过渡辐射的最新进展：基础与应用

Ruoxi Chen[1,2],ZhengGong[1,2],Jialin Chen[1,2,3],Xinyan Zhang[1,2],Xingjian Zhu[4],HongshengChen[1,2,5,6,*]，以及 Xiao Lin[1,2,*]量子信息交叉研究中心、极端光子学与仪器国家重点实验室、浙江大学杭州全球科技创新中心、信息与电子工程学院，浙江大学，中国杭州 *310027*。[2]国际联合创新中心、浙江大学电磁学研究院，浙江大学，中国海宁 *314400*。[3]电气与计算机工程系，以色列理工学院，以色列海法 *32000*。[4]浙江大学物理学院，中国杭州 *310027*。[5]浙江省先进微纳电子器件与智能系统重点实验室，浙江大学金华研究院，浙江大学，中国金华 *321099*。[6]浙江大学绍兴研究院，浙江大学，中国绍兴 *312000*。
*通讯作者：*xiaolinzju@zju.edu.cn(X. Lin); hansomchen@zju.edu.cn (H. Chen)*

跃迁辐射是光发射的一种基本过程，每当带电粒子穿过非均匀区域时都会发生。跃迁辐射的一个特点是，无论粒子速度如何，它都能产生任意频率的光发射。因此，跃迁辐射对于基础科学和实际应用都具有重要意义。本文简要回顾了跃迁辐射的历史及其近期发展。此外，我们特别关注跃迁辐射的四个典型应用，即高能粒子探测、相干辐射源、束流诊断和表面波激发。最后，我们展望了跃迁辐射的研究趋势，尤其是利用人工工程材料和纳米结构对其进行灵活调控，例如增益材料、超材料、时空材料、超表面边界，以及具有周期性或非周期性堆叠的层状结构。

自由电子辐射源于粒子-物质相互作用，是光发射的一种基本过程 [1-8]。由于自由电子辐射能够产生任意频率的光发射，因此它对于众多应用至关重要 [9-15]，，包括高能粒子探测器、粒子束诊断、自由电子激光器、高功率微波/太赫兹源、电子显微镜、生物医学成像、医学治疗、光通信和安保。

由于粒子-物质相互作用十分特殊，自由电子辐射可在不同情形下发生。相应地，自由电子辐射有多种类型，包括切伦科夫辐射 [16-19]，跃迁辐射 [20-23]，史密斯-珀塞尔辐射 [24-28],轫致辐射 [29-34], 以及同步辐射 [35-40], ，如图 1 所示。切伦科夫辐射是最著名的自由电子辐射类型，只有当带电粒子在均匀介质中的运动速度超过切伦科夫阈值，也就是光在该介质中的相速度时，才会发生切伦科夫辐射 [41-45]。与切伦科夫辐射不同，跃迁辐射的发生对粒子速度没有特定要求；带电粒子只要穿过非均匀区域 [46-50]，（例如光学界面），就可能产生跃迁辐射。当带电粒子平行于光学衍射光栅表面并在其附近运动时，便会产生史密斯-珀塞尔辐射 [24-28]。带电粒子减速或加速时会产生轫致辐射，也称制动辐射 [29-34]。同步辐射源于带电粒子的圆周运动 [35-40]。由于粒子-物质相互作用十分复杂，过去几十年来，自由电子辐射（例如跃迁辐射）一直是广泛研究的课题，至今仍是热门主题 [51-55]。

下文将重点讨论跃迁辐射，并简要回顾其发展历程，包括其引人入胜的历史和近期进展。为凸显跃迁辐射在科学和技术领域的重要性，本文将深入探讨跃迁辐射的若干典型应用，涵盖高能粒子探测器 [56-65], 相干辐射源 [66-71], 束流诊断 [72-76], 以及表面等离激元激发 [77-84]。随着材料科学和纳米技术近年来迅速发展，本文还将展望如何利用特殊的人工工程材料和纳米结构 [85-90],灵活调控跃迁辐射的行为，包括增益材料、时空材料、超表面边界，以及随机堆叠的层状结构。

跃迁辐射简要发展史

我们先简要回顾跃迁辐射的发展历史，如图 2 所示。Ginzburg 和 Frank 于 1946 年 [20] 首次提出了最简单情形下的跃迁辐射理论，研究了电子轰击真空与金属界面时的情况。Goldsmith 和 Jelley 在 1959 [91],通过分析收集到的辐射场（包括其偏振、激发函数和绝对产额），在可见光范围内通过实验验证了跃迁辐射理论。在他们的实验装置中，采用范德格拉夫发生器产生一个能量为 5 兆电子伏特（MeV）的束团，随后将其注入并射向真空—金属界面。发现跃迁辐射后不久，Garibian 也于 1960 [92]研究了跃迁辐射的量子效应。

跃迁辐射的发展与费雷尔辐射的有趣历史密切相关 [93], ，其辐射谱在等离子体频率附近有一个峰值。1958年，Ferrell提出了等离子体振荡辐射的近似理论，并声称

在适当条件下，等离子体振荡会发射电磁辐射 [93]。由于费雷尔辐射有助于测量金属的等离子体频率 [93],，很快便于 1960 [94,95]通过实验观测到费雷尔辐射。1961年，Silin和Fetisov指出，费雷尔辐射实际上就是跃迁辐射 [96]。1962年，Stern认为，费雷尔方法与金兹堡和Frank的跃迁辐射理论，是研究同一现象的两种不同方式 [97]。Stern强调，Silin和Fetisov误解了费雷尔辐射的物理机制；它是“表面效应” [97], ，也就是“辐射性表面等离子体振荡（SPO）的贡献” [98], ，而非他们研究中的体纵向等离子体振荡。1969年，Economou强调，“在当前几何构型下不存在辐射性SPO” [98]。事实上，在对费雷尔辐射峰附近跃迁辐射表达式中的分母进行数学分析后[98]，他更倾向于采用跃迁辐射的解释。由于等离激元学的最新进展 [99-105], ，如今人们普遍认为，辐射性SPO本质上是一种泄漏模，称为费雷尔模 [84,97,98,106]。2022年，研究人员在时域中重新考察了费雷尔辐射，发现它在远超形成时间之后仍能发生，因为电子轨迹后方深入等离激元介质的体等离激元会形成长尾，为其提供支持 [107]。这样一来，等离激元尾部便能将表面效应与体效应结合起来，并为电子-界面相互作用提供持续的通道。这一时域研究发现或许能解决关于费雷尔辐射的历史争论：它究竟是表面效应还是体效应，是源于跃迁辐射还是等离激元振荡。此外，借助单轴近零介电常数材料中的费雷尔模，例如薄层六方氮化硼（*h*BN）薄片，研究人员最近提出了一种低速偏好的跃迁辐射这一奇异现象 [108]。当低速偏好的跃迁辐射发生时，来自超低能

速度极低的粒子也能表现出与高能粒子相当的强度 [108]。

得益于纳米制造的最新进展，人工工程材料或纳米结构（如超材料 [109-119], 2D 材料 [120-128], 和光子晶体 [129-135], ）开始在灵活操控跃迁辐射方面发挥重要作用。

2009年，文献 [136] 分析了带电粒子穿过正折射率介质与负折射率介质界面的情形。在这种情况下，来自界面的跃迁辐射与来自负折射率材料的反向切伦科夫辐射会发生干涉，使光发射变得复杂。2012年，文献 [137] 进一步研究了平均零折射率超材料产生的跃迁辐射，该超材料由负折射率层和正折射率层周期性交替构成。据预测，由于正折射率/负折射率界面处态密度急剧增加，辐射可增强至原来的三阶数量级。

2012年，文献 [138] 利用石墨烯调控跃迁辐射。尽管石墨烯只有原子级厚度，自由电子仍能有效激发石墨烯等离激元，其概率可达每个电子一次的量级 [139]。除单层石墨烯外 [78,84,140-142], ，文献 [142]还研究了多层石墨烯产生的光子跃迁辐射和等离激元跃迁辐射。

由于共振效应，对周期结构 [143-147]产生的跃迁辐射进行分析相当复杂。相关研究可追溯至对周期分层等离子体中跃迁辐射的研究 [148]。2003年，参考文献 [149] 揭示，二维光子晶体中的切伦科夫辐射行为本质上与跃迁辐射耦合，并且即使未达到切伦科夫阈值也会出现。2018年，参考文献 [150] 进一步揭示了

切伦科夫辐射与跃迁辐射之间的联系。事实上，参考文献 [150] 提出了一种新机制——利用一维光子晶体产生的共振跃迁辐射来产生有效的切伦科夫辐射。该机制能够在任意所需的粒子动量范围内，高灵敏度地控制有效切伦科夫角，因此有望用于新型粒子探测器的设计。

基于跃迁辐射的高能粒子探测器

粒子探测器为探测、跟踪和识别高能粒子[151-155]提供了强有力的工具。在高能物理中，带电粒子的洛伦兹因子可达 $= 1/\sqrt{1 - {}^{2}/{}^{2}}$，最高可达 10^{4},，其中为粒子速度，为自由空间中的光速。对于此类高能粒子，常见粒子探测器（例如切伦科夫探测器 [156-159]）的灵敏度通常很低，因此探测它们面临诸多挑战。为解决这一问题，Garibian 于 1959 年将跃迁辐射理论扩展到X射线波段，并发现辐射能量与洛伦兹因子呈线性正比，同时辐射峰出现在$_{\max} = {}^{-1}$，若 $\gg 1$ [160,161]。因此，辐射能量与洛伦兹因子之间的独特关系为探测超相对论粒子提供了新途径，即使其动能高达太电子伏特（TeV）也不例外。相应地，基于X射线跃迁辐射的粒子探测器现称为跃迁辐射探测器 [56-65]。

跃迁辐射探测器与其他粒子探测器一起，为许多著名实验以及新粒子的发现作出了重要贡献（例如 W和Z玻色子[162], 希格斯玻色子 [163]）。实际上，跃迁辐射探测器广泛应用于许多粒子物理实验室（例如欧洲核子研究中心、Femi Lab），如图3所示。例如，在 H1实验中，电子和正电子在 HERA电子—质子对撞机 [56]中得到了鉴别。在

