文章编号: 1007 - 4252(2021) 03 - 0003 - 153

用于钻石磁传感器量子态操控的微波谐振器

刘启慧[1,2], 汪 洋[1], 李凌云[3], 武震宇[1,*]

(1. 中国科学院上海微系统与信息技术研究所 传感技术国家重点实验室, 上海 200050;
2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 中国科学院上海微系统与信息技术研究所 中国科学院超导电子学卓越创新中心, 上海 200050)

摘要: 钻石氮空位(NV) 色心是钻石中取代态的氮原子结合空穴而形成的一种点缺陷, 由于其易于初始化和光学读出、长相干时间等特性在近年来受到了广泛关注。用于驱动 NV 色心电子自旋的微波场在量子信息、磁测量等应用中起着关键作用。调控 NV 色心量子自旋态的微波谐振器在磁传感应用中采用了不同的结构设计, 包括单直导线、平面微带天线、三维介质谐振器等。同时, 圆极化天线在精确调控能级的研究中起到关键作用。本文综述了近年来在用于 NV 色心调控的微波谐振器方面的研究进展, 为微波谐振器在 NV 色心量子态调控及磁传感领域的应用提供指导。

关键词: NV 色心; 磁传感; 自旋调控; 微波谐振器
中图分类号: TN385 **文献标志码**: A

Review of microwaveresonator based on quantum state manipulation for diamond magnetic sensing

LIU Qi-hui[1,2], WANG Yang[1], LI Ling-yun[3], WU Zhen-yu[1,*]

(1. State Key Laboratory of Transducer Technology, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Shanghai 200050, China;
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. Center for Excellence in Superconducting Electronics, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Shanghai 200050, China)

Abstract: The nitrogen vacancy (NV) color center in diamond is a kind of point defect formed by the combination of substituted nitrogen atoms in diamond with vacancies. It has attracted wide attention in recent years due to its easy initialization, optical readout and long coherence time. The microwave field that drives the electron spin in the NV center plays a key role in applications such as quantum information and magnetic measurement. Microwave resonator with spin manipulation of NV color center has different structure design in magnetic sensing applications, including single straight wire, planar microstrip anten-

收稿日期: 2021-04-14; **修订日期**: 2021-05-26
基金项目: 中国科学院战略性先导科技专项(XDC07030200) .
作者简介: 刘启慧(1999-) , 男, 博士研究生, 主要研究方向为微纳传感器件 (E-mail: liuqihui@ mail. ustc. edu. cn) .
通信作者: 武震宇(1982-) , 男, 博士, 研究员, 主要研究方向为微纳制造和传感器 (E-mail: zhenyu. wu@ mail. sim. ac. cn) .

na, three dimensional dielectric resonator. At the same time, the circularly polarized antenna plays a key role in the study of precise regulation of energy levels. This article reviews the recent research progresses in microwave resonators for NV color center control, and provides guidance for the application of microwave resonators in the field of NV center spin manipulation.

Key words: Nitrogen vacancy (NV) color center; Magnetic sensor; Spin manipulation; Microwave resonator

0 引言

钻石氮空位中心是由钻石中氮原子取代碳原子,和相邻空穴形成的点缺陷,也被称为 NV 色心[1]。对 NV 色心的自旋操控已在量子信息[2-4]、量子模拟等领域带来巨大影响。钻石 NV 色心的电子自旋态对外界相应条件的微小变化极其敏感,已在应变传感[9]、温度测量[10-12]、电场测量[13,14]等领域逐渐得到应用。受益于室温下长相干时间和读出 NV 自旋态的光学检测磁共振(ODMR),基于 NV 色心的磁传感技术在近年来受到了广泛的关注[15,16]。通过微波(MW)对 NV 色心进行自旋态操控,可得到电子极化后复原到基态所发出的荧光光谱,以获得局部的、非侵入的、矢量和定量的 NV 色心的磁传感器。

在实验中,NV 色心电子自旋态翻转依赖于微波谐振器传输的 MW 场实现。再由激光泵浦激发电子跃迁,对发出的荧光收集并分析可实现对相应物理量的测量。然而,对于单 NV 色心,其荧光信号较为微弱,在实验中对探测要求提出了很大的挑战,不利于精密物理量的检测。与之相比,系综 NV 色心在激发跃迁后所发出的荧光呈现了量级的优势,同时对其的荧光收集率也相对更高,在增强磁场灵敏度和操控性方面更具潜力,对于探测到的 NV 色心总数 N,系综 NV 色心传感器灵敏度提高了 $N^{1/2}$ 倍[17]。为实现精确调控系综 NV 色心电子自旋态,研究适合于钻石 NV 色心尺寸、辐射均匀性以及频带宽度的微波谐振器,以提供大面积、功率密度均匀 MW 场,将对未来精密物理量传感以及量子技术实用化的进程产生重要影响。

在本文中,综述了近年来在 NV 色心调控领域的微波谐振器的研究进展,重点介绍了其结构、尺度范围和生成的 MW 场的性能等。此外,还介绍了可进行选择性跃迁的圆极化天线的研究进展。本篇综述讨论了微波谐振器的典型结构,为微波谐振器在 NV 色心量子态操控领域的应用提供指导。

