六方氮化硼纳米光子学

Grudinin D.V.[1]、Ermolaev G.A.[1*]、Baranov D.G.[1], Toksumakov A.N.[1], Voronin K.V.[2], Slavich A.S.[1],*

Vyshnevyy A.A.[1], Mazitov A.B.[3], Kruglov I.A.[1], Ghazaryan D.[4], Arsenin A.V.[1,4], Novoselov K.S.[5,6,7], 和

Volkov V.S.[1]

[1]新兴技术研究中心，*XPANCEO*，阿拉伯联合酋长国迪拜迪拜投资园一区

[2]多诺斯蒂亚国际物理中心（*DIPC*），西班牙多诺斯蒂亚-圣塞巴斯蒂安 *20018*[3]材料研究所，洛桑联邦理工学院，瑞士洛桑 *1015*[4]先进功能材料实验室，埃里温国立大学，亚美尼亚埃里温 *0025*[5]国家石墨烯研究所（*NGI*），曼彻斯特大学，英国曼彻斯特 *M13 9PL*[6]材料科学与工程系，新加坡国立大学，新加坡 *03-*

09 EA，新加坡

[7]重庆二维材料研究所，*400714*，中国重庆

*这些作者贡献相同

电子邮箱：*vsv@xpanceo.com*

摘要

纳米光子器件向小型化和多波长性能发展的全球趋势，推动了对连续谱中的束缚态和米氏电子学等新颖现象的研究，以及对高折射率、强各向异性材料和超表面的探索。六方氮化硼（hBN）凭借其固有的各向异性，以及生长具有原子级平坦表面的高质量单晶的潜力，成为未来纳米光子学领域极具前景的材料之一。在此，我们结合成像椭偏术、扫描近场光学显微术测量和第一性原理量子力学计算，给出了六方氮化硼在250–1700 nm宽波长范围内的高精度光学常数。六方氮化硼在紫外（UV）和可见光范围内的折射率最高可达2.75，具有~0.7的宽带双折射，且光学损耗可忽略不计，这些特性使其成为紫外和可见光范围光子学的杰出材料。基于测量结果，我们提出并设计了新型光学元件：保手性镜，以及尺寸为40 nm、分别工作于可见光和紫外范围的亚波长波导。值得注意的是，我们的研究结果为弥合光子学与电子学之间的尺寸鸿沟提供了独特机遇。

引言

由米氏共振纳米颗粒[2]，构成的全介电纳米结构[1]，的兴起，凸显了无损高折射率材料[3]的重要性。对于给定的光波长 λ，控制纳米结构特征最小尺寸（$\sim \lambda/n$）并提升场增强因子的，正是折射率 n，

以及共振品质因数[4]。反过来，无损特性可确保出现高品质共振，和/或实现长距离光传播[5]。为此，研究人员通常会采用硅（Si）[6],磷化镓（GaP）[7], 或二氧化钛（TiO_2）[8]。

与此同时，近期研究[9-12] 揭示，过渡金属二硫属化物（TMDs）等层状材料[13] 也可作为高折射率材料。此外，与传统半导体（硅、GaP 和 TiO_2）不同，层状结构本质上会产生巨大光学各向异性[14], ，如今这已被视为不可或缺的自由度。因此，TMDs 可实现多种光子学现象：极端趋肤深度调控[14], 、激子-极化激元输运[15], 、Zenneck表面波[16], 以及复杂的阿纳波尔态[11]。然而，TMDs 在可见光和紫外光谱区间会强烈吸收光，这严重限制了其工作范围。

相比之下，六方氮化硼（hBN）是一种前景广阔的宽带隙材料[17], ，因为它兼具三大优势：宽带零光学损耗、高折射率和巨大光学各向异性。此外，hBN 是二维电子与光电器件[18], 的重要构成材料，广泛用作高质量介电材料和封装材料[19]。尽管 hBN 广泛应用于纳米光子学和光电领域，但只有少数研究[20-22] 测定了其各向异性光学响应，而且所覆盖的波长范围相对狭窄，仅为 245–310 nm[20], 220–780 nm[21], 1530 nm[22]。此外，相关研究采用透射光谱学、显微反射率等方法来研究其光学性质，但这些方法准确度有限；近场显微术则只能在单一波长下获得测量结果。因此，亟需通过椭偏术高精度测量 hBN 的宽带光学性质。然而，hBN 薄片的典型尺寸远小于大多数椭偏仪所需的尺寸，因此难以进行椭偏测量。

在这项工作中，我们首次使用成像椭偏仪对六方氮化硼的各向异性介电函数进行了宽带（250–1700 nm）椭偏测量，该仪器能够采集单片薄片的信号[14]。我们通过结合实验与理论研究，对测得的光学性质进行了修正和验证，研究方法包括：显微透射率[23], 散射型近场光学显微术[14,22], 以及第一性原理量子力学计算[14,24]。我们发现，在整个光谱范围内，六方氮化硼均无损耗且具有巨大双折射（Δn ~0.7）。因此，六方氮化硼作为一种高折射率材料，可在深紫外、中紫外和近紫外波段补充二氧化钛。测得的光学性质使六方氮化硼跻身其他高折射率各向异性材料之列，包括 MoS_2[14], $BaTiS_3$[25], 和 α-MoO_3[26]。六方氮化硼可实现面向下一代、工作于可见光和紫外频率的高性能光子元件[27], ；我们通过设计一面保手性镜和一条宽 50 nm、具有前所未有集成密度的亚波长波导，展示了这一点。

