arXiv:2304.09316v1 [physics.atom-ph] 18 Apr 2023

利用微波幅度调制，在蒸气池中以里德堡原子进行微波电测量

JIANHAI HAO、FENGDONG JIA、* YUE CUI、YUHAN WANG、FEI ZHOU 和 XIUBIN LIU
School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

JIAN ZHANG 和 FENG XIE*Institute of Nuclear and New Energy Technology, Collaborative Innovation Center of Advanced Nuclear Energy Technology, Key Laboratory of Advanced Reactor Engineering and Safety of Ministry of Education, Tsinghua University, Beijing 100084, China*

ZHIPING ZHONG*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China andCAS Center for Excellence in Topological Quantum Computation, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

我们从理论和实验两方面研究了采用微波（MW）场幅度调制获得的里德堡原子电磁感应透明（EIT）- Autler-Townes（AT）分裂光谱的色散信号。除两个过零点外，色散信号还有两个正峰值，其间隔定义为色散信号的肩部间隔 Δf_{sho}。我们分别研究了在 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz 微波频率下，微波场强 E_{MW} 与 Δf_{sho} 的关系。结果表明，Δf_{sho} 可用于表征远弱于两个过零点间隔 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和传统 EIT-AT分裂间隔 Δf_{m}的 E_{MW}；通过Δf_{sho} 测得的最小 E_{MW} 约比通过 Δf_{m}测得的小 30 倍。举例而言，在 9.2 GHz 下，可通过 Δf_{sho} 表征的最小 E_{MW} 为 0.056 毫伏/厘米，这是不添加任何辅助场时，利用蒸气池通过频率间隔表征的最小值。该方法可改善通过光谱频率间隔测得的 E_{MW} 的弱场极限和灵敏度，这对于直接测量微弱的 E_{MW}具有重要意义。

I. 引言

量子传感通常是指利用量子系统、量子性质或量子现象来测量物理量 [1–19]。里德堡原子是高度激发的原子，具有较长的寿命和较大的极化率，相邻里德伯态之间的能级间隔位于微波（MW）频段。这使里德堡原子对微波敏感，成为精确微波测量的理想量子传感器。基于里德堡原子的电磁感应透明（EIT），加入微波可导致里德堡原子能级劈裂，进而引起 EIT 的 Autler–Townes（AT）劈裂。利用 EIT-AT 效应，可将微波强度转换为光频输出 [4]。众所周知，光频可以绝对且直接地测量。因此，基于光频间隔的微波电场测量是最准确的。目前，基于传统 EIT-AT 方法在室温原子蒸气池中的最小分辨率为 ∼5 毫伏/厘米[4]。基于电场强度的测量基于 EIT-AT 劈裂的测量具有可溯源性，且广泛用于校准弱微波电场。因此，如何拓展基于 EIT-AT 劈裂的弱场测量方法，具有重要意义。

目前已经开发出多种方法来扩展电场EIT-AT劈裂测量的下限，包括冷原子方法 [20, 21], 失谐方法 [22], 辅助微波场方法 [23, 24], 幅度调制（AM）色散方法 [25], 和三光子激发方法 [26]。鉴于冷原子具有低温和较低退相干率的特性，里德伯EIT的线宽可以显著减小，从而更有利于精密测量。Kai-Yu Liao等人将冷原子样品中的里德伯电磁感应吸收（EIA）线宽缩小至500 kHz，并进一步利用EIA-AT劈裂，在EIA-AT劈裂的线性区域 [20]实现了可测量的最低微波场强分辨率 100 μV/cm。Fei Zhou等人利用冷原子样品中的EIT-AT劈裂，实现了EIT-AT劈裂线性区域 [21, 27]的 222 μV/cm下限。与热原子蒸气池相比，激光冷却原子需要昂贵且复杂的真空设备和激光冷却系统，而且冷原子的较长制备周期不利于后续产品的开发和维护。因此，基于蒸气池的里德伯微波电场传感器仍然是该领域的研究热点

* fdjia@ucas.ac.cn；通信作者邮箱：fdjia@ucas.ac.cn

。Simons等人将微波频率从共振调至失谐，并可根据产生的非共振EIT-AT分裂间隔 [22]推断弱微波场。与在共振条件下通过EIT-AT劈裂测量微波场相比，该方法可以将测量灵敏度提高约2倍 [22]。Feng-Dong Jia等人通过加入频率不同于信号微波场的辅助微波场，使信号微波场产生的里德伯EIT-AT劈裂更加显著，进而将可直接溯源至SI的电场强度下限扩展至低两个数量级 [23]。Jin-peng Yuan等人使用与信号微波场频率相同的辅助场，将测量灵敏度提高了约两个数量级 [24]。Xiu-bin Liu等人利用微波的幅度调制，在弱微波场中分辨EIT-AT劈裂，并使用色散信号中EIT共振附近两个过零点之间的光谱频率间隔测量微波场强，使最低可分辨微波强度提高了约 6 [25]倍。Fabian Ripka等人在铯原子蒸气池中采用共线三光子激发来消除残余多普勒效应，获得了500 kHz的EIT线宽，使原子蒸气池中EIT-AT劈裂线性区域的下限向弱场区域推进了一个数量级 [26]。Nikunjkumar Prajapati等人详细比较了双光子激发和三光子激发的优缺点，发现这些窄线特征并不直接对应最佳灵敏度 [28]。Xiubin Liu等人提出，微波电场幅度调制方法具有操作性强、适应性好的优点，可用于双光子和三光子激发，以进一步扩展EIT-AT劈裂区域的测量范围 [25]。

本文可视为对 Xiubin Liu 等人利用微波场调幅获取色散信号，进而测量微波弱场的工作的进一步研究 [25]。我们分别从理论和实验角度，详细研究了通过微波场幅度调制获得的色散信号的光谱特性。通过调制微波幅度获得的色散信号不仅有两个过零点，还有两个正极大值。本文讨论了调制深度对色散信号轮廓的影响，并探讨了基于两个极大值的间隔（色散信号的肩部间隔）如何用于表征微波强度。本文结构如下：第 II 节利用数值计算，从理论上详细研究微波调制深度对色散光谱的影响，并探讨不同微波强度与最佳微波调制深度下色散信号肩部间隔之间的关系，随后展示不同方法的测量下限。第 III 节将介绍实验

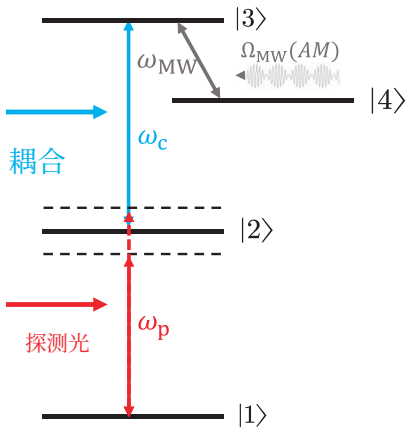


图1. 微波调幅的能级四层图。该图包含四个能级、两个激光场和一个幅度调制微波场。其中，红色箭头表示探测激光， ω_{p} 为探测激光的角频率，并在$|1\rangle$ 到 $|2\rangle$的跃迁附近扫描；蓝色箭头表示耦合激光， ω_{c} 为耦合激光的角频率，且始终保持恒定；灰色箭头表示微波场，$\Omega_{\mathrm{MW}}(AM)$为幅度调制微波拉比频率。

