

## 微米气室铯原子自旋噪声谱\*

郭志超<sup>1)2)†</sup> 张桐耀<sup>1)2)</sup> 张靖<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2019年10月23日收到; 2019年11月27日收到修改稿)

利用自旋噪声谱技术研究了无缓冲气体<sup>133</sup>Cs原子气室的自旋动力学和展宽机制. 在宏观原子气室中, 自旋弛豫速率失谐频率谱的线型为高斯分布; 在空间局域较强的微米气室中, 自旋弛豫速率失谐频率谱的线型为洛伦兹分布. 实验测量得到的自旋弛豫速率失谐频率谱的展宽约4 GHz, 明显大于宏观原子气室中约500 MHz的多普勒非均匀展宽. 同时, 研究了两种气室的总噪声的失谐频率谱. 在宏观原子气室中, 总噪声强度强烈依赖于激光相对于原子共振跃迁的频率失谐; 在微米气室中, 由于较强的均匀展宽, 总噪声的失谐频率谱中心处出现明显的凹陷. 通过建立简化的物理模型来计算微米气室的展宽机制, 在实验与理论中解释了原子的均匀展宽特性.

**关键词:** 自旋噪声谱, 自旋动力学, 自旋弛豫速率, 均匀展宽

**PACS:** 72.25.Rb, 05.40.Ca, 32.30.-r, 78.20.Ls

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191623

## 1 引言

涨落耗散定理指出系统对外界扰动的响应可以用热平衡时所表现出的频谱来描述<sup>[1]</sup>. 在几乎没有微扰的情形下, 通过收集介质特定物理量的自发随机涨落, 可在频域上获知介质的内禀属性, 这种频谱技术被称为噪声谱技术. 基于法拉第效应或者磁光克尔效应, 在介质自旋随机涨落过程中可以通过偏振态光场实现自旋的信息识别和提取, 即自旋噪声谱技术<sup>[2-5]</sup>. 自旋噪声谱这种非扰动本征测量的优势被广泛应用于热原子系综<sup>[4,6-9]</sup>、块体半导体<sup>[5,10-12]</sup>、半导体量子阱<sup>[13,14]</sup>、纳米线<sup>[15]</sup>、量子点<sup>[6,16,17]</sup>等自旋系统研究中. 基于自旋噪声谱技术, 已实现朗德 $g$ 因子、核自旋、同位素丰度比、超细分裂、核力矩和自旋相干寿命等物理量的测量<sup>[4]</sup>.

自旋噪声谱理论和实验工作在过去十几年间

发展迅速. 探测方案的优化、数据采集和处理能力的提高, 不断提升自旋噪声谱的测量极限灵敏度. 在光学探测方面, 通过引入零拍探测实现测量过程的相位控制, 实现低功率高信噪比探测, 获得更好的测量灵敏度<sup>[6,10,11]</sup>; 考虑光场的散粒噪声极限, 偏振压缩光提供超越量子噪声极限的线偏振光, 获得了优于相干光探测2 dB的信噪比, 该方案同时也演示了高灵敏度原子磁力计的原型方案<sup>[7]</sup>. 在数据处理方面, 在早期热原子气室中,  $10^9$ 个原子的自旋起伏才能提供可观测的光学偏振噪声谱<sup>[4]</sup>. 近年来, 具有实时处理能力的快速傅里叶变换数据采集卡或可编程逻辑门阵列取代传统频谱分析仪, 将数据利用率由不足0.1%提升至90%以上<sup>[8,12,13,18]</sup>. 这些技术的综合利用, 在半导体量子阱和量子点中实现了 $10^4$ 量级粒子数的自旋涨落探测. 在样品结构方面, 通过在有源层上下表面生长布拉格反射镜形成高品质光学共振微腔的技术方案, 提高了光与

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301602) 和国家自然科学基金 (批准号: 61574087) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [sxdxguozhichao@gmail.com](mailto:sxdxguozhichao@gmail.com)

物质的耦合强度,在量子点中获得了单个空穴的自旋噪声信息<sup>[16]</sup>;同时,强耦合也降低了探测光功率要求,由通常的 mW 量级减弱到 nW 量级<sup>[14]</sup>,进一步消除了激光的加热等自旋弛豫效应。

近年来,自旋噪声谱的噪声关联理论快速发展,并通过一系列实验验证进一步拓展了自旋噪声的应用领域<sup>[9,15,17,19,20]</sup>.噪声谱技术的频率分辨率以及空间分辨率是非常重要的一个研究方向.双色自旋噪声光谱技术利用两束能量不同的探测光,揭示了自旋系统的噪声频率关联.(In, Ga)As 量子点系综的非均匀展宽十分强烈,在常规噪声谱下淹没其中的均匀线宽通过关联噪声得到了实验验证<sup>[17]</sup>;在异质原子混合气体中,通过噪声间的关联测量可以实现不同原子间自旋交换作用的测量<sup>[9]</sup>.改变探测光束的空间分布,自旋噪声谱可以实现自旋的空间关联信息测量.作为自旋的重要属性,自旋运输的扩散漂移参数可通过分析不同空间位置处自旋进动的附加频率探测<sup>[15]</sup>.