结果

六方氮化硼介电张量的远场与近场研究

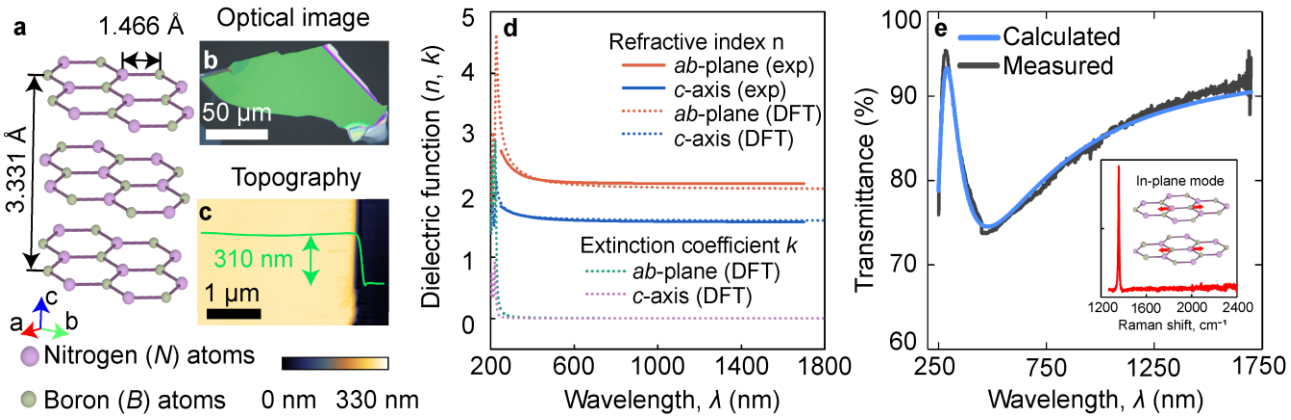


图1. 六方氮化硼的光学性质。a 六方氮化硼的晶体结构。**b** 六方氮化硼薄片的光学图像和**c** 原子力显微镜图像。**d** 沿晶体*ab*面和*c*轴的折射率（*n*）和消光系数（*k*）。图例中的 DFT（密度泛函理论）指第一性原理计算。**e**实测（黑线）和计算（蓝线）的透射光谱。插图显示了从（b）所示薄片上测得的拉曼光谱。

图1a显示了六方氮化硼的晶体结构。与许多其他层状材料（MoS_2, WS_2, 等。）类似，六方氮化硼的层内具有蜂窝晶格，层间则由较弱的范德华力结合。因此，六方氮化硼具有对角介电张量，其形式为 diag(n_{ab}^2, n_{ab}^2, n_c^2)，其中n_{ab} 和n_c 分别是沿晶体*ab*面和*c*轴的复折射率（见图1a）[14]。

测量六方氮化硼的各向异性介电张量是一项艰巨的任务，因为存在诸多实验难题。首先，只有使用剥离薄片才能获取标准具数据。事实上，剥离能够制备缺陷数量极少的单晶[28], ，而通过化学[9] 或物理[29] 方法合成的薄膜则具有多晶结构，且含有大量缺陷。然而，剥离最多只能获得尺寸仅为数百微米的样品（图1b），这极大地限制了光谱技术的选择。其次，标准的透射率和反射率测量只能探测面内介电响应，对面外分量不敏感[30,31]。幸运的是，成像光谱椭偏仪[14] 能够解决这两个问题。它是光学显微镜与椭偏仪的结合体，既能记录局部光学信号（发挥显微镜的优势），又能 以斜入射角进行测量，从而探测完整的介电张量（发挥椭偏术的优势）。

