

文章编号: 2095-4980(2023)02-0125-14

利用里德堡原子探测微波和太赫兹波的研究

王俊楠^{b,c}, 陈佳萌^{a,c}, 何琪慧^{a,c}, 杨磊^{b,c}, 侯磊^{*a,b,c}, 施卫^{*a,c}

(西安理工大学 a.应用物理系; b.电气工程学院; c.陕西省超快光电技术与太赫兹科学重点实验室, 陕西 西安 710048)

摘 要: 里德堡(Rydberg)原子具有极大的极化率和电偶极矩, 并对外电场十分敏感, 因此可利用 Rydberg 原子的量子干涉效应实现微波和太赫兹场的高精确度、自校准测量, 基于 Rydberg 原子对太赫兹波频率上转换效应可实现太赫兹波段的实时成像。本文回顾了利用 Rydberg 原子的电磁诱导透明效应和 Autler-Townes 分裂现象实现对微波和太赫兹场的高精确度探测的研究进展, 以及 Rydberg 原子在快速太赫兹成像方面的研究。

关键词: Rydberg 原子; 电磁诱导透明; 太赫兹波; 微波; 太赫兹成像

中图分类号: TN814

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA2022207

Detection of microwave and terahertz waves based on Rydberg atom

WANG Junnan^{b,c}, CHEN Jiameng^{a,c}, HE Qihui^{a,c}, YANG Lei^{b,c}, HOU Lei^{*a,b,c}, SHI Wei^{*a,c}

(a.Department of Physics; b.School of Electrical Engineering; c.Key Laboratory of Ultrafast Photoelectric Technology and Terahertz Science in Shaanxi, Xi'an University of Technology, Xi'an Shaanxi 710048, China)

Abstract: Rydberg atoms can be used for high-precision, self-calibrating measurements of microwave and terahertz fields due to their large polarizability and electric dipole moments and high sensitivity to external electric fields. In this paper, the research progress of using the Electromagnetically Induced Transparency(EIT) effect and the Autler-Townes(AT) splitting of Rydberg atoms to achieve high-precision detection of microwave and terahertz fields, is reviewed, as well as the research of Rydberg atoms in fast terahertz imaging.

Keywords: Rydberg atom; Electromagnetically Induced Transparency(EIT); THz wave; microwave; THz imaging

具有一个或多个电子激发到主量子数 $n > 10$ 的高激发态原子被称为里德堡(Rydberg)原子, 此时原子所处的量子态为 Rydberg 态。当原子处于 Rydberg 态时, 最外层高激发的电子与原子实(由原子核和未被激发的电子组成)距离较远, 因此 Rydberg 原子具有独特的性质。Rydberg 原子性质与主量子数 n 具有如下关系^[1]: Rydberg 原子的轨道半径正比于 n^2 , 寿命正比于 n^3 , 因此由 Rydberg 原子组成的量子体系具有较长的相干时间。同时, Rydberg 原子具有很大的极化率, 正比于 n^7 , 因此对外场的响应十分敏感, 且 Rydberg 原子能级的间隔正比于 n^{-3} 。微波(Microwave, MW)和太赫兹(Terahertz, THz)波覆盖了绝大部分 Rydberg 原子的跃迁频率, 因此可利用 Rydberg 原子实现 MW 和 THz 波的探测与测量。同时, Rydberg 原子也已被广泛研究并用于基础研究^[2]、光学处理^[3-4]、量子信息处理^[5-6]、量子模拟^[7]等科学技术中。

在利用 Rydberg 原子探测和测量 THz 场或 MW 场时, Rydberg 原子与 THz 场或 MW 场较强的耦合会导致 Rydberg 原子的电磁诱导透明(EIT)光谱产生 AT 分裂, 且分裂峰的间距与施加电磁场的场强成线性关系, 因此可实现 THz 波和 MW 电场的探测与测量。

传统的 MW 电场测量方式多采用偶极子天线, 但这种探测方式需要经常校准探头, 金属探头会受到待测电场的影响, 导致测量误差较高, 适用于 5~10 mV/m 的电场测量^[8]。2008 年, MOHAPATRA A K 首次提出利用 Rydberg 原子的 EIT 效应进行微波电场的测量^[9]。2012 年, 奥克拉荷马大学的 SEDLACEK J A 团队首次在实验中利用铷 Rydberg 原子的 EIT-AT 效应实现了对 14 GHz 的微波电场的测量^[10]。图 1(a)为铯原子四能级结构能级图,

收稿日期: 2022-10-15; 修回日期: 2022-12-28

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(62075179; 61575161); 陕西省教育厅基金重点项目(22JS026; 22JS027)

*通信作者: 侯磊 email:houlxaut@126.com; 施卫 email:swshi@mail.xaut.edu.cn

图 1(b) 为实验装置示意图。处于蒸气室中的铯原子在 780 nm 的探测光和 480 nm 的耦合光作用下，跃迁至 $53D_{5/2}$ 态，探测光和耦合光同轴对向传输。没有外加 MW 电场时，观察到典型的 EIT 透射峰，在 14 GHz MW 电场作用下，处于 $53D_{5/2}$ 的铯原子会耦合 MW 电场从而被激发至 $54P_{3/2}$ 态，同时观察到 EIT-AT 分裂现象，如图 1(a) 中插图所示。

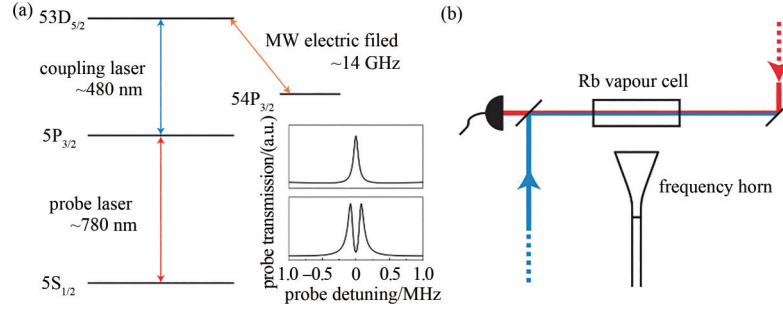


Fig.1 Level diagram and experimental set-up^[10]. (a) Schematic diagram of the four-energy level transition of cesium atoms. The top part of the inset shows an example EIT feature associated the three-level system without a MW electric field. The bottom part of the inset shows an example of the bright resonance that is produced within the EIT window when a MW electric field is present; (b) the experimental set-up used for the experiments

图 1 (a) 铯原子四能级跃迁示意图; (b) 实验装置示意图^[10]

实验和理论研究表明，当不同电场强度的 MW 与铯原子进行耦合时，产生的 EIT-AT 分裂峰间隔 Δf 与拉比振荡频率成线性关系，如图 2 所示，这种线性关系表达式为：

$$\Delta f = \Omega_{MW} / 2\pi \quad (1)$$

式中 Ω_{MW} 为 MW 电场的拉比振荡频率。

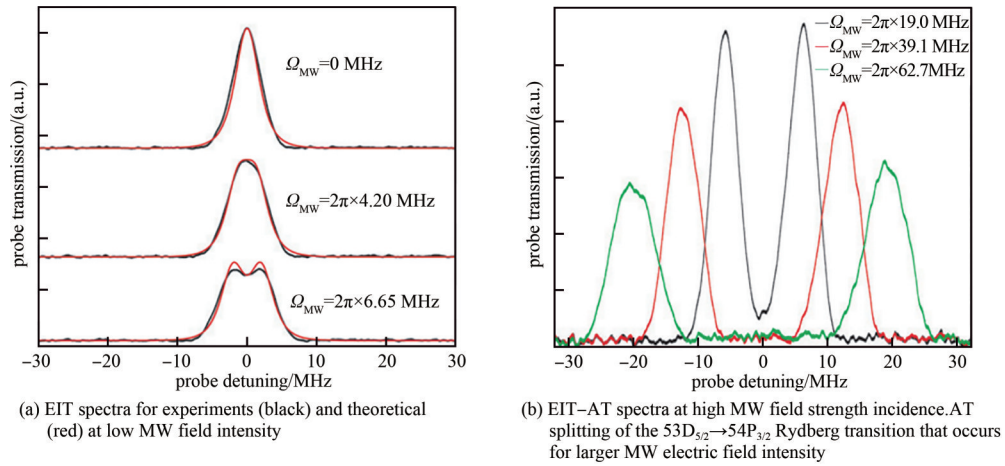


Fig.2 Four-energy EIT and AT splitting^[10]

图 2 四能级 EIT 和 AT 分裂^[10]

考虑由探测光失谐引入的多普勒修正因子后， Δf 与 Ω_{MW} 的关系满足：

$$\Delta f = \frac{\lambda_c}{\lambda_p} \Omega_{MW} / 2\pi \quad (2)$$

式中 λ_c 和 λ_p 分别为耦合激光和探测激光的波长。

此时，所施加的 MW 电场强度与 EIT-AT 分裂间隔 Δf 关系为：

$$|E| = \frac{\hbar}{\mu} \Omega_{MW} = 2\pi \frac{\hbar}{\mu} \times \frac{\lambda_p}{\lambda_c} \Delta f \quad (3)$$

式中： $\hbar$ 为约化普朗克常数； μ 为 Rydberg 跃迁偶极矩。由式(3)可得 MW 电场强度，其中， Ω_{MW} 可以通过波长计或频谱仪精确测量，参数 $\hbar$ 和 μ 为 2 个常数，目前已得到精确度极高的数值^[11-12]。因此利用 Rydberg 原子的 EIT-AT 效应可以实现高精度的 MW 电场测量，如图 3 所示。所能探测最弱电场强度为 $(8.33 \pm 0.37) \mu\text{V}/\text{cm}$ ，测量灵敏度可达 $30 \mu\text{V} \cdot \text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$ 。