1 NV 色心的物理性质和测磁原理

1.1 NV 色心的结构和光跃迁性质

NV 色心是由氮原子(N)和空穴(V)结合而形成的点缺陷,其结构如图 1(a)所示。NV 色心结构存在着两种状态:中性态的 NV^0 和负电荷态 NV^-,它们具备不同的光学和自旋性质[18,19]。其中负电荷态 NV^- 对量子计算和磁传感等应用非常有吸引力,因为它提供了一个 $S = 1$ 的自旋三态能级[20,21],可以初始化并通过光学手段读出[22,23]。NV 基态电子自旋哈密顿量为:

$$\widehat{Hs} = D S_z^2 + \gamma B_0 \cdot S \tag{1}$$

其中 $D = 2.87$ GHz 为零场劈裂,$\gamma = 2.8$ MHz/G 为电子磁矩,B_0 为通过 NV 色心的外部磁场。对于 NV 色心的基态能级 $^3A_1$,其子能级由于自旋相互作用分裂为 $m_s = 0$ 和 $m_s = \pm 1$ 三个亚能级,无外加磁场时,$m_s = 0$ 和 $m_s = \pm 1$ 能级之间的零场劈裂为 2.87 GHz(图 1(b))。而在外加激光激励下,对不同自旋状态的电子作用也不同:处于 $m_s = 0$ 态的电子跃迁到激发态之后,将会再次回到 $m_s = 0$ 态,这个过程中将会检测到波长范围在 637 ~ 850 nm 的荧光;而处于 $m_s = \pm 1$ 态的电子跃迁到激发态之后,首先衰减到中间的亚能级 $^1A_1$,然后通过弛豫过程回到 $m_s = 0$ 态,这个过程不会发出 637 ~ 850 nm 的荧光[24]。这意味着 $m_s = 0$ 态的电子所发出的荧光强度将超过 $m_s = \pm 1$ 态的电子。通过 MW 场驱动电子自旋态之间的跃迁,使电子在 $m_s = 0$ 和 $m_s = \pm 1$ 能级上的比例发生改变,从而可在荧光光谱上观察到一个信号的突然衰减。NV 色心的产生可通过在高纯度钻石中注入氮离子,经过电子或质子的高能辐照,在钻石基体中产生空位,然后对样品进行退火,激活空穴向本征氮杂质的迁移,使氮与空穴重新结合,即可在控制密度的情况下产生 NV 色心[19,25]。

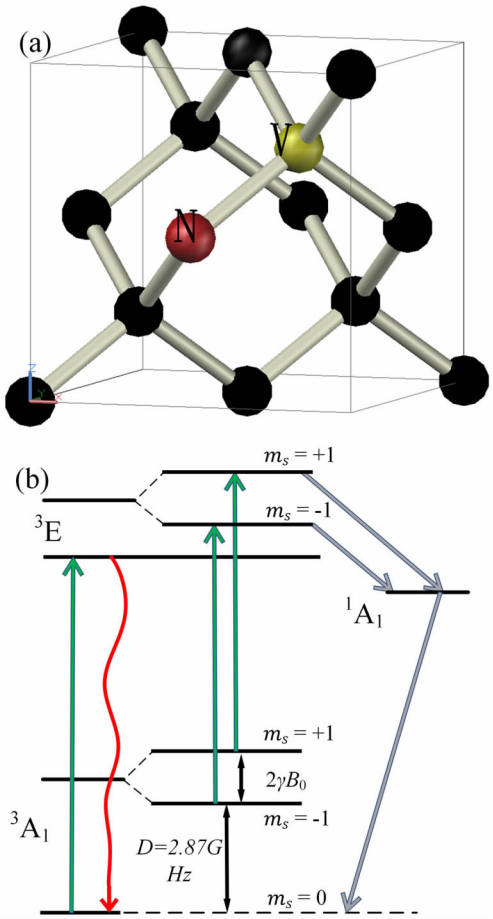

图 1　(a) NV 色心原子结构; (b) NV 色心能级结构

Fig. 1 (a) NV color center atomic structure; (b) NV color center energy level

1.2　NV 色心测磁的原理

基于 NV 色心的磁传感是基于检测 NV 色心电子自旋子能级的塞曼位移来评估外加磁场。实际上，NV 色心受磁场作用时，$m_s = \pm 1$ 自旋子能级的简并度被塞曼效应提升，导致 ODMR 谱中出现两条共振线。对于一个外部磁场 B_0，NV 色心 $m_s = \pm 1$ 自旋子能级之间产生的塞曼位移为 $2\gamma B_0$。

单 NV 色心的磁场传感器可以实现原子大小的检测体积[26,27]。对于系综 NV 色心，实验上通过激光器产生波长为 532 nm 的绿色激光进行自旋极化，激发系综 NV 色心发出红色(637 ~ 800 nm) 荧光[28]，然后用光电二极管计数发出的红色信号光子，激光照度的持续时间和间隔由声光调制器控制。在连续波模式下，激光照射和光子计数连续进行，在此过程中，微波频率是扫频的。荧光强度在共振处减小，出现一系列的下降，通过扫描 MW 频率和监测 NV 荧光强度，可确定 ODMR 谱。

