冲前沿与相位前沿重合,聚焦后焦点处同时获得傅里叶变换极限脉冲和衍射极限焦斑,即期望的最大聚焦光强。如图1(b)所示,当发生脉冲前沿倾斜时,脉冲前沿相对相位前沿呈现时空倾斜,不同光线上的脉冲依次到达焦点,焦点上的叠加脉宽被拉长,近场瞬时光束口径变小也导致了远场瞬时焦斑变大,二者极大地降低了聚焦光强。如图1(c)所示,当发生脉冲前沿弯曲时,脉冲前沿相对相位前沿呈现时空弯曲,轴对称光线上的脉冲成对依次到达焦点,焦点上的叠加脉宽被拉长,近场瞬时光束口径的对称分布导致了远场瞬时焦斑产生干涉图样,二者也极大地降低了聚焦光强。脉冲前沿不论是倾斜还是弯曲都不利于超强超短激光获得最大聚焦光强。

2.2 脉冲前沿倾斜和弯曲

脉冲前沿倾斜最早由Topp等^[34-35]发现,随后Bor等^[36, 38]对其机理进行了解释。如图2(a)所示,当经过棱镜时,不同光线上的脉冲在棱镜内传输距离不同,色散介质中群速度与相速度差异导致在输出端脉冲前沿

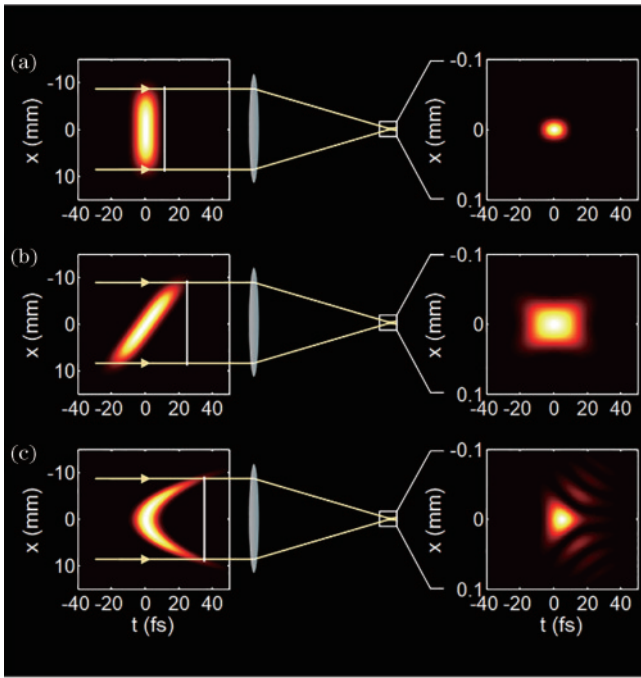


图 1 脉冲前沿畸变对聚焦脉冲光束的影响^[13]。(a)无畸变；
(b)脉冲前沿倾斜；(c)脉冲前沿弯曲

Fig. 1 Influence of pulse-front distortion on focused pulsed-beam^[13]. (a) Without distortion; (b) pulse-front tilt; (c) pulse-front curvature

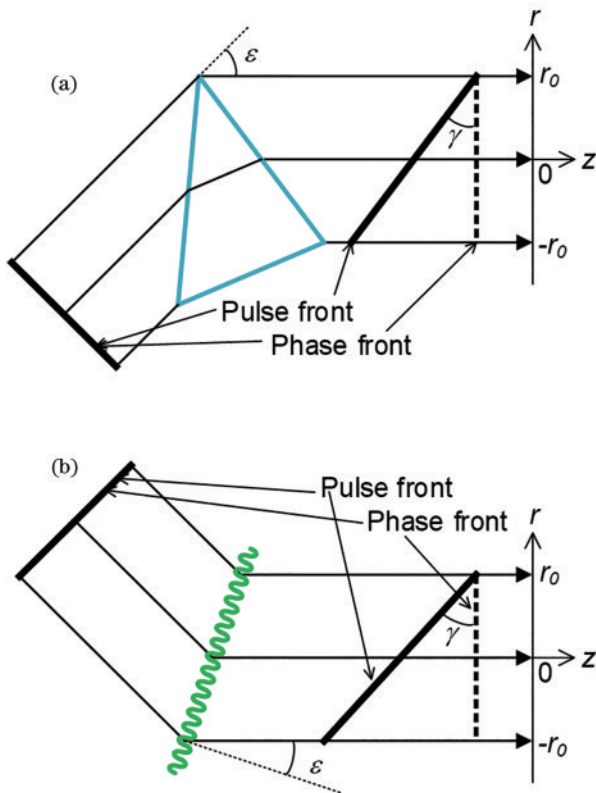


图 2 脉冲前沿倾斜。(a)棱镜产生的脉冲前沿倾斜；(b)光栅产生的脉冲前沿倾斜

Fig. 2 Pulse-front tilt. (a) Prism induced pulse-front tilt; (b) grating induced pulse-front tilt

相对相位前沿发生分离,呈现时空倾斜,倾斜角 γ 满足 $\tan \gamma = \lambda \cdot d\epsilon/d\lambda$, $d\epsilon/d\lambda$ 是角色散^[36]。脉冲前沿的延迟为

$$\Delta T(r) = (r_0 - r) \tan \gamma, \quad (1)$$

式中: r_0 是光束半径; r 是径向坐标。如图 2(b) 所示,当经过光栅时,不同光线上的脉冲在两等相位面间传输距离不同,路径差异导致在输出端脉冲前沿相对相位前沿发生分离,也呈现时空倾斜^[38]。尽管上述对棱镜和光栅产生的脉冲前沿倾斜解释不同,但结果都符合 $\tan \gamma = \lambda \cdot d\epsilon/d\lambda$, 可见棱镜和光栅产生的这一类脉冲前沿倾斜本质上都是由于角色散。此外,具有空间啁啾的准直脉冲光束尽管不存在角色散,但在色散介质中不同波段的群速度存在差异,也会导致脉冲前沿相对相位前沿发生时空倾斜,这一类脉冲前沿倾斜不是本文重点,不再详细介绍^[41]。

Bor^[42-45] 随后研究了透镜中的脉冲前沿弯曲。如图 3(a) 所示,当经过透镜时,不同光线上的脉冲在透镜内传输距离(即透镜厚度)是径向坐标的二次函数,因此介质内群速度和相速度差异导致的脉冲前沿相对相位前沿的延迟也是径向坐标的二次函数^[42-43]

$$\Delta T(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2cf(n-1)} \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (2)$$

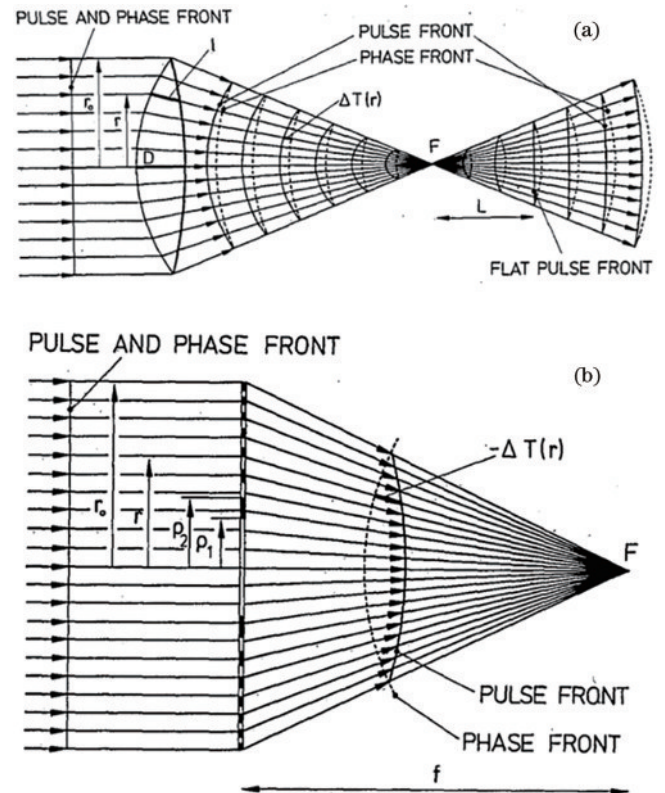


图 3 脉冲前沿弯曲。(a)透镜产生的脉冲前沿弯曲^[43]；(b)菲涅耳波带片产生的脉冲前沿弯曲^[43]