基于纳米线的双光束自旋噪声关联频谱理论<sup>[15]</sup>到目前为止还没有被实验实现,其中一个重要限制因素是自旋的相干时间,自旋弛豫速率的展宽会把自旋运输引起的进动频率淹没.碱金属原子气在室温下具有较长的自旋寿命,通常在微秒量级,基态

的平均自由程  $l$  是原子的平均速度与基态寿命的乘积<sup>[21]</sup>,通常是百微米量级,如果降低束缚原子的气室厚度  $d$ ,使  $l$  大于  $d$ ,则可被近似为一个准二维自旋系统进行探测.微米尺度碱金属原子系综是构建这种准二维自旋系统的方案之一.本文利用 100  $\mu\text{m}$  厚  $^{133}\text{Cs}$  原子气室构建准二维的自旋系统,基于自旋噪声谱技术研究在强空间约束条件下的自旋演化。

## 2 实验装置

自旋噪声谱的基本思想是收集和分析偏振光场通过样品后的偏振随机波动<sup>[22]</sup>.对于顺磁性的自旋系统,施加与光束方向垂直的横向磁场可以使随机自旋绕磁场方向拉莫尔进动,噪声谱的中心频率反映了自旋的进动频率  $\nu_L = g\mu_B B/h$ <sup>[23]</sup>,其中  $g$  是朗德因子,  $\mu_B$  是玻尔磁子,  $B$  是外磁场,  $h$  为普朗克常数.自旋噪声谱呈现洛伦兹分布,其谱线的半高全宽  $\delta\nu$  表示为自旋寿命  $\tau_{\text{spin}} = 1/\pi\delta\nu$ <sup>[23]</sup>.图 1(a) 是基于法拉第磁光效应的自旋噪声谱测量装置.本实验由半导体激光器产生 852 nm 激光,功率为 100 mW,线宽为 1 MHz 左右,激光频率利用  $^{133}\text{Cs}$  原子 D2 跃迁线 ( $6^2\text{S}_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ,如图 1(c) 所示) 校准,频率调谐范围为 -22—20 GHz.输入光

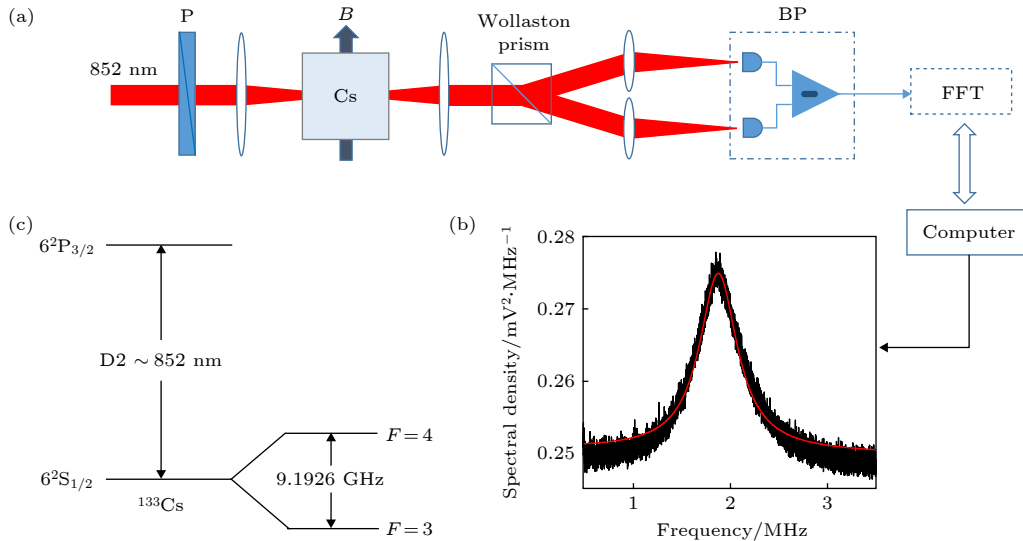


图 1 (a) 自旋噪声谱的实验原理图 (P 是偏振片,  $B$  是外加磁场, Wollaston prism 是沃拉斯顿棱镜, BP 是平衡零拍探测器, FFT 是快速傅里叶变换); (b) 气室 1 中经典的  $^{133}\text{Cs}$  自旋噪声谱 (激光失谐频率  $\Omega_{\text{D2}} = +600$  MHz 于 D2 线 ( $6^2\text{S}_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ), 原子气室温度  $T = 296$  K, 激光功率  $P = 500$   $\mu\text{W}$ , 外加磁场  $B = 5$  G); (c)  $^{133}\text{Cs}$  的 D2 跃迁线和基态超精细结构