测量外部直流磁场最简单的方法是直接通过 OMDR 谱，将驱动 MW 频率固定在给定倾角的最大斜率上，得到自旋相关的光激发信号对直流磁场的最优响应。假设一个无穷小的磁场变化量为 δB，则 NV 荧光的变化量为 $\left(\frac{\partial I_0}{\partial B}\right) \times \delta B \times \Delta t \left(\frac{\partial I_0}{\partial B}\right) \times \delta B \times \Delta t$，$I_0$ 为 NV 色心光激发比率，t 为测量时间，同时，读出噪声主要由散射噪声组成，为 $\sqrt{I_0 \times \Delta t}$，比较这两个表达式可以得到光子噪声限制的磁场灵敏度，定义为信号噪声比为 1 时可探测到的最小磁场[29]：

$$\eta = \delta B \sqrt{\Delta t} = \frac{\sqrt{I_0}}{(\partial I / \partial B)} \approx \frac{h}{g \mu_B} \frac{\Delta v}{C \sqrt{I_0}} \quad (2)$$

$\Delta \nu$ 是共振谱线宽，C 是光谱对比度，h 是普朗克常数，μ_B 是玻尔磁子，g 为朗德因子，由于共振谱对比度是由 NV 色心的固有光物理性质决定的，因此，可以通过减小谱线宽度和提高 NV 色心荧光的检测效率[30,31]来提高磁场灵敏度。系综 NV 色心发出的荧光以及荧光收集率比单 NV 色心更高，这有效降低了荧光的收集难度，并显著提高了传感器灵敏度。对于传感的 NV 色心数量 N，使得系统收集到的光信号被放大了 N 倍，因此提高了 $1/\sqrt{N}$ 倍的磁场灵敏度[32,33]。因此应用于系综 NV 色心灵敏度计算可加入 $1/\sqrt{N}$ 因子，即：

$$\eta = \delta B \sqrt{\Delta t} = \frac{\sqrt{I_0}}{(\partial I / \partial B)} \approx \frac{h}{g \mu_B} \frac{\Delta I}{C \sqrt{I_0}} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3)$$

基于系综 NV 色心的传感灵敏度优势，提高检测到的 NV 色心数量以提高磁强计灵敏度的方案是可行的，而这可通过提高 NV 密度或增大检测体积来实现。然而，NV 色心密度的增加会导致相干时间的缩短，这主要是受到钻石基体内部和表面的顺磁杂质以及 NV 色心之间的相互作用的限制，以及钻石中 ^{13}C 原子的影响，导致 ODMR 谱的不均匀展宽，使信号的对比度降低，限制了磁强计灵敏度的进一步提高[34]。同时相干时间的缩短要求对 NV 色心的更快驱动，也有明显的技术局限性。因此，在不使用替代技术的情况下，NV 密度有一个实际的上限。为了解决这个问题，一方面需要制备杂质含量

低的钻石样品，并降低^{13}C的浓度，以延长相干时间[35]；另一方面需要通过增加测量体积以获得进一步的灵敏度增强，这对微波谐振器提出了产生大体积、均匀的微波场的应用要求。

在钻石中 NV 色心存在着四个可能的方向，分别是[1,1,1]，[-1,-1,1]，[1,-1,1]，[-1,1,1]，因此可能得到四种不同的磁场投影，这意味着可利用系综 NV 色心作为矢量磁强计。一些高灵敏度磁强计要求通过施加偏置场来选择给定的方向，同时，对于大量的系综 NV 色心，来自其他杂质的发光，例如中性 NV_0，将会进一步损害荧光信号比。对于这些问题，可以通过在高纯钻石样品中使用低密度的 NV 色心，以及在钻石生长过程中实现 NV 色心沿单方向排列[30,36,37]。

1.3 谐振器性能参数

对于调控 NV 色心系综电子自旋态的微波谐振器，需要获得一个损耗低、均匀性强的微波谐振场，因此转换效率和 MW 场的有效面积及均匀性等微波辐射性能是影响 ODMR 性能的重要参数，对精密磁测量最为重要。

1.3.1 转换效率

MW 输送的谐振器结构需要有高的微波功率到 MW 场转换效率，可以通过钻石 NV 色心电子自旋的拉比振荡实验测量谐振器结构所传递的磁场强度。转换效率的定义为[38]

$$\Lambda = B_{ac} / \sqrt{P} \tag{4}$$

其中 B_{ac} 是由微波/射频脉冲产生的磁场，而 P 是微波/射频功率，B_{ac} 垂直于 NV 对称轴的分量为 $B_0 = B_{ac}\sin\alpha$，其中 α 为 B_{ac} 与 NV 轴之间的夹角。Rabi 振荡频率为[39]

$$\Omega = \gamma B_0 / \sqrt{2} \tag{5}$$

其中因子 $1/\sqrt{2}$ 是由于 $S = 1$ 自旋系统中的旋转波近似[40]。因此，输入功率到 MW 场的转化率可由 Rabi 实验得出。

1.3.2 均匀性

系综 NV 色心能够有效提高磁传感器的灵敏度，然而，非均匀的微波场增强了系综 NV 的去相位，导致回波脉冲信号被抵消，ODMR 谱线宽度随之变宽[41]。因此，具有与样品尺寸相对应的均匀微波场对于系综 NV 色心的的自旋操纵很重要[42]。MW 场均匀性由选定区域 V 内的磁场均匀性表征[43]：

$$U_V = \left(1 - \frac{\int_V |\bar{B} - B| d\nu}{\int_V \bar{B} d\nu}\right) \times 100\% \tag{6}$$