Fig. 3 Pulse-front curvature. (a) Lens induced pulse-front curvature^[43]; (b) Fresnel zone plate induced pulse-front curvature^[43]

式中: c 是真空光速; f 是透镜焦距; n 是透镜介质折射率; $dn/d\lambda$ 是介质色散。式(2)也可写成透镜焦距色散 $df/d\lambda$ 的函数^[42-43]

$$\Delta T(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2cf^2} \lambda \frac{df}{d\lambda} \quad (3)$$

对比式(1)和式(2), 脉冲前沿倾斜是径向坐标的一次函数, 脉冲前沿弯曲是径向坐标的二次函数。二者的产生机制完全一致, 都是由于介质内群速度和相速度差异, 因此脉冲前沿畸变的形状由棱镜或透镜的几何形状决定。如图 3(b) 所示, 当经过菲涅耳波带片时, 相位前沿始终垂直于各个光线的传输方向, 但不同光线上脉冲的路径差异导致脉冲前沿与相位前沿分离, 分离量是径向坐标的二次函数^[43]

$$\Delta T(r) = -\frac{r_0^2 - r^2}{2cf} \quad (4)$$

对比式(2)和式(4), 透镜中脉冲前沿滞后于相位前沿, 而菲涅耳波带片则相反, 因此菲涅耳波带片可用于补偿透镜系统的脉冲前沿弯曲。对比图 2(b) 和图 3(b) 不难发现, 光栅具有恒定的条纹密度, 而非涅耳波带片具有渐变的条纹密度, 因此前者产生脉冲前沿倾斜而后者产生脉冲前沿弯曲, 二者的产生机制完全一致, 都是由于两等相位面间不同光线上脉冲的路径差异。本质上, 这一类脉冲前沿倾斜和弯曲都是由于角色散, 前者的角色散在径向空间是恒定的, 而后者的角色散在径向空间是变化的。

相比较几何光学, 脉冲前沿畸变的波动光学计算更加精确^[61]。脉冲光束的时空电场可写成

$$E(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int A(x) A(\omega) \exp[i\phi(x, \omega)] \exp(i\omega t) d\omega \quad (5)$$

式中: $A(x)$ 和 $A(\omega)$ 是相互独立的振幅空间分布和振幅光谱分布; $\phi(x, \omega)$ 是相位的空间和光谱分布。其可写成泰勒展开式

$$\phi(x, \omega) = \phi_0(x) + \phi_1(x)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \phi_2(x)(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (6)$$

式中: $\phi_0(x)$ 是中心波长的相位面(相位前沿); $\phi_1(x)$ 是群延迟的径向分布(脉冲前沿); $\phi_2(x)$ 是群速度色散的径向分布(脉宽空间分布)。如图 4(a) 所示, 当存在角色散时, 光波相干叠加后, 叠加相涨的脉冲前沿相对相位前沿呈现时空倾斜。如图 4(b) 所示, 当存在轴向空间色散时, 光波相干叠加后, 叠加相涨的脉冲前沿相对相位前沿呈现时空弯曲。因此, 时间色散一阶项 $\phi_1(x)$ 的径向分布是脉冲前沿, 时间色散二阶项 $\phi_2(x)$ 的径向分布是脉宽空间分布, 而时间色散高阶项的径向分布则包含更为精细的时空分布信息。

2.3 脉冲前沿畸变的补偿与控制

超强超短激光中脉冲前沿倾斜主要由压缩器光栅不平行造成^[62-64], 脉冲前沿弯曲主要由像传递和空间

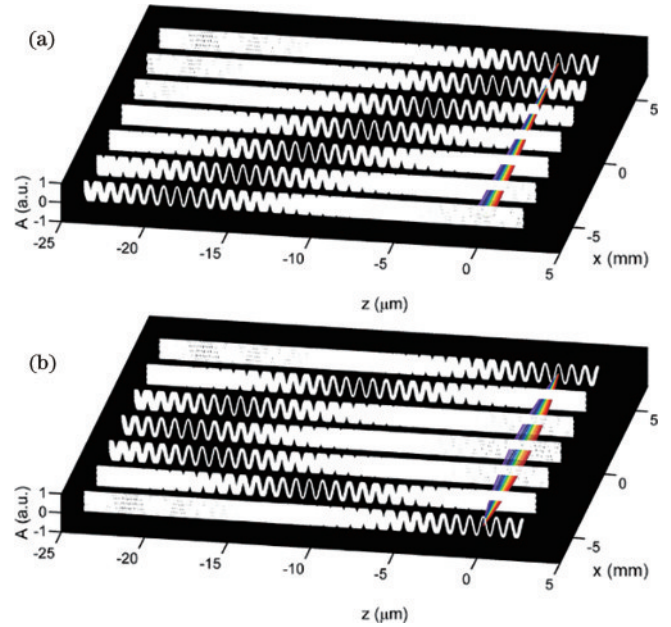


图 4 光波叠加和脉冲前沿畸变。(a)角色散导致的脉冲前沿倾斜; (b)轴向色散导致的脉冲前沿弯曲

Fig. 4 Optical wave superposition and pulse-front distortion. (a) Angular dispersion induced pulse-front tilt; (b) axial dispersion induced pulse-front curvature

滤波器的透镜系统造成。前者可通过修正光栅平行度来消除或插入薄棱镜来补偿, 后者可用抛物面镜取代透镜来避免或插入多种光学组件来补偿, 比如负透镜与抛物面镜组合^[65]、菲涅耳波带片, 以及自适应光学方法^[66]等。图 5 是 Sun 等^[66]提出的自适应光学方法, 利用相位型空间光调制器(SLM)和可变形镜(DM)组合对脉冲前沿和相位前沿进行控制。相位型空间光调制器可对相位前沿产生任意形状的调制, 但对脉冲前沿几乎没有影响, 可变形镜可以对脉冲前沿和相位前沿同时产生任意形状的调制。因此, 二者组合可在保持平面相位前沿不变的情况下产生任意形状的脉冲前沿, 实现对超强超短激光任意脉冲前沿畸变的补偿。

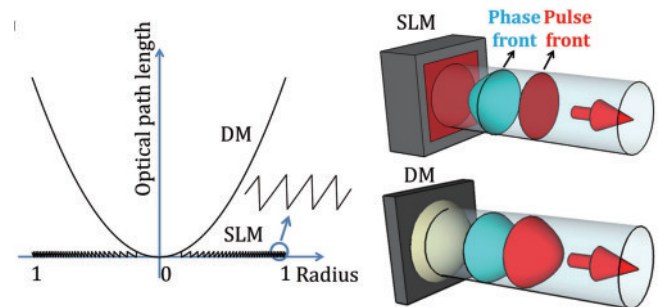


图 5 自适应光学方法控制脉冲前沿^[66]

Fig. 5 Adaptive optics control of pulse-front^[66]