Fig. 1. (a) Schematic of the experimental apparatus (P-polarizer,  $B$ -magnetic fields, BP-balanced homodyne detector, FFT-fast Fourier transform); (b) typical spin noise spectrum of  $^{133}\text{Cs}$  in cell 1 (the laser is detuned  $\Omega_{\text{D2}} = +600$  MHz from the D2 transition ( $6^2\text{S}_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ). The temperature of atomic cell is 296 K. The laser power  $P = 500$   $\mu\text{W}$ . Magnetic field  $B = 5$  G); (c) D2 line transition and ground-state hyperfine structure of  $^{133}\text{Cs}$ .

束经过竖直方向偏振片获得线偏振光, 经透镜聚焦到施加横向磁场的  $^{133}\text{Cs}$  原子气, 并准直后经过半波片和沃拉斯顿棱镜分出 s 态和 p 态偏振光, 输入平衡零拍探测器中进行探测. 由于法拉第效应, 碱金属原子价电子自旋的随机涨落对应透射光的偏振态随机涨落, 从而造成光场 s 态和 p 态分量的幅值涨落, 自旋噪声信号也就通过平衡零拍探测器实现灵敏测量. 探测器中的光电信号经过电压放大进入多参数可调的自旋噪声谱仪, 然后利用 FFT 实时运算, 再多次累加后传输至计算机, 从而得到自旋噪声谱<sup>[12]</sup> (图 1(b)).

本文采用了两种未添加缓冲气体的  $^{133}\text{Cs}$  原子气样品, 室温下的原子数密度为  $4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ . 气室 1 厚度  $d_1 = 2 \text{ cm}$ , 样品中光束是聚焦的; 气室 2 厚度  $d_2 \approx 100 \text{ }\mu\text{m}$ , 由于激光的瑞利长度  $z_R = 1500 \text{ }\mu\text{m}$ , 远大于气室 2 的厚度, 即  $z_R > d_2$ , 则在样品中光束是平行的. 气室 2 的温度通过自制的控温炉精确控制. 控温炉的紫铜内层紧贴气室, 在紫铜的上表面固定帕尔贴元件用于加热和制冷, 帕尔贴的另一面连接一块紫铜便于散热. 控温炉的外层为聚四氟乙烯材料制作的保温层. 控温炉内外层间放置热敏电阻 (NTC, MF52-103) 用于实时反馈气室温度.

### 3 实验结果及讨论

首先在气室 1 中基于法拉第旋转效应测量了  $^{133}\text{Cs}$  原子的自旋噪声谱. 测量时将激光失谐频率

调至距  $^{133}\text{Cs}$  原子 D2 跃迁线 ( $6^2\text{S}_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ) 中心频率 +600 MHz, 原子气室温度  $T = 296 \text{ K}$ , 激光功率  $P = 500 \text{ }\mu\text{W}$ , 外加磁场  $B = 5 \text{ G}$  ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ), 得到典型的  $^{133}\text{Cs}$  原子的自旋噪声谱 (图 1(b)). 通过洛伦兹拟合得到半高全宽  $\delta\nu \approx 514 \text{ kHz}$ , 其对应的自旋寿命<sup>[23]</sup>  $\tau_{\text{spin}} \approx 619 \text{ ns}$ . 改变外加磁场  $B$  (从 5 G 增大至 30 G), 测量得到自旋噪声谱, 其拉莫尔进动频率与磁场关系如图 2(b) 所示, 随着磁场的增加拉莫尔进动频率向高频移动. 基于拉莫尔进动与外场的依赖关系可以得到朗德因子  $g = 0.25364$ , 与理论值 0.25000 有 1.5% 的偏差, 误差原因主要来自于磁场线圈的非均匀性带来的系统误差.

自旋噪声谱的强度依赖测量激光的频率失谐. 在气室 1 中, 原子气室温度  $T = 296 \text{ K}$ , 激光功率  $P = 500 \text{ }\mu\text{W}$ , 外加磁场  $B = 15 \text{ G}$ . 测量不同激光失谐频率下的自旋噪声谱. 对自旋噪声谱经洛伦兹拟合得到自旋弛豫速率和总噪声的结果, 如图 3 蓝圆圈所示. 其谱线在两个基态超精细结构 ( $F = 3$  和  $F = 4$ ) 的 D2 跃迁线处有极值, 两侧迅速减小. 气室 1 没有缓冲气体, 展宽主要来自于多普勒效应引起的非均匀展宽. 由于系统的非均匀展宽特性, 自旋弛豫速率和总噪声均为激光失谐频率的函数, 以高斯公式线性拟合:

$$I(\Omega) = I_0 + A \exp \left[ -\frac{(\Omega - \Omega_0)^2}{2C^2} \right], \quad (1)$$