2014年, HOLLOWAY C L等^[8]系统阐述了基于 Rydberg 原子的 MW 测量具有大宽带(1~500 GHz)和自校准的优势, 利用铷原子进行了 15.59 GHz, 17.04 GHz, 18.65 GHz, 68.64 GHz 和 104.77 GHz 频率范围的 MW 测量实验, 实验结果与理论计算结果十分吻合。2016年, 美国的 SIMONS M T等^[13]研究了铷原子 EIT 系统对强 MW 场的响应, 实现了 230 V/m 的 MW 电场测量。2019年, GORDON J A 小组^[14]将 2 个射频电场作用于铯蒸气室, 使用外差检测实现了对弱电场的测量, 频率分辨率优于 1 Hz。

2020年山西大学的贾锁堂带领的激光光谱团队在基于量子体系的 MW 场精密测量方面取得了突破性进展, 在国际上创新地提出利用 Rydberg 原子超外差系统探测和测量 MW 的频率、场强和相位, 并将灵敏度提升至 $55 \text{ nV} \cdot \text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$ ^[15], 最小探测场强可达 $780 \text{ pV}/\text{cm}$ 。此实验与传统的基于 Rydberg 原子的 EIT-AT 效应进行 MW 场的测量不同之处在于, 利用红外激光将铷原子激发至 Rydberg 态后, 同时施加一个本振 MW 场 Ω_L 和一个信号 MW 场 $\Omega_s e^{-i(2\pi\delta_s t + \varphi_s)}$, 且 $\Omega_s \ll \Omega_L$, 如图 4(a)所示。在 MW 场缀饰的 Rydberg 暗态中, 可以通过调节 Ω_L 改变 EIT-AT 光谱, 使共振透射点 $\bar{P}_0$ 处于分裂峰中最大斜率 $|\kappa|$ 处, 达到最佳工作点, 如图 4(b)所示。实验原理如图 4(c)所示, 实验中可以将 Rydberg 原子视为一个自由空间的混频器, 本振 MW 场和信号 MW 场入射蒸气室后发生混频。混频效率与本振 MW 场大小有关, 从蒸气室出射的中频信号可以通过探测光的透射光谱读出, 从而实现信号 MW 场的频率和相位的测量。

通过实验和理论模拟探究本振 MW 场强度与原子超外差系统测量输出的关系, 如图 5 所示。由图 5(a)知, 当本振 MW 电场强度为 $0.003 \text{ V}/\text{cm}$ 时, 输出信号幅值 $|P(\delta_s)|$ 达到最大。图 5(b)为 EIT-AT 分裂光谱, 实验(红色)与理论光谱(蓝色和黄色双峰)吻合很好, 而且共振点 2 个拟合子峰都达到最大斜率, 说明此时处于最佳工作点。

获得铯蒸气室不同位置的校准电场强度 E_{cal} 后, 使用原子超外差测量系统测量绝对电场强度 E_s , 如图 6(a)所示, 在 1 Hz 的分辨率带宽下, 原子超外差测量系统的测量灵敏度可达 $55 \text{ nV} \cdot \text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$ 。当较强的电场作用时, 原子外差测量系统与校准电场的平均值的相对误差约为 0.5% , 电场减小后, 相对误差逐渐增大。当校准电场强度恒为 $E_{\text{cal}} = 55 \mu\text{V}/\text{m}$ 时, 在 $1 \sim 5000 \text{ s}$ 的测量时间内, 绝对电场强度(黑色方块)仅出现相对于自身平均值不到 1% 的起伏, 同时系统可测量的最小电场强度的实验值(蓝色圆点)与理论值(蓝色虚线)吻合很好, 如图 6(b)所示, 说明此系统具有良好的稳定性。由图 6(c)可知, 当测量时间为 5000 s 时, 最小探测场强可达 $780 \text{ pV}/\text{cm}$ 。

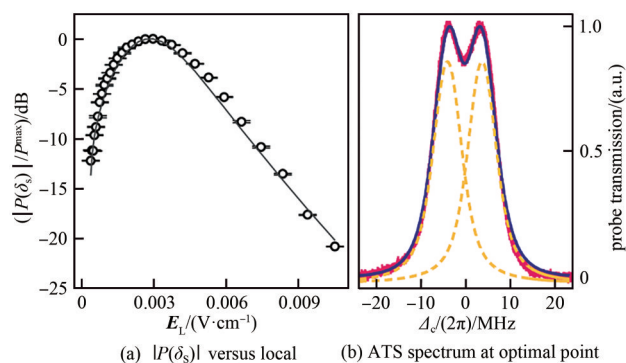


Fig.5 Demonstration of the optimal point and proof of principle of linear detection^[15]

图5 最优点和线性检测的原理证明演示^[15]

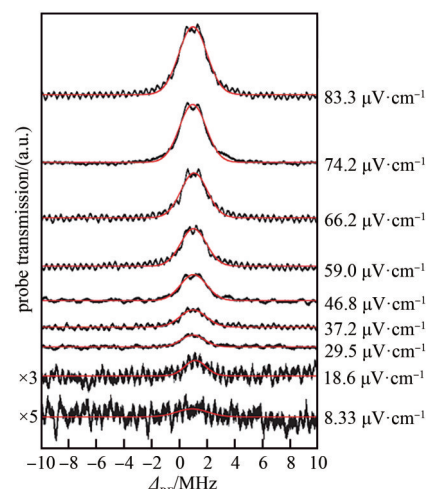


Fig.3 Four-level EIT transmission signal as a function of MW electric field intensity^[10]

图3 四能级 EIT 跃迁信号与 MW 电场强度的函数关系^[10]

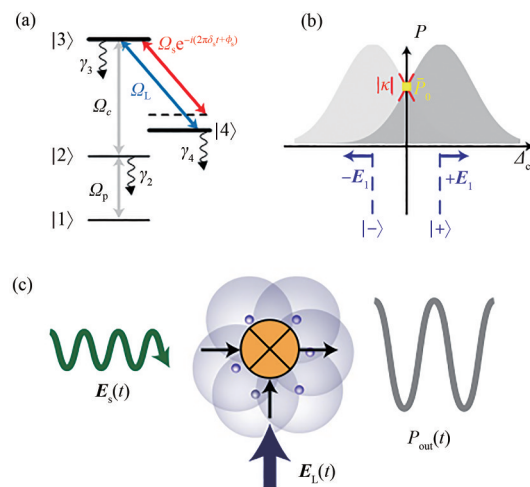
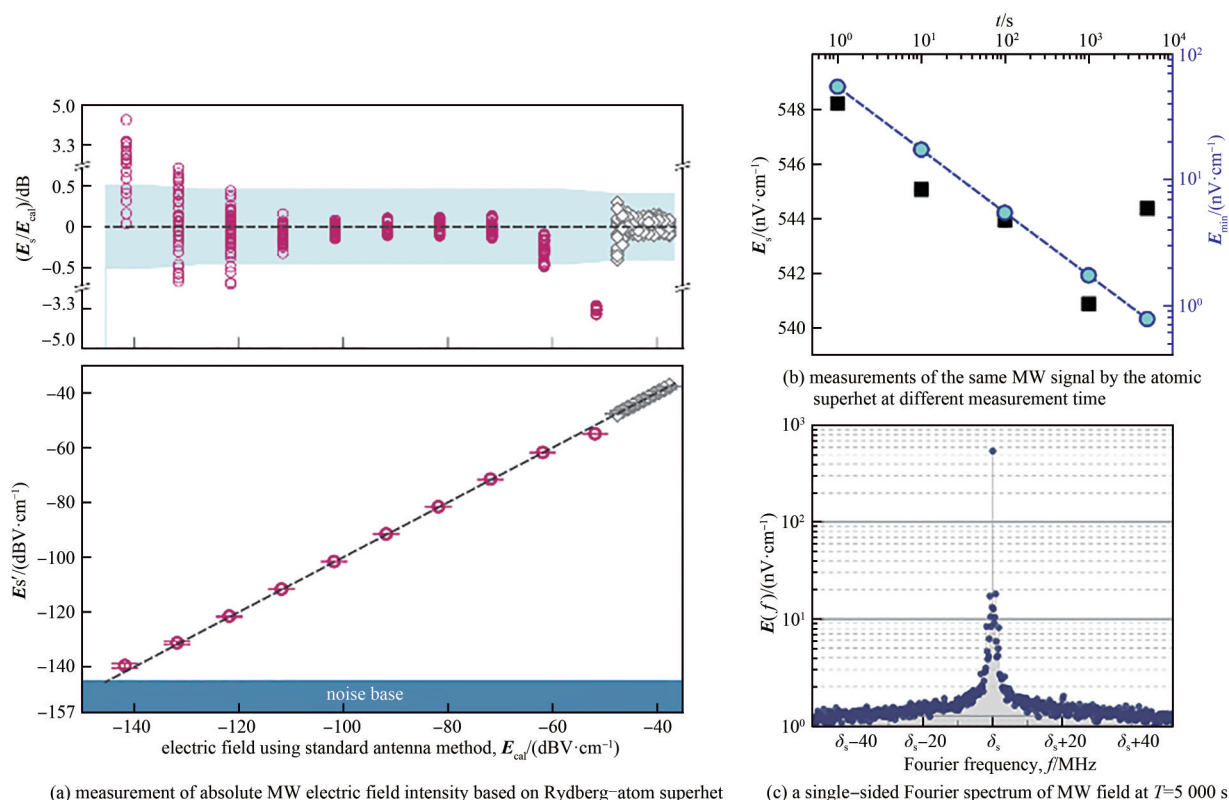
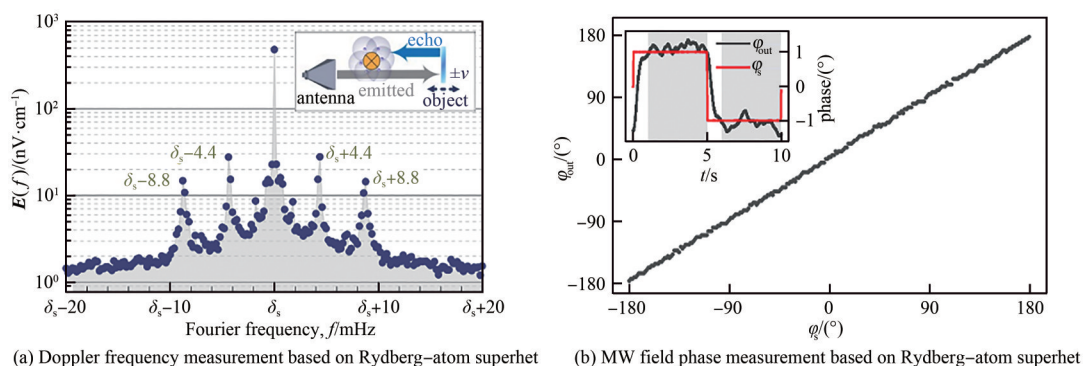