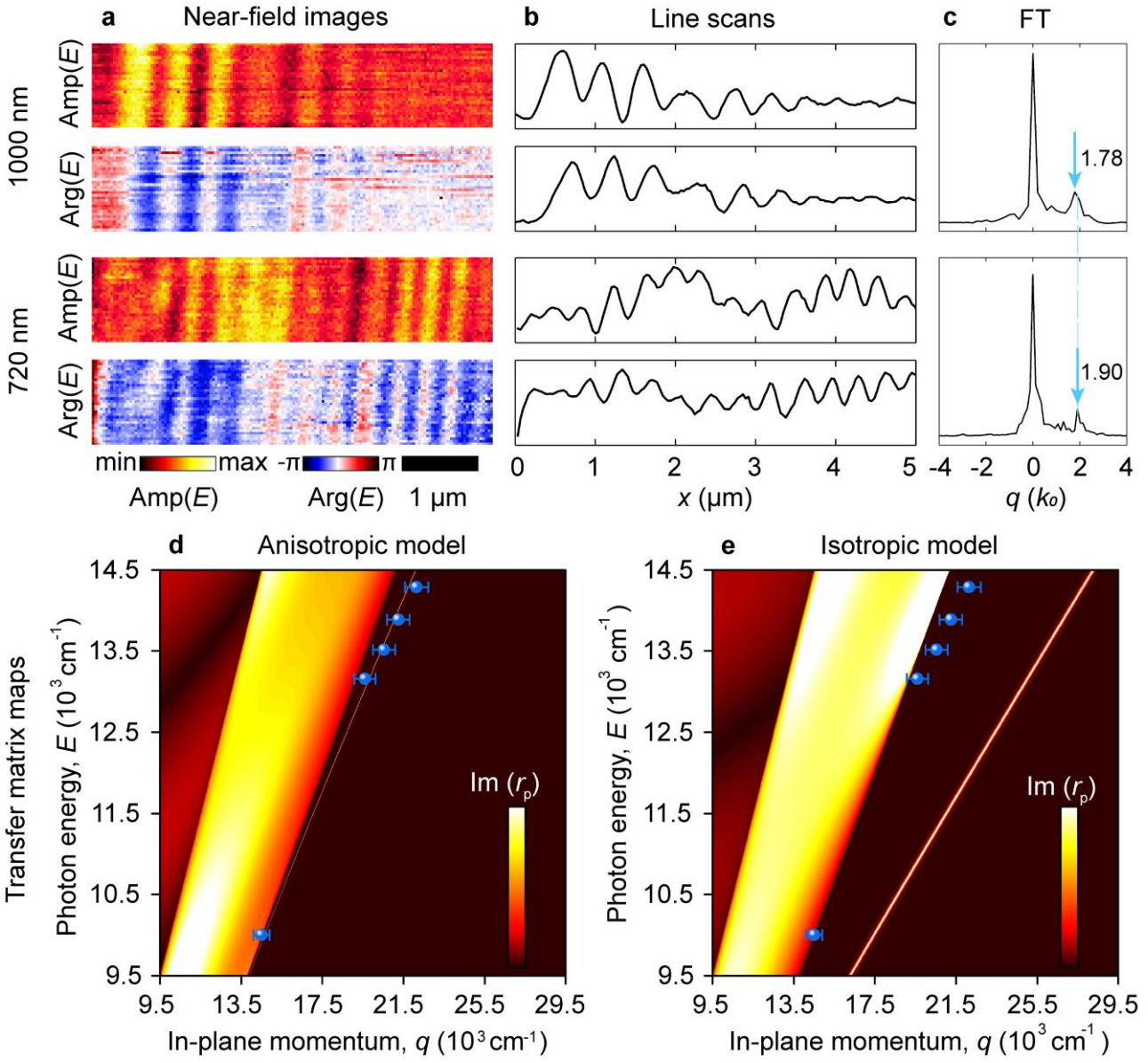


图2. 六方氮化硼的近场分析。a 在 1000 nm（上）和 720 nm（下）处采集的电场 *E* 近场图像、实部 Re(*E*) 和相位 Arg(*E*)。**b** 沿*x*方向的线扫描取自面板 (a)，并沿*y*轴在 1.1 μm 范围内取平均（其他波长的图像见补充说明2）。**c** (b) 中复数近场信号的傅里叶变换 (FT) 振幅。绿色箭头标出与波导模对应的峰值。**d**, **e** 对六方氮化硼/硅O_2 系统进行的传递矩阵计算，分别采用各向异性和各向同性的六方氮化硼光学模型（假设 *c* 轴的光学常数与*ab*面相同）。实验数据点（蓝色圆圈；$q = 1/\lambda$，$E = hc/\lambda$）与基于图1d所示各向异性介电函数计算出的色散吻合良好。

补充说明1展示了椭偏参数Ψ （振幅）和Δ （相位）的实验光谱。请注意，我们选择了厚度为310 nm的样品来确定透明区（见图1c）。值得注意的是，在整个测量光谱区间（250–1700 nm）内，Ψ 和 Δ 中都可以观察到显著的法布里-珀罗振荡（补充说明1）。这表明六方氮化硼在此范围内没有光学损耗。因此，柯西模型[14,15] 能够描述介电张量的两个分量（n_{ab} 和n_c）（见方法部分）。图1d展示了由此得到的介电函数，并与第一性原理计算结果进行了比较（见方法部分）。实验光学常数与理论值高度吻合（见图1d）。作为进一步验证，我们还记录了透射光谱，其结果与基于图1d所示介电函数进行的传递矩阵计算[32] 吻合良好（见图1e）；而拉曼测量（见图1e插图）则证实了六方氮化硼的六方结构[33]。不过，远场测量只能验证介电张量的面内分量。

因此，我们还使用散射型近场光学显微镜（s-SNOM）分析了六方氮化硼薄片所散射信号的近场分布，该薄片构成一个平面波导。在这种构型中，有效模态折射率强烈依赖于面内和面外介电函数，因此能够进行明确无歧义的验证。我们采用 700–1000 nm 范围内的入射波长，将光聚焦到 s-SNOM 的针尖上，以激发结构内部的模式。激发的柱面波在六方氮化硼薄片内部传播，并在薄片边缘发生散射。散射场与背景信号发生干涉，从而形成近场振幅信号的振荡图样（见图 2a-b）。为从测量中提取有效模态折射率，我们通过分析复傅里叶变换（FT），同时考察近场相位和振幅（见图 2c）。FT 中有两个明显的峰：q=0 附近的峰对应强烈的针尖-样品相互作用，而有限q处的峰则对应波导模。请注意，观测到的有效模态折射率不同于该模式的真实有效折射率，这是实验特定几何结构所导致的结果[14,15,22]。实际模式与观测模式之间的偏移由以下关系描述：

$$n_{\mathrm{eff}} = n_{\mathrm{SNOM}} - \cos(\alpha)\sin(\beta), \quad (1)$$

其中，n_{eff} 是平面波导内传播的模式的有效折射率，n_{SNOM} 是通过近场测量获得的有效折射率，α = 45°为照明波矢与其在样品表面平面上的投影之间的夹角，β = 30°为波矢投影与薄片边缘之间的夹角。此外，我们在近场测量期间未观察到驻波（来自边缘的反射）。否则，可观测到的有效模态折射率将是传播模式有效折射率的两倍，约为3[34], ，但显然并非如此，如图2c中的傅里叶谱所示。