系统和实验方法。第 IV 节将重点介绍我们分别在 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz 微波频率下获得的实验结果。第 V 节为本文结论。

II. 理论模型

^{87}铷原子受幅度调制微波驱动的四能级模型如图1所示。探测激光将基态 $|1\rangle$ 耦合到中间态 $|2\rangle$，耦合激光则进一步将中间态 $|2\rangle$ 耦合到里德伯态 $|3\rangle$。基态 $|1\rangle$、中间态 $|2\rangle$和里德伯态 $|3\rangle$ 构成典型的阶梯型EIT构型。为获得里德伯EIT光谱，我们令耦合激光的频率Ω_{c} 保持恒定，并使探测激光的频率Ω_{p} 在中间态$|2\rangle$上下两条虚线之间持续扫描。微波场耦合两个相邻的里德伯能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$。当共振微波场足够强时，EIT峰会对称地分裂为两个峰，即所谓的EIT-AT劈裂。

通过测量 EIT-AT劈裂的间隔 Δf_{m} ，即可获得与 Δf_{m}成正比的微波电场强度 E_{MW} [29]:

$$E_{\mathrm{MW}} = 2\pi \frac{\hbar}{\mu} \frac{\lambda_{\mathrm{p}}}{\lambda_{\mathrm{c}}} \Delta f_{\mathrm{m}}, \tag{1}$$

其中， μ 是相应能级的微波跃迁偶极矩， $\hbar$ 是普朗克常数， λ_p 和λ_c 分别是探测激光和耦合激光的波长。 D 是多普勒失配因

子，用于说明探测激光与耦合激光反向传输时的多普勒失配。 $D=1$ 表示扫描耦合激光而不考虑多普勒失配 [2]。在本文中， $D=\frac{\lambda_{\mathrm{p}}}{\lambda_{\mathrm{c}}}$ 表示扫描探测激光，并考虑探测激光与耦合激光之间的多普勒失配 [2]。当 Δf_{m}小于EIT线宽 Γ_{EIT}时，无法直接获得 Δf_{m} [30], ，即无法探测到弱微波。为了进一步直接测量更弱的微波，本文进一步研究了微波幅度调制Ω_{MW}（调幅）。

如图1所示，对微波场进行调幅，这将导致$|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 的里德伯能级以调制频率周期性偏移。这等效于对EIT-AT劈裂光谱进行频率调制，进而可获得色散信号。我们使用ATOMIC DENSITY MATRIX软件包 [31, 32]对四能级EIT-AT劈裂谱进行了建模和计算。建模过程采用弱探测条件，并通过数值积分进一步得到多普勒卷积 [27, 30]。经调制的微波拉比频率$\Omega_{\mathrm{MW}}(AM)$可表示为:

$$\Omega_{\mathrm{MW}}(AM)=\Omega_{\mathrm{MW}}\cdot\frac{1}{2}\left[(2-MD)+MD\cdot\sin\left(\omega_{\mathrm{am}}\cdot\Delta_{\mathrm{p}}\right)\right], \tag{2}$$

其中，Ω_{MW} 是未调制微波场的拉比频率，MD是调制深度（即调制前后的幅度比）， ω_{am} 是调幅频率， Δ_{p} 是探测激光失谐。

在旋转波近似下，四能级系统的哈密顿量可表示为:

$$H=\begin{bmatrix}0 & \Omega_{\mathrm{p}} & 0 & 0\\ \Omega_{\mathrm{p}} & -2\Delta_{\mathrm{p}} & \Omega_{\mathrm{c}} & 0\\ 0 & \Omega_{\mathrm{c}} & -2\left(\Delta_{\mathrm{p}}+\Delta_{\mathrm{c}}\right) & \Omega_{\mathrm{MW}}(AM)\\ 0 & 0 & \Omega_{\mathrm{MW}}(AM) & -2\left(\Delta_{\mathrm{p}}+\Delta_{\mathrm{c}}-\Delta_{\mathrm{MW}}\right)\end{bmatrix}, \tag{3}$$

其中，Ω_{i} 为拉比频率， $\Delta_{\mathrm{i}}=\omega_{\mathrm{i}}-\omega_{\mathrm{io}}$ 为光场与原子跃迁上下能级之间的失谐， ω_{i} 为光场的角频率， ω_{i0} 为与原子跃迁对应的共振角频率。下标 i 为 p、c 或 MW，其中 p 表示探测激光，c 表示耦合激光，MW 表示目标微波场。

将上述四能级原子系统的哈密顿量 H 代入主方程:

$$\dot{\rho}=\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\frac{i}{\hbar}\left[H,\rho\right]+\mathcal{L}, \tag{4}$$

其中， $\mathcal{L}$ 是表示与原子衰减过程相关的弛豫项的林德布拉德算符。在满足 $\dot{\rho}$稳态条件时，可由下式得到密度矩阵元素 ρ_{12} 的解析解:

式（4）。考虑多普勒平均 [30]后，可进一步得到 ρ_{12_D}。

随后，根据 $\chi=\left(\frac{2\mathcal{N}_0\varepsilon_{12}}{E_{\mathrm{p}}\epsilon_0}\right)\rho_{12_{\mathrm{D}}}$得到池内介质的磁化率 χ。令 α为 $\frac{^{2\pi}\text{虚部}}{\lambda_{\mathrm{p}}}[\chi]$。其中， $\mathcal{N}_0$ 为池内的^{87}Rb 原子密度， ε_{12} 为从基态 $|1\rangle$到中间态 $|2\rangle$的跃迁偶极矩， E_{p} 为探测激光的电场振幅， ϵ_0 为真空介电常数， λ_{p}为探测激光的波长， α 为探测激光在介质中传播时的比尔吸收系数。根据比尔-朗伯定律，可得探测激光通过充满 ^{87}Rb 原子蒸气的池前后的透射率：$T=\frac{I}{I_0}=exp(-\alpha l)$。其中， I_0 和 I 分别表示探测激光通过池前后的光信号， l 表示装有 ^{87}Rb 原子的池的长度。此外，根据式（2）对微波拉比频率进行调幅，并分析 EIT-AT 色散信号的特性。对探测光的传输信号$I(v,\ \Omega_{\mathrm{MW}})$进行调制和解调，并进行低通滤波后，即可获得与探测激光光谱相关的色散信号。

我们首先讨论理论计算中调制-解调过程对EIT-AT光谱的影响，如图2所示。图2(a)显示了当 $\Omega_{\mathrm{p}}=2\pi\times1.0$ 兆赫、$\Omega_{\mathrm{c}}=2\pi\times4.0$ 兆赫和 Ω_{MW} =$2\pi\times2.5$ 兆赫时的原始EIT-AT光谱信号；图2(b)显示了经 Ω_{MW}调制的EIT-AT信号，其中 MD=100%；图2(c)显示了调制信号经解调和低通滤波后的色散信号。如图2(a)所示，EIT-AT劈裂间隔 Δf_{m} 为 1.51 兆赫；如图2(c)所示，色散信号两个过零点之间的间隔 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 为 2.42 兆赫，色散信号的肩部间隔 Δf_{sho}为 3.71 兆赫。色散信号的光谱峰分辨率显著高于原始EIT-AT光谱信号。这表明，通过测量 Δf_{sho}，可以进一步拓展 E_{MW} 的较低分辨率极限。