其中,  $A$ ,  $\Omega_0$ ,  $C$  为失谐频率谱的振幅、中心频率以

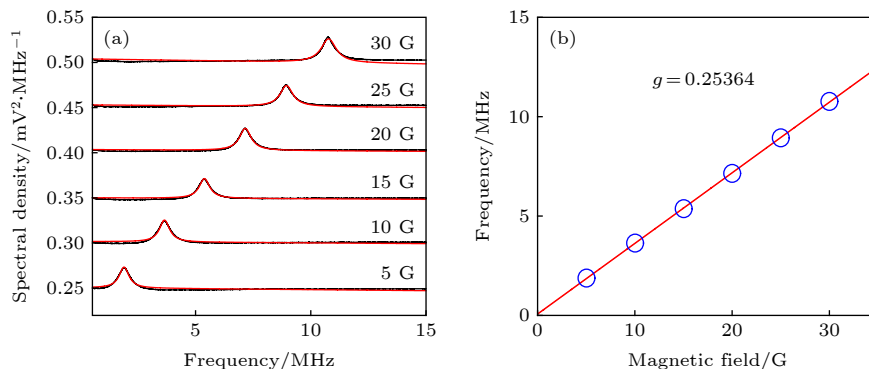


图 2 气室 1 中磁场相关的自旋噪声谱 (a) 不同磁场下的自旋噪声谱 (黑线) 和拟合曲线 (红线); (b) 自旋噪声谱中心频率 (蓝圆圈) 与外场关系图, 以及拟合曲线 (红线); 激光失谐频率  $\Omega_{\text{D2}} = +600 \text{ MHz}$  于 D2 线 ( $6^2\text{S}_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ), 激光功率为  $P = 500 \text{ }\mu\text{W}$ , 原子气室温度  $T = 296 \text{ K}$

Fig. 2. Magnetic-field dependent spin noise spectrum in cell 1: (a) Spin noise spectrum (black lines) and fitting curve (red lines) versus the magnetic fields; (b) dependence of center frequency of spin noise spectrum on magnetic fields. The blue circles are the experimental data. The red line is the fitting curve. The laser is detuned  $\Omega_{\text{D2}} = +600 \text{ MHz}$  from the D2 transition ( $6^2\text{S}_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ). The laser power  $P = 500 \text{ }\mu\text{W}$ . The temperature of atomic cell is 296 K.

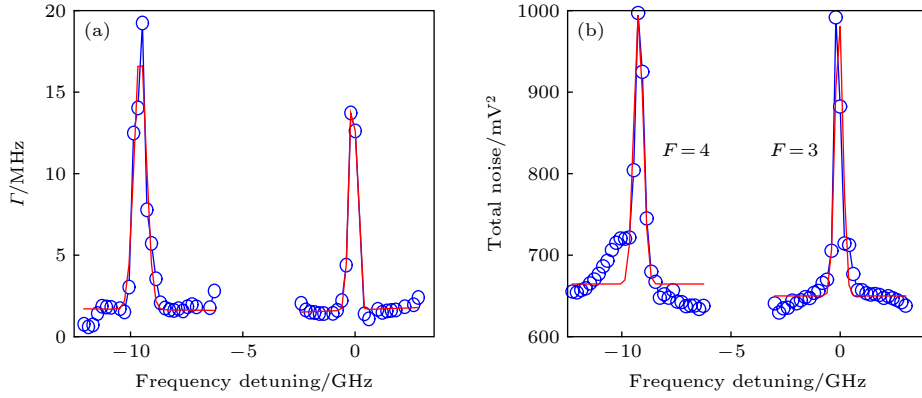


图3 气室1中自旋噪声谱的失谐频率依赖关系 (a) 自旋弛豫速率与失谐频率的对应关系图; (b) 总噪声与失谐频率的对应关系图; 激光失谐频率在D2线 ( $6^2\text{S}_{1/2} (F=3) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ) 附近, 激光功率  $P = 500 \mu\text{W}$ , 外磁场  $B = 15 \text{ G}$ , 实验数据为 (蓝圆圈) 和拟合曲线 (红线), 原子气室温度  $T = 296 \text{ K}$

Fig. 3. Detuning frequency dependent spin noise spectrum in cell 1: (a) Spin relaxation rate versus the detuning frequency; (b) total noise versus the detuning frequency. The laser is detuned from the D2 transition ( $6^2\text{S}_{1/2} (F=3) \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ ). The laser power  $P = 500 \mu\text{W}$ . Magnetic field  $B = 15 \text{ G}$ . The blue circles are the experimental data. The red line is the fitting curve. The temperature of atomic cell is 296 K.