E799实验中，费米实验室设计了一种大孔径跃迁辐射探测器，以提供 π/e 排斥能力 [57]。在 NOMAD实验中，跃迁辐射探测器能够区分电子和π介子，并可搜索 $_{\mu} \rightarrow {}_{\tau}$ 振荡 [58]。在 ALICE实验中，跃迁辐射探测器被用作高 $_{t}{}^{+}{}^{-}$ 对的触发器，以将碰撞率降低至读出事件率 [59]。在欧洲核子研究中心的超级质子同步加速器（SPS）中，图3a所示的基于无机闪烁体的康普顿散射跃迁辐射探测器，旨在探测具有超高洛伦兹因子的高能电子 [60]。在 ATLANS实验中，跃迁辐射跟踪器是一种快速探测器，其薄探测器层由稻草管构成，可同时提供径迹信息和粒子鉴别；其剖视图见图3b[61]。在压缩重子物质（CBM）实验中，跃迁辐射探测器用于测量常见强子，例如低质量双轻子、粲强子和多奇异重子 [62]。

跃迁辐射探测器的性能主要取决于相关辐射体和探测器的特性。对于粒子多重数相对较低的实验，跃迁辐射探测器通常采用多丝正比室（MWPC）或稻草管，并充入以氙为基础的混合气体，以高效吸收发射出的光子 [63]。对于粒子多重数相对较高的实验，传统跃迁辐射探测器的效率会因通道占用率而显著降低。参考文献 [64] 表明，如图 3c 所示，用高颗粒度微结构气体探测器（例如气体电子倍增器）取代 MWPC 或稻草管，可以提升跃迁辐射探测器的性能。此外，参考文献 [150] 发现，一维光子晶体能够产生具有超高指向性的共振跃迁辐射（图 3d），并可作为一种新型辐射体。

相应地，光子晶体为高能粒子的鉴别提供了前景广阔且用途多样的平台，并具有更高的灵敏度。

基于跃迁辐射的相干光源

如果电子束的长度远短于工作波长，则可以认为所有电子都同相发射。因此，相关的跃迁辐射是相干的。相干渡越辐射现象首次于 1991 [164] 被观测到。相干渡越辐射的一个特点是，其能量可增强至非相干渡越辐射能量的 倍，其中 为电子数。

对于任何类型的自由电子辐射，光子并非在一个点上发射，而是在一个有限的空间区域内发射。这个有限的空间区域如今称为形成区 [165], ，这是理解相干渡越辐射的一个有用概念。在自由电子辐射领域，这一概念最初由 Ter-Mikaelian 在朗道于 1952 [166], 举办的研讨会上提出，随后由朗道本人进一步发展 [167,168], ，并于 20 世纪 90 年代得到实验验证。后来，金兹堡将这一概念拓展至跃迁辐射 [169]。形成区的概念为基于跃迁辐射的实际应用提供了宝贵指导。尤其是在设计跃迁辐射探测器时，通常会避免形成区的影响 [170]。

根据金兹堡的研究 [169], ，跃迁辐射形成区的长度，即形成长度$_f$，定义为电荷场^q 与辐射场^R 彼此分离的距离。换言之，在形成区之外，干涉项$^{q\ \cdot R}$对总场能量（与$^q + ^{R\ 2}$ 成正比）的贡献非常小。根据定义，我们有

$$L_{\mathrm{f}}=\frac{2\pi}{\left|\omega/v\pm\omega/c\sqrt{1-\frac{k_{\perp}^{2}c^{2}}{\omega^{2}}}\right|} \tag{1}$$

其中，表示角频率，⊥是垂直于电子速度的波矢分量， ± 分别对应前向辐射和后向辐射。金兹堡对形成区的估算实际上仅适用于跃迁辐射过程中光子的发射。2017年，沿着金兹堡的思路，形成区的概念被扩展到跃迁辐射过程中发射的表面等离激元 [78]。

了解形成区后可知，相干渡越辐射的产生主要有两种方式。一种是利用电子束直接轰击光学界面。例如，文献 [66] 表明，持续时间为几十飞秒至数皮秒量级的电子束团穿过等离子体-真空界面时，可以产生相干太赫兹（THz）辐射，见图4a。这类电子束团由激光等离子体加速器产生 [66]。类似地，让激光驱动电子束穿过介质-真空界面，也可以诱发能量达到亚毫焦耳/脉冲量级的太赫兹相干渡越辐射 [67]，如图4b所示。当持续时间为飞秒、峰值电流达数百千安的电子束穿过等离子体-真空界面时，还可能产生太瓦级紫外相干渡越辐射 [68]；相关的环形强度分布见图4c。另一种方式是用超高功率激光照射靶材，进而诱发光电效应，使电子从靶材背面表面逸出。文献 [69] 表明，场

强度高达 100 吉伏/米的辐射（图4d）是由双色超短光脉冲与超高强度下的欠密氦气体相互作用产生的。

基于跃迁辐射的束流诊断

为了便于实现高增益自由电子激光器或高功率电子束，必须监测电子束的形状。相干跃迁辐射为高能设备中的电子束诊断提供了一种可行方法。该方法主要依赖于角谱能量密度的测量 [169]。具体而言，相干跃迁辐射的角谱能量密度$d^2W_{总量}d\omega d\theta$ [169]为

$$\frac{d^2W_{\text{total}}}{d\omega d\theta} \cong N^2F(\omega)\frac{d^2W_{\text{single}}}{d\omega d\theta} \tag{2}$$

其中$d^2W_{单个}d\omega d\theta$ 是单个电子产生的跃迁辐射的角谱能量密度，并且经过傅里叶变换后，它是电子束纵向和横向分布参数的函数。借助$d^2W_{单个}d\omega d\theta$ 和$d^2W_{总量}d\omega d\theta$ ，便可在实验中直接获得电子束的信息，即(。)

( )

基于跃迁辐射的束流诊断由文献 [171],于1975年提出，采用两片平行箔。电子束团的相位和能量信息可以根据跃迁辐射干涉图样的角分布推断。在随后的几十年中，人们采用了更多光学元件（如线栅、迈克耳孙干涉仪），借助相干跃迁辐射 [72-76]，不仅可以测量电子束的纵向和横向分布，还可以测量其发散角。

图5展示了多种束流诊断装置，这些装置广泛应用于高能实验和各类设施，例如自由电子激光、尾场加速和大型粒子对撞机。当42兆电子伏电子束穿过铝箔时，会产生相干渡越

辐射，其毫米波长或亚毫米波长辐射如图5a所示 [72]。图5b中使用45°倾斜箔和偏振迈克耳孙干涉仪测量电子束的长度，因为光发射的谱功率取决于相干程度，而相干程度与束尺寸密切相关 [73]。如图5c所示，AWAKE实验提出通过种子自调制更精确地测量电子束 [74]。在CLARA设施中，利用相干渡越辐射诊断介质尾场加速器和相干切伦科夫衍射辐射的纵向束流分布 [75]；装置见图5d。

利用跃迁辐射激发表面波

表面波能够在亚波长尺度上调控光的传播，但由于它们与传播波之间存在动量失配，通常很难激发。除了光栅或棱镜匹配等传统方案外，跃迁辐射还提供了一种强有力的表面波激发方案 [77-84], ，尤其适用于空间约束极强的表面波，例如石墨烯等离激元 [78,172-175]。

1957年，Ritchie 从理论上提出了利用跃迁辐射激发表面波的机制 [176]。这一预测在实验中得到了观测，实验于 2006 [77] 通过将50千电子伏电子束注入平坦金表面进行，如图6a所示。2017年，文献 [78] 从理论上揭示了快速电子激发的石墨烯等离激元的飞溅瞬态过程。在跃迁辐射过程中，过量电荷浓度会形成类似射流的隆起，这与波纹形成前飞溅现象中的流体动力学瑞利射流相似。当自由电子与由金膜中纳米级孔洞阵列构成的介观结构相互作用时，表面波首先被激发，随后迅速转化为传播波 [79]。因此，

在30–200 keV电子束的照射下，可以产生超短啁啾电磁波包 [79]。2019年，文献 [80]对自由电子与光子拓扑晶体之间的相互作用进行了实验研究。当带电粒子从一个光子晶体通过到另一个光子晶体时，稳健边缘态会被激发并被观测到。

展望

尽管跃迁辐射已带来众多应用，但跃迁辐射本身仍存在强度低、方向性差的问题，尤其是在带电粒子能量极低时。如何增强粒子-界面相互作用，并按预期方式调控跃迁辐射，仍是一项长期以来备受关注的挑战。虽然超材料、二维材料和光子晶体已被用于应对这一挑战，但通过利用人工工程材料和纳米结构来调控跃迁辐射，仍有很大的探索空间。例如，图7展示了增益材料、倾斜双曲材料、超表面边界、时空材料，以及采用周期性或随机堆叠的层状结构，或可为增强粒子-界面相互作用并实现跃迁辐射的奇异特性提供颇具吸引力的平台。

图7a中的增益材料在实践中可以通过使用负电阻元件 [177-180] （例如微波隧道二极管）和光泵浦染料分子 [181,182] （例如罗丹明800染料分子）来实现。尽管增益材料可以提供一种通用的方式来增强光发射，但人们很少讨论来自增益系统的自由电子辐射，包括跃迁辐射。特别是，光学增益和薄片厚度对跃迁辐射方向性的影响仍不明确，尽管人们通常认为，更大的光学增益会使跃迁辐射强度得到更大增强。更丰富的

自由电子辐射物理学可能会出现在同时具有光学增益和光学损耗的系统中，例如具有宇称-时间对称性 [183-187]的系统。然而，光学增益与光学损耗之间的相互作用对跃迁辐射的影响此前从未被探索过。

双曲材料 [188-196] 是一种具有双曲等频轮廓的单轴材料，其特点是光子态密度异常高。得益于这些独特特性，双曲材料能够大幅增强粒子-物质相互作用和粒子-界面相互作用。然而，一旦激发出这些高k 双曲模，就无法将其安全地耦合到自由空间中，部分原因在于全内反射和材料损耗的存在。如何克服这一问题，对于开发基于超低能电子的新型片上光源至关重要。为解决这一问题，文献 [197] 对光子超晶体进行了实验研究。光子超晶体兼具光子晶体的强光耦出能力和双曲超材料的高光子态密度。此外，图7b [198]，所示的倾斜双曲超材料可实现片上光子提取的宽带增强，因为其本征模现在与自由空间中的传播波实现了动量匹配。鉴于光子超晶体 [197,199,200] 和倾斜双曲超材料 [198], 的奇特特性，这些奇特材料中的跃迁辐射值得进一步深入探索。

对电磁边界进行合理设计，可以为控制自由电子辐射（包括跃迁辐射）提供一条关键途径。随着近年来二维材料（例如石墨烯 [201-208], hBN [209-217], 扭曲光子结构[218-227]）和超表面 [89, 228-235],的出现，该边界具有独特的表面