我们进一步研究了调制深度对色散信号以及 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$和 Δf_{sho}的影响。计算了不同调制深度下的色散信号，并将结果展示于图3中；$\Omega_{\mathrm{MW}}=2\pi\times2.0$ 兆赫的值设置得足够低，因此无法分辨出EIT-AT劈裂，如图3的插图所示。相应的色散信号具有两个过零点和一个劈裂对称双峰。随着调制深度从10%增加到100%，劈裂对称双峰变得更高、更清晰。 Δf_{sho} 以及 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 随着调制深度的增加而变小，这是由于等效微波拉比频率变小所致。$\Delta f_{\mathrm{zeros}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$、 $\Delta f_{\mathrm{sho}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$ 与调制深度的关系如图4所示。当Ω_{MW} 的调制深度低于60%时， $\Delta f_{\mathrm{zeros}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$、$\Delta f_{\mathrm{sho}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$ 与调制深度呈良好的线性关系；随着调制深度进一步增大， $\Delta f_{\mathrm{zeros}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$ 和

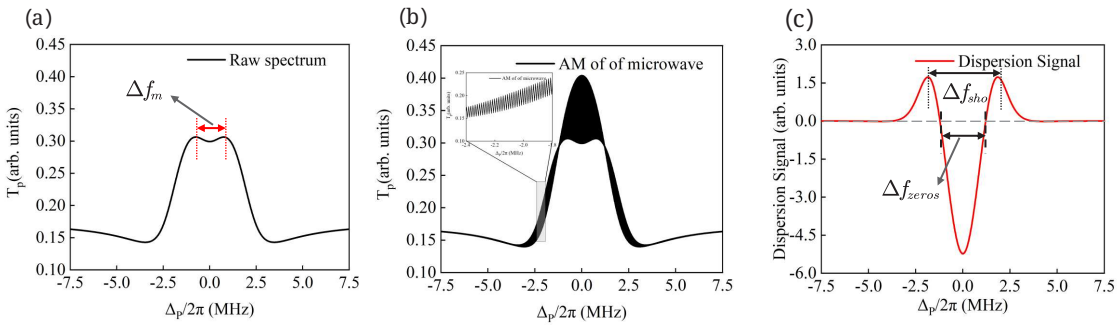


图 2. 微波调幅过程中各阶段的光谱计算。(a) 原始 EIT-AT 劈裂光谱；(b) 微波振幅调制后的 EIT-AT 劈裂光谱，调制深度为 100%；(c) 解调并经低通滤波后的色散信号。计算参数为 $\Omega_p = 2\pi \times 1.0$ 兆赫、$\Omega_c = 2\pi \times 4.0$ 兆赫和 $\Omega_{MW} = 2\pi \times 2.5$兆赫。

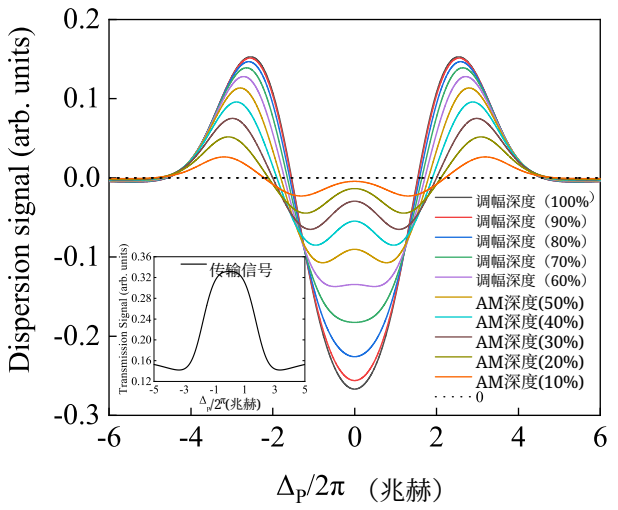


图3. 不同调制深度下的色散信号计算结果。插图显示了$\Omega_{MW} = 2\pi \times 2.0$ MHz时的原始光谱，注意此时无法区分EIT-AT。计算参数为$\Omega_p = 2\pi \times 1.0$ $\Omega_c = 2\pi \times 4.0$ $\Omega_{MW} = 2\pi \times 2.0$ MHz、Ω MHz和Ω MHz。

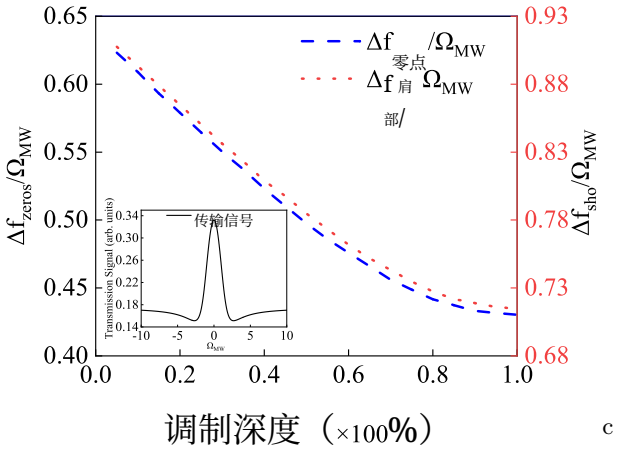


图4. 色散信号过零点间隔 Δf_{zeros}、色散信号肩部间隔 Δf_{sho} 与不同调制深度之间关系的计算结果。蓝色虚线表示 $\Delta f_{zeros}/\Omega_{MW}$；红色点线表示 $\Delta f_{sho}/\Omega_{MW}$。计算参数为$\Omega_p = 2\pi \times 1.0$ 兆赫、$\Omega_c = 2\pi \times 4.0$兆赫、$\Omega_{MW} = 2\pi \times 7.0$ 兆赫，Ω_{MW} 的幅度调制深度为5%-100%。插图显示$\Omega_{MW} = 0$ 时的电磁感应透明光谱，其中电磁感应透明光谱的线宽约为4 兆赫。

$\Delta f_{sho}/\Omega_{MW}$ 变小。这是因为Ω_{MW} 的调制深度变大，导致有效微波拉比频率降低，同时 $\Delta f_{zeros}/\Omega_{MW}$ 和 $\Delta f_{sho}/\Omega_{MW}$ 也间接变小。当Ω_{MW} 的调制深度大于60%时，微波有效拉比频率不断接近无微波时的EIT线宽（图4左下角的EIT谱线宽度约为4兆赫），此时 $\Delta f_{zeros}/\Omega_{MW}$和 $\Delta f_{sho}/\Omega_{MW}$ 与调制深度呈非线性关系。结果证实，在较大的调制深度范围内，可以清晰地获得 Δf_{zeros} 和 Δf_{sho} ；当调制深度固定时， $\Delta f_{zeros}/\Omega_{MW}$、$\Delta f_{sho}/\Omega_{MW}$ 保持不变。

我们计算了不同 Ω_{MW} 下 EIT-AT 的色散信号，以探讨利用 Δf_{sho} 测量弱场的可行性。图5展示了数值模拟——结果，给出了微波场拉比频率 Ω_{MW} 从 0.7 兆赫到 3 兆赫时的 EIT-AT 劈裂。图5(a) 表示未进行幅度调制时 Ω_{MW} 下的 EIT-AT 劈裂光谱。Ω_{MW} 减小时， Δf_m 会变小；当 Ω_{MW} 小于 2.2 兆赫时， Δf_m 将变得无法区分。图5(b) 表示对 Ω_{MW} 进行幅度调制后的色散误差信号。当 Ω_{MW} 远小于 2.2 兆赫时，仍可观察到 Δf_{sho} 。

