全跨度可逆时空双折射

Yu Chenhui[1,2], Zhu Guanyi[1,2], Xu Mingliang[1,3], He Fei[1,2], Song Liwei[1,2], Tian Ye[1,2],Leng Yuxin[1,2], Li Ruxin[1,2,4]*

C. Yu、G. Zhu、M. Xu、F. He、L. Song、Y. Tian、Y. Leng、R. Li[1]超强激光科学与技术国家重点实验室，中国科学院上海光学精密机械研究所，中国科学院，中国上海 201800

[2]材料科学与光电工程中心，中国科学院大学，北京 100049，中国 电子邮箱：hefei@siom.ac.cn（F.H.）

M. Xu[3]物理科学学院， 中国科学技术大学，合肥 230026，中国

R. Li

[4]中国上海市张江实验室，邮编201210

资助：本研究获国家自然科学基金委员会项目（编号：12388102，RL、YL）、中国科学院“百人计划”（FH）、张江实验室青年创新项目（编号：ZJYI2022A01，FH）、S202420005（FH）以及上海市科学技术委员会项目（编号：23560750200，YL）资助。

关键词：超快光学、时空操控、时空光、双折射

摘要：双折射是各向异性晶体中光的偏振依赖性分裂，可产生多种光学现象，并实现光通信、非线性光学和量子光学等先进功能。然而，传统的双折射控制方法通常依赖于对光学晶体结构进行设计，或施加电场、机械应力、热变化等外部刺激；这些方法往往受限于可调范围有限、难以集成到紧凑型光子器件中，或响应时间较慢等问题。在此，我们提出一种新的自由度：通过编程调控入射光波的时空光谱相位，操控光在光学晶体中传播时的双折射。我们证明，该方法能够连续调节双折射，其覆盖的光谱范围比传统双折射调节方法宽逾100倍，双折射值可从正值经零值变为负值，且不受晶体光学符号影响，也不存在固有的物理限制。这种独特的光学行为为研究各向异性介质中波流的复杂动力学提供了灵活的平台，而这种时空双折射的宽广可调范围将推动超快光学操控、光学计算和量子信息处理领域的创新——这些应用都需要快速、灵活地重构器件。

1. 引言

双折射是各向异性材料中表现出的一种光学性质，即光沿不同晶轴传播时具有不同的速度。因此，单束入射光会分离为两个正交偏振的本征波，例如，在单轴晶体中分为普通（o）波和非凡（e）波。[1, 2] 在此类材料中，折射率（n）会随光的偏振和传播方向而变化，从而使正交偏振分量具有不同的速度和相位延迟。传统上，人们通过包括电场（泡克耳斯效应）、磁场（法拉第效应）、机械应力或温度变化在内的外部扰动来调控双折射。[3] 这一性质能够精确调制光的偏振和相位，使双折射在科学研究和工业应用中极具价值。在光通信中，双折射材料被用于波片、偏振片、隔离器/环行器和色散补偿器等关键组件。[4] 在材料表征中，干涉测量和椭偏测量利用双折射来测量应变和光学各向异性。[5-7] 其可调谐且对偏振敏感的特性持续推动着光计算和量子光学等新兴领域的发展。例如，双折射是全光计算系统中实现光学逻辑门的关键机制，[8, 9] 并能够在量子信息处理中对用于量子态编码的光子量子比特进行精确操控。[10-13]

近年来，无衍射时空（ST）光代表了一类特殊的光学波包，能够在较长距离内保持其空间和时间分布，突破经典衍射与色散的限制。[14-24] 这些一维或二维结构源自时空耦合，它使波函数中的空间和时间自由度相互纠缠。与传统光不同，时空光具有不可分离的频谱结构——其空间和时间分量内在关联。这种不可分离性产生了独特的时空分布，其角度色散不可微分，每个空间频率都对应一个指定波长。从数学上看，这种关联将频谱支撑集限制在光锥与由 $\Omega = (k_z - k_o)\cot\theta$ 定义的频谱平面的交集上，其中 $\Omega = \omega - \omega_o$ 是相对于载波频率 ω_o 的角频率失谐，$k_o = \omega_o/c$ 是波数，而 θ 是光谱倾斜角。这种配置使得

传播不变性：包络保持其形状，满足 $\psi(x, z; t) = \psi(x, 0; t - z/v_g)$，并以可调群速度传播；该速度$v_g$ 可快于或慢于真空光速（c），而不违反相对论因果律。与高斯光束相比，时空光具有可调群速度、[16] 传播不变性、[17]在色散介质中的无色散传播、[24] “飞行焦点”效应，[25] 以及超越斯涅尔定律和费马原理的奇异折射。[18] 这些特性可用于编程调控空间和时间中的电磁波动力学，实现对材料性质和粒子行为的时空工程，[23, 26]并为在严格可控的实验室条件下模拟量子和相对论现象提供平台。[20, 27, 28]

尽管各向同性介质中的时空光研究已取得显著进展，但时空光在各向异性介质中的行为，尤其是在双折射光学晶体中的行为，仍未得到充分理解。这是因为时空光纠缠的时空性质与多轴晶体方向相关的介电响应之间存在复杂的相互作用。各向异性材料的折射率会随传播方向和偏振而变化，从而产生双折射和偏振相关色散等效应。[2, 3] 这些性质使得人们难以预测时空光在此类介质中的传播、演化及维持相干性的情况。这一认知空白至关重要，因为各向异性会使偏振与传播方向耦合，破坏时空光特有的频谱关联，并引发时空双折射等效应。在这种情况下，不同偏振分量会经历不同的色散或衍射行为，导致脉冲在传播过程中分裂或变形。理解这些效应对于在实际条件下对时空光进行建模至关重要，尤其是在精密光学系统以及具有固有各向异性的材料中，例如晶体、光纤或超材料。[1, 23, 29, 30]

本研究通过阐明时空光在光学晶体中的双折射特性，深化了对时空光在各向异性介质中传播的理解。我们提出一种“双光锥”模型，用以描述时空光在单轴晶体中的双折射频谱。传统双折射仅取决于介质的（双）折射率，而时空双折射则可通过调节入射时空光的入射角和光谱相位主动调控。值得注意的是，在正单轴晶体中，o-ST光的群速度可以大于、小于或等于时空非常光分量–在

负单轴晶体中则观察到相反的行为。我们进一步通过在YVO_4晶体中进行干涉群时延测量，实验验证了这些预测。只需调节空间光调制器（SLM）上的光谱相位图案，即可广泛调控时空双折射，从而为实时控制光操控和光与物质相互作用提供了新的自由度，而无需改变晶体的物理性质。我们的研究加深了对各向异性介质中波传播的理解，并有望应用于可重构、紧凑型光子器件和光学系统。

2. 结果

2.1. 单轴晶体中光传播的“双光锥”表征 对于自由空间中的时空光，已提出一种时空光锥表征，用以基于色散关系 $k_x^2 + k_z^2 = n^2(\omega/c)^2$ 可视化其光谱特性，其中 n 为各向同性无色散介质的折射率，k_x 和 k_z 分别为沿 x 和 z 的横向波矢分量和轴向波矢分量，ω为角频率，c 为真空光速。为简便起见，假定沿 y 方向的场是均匀的。该模型能够很好地描述各向同性介质中在窄带傍轴近似（NBPA）下物理上可实现的光场的时空频谱。[31] 然而，在单轴晶体中，寻常光遵循斯涅尔定律，而非常光则因相对于光轴（OA）的方向相关折射率而发生偏离。我们提出一种“双光锥”表征，以描述各向异性介质中这两类光的传播。为清晰起见，我们考虑光轴方向任意的单轴晶体。寻常光的传播动力学遵循各向同性色散关系。相比之下，非常光的折射率随波矢与光轴之间的角度 β 显式变化，由 $1/n_e^2(\beta) = \cos^2\beta/n_o^2 + \sin^2\beta/n_e^2$ 给出，其中 n_o 和 n_e 分别为寻常主折射率和非常主折射率。因此，非常光的色散关系表示为 $k_x^2 + k_z^2 = n_e^2(\beta)(\omega/c)^2$；为简便起见，忽略了折射率的色散。

图1A展示了单轴晶体的折射率椭球，其中光轴的方向由两个角度指定：φ表示光轴相对于y轴的倾斜角，α表示光轴投影到（x、z）平面后相对于z轴的方位角方向。这两个角度共同决定了波前对称性和介质各向异性，并影响群速度及时空

耦合。基于这一几何结构，对于沿z方向传播的光，可将标准色散关系转换到与光轴对齐的坐标系中，从而得到非常光的光锥色散关系：

$$k_x^2 + k_z^2 = \frac{n_o^2 n_e^2}{n_o^2 \sin^2\beta + n_e^2 \cos^2\beta}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2, \tag{1}$$

where $\beta = \cos^{-1}\left(\frac{k_x \sin\varphi \sin\alpha + k_z \sin\varphi \cos\alpha}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}\right)$.