电导率，这种电导率可能相当复杂，但能够为调控自由电子辐射提供额外的自由度。一般而言，将具有非零表面电导率的边界称为图7c中的超构边界 [236]。根据电磁边界条件，超构边界可分为四类，包括各向同性、各向异性、双各向同性和双各向异性超构边界 [236]。尽管简单的各向同性超构边界（例如石墨烯）产生的跃迁辐射已得到广泛研究 [78,84,140-142], ，但更复杂超构边界产生的跃迁辐射仍基本未被探索，有待更加系统的研究。借助超材料和超构边界的强大能力，通过结合超构边界与超材料，或许能够实现对自由电子辐射（例如跃迁辐射）的随意操控。

图7d中的时空材料，例如光子时间晶体和时间超材料，其光学响应同时取决于空间和时间 [237-239]。时空材料的出现突破了空间调控介质所面临的基本限制，并带来了许多违反直觉的现象，例如无磁非互易性 [240]以及真空中的切伦科夫辐射 [241,242]。因此，时空材料原则上可以为调控跃迁辐射提供一个灵活多样的平台。例如，文献 [243]表明，快速运动的电子在光子时间晶体中会自发发射辐射。当与动量带隙模式相关联时，折射率的调制会使自由电子辐射过程呈指数级增强 [243]。事实上，对时空材料中自由电子辐射的探索仍处于起步阶段。

由于层状结构中出现多个界面，来自层状结构各界面的跃迁辐射可能发生相长干涉或相消干涉。这样，

通过精心设计结构，层状结构可以提供额外的自由度，以调控粒子-界面相互作用。例如，如果层状结构具有图7e所示的周期性堆叠，那么各界面的跃迁辐射相长干涉可视为光子晶体内部高k 布洛赫模式的激发。与双曲材料中的高k 模式相比，层状结构中周期性堆叠所激发的高k 布洛赫模式可能通过翁克拉普散射安全地耦合到自由空间。因此，粒子-界面相互作用有望高效提取超低能电子的信息，但这仍有待进一步研究。此外，具有周期性堆叠的层状结构中不可避免地存在色散，无论是材料诱导色散还是结构周期性诱导色散。如何降低甚至消除层状结构中的色散，从而产生无色散共振跃迁辐射，仍是科学与技术领域的一项挑战。

如果层状结构采用图7f所示的非周期性堆叠，则来自各个界面的跃迁辐射之间的干涉会变得更加随机，但也为定制粒子-界面相互作用提供了更多自由度。由于随机堆叠层状结构中的本征模或布洛赫模式消失，我们无法再仅凭随机堆叠层状结构的光学响应来简单预测跃迁辐射的行为。为了实现理论预测，尽管对层状结构中的跃迁辐射进行严格的解析求解相当繁琐，但这一步是必不可少的。因此，我们能否在特定辐射角实现来自各个界面的跃迁辐射的相长干涉，仍然不得而知。从应用角度来看，随机堆叠层状结构中跃迁辐射所对应的共振条件亟待研究。此外，由于

随机堆叠层状结构具有非周期性，能否利用它们实现宽带无色散共振过渡辐射，也值得进一步研究。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

致谢

X.L.感谢中国国家自然科学基金优秀青年科学基金项目（海外）、国家自然科学基金委员会（NSFC）资助的项目（资助编号：62175212）、浙江省自然科学基金重点项目（资助编号：LZ23F050003）、中央高校基本科研业务费（2021FZZX001-19）以及浙江大学全球合作伙伴基金的部分支持。H.C.感谢科学技术部重点研发计划（资助编号：2022YFA1404704、2022YFA1404902和2022YFA1405200）以及国家自然科学基金委员会（NNSFC）资助的项目（资助编号：11961141010和61975176）的支持。J.C.感谢中国国家留学基金管理委员会（CSC编号：202206320287）的支持。

参考文献

[1]A. Konečná、F. Iyikanat 与 F. J. G. de Abajo，《纠缠自由电子与光学激发》，《科学进展》8（2022年）eabo7853。[2]A. Fisher 等，《单程高效率太赫兹自由电子激光器》，《自然·光子学》16（2022年）441-447。[3]J. S. Hummelt 等，《超材料波导中电子束激发的相干切伦科夫回旋辐射》，《物理评论快报》117（2016）237701。[5]Y. Yang 等，《自由电子的最大自发光子发射与能量损失》，《自然物理》14（2018年）894-899。[4]L. J. Wong、I. Kaminer、O. Ilic、J. D. Joannopoulos 与 M. Soljacic，《迈向基于石墨烯等离激元的自由电子红外至X射线光源》，《自然·光子学》10（2016）46-52。[6] G. Adamo 等，《光井：芯片上的可调谐自由电子光源》，《物理评论，快报》103（2009年）113901。[7] J. Gardelle、J. Labrouche 与 J. L. Rullier，《直接观测高功率微波自由电子激光器产生的束团聚集》，《物理评论快报》76（1996）4532-4535。[8] Genevet、P. 等，《利用一维超材料控制切伦科夫表面等离激元尾场的转向》，Nat. Nanotech. 10（2015）804-809。[9] W. Wang 等，《基于激光尾场加速器的27纳米自由电子激光》，《自然》595（2021）516-520。[10] W. Decking 等，《由超导直线加速器驱动的兆赫兹重复频率硬X射线自由电子激光器》，《自然·光子学》14（2020）391-397。

[11]B. McNeil 与 N. Thompson, 《X射线自由电子激光器》, 《自然·光子学》4（2010）814-821。[12] E. Prat 等, 《由高亮度低能电子束驱动的紧凑且经济高效的硬X射线自由电子激光器》, 《自然·光子学》14（2020）748-754。[13]X. Lin 等, 《通往切伦科夫探测器的布儒斯特途径》, 《自然·通讯》12（2021）5554。[14]I. Nozawa 等, 《利用相干渡越辐射测量 <20 飞秒束团长度》, 《物理评论：加速器与束流》17（2014）072803。[15] T. Shaffer、E. Pratt 与 J. Grimm, 《利用切伦科夫光的力量与纳米技术》, Nat. Nanotech. 12（2017年）106-117。[16] P. A. Cherenkov, 《伽马射线照射下的可见辉光》, 《苏联科学院通报》2（1934）451-454。[17]H. Hu 等, 《表面德雅科诺夫-切伦科夫辐射》, eLight 2（2022年）2。[18]H. Hu 等, 《利用无色散等离激元增强切伦科夫辐射的宽带增强》, 《先进科学》9（2022年）2200538。[19]F. Liu 等, 《消除电子速度阈值的集成式切伦科夫辐射发射器》, 《自然·光子学》11（2017年）289-292。[20]V. L. Ginzburg 等, 《匀速运动电子从一种介质跃迁至另一种介质时产生的辐射》, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 16（1946）15-28。[21]V. L. Ginzburg 与 V. N. Tsytovich, 《跃迁辐射与跃迁散射理论的若干问题》, 《物理学报告》49（1979）1-89。[22]H. Lihn 等, 《受激渡越辐射的观测》, 《物理评论快报》76（1996）4163。[23]Karataev、P. 等, 《首次观测光学渡越辐射的点扩散函数》, 《物理评论快报》107（2011）174801。[24]S. J. Smith 与 E. M. Purcell, 《穿过光栅运动的局域表面电荷产生的可见光》, Phys. Rev. 92（1953）1069。[25]L. Jing 等, 《利用梯度双各向异性超表面塑造自由电子辐射的偏振》, 《激光与光子学评论》15 4（2021）2000426。[26]I. Kaminer 等, 《具有短程无序的等离激元晶体中史密斯-珀塞尔辐射的光谱与空间分辨研究》, 《物理评论X》7（2017）011003。[27]Z. Wang、K. Yao、M. Chen、H. Chen 与 Y. Liu, 《利用巴比涅超表面操纵史密斯-珀塞尔发射》, 《物理评论快报》117（2016）157401。[28]K. Mizuno、J. Pae、T. Nozokido 等, 《逆史密斯-珀塞尔效应的实验证据》, 《自然》328（1987）45-47。[29]Y. S. Tsai, 《带电轻子的成对产生与韧致辐射》, 《现代物理评论》46（1974）815。[30]L. I. Schiff, 《薄靶韧致辐射的能量-角度分布》, Phys. Rev. 83（1951）252。[31]F. A. Berends、R. Kleiss、P. de Causmaecker、R. Gastmans 与 T. T. Wu, 《规范理论中的单韧致辐射过程》, 《物理评论 B》103（1981）124-128。[32]F. V. Bunkin 与 M. V. Fedorov, 《强辐射场中的韧致辐射》, 《苏联物理学: 实验与理论物理学杂志》22（1966）844-847。[33]E. Aprile 等, 《在XENON1T中搜索由米格达尔效应或韧致辐射增强的轻暗物质相互作用》, 《物理评论快报》123（2019年）241803。[34]M. Vassholz 与 T. Salditt, 《观测波导腔中电子诱导的特征X射线与韧致辐射》, 《科学进展》7（2021）eabd5677。[35]F. R. Elder、A. M. Gurewitsch、R. V. Langmuir 与 H. C. Pollock, 《同步加速器中电子的辐射》, Phys. Rev. 71（1947）829-830。[36]A. A. Sokolov 与 Ternov、I. M., 《同步辐射》, 苏联科学院（1966）。[37]Y. Hikosaka 等, 《利用同步辐射在极紫外和阿秒范围内进行相干控制》, 《自然·通讯》10（2019）4988。