Δf_m、 Δf_{zeros} 和 Δf_{sho} 之间的关系（Ω_{MW} 为 0.7–10 兆赫）如图6所示。如图6中的黑色实线所示，随着 Ω_{MW} 减小， Δf_m 呈线性下降；但当 Ω_{MW} 小于 3.4 兆赫时， Δf_m 的线性特性消失，最终变得无法与 Ω_{MW} =区分

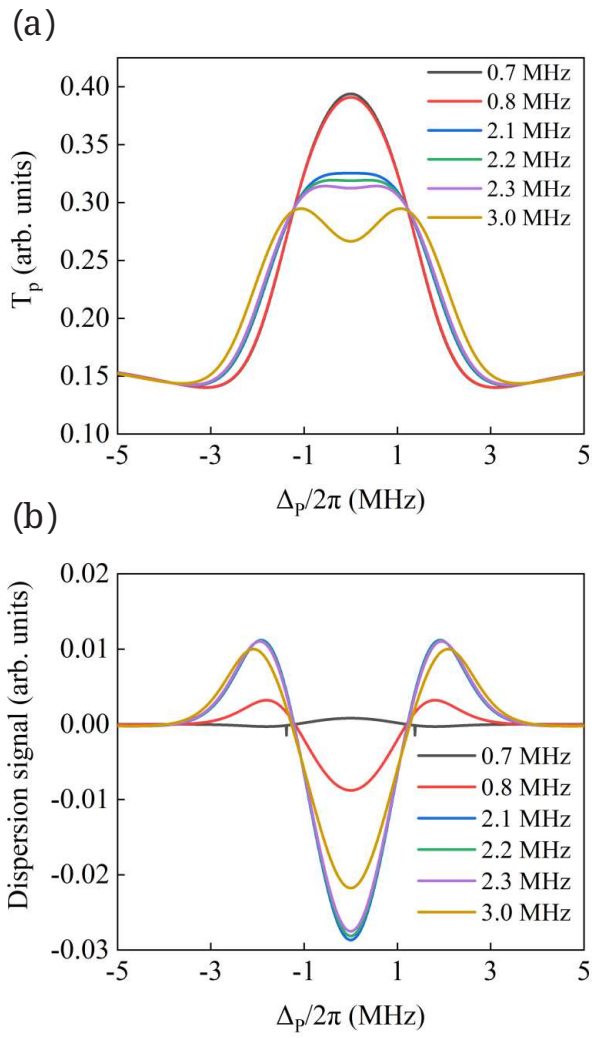


图5. MW场拉比频率Ω_{MW} 在0.7兆赫至3兆赫之间时EIT-AT分裂光谱的数值模拟结果。(a) 未调制时的EIT-AT光谱；(b) 调制深度为MD=100%时对应的色散误差信号。

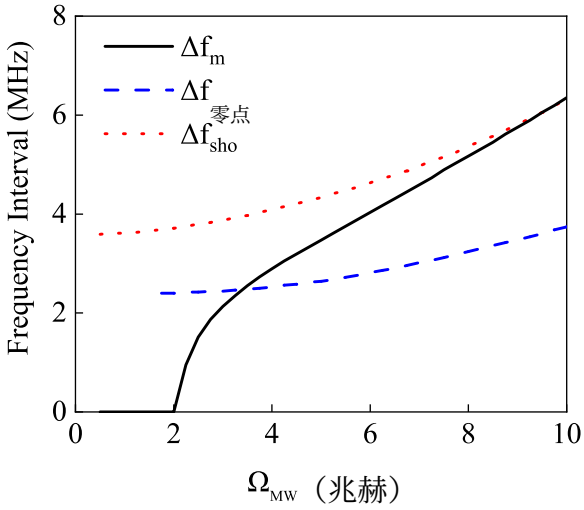


图6. Δf_{m}、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和 Δf_{sho} 相对于Ω_{MW}的计算结果。黑色实线表示原始EIT-AT分裂间隔 Δf_{m}；蓝色虚线表示色散信号过零点间隔$\Delta f_{\mathrm{zeros}}$；红色点线表示色散信号肩部间隔 Δf_{sho}。计算参数为$\Omega_{\mathrm{MW}} = 2\pi \times 0.7$兆赫 $\sim 2\pi \times 10$ 兆赫、$\Omega_{\mathrm{p}} = 2\pi \times 1.0$ 兆赫、$\Omega_{\mathrm{c}} = 2\pi \times 4.0$ 兆赫

2.0 兆赫。图6中的蓝色虚线表明，随着 Ω_{MW} 减小，$\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 单调下降；当 $\Omega_{\mathrm{MW}} < 1$为 0.5 兆赫时， $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 不再变化。图6中的红色点线表明，随着 Ω_{MW} 减小，Δf_{sho} 单调下降；当 Ω_{MW} 为 0.8 兆赫时， Δf_{sho} 不再随 Ω_{MW} 变化。结果表明，在测量弱微波弱场时，Δf_{sho} 相较于 Δf_{m}和 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 具有显著的分辨率优势。

III. 实验系统与方法

我们已在室温下的 ^{87}Rb 蒸气池中通过实验验证了上述方案。实验系统的示意图如图7所示。室温下，Rb蒸气池的直径和长度分别为25 mm和75 mm。在图1所提出的四能级中，当使用 ^{87}Rb 原子测量的微波场频率为31.6 GHz时，理论模型中的四个能级 $|1\rangle$、 $|2\rangle$、 $|3\rangle$和 $|4\rangle$ 可分别选为 $5S_{1/2}$、 $5P_{3/2}$、$41D_{5/2}$和 $42P_{3/2}$，如图8所示。其中，探测激光（$\lambda_{\mathrm{p}} \sim 780$ nm，DL100，Toptica）由可调谐二极管激光器产生，其频率锁定在 ^{87}Rb $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$的跃迁处。耦合光（$\lambda_{\mathrm{c}} \sim 480$nm，TA-SHG Pro，Toptica）由倍频二极管激光器产生，其频率通过塞曼调制电磁诱导透明法 [33]锁定在 ^{87}Rb $5P_{3/2} \rightarrow 41D_{5/2}$ 的共振跃迁处。探测激光与耦合激光在Rb细胞的中心轴上重叠并反向传播。向微波源的幅度调制端输入TTL或正弦信号即可实现微波幅度调制，最后通过微波天线（LB-28-15-C-KF）将调制后的微波辐射到蒸气池上。光电探测器（PDA36A2，Thorlabs）用于接收探测激光通过 ^{87}Rb蒸气池后的传输信号，并由示波器记录。

实验中的MW场由MW源（E8257D，Keysight Technologies）提供，并通过与相应频率匹配的喇叭天线（具体型号见下文）辐射至铷蒸气池。本研究测量了三种不同频率的MW场（分别为9.2 GHz、22.1吉赫兹和31.6 GHz）。能级示意图如