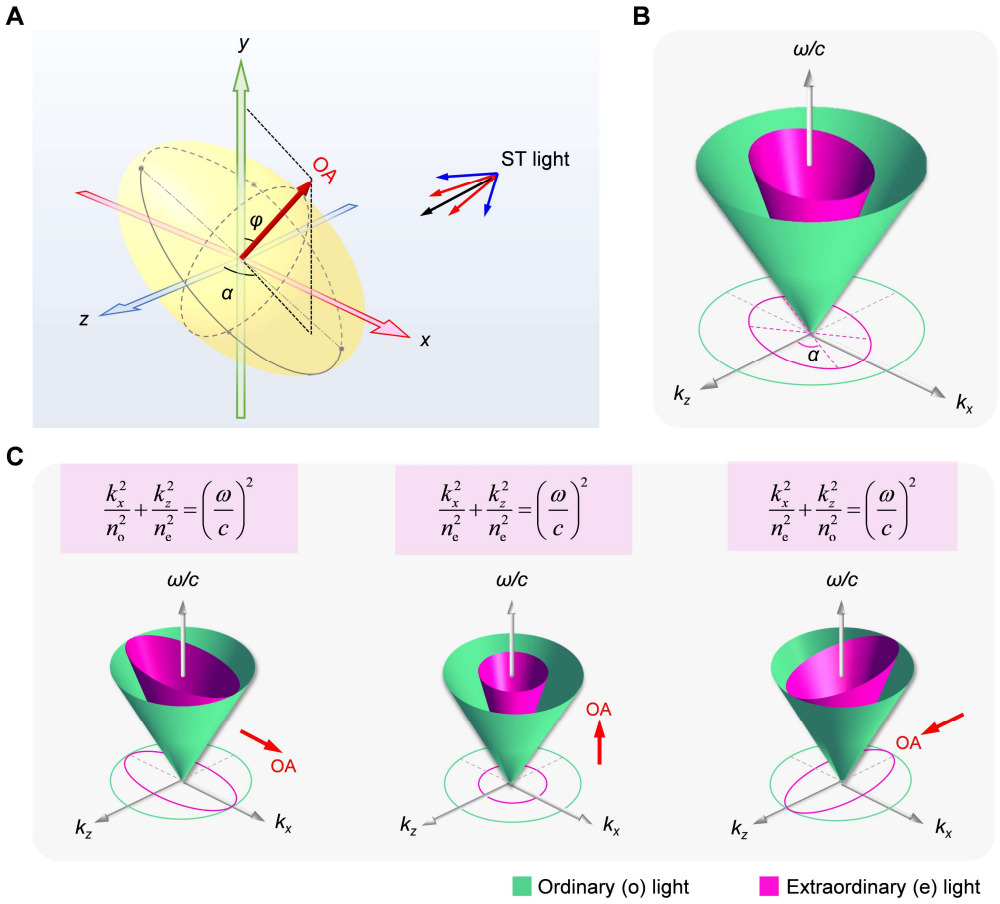


图1。 表示光在单轴光学晶体中传播的“双光锥”。（**A**）负单轴晶体的折射率椭球，光沿z方向传播。红色实心箭头表示光轴的方向。α 表示光轴在（x, z）-平面上的投影与z轴之间的角度，φ 表示光轴与y轴之间的角度。（**B**）如（A）所示，表示光在负单轴晶体中传播时双折射色散的双光锥面。绿色和粉色圆锥面分别表示时空频谱空间中寻常光和非常光的色散关系。（**C**） 表示光在负单轴晶体中传播时的双光锥面双折射色散，其中光轴通常分别沿x、y和z方向取向。红色箭头表示

光轴的方向。相应地，列出了每种光轴取向下与粉色锥对应的非常光色散关系方程。

非常光和寻常光的色散关系共同构成了光在负单轴晶体中传播时的一般“双光锥”表示，如**图1B**所示。绿色锥和粉色锥分别表示寻常光和非常光的色散关系，其中非常光的色散遵循**方程（1）**。投影到（k_x，k_z）平面后，粉色锥形成一个相对于坐标轴旋转了α角度的椭圆轮廓，反映了晶体的光学各向异性。值得注意的是，粉色锥的长轴和短轴分别与$n_e(90°-\varphi)$和n_e成正比。**图1C**展示了光轴分别沿x-、y-和z-方向时典型的“双光锥”构型。每种情况下，偏振模式的简并与分裂均源于晶体的各向异性。这些光锥为理解单轴晶体中的波传播提供了几何框架，将数学表达式与动量-频率空间中的直观图示联系起来。

2.2. 时空光在晶体中的传播偏离经典双折射定律

时空光垂直入射各向同性介质时，能量守恒和横向动量守恒均确保其光谱轨迹在（k_x, ω/c）平面内保持不变。[18, 32, 33] 在NBPA近似下，该轨迹呈抛物线形，其曲率为不变量，表示为$n(n-n_g)$，其中$n_g = \cot\theta$为群折射率，θ 为光谱倾斜角。群速度表示为$v_g = c\tan\theta$，等价地也可写为$v_g = c/n_g$。量$n(n-n_g)$的不变性确保尽管局部折射率发生变化，该乘积在界面处仍保持恒定，从而能够在各种光学系统中可预测地操控时空光。

在自由空间中，时空光在（k_z， ω/c）平面上的光谱投影形成一条倾斜直线，与 k_z 轴的夹角为 θ，即光谱倾斜角。在（k_x， ω/c）平面上的光谱投影在界面两侧保持不变。由于寻常与非常ST光具有不同的光锥，其时空光谱也不同，因此它们在（k_z， ω/c）平面上的投影角度 θ_o 和 θ_e 分别不同（**图2A**）。类似地，我们可以通过分别定义寻常与非常ST光的群折射率 n_{og} 和 n_{eg}，推导出ST光在单轴晶体中的新双折射不变量（参见补充信息中的**文本 S1**和**图 S1**）。对于

单轴晶体，寻常时空光遵循折射不变量，其关系为$n(n\text{-}n_g) = n_o(n_o\text{-}n_{og})$；而对于非常时空光，则需要修正这一不变量，以考虑各向异性色散效应。因此，ST光的双折射定律可表示为

$$n(n-n_g) = n_o(n_o-n_{og}) = \begin{cases} \frac{n_o^2}{n_e}(n_e-n_{eg}), & \mathrm{OA}\ //\ \vec{x} \\ n_e(n_e-n_{eg}), & \mathrm{OA}//\ \vec{y} \\ \frac{n_e^2}{n_o}(n_o-n_{eg}), & \mathrm{OA}\ //\ \vec{z} \end{cases}. \quad (2)$$

公式（2）为在各向同性与各向异性介质界面处正入射透射的时空光确立了双折射不变量。当光轴沿x方向或z方向排列时，双光锥结构由寻常光对应的圆锥和非常光对应的椭圆锥组成（**图1C**，左侧和右侧），寻常与非常ST分量的传播不变性均由**公式（2）**描述。当光轴沿y方向排列时，光在（x，z）平面内传播，同时保持与光轴正交，因此每个时空非常光分量的折射率均为常数n_e。在此构型下，双折射色散呈现为同心双锥结构（**图1C**，中间）。