Fig.4 Basic principle of the Rydberg-atom superheterodyne^[15]

图4 Rydberg 原子超外差系统基本原理^[15]

Fig.6 Sensitivity and uncertainties of the electric field measurement^[15]图6 电场测量的灵敏度和不确定度^[15]

基于原子超外差测量系统的 MW 测量技术可以实现频率和相位的测量, 图 7(a)为利用该测量系统测量多普勒频移的结果, 实验结果与理论结果的偏差约为 4.5%。原子外差测量系统的带宽大于 100 kHz, 可以实现 $\mu\text{m/s}$ 至 km/s 速度的测量。图 7(b)为基于原子超外差测量系统 MW 场相位信息检测。实验中, 使用同步锁相放大器对输出的探测光透射信号进行相敏检测, 提取出其中的相位信息 φ_{out} , 并将 φ_{out} 与初设的电场相位 φ_s 进行对比, 结果基本一致, 相位分辨力为 0.8° 。

Fig.7 Frequency and phase detections^[15]图7 频率和相位检测^[15]

MW 技术具有十分优异的定向性和信息容量, 因此, 在通信、气象预测、癌症治疗、全球卫星定位和宇宙观测等领域都有十分广泛的应用。传统基于偶极子的 MW 测量方法已难以满足日益增长的应用需求, 因此, 近几年基于 Rydberg 原子的量子相干效应测量技术已得到深入的研究^[16-20]和飞速发展。

1 基于 Rydberg 原子的 THz 测量及成像技术

1.1 基于 Rydberg 原子的 THz 测量技术

THz 波通常是指频率在 0.1~10 THz 范围内的电磁波, 其频率介于微波和红外波段之间。由于 THz 波处于电子

学向光子学过渡阶段，同时也是宏观向微观量子的过渡区域，因此 THz 波具有穿透性强、单光子能量低等优异特性，广泛用于生化检测、安检、通信和医疗等领域^[21-24]。

传统的 THz 探测技术主要包括热探测、电子和光子探测^[25-26]。热探测器包括量热辐射计、高莱盒、热释电探测器和热电堆探测器等，响应时间较长，有些热探测器需要在低温下工作才能实现较好的信噪比、灵敏度，如量热辐射计，导致运行成本高且设备复杂。电子探测器基于半导体材料中的电子在 THz 电场作用下导致材料的电学特性改变，实现对 THz 信号幅值的检测。光子探测器包括肖特基二极管、光电导探测器和场效应晶体管等。随着 THz 科学技术的不断发展，对于 THz 探测器灵敏度的要求也逐步提高，受到 Rydberg 原子在 MW 高灵敏探测的启发，人们将这种方法应用于 THz 波探测。WADE C G 等利用如图 8(a) 所示的铯原子五能级系统和图 8(b) 中实验装置实现了频率为 0.634 THz 的 THz 场强测量^[27]。当 THz 场拉比振荡频率 $\Omega_T = 2\pi \times (5.2 \pm 1.4)$ MHz 时，实验结果如图 9 所示。通过下方残差图可知，洛伦兹拟合(黑色)EIT 信号(蓝色)十分吻合。并且，使用洛伦兹双峰拟合 EIT-AT 分裂信号(红色)比单峰拟合的吻合度更高，由式(3)可计算出此时 THz 场强为 (25 ± 5) mV/cm。

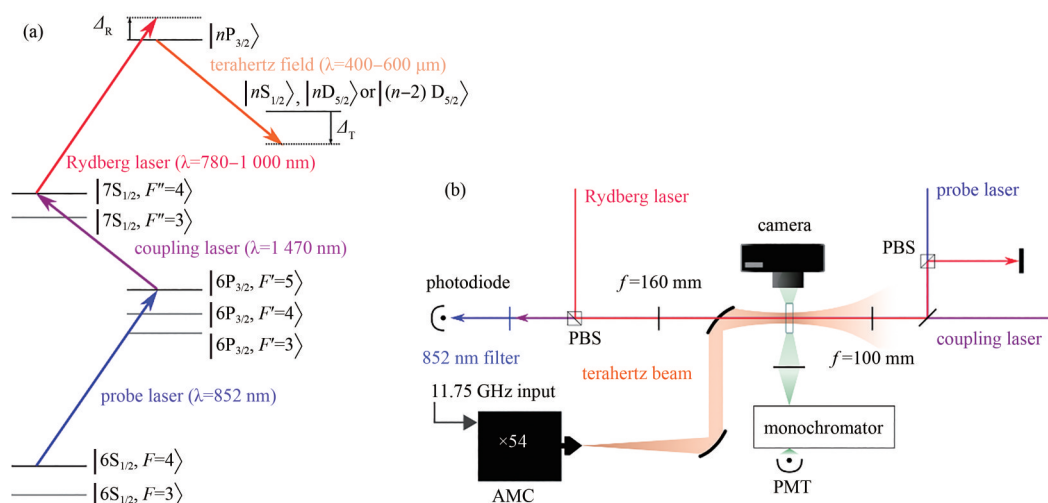


Fig.8 (a) Schematic diagram of four-step excitation of cesium atoms; (b) experimental set-up used for the experiments^[27]

图8 (a) 铯原子四步激发示意图; (b) 实验装置图^[27]

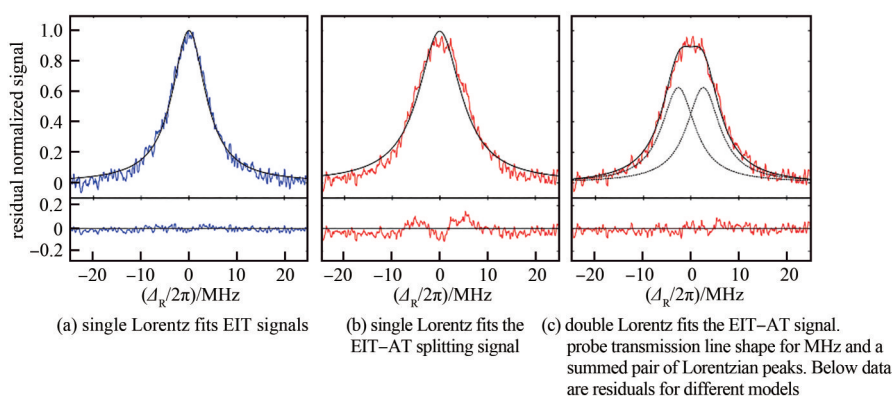


Fig.9 THz electric field intensity measurement at $\Omega_T = 2\pi \times (5.2 \pm 1.4)$ MHz^[27]

图9 $\Omega_T = 2\pi \times (5.2 \pm 1.4)$ MHz 时 THz 场强测量^[27]

2022 年 CHEN S 等通过铷 Rydberg 原子在 THz 电场中的 EIT 效应实现了 THz 电场的探测和测量^[28]。他们使用 3 个不同波长的红外激光和频率为 1.06 THz 的 THz 波将铷原子激发至 Rydberg 态，并利用 Rydberg 态铷原子的 EIT-AT 效应在 3 ms 内探测到功率为 3.4 nW 的 THz 波，最小可检测的 THz 电场强度为 (1.07 ± 0.06) V/m。实验装置如图 10(a) 所示，首先利用 3 束不同波长的激光光束将铷原子由 $5S_{1/2}$ 态激发至 $23P_{3/2}$ 态，在 1.06 THz 波作用下，铷原子被激发至 $25S_{1/2}$ 态，铷原子五能级跃迁示意图如图 10(b) 所示。实验中，利用偏振光谱对探测激光(780 nm)和耦合激光(1366 nm)进行稳频^[29]，使 2 束激光频率始终保持为铷原子的共振频率，同时，Rydberg 激光(752 nm)在铷原子共振频率附近以失谐量 Δ_R 进行扫描，进而获得三光子 EIT^[30] 信号。

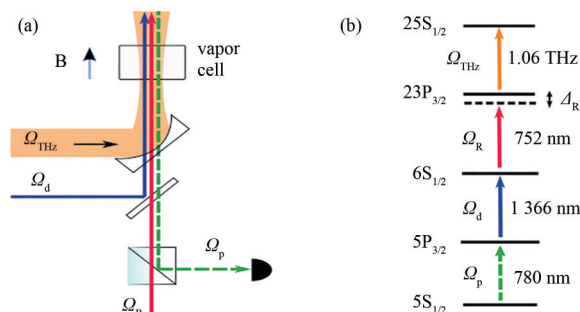


Fig.10 (a) experimental set-up used for the experiments. experimental setup showing the geometry and propagation directions of all lasers, the THz field, and the magnetic field; (b) ^{85}Rb five-level diagram. ^{85}Rb energy level diagram showing the transitions coupled by our light fields^[28]

图 10 (a) 实验装置图; (b) ^{85}Rb 五能级图^[28]