根据提取出的折射率分量n_{ab} 和n_{c}，我们利用传递矩阵法[32]计算了波导模的能量（$E = hc/\lambda$）—动量（$q = 1/\lambda$）色散关系。实验数据点（蓝色圆圈）叠加显示在色散彩图上（见图2d-e）。显然，实验数据点与各向异性模型（见图2d）完全一致，而与各向同性模型（见图2e）明显不符；在该模型中，n_{c} 被设定为等于n_{ab}。因此，实验色散与理论色散之间的高度一致性明确验证了我们在图1d中给出的六方氮化硼介电常数。

六方氮化硼的光学响应与其他材料的比较

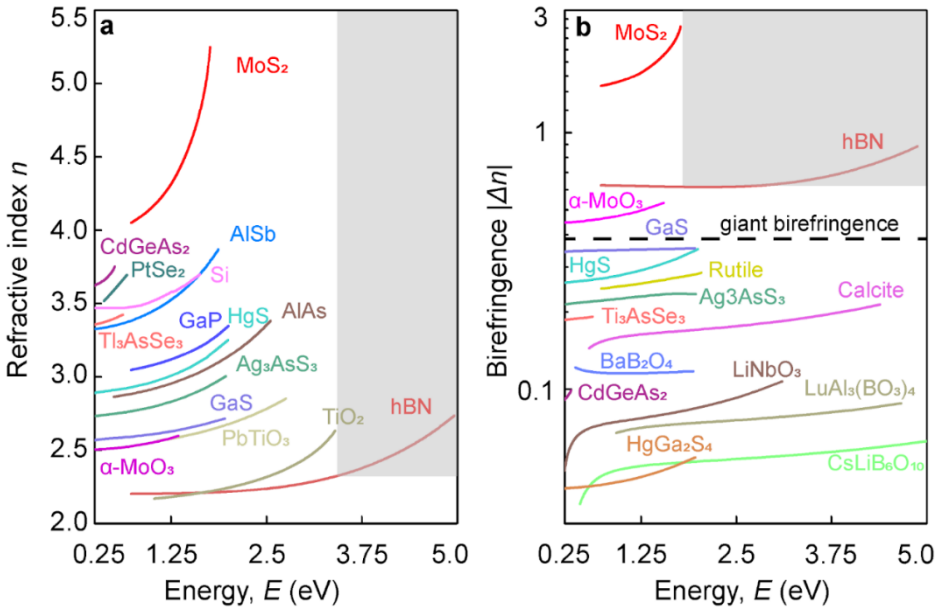


图 3. 六方氮化硼位于高折射率双折射材料的核心。a 各类材料在各自透明窗口中的折射率和**b**双折射对比。图中灰色区域表示相应的光谱范围，在这些范围内，六方氮化硼的折射率和双折射优于其他材料，使其成为光子学应用的最佳候选材料。

值得将六方氮化硼的光学性质与其他材料进行比较（见图 3）。首先，六方氮化硼的透明区在传统材料和新型材料中最宽。因此，它填补了短波长范围内的光谱空缺（图 3 中的灰色区域），使其成为宽带全介质纳米光子学的理想材料。其次，在可见光和红外光谱区间，其折射率高于 2，在紫外波长处则接近 2.75。因此，六方氮化硼丰富了高折射率材料的种类。最后，六方氮化硼的双折射性能优于大多数各向异性材料，从而为巨大光学各向异性材料库增添了新的选择。总而言之，这些性质为先进的光子工程奠定了坚实基础，下一节将对此进行展示，尤其是在紫外和可见频率范围内。

手性保持镜与亚波长波导

可观的高折射率（~ 2.2）以及在可见光范围内可忽略不计的吸收损耗，使六方氮化硼成为适用于多种光学应用的有趣材料。作为一种潜在应用的示例，我们展示了一种保手性镜的性能。我们所说的保手性镜，是指一种平面结构，它能够在特定波长下反射具有某一手性的圆偏振平面波而不改变其手性，同时对同一波长下具有相反手性的波保持透明[35,36]。

为此，我们采用 Semnani 及其合作者提出的设计[37]。该结构为具有方形晶格的介质光子晶体薄板，其晶胞中央有一个圆孔，周围还有两个卫星状椭圆孔，如图 4a 所示。请注意，我们通过引入椭圆孔的角度 ϑ，对[37] 中提出的结构进行了改进（见图 4a）。这为实现最佳偏振响应提供了额外的自由度。由于采用了这种布局（图 4a），该结构仅具有相对于水平面的镜面对称性 M_{xy}，以及绕 z 轴的二重旋转对称性 C_z^2。这些对称性对于实现所需的结构偏振响应至关重要[38]。