双折射不变量关系揭示了各向异性介质中寻常与非常ST光不同的光谱特性，相应的色散差异会影响各偏振分量的光谱带宽和时间相干性。通过调整输入时空光的光谱倾斜角θ，可以控制寻常与非常ST光进入介质时所经历的有效色散。由于θ决定了脉冲能量在各波矢间的分布，因此能够设定寻常与非常ST光的群速度v_{og}和v_{eg}，从而精确调节正交偏振分量之间的相对延迟或同步状态。

图2A-C展示了时空光以正入射方式入射到光轴平行于z轴的负单轴晶体时，对普通与非常ST光群速度的调控。根据**公式（2）**，改变输入时空光的光谱倾斜角θ，即可调制普通与非常ST光的光谱及其在（k_z, ω/c）平面和（k_x, ω/c）平面上的投影。在（k_x, ω/c）平面上，θ_o和θ_e分别投影为普通与非常ST光的光谱倾斜角。因此，普通时空光的群折射率和群速度分别为$n_{og} = \cot\theta_o$和$v_{og} = c/n_{og} = c\tan\theta_o$，而非常时空光的群折射率和群速度分别为$n_{eg} = \cot\theta_e$和$v_{eg} = c/n_{eg} = c\tan\theta_e$。由此可将普通时空光的群速度调节为

慢于、等于或快于非常时空光的群速度——这与传统双折射相反，传统双折射中正交偏振波分量的群速度完全由n_o和n_e决定。

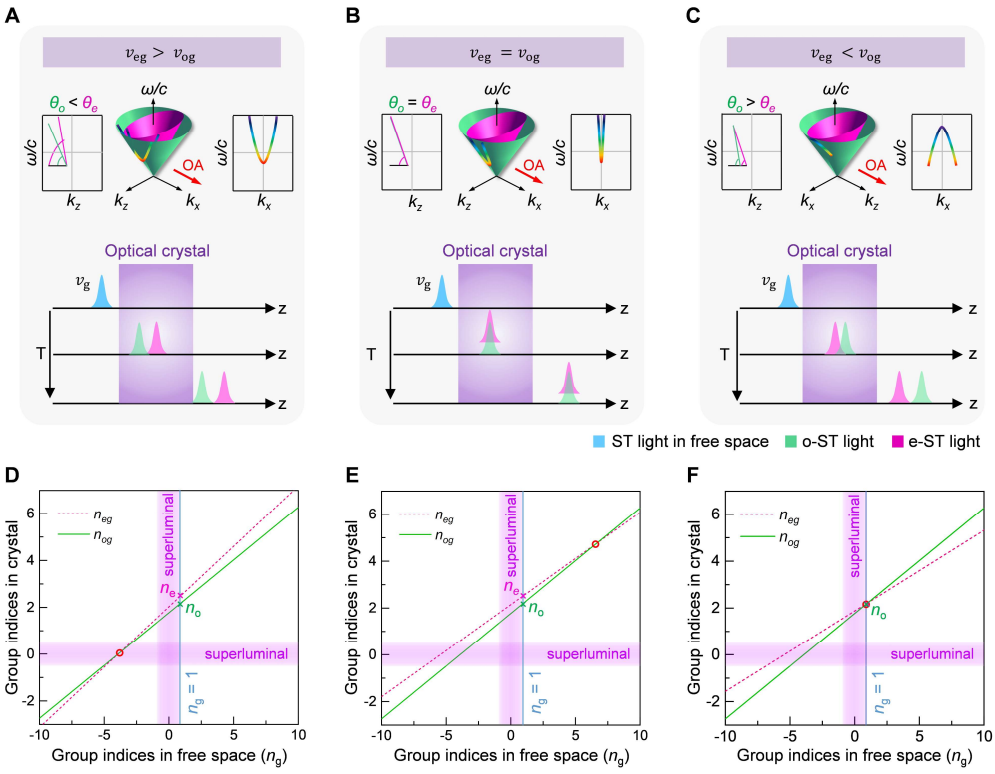


图2。 时空光在单轴晶体中的传播动力学。（**A-C**）控制 o-ST 光和 e-ST 光在负单轴晶体中传播群速度的概念示意图。通过调节入射时空光（蓝色）的光谱倾斜角，可以使 o-ST 光（绿色）的传播速度（A） 慢于、（B）等于或（C） 快于 e-ST 光（粉色）的传播速度。（**D-F**）自由空间群折射率n_g与 o-ST 光（n_{og}，绿色）和 e-ST 光（n_{eg}，粉色）的群折射率之间的关系；光轴分别沿x轴（D）、y轴（E）和z轴（F）取向。数据根据**公式（2）**绘制。每幅图中的红色圆圈表示在特定入射群折射率（即光谱倾斜角）下，时空光的双折射被抵消的点，标志着时空光在正、负双折射之间转变，反之亦然。每幅图中的蓝色实线表示群折射率为$n_g = 1$的入射时空光；实线与曲线的交点对应晶体中普通光和非常光的主折射率（n_o、n_e），分别以绿色和粉色叉号标出；紫色条带则表示时空光的超光速传播区间。

我们根据n_g、no_g和ne_g绘制双折射行为，并基于**公式（2）**分析光从自由空间正入射进入YVO4晶体时的时空双折射，其中光轴分别沿x轴、y轴和z轴（**图2D-F**）。时空双折射的一个引人注目的特征是存在临界频谱倾斜角θ_c（**图2D-F**中的红圈所示），在该角度下no_g和ne_g的群折射率变得相同：当光轴沿x轴时为θ_c = 反余切$(n-n_o^2/n)$（**图2D**）；θ_c =

当光轴沿y轴时为反余切($n+n_o n_e/n$)（**图2E**）；当光轴沿z轴时为θ_c = 反余切(n)（**图2E**），其中n是自由空间中的折射率。在θ_c处，两个偏振分量的色散关系达到平衡，使两个正交偏振模式能够共同传播而没有相对延迟。这使o-ST和e-ST分量能够同步演化，有利于需要相干控制或不同偏振态精确时间重叠的应用。还观察到，当光轴沿x轴时，θ_c 位于亚光速（$|n_g| > 1$）至超光速（$|n_g| < 1$）的过渡区域（**图2D**）；光轴沿 y轴时，θ_c 位于亚光速至亚光速区域（**图2E**）；光轴沿z轴时，θ_c 位于光速（$|n_g| = 1$）和亚光速（$|n_g| > 1$）区域的边界处（**图2F**）。

此外，当 θ 低于临界值 θ_c时，o-ST光的传播速度快于对应的e-ST光；相反，当 θ 增大到超过 θ_c 时，情况便会逆转，e-ST光的传播速度将超过o-ST光（**图2D**）。相较之下，**图2E、F**显示了相反的趋势：当 θ 低于 θ_c时，o-ST光的传播速度慢于e-ST光。因此，即使在正晶体中，沿某些晶体学方向调节 θ，也能使e-ST光的传播速度快于o-ST光。在负晶体中，同样的调节则可使e-ST光相对于o-ST光减速。这种对相对脉冲速度的双向控制，能够精确确定光信号的时间先后顺序，与传统的光传输特性显著不同：在正单轴晶体（例如石英、MgF_2）中，寻常光始终比非常光传播得快；而在负单轴晶体（例如方解石、$LiNbO_3$）中则恰好相反。

2.3. 光学晶体中时空双折射的实验验证

图3A 展示了用于表征各向异性介质中时空双折射的实验装置，即，将中心波长为1030 nm的5瓦飞秒光纤激光器的输出进行倍频，通过二次谐波生成（SHG）产生时空光。使用线密度为1200线/mm的衍射光栅对产生的二次谐波生成信号进行色散，并通过空间光调制器控制光谱相位。空间光调制器调制的光谱带宽（$\Delta\lambda$）设为0.8 nm，未调制的光谱分量则通过空间滤波予以消除。为表征时空双折射，初始脉冲被分成两条光路：一条作为参考光，另一条用于合成时空光，并采用定制切割的