MW 场的不均匀性通过磁场变化率来表征[44]：

$$\sigma_{pp} = [B_{max} - B_{min}] / \bar{B} \tag{7}$$

1.4 NV 色心磁传感应用中的微波调制

在 NV 色心自旋控制实验中，由于系统噪声和环境的影响，限制了传感器灵敏度的进一步提高，因此需要对得到的 ODMR 信号进行调制与解调。在实验中通过相关的脉冲时序控制和锁相放大器，在跟踪和测量信号的同时，采用光激励和微波信号的连续调制，实现对磁场灵敏度的测量。

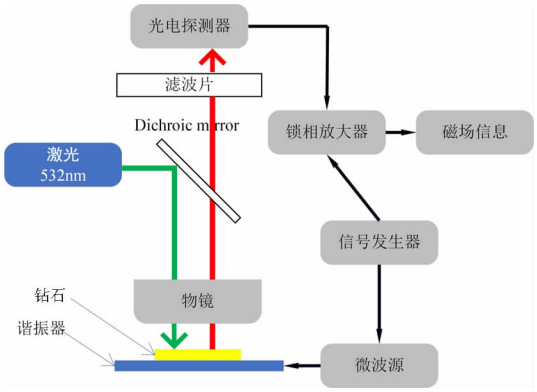

图 2 系综 NV 色心磁检测中的微波调频实验图

Fig. 2 Microwave frequency modulation experiment diagram in ensemble NV color center magnetic detection

考虑到低频背景噪声的干扰，在实验上通过调制信号调制微波，传感系统如图 2 所示。激光器对系综 NV 色心激发，NV 自旋响应共振峰处的调频微波，在受到激光照射后发出荧光，通过二向色镜，并由滤光片过滤后最终由光电二极管接收光信号转化为电信号。将测得的信号输入至锁相放大器(Lock-in Amplifier)，记录锁相放大器上解调后得到的特征信息，并经调制信号实现滤波，对其进行频谱分析即可计算出待测磁场。通过模型分析得到最佳调制参数(频率、幅值和相位)，提高检测灵敏度和信噪比。

来自光子和 NV 色心的自旋之间的相互作用被描述为：

$$S = S_1 + S_2(M) \tag{8}$$

式中,S、S_1和$S_2(M)$分别为自旋的总相互作用、固有相互作用和调制频率诱导相互作用。当调制频率为ω时,由调制信号引起的自旋变化M分为直流(DC)M_0和交流(AC)ΔM部分,微波调制可分为正弦波调制和方波调制,通过泰勒级数展开,调制微波信号影响的自旋相互作用可以通过锁相放大器得到[45]:

$$S_{\text{sine}} = S'_2(M_0) \cdot \Delta M \cdot \sin(\omega t) \tag{9}$$

$$S_{\text{rectangular}} = 2S'_2(M_0) \cdot \Delta M \cdot \sin(\omega t) \tag{10}$$

即自旋与方波调制时的相互作用比与正弦波调制时高 2 倍。这意味着通过对方波调制得到的解调信号进行频谱分析,理论上得到的磁灵敏度是正弦波的两倍。

2　用于量子态操控的微波谐振器研究

最初的微波是通过单直铜导线[46]在单 NV 中心的钻石上产生不均匀的 MW 场用以自旋调控,但传输损耗随共振频率显著增加[47]。环形铜线[48]产生 MW 场较弱,但更为均匀。随着磁强计和谐振器加工工艺的发展,近年来出现了多种用于磁传感量子态操控的平面微波天线、环形谐振器结构和共面波导在基于 NV 色心的磁传感领域得到了广泛的应用,同时三维谐振器也不断发展。我们将不同种类的微波谐振器进行分别讨论。