[38] F. Xie等，Vela脉冲星风云的X射线偏振度接近同步辐射极限，《自然》612（2022年）658–660。[39] J. Hastings、D. Siddons、U. van Bürck、R. Hollatz和U. Bergmann，利用同步辐射进行穆斯堡尔谱学，《物理评论快报》66（1991年）770。[40]A. Zholents和M. J. Zolotorev，同步辐射的飞秒X射线脉冲，《物理评论快报》76（1996年）912。[41]P. Cherenkov，高速粒子的辐射，《科学》131（1960年）136–142。[42]I. M. Frank和I. Tamm，快速电子穿过物质时产生的相干可见辐射，Dokl. Akad. Nauk SSSR 14（1937年）109–114。[43]I. M. Frank，折射介质中运动光源的光学，《科学》131（1960年）702–712。[44] H. Hu等，非局域性诱导的切伦科夫阈值，《激光与光子学评论》14（2020年）2000149。[45] Liu, S.等，表面极化激元切伦科夫光辐射源，《物理评论快报》109（2012年）153902。[46]V. L. Ginzburg和V. N. Tsytovich，《跃迁辐射与跃迁散射》，CRC出版社，1990年。[47]V. L. Ginzburg，跃迁辐射与跃迁散射，Physica Scripta 1982（1982年）182。[48] H. Boersch、C. Radeloff和G. Sauerbrey，跃迁辐射的实验探测，《物理评论快报》7（1961年）52。[49]P. Karataev等，首次观测到光学跃迁辐射的点扩散函数，《物理评论快报》107（2011年）174801。[50] P. B. Glek和A. M. Zheltikov，中红外激光驱动微等离子体产生的增强相干渡越辐射，《Scientific Reports》12（2022年）7660。[51] I. Kaminer等，量子切伦科夫辐射：谱截止以及自旋和轨道角动量的作用，《物理评论X》6（2016年）011006。[52] V. Ginis、J. Danckaert、I. Veretennicoff和P. Tassin，利用变换光学超材料控制切伦科夫辐射，《物理评论快报》113（2014年）167402。[53]Z. Su等，通过人工结构操控切伦科夫辐射和史密斯-珀塞尔辐射，《Advanced Optical Materials》7（2019年）1801666。[54] V. V. Vorobev和A. V. Tyukhtin，金属丝超材料中的非发散切伦科夫辐射，《物理评论快报》108（2012年）184801。[55] H. Ren、X. Deng、Y. Zheng、N. An和X. Chen，反常色散介质中的非线性切伦科夫辐射，《物理评论快报》108（2012年）223901。[56]G. A. Beck等，利用H1前向径迹探测器的漂移室和跃迁辐射体进行电子识别，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》367（1995年）228–232。± G. E. Graham等，为费米实验室固定靶稀有K介子衰变实验设计并测试跃迁辐射探测器，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》367（1995年）224–227。[57]G. Bassompierre等，NOMAD跃迁辐射探测器的性能，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》411（1998年）63–74。[58]T. Mahmoud，ALICE跃迁辐射探测器，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》502（2003年）127–132。[59] G. L. Case等，高洛伦兹因子下康普顿散射跃迁辐射的测量，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》524（2004年）257–263。[60]A. Andronic和J. P. Wessels，跃迁辐射探测器，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》666（2012年）130–147。

[62]V. Friese，GSI/FAIR的CBM实验，《核物理A》774（2006年）377–386。[63]F. Barbosa等，基于GEM技术的新型跃迁辐射探测器，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》942（2019年）162356。[64]E. Barbarito等，用于测量格兰萨索地下实验室中缪子能量的大面积跃迁辐射探测器，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》365（1995年）214–223。[65]K. D. de Vries和S. Prohira，宇宙线大气簇射中地磁感应电流产生的相干渡越辐射：对ANITA观测到的异常事件的启示，《物理评论快报》123（2019年）091102。[66]W. P. Leemans等，激光等离子体加速电子束团穿越等离子体-真空边界时太赫兹发射的观测，《物理评论快报》91（2003年）074802。[67]G. Q. Liao等，相对论性激光-固体相互作用产生相干太赫兹跃迁辐射的演示，《物理评论快报》116（2016年）205003。[68] X. Xu等，从相对论性过渡辐射产生太瓦级阿秒脉冲，《物理评论快报》126（2021年）094801。[69]J. Déchard、A. Debayle、X. Davoine、L. Gremillet和L. Bergé，欠密度相对论性等离子体中的太赫兹脉冲产生：从光电离诱导辐射到相干渡越辐射，《物理评论快报》120（2018年）144801。[70]G. Adamo等，电子束驱动集体模超材料光源，《物理评论快报》109（2012年）217401。[71]L. Yi和T. Fülöp，激光驱动微等离子体波导产生的相对论性太赫兹脉冲相干衍射辐射，《物理评论快报》123（2019年）094801。[72]Y. Shibata等，毫米波和亚毫米波波长下相干渡越辐射的观测，《物理评论A》45（1992年）R8340。[73]A. Murokh等，利用相干渡越辐射测量光阴极注入器产生的皮秒电子束的束团长度，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》410（1998年）452–460。[74]F. Braunmueller、M. Martyanov、S. Alberti和P. Muggli，利用AWAKE中相干渡越辐射精确测量种子自调制调制频率的新型诊断方法，《Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A》909（2018年）76–79。[75]K. Fedorov等，基于相干渡越辐射效应的纵向束流剖面监测器的开发：用于CLARA加速器，《Journal of Instrumentation》15（2020年）C06008。[76]A. H. Lumpkin等，利用相干渡越辐射首次观测到依赖z坐标的电子束微聚束，《物理评论快报》86（2001年）79。[77]M. V. Bashevoy等，自由电子撞击产生传播表面等离激元波，《纳米快报》6（2006年）1113–1115。[78]X. Lin等，快速电子激发的二维等离激元飞溅瞬态，《科学进展》3（2017年），e1601192。[79]N. Talebi、S. Meuret、S. Guo等，将变换光学与电子驱动光子源相结合，《自然·通讯》10（2019年）599。[80] Y. Yu等，光子拓扑晶体中的跃迁辐射：运动电荷对稳健边缘态的准共振激发，《物理评论快报》123（2019年）057402。[81] A. Yurtsever、M. Couillard和D. A. Muller，硅基纳米复合材料中导引契伦科夫辐射的形成，《物理评论快报》100（2008年）217402。[82] F. J. G. de Abajo，电子显微镜中的光学激发，《现代物理评论》82（2010年）209。[83]C. H. Chen和J. Silcox，利用薄石墨膜检测光学表面导模

高能电子散射，《物理评论快报》35（1975年），389。[84]J. Chen、H. Chen 和 X. Lin，石墨烯的光子与等离激元跃迁辐射，《光学杂志》23（2021）034001。[85]Y. Zhong 等，借助表面波偏振控制切换近场方向性。《激光与光子学评论》15（2021）2000388。[86]Y. Jiang 等，石墨烯-氮化硼异质结构中极化激元的群速度控制和栅极可调定向激发。《激光与光子学评论》12（2018年）1800049。[87] M. Kadic、G. W. Milton、M. van Hecke 和 M. Wegener，三维超材料，《自然综述：物理》1（2019年）198-210。[88]A. M. Urbas 等，光学超材料路线图，《光学杂志》18（2016）093005。[89] O. Quevedo Teruel 等，超表面路线图，《光学杂志》21（2019）073002。[90] K. S. Novoselov、L. Colombo、P. R. Gellert、M. G. Schwab 和 K. Kim，石墨烯路线图，《自然》490（2012年）192-200。[91] P. Goldsmith 和 J. V. Jelley，质子进入金属表面时产生的光学渡越辐射，《哲学杂志》4（1959）836-844。[92]G. M. Garibyan，两种介质情况下的唯象量子电动力学，《实验与理论物理学杂志》39（1960年）。[93] R. A. Ferrell，预测的金属薄膜等离子体振荡辐射，《物理评论》111（1958）1214-1222。[94]W. Steinmann，银薄膜中等离子体振荡辐射的实验验证，《物理评论快报》5（1960年）470-472。[95] R. W. Brown、P. Wessel 和 E. P. Trounson，银薄膜的等离激元再辐射，《物理评论快报》5（1960年）472-473。[96]V. P. Silin 和 E. P. Fetisov，对电子穿越金属薄膜所产生电磁辐射的解释，《物理评论快报》7（1961年）374-377。[97] E.A. Stern，金属薄膜的跃迁辐射，《物理评论快报》8（1962年）7-10。[98]E. N. Economou，薄膜中的表面等离激元，《物理评论》182（1969年）539-554。[99] X. Lin 等，石墨烯-氮化硼异质结构中高度压缩的等离激元和声子极化激元的全角度负折射，《美国国家科学院院刊》114（2017年）6717-6721。[100]X. Zhang 等，负折射率系统中的受限横电石墨烯等离激元，《npj二维材料与应用》4（2020）25。[101] M. Chen 等，扭曲 α-MoO3中的可配置声子极化激元，《自然·材料》19（2020）1307-1311（2020）。[102] N. Wu 等，具有多个表面晶格共振的可调高Q等离激元超表面，《电磁学研究进展》172（2021）23-32。[103]L. Liu 和 Z. Li，从波纹金属表面产生的仿表面等离激元到结构色散波导，《电磁学研究进展》173（2022年）93-127。[104]T. Low 等，层状二维材料中的极化激元，《自然·材料》16（2017年）182-194。[105]D. N. Basov、M. M. Fogler 和 G. de Abajo，范德华材料中的极化激元，《科学》354（2016）aag1992。[106] N. Yamamoto、K. Araya、A. Toda 和 H. Sugiyama，高能电子束诱导的表面、薄膜和粒子的光发射，《表面与界面分析》31（2001）79-86。[107] F. Tay 等，超越传统形成时间的反常自由电子辐射，

arXiv（2022年）2211.14377。[108]J. Chen 等，低速偏好的跃迁辐射，arXiv（2022年）2212.13066。[109]S. Xu 等，宽带表面波变换隐身斗篷，《美国国家科学院院刊》112（2015）7635-7638。[110] Yao, D. 等，基于表面等离激元的微型光子与微波集成电路。《电磁学研究进展》175，105-125（2022年）。[111] Z. Guo、C. Lu、X. Lin 和 X. Ni，光学双曲超材料，《材料前沿》9（2022）1115744。[112] Z. Chen 等，宽角度巨光子自旋霍尔效应，《物理评论 B》106（2022）075409。[113] X. Lin 和 B. Zhang，负折射率系统中的正常多普勒频移，《激光与光子学评论》13（2019年）1900081。[114]W. J. Padilla 和 R. D. Averitt，超材料成像，《自然综述：物理》4（2022年）85-100。[115] C. Wang 等，利用仿表面等离激元结构增强太赫兹光电导天线的指向性，《新物理学杂志》24.7（2022年）073046。[116] L. Zhang 等，扭曲绕数拓扑产生的声学非厄米皮肤效应，《自然·通讯》12.1（2021年）6297。[117] H. Chen 等，仅由S形谐振器构成的左手材料，《物理评论E》70（2004）057605。[118]Z. Fan 等，用于动态无线信道管理的稳态神经超表面，《科学进展》8（2022年）eabn7905。[119]H. Huang 等，基于透射超表面的毫米波宽带高效率圆形艾里轨道角动量多波束及轨道角动量模式复用，《电磁学研究进展》173（2022年）151-159。[120]Y. Jiang 等，石墨烯-六方氮化硼异质结构中圆形偶极子、惠更斯偶极子和雅努斯偶极子的定向极化激元激发，《电磁学研究进展》170（2021）169-176。[121] S. Dai 等，氮化硼原子级薄范德华晶体中的可调声子极化激元，《科学》343（2014）1125-1129。[122]A. J. Giles 等，同位素纯氮化硼中的超低损耗极化激元，《自然·材料》17（2018年）134-139。[123] H. Hu、X. Lin 和 Y. Luo，利用结构化环境实现自由电子辐射工程，《电磁学研究进展》171（2021）75-88。[124] C. Wang 等，折射率近零环境中的光的超散射，《电磁学研究进展》168（2020）15-23。[125]S. Huang 等，从反常到正常：二维黑磷带隙的温度依赖性，《物理评论快报》125（2020）156802。[126]S. Huang 等，层数依赖的压力对黑磷电子结构的影响，《物理评论快报》127（2021）186401。[127] Wang, F., Wang, C., Chaves,A. 等，单层黑磷中双曲激子极化激元的预测，《自然·通讯》12，5628（2021）。[128] X. Lin 等，二维碳化硅电子与光学行为的第一性原理研究，《材料化学杂志 C》1（2013）2131-2135。[129] J. Cao 等，光子晶体中的塔姆态和带隙拓扑数，《电磁学研究进展》173（2022年）141-149。