YVO_4 晶体（10×10×10 mm3，A切；$n_o = 2.22$，$n_e = 2.54$，测量波长为$\lambda = 515$ nm）被置于ST光路中（见**材料与方法**）。利用机械延迟线精确调节时空光与参考脉冲之间的时间延迟。使用安装在轴向平移台上的CMOS相机记录空间分辨干涉图样。在光路上不同位置记录双折射ST光及其与参考光束形成的干涉图样在（x，y）平面内的强度分布，如虚线椭圆所示。**图3B**展示了双折射ST光具有代表性的时空分布，呈现出明显的“双X波”结构。该分布清晰分辨出在时间上分离的o-ST和e-ST分量，两者相差~11 ps。将时空光垂直入射到YVO_4 晶体上，并使其偏振方向与光轴成45°，即可生成双折射ST光。

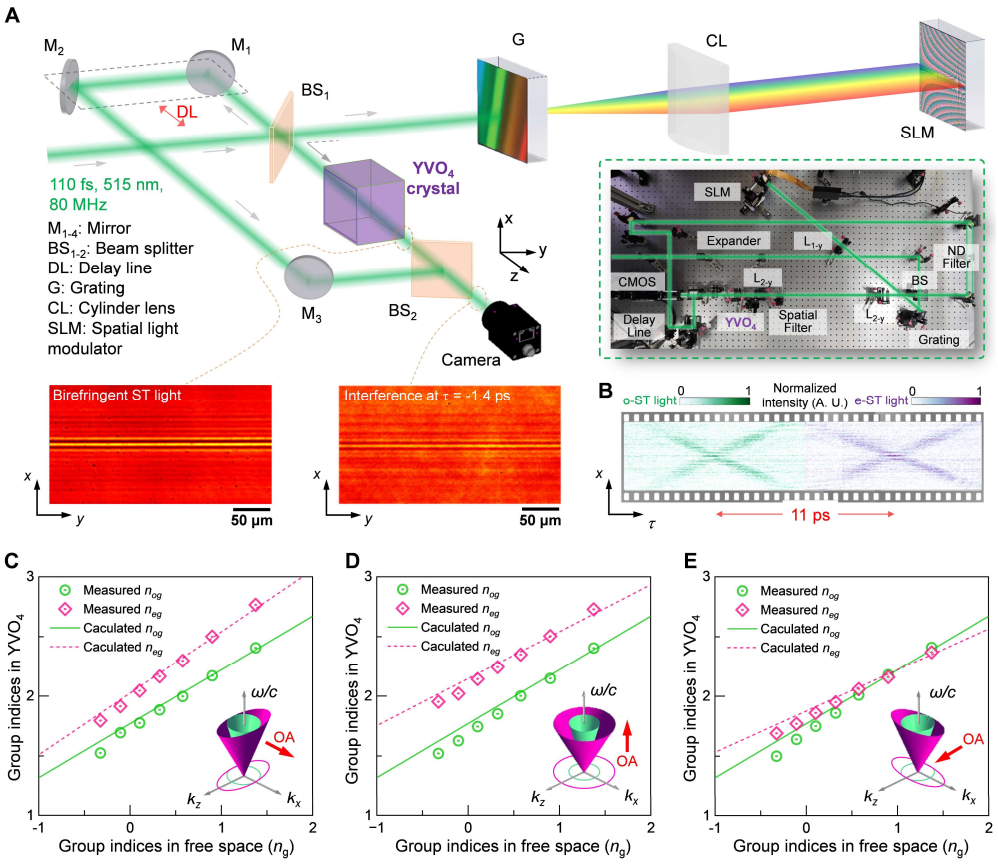


图3. YVO_4 晶体中时空光双折射的合成、表征与实验验证。(A) 用于合成和表征在双折射晶体中传播的时空光的实验装置示意图。 脉冲平面波经分束器（BS_1）分成两束：一路通过衍射光栅（G）、柱面透镜（CL）和空间光调制器（SLM）合成时空光，另一路作为参考光束（**材料与方法，**以及**图S2和图S3**）。插图展示了光学装置的照片。强度

在光路中的不同位置记录双折射ST光在（x， y）平面内的分布，以及其与参考光束形成的干涉图样，如虚线椭圆所示。（**B**）双折射ST光通过YVO_4晶体后的代表性时空分布。测得普通时空光（绿色）与e-ST光（粉色）之间的时间延迟为~11 ps。中心波长为$\lambda_0 = 515$ nm，$\theta = 36°$，带宽为$\Delta\lambda = 0.8$ nm，光谱不确定度为$\delta\lambda \approx 40$ pm，光束宽度为6 μm，ST光中心处的脉冲宽度为~1.1 ps。（**C-E**） 测量自由空间群折射率n_g与普通时空光（n_{og}，绿色）和e-ST光（n_{eg}，粉色）群折射率之间关系的结果；光轴分别沿x轴、y轴和z轴取向。（C-E）中的插图展示了光轴取向与各面板对应的双锥表示。

我们测量了不同光轴（OA）方向下，时空光在正入射条件下于YVO4晶体中传播时的群折射率。对于每一种光轴方向，我们分别通过调节BS_1, 之前输入飞秒激光的偏振态，合成水平偏振和垂直偏振的时空光，然后分别测量寻常与非常ST光的群折射率（**图S4、S5**）。从自由空间进入YVO4晶体时群折射率的相应变化如**图3C-E**所示。结果证实，自由空间中的群折射率（n_g）与晶体中的群折射率（no_g 和ne_g）呈线性关系，这与**图2D-F**所示的时空光双折射定律预测一致。

2.4. 通过相位谱编程重构时空双折射

由于可以通过编程调节入射时空光的相位谱来调控光学晶体中寻常与非常ST光的群折射率，因此能够精确控制正交偏振态在传播过程中的相对群延迟或相位延迟（$\Delta\phi$）。我们将$\Delta n_{st} = n_{eg} - n_{og}$ 定义为时空双折射，并推导了三种特殊情况下的相应表达式：

$$\Delta n_{st} = \begin{cases} n_e - n_o - \frac{n(n_e - n_o)}{n_o^2}(n - \cot\theta), & OA \,//\, \vec{x} \\ n_e - n_o + \frac{n(n_e - n_o)}{n_o n_e}(n - \cot\theta), & OA \,//\, \vec{y}. \\ \frac{n(n_e^2 - n_o^2)}{n_o n_e^2}(n - \cot\theta), & OA \,//\, \vec{z} \end{cases} \quad (3)$$

这一表述揭示了，只需调节入射ST光的光谱倾斜角，无需改变介质的物理性质或输入波长，即可实现可控的双折射。鉴于 $\Delta\phi = (2\pi/\lambda)\Delta n_{st} l$（其中$l$为晶体厚度），该方法可通过全光方法在双折射晶体中实现可重构的相位延迟和动态偏振控制，无需机械旋转光学元件，也无需外加电场或磁场，或进行热调制。

接下来，我们通过干涉测量来表征寻常与非常ST光相对于θ 的群延迟，以验证上述预测。为在CMOS传感器上同时检测寻常与非常ST分量的干涉条纹，将线偏振ST光以法向入射，偏振方向与OA成45°。通过扫描马赫-曾德尔干涉仪参考臂中的22 ps延迟线，重建双折射ST光的时空强度分布（**图3A**）。首先调节参考脉冲延迟τ，使其与双折射ST光在空间和时间上重叠；清晰可见的干涉条纹证实了精确对准。在θ=36°时，重建的双折射ST光时空分布呈现出清晰的双X波形状。测得的脉冲宽度分别为1.1 ps（o-ST）和1.0 ps（e-ST，半高全宽，FWHM），对应的群延迟为$\Delta\tau = l/v_{eg} - l/v_{og}$ = 11 ps。按照这一流程，我们重建了不同光谱倾斜角（36°、64°、72°、84°和108°）下的时空分布，并量化了相对群延迟，结果汇总于**图4A**。由此，实验测得的时空双折射为$\Delta n_{st} = c\Delta\tau/l$。理论上，当$\alpha$ = 90°且φ =45°时，双折射表达式变为$n(n - n_g) = n_o(n_o - n_{og}) = \frac{2n_o^2 n_e}{n_o^2+n_e^2}(n_e - n_{eg})$，得到$\Delta n_{st} = n_e - n_o - \frac{n}{2n_o^2 n_e}(n_e - n_o^2)(n - \cot\theta)$。我们绘制了该条件下理论和实测的时空双折射值（**图S6**），以及OA分别沿*x*、*y*、*z*轴时的配置（**图4B-E**），两者吻合良好。该方法实现的时空双折射调谐范围为~0.3，超过传统晶体双折射调谐方法100倍；传统方法的调谐范围通常为10^{-5} 至10^{-3}，且依赖外部电、磁或热刺激[3]。