2.1　平面微波天线

平面微波天线由介质基板上加载辐射面形成,可以通过对辐射面加工成不同的形状以实现特定应用,这在设计上提供了极大的灵活性。其中微带谐振器因其尺寸小,重量轻,制作方便和易于安装的特点,在集成化应用的前景也具备极高的吸引力。许多研究团队已经为 ODMR 实验开发了微带结构。2016 年,Sasaki 等[49]开发了微波平面环形天线,该天线引入一个环绕在环形孔周围的单环(图 3(a)),来使得谐振 MW 场集中在 1 mm^2 直径的洞内,在天线顶部表面附近放置钻石样品用于传感,因此不会干扰物镜或样品。利用连续微波 ODMR、脉冲 ODMR 和 Rabi 振荡验证了设计的实用性。生成的 MW 场也是空间均匀的,带宽为 400 MHz,天线可以在不需要调整参数以改变谐振频率的情况下,在高达 100 G 的外部磁场观察到 ODMR 以实现磁传感。2019 年,Zhang 等[43]提出了一种方形裂环谐振器,可产生一个大的均匀 MW 场来调控高浓度系综 NV 色心。谐振器带宽为 15 MHz,在 1.3×1.3 mm 的范围内实现了 92.7% 均匀度的 MW 场。利用 NV 中心磁成像实验获得了不同均匀度的 MW 场,磁强计在谐振器所生成的 MW 场的最佳均匀度 92.7% 条件下的灵敏度比 42% 均匀度的条件下提高了 7 倍。验证了在磁敏检测中考虑 MW 场均匀性的重要性和必要性。而利用微波腔进行谐振增强正逐渐成为优化 MW 场性能的有效方案之一。例如 2020 年 Wang 等[50]提出的集成型微波腔天线,通过将 MW 场耦合到金属谐振器中,25π mm^2 面积的 MW 场不均匀度低于 2.3%,ODMR 光谱对比度提高了 12 倍。

大部分微带谐振器虽然可以有效提供高度集中的 MW 场,但因高 Q 值而牺牲了带宽,因此很难在大范围内调谐微波频率。为克服这些限制,共面波导(CPW)结构是可取的[51]。共面波导是基片上中间导带两侧制作出接地板的结构,有利于减小辐射损耗。如 Jia 等[52]提出的一种可兼容 ODMR 的宽带共面波导天线(图 3(b)),由于钻石下的基板薄而透明,可以将物镜靠近钻石位置进行有效的荧光检测。通过引入余弦锥度、多项式锥度和指数锥度三种不同的阻抗变化,可以获得高达 15.8 GHz 的微波脉冲带宽。这种 CPW 结构可以提供低失真的 MW 脉冲用于驱动 NV 色心的自旋,在 0.761 ~ 17.256 GHz 宽带范围内,转换效率达到了 6.64 (±0.06) ~ 10.60 (±0.07) G $W^{-1/2}$。

基于共面波导能提供宽带的特性,将谐振器采用共面波导馈电的设计能够在保留高均匀性 MW 场特点的前提下,有效提高谐振器的带宽性能,从而提升谐振器应用于 NV 色心的性能。Bayat 等[53]在 PCB 板上制作的双裂环微波谐振器(图 3(c)),由两个末端存在间隙的磁耦合传输线组成,微波功率通过 50 Ω 微带线提供,而微带线作为阻抗匹配元件耦合到谐振器,在 1 mm^2 的范围内实现了空间均匀的 MW 场在面积为 0.95×1.2 mm 的系综 NV 色心钻石纳米阵列样品上进行了微波辐射场均匀性和辐射强度的测量,输入微波功率为 0.5 W 的条件下,平均 Rabi 频率为 15.65 MHz。耦合到 NV 色心的 MW 场比环形天线[54]和铜线[55]增强 8 倍以上,而面积提高了 50 倍,谐振器效率也得到了提高。该研

究表明采用裂环结构的微波谐振器方法比环形天线和铜线方法具有更大范围内均匀强 MW 场的优势。但传输线距离两侧导体平面距离过大，其带宽只有 40 MHz。Zhang 等[47]进一步改进了双开口环谐振器，在端口采用紧凑的共面波导馈电的设计，中心带宽为 640 MHz，在 1 mm^2 的范围内实现了不均匀度低于 9% 的 MW 场，阻抗匹配与相对值 1 的误差小于 7.9%，保证了微波发生器与谐振腔之间的耦合效率，在输入功率为 1 W 的情况下得到了 2.3 MHz 的 Rabi 振荡频率。2019 年 Ma 等[56]进一步报道了一个三开口环共面波导谐振器(图 3(d))，谐振器生成的强 MW 场分布在中心位置直径 1.4 mm 的中心孔范围，在 1.4×1.4 mm^2 的区域内，MW 场均匀性达到 82%，谐振器结构发射的 MW 脉冲带宽可达 820 MHz，系统的灵敏度达到了约 14 nT/√Hz。

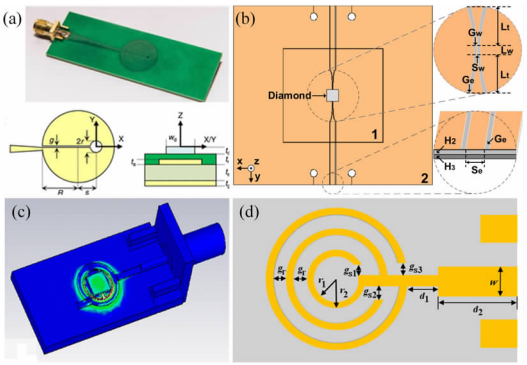

图 3 (a) 微波平面环形天线[49]；(b) 宽带共面波导天线[52]；(c) 双裂环微波谐振器[53]；(d) 三开口环共面波导谐振器[56]

Fig. 3 (a) Microwave plane annular antenna; (b) Wideband coplanar waveguide antenna; (c) double split ring microwave resonator; (d) Three-open ring coplanar waveguide resonator