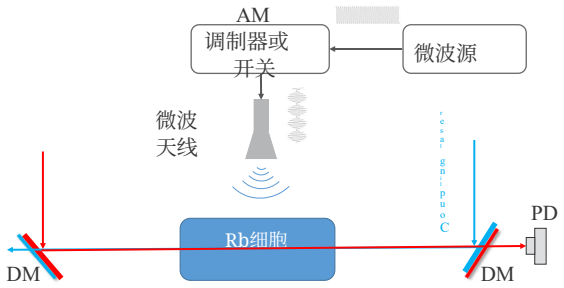


图 7. 使用幅度调制法测量微波强度的实验装置。带箭头的红线和蓝线分别表示探测激光和耦合激光。使用调制器或开关对微波幅度进行调制。DM 为二向色镜，PD 为光电探测器。

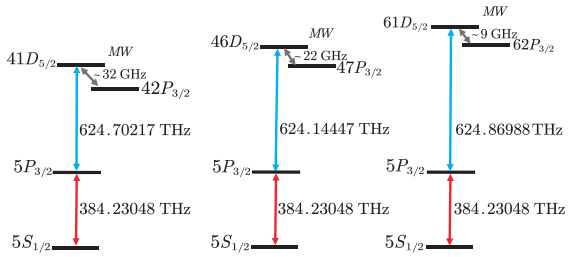


图 8. 分别使用频率为 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz 的微波进行测量时铷的能级选择。为清晰显示能级，图中的能级位置未严格按照实际间隔绘制。

图8所示。对于31.6 GHz的MW场，耦合激光耦合能级 $5P_{3/2} \rightarrow 41D_{5/2}$ 和MW场耦合能级 $41D_{5/2} \rightarrow 42P_{3/2}$ 对应的共振跃迁偶极矩为 $3309.549\,a_0e$；对于22.1 GHz的MW场，耦合激光耦合能级 $5P_{3/2} \rightarrow 46D_{5/2}$ 和MW场耦合能级 $46D_{5/2} \rightarrow 47P_{3/2}$对应的共振跃迁偶极矩为 $4195.706\,a_0e$；对于9.2 GHz的MW场，耦合激光耦合能级 $5P_{3/2} \rightarrow 61D_{5/2}$ 和MW场耦合能级 $61D_{5/2} \rightarrow 62P_{3/2}$对应的共振跃迁偶极矩为 $7483.291\,a_0e$，其中 a_0 为玻尔半径， e 为基本电荷；MW天线尽可能远离铷蒸气池放置，以满足远场条件。MW场、探测激光和耦合激光均为线偏振。使用正弦信号对MW源进行调制。本研究中的调制频率范围可设置为1至99 kHz，MW的MD可从0%调整至100%。通过使用声光调制器（AOM）在EIT共振附近扫描探测激光频率，获得里德伯EIT-AT光谱。将调制后的EIT信号发送至锁相放大器（LI5640，NF Corporation）进行解调，随后即可获得色散信号。

IV. 结果与讨论

我们首先研究了未对微波进行调制时获得的里德伯EIT-AT光谱，以及通过调制获得的色散信号。实验结果如图 9 所示。图 9(a) 显示了原始的 EIT-AT 劈裂光谱，其信噪比（SNR）相对较低。图 9(b) 中的黑色实线表示通过调制耦合激光幅度获得的 EIT-AT 光谱，红色虚线表示由锁相放大器解调得到的信号；与图 9(a) 中的原始 EIT-AT 光谱相比，解调光谱的信噪比提高了 17.5 dB。图 9(c) 中的黑色实线表示通过调制微波幅度获得的 EIT-AT 光谱，红色虚线表示通过微波幅度调制获得的色散信号。与图 9(a) 中的原始 EIT-AT 光谱相比，色散信号的信噪比提高了 20.2 dB。可以看出，色散信号具有两个过零点，其间隔定义为 Δf_{zeros}。Xiu-bin Liu 等人已证明，与传统的 EIT-AT 劈裂法相比，Δf_{zeros} 将微波测量的下限扩展了 6 倍 [25]。更有趣的是，色散信号具有两个正峰值，其间隔定义为 Δf_{sho}，Δf_{sho} 大于 Δf_{zeros}，这可以反映较弱的 E_{MW}。与前者相比，并基于第 II 节中的理论模型，该方法能够测量的微波电场下限也更低。

随后，我们对采用传统方法 [4] 和31.6 GHz下调幅法获得的光谱进行了详细分析。对于传统方法，当微波电场在1.22至15.35毫伏/厘米之间连续变化时，获得了一系列与EIT-AT劈裂对应的光谱信号，如图 10(a)所示。实验结果表明，随着 E_{MW}逐渐降低至4.85毫伏/厘米，Δf_{m} 变得无法区分。即使在 E_{MW}=4.85毫伏/厘米时，我们也无法直接从图中读出 Δf_{m}，只能通过光谱分析间接获得。原因在于 E_{MW} 过小，微波产生的两个缀饰能级间隔小于EIT线宽Γ_{EIT}，因此无法直接观察到里德伯EIT-AT分裂。此外，当 E_{MW}小于1.22毫伏/厘米时，即使通过光谱分析也无法获得 Δf_{m}。相比之下，如图 10(b)所示，即使 E_{MW} 小于1.22毫伏/厘米，Δf_{sho} 在色散信号中仍然非常明显。我们发现，在EIT-AT劈裂无法区分的弱场下，Δf_{sho} 仍然存在，这证实了 Δf_{sho} 可用于测量和表征弱微波电场强度。更有趣的是，如图 10(b)所示，当更弱的微波场使间隔 Δf_{zeros}不存在时，Δf_{sho}仍然可以清晰地区分。

接下来，我们将详细讨论

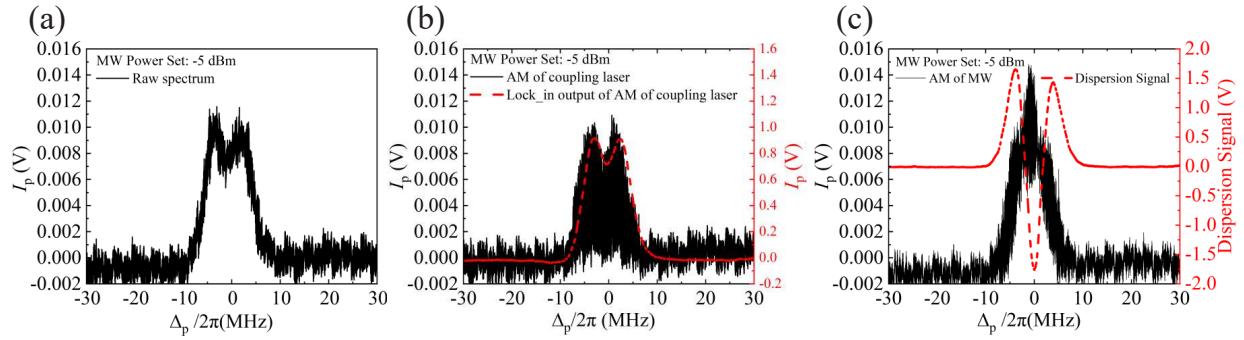


图9. 光谱的实验示例：(a) 未进行AM调制的原始EIT-AT劈裂光谱，(b) 耦合激光幅度调制光谱，以及 (c) 微波幅度调制光谱。幅度调制频率为10千赫兹，幅度调制深度为100%。