以 100 MHz/ms 的扫描速率在 3 ms 的总积分时间内进行 5 次平均，实验结果如图 11 所示，图中的红点为 THz 关闭时的实验数据，橙色点为 THz 开启时的实验数据；蓝色实线为模拟结果^[28]。图 11(a)、图 11(b)分别为不施加和施加 THz 电场时的结果，理论模拟结果与实验结果吻合很好。对 EIT 峰间隔 f_t 、EIT-AT 分裂间隔 f_a 与入射 THz 功率之间关系做进一步分析并利用最小二乘法拟合，结果如图 12(a)所示。当 THz 波以低功率入射铷蒸气室时，即在灰色线左侧区域，由于量子干涉效应，EIT-AT 分裂峰与入射 THz 功率之间的关系为非线性^[31]，此时，可用 ΔT 表示入射 THz 电场强度，如图 12(b)所示。图中灰色虚线对应的 THz 电场强度约为 $(1.07 \pm 0.06) \text{ V/m}$ ，此时的输出功率为 $(5.6 \pm 0.3) \text{ nW}$ 。当 THz 波以高功率入射铷蒸气室时，EIT-AT 分裂峰与施加的 THz 电场强度 E_{THz} 之间为良好的线性关系，因此将跃迁的偶极矩 $\mu_{\text{THz}} = 31.17 ea_0$ 代入式(3)，即可获得施加的 THz 电场强度。

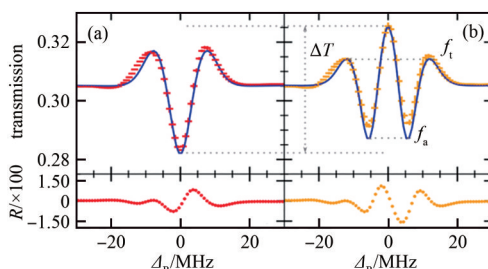


Fig.11 EIT signal profile comparison between (a) THz off and (b) THz on

图 11 THz 关闭(a)和开启(b)的 EIT 信号^[28]

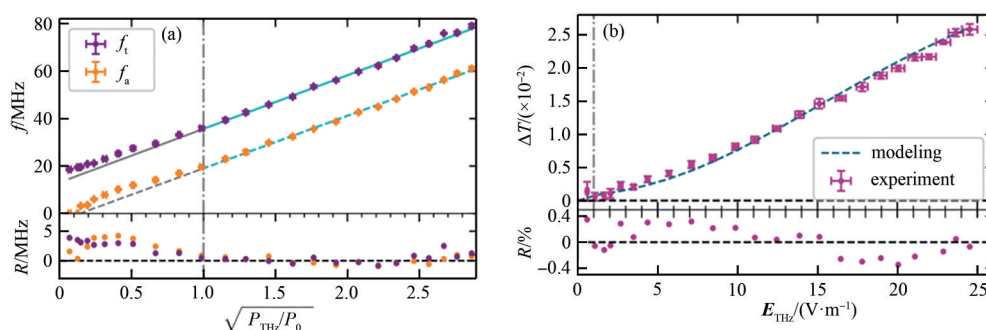


Fig.12 (a) f_t (purple dots) and f_a (yellow dots) as a function of the square root of the incident THz power; (b) the relationship between ΔT and electric field E_{THz} of THz^[28]

图 12 (a) f_t (紫色点)和 f_a (黄色点)随入射 THz 功率平方根的变化; (b) ΔT 和太赫兹电场强度 E_{THz} 之间的关系^[28]

此实验仍有许多可以改进的方面，例如：可以利用锁相放大器降低测量时的噪声，从而提高测量灵敏度；由于 THz 波会在蒸气室内发生反射，影响测量结果，因此可将 THz 波直接入射进蒸气室中，并在蒸气室表面加上抗反射涂层，从而减小 THz 波在传输过程中的损耗并使探测系统更加紧凑；另外，可以提高激光的扫描速率，以减少采集时间。

2022 年上海理工大学彭滢教授等理论研究了 Rydberg 原子探测宽带 THz 波的机制^[32]，模拟了 THz 电场强度、频率、原子密度、气室温度和 EIT 信号之间的关系，并将模拟结果与 MW 波段进行比较。最后，通过理论计算得到了基于 Rydberg 原子探测 THz 波在理想状态下的灵敏度极限。图 13 为文中计算所使用的铯原子四能级系统，其

中 852 nm 激光为探测激光，580 nm 激光为耦合激光。

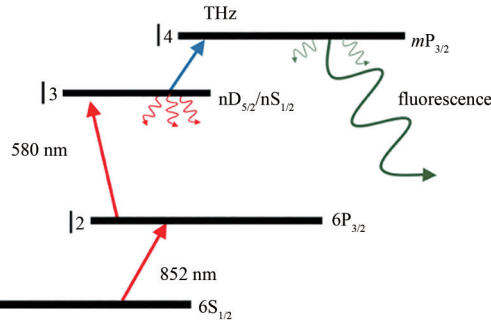


Fig.13 Schematic diagram of four-level coupling of cesium Rydberg atom^[32]

图 13 铯原子四能级系统^[32]

如图 13 所示,当铯原子被探测光和耦合光激发至 nS/nD 后,与 THz 波耦合从而被激发至 $mP_{3/2}$ 态,此时,原子系统由最初的阶梯型三能级系统转变为四能级系统,系统的哈密顿量为:

$$\begin{cases} H = \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\Delta_2|3\rangle\langle 3| + \hbar\Delta_3|4\rangle\langle 4| + \frac{\hbar}{2}\Omega_1(|1\rangle\langle 2|e^{-ik_1r} + |2\rangle\langle 1|e^{+ik_1r}) + \frac{\hbar}{2}\Omega_2(|2\rangle\langle 3|e^{-ik_2r} + |3\rangle\langle 2|e^{+ik_2r}) + \\ \frac{\hbar}{2}\Omega_3(|3\rangle\langle 4|e^{-ik_3r} + |4\rangle\langle 3|e^{+ik_3r}) \end{cases} \quad (4)$$

式中: $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ 分别为 3 束激光的失谐量; $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$ 分别为 3 个能级之间的拉比振荡; e 为自然底数; p 为动量; m 为原子质量; r 为原子半径。通过求解 Lindblad 主方程可得到原子系统随时间的演化^[33]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + L(\rho) \quad (5)$$

式中: ρ 为密度矩阵; $L(\rho)$ 为超算符; i 为虚数。

处于能级 $|4\rangle$ 的原子受到 THz 拉比振荡频率 Ω_{THz} 的影响,导致铯原子对探测激光的吸收受到干扰,使 EIT 峰被分裂成 2 部分,即 EIT-AT 分裂,其分裂程度与 THz 电场强度关系可由式(1)表示。因此,为了得到探测系统的 EIT 和 EIT-AT 信号,需对透射探测光进行探测,探测光的透过率为:

$$P = P_i e^{-k_p L \Im[\chi]} \quad (6)$$

式中: L 为蒸气室的长度; $\Im[\chi]$ 为复极化率的虚部; P_i 为探测光初始功率; k_p 为探测光波矢。复极化率可表示为:

$$\chi = C\rho_{21} \quad (7)$$

式中: ρ_{21} 为密度矩阵元; C 为由系统参数给定的常数。

在模拟计算中,通过调节 THz 波和耦合激光即可获得铯 Rydberg 原子的 EIT 信号和 AT 分裂现象,如图 14(a) 所示。当只有探测激光入射铯蒸气室时,探测激光全部被铯原子吸收,此时没有 EIT 效应,如图 14(a) 中黄线所示。当探测激光和耦合激光同时入射时,会引起铯原子布居数的转变从而发生 EIT 效应,如图 14(a) 中红色虚线所示。当再给系统施加频率为 1.461 THz 的 THz 电场后,会导致 EIT-AT 分裂现象,如图 14(a) 中蓝色虚线所示。当外加的 THz 电场功率不同时,会显现出分裂程度不同的 EIT-AT 信号,如图 14(b) 所示。

图 15 中将 MW 电场和 THz 电场的 EIT-AT 信号进行了对比,由图中结果可知,THz 电场与 MW 电场的 EIT-AT 信号有相似现象,两者的电场强度都与 AT 分裂间隔成线性关系,且分裂间隔会随着频率的增加而减小。当施加在蒸气室的 MW 电场和 THz 电场强度一致时, EIT-AT 信号表现出不同的半高全宽(Full Width Half Maximum, FWHM),同时, MW 电场中的 AT 分裂间隔为 THz 电场中的 2 倍以上。

对基于 Rydberg 原子探测 THz 电场的几种影响因素进行模拟分析,如图 16 所示。图 16(a) 为耦合光功率对 EIT-AT 信号的影响,由图可知,耦合激光强度并不会影响 EIT-AT 的分裂宽度,但 EIT-AT 信号的 FWHM 与耦合激光强度之间存在线性关系,如插图所示。由图 16(b) 可知,在恒定外加电场强度情况下,随着蒸气室内温度升高, EIT-AT 信号的 FWHM 和强度都会减小,因此温度对实验结果的影响不可忽略。图 16(c) 为激光和 THz 光斑半径对 EIT-AT 信号的影响,其中 R_1 表示探测和耦合激光的光斑半径, R_2 表示 THz 波的光斑半径。通过分组比较可以发现,激光的光斑半径越小,噪声等效功率(Noise Equivalent Power, NEP)越低,且 NEP 值受探测和耦合激光光

斑大小的影响更大。通过图 16(d)可知,当激光光斑直径设为 1 mm 时,此探测系统对低频 THz 波的 NEP 可达到 10^{-17} W/Hz^{1/2} 量级,比现阶段最灵敏的热辐射探测器的灵敏度提高了 3 个数量级。