我们进一步分析通过调节光谱相位实现的 Δn_{st} 可调范围和调制可调性。当 α = 90° 和 φ = 45° 时，斜率 $d(\Delta n_{st})/d(\theta)|_{\theta=90°} = (n_o - n_e)/(2n_o^2 n_e) \approx -0.004$ rad^{-1} 表明双折射可调，但可调范围有限，这是因为可实现的光谱倾斜角受到空间光调制器分辨率的限制。根据公式（3），当光轴分别与 x、y 和 z 轴对齐时，斜率分别为 $d(\Delta n_{st})/d(\theta)|_{\theta=90°} = -n(n_e - n_o)/n_o^2 \approx -0.065$ rad^{-1}（图4B）、$d(\Delta n_{st})/d(\theta)|_{\theta=90°} = n(n_e - n_o)/(n_o n_e) \approx 0.057$ rad^{-1}（图4C）以及 $d(\Delta n_{st})/d(\theta)|_{\theta=90°} = n(n_e^2 - n_o^2)/(n_o n_e^2) \approx 0.106$ rad^{-1}（图4D）。这些更大的斜率表明调制范围更广，

这证实，仅通过对输入时空光的光谱相位进行编程，就能有效地重新配置相位延迟。

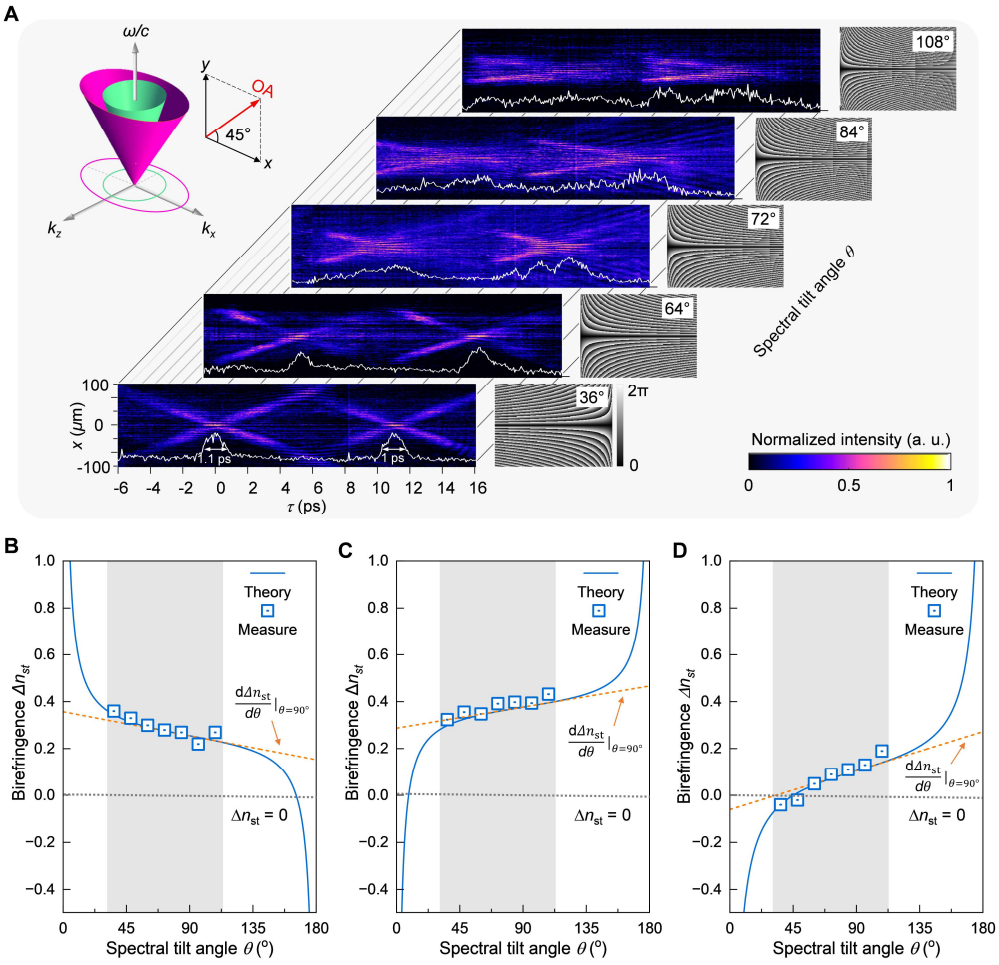


图 4。 YVO_4晶体中可重构ST双折射的实验验证。(A) 入射ST光的光谱倾斜角分别为36°、64°、72°、84°和108°时，YVO_4 晶体后的寻常与非常ST光在不同光程差下的时空测量结果。相应地，图中还显示了用于合成具有不同光谱倾斜角的ST光的二维空间光调制器相位分布。ST光从自由空间垂直入射至YVO_4 晶体，晶体光轴（红色箭头）相对于x轴在(x, y)平面内旋转45°（见**材料与方法**）。白线表示$x = 0$处的脉冲强度轮廓，$I(0, \tau)$，对应于每个θ 。**(B-D)** 光轴分别沿x轴（B）、y轴（C）和z轴（D）取向时，ST光双折射值随θ 变化的理论结果（蓝色曲线）和实验测量结果（蓝色方块）。各面板中的橙色虚线表示θ = 90°处理论曲线的斜率，反映了不同光轴取向下ST双折射的调制可调性。灰色点线对应于$\Delta n_{st} = 0$，表示各光轴取向下双折射被抵消时的临界角。

2.5. 斜入射ST光的时空双折射

最后，我们评估了斜入射至YVO_4晶体时的时空双折射。如**图5A-C**所示，我们明确展示了斜入射情形

or

光轴分别沿x、y和z方向取向，其中 ϕ_1 为入射角，ϕ_2 和ϕ_3 分别为晶体内寻常与非常ST光的折射角，满足关系：$n\sin\phi_1 = n_o\sin\phi_2 = n_e\sin\phi_3$。斜入射时，折射不变量对普通时空光仍然成立，其形式为$n(n-n_g)\cos^2\phi_1 = n_o(n_o-n_{og})\cos^2\phi_2$；而非常时空光的不变量则必须作相应修正，以考虑各向异性色散效应（参见补充信息中的**文本S2** 和 **图S7**）。因此，n_g、n_{og} 和n_{eg} 之间的关系为

$$n(n-n_g)\cos^2\phi_1 = n_o(n_o-n_{og})\cos^2\phi_2 = \begin{cases} \frac{n_e^2(\phi_3)}{n_e(90°-\phi_3)}[n_e(90°-\phi_3)-n_{eg}]\cos^2\phi_3, & \text{OA}//\vec{x} \\ n_e(n_e-n_{eg})\cos^2\phi_3, & \text{OA}//\vec{y} \\ \frac{n_e^2(90°-\phi_3)}{n_e(\phi_3)}[n_e(\phi_3)-n_{eg}]\cos^2\phi_3, & \text{OA}//\vec{z} \end{cases}. \quad (4)$$