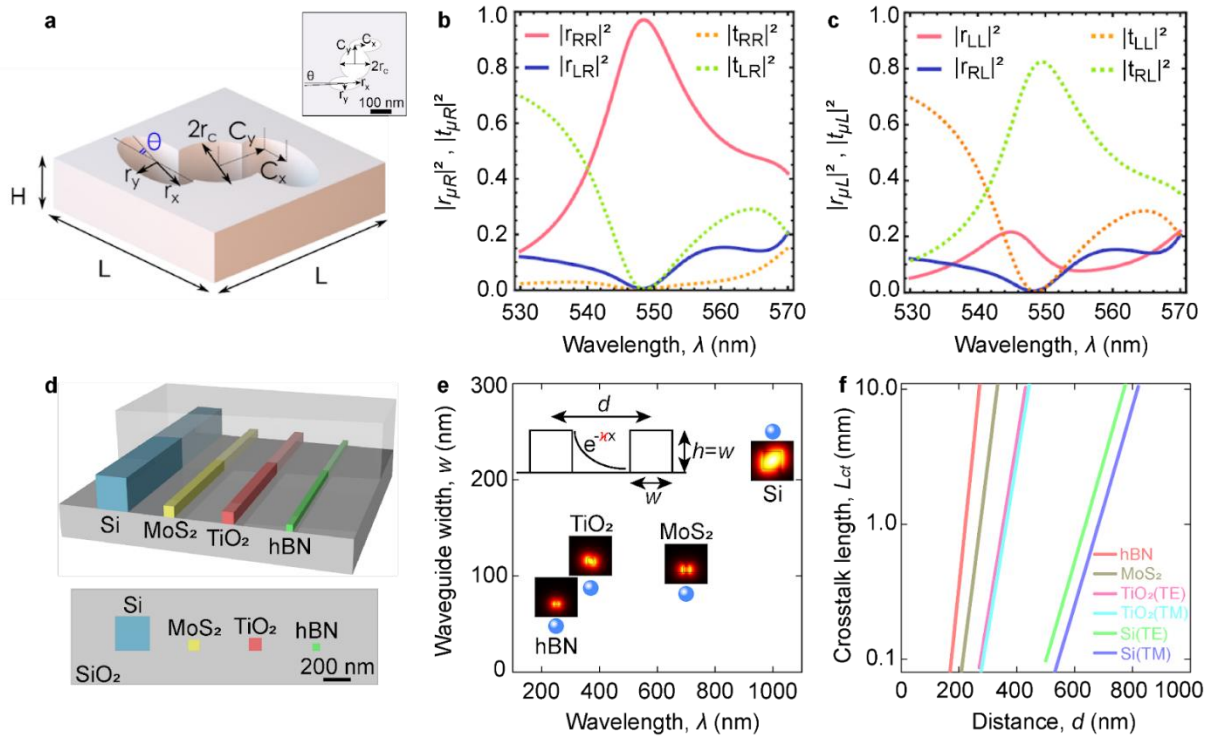


图 4. 高折射率双折射六方氮化硼的潜在应用。保手性镜**a-c**和亚波长波导**d-e.a**介电保手性镜晶胞的几何结构。**b**由六方氮化硼薄膜制成的最优保手性镜在圆偏振基下对右旋入射平面波的强度反射系数和透射系数光谱。**c**与 (b) 相同，但入射波为左旋入射平面波。**d** 高折射率材料制成的波导尺寸示意对比：六方氮化硼为 48×48 nm²，MoS81×81 nm²，TiO_2, 88x88 nm²，硅为 ₂, and 250×250 nm²。**e** 不同材料的波导宽度，$\varkappa = 2$ 保持恒定。25 μm⁻¹。**f**高折射率材料波导的串扰长度与波导芯间距的关系。每个数据点的宽度均经过优化。

我们通过设计一个目标波长为 550 nm 的保手性镜，展示六方氮化硼在这一用途上的适用性。我们使用商业时域有限差分（FDTD）求解器（Lumerical），采用粒子群算法进行数值优化。通过强制镜面满足亚衍射周期性，我们获得了一组晶胞尺寸，使法向入射光在目标波长下实现近乎完美的偏振转换：$L = 490$ nm，$H = 224$ nm，$r_c = 70$nm，$r_x = 147$ nm，$r_y = 64$ nm，$C_x = 49$ nm，$C_y = 91$ nm，$\vartheta = -3°$。采用这组尺寸后，镜面将法向入射的右旋（RH）平面波反射回右旋波，效率接近 1，$|r_{RR}|^2 \approx 0.96$（见图 4b）。与此同时，左旋（LH）入射波几乎完全透射并转换为右旋波，$|t_{RL}|^2 > 0.8$，如图 4c 所示。

除了手性光学之外，我们还设想将六方氮化硼应用于集成纳米光子学[38]，，这是一项有望实现高效并行数据处理的技术，可满足人工智能系统[40]的需求。然而，由于光的波动性带来了衍射极限，集成光子元件仍比电子器件大得多。因此，要使光子元件更加紧凑，就应在材料透明窗口的最小波长附近工作，而六方氮化硼的透明窗口最小（见图 2）。