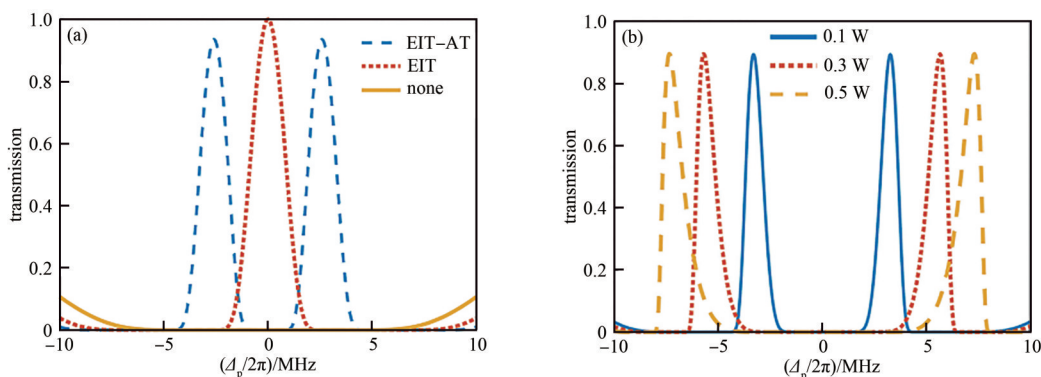


Fig.14 (a) EIT signal without both coupling laser and terahertz waves (yellow solid line), EIT signal with only coupling laser (red dotted line), EIT-AT signal with both coupling laser and terahertz waves (blue dash line). (b) EIT-AT signal under different applied terahertz electric field strength. The blue solid line, red dotted line and yellow dash line correspond to the intensity of 0.1 W, 0.3 W and 0.5 W, respectively^[32]

图 14 (a) 不含耦合激光和 THz 波(黄色实线),含耦合激光的 EIT(红色虚线),含耦合激光与 THz 波(蓝色虚线)的 EIT-AT 信号; (b) 不同外加 THz 电场强度下的 EIT-AT 信号^[32]

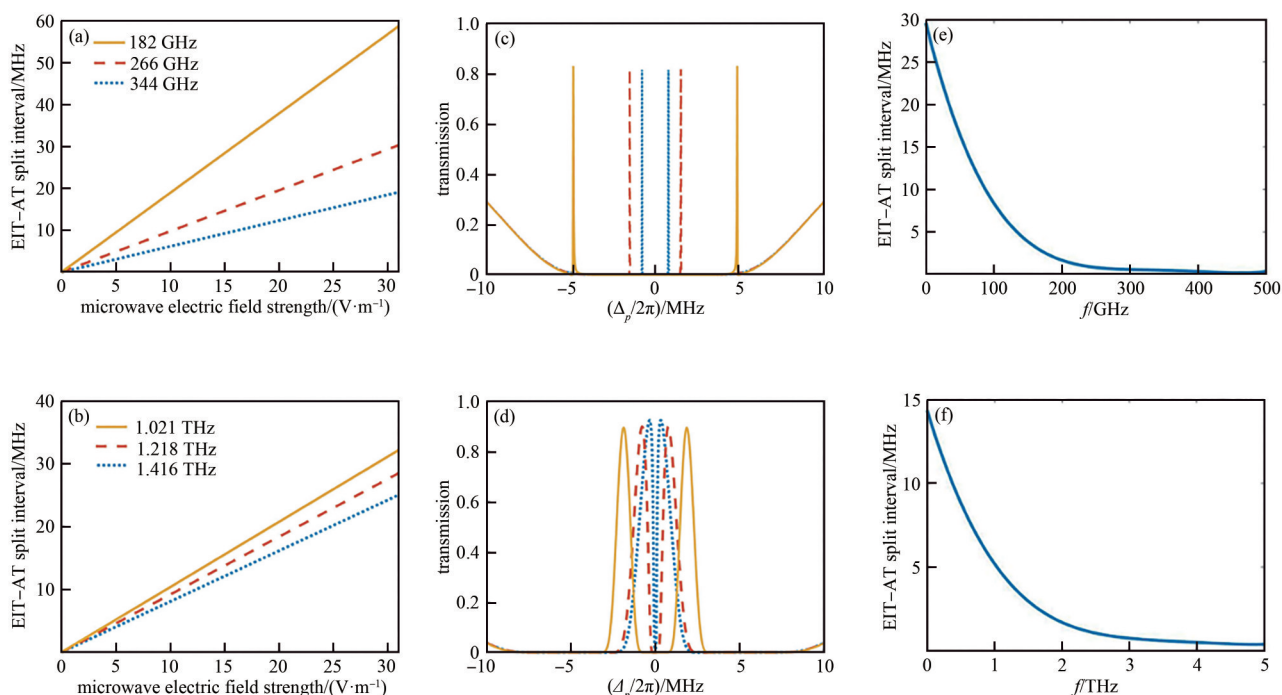


Fig.15 Under different (a) MW, (b) THz electric field frequency, the relation between EIT-AT splitting amplitude and applied electric field intensity. Under the same applied electric field intensity ($E=30$ V/m), EIT-AT phenomenon at different (c) MW, (d) THz frequencies, and the relation between the EIT-AT split interval and the frequency of the applied (e) MW, (f) THz electric field^[32]

图 15 在外加电场强度相同下,不同 MW(a)和 THz(b)电场频率下,EIT-AT 分裂振幅与外加电场强度的关系;不同 MW(c)和 THz(d)频率下的 EIT-AT 分裂间隔与外加 MW(e)和 THz(f)电场频率之间的关系^[32]

1.2 基于 Rydberg 原子的 THz 成像技术

在 THz 科学技术中,THz 近场成像是一个正在蓬勃发展的方向^[34-35],在超材料^[36-37]、波导^[38-39]的表征到光束传播^[40]等领域都有广泛的应用。THz 近场成像的方法包括利用孔径^[41]和散射尖端^[42],或是将 THz 波转换为可见波长等,其中利用频率转换的方法可以进行实时成像。在原子结构中,不同能级之间的跃迁可以辐射出不同波长的荧光,其中也包括可见波长,且不同的 Rydberg 原子能级可以耦合不同频率的 THz 波,因此可利用 Rydberg 原子进行频率上转换来实现不同频率 THz 波的近场成像,如图 17(c)所示。

2016 年杜伦大学的 Weatherill K J 团队通过三步激发法将铯原子激发至 Rydberg 态,进而利用由 Rydberg 态向中间态跃迁时辐射出的荧光进行 THz 驻波场强空间分布的近场成像^[43]。实验中,852 nm 的探测激光和 1 470 nm

的耦合激光与 799 nm 的 Rydberg 激光共轴对向入射进由石英制作成的 2 mm 的铯蒸气室中，同时 THz 波垂直激光入射进入铯蒸气室，实验装置如图 17(a)所示。在蒸气室中 3 束激光和 THz 波交汇处的铯原子被激发至 $21S_{1/2}$ 态，当处于 Rydberg 态的原子向中间态跃迁时，会辐射出可见波长的荧光，如图 17(d)所示。当激光和 THz 波同时入射蒸气室时，由于室壁反射，会在室内形成驻波，利用商用 CCD 相机以 0.5 s 的曝光速度拍摄干涉图样，如图 17(b)所示。可以明显看出 THz 驻波的波节，相邻 2 个波节的间隔为 $\lambda/2$ 。图 17(e)为录制的前 3 帧图样，图中只有第 2 帧可以看到驻波图样，主要原因是 THz 源和相机快门同步门控，导致视频中的驻波场是以出现、消失的形式交替显现的。

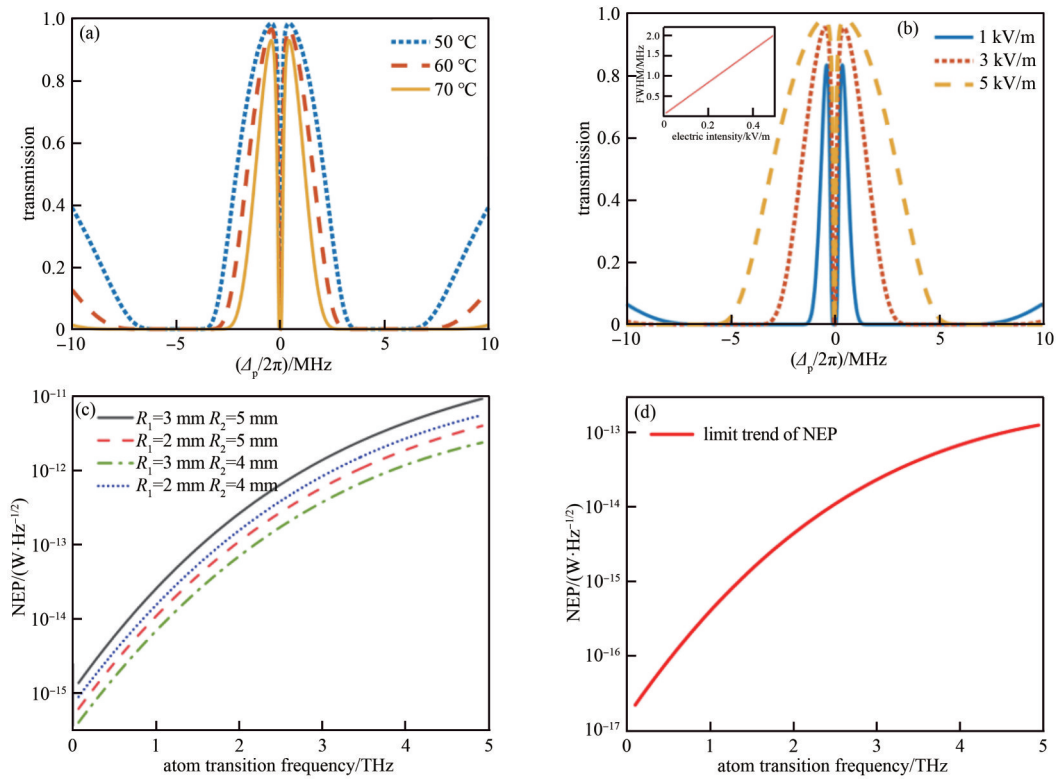


Fig.16 (a) EIT-AT signal changes under different coupling laser field intensities. We choose 1 kV/m (blue solid line), 3 kV/m (red dot line), 5 kV/m (yellow dash line) as examples. The inset shows the FWHM of EIT-A T splitting peak as a function of the intensity of coupling laser field; (b) EIT-AT signal at 1.461 THz, and the temperature of gas cell is 50 °C (blue dotted line), 60 °C (red dotted line) and 70 °C (yellow solid line), respectively; (c) relationship between spot diameter of each beam and NEP; (d) NEP variation rule of Rydberg quantum detection system in response to terahertz waves with different frequencies^[32]