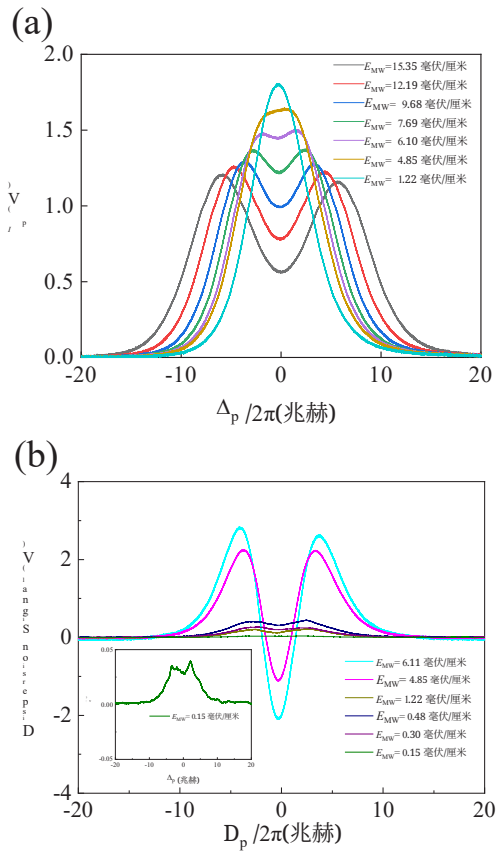


图 10. 通过对微波进行调幅获得的常规里德伯 EIT-AT 分裂光谱和色散信号。(a) E_{MW} 从 15.35 毫伏/厘米降至 1.22 毫伏/厘米时的 EIT-AT 分裂光谱。(b) E_{MW} 从 6.11 毫伏/厘米降至 0.15 毫伏/厘米时的色散信号。插图显示了 $E_{\mathrm{MW}} = 0.15$ 毫伏/厘米时的色散信号。实验中，微波的调制频率为 10千赫兹，调制深度为 100%。

在 31.6 GHz 的微波频率下， Δf_{m} 方法、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 方法和 Δf_{sho} 方法。通过图 10 还可以进一步获得对应于不同 E_{MW} 的 Δf_{m}、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$和 Δf_{sho} ，结果如图 11 所示。黑色空心方形点表示采用传统 EIT-AT 劈裂法测得的 EIT-AT分裂间隔 Δf_{m} 随微波场 E_{MW} 的变化；当 E_{MW}> 7时，该变化呈线性特征，为 0.69 毫伏/厘米。随着 E_{MW} 减小， Δf_{m} 变得小于根据公式（1）得到的线性预测值，并且当 $E_{\mathrm{MW}} < 4$为 0.854 毫伏/厘米时无法观测到。对于 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$方法，如图 11 中的蓝色空心三角形所示，在本研究中，当 E_{MW} ¡3.856 毫伏/厘米时， $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 无法观测到。需要注意的是，$\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 带来的改进不如 Xiu-bin Liu 等人的结果[25], , 这是因为我们的实验中对实验参数进行了优化，以获得更清晰的 Δf_{sho} 分辨率，而不是 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$。对于 Δf_{sho} 方法，如图 11 中的红色空心圆所示，即使当 $E_{\mathrm{MW}} = 0$为 0.152 毫伏/厘米时，仍然可以清晰地观测到 Δf_{sho} ，并且 E_{MW} 与 Δf_{sho} 之间的单调关系始终保持不变。对于微波频率为 31.6 GHz 的结果， Δf_{sho} 在本研究中优于 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 方法 [25], , 并且 E_{MW} 的下限甚至比传统 EIT-AT 劈裂法 [4] 提高了 32 倍。

我们详细讨论了在微波频率为22.1吉赫兹时，Δf_{m} 方法、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 方法和 Δf_{sho} 方法的实验结果，结果如图12所示。黑色空心方块表示采用传统 EIT-AT 劈裂法测得的 EIT-AT分裂间隔 Δf_{m} 随微波场 E_{MW} 的变化；当 E_{MW} >4.311 毫伏/厘米时，该变化呈线性特征。随着 E_{MW} 减小， Δf_{m} 小于根据公式（1）线性预测的值，并且当 $E_{\mathrm{MW}} < 3.425$ 毫伏/厘米时无法观测到。对于图12中以蓝色空心三角形表示的 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$方法，在本研究中，当 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ ¡2.161 毫伏/厘米时无法观测到 E_{MW} 。对于图12中以红色空心圆圈表示的 Δf_{sho} 方法，即使当 $E_{\mathrm{MW}} = 0.136$ 毫伏/厘米时，仍能清晰观测到 Δf_{sho} ，并且单调

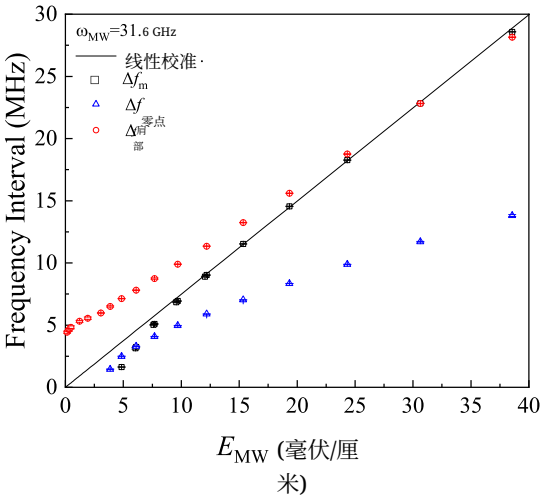


图 11. 微波频率为 31.6 GHz 时， Δf_{m}、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和 Δf_{sho} 随 E_{MW} 的变化实验结果。黑色空心方块表示采用 Δf_{m} 的传统 EIT-AT 劈裂法实验结果。蓝色空心三角形表示采用 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 的色散信号过零点间隔法实验结果。红色空心圆表示采用 Δf_{sho} 的色散信号肩部间隔法实验结果。微波的调制频率为 10千赫兹，调制深度为 100%。

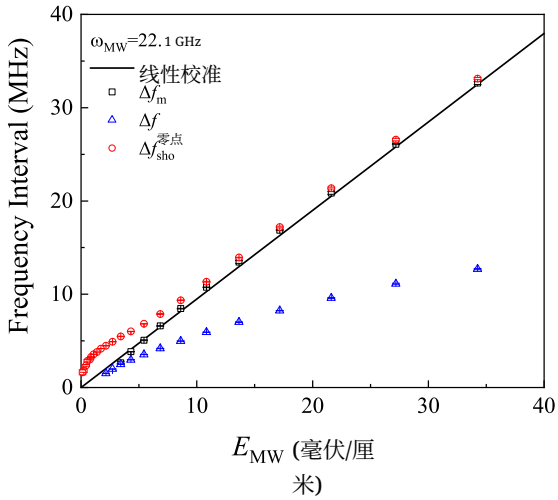


图12. 微波频率为 22.1 GHz 时， Δf_{m}、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和 Δf_{sho} 随 E_{MW} 变化的实验结果。黑色空心方块表示通过 Δf_{m}获得的传统 EIT-AT 分裂法的结果。蓝色空心三角形表示通过 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$获得的色散信号过零点区间法的实验结果。红色空心圆表示通过 Δf_{sho}获得的色散信号肩部区间法的实验结果。微波的调制频率为10千赫兹，调制深度为100%。

c

关系始终保持不变。在微波频率为22.1吉赫兹时的实验结果表明，本研究中的Δf_{sho} 优于 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 方法 [25]，且 E_{MW} 的下限相比传统 EIT-AT 劈裂法[4]提高了24倍。