上述脉冲前沿畸变的产生和补偿实质上都可认为是脉冲前沿的控制技术。例如, 棱镜或光栅可产生脉冲前沿倾斜, 轴棱锥可产生轴对称的脉冲前沿倾斜(即

锥形脉冲前沿),透镜或非涅耳波带片可产生脉冲前沿弯曲,相位型空间光调制器和可变形镜组合可产生任意形状脉冲前沿。下面将介绍这种技术在 X 形光波包中的应用。

3 X 形光波包的群速度控制

3.1 超光速和亚光速群速度

单色平面波的锥形叠加可产生贝塞尔光束,可保持长距离传输不变,突破了瑞利距离的限制^[49]。如图 6(a)所示,Saari 等^[54]将准直的脉冲光束入射到光阑 M 的圆环上,经透镜 L3 后引入锥形叠加,实验产生了贝塞尔 X 光波包。不同于 Durnin 等^[49]的工作,图 6(a)中光阑 M 中央有小孔,经透镜 L3 后还产生一个脉冲平面波。由于脉冲平面波与贝塞尔 X 形光波包具有不同的群速度,在传输路径上脉冲平面波实现了对贝塞尔 X 形光波包的时间扫描。图 6(c)是提取不同传输位置干涉图样后获得的 X 形光波包测量结果,与图 6(b)的数值模拟结果一致。

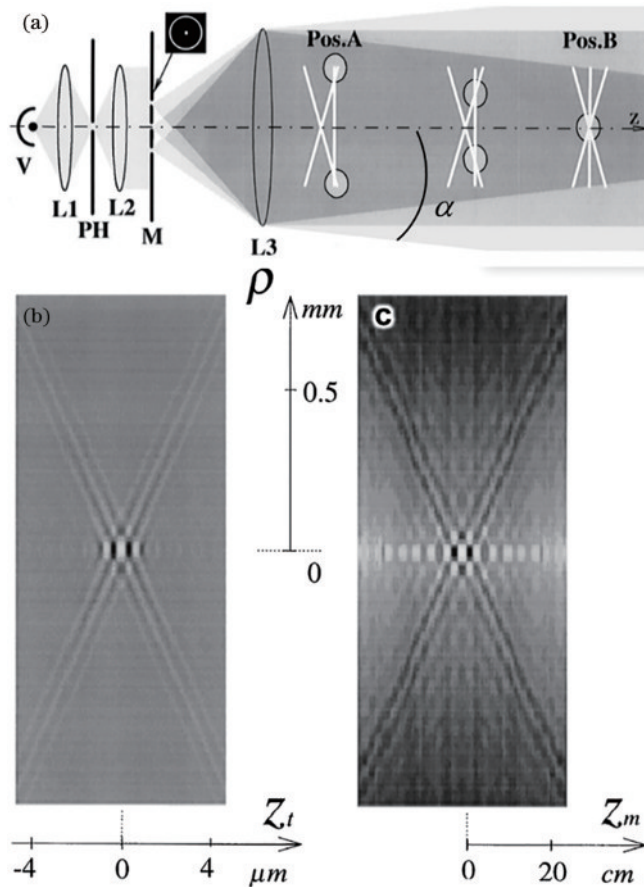


图 6 实验产生和测量的光学贝塞尔 X 形波包^[54]。(a)产生和测量装置;(b)模拟结果;(c)实验结果

Fig. 6 Experimental generation and measurement of optical Bessel-X wave packet^[54]. (a) Setup for generation and measurement; (b) simulation result; (c) experimental result

在真空中,脉冲光束锥形叠加产生的 X 形光波包具有超光速的群速度和相速度^[58]

$$\frac{v_g}{c} = \frac{v_p}{c} = \frac{1}{\cos \alpha}, \quad (7)$$

式中; α 为锥角。为了维持较长的传输距离 $L = r_0/\sin \alpha$,锥角 α 一般很小,这样超光速值就非常有限。如图 7(a)所示,当脉冲光束具有轴对称的脉冲前沿倾斜,而相位前沿依然是准直平面时,则引入锥形叠加后产生的 X 形光波包群速度^[59]为

$$\frac{v_g}{c} = \frac{\cos \beta}{\cos(\alpha + \beta)}, \quad (8)$$

式中; β 为脉冲前沿倾斜角。式(8)显示,除了锥角 α 外,脉冲前沿倾斜角 β 是又一个控制群速度的自由度。利用小锥角 α 保持长传输距离不变,通过改变脉冲前沿倾斜角 β 即可改变 X 形光波包的群速度。图 7(b)是脉冲光束锥形叠加的剖面图,其中黄色-红色所示的强度分布为脉冲前沿,白色直线为相位前沿,绿色虚线箭头为传输方向。相位前沿的交点(相速度)具有恒定的超光速,通常由于锥角 α 非常小,该超光速值非常接近光速,大小由式(7)确定。当脉冲前沿倾斜角 β 为正时,在相同的时间内,脉冲前沿的交点(群速度)比相位前沿的交点(相速度)传输了更长的距离。如图 7(d)红色曲线所示,在传输过程中脉冲前沿的交点(群速度)与相位前沿的交点(相速度)之间的间隔 Δz 线性减小,显示脉冲前沿相交产生的 X 形光波包具有恒定的超光速群速度。反之,如图 7(c)所示,当脉冲前沿倾斜角 β 为负时,在相同的时间内,脉冲前沿的交点(群速度)比相位前沿的交点(相速度)传输了更短的距离。如图 7(d)蓝色曲线所示,在传输过程中脉冲前沿的交点(群速度)与相位前沿的交点(相速度)之间的间隔 Δz 线性增加,显示 X 形光波包具有恒定的亚光速群速度。这里所需的凹型和凸型的轴对称脉冲前沿倾斜(即锥形脉冲前沿)可分别采用正轴棱锥和负轴棱锥与锥形反射镜组合产生^[59]。

3.2 加速和减速群速度

如图 8(a)所示,当轴对称的脉冲前沿倾斜变为脉冲前沿弯曲时,上述恒定的超光速和亚光速 X 形光波包则被赋予群加速度。如图 8(b)所示,当脉冲前沿弯曲为凹形时,尽管在相同的时间内脉冲前沿的交点(群速度)比相位前沿的交点(相速度)传输了更长的距离,但二者之间的间隔 Δz 非线性加快减小[图 8(d)红色曲线],显示脉冲前沿相交产生的 X 形光波包具有加速的超光速群速度。反之,如图 8(c)所示,当脉冲前沿弯曲为凸形时,尽管在相同的时间内脉冲前沿的交点(群速度)比相位前沿的交点(相速度)传输了更短的距离,但二者之间的间隔 Δz 非线性加快增大[图 8(d)蓝色曲线],显示脉冲前沿相交产生的 X 形光波包具有减速的亚光速群速度。该现象也可用改写的式(8)^[59]描述为