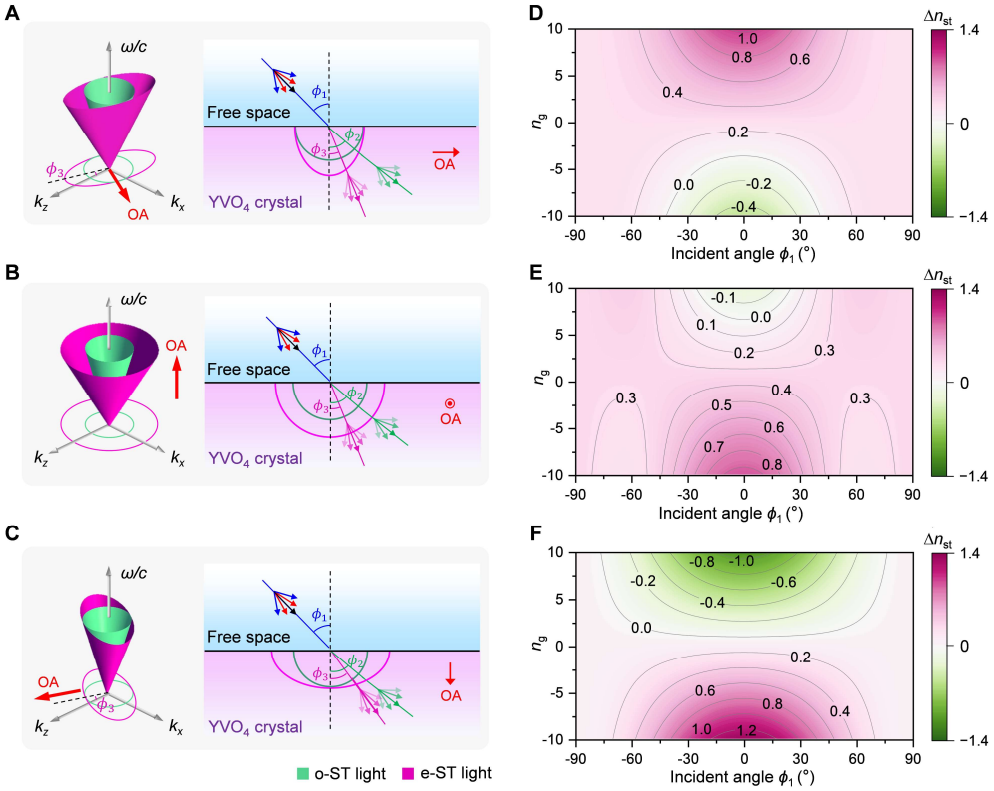


图 5. 从自由空间斜入射至单轴晶体的时空光的双折射。(A-C) 时空光从自由空间（蓝色）斜入射至正单轴晶体（紫色）界面时的双光锥表示及示意图；晶体光轴分别沿x轴（**A**）、y轴（**B**）和z轴（**C**）。ϕ_1、ϕ_2 和ϕ_3 分别为入射角、o-ST光的折射角和e-ST光的折射角。蓝色、绿色和粉色箭头分别表示自由空间中的时空光、o-ST光和e-ST光的波矢，它们分别由双光锥的投影决定（自由空间中的时空光：蓝色；o-ST光：绿色；e-ST光：粉色）。**(D-F)** 双折射（Δn_{st}）与入射群折射率（n_g）及入射角（ϕ_1）之间的关系，其中晶体光轴分别沿x轴（D）、y轴（E）和z轴（F）。绘图基于**公式（4）**。在特定条件下，时空光的双折射可以被消除

入射角（ϕ_1）和群折射率（n_g），如每幅图中 $\Delta n_{st} = 0$ 的等高线所示。这些等高线还标示出时空光斜入射到 YVO_4 晶体时，正双折射与负双折射之间（或反向）的转变。

上述方程表明，寻常与非常ST光的群折射率同时取决于入射角 ϕ_1 和入射时空光的光谱倾斜角 θ。因此，可确定斜入射时的时空双折射 Δn_{st}，相应结果绘于 **图 5D-F**。在所有配置中，通过适当调节 ϕ_1 和 θ，均可实现寻常与非常ST光之间的零延迟，如 $\Delta n_{st} = 0$ 的等高线所示。此条件对应于匹配的群速度，因而消除了时间走离。这种可调性使正交偏振分量即使具有不同的传播特性，也能实现同步；这对超快光学、偏振无关器件和相干控制等应用尤其有利。值得注意的是，无论光学晶体固有的光学符号如何，通过精确控制入射角和光谱倾斜角，都能在从负值到正值的宽广范围内连续调节时空双折射，这表明角度调节和谱调谐能够实现灵活且不改变材料的双折射工程。

3. 讨论与结论

将对时空光的研究拓展至各向异性介质，不仅能加深我们对光场在空间和时间中动力学的理解，也为通过新的自由度控制双折射奠定基础。这一分析涉及在张量介电常数环境中的波操控，并对空间与时间行为可分离这一传统假设提出挑战。[1] 相比依赖固定材料双折射或机械重构的传统双折射元件，时空双折射可通过设计输入时空光的内部相位谱进行有效调谐，从而实现全光、实时的偏振动力学控制。这种方法无需移动或改变介质，便可精确操控群速度，实现准确的脉冲定时和波包间延迟。此外，由于该机制依赖于色散工程，而非吸收或强度依赖非线性，[34] 因此能够在低光强和宽带宽条件下高效运行，凸显了其动态控制复杂介质中波传播的潜力。

对时空光进行整形，使其能够驾驭并利用各向异性，有望为超快光学控制和信息处理开辟新的范式。这对于开发具有精确设计的各向异性特性的先进光学器件尤其具有前景，从而以前所未有的精度控制光在双折射介质中的传播。例如，时空整形能够即时操控偏振态，为下一代通信和量子信息协议实现高速光开关。[35] 它还可为需要动态校正的自适应系统带来益处——例如深层组织成像、[36, 37]大气传输和激光加工[38, 39]——通过使结构光与局部各向异性相匹配，在无需反馈或可变形光学元件的情况下减少畸变并改善聚焦。此外，通过预先整形脉冲以补偿偏振分量之间的时间走离，它还能在双折射介质中实现同步激发，使非线性相互作用得以在长距离上传播，并显著提高波长转换效率。这可确保各分量同时到达目标平面，从而实现对二次/高次谐波产生、[40] 相干拉曼散射 [41] 和光学参量放大等非线性过程的相干控制。[42]

虽然本研究聚焦于单轴光学晶体，以便更直观地进行演示，但双轴晶体具有多个光轴，在时空光与晶格之间会呈现更复杂的锥形折射现象，从而产生复杂的偏振依赖效应和更加多样的时空特性。[3, 43] 对此类现象的分析需要先进的理论模型和精密的实验装置，而这些目前仍在研发中，因此超出了本研究的范围。与此同时，从基础研究和应用角度来看，理解时空光如何与各向异性介质相互作用至关重要，因为这不仅能深入探究在光与物质相互作用由张量介电常数而非标量值支配的环境中，波包控制的极限，也能检验强时空不可分离性条件下光演化的基本原理。[30] 在此类情形中，传统的时空动力学可分离假设不再成立，因此需要新的理论框架来准确描述和预测光行为。

总而言之，探索时空光在各向异性材料中的传播，是一项至关重要的工作，处于基础波动物理学与光学和光子学前沿广泛应用的交汇点。释放其全部潜力

有望推动光信号处理、[44] 面向人工智能的光学神经形态计算[45, 46] 和光子量子处理领域的进步，[35, 47] 塑造紧凑型可重构光子器件和光学系统的未来。