及标准方差. 根据高斯公式 (1) 对测量得到的实验数据 (蓝圆圈) 进行拟合, 得到其线宽约 500 MHz, 与吸收谱线相对应 (图3 红线). 自旋噪声谱的线宽依赖原子吸收光谱, 激光导致的原子跃迁对自旋噪声谱有明显的展宽效应, 其对失谐频率较为敏感<sup>[24]</sup>, 因此, 实验结果所表现的自旋弛豫速率的频率依赖关系与吸收光谱的频率依赖关系相似. 在两个基态超精细结构 ( $F=3$  和  $F=4$ ) 共振跃迁处光与原子相互作用会增强, 共振光抽运使总噪声增大, 线宽也变大; 随失谐频率增加, 总噪声减弱, 线宽减小. 其非均匀展宽下总噪声的失谐频率谱与吸收光谱相似<sup>[25]</sup>.

以气室1作为参考, 对 100  $\mu\text{m}$  厚  $^{133}\text{Cs}$  原子气室进行自旋噪声谱的测量. 玻璃内壁和原子的碰撞通常会使得电子自旋退极化<sup>[26]</sup>, 随着气室厚度的降低, 原子运动受到更强的纵向约束, 原子-气室内壁的碰撞加剧, 因此自旋弛豫速率增加. 同时, 测量区域原子数也会减少, 导致自旋噪声信号显著降低. 为了提升自旋噪声的强度, 实验时增加探测光功率, 同时对气室2加热以增加原子数密度. 首先理论分析原子气室的展宽情况. 百微米尺度原子气室的展宽来自于自然线宽、多普勒展宽、碰撞展宽和功率展宽的共同作用.  $^{133}\text{Cs}$  原子的自然线宽  $\delta\nu_n \approx 5.2 \text{ MHz}$ ,  $^{133}\text{Cs}$  原子多普勒展宽以及原子间的碰撞展宽表达式为<sup>[27]</sup>

$$\delta\nu_D = 2 \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m} \ln 2}, \quad (2)$$

$$\nu_{\text{col}} = \nu_{\text{th}} n_{\text{atoms}} \sigma_{\text{col}}, \quad (3)$$

其中,  $\nu_{\text{th}} = \sqrt{2k_B T/m}$  是原子热速度,  $\nu_0$  是跃迁共振频率,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $m$  是  $^{133}\text{Cs}$  原子质量,  $T$  是原子的开尔文温度,  $n_{\text{atoms}}$  是原子数密度,  $\sigma_{\text{col}}$  是碰撞截面. 以  $T = 431 \text{ K}$  为例, 利用 (2) 式计算得到多普勒展宽约 500 MHz, 利用 (3) 式计算得到原子间的碰撞展宽约 30 MHz. 功率展宽的计算式为<sup>[27]</sup>

$$\nu_{\text{power}} = \delta\nu_n \sqrt{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}}, \quad (4)$$

其中, 激光强度  $I = P/\pi\omega^2$  ( $P = 5 \text{ mW}$  为激光功率,  $\omega = 20 \mu\text{m}$  为高斯光束的束腰), 饱和强度  $I_{\text{sat}} = \frac{\pi}{3} \frac{hc}{\lambda^3 \tau}$ <sup>[28]</sup>,  $\lambda$  是激光的波长, 激发态能级 ( $6^2\text{P}_{3/2}$ ) 的寿命  $\tau \approx 30 \text{ ns}$ . 计算得到  $^{133}\text{Cs}$  原子的饱和强度为  $1.1 \text{ mW/cm}^2$ , 代入 (4) 式得到的功率展宽为约 3.125 GHz, 大于多普勒展宽. 系统的展宽为所有展宽之和, 约 4 GHz, 其中功率展宽在均匀展宽中占主导作用, 简便起见, 在百微米气室2中只考虑均匀展宽对自旋噪声谱的影响.

在百微米尺度原子气室中, 探测光功率  $P = 5 \text{ mW}$ , 测量不同温度和失谐频率条件下的自旋噪声谱, 其自旋弛豫速率和总噪声的实验结果 (圆圈) 以及拟合曲线 (红线) 如图4所示. 图4(a) 和图4(b) 为温度  $T = 387$  和  $431 \text{ K}$  时自旋弛豫速率-频率依赖关系. 图4中有两个明显的峰, 分别处于两个基态超精细结构 ( $F=3$  和  $F=4$ ) 的共振跃迁线上.