[130] Y. Akahane 等，高Q光子纳米腔中的二维光子晶体，《自然》425（2003）944-947。[131] J. D. Joannopoulos 等，《塑造光的传播》，普林斯顿大学出版社，新泽西州普林斯顿（2008）。[132]B. Xie 等，光子晶体中的高阶量子自旋霍尔效应，《自然·通讯》11（2020）3768。[133]X. D. Chen 等，二阶拓扑光子晶体薄板中角态的直接观测，《物理评论快报》122（2019）233902。[134]S. S. Sunku 等，莫尔石墨烯超晶格中的纳米光用光子晶体，《科学》362（2018）1153-1156。[135]K. Chen 等，具有强且可调光与物质相互作用的石墨烯光子晶体光纤。《自然·光子学》13（2019）754-759。[136]S. N. Galyamin、A. V. Tyukhtin、A. Kanareykin 和 P. Schoessow，电荷穿过左手介质界面产生的反向切伦科夫-跃迁辐射，《物理评论快报》103（2009）194802。[137] A. Yanai 和 U. Levy，零折射率超材料及其他周期介质中匀速运动线电荷产生的辐射，《光学快报》20（2012）18515-18524。[138]V. M. Sukharev、M. N. Strikhanov 和 A. A. Tishchenko，石墨烯中的跃迁辐射，《物理学杂志：会议系列》357（2012）012015。[139]G. de Abajo，F. J.，单个自由电子对受限石墨烯等离激元的多重激发，《ACS纳米》7（2013）11409-11419。[140] K. C. Zhang 等，太赫兹范围内束团束激发石墨烯等离激元产生的跃迁辐射，《光学快报》25（2017）20477-20485。[141]K. Akbari、S. Segui、Z. L. Mišković、J. L. Gervasoni 和 N. R. Arista，斜入射条件下高速带电粒子穿过石墨烯时的能量损失与跃迁辐射，《物理评论E》98（2018）195410。[142]K. Akbari、Z. L. Miskovic、S. Segui、J. L. Gervasoni 和 N. R. Arista，高速带电粒子穿过多层石墨烯时的能量损失与跃迁辐射，《ACS Photon.》4（2017）1980-1992。[143]A. E. Kaplan、C. T. Law 和 P. L. Shkolnikov，基于低能电子束穿过多层纳米结构的X射线窄线宽跃迁辐射源，《物理评论E》52（1995）6795。[144]B. Pardo 和 J. M. Andre，周期性分层结构中的跃迁辐射，《物理评论A》40（1989）1918。[145]B. Lastdrager、A. Tip 和 J. Verhoeven，层状结构中的切伦科夫辐射与跃迁辐射理论，《物理评论E》61（2000）5767。[146]B. Pardo 和 J. M. André，多层结构中共振跃迁辐射的经典理论，《物理评论E》63（2000）016613。[147]K. Yamada、T. Hosokawa 和 H. Takenaka，具有亚微米周期的多层靶产生的单模共振跃迁辐射软X射线观测，《物理评论A》59（1999）3673。[148]K. F. Casey 和 C. Yeh，周期分层等离子体中的跃迁辐射，《物理评论A》2（1970）810。[149]C. Luo、M. Ibanescu、S. G. Johnson 和 J. D. Joannopoulos，光子

晶体中的切伦科夫辐射，《科学》299（2003）368-371。[150]X. Lin 等，利用共振跃迁辐射控制切伦科夫角，《自然物理》14（2018）816。[151]W. Galbraith 和 J. V. Jelley，与宇宙射线相关的夜空光脉冲，《自然》171，349-350（1953）。[152] T. Ypsilantis 和 J. Seguinot，环形成像切伦科夫计数器理论，Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A343（1994）30-51。[153] E. Nappi，气凝胶及其在RICH探测器中的应用，Nuclear Physics B（Proc. Suppl.）6（1998）270-276。[154]A. Abashian 等，Belle探测器，Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 478（2002）117-232。[155] M. Adinolfi 等，LHC中LHCb RICH的性能，Eur. Phys. J. C. 73（2013），2431。[156] O. Chamberlain、E. Segrè、C. Wiegand 和 T. Ypsilantis，反质子的观测，《物理评论》100（1955）947-950。[157] J. J. Aubert 等，重粒子J的实验观测，《物理评论快报》33（1974）1404-1406。[158] J. E. Augustin 等，在e^+e^- 湮灭中发现窄共振，《物理评论快报》33（1974）1406。[159]IceCube合作组，IceCube探测器中高能系外中微子的证据，《科学》342（2013）1242856。[160] G. M. Garibyan，对跃迁辐射理论的贡献，JETP（USSR）33（1957）1403。[161] G. M. Garibyan，跃迁辐射对粒子能量损失的影响，JETP（USSR）37（1959）527-533。[162]D. Haidt，弱中性流的发现，CERN Courier，44（2004）8，21。[163]J. Heilprin，在物理学家审查欧洲核子研究中心大型强子对撞机数据后确认希格斯玻色子发现，Huffington Post 14（2013）03-13。[164] U. Happek、A. J. Sievers 和 E. B. Blum，相干渡越辐射的观测，《物理评论快报》67（1991）2962。[165]L. C. L. Yuan、C. L. Wang、H. Uto 和 S. Prünster，超相对论粒子引起的跃迁辐射中的形成区效应，《物理评论快报》25（1970）1513。[166]M. L. Ter Mikaelian，凝聚介质中的高能电磁过程，Wiley，1972。[167]L. D. Landau 和 I. Pomeranchuk，高能条件下电子韧致辐射理论及成对产生理论的适用范围，《苏联科学院通报》92（1953）535。[168]L. D. Landau 和 I. Pomeranchuk，极高能量下的电子级联过程，《苏联科学院通报》92（1953）735-738。[169]V. L. Ginzburg 和 V. N. Tsytovich，跃迁散射，《苏联物理学：实验与理论物理学杂志》38（1974）909。[170]B. Dolgoshein，跃迁辐射探测器，Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 326（1993）434-469。[171]L. Wartski、S. Roland、J. Lasalle、M. Bolore 和 G. Filippi，光学渡越辐射中的干涉现象及其在粒子束诊断和多重散射测量中的应用，Journal of Applied Physics 46（1975）3644-3653。[172]X. Zhang 等，石墨烯实现高效率无阈值切伦科夫辐射产生

太赫兹波段的双曲光栅，Carbon 183 (2021) 225-231.[173]S. Gong, et al., 石墨烯-介质堆叠结构中由空间色散产生的方向可控逆跃迁辐射，Photon. Res. 7(2019) 1154-1160.[174]G. Dobrik, et al., 面向可见光频率石墨烯等离激元的大面积石墨烯褶皱纳米工程，Nat. Nanotechnol. 17 (2022) 61-66.[175] L. Cui, J.Wang, & M. Sun, 面向光电子学的石墨烯等离激元，Reviews in Physics 6 (2021) 100054.[176]R. H. Ritchie. 薄膜中快电子引发的等离子体损耗，Phys. Rev. 106 (1957) 874.[177]C. Qian, et al., 增益超表面突破基本散射极限，Nat. Commun. 13 (2022) 4383.[178] D. Ye, K. Chang, L. Ran, & H. Xin, 具有负折射率的微波增益介质，Nat. Commun. 5 (2014) 5841.[179]W. Xu, W. J. Padilla, and S. Sonkusale, 通过嵌入基于有源晶体管的负微分电阻电路补偿超材料中的损耗，Opt. Express 20 (2012) 22406-22411.[180]T. Jiang, K. Chang, L. M. Si, L. Ran, & H. Xin, 具有增益的有源微波负折射率超材料传输线，Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 205503.[181] I. de Leon, & P. Berini, 偶极增益介质对长程表面等离激元的放大，Nat. Photon. 4 (2010) 382-387.[182]M. Gather, et al., 嵌入荧光聚合物的等离激元波导中的净光学增益，Nat. Photon. 4 (2010) 457-461.[183]Y. Yang, et al., 辐射型反宇称-时间对称等离激元学，Nat. Commun. 13 (2022) 7678.[184]X. Lin, et al., 石墨烯等离激元的损耗诱导放大，Optics Letters 41 (2016) 681-684.[185] Ş. K. Özdemir, et al., 光子学中的宇称-时间对称性与例外点，Nat. Mater. 18 (2019) 783-798.[186] Wu, Y. et al. 单自旋系统中宇称-时间对称性破缺的观测，Science 364 (2019) 878-880.[187] Cao, W. et al. 完全集成的宇称-时间对称电子学，Nat. Nanotech. 17 (2022) 262-268.[188]S. Dai, et al. 石墨烯/六方氮化硼构成的可调谐双曲超材料，Nat. Nanotech. 10 (2015) 682-686.[189]S. Dai, et al. 天然双曲材料中极化激元射线的亚衍射聚焦与导引，Nat. Commun. 6 (2015) 6963.[190] C. Qian, et al. 亚波长双曲结构产生的多频超散射，ACS Photon. 5 (2018) 1506-1511.[191]J. Jiang, X. Lin, & B. Zhang, 二维材料中高度压缩的双曲极化激元实现宽带负折射，Research (2018) 2532819.[192] N. C. Passler, et al., 低对称性晶体中的双曲剪切极化激元，Nature 602 (2022) 595-600.[193]A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, & Y. Kivshar, 双曲超材料，Nat. Photon. 7 (2013) 948-957.[194]A. Nemilentsau, T. Low, & G. Hanson, 用于可调谐双曲等离激元学的各向异性二维材料，Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 066804.[195]E. E. Narimanov, & A. V. Kildishev, 天然双曲，Nat. Photon. 9 (2015) 214-216.