我们进一步讨论并分析了三种方法在微波频率为 9.2 GHz 时的测量结果，以验证所提出的方法在 1 至 40 GHz 范围内进行微波测量的有效性。结果如图13所示。分析过程与上述类似，微波频率为 9.2 GHz 时的结果表明，下限 $E_{\mathrm{MW}} = 0.056$毫伏/厘米比传统 EIT-AT 劈裂法 [4]提高了 31 倍。

最后，表 I 展示了采用不同方法测得的最小微波强度的比较结果，所用微波频率分别为 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz。 $E_{\mathrm{MW}}(\Delta f_{\mathrm{m}})_{\mathrm{min}}$、 $E_{\mathrm{MW}}(\Delta f_{\mathrm{zeros}})_{\mathrm{min}}$和 $E_{\mathrm{MW}}(\Delta f_{\mathrm{sho}})_{\mathrm{min}}$ 分别是特定微波频率下测量可分辨微波场强的下限。当微波频率为 9.2 GHz 时，可测量微波电场的下限为 0.056 毫伏/厘米，远小于微波频率为 22.1吉赫兹和 31.6 GHz 时的下限。当微波频率为 9.2 GHz 时，两个相邻里德堡能级的量子数相对较高，这使得两个里德堡能级之间的电偶极矩较大。根据公式 (4)，对于相同的光谱劈裂间隔，电偶极矩越大，下限

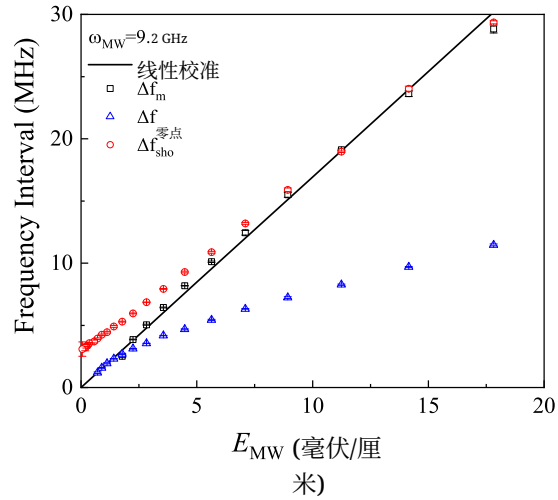


图13。在微波频率为9.2 GHz时， Δf_{m}、 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和 Δf_{sho} 与 E_{MW} 的实验结果。黑色空心方块表示采用 Δf_{m}的传统 EIT-AT分裂法所得结果。蓝色空心三角形表示采用 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$的色散信号过零点区间法所得实验结果。红色空心圆表示采用 Δf_{sho}的色散信号肩部间隔法所得实验结果。微波的调制频率为10千赫兹，调制深度为100%。

可测量微波场的下限越低。由此，本工作验证了，在微波频率为 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz 的实验条件下，Δf_{sho} 方法在微波场测量方面优于传统方法和 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 方法。这一点在第 II 节的理论部分中也得到了预测。

V. 结论

我们对采用微波场幅度调制获得的里德堡原子电磁感应透明奥特勒-汤斯分裂光谱中的色散信号进行了详细的理论和实验研究。理论上，我们首先通过数值模拟展示了对微波电场进行幅度调制和解调以获得色散信号的过程。与传统的 EIT-AT 分裂间隔 Δf_{m} 相比，色散信号提供了两个光谱间隔，即两个过零点之间的间隔 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和两个正向极大值之间的间隔 Δf_{sho}。随后，我们详细研究了调制深度对色散信号的影响。结果表明，调制深度越大，色散信号中过零点和极大值的特征越明显。当调制深度固定时，$\Delta f_{\mathrm{zeros}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$ 或 $\Delta f_{\mathrm{sho}}/\Omega_{\mathrm{MW}}$ 的比值固定，这证明 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和 Δf_{sho} 可用于表征微波电场强度 E_{MW}。我们理论计算了调制深度为 100% 时，不同 Ω_{MW} 下的传统 EIT-AT 光谱及相应的色散信号。通过详细比较 Δf_{m}、$\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 和 Δf_{sho} 与 Ω_{MW}，结果表明，与 Δf_{m}、$\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 相比，Δf_{sho} 可用于表征弱得多的微波电场。实验方面，我们分别研究了 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz 微波频率下，铷蒸气池中微波场强 E_{MW} 与 Δf_{sho} 的关系。结果表明，微波电场幅度调制法提高了光谱信噪比；更值得关注的是，与 Δf_{m} 和 $\Delta f_{\mathrm{zeros}}$ 相比，Δf_{sho} 可用于表征弱得多的 E_{MW}。通过 Δf_{sho} 测得的最小 E_{MW} 约比传统 EIT-AT 分裂法小 30 倍。例如，Δ 肩部在 9.2 GHz 下可表征的最小 E_{MW} 为 0.056 毫伏/厘米。据我们所知，这是在不添加任何辅助场的情况下，使用蒸气池通过频率间隔可表征的最小值。所提出的方法可进一步降低通过光谱频率间隔测量 E_{MW} 的弱场极限，这对于直接测量微弱的 E_{MW} 具有重要意义。

[1] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, 《剑桥原子、分子与化学物理专著丛书》（剑桥大学出版社，1994年）。[2] A. K. Mohapatra、T. R. Jackson 和 C. S. Adams，利用电磁感应透明进行高激发里德堡态的相干光学探测，《物理评论快报》98，113003（2007年）。[3] M. Fleischhauer、A. Imamoglu 和 J. P. Marangos，电磁感应透明：相干介质中的光学，《Reviews of Modern Physics》77，633（2005年）。[4] J. Sedlacek、A. Schwettmann、H. K¨ubler、R. L¨ow、T. Pfau 和 J. P. Shaffer，利用明亮原子共振在蒸气池中通过里德堡原子进行微波电测量，《自然·物理》8，819（2012年）。[5] R. W. P. Drever、J. L. Hall、F. V. Kowalski、J. Hough、G. M. Ford、A. J. Munley 和 H. Ward，利用光学谐振腔稳定激光相位与频率，《应用物理B》31，97（1983年）。[6] S. Hirata、T. Akatsuka、Y. Ohtake 和 A. Morinaga，稳定至超低漂移、高精细度光学腔的亚赫兹线宽二极管激光器，《应用物理快报》7（2014年）。[7] R.P.Abel、A.K.Mohapatra、M.G.Bason、J.D.Pritchard、K.J.Weatherill、U.Raitzsch 和 C.S.Adams，在级联系统中利用电磁感应透明将激光频率稳定至激发态跃迁，《Applied Physics Letters》94（2009年）。[8] J. Yuechun、L. Jingkui、W. Limei、Z. Hao、Z. Linji、Z. Jianming 和 J. Suotang，基于里德堡电磁感应透明的激光频率锁定，《中国物理B》25，053201（2016年）。