图 16 (a) EIT-AT 信号与不同耦合激光场强度的关系; (b) EIT-AT 信号与不同蒸气室温度的关系; (c) EIT-AT 信号与光斑半径的关系; (d) 不同频率 THz 波响应的 NEP 变化规律^[32]

利用 EIT 效应对 THz 电场进行测量从而实现对图像的校准，如图 18(a)所示。当 Rydberg 激光与铯原子发生共振时，探测激光会显现出 EIT 效应(绿色)，此时，再施加共振 THz 场，透明窗口会产生 AT 分裂(橙色)。由于 AT 分裂峰的间距与 THz 场强度成正比，如图 18(b)所示，因此，可以对一小部分像素取平均值，从而找到归一化的相机信号，并在 THz 源处利用衰减器控制 THz 强度，进而通过相对像素水平和 AT 分裂光谱即可得到局部的 THz 强度。当不施加 THz 场时，非共振激光激发至 $21P_{3/2}$ 态，会导致微弱的背景荧光，因此在获得的图像中减去了背景荧光。基于 EIT 效应的校准一旦测量了灵敏度，则无需重复校准和背景荧光测量，同时可以记录实时 THz 场图像。该方法在 THz 成像中具有显著的优势，相较于利用传统的光电导天线或电光晶体探测，具有更高的灵敏度和更快的成像速度。

2020 年 Weatherill K J 团队进一步发展了基于 Rydberg 原子的 THz 实时全场成像^[44]。文中利用铯 Rydberg 原子进行 THz 频段到光学频段的频率上转换，并利用传统光学相机高速采集全场的图像，实现了 THz 波段的实时全场成像。

实验原理及成像装置如图 19 所示，实验中，利用探测激光(852 nm, 5 mW)、耦合激光(1 470 nm, 20 mW)、Rydberg 激光(843 nm, 200 mW)和 THz 波(0.55 THz, 17 μ W)将铯原子由 $6S_{1/2}$ 态激发至 $13D_{5/2}$ 态，此时处于 Rydberg 态的铯原子会通过自发辐射跃迁至 $6P_{3/2}$ 态，而且铯原子每吸收一个 THz 光子，都会有 52.4% 的几率辐射出波长为 535 nm 光子，从而辐射出可见荧光，实现 THz 到光学的频率上转换，如图 19(a)所示。实验光路图如图 19(c)所

示, 3束激光在蒸气室内交汇形成宽 $100\ \mu\text{m}$ 、高 $10\ \text{mm}$ 的光斑, 同时为了增大室内的原子密度, 从而最大限度地产生荧光信号, 将蒸气室加热至 $50\ ^\circ\text{C}$ 。利用光谱仪(Ocean Optics USB)测量辐射荧光的光谱, 如图 19(b)所示。

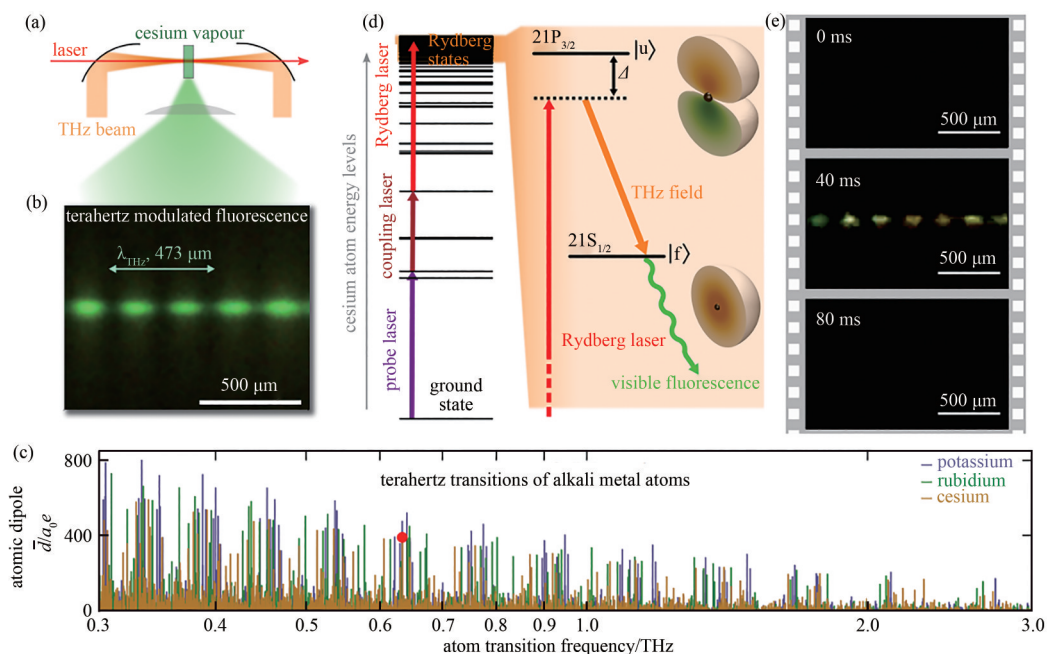


Fig.17 (a) experimental setup; (b) terahertz fluorescence imaging; (c) Rydberg atomic transition frequency; (d) schematic representation of the transition of cesium atoms; (e) real-time imaging video^[43]

图 17 (a) 实验装置; (b) THz 荧光成像; (c) Rydberg 原子跃迁频率; (d) 铯原子跃迁示意图; (e) 实时成像视频截图^[43]

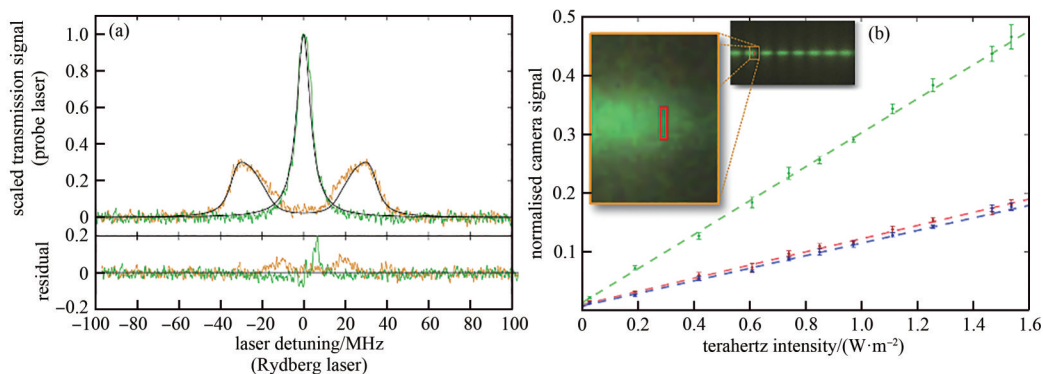


Fig.18 (a) THz electric field measurement using EIT; (b) camera calibration^[43]

图 18 (a) 利用 EIT 效应测量 THz 场强; (b) 摄像机校准^[43]

实验验证了上述成像系统的空间分辨力, 结果如图 20 所示。在金属板上制作不同形状的图案检测成像效果, 测试了 2 种不同相机拍摄出的 $0.50\ \text{mm}$ 的圆孔和“ Ψ ”形状的图像, 其中上图为由相机 A(Nikon D5500 DSLR)拍摄的未经处理的彩色原始图像, 下图为相机 B(Andor iXon EMCCD)拍摄的伪彩图像。将直径为 $0.55\ \text{mm}$ 的针孔图像视为系统的点扩散函数, 系统的空间分辨力接近衍射极限。

为了说明该系统具有极高的成像速度, 利用相机 C(Photron FASTCAM SA4)对 2 种不同的动态过程进行了 THz 实时成像, 结果如图 21 所示。图 21(a)为以转速为 $700\ \text{rpm}$ 的斩波器刀片的成像, 成像帧速率为 $3\ \text{kHz}$; 图 21(b)为以 $500\ \text{Hz}$ 帧速率拍摄的自由下落的水滴的图像, 实验结果表明, 此成像系统比其他成像系统的成像速率快 2 个数量级^[45]。

此成像系统仍有可进一步提升之处: 可以通过减小蒸气室的厚度(小于 $200\ \mu\text{m}$)同时在室壁涂上抗反射涂层, 以减少由蒸气室内 THz 场反射引起的干涉影响, 从而提高成像质量; 还可以使用对 THz 聚焦效果更好的透镜系统或选取更合适的原子跃迁能级, 使用更高频率的 THz 波进行成像, 进而提高成像分辨力。另外, 可以使用面积更大的蒸气室来增大原子的激发面, 从而扩大成像区域。这种基于 Rydberg 原子的 THz 成像技术在生物成像和生产线质量控制等领域具有潜在的应用价值^[46-47]。