$$\frac{v_g(z)}{c} = \frac{\cos[\beta(z)]}{\cos[\alpha + \beta(z)]}, \quad (9)$$

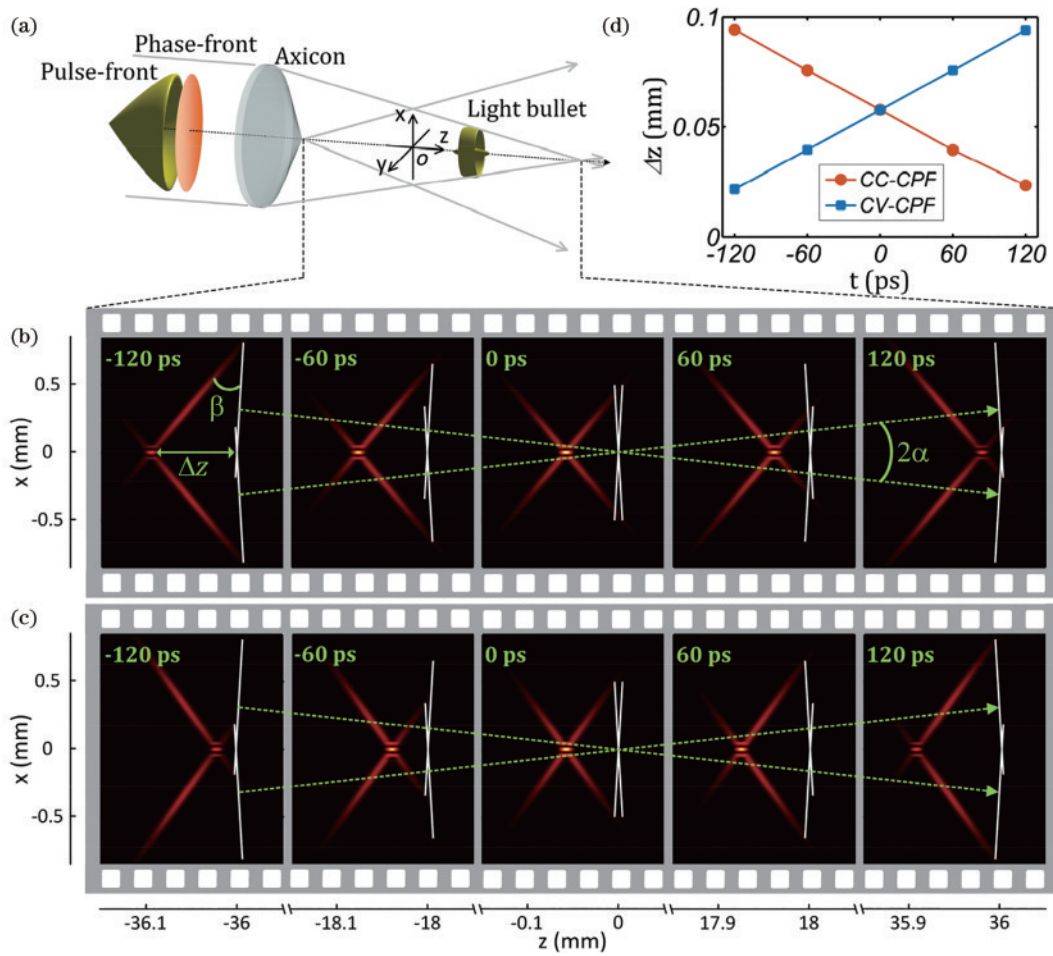


图7 利用脉冲前沿倾斜实现超光速和亚光速X形光波包^[59]。(a)方法;(b)超光速X形光波包传输动态;(c)亚光速X形光波包传输动态;(d)X形光波包群速度与相速度之间间隔 Δz 的传输演化

Fig. 7 Pulse-front tilt to realize superluminal and subluminal X-shape optical wave-packets^[59]. (a) Method; (b) propagation dynamics of superluminal X-shape optical wave-packet; (c) propagation dynamics of subluminal X-shape optical wave-packet; (d) propagation dynamics of gap Δz between group-velocity and phase-velocity of X-shape optical wave-packet

式中: $v_g(z)$ 和 $\beta(z)$ 为X形光波包沿 z 轴传输时的瞬时群速度和瞬时脉冲前沿倾斜角。在传输过程中,图8(b)中的瞬时脉冲前沿倾斜角 $\beta(z)$ 从零开始逐渐增大,而图8(c)中的瞬时脉冲前沿倾斜角 $\beta(z)$ 从零开始逐渐减小,因此前者群速度呈现加速的超光速,而后者群速度呈现减速的亚光速。这里所需的凹型和凸型的轴对称脉冲前沿弯曲(即球形脉冲前沿)可分别采用正透镜和负透镜与球面反射镜组合产生^[59]。

3.3 任意动态变化群速度和群加速度

前面提到利用相位型空间光调制器与可变形镜组合在保持平面相位前沿不变的条件下可产生任意形状的脉冲前沿。如图9(a)所示,当具有轴对称的余弦函数型脉冲前沿时:在传输前半程,脉冲前沿的交点(群速度)比相位前沿的交点(相速度)传输了更短的距离;而在传输后半程,脉冲前沿的交点(群速度)比相位前沿的交点(相速度)传输了更长的距离;全过程中,脉冲前沿的交点(群速度)与相位前沿的交点(相速度)之间的间隔 Δz 是动态变化的。图9(b)给出了传输过程中三个时间点的三维瞬态时空形态,X形光波包位于三

维结构的几何中心。如图9(c)所示:在传输全过程中:脉冲前沿的交点(群速度)与相位前沿的交点(相速度)之间的间隔 Δz 从零开始逐渐增大至最大值后又逐渐减小至零;X形光波包的群速度 v_g 先减小至最小值,再增大至初始值后又至最大值,最后减小至初始值;对应的群加速度 a 从最小负值开始逐渐增大至零又至最大正值,再减小至零又至最小负值。因此,X形光波包在传输过程中呈现“亚光速—超光速”和“减速—加速—减速”的飞行模式,飞行动态与入射脉冲前沿的形状相关。因此,理论上利用该方法可实现任意飞行动态的“可编程式群速度”X形光波包^[60]。

3.4 傅里叶空间中的群速度可控X形光波包

Saari等^[67-68]指出在傅里叶空间(即动量空间) $k_x-k_y-k_z$,传输不变光波包的时空光谱应该落在平行 k_x 轴光谱平面与光锥 $k_x^2+k_y^2+k_z^2=k^2$ 相交而成的圆锥曲线上,其在 k_x-k_y 平面上的投影是条直线,直线的斜率就是传输不变光波包的群速度。因此,改变该光谱平面与 k_x-k_y 平面的夹角即可改变光波包的群速度。这里 k 是波矢, k_x 和 k_z 分别是波矢的横向和纵向分量,笛卡尔坐

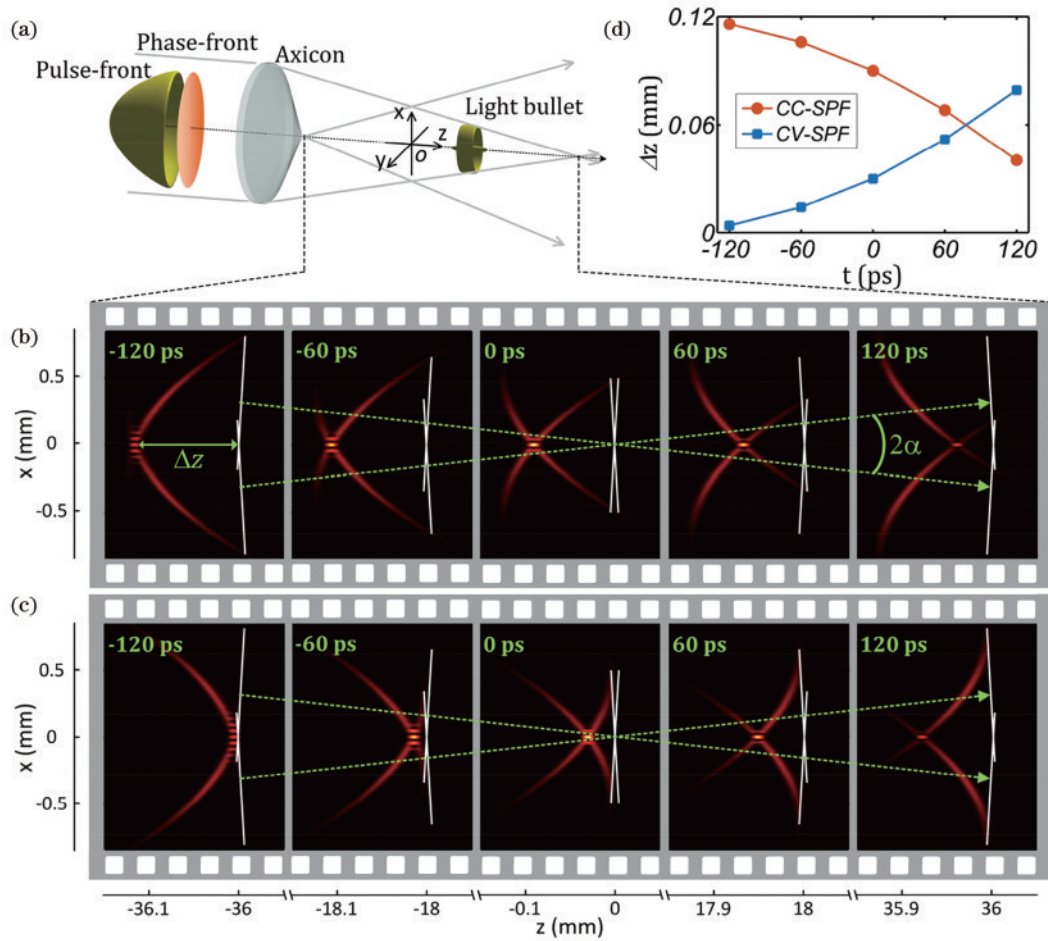


图 8 利用脉冲前沿弯曲实现加速和减速 X 形光波包^[59]。(a)原理图；(b)加速 X 形光波包传输动态；(c)减速 X 形光波包传输动态；(d) X 形光波包群速度与相速度之间间隔 Δz 的传输演化