基于前面的理论分析, 百微米尺度原子气室均

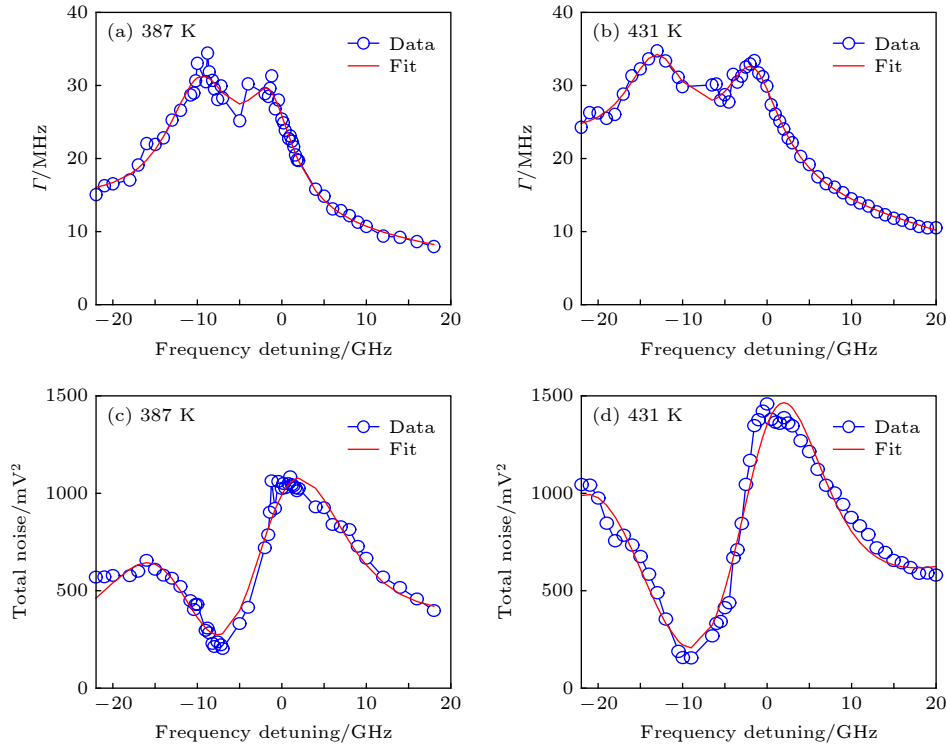


图 4 气室 2 中自旋噪声谱的失谐频率依赖关系 (a)  $T = 387$  K 时自旋弛豫速率与失谐频率的关系; (b)  $T = 431$  K 时自旋弛豫速率与失谐频率的关系; (c)  $T = 387$  K 时总噪声与失谐频率的关系; (d)  $T = 431$  K 时总噪声与失谐频率的关系; 激光失谐频率在 D2 线 ( $6^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2P_{3/2}$ ) 附近, 激光功率为  $P = 5$  mW, 蓝圆圈表示实验数据, 红线为拟合曲线

Fig. 4. The detuning frequency dependent spin noise spectrum in cell 2: (a) Spin relaxation rate versus the detuning frequency at  $T = 387$  K; (b) spin relaxation rate versus the detuning frequency at  $T = 431$  K; (c) total noise versus the detuning frequency at  $T = 387$  K; (d) total noise versus the detuning frequency at  $T = 431$  K. The laser is detuned from the D2 transition ( $6^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2P_{3/2}$ ). The laser power  $P = 5$  mW. The blue circles are the experimental data, and the red line is the fitting curve.

均匀展宽占主导, 自旋弛豫速率的失谐频率依赖关系是洛伦兹线型:

$$\Gamma(\Omega) = \Gamma_0 + \frac{A_1\gamma_1}{(\Omega - \Omega_1)^2 + \gamma_1^2} + \frac{A_2\gamma_2}{(\Omega - \Omega_2)^2 + \gamma_2^2}, \quad (5)$$

其中  $A_1, \Omega_1, \gamma_1$  与  $A_2, \Omega_2, \gamma_2$  分别为两个精细能级弛豫速率的振幅、失谐频率和半高半宽. 根据 (5) 式的拟合曲线 (红线), 会得到两个洛伦兹线型的叠加, 每个线型展宽约 4 GHz, 与计算所得的吸收谱线的展宽一致; 体现了均匀展宽下自旋噪声谱的线宽对原子吸收光谱的依赖性<sup>[24]</sup>.

在均匀展宽系统中, 每个原子的自旋噪声贡献相同, 总噪声与法拉第旋转光谱平方成正比<sup>[29]</sup>:

$$S(\Omega) = [\delta\theta_F(\Omega)]^2, \quad (6)$$

其中  $\delta\theta_F(\Omega)$  为法拉第旋转光谱. 顺磁法拉第旋转<sup>[30]</sup>的形成可以简单地考虑两个磁偶极子之间的跃迁, 由于基态能级的重新分布, 穿过介质线偏振光的左旋/右旋圆偏振光分量的折射率出现差异, 显示为线偏振光偏振面的旋转<sup>[31]</sup>. 因此, 用两个洛

伦兹函数的差来近似表示法拉第旋转光谱  $\delta\theta_F(\Omega)$ , 则总噪声为激光失谐频率的函数:

$$S(\Omega) = S_0 + \left[ \frac{B_1\gamma_1}{(\Omega - \Omega_1)^2 + \gamma_1^2} - \frac{B_2\gamma_2}{(\Omega - \Omega_2)^2 + \gamma_2^2} \right]^2. \quad (7)$$