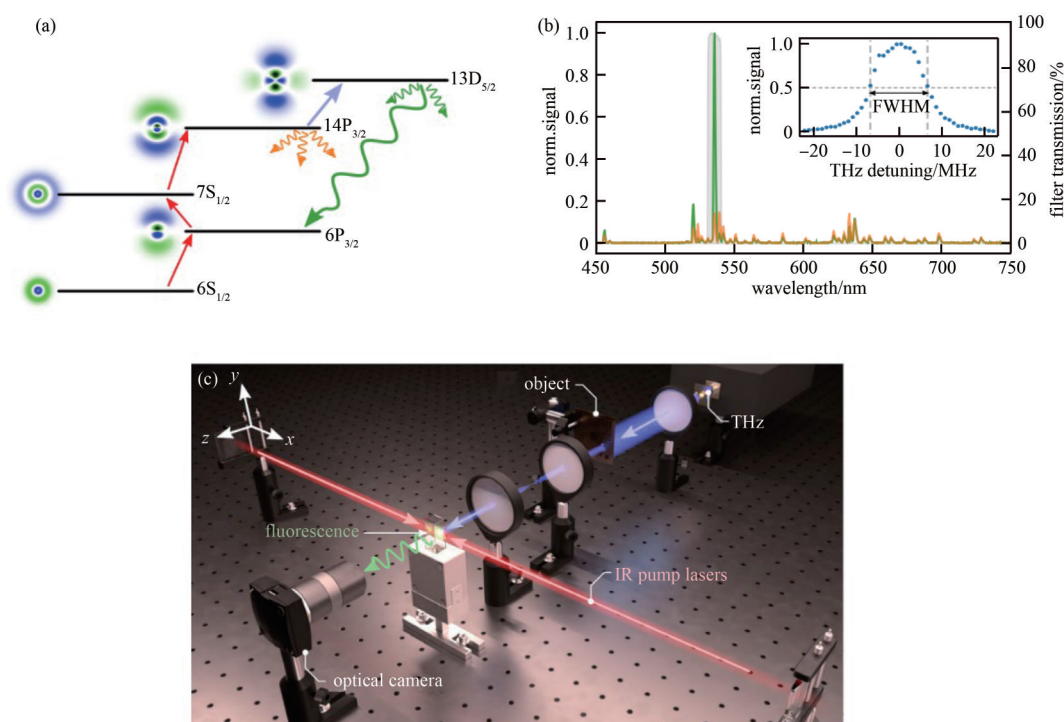


Fig.19 (a) schematic diagram of the transition of cesium atoms; (b) spectral characteristics of the fluorescence from the vapor, both with and without the THz field (green and orange lines, respectively); (c) diagram of experimental setup^[44]

图 19 (a) 铯原子跃迁示意图; (b) THz 场开启 (绿色) 和关闭 (橙色) 时的荧光光谱特性; (c) 成像装置图^[44]

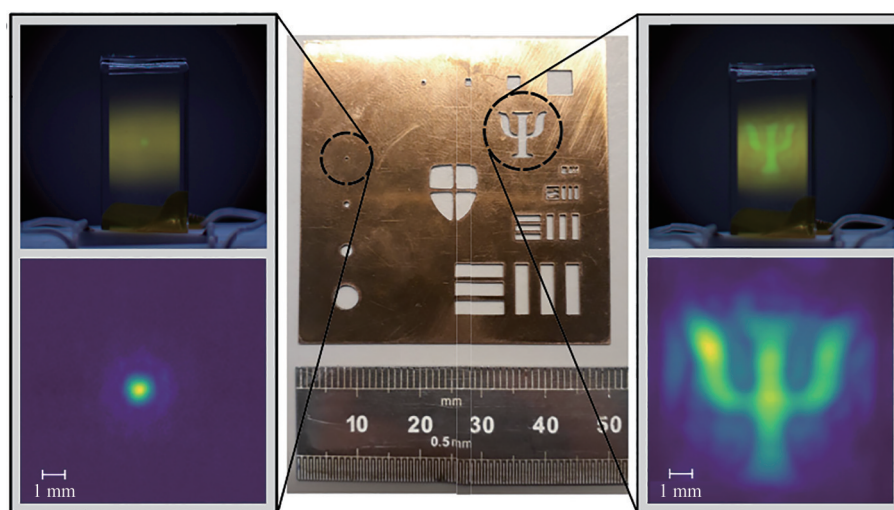


Fig.20 A metal mask (center) placed in the object plane of the system^[44]

图 20 放置在系统目标平面中的金属遮罩^[44]

2 总结与展望

Rydberg 原子具有极大的电极化率和电偶极矩, 并对外电场十分敏感。目前利用 Rydberg 的 EIT 效应已经实现了 MW 场和 THz 场的探测, 同时利用 EIT-AT 效应将 MW 场的探测灵敏度提升至 $55 \text{ nV} \cdot \text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, 最小探测场强可达 $780 \text{ pV}/\text{cm}$, 远优于传统基于偶极天线的探测灵敏度。此外, 利用 Rydberg 原子实现了电场强度为 $(1.07 \pm 0.06) \text{ V}/\text{m}$ 的 THz 电场测量。同时通过理论模拟分析了几种影响 Rydberg 原子测量 THz 电场的因素, 并得到了最小 NEP 为 $10^{-17} \text{ W}/\text{Hz}^{1/2}$ 。在 THz 近场成像方面, Rydberg 原子同样表现出极大的应用潜力, 利用 Rydberg 原子的 THz 频率上转换效应实现了 THz 波段的近场实时成像, 成像速率比传统成像系统高 2 个数量级且系统的空间分辨率接近衍射极限。

THz 波由于具有单光子能量低、大宽带、高穿透性等优异特性, 广泛用于通信、安检、医疗等领域, 被誉为

“改变未来世界的十大技术”之一。随着量子物理的广泛应用和原子光谱技术的发展,基于 Rydberg 原子的 THz 技术同样得到了长足的进步。不过,由于 THz 波相较于 MW,与 Rydberg 原子耦合较弱^[27],因此利用 Rydberg 原子主要对较低频段 THz 波进行探测,可以根据 Rydberg 原子特性,选取合适的 Rydberg 原子能级系统,以达到宽频段 THz 波探测的目的,同时优化探测系统,实现 THz 波全参数(偏振态、相位等)的测量。此外,由于 THz 波的频率和蒸气室中原子的多普勒频移对成像分辨力有极大的影响,因此,使用更高频率的 THz 波,同时优化成像系统,改变激光束导致的 Rydberg 原子多普勒频移,可以提高系统的分辨力,并在测量到 THz 波全参数后,可以实现 THz 波二维成像到三维成像的飞跃。基于 Rydberg 原子的 THz 技术具有测量精确度高、自校准、实时成像和空间分辨力高等优势,因此利用 Rydberg 原子非常有希望突破现有的 THz 探测技术的瓶颈,成为新一代功能优异的 THz 探测器。

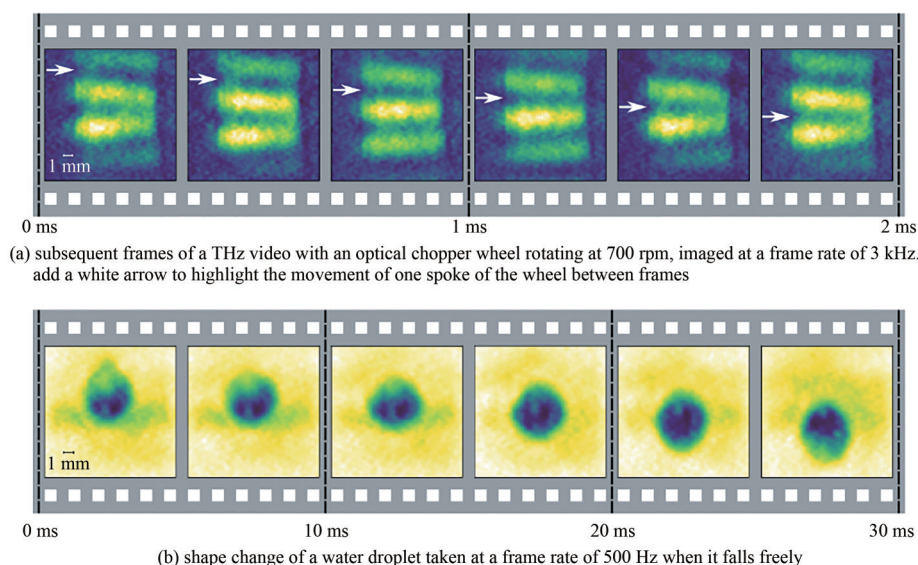


Fig.21 Ultra-high speed THz video^[44]

图 21 超高速 THz 成像^[44]

参考文献:

- [1] ŠIBALIĆ N, ADAMS C S. Rydberg physics[M]. Rydberg Physics: IOP Publishing, 2018. doi:10.1088/978-0-7503-1635-4ch1.
- [2] BRUNE M, SCHMIDT-KALER F, MAALI A, et al. Quantum rabi oscillation: a direct test of field quantization in a cavity[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(11): 1800–1803. doi:10.1103/PhysRevLett.76.1800.
- [3] GORNIACZYK H, TRESP C, SCHMIDT J, et al. Single-photon transistor mediated by interstate Rydberg interactions[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(5): 053601. doi:10.1103/PhysRevLett.113.053601.
- [4] TIARKS D, BAUR S, SCHNEIDER K, et al. Single-photon transistor using a Förster resonance[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(5): 053602. doi:10.1103/PhysRevLett.113.053602.
- [5] SAFFMAN M, WALKER T G, MØLMER K. Quantum information with Rydberg atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(3): 2313–2363. doi:10.1103/RevModPhys.82.2313.
- [6] MAXWELL D, SZWER D J, PAREDES-BARATO D, et al. Storage and control of optical photons using Rydberg polaritons[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(10): 103001. doi:10.1103/PhysRevLett.110.103001.
- [7] WEIMER H, MÜLLER M, LESANOVSKY I, et al. A Rydberg quantum simulator[J]. Nature Physics, 2010, 6(5): 382–388. doi:10.1038/nphys1614.
- [8] HOLLOWAY C L, GORDON J A, JEFFERTS S, et al. Broadband Rydberg atom-based electric-field probe for SI-traceable, self-calibrated measurements[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2014, 62(12): 6169–6182. doi:10.1109/TAP.2014.2360208.
- [9] MOHAPATRA A K, BASON M G, BUTSCHER B, et al. A giant electro-optic effect using polarizable dark states[J]. Nature Physics, 2008, 4(11): 890–894. doi:10.1038/nphys1091.
- [10] SEDLACEK J A, SCHWETTMANN A, KÜBLER H, et al. Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances[J]. Nature Physics, 2012, 8(11): 819–824. doi:10.1038/nphys2423.
- [11] STOCK M. Watt balance experiments for the determination of the Planck constant and the redefinition of the kilogram[J].