Fig. 8 Pulse-front curvature to realize accelerating and decelerating X-shape optical wave-packets^[59]. (a) Schematic; (b) propagation dynamics of accelerating X-shape optical wave-packet; (c) propagation dynamics of decelerating X-shape optical wave-packet; (d) propagation dynamics of gap Δz between group-velocity and phase-velocity of X-shape optical wave-packet

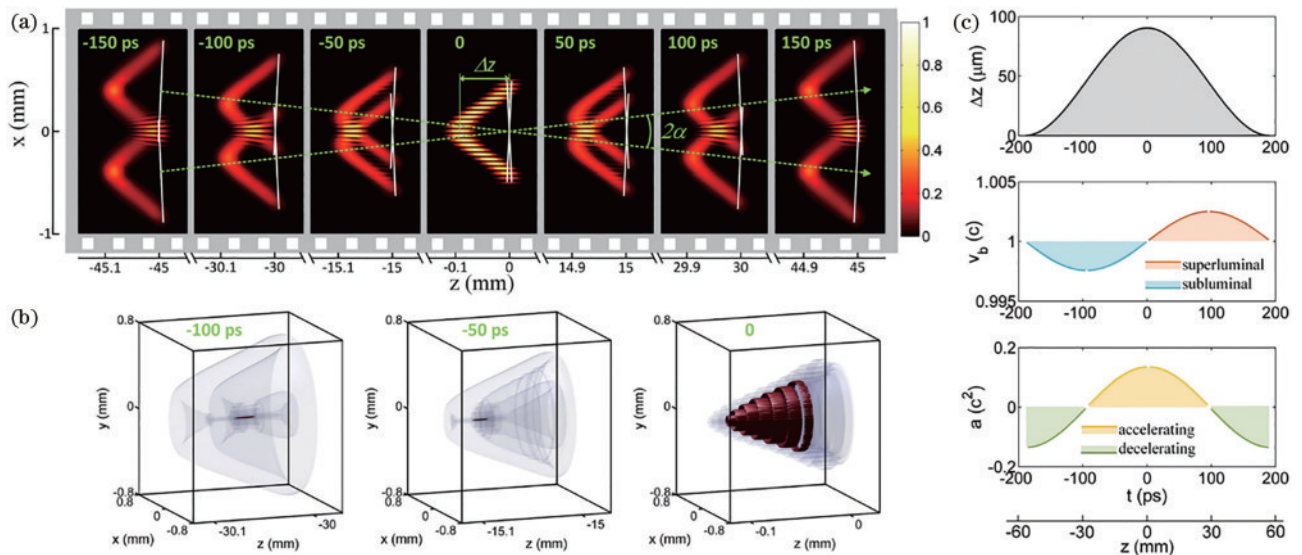


图 9 利用复杂脉冲前沿实现变化群速度 X 形光波包^[60]。(a) X 形光波包传输动态；(b) X 形光波包不同时刻三维时空形态；(c) X 形光波包群速度与相速度之间间隔 Δz 、群速度 v_g 和群加速度 a 的传输演化

Fig. 9 Complex pulse-front to realize variable-group-velocity X-shape optical wave-packet^[60]. (a) Propagation dynamics of X-shape optical wave-packet; (b) 3D spatiotemporal profiles of X-shape optical wave-packet at different times; (c) propagation dynamics of gap Δz between group-velocity and phase-velocity, group-velocity v_g , and group-acceleration a of X-shape optical wave-packet

标系中 z 轴是传输方向, \perp 轴是横向方向, 可以是 x 轴或 y 轴。近期, Kondakci 等^[69-71] 利用该傅里叶空间的描述方法系统研究了一种新型光源——时空波包, 其时空光谱就是平行 k_{\perp} 轴光谱平面与光锥 $k_{\perp}^2 + k_z^2 = k^2$ 相交而成圆锥曲线的一段, 特别是包括 $k_{\perp} = 0$ 部分。时空波包除了具有时空结构传输不变的特性外, 还具有可调群速度和群加速度^[72-73]、反常折射^[74] 等诸多特点。最近, 时空波包的高能放大问题也得到解决^[75], 有望拓展至强场激光应用。如图 10 所示, X 形光波包的时空光谱也落在平行 k_{\perp} 轴光谱平面与光锥 $k_{\perp}^2 + k_z^2 = k^2$ 相交而成的圆锥曲线上, 但不包含 $k_{\perp} = 0$ 部分, 在脉冲光谱范围内是光锥上两段分离的曲线, 但关于 k_z - k 平面对称^[76]。如图 10(a) 所示, 当脉冲前沿与相位前沿重合时, 入射光束内从 $\perp = 0$ 到 $\perp = r$ 角色散恒等于零 ($d\alpha/d\omega = 0$), 平行 k_{\perp} 轴光谱平面过坐标原点和直线

$(k_z, k) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$, 该直线由相位前沿 (中心波长波前) 的锥形叠加决定, 其中 k_0 是中心波长的波数, α_0 是中心波长锥形叠加的锥角。X 形光波包具有很小的超光速群速度, 大小由式 (7) 确定。如图 10(b) 所示, 当具有轴对称的凹型锥形脉冲前沿倾斜时, 入射光束内从 $\perp = 0$ 到 $\perp = r$ 具有不变的正角色散 ($d\alpha/d\omega > 0$), 平行 k_{\perp} 轴光谱平面绕直线 $(k_z, k) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$ 逆时针旋转, 其与 k_{\perp} - k_z 平面的夹角增大 (大于 45°), X 形光波包具有超光速群速度。如图 10(c) 所示, 当具有轴对称的凸形锥形脉冲前沿倾斜时, 入射光束内从 $\perp = 0$ 到 $\perp = r$ 具有不变的负角色散 ($d\alpha/d\omega < 0$), 平行 k_{\perp} 轴光谱平面绕直线 $(k_z, k) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$ 顺时针旋转, 其与 k_{\perp} - k_z 平面的夹角减小 (小于 45°), X 形光波包具有亚光速群速度。图 10(b) 和图 10(c) 中 X 形光波包的群速度由式 (8) 确定。