图 4(c) 和图 4(d) 是温度  $T = 387$  和 431 K 时的总噪声-频率依赖关系. 图 4 中实验结果 (蓝圆圈) 显示在基态 ( $F = 4$ ) 共振跃迁附近总噪声有明显下降. 在百微米原子气室的均匀展宽系统中, 观察到谱线中心有明显凹陷, 这与以前的实验结果相似<sup>[24,25]</sup>. 根据 (7) 式的拟合曲线 (红线), 在 387 和 431 K 的温度下, 其谱线宽度约 10 GHz, 远大于计算的吸收谱线宽度约 4 GHz, 未在过去的工作中发现类似现象, 这可能与强光场对原子带来的扰动有关. 同时, 由于半导体激光器的频率限制, 在失谐频率为 -22 GHz 时达到极限, 所以观察到谱线在负失谐处并不完整, 也会有一定局限性.

在百微米原子气室中, 自旋噪声强度很弱, 可通过提高探测光功率来增强自旋噪声信号<sup>[32,33]</sup>, 但

矛盾的是高功率又引入更强的外禀功率展宽. 如果要在低功率下对自旋系统本征测量, 继续提高温度以增加原子密度是可行的办法<sup>[4,33]</sup>. 另外研发更高增益和低噪声的探测器也可以降低电子学噪声背景<sup>[34]</sup>, 使用低于量子噪声极限 10 dB 以上的压缩光作为探测光有望将激光的散粒噪声减弱一个数量级<sup>[35]</sup>, 这些都为今后的高灵敏度测量提供了方向.

## 4 结 论

本文对未添加缓冲气体的两个不同尺寸的<sup>133</sup>Cs 原子气室进行自旋噪声谱的研究. 在  $d_1 = 2$  cm 的宏观原子气室的自旋噪声谱中得到<sup>133</sup>Cs 原子的自旋相干寿命和  $g$  因子等基本信息. 对于百微米原子气室, 因气室很薄, 自旋噪声谱测量时需要较高的温度和激光强度来增强自旋噪声信号, 理论上计算并说明了原子的均匀展宽特性, 其中功率展宽占主导作用. 其自旋弛豫速率失谐频率谱为洛伦兹线型, 同时与原子吸收光谱相符合. 其总噪声的失谐频率谱在跃迁中心会有明显凹陷, 表明微米气室中的原子系综在光学自旋噪声谱中是均匀展宽的. 因此, 微米气室中原子的均匀展宽特性在实验中也得到了验证.

在 100  $\mu\text{m}$  厚<sup>133</sup>Cs 原子气室的自旋噪声谱研究为未来纳米量级准二维原子气室的自旋动力学研究奠定了基础. 更重要的是, 可以将双光束自旋噪声谱应用到薄气室中, 通过分析不同空间位置的自旋关联特性来测试自旋输运<sup>[15]</sup>, 从而得到原子自旋扩散的信息.

## 参考文献

- [1] Kubo R 1966 *Rep. Prog. Phys.* **29** 255
- [2] Römer M, Hübner J, Oestreich M 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 103903
- [3] Sørensen J L, Hald J, Polzik E S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3487
- [4] Crooker S A, Rickel D G, Balatsky A V, Smith D L 2004 *Nature* **431** 49
- [5] Oestreich M, Römer M, Haug R J, Hägele D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 216603
- [6] Sterin P, Wiegand J, Hübner J, Oestreich M 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 034003
- [7] Lucivero V G, Jiménez-Martínez Ricardo, Kong J, Mitchell M W 2016 *Phys. Rev. A* **93** 053802
- [8] Shi P, Ma J, Qian X, Ji Y, Li W 2017 *Acta Phys. Sin.* **66**