[196]V. M. García Chocano, J. Christensen, & J. Sánchez-Dehesa, 双曲材料通过负折射和能量汇聚：声学中的实验演示，Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 144301.[197]T. Galfsky, J. Gua, E. E. Narimanov, and V. Menon. 用于控制光与物质相互作用的光子超晶体，Proc. Natl. Acad. Sci. 114 (2017) 5125-5129.[198]L. Shen, et al., 倾斜双曲超材料增强芯片上单光子提取，Appl. Phys. Rev. 7 (2020) 021403.[199] J. Yang, et al., 声子极化激元晶体中的近场激发类阿基米德镶嵌图案，ACS Nano 15 (2021) 9134-9142.[200] F. J. Alfaro-Mozaz, et al., 范德华极化激元晶体的高光谱纳米成像，Nano Lett. 21 (2021) 7109-7115.[201]X. Shi, et al., 超光速逆多普勒效应，Nat. Phys. 14 (2018) 1001-1005.[202]Li, Y. et al., 石墨烯等离激元的非线性协同产生，实现光电子逻辑运算，Nat. Commun. 13 (2022) 3138.[203]X. Lin, et al., 非磁性二维材料实现的横电波布儒斯特效应，Phys. Rev.A 94 (2016) 023836.[204]X. Lin, et al., 调控二维等离激元的能量分布与损耗，New Journal of Physics 18 (2016) 105007.[205]J. Zhang, et al., 石墨烯发展路线图：从基础研究到广泛应用，Adv. Funct. Mater. 32 (2022) 2270232.[206] X. Guo, et al., 范德华异质结构中的极化激元，Adv. Mater. (2022) 2201856.[207]Q. Zhang, et al. 范德华极化激元界面纳米光学，Nature 597 (2021) 187-195.[208]X. R. Wang, et al., 由金属网和石墨烯复合而成的光学透明微波屏蔽复合薄膜，Progress in Electromagnetics Research 170 (2021) 187-197.[209]A. Gottscholl, et al., 六方氮化硼中的自旋缺陷：有望用于温度、压力和磁场量子传感器，Nat. Commun. 12 (2021) 4480.[210]P. Huang, et al., 中红外照明下中性石墨烯-六方氮化硼范德华异质结构中的超长载流子寿命，Nat. Commun. 11 (2020) 863.[211] M. Y. Musa, et al., 六方氮化硼中的受限横电声子极化激元，2D Materials 5 (2018) 015018.[212]A. Bylinkin, et al., 实空间观测传播声子极化激元与有机分子之间的振动强耦合，Nat. Photon. 15 (2021) 197-202.[213]A. J. Giles, et al., 六方氮化硼中双曲声子极化激元异常内反射的成像，Nano Letters 16 (2016) 3858-3865.[214] N. Li, et al., 直接观测悬空单层六方氮化硼中高度受限的声子极化激元，Nat. Mater. 20 (2021) 43-48.[215] S. Dai, et al., 六方氮化硼单层中的声子极化激元，Adv. Mater. 31 (2019) 1806603.[216] I. H. Lee, et al., 氮化硼中的像极化激元：实现低损耗极端极化激元限制，Nat. Commun. 11 (2020) 3649.[217] S. Dai, et al., 氮化硼原子级薄范德华晶体中的可调谐声子极化激元。Science 343 (2014) 1125-1129.[218]X. Lin et al., 具有取向的多层二维碳化硅的电子结构

失配，《材料化学杂志 C》3 (2015) 9057-9062。[219]M. Papaj, & C. Lewandowski，莫尔材料中由能带杂化驱动的等离激元非互易性，《物理评论快报》125 (2020) 066801。[220] L. Zhang 等，具有莫尔诱导非线性的范德华异质结构极化激元，《自然》591 (2021) 61-65。[221] X. Zhang 等，源于手性界面的新兴手性光学，《物理评论 B》103 (2021) 195405。[222]X. Lin 等，具有扭转原子双层的手性等离激元，《物理评论快报》125 (2020) 077401。[223]Sheng, L. 等，源于手性界面的奇异光子自旋霍尔效应，《激光与光子学评论》16 (2022) 2200534。[224]J. Chen 等，扭曲光子结构展望，《应用物理快报》119 (2021) 240501。[225]L. Brey, T. Stauber, T. Slipchenko, & L. Martín Moreno，扭转双层石墨烯中的等离激元狄拉克锥，《物理评论快报》125 (2020) 256804。[226]E. Y. Andrei 等，莫尔材料的奇妙特性，《自然综述：材料》6 (2021) 201-206。[227]N. C. H. Hesp 等，扭转双层石墨烯中带间集体激发的观测，《自然物理》17 (2021) 1162-1168。[228]C. Qian 等，超散射的实验观测，《物理评论快报》122, 063901 (2019)。[229]T. Han, K. Wen, Z. Xie, & X. Yue，基于偏振转换的超薄宽带减反射超表面，《电磁学研究进展》173 (2022) 1-8。[230] A. Arbabi 等，平面超表面回射器，《自然·光子学》11 (2017) 415-420。[231]N. Yu 等，具有相位不连续性的光传播：广义反射定律和折射定律，《科学》334 (2011) 333-337。[232] S. Sun 等，梯度折射率超表面：连接传播波与表面波的桥梁，《自然·材料》11 (2012) 426-431。[222]N. Yu, & F. Capasso，利用定制超表面的平面光学，《自然·材料》13 (2014) 139-150。[234]C. Qian 等，通过衍射神经网络执行光学逻辑运算，《光：科学与应用》9 (2020) 59。[235]Y. Zhong 等，利用按需磁表面电导率进行光学界面工程，《物理评论 B》106 (2022) 035304。[236] X. Zhang 等，关于超表面边界的展望，arXiv (2022) 2211.00903。[237]X. Li 等，基于忆阻器的树突神经元，用于高效空间—时间信息处理，《先进材料》 (2022) 2203684。[238] E. K. W. Tan 等，通过空间、时间和化学控制元件调制嵌入式纳米粒子的密度，《先进材料》31 (2019) 1901802。[239]B. Liao 等，黑磷中各向异性光载流子动力学的时空成像，《纳米快报》17 (2017), 3675-3680。[240]Z. Yu, & S. Fan，通过间接带间光子跃迁实现完全光隔离，《自然·光子学》3 (2009) 91-94。[241]D. Oue, K. Ding, & J. B. Pendry，超光速光栅在真空中的切伦科夫辐射，《物理评论研究》4 (2022) 013064。[242]P. A. Huidobro, E. Galiffi, S. Guenneau, R. V. Craster, & J. B. Pendry，菲涅耳拖曳在

时空调制超材料，《美国国家科学院院刊》116（2019年）24943-24948。[243]A. Dikopoltsev 等，《光子时间晶体中的自由电子发光》，《美国国家科学院院刊》119（2022年）e2119705119。

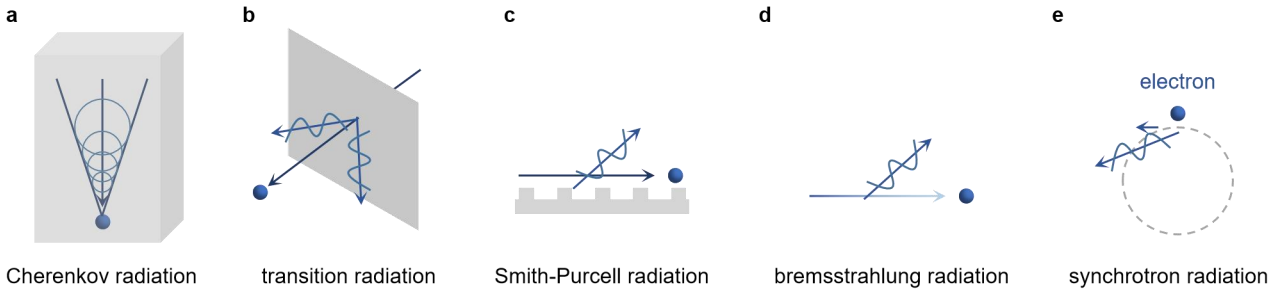


图 1 不同类型自由电子辐射的示意图。a, 切伦科夫辐射。**b,** 跃迁辐射。**c,** 史密斯-珀塞尔辐射。**d,** 韧致辐射。**e,** 同步辐射。