为评估六方氮化硼作为光子材料的性能，我们研究了基于六方氮化硼的光子波导，并将其与基于其他高折射率材料（如 MoS_2, TiO_2, 和硅）的波导进行了比较（见图 4d）。我们考虑了工作波长尽可能短的波导λ （六方氮化硼、TiO_2, MoS_2, 和硅分别为 250、370、700 和 1000 nm），在这些波长下，芯层材料的光学损耗可以忽略不计。为比较材料，我们将分析范围限定于方形波导，并要求模式场在包层（SiO_2）中的指数衰减长度为$\varkappa = 2.25$ μm（见图 4e 插图），其定义如下：

$$\varkappa = \frac{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2}}{\lambda}, \tag{2}$$

其中，n_{eff} 是模式的有效折射率，n_s 是波导包层的折射率。如此强的衰减可确保串扰噪声相对较低。在这些限制条件下，我们得出结论：六方氮化硼波导的宽度最小可达 47 nm，使光子元件的尺寸缩小到电子元件的尺度（见图 4e）。这一令人惊讶的结果源于较短的工作波长（$\lambda \sim 250$nm）、较高的折射率（$n \sim 2.8$）以及巨大的各向异性（$\Delta n \sim 0.9$）。值得注意的是，尽管 MoS_2 的工作波长是 TiO_2 的两倍，但得益于其高得多的折射率和更强的光学各向异性，其性能仍优于 TiO_2（见图 4e）。

光子元件的集成密度并不受其物理尺寸限制，而是取决于相邻波导之间的倏逝场耦合。随着波导间横向距离d减小，表征耦合强度的串扰距离L_{ct} 会呈指数级缩短（图 4f）。计算过程中，对方形波导的宽度进行了优化，以最大化L_{ct}。同样，六方氮化硼和 MoS_2 表现最佳，这归功于它们的高折射率和巨大各向异性。例如，串扰长度为 10 mm 的六方氮化硼波导之间仅需相隔 270 nm。因此，一块 1 mm 芯片最多可容纳 3700 条彼此独立的波导，并以高频率（$\nu = c/\lambda = 1.2\times10^{15}$Hz）运行。因此，基于这类波导的光子集成电路有望彻底改变集成光子学和半导体产业。

讨论与结论

高折射率、光学各向异性和透明性是界定现代纳米光子学材料的主要性能指标。兼具这三种特性的新型天然材料需求旺盛。在本研究中，我们展示了六方氮化硼是一种适用于可见光和紫外光波段的潜力材料。我们通过远场与近场技术的交叉验证，并结合第一性原理计算，确定了六方氮化硼在宽光谱范围（250–1700 nm）内各向异性介电常数张量的精确值。结果表明，在整个研究光谱范围内，该材料具有高折射率和透明性，光学各向异性更高达 $\Delta n \sim 0.7$。此外，我们提出了六方氮化硼在手性光学和集成光子学中的应用，并设计了基于六方氮化硼的保手性镜和亚波长波导。在波导应用中，六方氮化硼表现出卓越性能：波导宽度可小至 40 nm，集成密度超过每毫米 3000 个元件。总体而言，我们的研究结果表明，六方氮化硼有望成为未来紫外纳米光子学的关键材料。

作者贡献

G.D.V. 和 E.G.A. 做出了同等贡献。V.V.S.、N.K.S.、A.A.V.、G.D.、B.D.G. 和 E.G.A. 提出了项目构想并负责指导。T.A.N. 和 G.D. 制备了样品。G.D.V.、S.A.、T.A.N. 和 E.G.A. 进行了测量。G.D.V.、E.G.A.、B.D.G.、V.A.A.、M.A.B.、K.I.A. 和 V.K.V. 提供了理论支持。G.D.V.、E.G.A. 和 D.G.B. 撰写了原始稿件。G.D.V.、E.G.A.、B.D.G.、V.A.A.、G.D.、A.A.V.、N.K.S. 和 V.V.S. 审阅并编辑了论文。所有作者均参与讨论并对论文提出了意见。

竞争性利益

作者声明不存在竞争性利益。

方法

样品制备。 块体六方氮化硼晶体购自 2D Semiconductors（美国斯科茨代尔），并剥离至所需基底上：Si/SiO_2 和 CaF_2。剥离前，依次使用丙酮、异丙醇和去离子水清洁相应基底。随后，采用氧等离子体（O_2）处理基底，以去除环境吸附物。等离子体清洁后，将基底置于热板上，在 120–140 °C 下加热 2 分钟。加热后，将粘附有块体六方氮化硼的日东电工株式会社（日本大阪）胶带与基底接触。随后移除胶带，完成剥离过程。

成像椭偏术。为确定六方氮化硼的各向异性介电张量，我们使用了 Accurion nanofilm_ep4 椭偏仪。在 250–1700 nm 的宽光谱范围内，以 1 nm 为步长，在 45°、50° 和 55° 的多个入射角下，使用 7× 物镜进行测量。为分析光学常数色散，我们采用了柯西模型 $n(\lambda) = A+B/\lambda^2+C/\lambda^4$，其中$A$、$B$和 C 是面内和面外分量的柯西拟合参数,

第一性原理计算。六方氮化硼光学常数的第一性原理计算在维也纳从头算模拟软件包（VASP）[41,42] 中进行。首先，采用标准密度泛函理论（DFT）方法弛豫晶体的原子位置，直至原子间作用力小于 10^{-3}eV/Å。其次，计算初始 Kohn-Sham轨道，电子自洽循环的收敛标准为 10^{-8} eV。最后，使用单次GW计算[43]获得频率依赖介电函数的实部和虚部。平面波基组的截断能设为 500 eV，并使用以 Γ 为中心的 15×15×5 k 点网格对第一布里渊区进行采样。采用 GW 型投影缀加波赝势[44] 描述芯区内波函数的行为以及电子的交换-关联效应。