4. 材料与方法

时空光的合成。由光纤激光器（Fibre Series，科韵光电科技，中国）通过二次谐波产生（SHG）生成的垂直偏振脉冲光束，其中心波长为515纳米、脉冲持续时间约为180飞秒、重复频率为80兆赫。该光束经伽利略望远镜扩束——望远镜由一片凹透镜（f = −30 毫米）和一片凸透镜（f = 150 毫米）组成——使波前接近平面波前。光束的光谱经衍射光栅（1200线/毫米，Lbtek BG25-1200-1000，深圳路邦科技，中国）在入射角为~17.83°时进行空间色散，观察到二级衍射角为68.40°，由此产生0.0065°/纳米的角度色散。随后，衍射光束经柱面透镜（$L_{1\text{-}y}$,f = 400 毫米）以2f构型准直，从而确保每个波长映射到偏振敏感空间光调制器（空间光调制器；HDSLM80R Plus，UPOLabs，中国）上不同的垂直线（沿x方向）。这种配置可实现精确的、随波长变化的相位调制 $\exp[i\psi(x, y)]$。光束反射后沿原路返回，依次通过 $L_{1\text{-}y}$ 和光栅 G，从而建立时间频率与空间频率之间的关联，并形成结构化时空波包（详情见**图S2** ）。

空间光调制器的相位调制。如**图S2**所示，每个波长 λ 都通过衍射光栅 G 映射到空间光调制器上对应的位置 $y(\lambda)$，并在此处施加二维相位调制 $\exp[i\psi(x, y)]$ 。为了建立所需的 k_x–λ关联，在每个 $y(\lambda)$ 处沿 x方向引入线性相位梯度 $\psi(x, y) = (|x\text{-}x_c|/x_s)(y/\alpha y_s)^{1/2}$ ，其中 α 定义了双曲时空光谱的曲率，x_s和 y_s 是取决于空间光调制器具体参数（像素尺寸和空间光调制器上的波长展宽）的缩放因子，而 x_c 是空间光调制器垂直方向上的中心点。由于时空光中的每个波长都具有两个对称的空间频率，$+k_x$ 和 $-k_x$，因此空间光调制器被划分为两个不同区域：一个编码正空间频率（$+k_x$），另一个编码其负频率对应项（$-k_x$）。为了最大限度地利用空间光调制器像素，初始空间频率

缩小四倍（至 $\pm k_x/4$），随后通过使用两个中继透镜（$L_{2\text{-}x}$ 和 $L_{3\text{-}x}$）进行角放大，将其恢复。

时间平均强度分布表征。 经空间光调制器反射的光束沿入射路径返回，经过光栅后，由分束器 (BS_1) 引导进入由透镜 $L_{2\text{-}x}$ (f = 400 mm) 和 $L_{3\text{-}x}$ (f= 100 mm) 组成的 $4f$ 系统。该 $4f$ 系统沿x方向以 4× 的缩小倍率对时空光成像。由于空间光调制器的衍射效率有限 (~95%)，不需要的零级分量可能会干扰对时空光的观测，因此使用空间滤波器 (SF) 将其滤除。该滤波器置于 $L_{2\text{-}x}$ 和 $L_{3\text{-}x}$ 之间的傅里叶平面上，此处，沿z方向传播的未调制平面波与时空光在空间上分离。最后，扫描式CMOS相机（STC-MBA1002POE，深圳路邦科技，中国）采集z轴上的光束轮廓 $I(x,z) \propto \int \mathrm{d}t|E(x,z;t)|^2$，从而揭示时空光的无衍射传播长度。

时空光时空频谱表征。 对时空光在时间域和空间域分别进行傅里叶变换，即可获得其时空频谱 $\tilde{E}(k_x,\omega) = \iint \mathrm{d}x\mathrm{d}tE(x,0,t)e^{-i(k_x x-\omega t}$。第二个分束器（$BS_2$）会在第二次经过光栅之前，将合成的时空光导入独立光路，从而实现时域傅里叶变换。随后，球面透镜（$L_{1\text{-}s}$，焦距 = 75 mm）进行空间傅里叶变换，并使用 CMOS 相机在透镜的焦平面上拍摄时空光谱。直流（DC）分量得以保留且清晰可见，如**图S2**所示。

自由空间中时空光群折射率表征。如**图S3**所示，为测量时空光的群折射率，利用分束器BS_1, 从原光束中分出一束参考脉冲，并通过中性密度滤光片调节其功率。该参考脉冲随后经光学延迟线传播后与时空光发生干涉。当两脉冲在时间和空间上重叠时，可在CMOS相机上观察到最大条纹可见度。将相机在自由空间中平移距离L后，由于群折射率不同——时空光为n_g，参考脉冲为n = 1 ——会产生路径差，从而导致干涉可见度降低，光程差（OPD）为（n_g−n）L。为补偿这一时间失配，将光学延迟线调节位移Δl，从而恢复高可见度干涉条纹。该步骤可实现空间

分辨的脉冲重叠表征。随后根据测得的L与Δl，（$n_g - n$）$L = \Delta l$，确定自由空间中时空光的群速度及相应群折射率，从而得到$n_g = n + \Delta l/L$。

双折射***ST***光群折射率的表征。 分别测量普通时空光和时空非常光分量。通过空间光调制器与光栅前的其他光学元件配合，改变原始激光的偏振，从而控制ST光的偏振。将长度为L的定制YVO_4 晶体置入ST光路中会产生群延迟，参考光与ST光之间的光程差$OPD = (n_{e,og} - n_g)L$会降低条纹可见度。将延迟线调整$l\Delta$后，可恢复时间重叠，从而重新获得高可见度干涉条纹，并准确确定晶体的群速度和折射率，$(n_{e,og} - n_g)L = n\Delta l$，$n_{e,og} = n_g + n\Delta l/L$。

双折射***ST***光时空强度分布的表征。空间分辨干涉条纹的可见度正比于$|\psi(x, \tau)|2$，其中$\psi(x, \tau)$是ST光的包络函数，因此可通过干涉测量重建时空强度分布。扫描ST光与参考光束重叠区域内的光学延迟时，条纹可见度会相应变化。为精确捕捉这一变化，延迟线以0.01 mm为步进进行调节，同时使用高分辨率纳米定位台（WLS- 50，Nators，中国），在每个步进位置进行75 nm的精细调节，以提高时间分辨率。在每个延迟位置，CMOS相机采集15幅干涉图，以确保可靠地确定条纹可见度$v = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$；每组数据对应重建强度分布中的一条空间线（**图S5**）。为同时测量普通时空光和时空非常光分量的强度分布，将YVO4晶体相对于入射偏振方向旋转45°。光透过晶体后，时间色散将普通时空光和时空非常光分量分离，形成清晰的“双X波”结构。

致谢

我们感谢 Cheng Wang 博士和 Xiaoming Lu 协助维护飞秒激光系统，感谢Zongxin Zhang博士就飞秒激光脉冲的时空表征进行宝贵讨论，并感谢Chengchun Zhao博士提供光学晶体，并就晶体光学开展了富有见地的讨论。

数据可用性声明

所有数据均可在正文或补充信息中获取。与本文相关的其他数据可向作者索取。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

参考光文献

1. A.J. Danner、T. Tyc 和 U. Leonhardt，“控制电介质中的双折射”，Nature Photonics，2011年。**5**(6)：第357-359页。https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.53 2. M. Born 和 E. Wolf，《光学原理：光传播、干涉与衍射的电磁理论》。2013年：爱思唯尔。ISBN 148310320X。3. V.G. Dmitriev、G.G. Gurzadyan 和 D.N. Nikogosyan，《非线性光学晶体手册》。第64卷。2013年：施普林格。ISBN 3540683925。4. L. Eldada，“光通信组件”，Review of Scientific Instruments，2004年。**75**(3)：第575-593页。https://doi.org/10.1063/1.1647701 5. R. Oldenbourg，“偏振显微术的新视角”，Nature，1996年。**381**(6585)：第811-812页。https://doi.org/10.1038/381811a0 6. N. Ghosh 和 I.A. Vitkin，“组织偏振测量：概念、挑战、应用与展望”，Journal of Biomedical Optics，2011年。**16**(11)：第110801页。https://doi.org/10.1117/1.3652896 7. C. He 等，“用于生物医学和临床应用的偏振光学：综述”，Light-Science & Applications，2021年。**10**(1)：第194页。https://doi.org/10.1038/s41377-021-00639-x 8. S. Zhou 等，“通过空间数据编码和偏振复用实现的两阶段改进符号数字光学计算”，Applied Optics，1995年。**34**(5)：第793-802页。https://doi.org/10.1364/AO.34.000793 9. J. Li 等，“偏振复用衍射计算：通过偏振编码衍射网络全光实现一组线性变换”，Light: Science & Applications，2022年。**11**(1)：第153页。https://doi.org/10.1038/s41377-022-00849-x 10. C. Monroe，“利用原子和光子进行量子信息处理”，Nature，2002年。**416**(6877)：第238-246页。https://doi.org/10.1038/416238a 11. L. Marrucci、C. Manzo 和 D. Paparo，“非均匀各向异性介质中的光学自旋角动量到轨道角动量的转换”，Physical Review Letters，2006年。**96**(16)：第163905页。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.163905 12. P. Kok 等，“基于光子量子比特的线性光学量子计算”，Reviews of Modern Physics，2007年。**79**(1)：第135-174页。https://doi.org/10.1103/RevModPhys.79.135 13. K.Y. Bliokh 等，“光的自旋—轨道相互作用”，Nature Photonics，2015年。**9**(12)：第796-808页。https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.201 14. H.E. Kondakci 和 A.F. Abouraddy，“通过时空关联实现无衍射脉冲光束”，Optics Express，2016年。**24**(25)：第28659-28668页。https://doi.org/10.1364/OE.24.028659