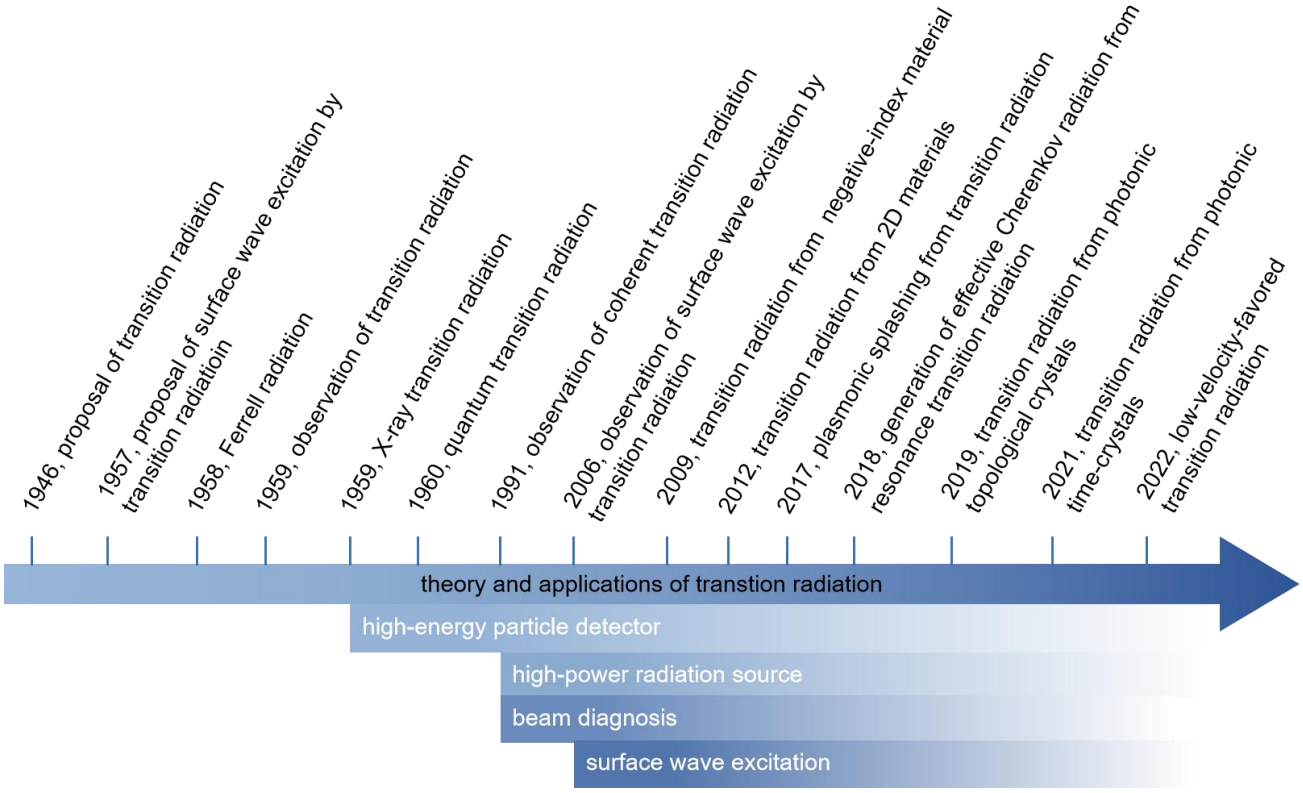


图 2 跃迁辐射简史及其典型应用。

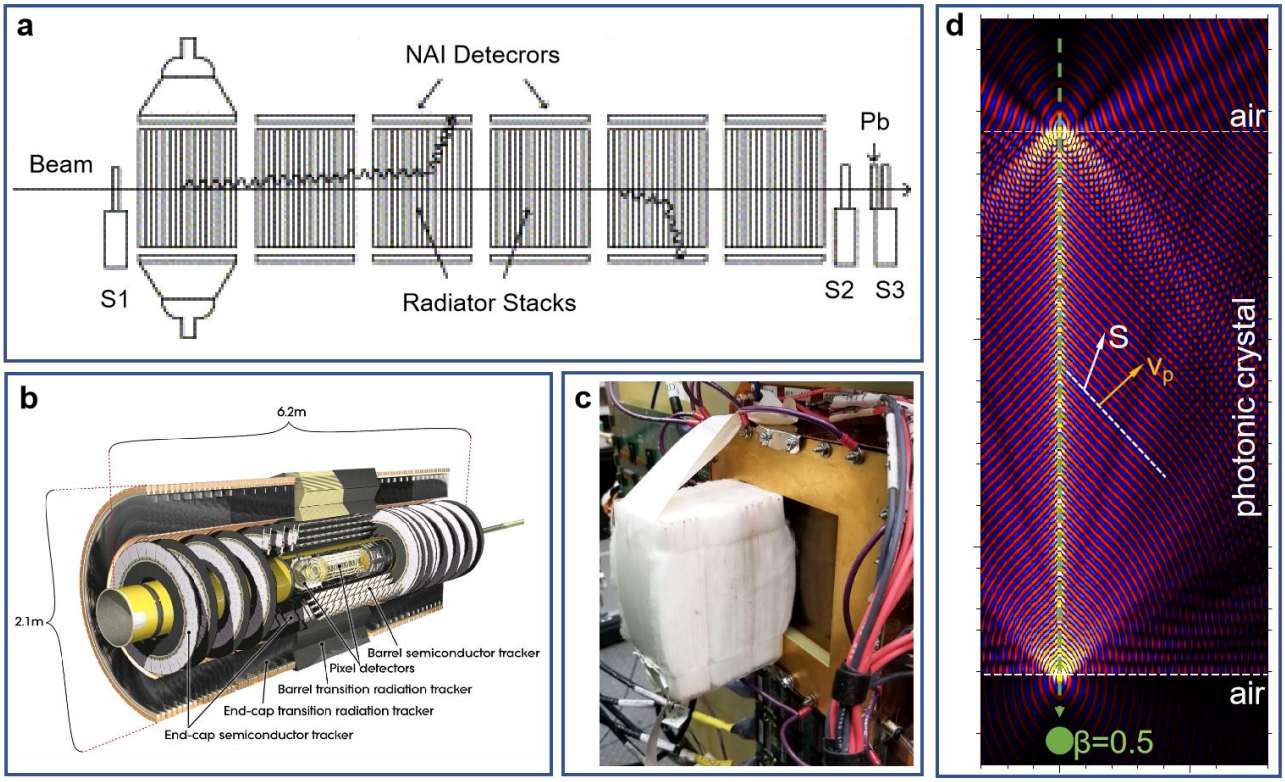


图 3 基于跃迁辐射的高能粒子探测器。a，一种无机

欧洲核子研究中心超级质子同步加速器（SPS）上的闪烁体跃迁辐射探测器 [60]。**b**，ATLAS 内桶探测器的剖视图 [61]。**d**，基于气体电子倍增器（GEM）技术的跃迁辐射探测器 [64]，，可提升探测器识别多个粒子的性能。**d**，利用共振跃迁辐射设计的切伦科夫探测器 [150]。

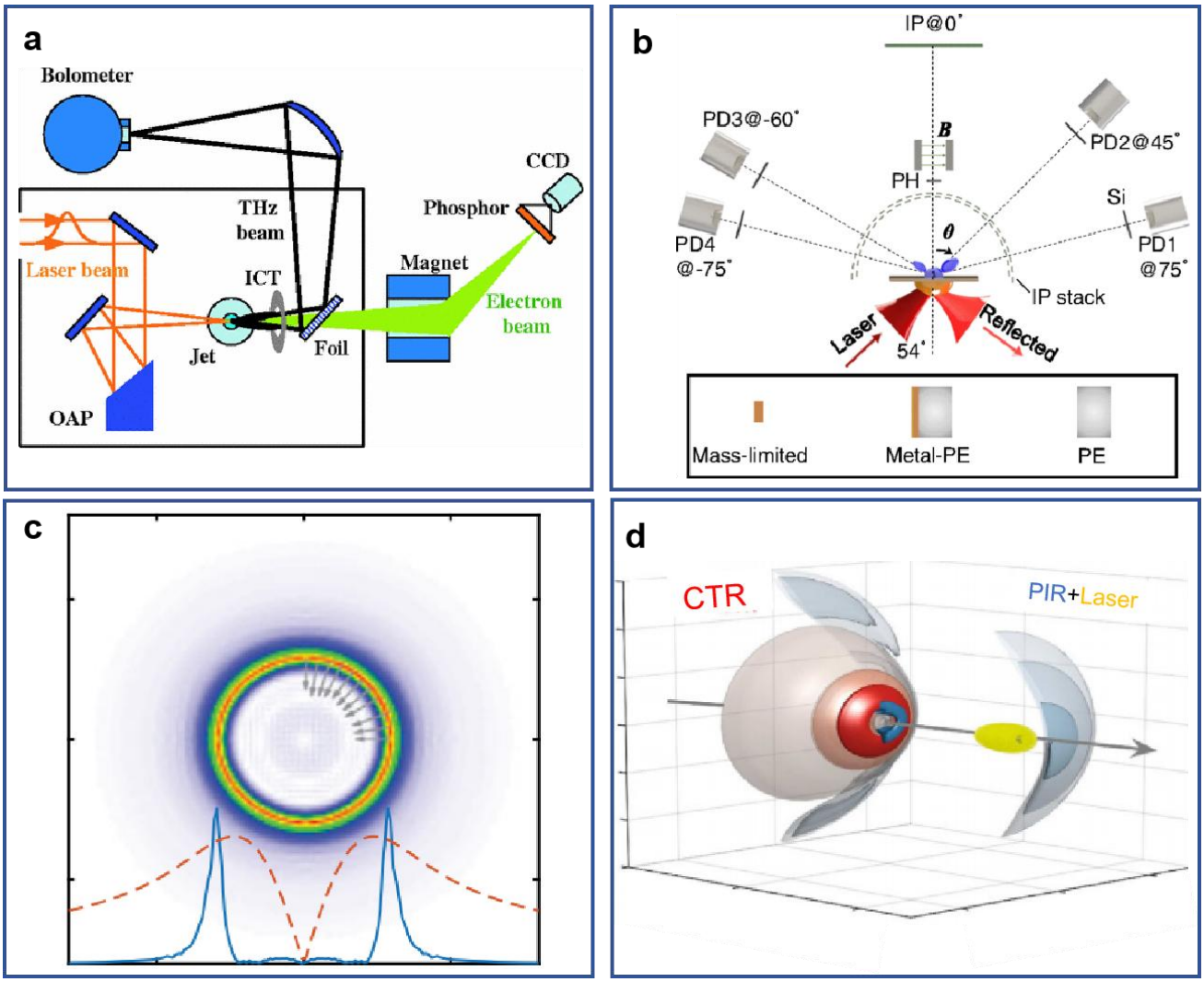


图 4 利用相干渡越辐射（CTR）的高功率辐射源。a，激光等离子体加速电子束团产生的高功率太赫兹发射 [66]。**b**，当激光产生的电子束穿过后部介质-真空界面时，展示了能量为亚毫焦耳/脉冲 [67], 的太赫兹辐射。**c**，尾场加速电子产生的相干跃迁辐射可达到 ~100 吉伏/米 [68] 的场强。**d**，紫外跃迁辐射产生的太瓦级阿秒脉冲 [69]。