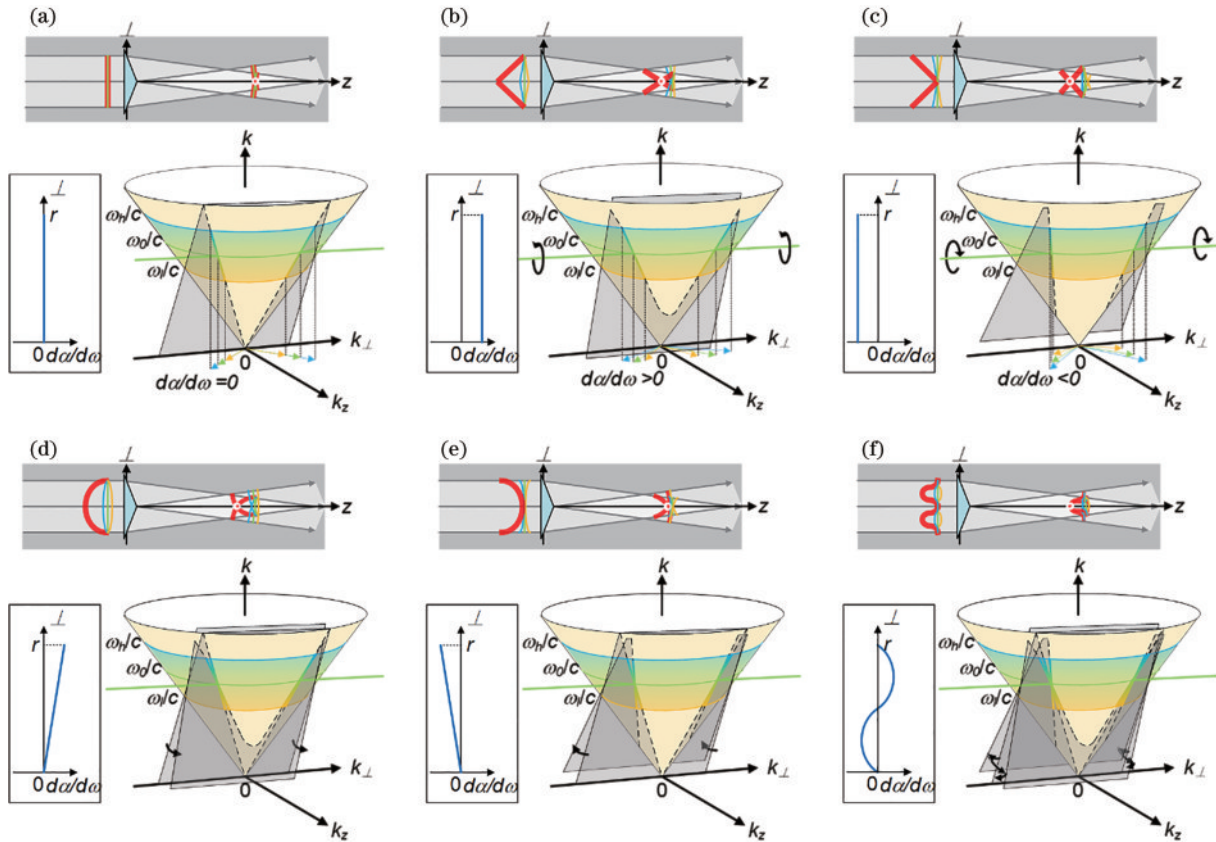


图 10 X 形光波包、角色散沿径向轴的变化和傅里叶空间中的时空光谱^[76]。(a) 无脉冲前沿控制; (b) 凹形锥形脉冲前沿倾斜; (c) 凸形锥形脉冲前沿倾斜; (d) 凹形脉冲前沿弯曲; (e) 凸形脉冲前沿弯曲; (f) 余弦函数脉冲前沿

Fig. 10 X-shape optical wave-packet, variation of angular dispersion along radial axis, and spatiotemporal spectrum in the Fourier space^[76]. (a) No pulse-front control; (b) concave conical pulse-front tilt; (c) convex conical pulse-front tilt; (d) concave pulse-front curvature; (e) convex pulse-front curvature; (f) cosine-function pulse-front

对于群速度和群加速度动态变化的 X 形光波包 (图 8 和图 9), 尽管具有复杂的非线性脉冲前沿, 但每一个瞬时时刻都可用一个瞬时脉冲前沿倾斜来描述, 在傅里叶空间则可用一个平行 k_{\perp} 轴瞬时光谱平面来描述。当该 X 形光波包动态飞行时, 该平行 k_{\perp} 轴瞬时光谱平面绕直线 $(k_z, k) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$ 不断旋转, 因此

对应的群速度不断变化^[76]。如图 10(d) 所示, 当具有轴对称的凹形脉冲前沿弯曲时, 入射光束内从 $\perp = 0$ 到 $\perp = r$ 角色散 $d\alpha/d\omega$ 从零逐渐增大, 对应波包飞行过程中平行 k_{\perp} 轴瞬时光谱平面绕直线 $(k_z, k) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$ 逆时针旋转, X 形光波包具有加速群速度。如图 10(e) 所示, 当具有轴对称的凸型脉冲前沿弯曲时,

入射光束内从 $\perp=0$ 到 $\perp=r$ 角色散 $da/d\omega$ 从零逐渐减小,对应波包飞行过程中平行 k_{\perp} 轴瞬时光谱平面绕直线 $(k_x, k_y) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$ 顺时针旋转, X 形光波包具有减速群速度。如图 10(f) 所示,当具有轴对称的余弦函数型脉冲前沿时,入射光束内从 $\perp=0$ 到 $\perp=r$ 角色散 $da/d\omega$ 从零开始先减小、再增大、最后又减小回零,对应波包飞行过程中平行 k_{\perp} 轴瞬时光谱平面绕直线 $(k_x, k_y) = (k_0 \cos \alpha_0, k_0)$ 先顺时针旋转、再逆时针旋转、最后又顺时针旋转, X 形光波包具有动态变化的减速—加速—减速群速度。图 10(d)~(f) 中变速 X 形光波包的群速度由式(9)确定。

4 讨 论

本文回顾了超强超短激光中脉冲前沿畸变的产生及其对高聚焦光强的不良影响。对于某些激光技术或激光物理,脉冲前沿畸变也会带来一些益处。例如:脉冲前沿倾斜可用于短脉冲光参量放大(OPA)中信号光与泵浦光的时空重合,提高转换效率;聚焦脉冲前沿倾斜的超强超短激光可在焦点处产生波前旋转的瞬时电场,驱动产生空间分离的单个阿秒脉冲,即“阿秒灯塔”^[77-78];聚焦脉冲前沿弯曲的超强超短激光可改变瞬时焦点的群速度,实现相位锁定的激光尾波场电子加速,提高加速电子的能量^[79-80]。正如本文介绍的将脉冲前沿“畸变”转变为脉冲前沿“控制”可使 X 形光波包(重要的传输不变光学时空波包)达到群速度和群加速度自由可控的水平,为开辟一些超快时空动态领域的新应用提供了手段。例如,飞秒双色贝塞尔光束被用于驱动产生太赫兹波段的宽带贝塞尔脉冲光束^[81],高能飞秒贝塞尔光束也被用于驱动产生高能尾波场电子加速^[82]。总之,未来此类实验中如果驱动贝塞尔光束的群速度和群加速度可以较大幅度自由控制,一定会带来更新的效果。

X 形光波包引入脉冲前沿控制本质上是改变脉冲光束径向分布的角色散,是一种基于光谱的空间相位(或波前)控制,属于时空耦合技术。近年来,涌现出了多种时空耦合技术来控制脉冲光束的群速度或传输模式。例如 Quéré 团队^[83-84]和 Froula 等^[85]同时提出的“飞行焦点”技术:轴向空间色散将不同波长的焦点沿传输轴纵向分开,时间色散控制各个波长到达各自焦点的时刻,通过控制时间色散与轴向空间色散的比值,飞行焦点(瞬时光强峰值)具有“超光速”“亚光速”“前向飞行”和“后向飞行”共四种传输模式。上述飞行焦点的概念是基于几何聚焦或紧聚焦的纵向效应,但当增长瑞利距离引入横向效应后,基于“后向飞行”还可产生第五种传输模式“往复飞行”^[86]。近期,自聚焦等非线性效应与脉冲时间特性和光束空间特性相结合也被用于产生非线性飞行焦点^[87-88]。总之,本文只涉及时空耦合的横向角色散这一特定且单一的相位调制,用于宽带光波锥形叠加后产生了一些新的结果。瞬时振幅