- Metrologia, 2012,50(1):R1–R16. doi:10.1088/0026–1394/50/1/r1.
- [12] ARORA B,SAFRONOVA M S,CLARK C W. Determination of electric–dipole matrix elements in K and Rb from stark shift measurements[J]. Physical Review A, 2007,76(5):052516–1–5. doi:10.1103/PhysRevA.76.052516.
- [13] SIMONS M T,GORDON J A,HOLLOWAY C L,et al. Using frequency detuning to improve the sensitivity of electric field measurements via electromagnetically induced transparency and Autler–Townes splitting in Rydberg atoms[J]. Applied Physics Letters, 2016,108(17):174101. doi:10.1063/1.4947231.
- [14] GORDON J A,SIMONS M T,HADDAB A H,et al. Weak electric–field detection with sub–1 Hz resolution at radio frequencies using a Rydberg atom–based mixer[J]. AIP Advances, 2019,9(4):045030. doi:10.1063/1.5095633.
- [15] JING M,HU Y,MA J,et al. Atomic superheterodyne receiver based on microwave–dressed Rydberg spectroscopy[J]. Nature Physics, 2020,16(9):911–915. doi:10.1038/s41567–020–0918–5.
- [16] SCHOLL P,WILLIAMS H J,BORNET G,et al. Microwave engineering of programmable XXZ Hamiltonians in arrays of Rydberg atoms[J]. PRX Quantum, 2022,3(2):020303. doi:10.1103/PRXQuantum.3.020303.
- [17] CHOPINAUD A,PRITCHARD J D. Optimal state choice for Rydberg–atom microwave sensors[J]. Physical Review A, 2021,103(2):024008. doi:10.1103/PhysRevApplied.16.024008.
- [18] VOGT T,GROSS C,HAN J,et al. Efficient microwave–to–optical conversion using Rydberg atoms[J]. Physical Review A, 2019,99(2):023832. doi:10.1103/PhysRevA.99.023832.
- [19] JIA F D,LIU X B,MEI J,et al. Span shift and extension of quantum microwave electrometry with Rydberg atoms dressed by an auxiliary microwave field[J]. Physical Review A, 2021,103(6):063113. doi:10.1103/PhysRevA.103.063113.
- [20] MORGAN A A,HOGAN S D. Coupling Rydberg atoms to microwave fields in a superconducting coplanar waveguide resonator [J]. Physical Review Letters, 2020,124(19):193604.
- [21] NAFTALY M,VIEWEG N,DENINGER A. Industrial applications of terahertz sensing:state of play[J]. Sensors, 2019,19(19):4203. doi:10.3390/s19194203.
- [22] DHILLON S S,VITIELLO M S,LINFIELD E H,et al. The 2017 terahertz science and technology roadmap[J]. Journal of Physics D:Applied Physics, 2017,50(4):043001. doi:10.1088/1361–6463/50/4/043001.
- [23] YU L,HAO L,MEIQIONG T,et al. The medical application of terahertz technology in non–invasive detection of cells and tissues: opportunities and challenges[J]. RSC Advances, 2019,9(17):9354–9363. doi:10.1039/C8RA10605C.
- [24] 王长,郑永辉,谭智勇,等. 太赫兹波导发展现状与展望[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2022,20(3):241–260. (WANG Chang, ZHENG Yonghui,TAN Zhiyong,et al. Recent advances in terahertz waveguide[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2022,20(3):241–260.) doi:10.11805/TKYDA2021308.
- [25] MÜLLER R,BOHMEYER W,KEHRT M,et al. Novel detectors for traceable THz power measurements[J]. Journal of Infrared Millim Terahertz Waves, 2014,35(8):659–670. doi:10.1007/s10762–014–0066–z.
- [26] LEWIS R A. A review of terahertz detectors[J]. Journal of Physics D:Applied Physics, 2019,52(43):433001. doi:10.1088/1361–6463/ab31d5.
- [27] WADE C G. Terahertz wave detection and imaging with a hot Rydberg vapour[D]. Switzerland: Springer Theses, 2018. doi:10.1007/978–3–319–94908–6.
- [28] CHEN S,REED D J,MACKELLAR A R,et al. Terahertz electrometry via infrared spectroscopy of atomic vapor[J]. Optica, 2022,9(5):485–491. doi:10.1364/OPTICA.456761.
- [29] CARR C,ADAMS C S,WEATHERILL K J. Polarization spectroscopy of an excited state transition[J]. Optics Letters, 2012,37(1):118. doi:10.1364/OL.37.000118.
- [30] CARR C,TANASITIKOSOL M,SARGSYAN A,et al. Three–photon electromagnetically induced transparency using Rydberg states[J]. Optics Letters, 2012,37(18):3858. doi:10.1364/OL.37.003858.
- [31] HOLLOWAY C L,SIMONS M T,GORDON J A,et al. Electric field metrology for Si traceability:systematic measurement uncertainties in electromagnetically induced transparency in atomic vapor[J]. Journal of Applied Physics, 2017,121(23):233106. doi:10.1063/1.4984201.
- [32] ZHOU Y,PENG R,ZHANG J,et al. Theoretical investigation on the mechanism and law of broadband terahertz wave detection using Rydberg quantum state[J]. IEEE Photonics Journal, 2022,14(3):1–8. doi:10.1109/JPHOT.2022.3178190.
- [33] THAICHAROEN N,MOORE K R,ANDERSON D A,et al. Electromagnetically induced transparency,absorption,and microwave–field sensing in a Rb vapor cell with a three–color all–infrared laser system[J]. Physical Review A, 2019,100(6):063427. doi:10.1103/PhysRevA.100.063427.
- [34] ADAM A J L. Review of near–field terahertz measurement methods and their applications[J]. Journal of Infrared,Millimeter,and

- Terahertz Waves, 2011,32(8):976. doi:10.1007/s10762-011-9809-2.
- [35] CHAN W L, DEIBEL J, MITTLEMAN D M. Imaging with terahertz radiation[J]. Reports on Progress in Physics, 2007,70(8): 1325-1379. doi:10.1088/0034-4885/70/8/r02.
- [36] BITZER A, MERBOLD H, THOMAN A, et al. Terahertz near-field imaging of electric and magnetic resonances of a planar metamaterial[J]. Optics Express, 2009,17(5):3826-3834. doi:10.1364/OE.17.003826.
- [37] ACUNA G, HEUCKE S F, KUCHLER F, et al. Surface plasmons in terahertz metamaterials[J]. Optics Express, 2008,16(23): 18745-18751. doi:10.1364/OE.16.018745.
- [38] MITROFANOV O, TAN T, MARK P R, et al. Waveguide mode imaging and dispersion analysis with terahertz near-field microscopy[J]. Applied Physics Letters, 2009,94(17):171104. doi:10.1063/1.3126053.
- [39] NIELSEN K, RASMUSSEN H K, ADAM A J L, et al. Bendable, low-loss Topas fibers for the terahertz frequency range[J]. Optics Express, 2009,17(10):8592-8601. doi:10.1364/OE.17.008592.
- [40] BITZER A, WALTHER M. Terahertz near-field imaging of metallic subwavelength holes and hole arrays[J]. Applied Physics Letters, 2008,92(23):231101. doi:10.1063/1.2936303.
- [41] BARAGWANATH A J, FREEMAN J R, GALLANT A J, et al. Terahertz near-field imaging using subwavelength plasmonic apertures and a quantum cascade laser source[J]. Optics Express, 2011,36(13):2393-2395. doi:10.1364/OL.36.002393.
- [42] DEAN P, MITROFANOV O, KEELEY J, et al. Apertureless near-field terahertz imaging using the self-mixing effect in a quantum cascade laser[J]. Applied Physics Letters, 2016,108(9):091113. doi:10.1063/1.4943088.
- [43] WADE C G, ŠIBALIĆ N, DE MELO N R, et al. Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence[J]. Nature Photonics, 2017,11(1):40-43. doi:10.1038/nphoton.2016.214.
- [44] DOWNES L A, MACKELLAR A R, WHITING D J, et al. Full-field terahertz imaging at kilohertz frame rates using atomic vapor [J]. Physical Review X, 2020,10(1):011027. doi:10.1103/PhysRevX.10.011027.
- [45] FAN S, QI F, NOTAKE T, et al. Diffraction-limited real-time terahertz imaging by optical frequency up-conversion in a dast crystal[J]. Optics Express, 2015,23(6):7611-7618. doi:10.1364/OE.23.007611.
- [46] JANSEN C, WIETZKE S, PETERS O, et al. Terahertz imaging: applications and perspectives[J]. Applied Optics, 2010,49(19): E48-E57. doi:10.1364/AO.49.000E48.
- [47] MITTLEMAN D M. Twenty years of terahertz imaging[invited][J]. Optics Express, 2018,26(8):9417-9431. doi:10.1364/OE.26.009417.

作者简介:

王俊喃(1996-), 男, 在读博士研究生, 主要研究方向为基于里德堡原子的太赫兹波探测. email: 695751436@qq.com.

陈佳萌(1998-), 女, 在读硕士研究生, 主要研究方向为基于里德堡原子的太赫兹波探测.

何琪慧(1999-), 女, 在读硕士研究生, 主要研究方向为基于里德堡原子的太赫兹波探测.

杨磊(1990-), 男, 博士, 主要研究方向为太赫兹技术以及超快光电技术等.

侯磊(1978-), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为高功率太赫兹光电导天线及气体放电等离子体太赫兹波探测器等.

施卫(1957-), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为高功率光电导太赫兹源、超快脉冲功率技术等.