2.2 三维介质谐振器

由于在二维层面，随着与谐振器表面 z 方向距离的增大，谐振器所产生的 MW 场迅速衰减，只能够在二维层面维持均匀性。而在磁强计和传感器的实际应用中，NV 色心分布在整个钻石内，并在钻石整个厚度范围内被激发。同时，在磁传感中可以使用大体积低 NV 浓度的钻石，从而获得更长的相干时间和更高的 ODMR 对比度来提高灵敏度。使用更大的样品也有助于散热，从而可使用更高的光功率；大体积的范围内也能应用到更多数量的 NV 色心，因此，大体积的钻石对进一步提高传感器灵敏度更具优势[57]。基于此，在 x，y 以及 z 方向对钻石 NV 色心进行相干调控的三维谐振器在近年来被不断提出，通过均匀功率密度和大检测体积的微波辐射，实现基于钻石中 NV 色心的量子传感超高灵敏度。

环形谐振器可以有效地使电场集中，通常三维天线的设计是通过谐振线圈内附加高介电常数的材料来形成介质谐振天线，以实现高效率和低损耗的要求。由于钻石样品不需要像二维天线一样紧贴天线，不会对物镜和样品产生干扰，同时线圈所产生的热干扰也不会对钻石产生影响，提高了系统的稳定性。一般情况下，天然介电材料在微波频段内介电常数较低，而合成的微波陶瓷可以实现高介电常数、低介电损耗和低温度系数[58]，因此在介质谐振器中得到了广泛的应用。例如 2018 年 Kapitanova 等[59]提出的介质谐振天线(图 4(a))，利用高介电常数的微波陶瓷材料 $BaLn_2Ti_4O_{12}$ 极低电磁损耗的优势[60]，可以用以设计高 Q 因子天线，得到一个高度集中的场。在 5.2 W 的输入功率下，提出的三维谐振器在 7 mm^3 的体积获得了均匀的 MW 场，z 方向的场变化低于 6%，而在 x、y 方向的场变差值低于 17%，天线的带宽为 30 MHz，平均 Rabi 频率为 10 MHz。Chen 等[61]报道的双磁环立体天线(图 4(b))，可有效降低自身热噪声对传感性能的影响。该天线生成的 MW 场在 4π mm^2×2 mm 的体积范围内不均匀度只有 6%，带宽为 110 MHz。对比传统的单直铜线[46]和单回路天线[48]，在不增加线宽的情况下，ODMR 对比度分别提高了 4 倍和 12 倍，信噪分别提高了 13 倍和 6 倍，同时，该天线在集成 NV 型室温直流磁力仪中的应用，灵敏度比单直铜线和单回路天线分别提高了 4.93 倍和 9.98 倍，线性度显著提高。

利用谐振增强技术，将 MW 耦合到谐振器中可以为 NV 色心系统提供定向均匀的宽带微波驱动场。例如 2018 年 Eisenach 等[44]提出的 s 波段可调谐环隙谐振器(LGR)，天线与介质谐振结构构成的复合设备其功率的转换效率超过 90%，并允许相应的光学访问。入射功率为 42 dBm 时得到了 4.7 G 的磁场，对应的 Rabi 频率为 2π×7.7 MHz。设备带宽为 80 MHz，允许在低于 20 G 的偏置磁场下驱动所有 NV 塞曼谐振，通过调整 4 个电容之间的间隙，谐振频率可以在 2.5 ~ 3.5 GHz 之间进行调谐。在

中心的 3.14 mm^3（半径为 1 mm，厚度为 1 mm 的圆柱体）体积内，不均匀度 σ = 0.8%。

在表 1 中，我们对比了这些报道的谐振器的主要辐射性能，包括带宽、谐振器的微波输入功率和相应的 Rabi 频率，以及生成的 MW 场面积和相应的不均匀度，以提供一个定性的比较。

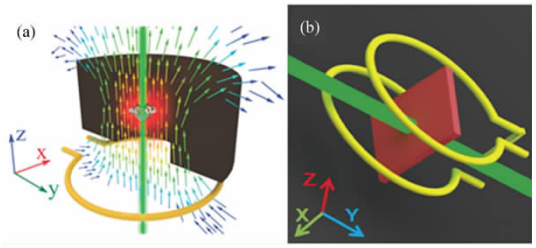

图 4　(a) 三维介质谐振天线[59]；(b) 双磁环立体天线[61]

Fig. 4 (a) 3D dielectric resonant antenna; (b) Dual magnetic ring stereo antenna

表 1　　报道的谐振器性能对比

Table 1　　Performance comparison of the reported resonator

设计	带宽 (dB<−10)	微波输入功率 (W)	Rabi 频率 (MHz)	均匀 MW 场面/体积	不均匀度	Ref
平面环形天线	400 MHz	1	4.6	1 mm^2	–	[49]
方形裂环谐振器	15 MHz	–	–	1.69 mm^2	7.3% /–	[43]
集成型微波腔天线	25 MHz	–	–	25π mm^2	–/2.3%	[50]
宽带共面波导天线	15.8 GHz	0.05	2.21	–	–	[52]
双裂环谐振器	40 MHz	0.5	15.65	1 mm^2	–/<5%	[53]
双开口环谐振器	640 MHz	1	2.3	1 mm^2	/<9%	[47]
三开口环谐振器	820 MHz	–	–	1.96 mm^2	18% /–	[56]
介质谐振天线	30 MHz	5.2	10	7 mm^3	–/<17%	[59]
双磁环立体天线	110 MHz	–	–	8π mm^3	–/<6% –	[61]
可调谐环隙谐振器	15 MHz	15.8	15.4π	3.14 mm^3	–/0.8%	[44]