拉曼光谱。 使用共聚焦扫描拉曼显微镜 Horiba LabRAM HR Evolution（堀场株式会社，日本京都）测量拉曼光谱。该显微镜配备了 632.8 nm 线偏振激光器、600 线/mm 衍射光栅和 ×100 物镜（数值孔径 = 0.90），光谱范围为 1200–2400 cm^{-1}。光谱采集时，入射激光功率为 0.7 mW，光斑尺寸为 ~ 0.86 μm，积分时间为 10 s，并累积 10 张光谱。采用非偏振检测以获得更高的信噪比。

微透射光谱。 使用 Accurion nanofilm_ep4 椭偏仪，在正入射条件下以 1 nm 的步长进行 250–1700 nm 范围内的微透射率测量。椭偏仪的输入和输出光路均垂直设置，起偏器、补偿器和检偏器的位置均为 0°。测量每个波长时，我们记录强度图像，并仅使用其中包含样品的部分。作为参考，我们还测量了空气透射强度。

近场光学纳米光谱学。 近场成像采用市售散射式扫描近场光学显微镜（s-SNOM，neaSNOM www.neaspec.com）进行。照射样品时，我们使用了一台波长位于700–1000 nm光谱区间的单色可调谐钛宝石激光器（www.avesta.ru）。显微镜采用反射模式，即使用同一抛物面镜将光聚焦至探针-样品界面，并收集来自该界面的信号（补充说明2）。通过伪外差干涉仪在高次谐波（第三次谐波）处从探测器原始数据中滤出近场信号。测量使用了镀铂/铱5（$PtIr_5$）的原子力显微镜探针（ARROW-NCPt-50，https://www.nanoworld.com），其共振频率约为275 kHz，轻敲振幅为47 nm。

手性保持镜的数值计算。 使用商用时域有限差分求解器（Lumerical）对手性保持镜进行了数值模拟。该结构由两个正入射平面波源激发，分别模拟右旋或左旋圆偏振平面波。通过计算散射场（反射场和透射场）与右旋波和左旋波场的重叠，获得圆偏振基底下的散射矩阵元素。

波导的数值计算。 波导宽度为常数 $\varkappa$ 时的数值计算，以及波导串扰长度的计算，均通过 COMSOL Multiphysics 与 MATLAB 的实时链接协同完成。COMSOL 用作求解器，每项任务都采用简单的二维几何结构模型。MATLAB 用于优化求解器的几何结构，求出给定 $\varkappa$ 时波导的精确宽度，并在给定纤芯中心间距的情况下优化波导宽度，以实现最大串扰长度。第一项任务采用了简单的二分搜索算法。第二项任务则使用了梯度下降算法的改进版本。

数据可用性

本研究期间生成和/或分析的数据集，可根据合理请求向通讯作者索取。

参考文献

1. Kivshar, Y. 米氏光子学的兴起。*Nano Lett.* **9**, 3513–3515 (2022). 2. Evlyukhin, A. B. 等 可见光区域介质纳米球磁偶极共振的演示。*Nano Lett.* **12**, 3749–3755 (2012). 3. Khurgin, J. B. 拓展光子调色板：探索高折射率材料。*ACS Photonics* 第**9**卷，743–751 (2022). 4. Baranov, D. G. 等 全介质纳米光子学：寻找更优材料和制造技术。*Optica, OPTICA* **4**, 814–825 (2017). 5. Atabaki, A. H. 等 将光子学与硅纳米电子学集成，打造下一代片上系统。*Nature* **556**, 349–354 (2018). 6. Evlyukhin, A. B., Matiushechkina, M., Zenin, V. A., Heurs, M. & Chichkov, B. N. 硅纳米球轻质超表面镜。*Optical Materials Express* **10**, 2706 (2020). 7. Khmelevskaia, D. 等 在蓝宝石上直接生长晶体磷化镓，用于非线性全介质纳米光子学。*Applied Physics Letters* 第118卷，201101 (2021). 8. Ermolaev, G. A., Kushnir, S. E., Sapoletova, N. A. & Napolskii, K. S. 通过阳极氧化时调制电压与光程长度，精确调控二氧化钛光子晶体的光子带隙位置。*Nanomaterials* **9**, 651 (2019). 9. Ermolaev, G. A. 等 单层和块体 MoS_2 的宽带光学性质。*npj 2D Materials and Applications* **4**, 21 (2020). 10. Green, T. D. 等 高折射率过渡金属二硫属化物米氏纳米谐振器中的光学材料各向异性。*Optica* **7**, 680 (2020). 11. Verre, R. 等 过渡金属二硫属化物纳米盘：高折射率介电米氏纳米谐振器。*Nat. Nanotechnol.* **14**, 679–683 (2019). 12. Popkova, A. A. 等 过渡金属二硫属化物中的非线性激子–米氏耦合

纳米谐振器。《激光与光子学评论》 **16**, 2100604 (2022). 13. Ermolaev, G. 等 原子级薄高折射率材料中的拓扑相奇点。*Na*

t.