15. H.E. Kondakci 和 A.F. Abouraddy，“无衍射时空光片”，Nature Photonics，2017年。**11**(11)：第733-740页。https://doi.org/10.1038/s41566-017-0028-9 16. H.E. Kondakci 和 A.F. Abouraddy，“具有任意群速度的自由空间光学时空波包”，Nature Communications，2019年。**10**(1)：第929页。https://doi.org/10.1038/s41467-019-08735-8 17. B. Bhaduri、M. Yessenov 和 A.F. Abouraddy，“在光学材料中以真空光速传播的时空波包”，《光学》，2019年。**6**(2)：第139-146页。https://doi.org/10.1364/OPTICA.6.000139 18. B. Bhaduri、M. Yessenov 和 A.F. Abouraddy，“光学时空波包的反常折射”，Nature Photonics，2020年。**14**(7)：第416-421页。https://doi.org/10.1038/s41566-020-0645-6 19. M. Yessenov 等，“时空波包”，《光学与光子学进展》，2022年。**14**(3)：第455-570页。https://doi.org/10.1364/Aop.450016 20. L.A. Hall 和 A.F. Abouraddy，“光学德布罗意–麦金农波包的观测”，《自然·物理》，2023年。**19**：第435-444页。https://doi.org/10.1038/s41567-022-01876-6 21. Y.J. Shen 等，“时空光场路线图”，《光学学报》，2023年。**25**(9)：第093001页。https://doi.org/10.1088/2040-8986/ace4dc 22. M.A. Romer、L.A. Hall 和 A.F. Abouraddy，“时空光片的合成与表征：教程”，《光学学报》，2025年。**27**(1)：第013501页。https://doi.org/10.1088/2040-8986/ad93e5 23. M. Yessenov 等，“动量—能量空间中的超快时空光学磁旋子”，Nature Communications，2025年。**16**(1)：第8592页。https://doi.org/10.1038/s41467-025-63641-6 24. L.A. Hall 和 A.F. Abouraddy，“利用时空波包消除和反转正常及反常群速度色散”，Laser & Photonics Reviews，2023年。**17**(3)：第2200119页。https://doi.org/10.1002/lpor.202200119 25. D.H. Froula 等，“激光强度的时空控制”，Nature Photonics，2018年。**12**(5)：第262-265页。https://doi.org/10.1038/s41566-018-0121- 8 26. N. Rivera 和 I. Kaminer，“光与光子准粒子的相互作用”，Nature Reviews Physics，2020年。**2**(10)：第538-561页。https://doi.org/10.1038/s42254-020-0224-2 27. M. Yessenov 等，“时空波包洛伦兹变换的实验实现”，《物理评论A》，2024年。**109**(1)：第013509页。https://doi.org/10.1103/PhysRevA.109.013509 28. H. Wang、C. Guo 和 S. Fan，“无衍射波包的时空操控”，Physical Review Letters，2025年。**134**(7)：第073803页。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.073803 29. C.R. Menyuk，“双折射光纤中的非线性脉冲传播”，IEEE Journal of Quantum Electronics，1987年。**23**(2)：第174-176页。https://doi.org/10.1109/Jqe.1987.1073308 30. A.M. Shaltout 等，“利用频率梯度超表面进行时空光控制”，Science，2019年。**365**(6451)：第374-377页。https://doi.org/10.1126/science.aax2357 31. M. Yessenov 等，“自由空间中传播不变时空波包的分类：理论与实验”，《物理评论A》，2019年。**99**(2)：第023856页。https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.023856

32. H. He、C. Guo 和 M. Xiao，“在色散介质中传播的无色散时空波包”，Laser & Photonics Reviews，2022年。**16**(10)：第 2100634 页。https://doi.org/10.1002/lpor.202100634 33. M. Yessenov 等，“时空波包在色散介质中的折射”，Opt Lett，2022年。**47**(7)：第 1630-1633 页。https://doi.org/10.1364/OL.450828 34. P. Zhao 等，“利用非线性集成波导实现超宽带光放大”，Nature，2025年。**640**(8060)：第 1-6 页。https://doi.org/10.1038/s41586-025-08824-3 35. J.W. Wang 等，“利用大规模集成光学实现多维量子纠缠”，Science，2018年。**360**(6386)：第 285-291 页。https://doi.org/10.1126/science.aar7053 36. G.H. Zhu 等，“飞秒脉冲的时空聚焦”，Optics Express，2005年。**13**(6)：第 2153-2159 页。https://doi.org/10.1364/Opex.13.002153 37. D.J. McCabe 等，“超快脉冲穿过多重散射介质时的时空聚焦”，Nature Communications，2011年。**2**(1)：第 447 页。https://doi.org/10.1038/ncomms1434 38. F. He 等，“利用时空聚焦飞秒激光脉冲制备圆形截面微流控通道”，Optics Letters，2010年。**35**(7)：第 1106-1108 页。https://doi.org/10.1364/OL.35.001106 39. P. Somers 等，“光学3D打印的物理原理”，Nature Reviews Physics，2024年。**6**(2)：第 99-113 页。https://doi.org/10.1038/s42254-023-00671-3 40. R. Martín-Hernández 等，“通过高次谐波产生极紫外时空涡旋”，Nature Photonics，2025年。**19**(8)：第 1-8 页。https://doi.org/10.1038/s41566-025-01699-w 41. N. Dudovich、D. Oron 和 Y. Silberberg，“单脉冲相干控制非线性拉曼光谱与显微术”，Nature，2002年。**418**(6897)：第 512-514 页。https://doi.org/10.1038/nature00933 42. Z.Y. Li、Y.X. Leng 和 R.X. Li，“利用光学参量放大产生强双时空波包”，Communications Physics，2022年。**5**(1)：第 295 页。https://doi.org/10.1038/s42005-022-01085-w 43. D.A. Roberts，“单轴和双轴非线性光学晶体的简化表征：呼吁标准化命名法和约定”，IEEE Journal of Quantum Electronics，2002年。**28**(10)：第 2057-2074 页。https://doi.org/10.1109/3.159516 44. R. Yanagimoto 等，“可编程片上非线性光子学”，Nature，2025年：第 1-8 页。https://doi.org/10.1038/s41586-025-09620-9 45. B.J. Shastri 等，“面向人工智能和神经形态计算的光子学”，Nature Photonics，2021年。**15**(2)：第 102-114 页。https://doi.org/10.1038/s41566-020-00754-y 46. S. Chen 等，“光学生成模型”，Nature，2025年。**644**(8078)：第 903- 911 页。https://doi.org/10.1038/s41586-025-09446-5 47. W. Bogaerts 等，“可编程光子电路”，Nature，2020年。**586**(7828)：第 207-216 页。https://doi.org/10.1038/s41586-020-2764-0