3　用于选择性激发的圆极化天线研究

通常在对钻石 NV 色心的自旋态进行调控时，实验所采用的 MW 场是线性极化的。然而，圆极化的 MW 场可以在多态量子系统中解决 NV 色心特定的电子自旋态，这对 NV 色心在量子信息和计算领域的应用至关重要。极化理论通常根据磁场（电场）强度的振幅和方向的变化来描述[16]：

$$B_x(t) = B_{0x}\cos(wt) \tag{11}$$

$$B_y(t) = B_{0y}\cos(wt + \Delta\varphi) \tag{12}$$

$$\Delta\varphi = \varphi y - \varphi x \tag{13}$$

其中 B_x 和 B_y 是磁场分量，B_{0x} 和 B_{0y} 是对应的振幅，φ_x 和 φ_y 是对应的相位。当二者振幅相同，相位相差 90°或 270°的时候，就可以在磁场（电场）强度矢量终端得到圆形轨迹。在 NV 色心的 ODMR 实验中，可以通过圆极化的微波解决 NV 色心两个跃迁路径，对于左或者右（σ^+ 或 σ^-）极化的 MW 场，可以驱动 NV 色心自旋 $m_s = 0$ 向自旋态 $m_s = +1$ 或 $m_s = -1$ 选择性跃迁，如图 5 所示。

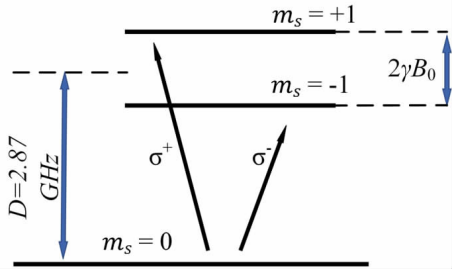

图 5　NV 色心的极化能级图

Fig. 5 Polarization level diagram of NV center

圆极化的 MW 场可通过一对交叉的带状线来产生，所需要的场在交叉点下方[62]，如 London 等[63]设计的由交叉放置的两根细铜线组成的低 Q 微波天线，通过在钻石表面提供两个正交的共振

MW 场,NV 自旋可以在其旋转坐标系中被谐波驱动而不受场幅的影响,从而允许绕任意轴旋转。这两个正交场可以等效地描述为圆偏振微波辐射。Hermann 等提出了另一种简单的平面谐振电路(图 6(a)),由中心环形腔与四条带状线连接而成。谐振腔通过引入四个和背面的接地面接触的电容器,组成一个微波谐振器,以提供空间均匀的、任意极化的、平面内的微波场,可以实现大的 MW 场振幅。在直径为 4 mm 的圆形区域内,场分布在空间上是均匀的,可以实现近乎完美的圆偏振(约 99%)。通过引入变容二极管作为可变电容,可以实现 2 ~ 3.2 GHz 带宽内可调的共振频率。在 4.56 W 的输入功率下可以达到 1.932 MHz 的 Rabi 频率。

另一种方法是采用一对平行的带状线提供两个同等振幅,相互正交的微波源信号来产生圆极化的 MW 场。Mrozek 等[65] 报道了一组功率在 0 ~ 2 dBm 的对称带状微波电路,产生的圆极化微波可以在受控的方式下选择性驱动 NV 色心的跃迁。同时可以在 3 GHz 左右的宽频率范围内产生任意极化的 MW 场,能够在左旋(σ^+)极化、右旋(σ^-)极化和完全线性偏振之间任意调节,可以用于钻石 NV 色心的 OMDR 实验。但生成的 MW 场均匀性不高,微波强度和偏振分布很大程度上取决于位置,可能需要仔细校准。北京航空航天大学 Yang 等[16] 报道了一个四端口环形微带线谐振器,可以同时提供宽带、圆偏振和均匀特性的 MW 场。S_{11} < −10 dB 带宽为 410 MHz,S_{11} < −15 dB 带宽 200 MHz。同时与平行微带线和相交微带线谐振腔相比,环形微带线谐振器场均匀性最高,在 1×1 mm^2 区域中心的磁场强度差为 0.012 G,同时具备更低的 S_{11} 值和更宽的带宽以调控系综 NV 色心。2020 年,Yuan 等[66] 在带状线末端加上变容二极管,通过直流电压改变电容值,谐振频率可以在 2.5 ~ 3.1 GHz 的范围内调整,为天线在宽频带中的应用提供了解决方案,同时能够提供 97.17% 极化率的圆极化 MW 信号。