[9] S. Bao、H. Zhang、J. Zhou、L. Zhang、J. Zhao、L. Xiao 和 S. Jia，里德堡电磁感应透明中塞曼子能级的偏振光谱，《Physical Review A》94，043822（2016）。[10] L. Yi、W. Feng-Chuan、M. Rui-Qi、Y. Jia-Wei、L. Yi、A. Qiang 和 F. Yun-Qi，三端口光纤耦合蒸气池探头的研制及其在微波数字通信中的应用，《Acta Phys. Sin.》71，（2022年）。[11]R. Mao、Y. Lin、K. Yang、Q. An 和 Y. Fu，高效率光纤耦合里德堡原子集成探头及其成像应用，《IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters》22，352（2023）。[12] B. Wu、Y. Lin、D. Liao、Y. Liu、Q. An 和 Y. Fu，用于量子微波测量的介质加载矩形谐振器中局部增强电场的设计，《Electronics Letters》58，914（2022年）。[13] J. Hu、H. Li、R. Song、J. Bai、Y. Jiao、J. Zhao 和 S. Jia，利用里德堡原子实现连续可调的射频电测量，《Applied Physics Letters》121，014002 2022（）。[14] S. H. You、M. H. Cai、S. S. Zhang、Z. S. Xu 和 H. P. Liu，三色红外激光器照射的铷通过电磁诱导吸收实现微波场传感，《Optics Express》30，16619（2022年）。[15] M. Cai、Z. Xu、S. You 和 H. Liu，基于里德堡原子的微波传感器灵敏度提升与测定，《Photonics》9，10.3390/photonics9040250（2022年）。[16] Z. Feng、X. Liu、Y. Zhang、W. Ruan、Z. Song 和 J. Qu，基于原子的单个铷蒸气池电场与磁场传感技术，《Optics Express》31，1692（2023年）。

表 I. 不同方法测得的最小微波强度 E_{MW}，对应的微波频率分别为 31.6 GHz、22.1吉赫兹和 9.2 GHz。

频率	$E_{\mathrm{MW}}(\Delta f_{\mathrm{m}})_{\ \mathrm{min}}$	$E_{\mathrm{MW}}(\Delta f_{\mathrm{zeros}})_{\ \mathrm{min}}$	$E_{\mathrm{MW}}(\Delta f_{\mathrm{sho}})_{\ \mathrm{min}}$
31.6 GHz	4.854 ± 0.024毫伏/厘米	3.856 ± 0.032毫伏/厘米	0.152 ± 0.002毫伏/厘米
22.1吉赫兹	3.425 ± 0.064毫伏/厘米	2.161 ± 0.012毫伏/厘米	0.136 ± 0.011毫伏/厘米
9.2 GHz	1.782 ± 0.033毫伏/厘米	0.709 ± 0.018毫伏/厘米	0.056 ± 0.005毫伏/厘米

[17] C. L. Degen、F. Reinhard 和 P. Cappellaro，量子传感，《Reviews of Modern Physics》89，035002（2017年）。[18] Y. Wang、F. Jia、J. Hao、Y. Cui、F. Zhou、X. Liu、J. Mei、Y. Yu、Y. Liu、J. Zhang、F. Xie 和 Z. Zhong，利用基于里德堡原子的混频器精确测量微波偏振，《Optics Express》31，10449（2023年）。[19] Y. Cui、F.-D. Jia、J.-H. Hao、Y.-H. Wang、F. Zhou、X.- B. Liu、Y.-H. Yu、J. Mei、J.-H. Bai、Y.-Y. Bao、D. Hu、Y. Wang、Y. Liu、J. Zhang、F. Xie 和 Z.-P. Zhong，利用辅助微波场扩展基于里德堡原子的微波电测量带宽灵敏度，《Physical Review A》107，043102（2023年）。[20] K.-Y. Liao、H.-T. Tu、S.-Z. Yang、C.-J. Chen、X.- H. Liu、J. Liang、X.-D. Zhang、H. Yan 和 S.- L. Zhu，通过冷里德堡原子中的电磁诱导吸收实现微波电测量，《Physical Review A》101，053432（2020年）。[21] F. Zhou、F. Jia、X. Liu、Y. Yu、J. Mei、J. Zhang、F. Xie 和 Z. Zhong，通过冷里德堡原子提高量子微波电测量的光谱分辨率和测量范围，《Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Phy

[22] M. T. Simons, J. A. Gordon, C. L. Holloway, D. A. Anderson, S. A. Miller和G. Raithel，利用频率失谐提高基于里德堡原子中电磁感应透明和Autler-Townes分裂的电场测量灵敏度，《Applied Physics Letters》108，10.1063/1.4947231（2016）。[23] F.-D. Jia, X.-B. Liu, J. Mei, Y.-H. Yu, H.-Y. Zhang, Z.-Q. Lin, H.-Y. Dong, J. Zhang, F. Xie和Z.-P. Zhong，辅助微波场缀饰的里德堡原子量子微波电测量的跨度偏移与扩展，《Physical Review A》103，063113（2021）。[24] J. Yuan, T. Jin, L. Wang, L. Xiao和S. Jia，通过里德堡原子中的双微波场缀饰电磁感应透明提高微波电场测量灵敏度，《Laser Physics Letters》19，125207（2022）。

[25] X. Liu, F. Jia, H. Zhang, J. Mei, Y. Yu, W. Liang, J. Zhang, F. Xie和Z. Zhong，利用微波场调幅提高基于里德堡原子的微波电场测量灵敏度，《AIP Advances》11，10.1063/5.0054027（2021）。[26] F. Ripka, C. Lui, M. Schmidt, H. Kubler和J. P. Shaffer，基于里德堡原子的射频电场测量：超精细效应，载于 $OPTO$（2022）。[27] Z. Fei, J. Feng-Dong, L. Xiu-Bin, Z. Jian, X. Feng和Z. Zhi-Ping，利用冷里德堡原子基于电磁感应透明测量微波电场，《Acta Phys. Sin.》72，10 7498 72 20222059 2023。/aps. .（）。[28] N. Prajapati, N. Bhusal, A. P. Rotunno, S. Berweger, M. T. Simons, A. B. Artusio-Glimpse, Y. J. Wang, E. Bottomley, H. Fan和C. L. Holloway，双光子与三光子里德堡电场测量的灵敏度比较（2022），arXiv:2211.11848 [physics.atom-ph]。[29] C. L. Holloway, J. A. Gordon, S. Jefferts, A. Schwarzkopf, D. A. Anderson, S. A. Miller, N. Thaicharoen和G. Raithel，用于国际单位制溯源、自校准测量的宽带基于里德堡原子的电场探针，IEEE天线与传播学报62，6169（2014）。[30] C. L. Holloway, M. T. Simons, J. A. Gordon, A. Dienstfrey, D. A. Anderson和G. Raithel，电场计量学的国际单位制溯源性：原子蒸气中电磁感应透明的系统测量不确定度，《应用物理学杂志》121，10.1063/1.4984201（2017）。[31] M. Auzinsh, D. Budker和S. Rochester，《光学极化原子：理解光与原子相互作用》（2010）。[32] S. Rochester，AtomicDensityMatrix，https://www.rochesterscientific.com/。[33] F. Jia, J. Zhang, L. Zhang, F. Wang, J. Mei, Y. Yu, Z. Zhong和F. Xie，利用塞曼调制实现里德堡态跃迁的频率稳定方法，《Appl. Opt.》59，2108（2020）。

si
《中国科学：物理学 力学 天文学》
56，025501（2023）。