- 017201 (in Chinese) [史平, 马健, 钱轩, 姬杨, 李伟 2017 物理学报 **66** 017201]
- [9] Roy D, Yang L, Crooker S A, Sinitsyn N A 2015 *Sci. Rep.* **5** 9573
- [10] Petrov M Y, Kamenskii A N, Zapasskii V S, Bayer M, Greilich A 2018 *Phys. Rev. B* **97** 125202
- [11] Cronenberger S, Scalbert D 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 093111
- [12] Li C, Ding C, Zhang T Y, Cao D H, Wu Y B, Chen Y S 2017 *J. Quant. Opt.* **23** 228 (in Chinese) [李晨, 丁畅, 张桐耀, 曹丹华, 吴裕斌, 陈院森 2017 量子光学学报 **23** 228]
- [13] Müller G M, Römer M, Hübner J, Oestreich M 2010 *App. Phys. Lett.* **97** 192109
- [14] Poltavtsev S V, Ryzhov I I, Glazov M M, Kozlov G G, Zapasskii V S, Kavokin A V, Lagoudakis P G, Smirnov D S, Ivchenko E L 2014 *Phys. Rev. B* **89** 081304
- [15] Pershin Y V, Slipko V A, Roy D, Sinitsyn N A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 202405
- [16] Dahbashi R, Hübner J, Berski F, Pierz K, Oestreich M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 156601
- [17] Yang L, Glasenapp P, Greilich A, Reuter D, Wieck A D, Yakovlev D R, Bayer M, Crooker S A 2014 *Nat. Commun.* **5** 4949
- [18] Crooker S A, Brandt J, Sandfort C, Greilich A, Yakovlev D R, Reuter D, Wieck A D, Bayer M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 036601
- [19] Kozlov G G, Ryzhov I I, Zapasskii V S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 043810
- [20] Kozlov G G, Ryzhov I I, Zapasskii V S 2018 *Phys. Rev. A* **97** 013848
- [21] Keaveney J 2013 *Ph. D. Dissertation* (Durham: Durham University)
- [22] Ma J, Shi P, Qian X, Li W, Ji Y 2016 *Chin. Phys. B* **25** 117203
- [23] Hübner J, Berski F, Dahbashi R, Oestreich M 2014 *Phys. Status. Solidi.* **251** 1824
- [24] Petrov M Y, Ryzhov I I, Smirnov D S, Belyaev L Y, Potekhin R A, Glazov M M, Kulyasov V N, Kozlov G G, Aleksandrov E B, Zapasskii V S 2018 *Phys. Rev. A* **97** 032502
- [25] Zapasskii V S, Greilich A, Crooker S A, Li Y, Kozlov G G, Yakovlev D R, Reuter D, Wieck A D, Bayer M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 176601
- [26] Ghosh R K 2009 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [27] Rajroop J 2018 *Ph. D. Dissertation* (London: University College London)
- [28] Christopher J F 2005 *Atomic Physics* (Oxford: Oxford University Press) p142
- [29] Ma J, Shi P, Qian X, Shang Y, Ji Y 2017 *Sci. Rep.* **7** 10238
- [30] Buckingham A D, Stephens P J 1966 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **17** 399
- [31] Zapasskii V S 2013 *Adv. Opt. Photon.* **5** 131
- [32] Shang Y X, Ma J, Shi P, Qian X, Li W, Ji Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 087201 (in Chinese) [高雅轩, 马健, 史平, 钱轩, 李伟, 姬杨 2018 物理学报 **67** 087201]
- [33] Chalupczak W, Godun R M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 032512
- [34] Zhang W J, You L X, Li H, Huang J, Lv C L, Zhang L, Liu X Y, Wu J J, Wang Z, Xie X M 2017 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **60** 120314
- [35] Yang W H, Shi S P, Wang Y J, Ma W G, Zheng Y H, Peng K C 2017 *Opt. Lett.* **42** 21

# Spin noise spectroscopy of cesium vapor in micron-scale cell\*

Guo Zhi-Chao<sup>1)2)†</sup> Zhang Tong-Yao<sup>1)2)</sup> Zhang Jing<sup>1)2)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 23 October 2019; revised manuscript received 27 November 2019 )

## Abstract

In this paper, the spin dynamics and broadening mechanism of cesium vapor in cells without buffer gas is investigated by means of spin noise spectroscopy. In a macro atomic vapor cell, the lineshape of detuning frequency spectrum of spin relaxation rate is of Gaussian distribution. For a micron-scaled vapor cell with strong spatial locality, the lineshape of detuning frequency spectrum of spin relaxation rate is of Lorentzian distribution. The parameter dependence of detuning frequency spectrum of spin relaxation rate, such as temperature, is studied quantitatively. The detuning frequency spectrum of the spin relaxation rate is measured experimentally to be broadened by  $\sim 4$  GHz, which is obviously larger than the unhomogeneous Doppler broadening of  $\sim 500$  MHz for a macro atomic vapor cell. At the same time, the detuning frequency spectrum of total noise in the two atomic vapor cells is studied. In the macro atomic vapor cell, the total noise intensity strongly relies on the detuning frequency of the laser with respect to the atomic resonance transition. In the micron-scaled vapor cell, due to the strong homogeneous broadening, the center of the detuning frequency spectrum of the total noise is observed to dip. Finally, a simplified physical model is established to compute the broadening of the micron-scaled vapor cell. The homogeneous broadening of atoms is explained experimentally and theoretically in the micron-scaled vapor cell.

**Keywords:** spin noise spectroscopy, spin dynamics, spin relaxation rate, homogeneous broadening

**PACS:** 72.25.Rb, 05.40.Ca, 32.30.-r, 78.20.Ls

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191623

---

\* Supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0301602) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61574087).

† Corresponding author. E-mail: [sxdxguozhichao@gmail.com](mailto:sxdxguozhichao@gmail.com)