通讯 **13**, 2049 (2022). 14. Ermolaev, G. A. 等 六方氮化硼中用于下一代光子学的过渡金属二硫属化物巨大光学各向异性。*Nat. Commun.* **12**, 854 (2021). 15. Hu, F. 等 $MoSe_2$ 波导中的激子-极化激元输运成像。《自然·光子学》 **11**, 356–360 (2017). 16. Babicheva, V. E. 等 少层 MoS_2中的近场表面波。*ACS Photonics* **5**, 2106–2112 (2018)

.

17. Caldwell, J. D. 等 六方氮化硼光子学。《自然·材料评论》 **4**, 552–567 (2019). 18. Dean, C. R. 等 用于高质量石墨烯电子学的氮化硼衬底。*Nat. Nanotechnol.* **5**, 722–726 (2010). 19. Bandurin, D. A. 等 石墨烯中通过太赫兹伯恩斯坦模产生的回旋共振泛频和近场磁吸收。《自然·物理学》 vol. **18** 462–467 (2022). 20. McKay, M. A., Li, J., Lin, J. Y. & Jiang, H. X. 通过光谱椭偏术探测六方氮化硼外延层的各向异性折射率和结构性质。《应用物理学杂志》 **127**

,

053103（2020）。21. Segura, A. 等 六方氮化硼的天然光学各向异性：从中红外到紫外范围，体晶体中最高的巨大双折射。《物理评论·材料》 第**2**卷，024001 （2018）。22. Hu, D. 等 通过近场成像探测纳米级厚度范德华微晶体的光学各向异性。《自然·通讯》 **8**，1471（2017）。23. Frisenda, R. 等 显微反射与透射光谱学：表征二维材料的多用途强大工具。《物理学杂志*D*：应用物理》 **50**，074002（2017）。24. Álvarez-Pérez, G. 等 范德华半导体：双轴范德华

s

半导体 α-MoO_3 的近场与远场关联研究。《先进材料》 **32**，2070220（2020）。25. Niu, S. 等 准一维晶体中的巨大光学各向异性。《自然·光子学》 **12**，392–396（2018）。26. Ma, W. 等 天然范德华晶体中的面内各向异性超低损耗极化激元。*Natu*

re

562，557–562（2018）。27. Zhao, D. 等 紫外纳米光子学的最新进展：从等离激元学和超材料到超表面。*Nanophotonics* **10**，2283–2308（2021）。28. Novoselov, K. S.、Mishchenko, A.、Carvalho, A. 和 Castro Neto, A. H. 二维材料与范德华异质结构。《科学》 **353**，aac9439（2016）。29. Ermolaev, G. A. 等 外延 MoS_2 单层的光学常数和结构性质。*Nanomaterials* **11**，1411（2021）。30. Yoo, S. 和 Park, Q.-H. 低维材料与异质结构的光谱椭偏术。*Nanophotonics* **11**，2811–2825（2022）。31. Lee, S.、Jeong, T.、Jung, S. 和 Yee, K. 六方氮化硼在可见光区域的折射率色散

e

和近红外。《固体物理学》（*B*辑） **256**, 1800417 (2019). 32. Passler, N. C. & Paarmann, A. 用于各向异性分层介质中光传播的广义4 × 4 矩阵形式体系：极性介电异质结构中表面声子极化激元的研究。《美国光学学会杂志*A*辑》

m.

B **34**，2128–2139（2017）。

33. Stenger, I. 等 少原子层厚度六方氮化硼晶体的低频拉曼光谱。*2***4** 031003 2017*D Mater.* ( ). 34. Dai, S. 等 原子级薄氮化硼范德华晶体中的可调谐声子极化激元。《科学》 **343**, 1125–1129 (2014). 35. Voronin, K., Taradin, A. S., Gorkunov, M. V. & Baranov, D. G. 单手性手性光学腔。*ACS Photonics* **9**, 2652–2659 (2022). 36. Taradin, A. & Baranov, D. G. 单手性法布里-珀罗谐振腔中的手性光。《物理学会议系列》 **2015**, 012012 2021( ). 37. Semnani, B., Flannery, J., Al Maruf, R. & Bajcsy, M. 自旋保持型手性光子晶体镜。《光：科学与应用》 **9**, 23 (2020). 38. Menzel, C., Rockstuhl, C. & Lederer, F. 用于周期性超材料分类的高级琼斯演算。《物理评论*A*》 **82**, 053811 (2010). 39. Sun, C. 等 通过光直接通信的单芯片微处理器。*Nature* **528**, 534–538 (2015). 40. Shastri, B. J. 等 面向人工智能和神经形态计算的光子学。《自然·光子学》 **15**, 102–114 (2021). 41. Kresse, G. & Furthmüller, J. 使用平面波基组进行第一性原理总能量计算的高效迭代方案。《物理评论*B*》 **54**, 11169–11186 (1996). 42. Kresse, G. & Furthmüller, J. 使用平面波基组对金属和半导体进行第一性原理总能量计算的效率。《计算材料科学》 **6**, 15–50 (1996). 43. Shishkin, M. & Kresse, G. 在PAW框架内实现频率依赖的GW方法及其性能。《物理评论*B*》 **74**, 035101 (2006). 44. Kresse, G. & Joubert, D. 从超软赝势到投影缀加波方法。《物理评论*B*》 **59**, 1758 (1999).