(强度)相关的非线性时空耦合^[89]、偏振相关的自旋角动量^[90]、相位相关的轨道角动量^[91],以及其他具有复杂时空形态的结构光^[92]等都尚未涉及。但可以肯定的是若将上述内容进一步与之交叉融合一定会带来更加丰富的内容。

5 结束语

脉冲前沿畸变的发现虽然早于超强超短激光,但却是伴随着超强超短激光的发展而被广泛关注的。为了满足强场激光物理的需求,获得更高的峰值功率和聚焦强度,超强超短激光的光束口径越来越大以增大脉冲能量、脉冲宽度越来越短以提高峰值功率,结果导致时空耦合效应越来越严重,而脉冲前沿畸变作为一阶时空耦合效应,其不良影响也最为明显。尽管对于某些特殊的强场激光与物质相互作用,脉冲前沿畸变可能会带来益处,但始终不利于核心目标(前所未有的超高聚焦光强)的获得,因此在该领域研究人员一直致力于抑制或消除各种脉冲前沿畸变。目前超强超短激光中常见的脉冲前沿畸变包括色散元件不匹配导致的时空倾斜、透镜系统导致的时空弯曲,以及复杂系统导致的复杂时空畸变。为了补偿不同时空形状的脉冲前沿畸变,该领域现有技术已经可以生成任意形状的脉冲前沿,这也为脉冲前沿控制提供了可能。因此,当“脉冲前沿畸变”发展成为“脉冲前沿控制”,并尝试应用于诸如时空光场调控等其他应用时,也带来了一些意想不到的结果。正如本文综述的当轴对称脉冲前沿倾斜、弯曲,以及任意复杂时空形状用于产生 X 形光波包时,可产生恒定超光速或亚光速、加速或减速,以及任意动态变速飞行的 X 形光波包,极大地丰富了其运动模式,为开辟 X 形光波包在涉及时空动态过程中的应用提供了可能。脉冲前沿畸变(控制)的本质是径向分布的角色散,实现脉冲光束具有可控的任意径向分布角色散也为现在流行的研究热点(时空光场调控)提供了具体的工程技术手段。本文综述的脉冲前沿畸变(控制)从超强超短激光领域向 X 形光波包领域的转移也为跨研究方向间的交叉互通提供了一个具体的例子,具有些许参考价值。

参 考 文 献

- [1] Perry M D, Pennington D, Stuart B C, et al. Petawatt laser pulses[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(3): 160-162.
- [2] Aoyama M, Yamakawa K, Akahane Y, et al. 0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(17): 1594-1596.
- [3] Danson C, Hillier D, Hopps N, et al. Petawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015, 3: e3.
- [4] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7: e54.

- [5] Sung J H, Lee H W, Yoo J Y, et al. 4.2 PW, 20 fs Ti: sapphire laser at 0.1 Hz[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(11): 2058-2061.
- [6] Zeng X M, Zhou K N, Zuo Y L, et al. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(10): 2014-2017.
- [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] Lureau F, Matras G, Chalus O, et al. High-energy hybrid femtosecond laser system demonstrating 2×10 PW capability[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2020, 8: e43.
- [9] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V. Optics in the relativistic regime[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 309-371.
- [10] Mourou G. Nobel Lecture: extreme light physics and application[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(3): 030501.
- [11] Li Z Y, Kawanaka J. Possible method for a single-cycle 100 petawatt laser with wide-angle non-collinear optical parametric chirped pulse amplification[J]. *OSA Continuum*, 2019, 2(4): 1125-1137.
- [12] Li Z Y, Kato Y, Kawanaka J. Simulating an ultra-broadband concept for Exawatt-class lasers[J]. *Scientific Reports*, 2021, 11(1): 1-16.
- [13] Li Z Y, Leng Y X, Li R X. Further development of the short-pulse petawatt laser: trends, technologies, and bottlenecks[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(1): 2100705.
- [14] Sauter F. Über das verhalten eines elektrons im homogenen elektrischen feld nach der relativistischen theorie diracs[J]. *Zeitschrift Für Physik*, 1931, 69(11): 742-764.
- [15] Heisenberg W, Euler H. Folgerungen aus der diracschen theorie des positrons[J]. *Zeitschrift Für Physik*, 1936, 98(11): 714-732.
- [16] Schwinger J. On gauge invariance and vacuum polarization[J]. *Physical Review*, 1951, 82(5): 664-679.
- [17] Marklund M, Shukla P K. Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 591-640.
- [18] Bell A R, Kirk J G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(20): 200403.
- [19] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z, et al. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1177-1228.
- [20] Nakamiya Y, Homma K. Probing vacuum birefringence under a high-intensity laser field with gamma-ray polarimetry at the GeV scale[J]. *Physical Review D*, 2017, 96(5): 053002.
- [21] Shen B F, Bu Z G, Xu J C, et al. Exploring vacuum birefringence based on a 100 PW laser and an X-ray free electron laser beam[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60(4): 044002.
- [22] Pariente G, Gallet V, Borot A, et al. Space-time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(8): 547-553.
- [23] Li Z Y, Tsubakimoto K, Yoshida H, et al. Degradation of femtosecond petawatt laser beams: spatio-temporal/spectral coupling induced by wavefront errors of compression gratings[J]. *Applied Physics Express*, 2017, 10(10): 102702.
- [24] Li Z Y, Miyanaga N. Simulating ultra-intense femtosecond lasers in the 3-dimensional space-time domain[J]. *Optics Express*, 2018, 26(7): 8453-8469.
- [25] Li Z Y, Liu J, Xu Y, et al. Simulating spatiotemporal dynamics of ultra-intense ultrashort lasers through imperfect grating compressors[J]. *Optics Express*, 2022, 30(23): 41296-41312.
- [26] Li Z Y, Kawanaka J. Complex spatiotemporal coupling distortion pre-compensation with double-compressors for an ultra-intense femtosecond laser[J]. *Optics Express*, 2019, 27(18): 25172-25186.
- [27] Jeandet A, Jolly S W, Borot A, et al. Survey of spatio-temporal couplings throughout high-power ultrashort lasers[J]. *Optics Express*, 2022, 30(3): 3262-3288.
- [28] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 56(3): 219-221.
- [29] Dubietis A, Jonušauskas G, Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal[J]. *Optics Communications*, 1992, 88(4/5/6): 437-440.
- [30] Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, 5(9): 454-458.
- [31] Martinez O. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1987, 23(1): 59-64.
- [32] Cheriaux G, Rousseau P, Salin F, et al. Aberration-free stretcher design for ultra-short pulse amplification[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(6): 414-416.
- [33] Yakovlev I V. Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems[J]. *Quantum Electronics*, 2014, 44(5): 393-414.
- [34] Topp M R, Orner G C. Group dispersion effects in picosecond spectroscopy[J]. *Optics Communications*, 1975, 13(3): 276-281.
- [35] Topp M R. Oscilloscope display of picosecond fluctuations in light intensity[J]. *Optics Communications*, 1975, 14(1): 126-130.
- [36] Bor Z, Rácz B. Group velocity dispersion in prisms and its application to pulse compression and travelling-wave excitation[J]. *Optics Communications*, 1985, 54(3): 165-170.
- [37] Martinez O E. Pulse distortions in tilted pulse schemes for ultrashort pulses[J]. *Optics Communications*, 1986, 59(3): 229-232.
- [38] Bor Z, Rácz B, Szabo G, et al. Femtosecond pulse front tilt caused by angular dispersion[J]. *Optical Engineering*,