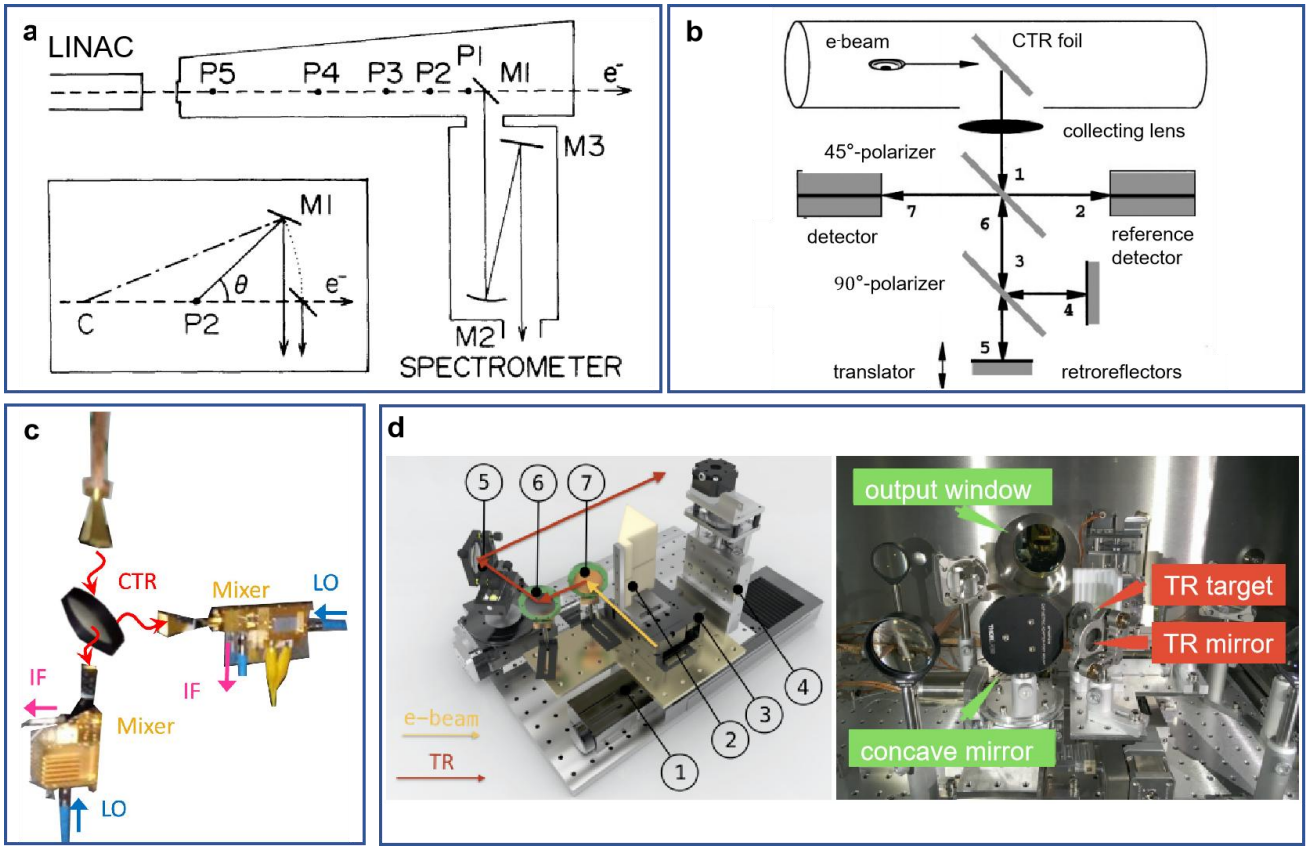


图 5 基于跃迁辐射的束流诊断技术 **技术。a**，实验示意 1

用于观测毫米波和亚毫米波波长下的相干渡越辐射的装置 [72]。**b**，皮秒电子束的束团长度测量 [73]。**c**，通过相干渡越辐射在欧洲核子研究中心的 AWAKE（高级尾场实验）中实现的波导集成外差诊断 [74]。**d**，基于 CLARA（紧凑型研究与应用直线加速器）中相干渡越辐射的纵向束流剖面监测器 [75]。

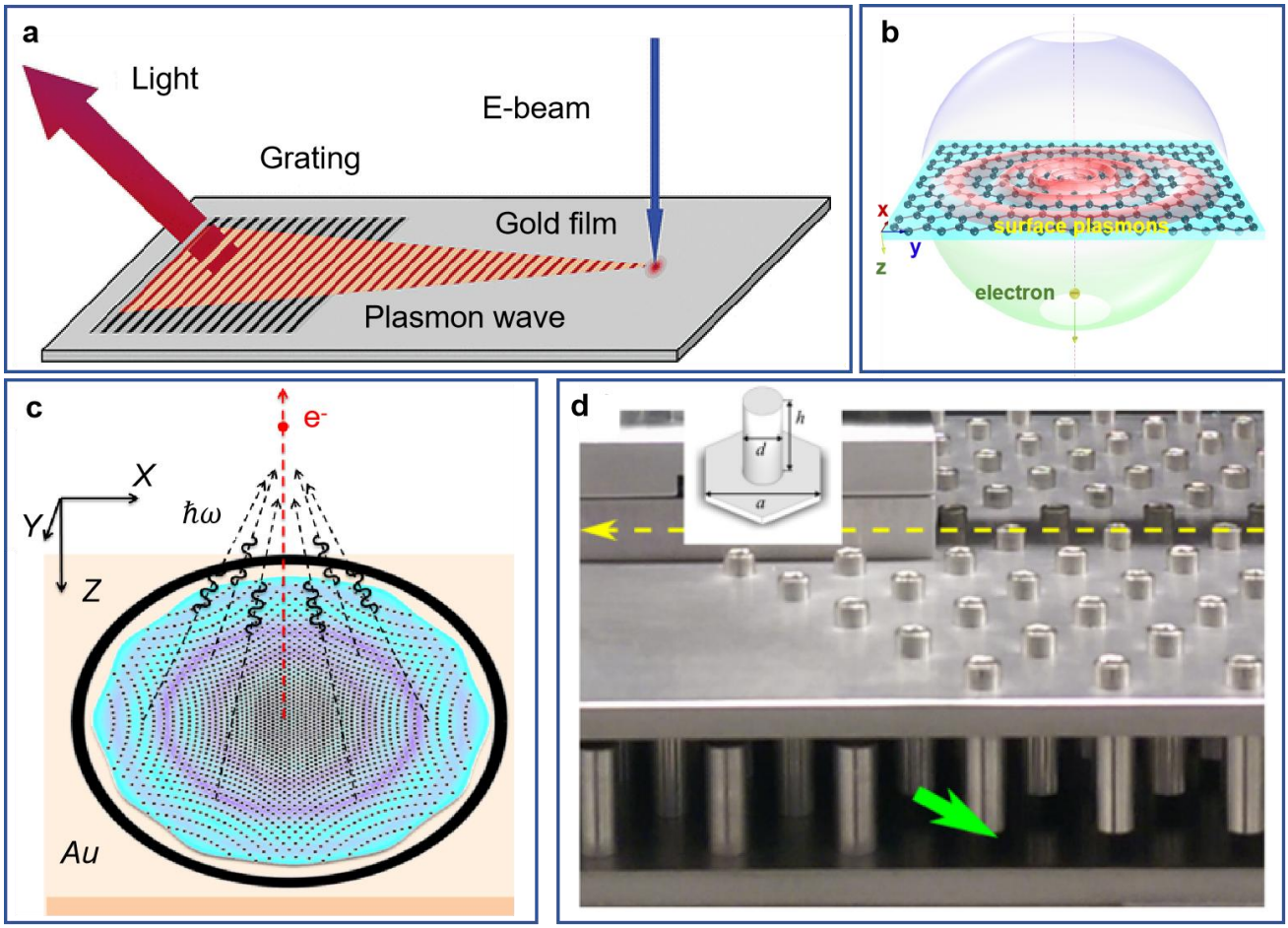


图 6 表面波的激发 **由跃迁辐射激发表面波。a**，自由电子束被注入一个金表面，用于产生高度局域化的表面等离激元源 [77]，，这些表面等离激元在与光栅相互作用后将进一步散射到自由空间中。**b**，来自跃迁辐射的等离激元飞溅 [78]。**c**，来自双曲表面波相干散射的飞秒光子束团 [79]，，这些双曲表面波由跃迁辐射激发。**d**，当电子束穿过两个不同光子晶体之间的界面时生成边缘波 [80]。

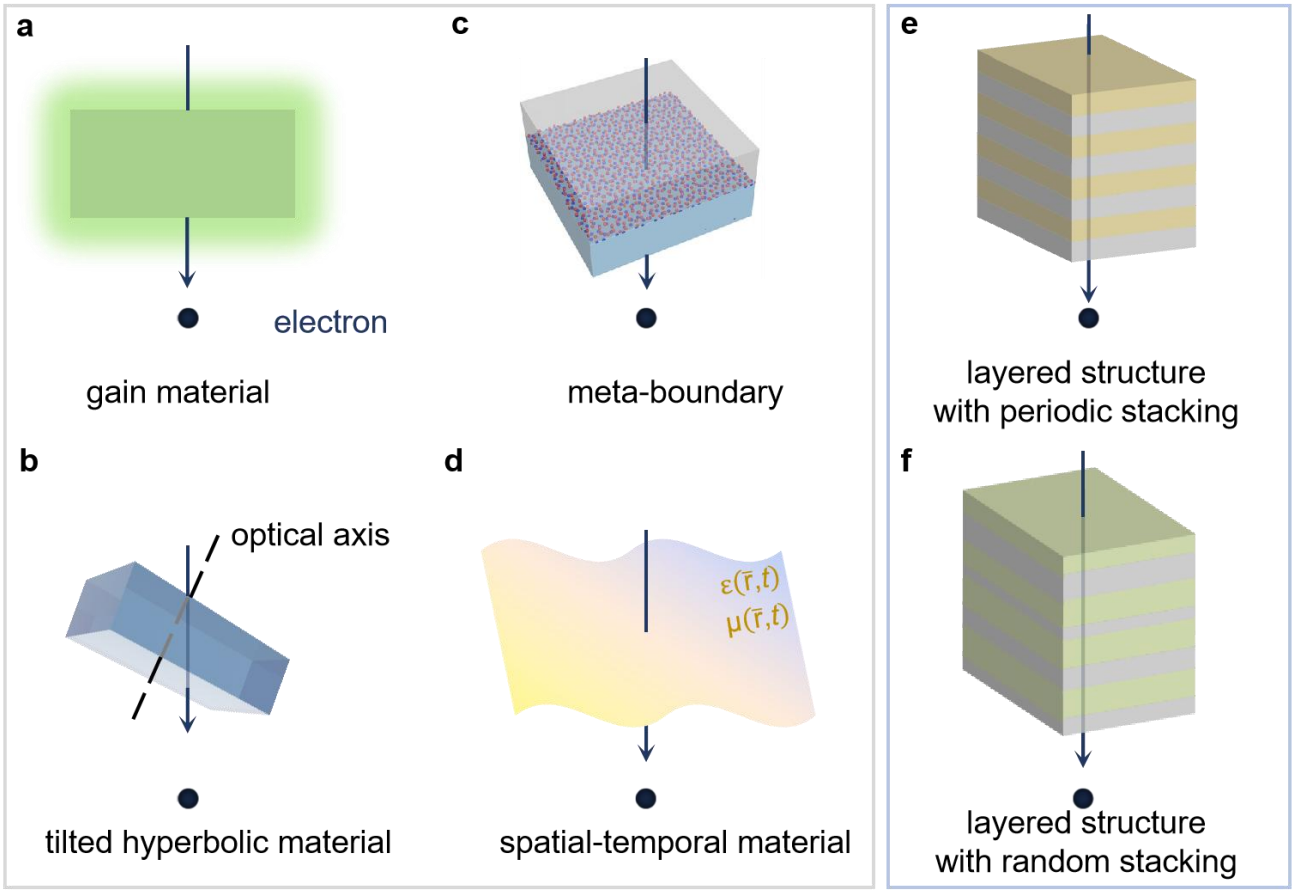


图7 通过人工工程材料或

纳米结构。**a**，增益材料。**b**，倾斜双曲材料。**c**，超构边界，例如扭转双层石墨烯。**d**，时空材料。**e**，具有周期性堆叠的层状结构。**F**，具有非周期性（或随机）堆叠的层状结构。