- 1993, 32(10): 2501-2504.
- [39] Hebling J. Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 1996, 28(12): 1759-1763.
- [40] Nabekawa Y, Midorikawa K. High-order pulse front tilt caused by high-order angular dispersion[J]. *Optics Express*, 2003, 11(25): 3365-3376.
- [41] Akturk S, Gu X, Zeek E, et al. Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp[J]. *Optics Express*, 2004, 12(19): 4399-4410.
- [42] Bor Z. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems[J]. *Journal of Modern Optics*, 1988, 35(12): 1907-1918.
- [43] Bor Z. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses[J]. *Optics Letters*, 1989, 14(2): 119-121.
- [44] Bor Z, Gogolak Z, Szabo G. Femtosecond-resolution pulse-front distortion measurement by time-of-flight interferometry[J]. *Optics Letters*, 1989, 14(16): 862-864.
- [45] Bor Z, Horváth Z L. Distortion of femtosecond pulses in lenses. Wave optical description[J]. *Optics Communications*, 1992, 94(4): 249-258.
- [46] Akturk S, Gu X, Gabolde P, et al. The general theory of first-order spatio-temporal distortions of Gaussian pulses and beams[J]. *Optics Express*, 2005, 13(21): 8642-8661.
- [47] Akturk S, Gu X, Bowlan P, et al. Spatio-temporal couplings in ultrashort laser pulses[J]. *Journal of Optics*, 2010, 12(9): 093001.
- [48] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(4): 651-654.
- [49] Durnin J, Miceli J, Jr, Eberly J H. Diffraction-free beams [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [50] Gori F, Guattari G, Padovani C. Bessel-Gauss beams[J]. *Optics Communications*, 1987, 64(6): 491-495.
- [51] McGloin D, Dholakia K. Bessel beams: diffraction in a new light[J]. *Contemporary Physics*, 2005, 46(1): 15-28.
- [52] Lu J Y, Greenleaf J F. Nondiffracting X waves-exact solutions to free-space scalar wave equation and their finite aperture realizations[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1992, 39(1): 19-31.
- [53] Lu J Y, Greenleaf J F. Experimental verification of nondiffracting X waves[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1992, 39(3): 441-446.
- [54] Saari P, Reivelt K. Evidence of X-shaped propagation-invariant localized light waves[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(21): 4135-4138.
- [55] Fagerholm J, Friberg A T, Huttunen J, et al. Angular-spectrum representation of nondiffracting[J]. *Physical Review E*, 1996, 54(4): 4347-4352.
- [56] Grunwald R, Kebbel V, Griebner U, et al. Generation and characterization of spatially and temporally localized few-cycle optical wave packets[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(6): 063820.
- [57] Sónajalg H, Rätsep M, Saari P. Demonstration of the Bessel-X pulse propagating with strong lateral and longitudinal localization in a dispersive medium[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(5): 310-312.
- [58] Alexeev I, Kim K Y, Milchberg H M. Measurement of the superluminal group velocity of an ultrashort Bessel beam pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(7): 073901.
- [59] Li Z Y, Kawanaka J. Velocity and acceleration freely tunable straight-line propagation light bullet[J]. *Scientific Reports*, 2020, 10(1): 1-9.
- [60] Li Z Y, Kawanaka J. Optical wave-packet with nearly-programmable group velocities[J]. *Communications Physics*, 2020, 3: 211.
- [61] Li Z Y, Kawanaka J. Efficient method for determining pulse-front distortion in an ultra-intense laser[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, 37(9): 2595-2603.
- [62] Fiorini C, Sauteret C, Rouyer C, et al. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 30(7): 1662-1670.
- [63] Pretzler G, Kasper A, Witte K J. Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers[J]. *Applied Physics B*, 2000, 70(1): 1-9.
- [64] Osvay K, Kovacs A P, Heimer Z, et al. Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse compressors[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2004, 10(1): 213-220.
- [65] Bahk S W, Bromage J, Zuegel J D. Offner radial group delay compensator for ultra-broadband laser beam transport[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(4): 1081-1084.
- [66] Sun B S, Salter P S, Booth M J. Pulse front adaptive optics: a new method for control of ultrashort laser pulses [J]. *Optics Express*, 2015, 23(15): 19348-19357.
- [67] Saari P, Reivelt K. Generation and classification of localized waves by Lorentz transformations in Fourier space[J]. *Physical Review E*, 2004, 69(3): 036612.
- [68] Valtna H, Reivelt K, Saari P. Methods for generating wideband localized waves of superluminal group velocity [J]. *Optics Communications*, 2007, 278(1): 1-7.
- [69] Kondakci H E, Abouraddy A F. Diffraction-free pulsed optical beams via space-time correlations[J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 28659-28668.
- [70] Kondakci H E, Abouraddy A F. Diffraction-free space-time light sheets[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(11): 733-740.
- [71] Yessenov M, Bhaduri B, Kondakci H E, et al. Classification of propagation-invariant space-time wave packets in free space: theory and experiments[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(2): 023856.
- [72] Kondakci H E, Abouraddy A F. Optical space-time wave packets having arbitrary group velocities in free space[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 1-8.
- [73] Hall L A, Yessenov M, Abouraddy A F. Arbitrarily accelerating space-time wave packets[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(3): 694-697.

- [74] Bhaduri B, Yessenov M, Abouraddy A F. Anomalous refraction of optical spacetime wave packets[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(7): 416-421.
- [75] Li Z Y, Leng Y X, Li R X. Strong double space-time wave packets using optical parametric amplification[J]. *Communications Physics*, 2022, 5(1): 1-8.
- [76] Li Z Y, Liu Y Q, Leng Y X, et al. Investigating group-velocity-tunable propagation-invariant optical wave-packets[J]. *Scientific Reports*, 2022, 12(1): 1-11.
- [77] Vincenti H, Quéré F. Attosecond lighthouses: how to use spatiotemporally coupled light fields to generate isolated attosecond pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(11): 113904.
- [78] Wheeler J, Borot A, Monchocé S, et al. Attosecond lighthouses from plasma mirrors[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(12): 829-833.
- [79] Caizergues C, Smartsev S, Malka V, et al. Phase-locked laser-Wakefield electron acceleration[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(8): 475-479.
- [80] Palastro J P, Shaw J L, Franke P, et al. Dephasingless laser Wakefield acceleration[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(13): 134802.
- [81] Zhang Z L, Zhang J Y, Chen Y P, et al. Bessel terahertz pulses from superluminal laser plasma filaments[J]. *Ultrafast Science*, 2022, 2022: 9870325.
- [82] Miao B, Shrock J E, Feder L, et al. Multi-GeV electron bunches from an all-optical laser Wakefield accelerator[J]. *Physical Review X*, 2022, 12(3): 031038.
- [83] Sainte-Marie A, Gobert O, Quéré F. Controlling the velocity of ultrashort light pulses in vacuum through spatio-temporal couplings[J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1298-1304.
- [84] Jolly S W, Gobert O, Jeandet A, et al. Controlling the velocity of a femtosecond laser pulse using refractive lenses[J]. *Optics Express*, 2020, 28(4): 4888-4897.
- [85] Froula D H, Turnbull D, Davies A S, et al. Spatiotemporal control of laser intensity[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(5): 262-265.
- [86] Li Z Y, Gu Y J, Kawanaka J. Reciprocating propagation of laser pulse intensity in free space[J]. *Communications Physics*, 2021, 4(1): 1-9.
- [87] Simpson T T, Ramsey D, Franke P, et al. Nonlinear spatiotemporal control of laser intensity[J]. *Optics Express*, 2020, 28(26): 38516-38526.
- [88] Simpson T T, Ramsey D, Franke P, et al. Spatiotemporal control of laser intensity through cross-phase modulation[J]. *Optics Express*, 2022, 30(6): 9878-9891.
- [89] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. *Physics Reports*, 2007, 441(2/3/4): 47-189.
- [90] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.
- [91] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 1-29.
- [92] Forbes A, de Oliveira M, Dennis M R. Structured light [J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(4): 253-262.