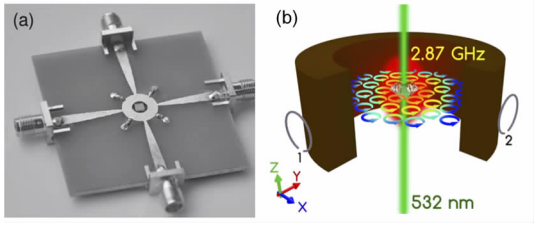

图 6 (a) 圆极化平面谐振电路[67];(b) 圆极化介质谐振天线[70]

Fig. 6 Circularly polarized plane resonant circuit; (b) Circularly polarized dielectric resonant antenna

Yaroshenko 等[67] 提出了一种针对大体积钻石 NV 色心圆极化自旋调控的方案:通过一个介电空心圆柱形谐振器与两个放置在正交平面的金属回路,提供回路之间 90°的相位差,从而在介质谐振器内部获得了圆偏振的 MW 场。在 10 W 的输入微波功率下,对于 28 mm^2 × 1.5 mm 的钻石体积,可以实现最大 48.5 MHz 的 Rabi 频率,不均匀性小于 10%。并更进一步的,对圆极化介质谐振天线的不同设计进行了研究和优化(图 6(b))[68]。对于 5.9 mm^3 体积的钻石样品,在室温下总输入功率为 10 W 时,针对介质谐振柱的半径 R 和厚度 T 进行了调整,当 $2R \approx T$ 时,Rabi 频率为 34 MHz,不均匀性为 4%,对应 96.5% 的均匀性;当 $2R \ll T$ 时,Rabi 频率为 20 MHz,不均匀性为 1%;当 $2R \gg T$ 时,Rabi 频率为 14.5 MHz,不均匀性为 6%。

在表 2 中提供了圆极化天线设计的性能对比,包括带宽,微波输入功率和相应的 Rabi 频率,以及天线的圆极化率。

表 2 报道的圆极化天线性能对比

Table 2 Performance comparison of the reported circularly polarized antenna

设计	带宽(dB<−10)	微波输入功率(W)	Rabi 频率(MHz)	自旋圆极化率	Ref
平面谐振电路	60 MHz	4.56	1.932	99%	[64]
对称带状微波电路	1.5 GHz	0.04	1.57	93%	[65]
四端口环形微带谐振器	410 MHz	–	–	–	[16]
变容带状微波电路	600 MHz	0.004	9.26	97.17%	[66]
圆极化介质谐振天线	820 MHz	10–	34	94%	[68]

4　结论

基于 NV 的磁传感等相关应用都依赖于驱动 MW 相干操纵 NV 色心自旋状态的能力。本文综述了近年来在用于 NV 色心调控的微波谐振器方面的研究进展,主要关注了平面微波天线、三维谐振器和圆极化天线等。评估和比较了这些谐振器的辐射性能,包括带宽、均匀 MW 场面积、对应的均匀性、Rabi 振荡频率等。微带谐振器具有生产成本低、制作工艺简单、易于集成等优点,可以很好地提供均匀 MW 场,但带宽性能受到限制; 而共面波导则提供了低失真的微波脉冲和宽带。对于谐振器宽频带的实际应用需求,一种思路是结合共面波导馈电的微带谐振器,可在保留高均匀性、大面积 MW 场的同时提升带宽,很好的提升了谐振器性能。同时,共面波导阻抗相对更低,因此可以采用更小的尺寸实现阻抗匹配,这在器件的小型化研究中将更占优势。另一种方案是通过引入可变电容,使得谐振频率可以在一定范围内调谐,以满足谐振器在宽频带中的应用需要。在实际应用中,NV 色心在钻石中的分布是三维的,因此需考虑 z 方向上 MW 场的性能,在空间内实现微波谐振的三维天线对于系综 NV 色心的量子态统一调控具有实际意义。三维天线可采用低损耗的介质谐振器来提供大体积的均匀强 MW 场,以驱动更大数量的 NV 色心提高磁强计灵敏度。封闭的谐振腔可以实现很好的均匀场,但却阻碍了光路的传播不利于检测,这在设计上需要考虑。针对不同跃迁可能会出现在同一频率的问题以及多态量子系统,圆极化天线可以驱动 NV 色心特定的电子自旋态跃迁,并有助于利用可用功率更有效地驱动自旋跃迁。最后,我们对谐振器的性能以表格形式进行了统一的比较。

钻石 NV 色心在量子精密磁测量领域具有巨大潜力。随着钻石色心磁传感器的微型化和集成化发展,基于 NV 色心自旋态调控的微波谐振器是一个重要的研究领域,在磁传感等精密测量以及量子信息领域中将发挥重要作用。

参考文献:

[1] Balasubramanian G, Neumann P, Twitchen D, et al. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond [J]. Nature Materials, 2009, 8(5): 383-387.

[2] Burkard G, Shkolnikov V O, Awschalom D D. Designing a cavity-mediated quantum CPHASE gate between NV spin qubits in diamond [J]. Physical Review B, 2017, 95(20): 205420.

[3] Gurudev Dutt M V, Childress L, Jiang L, et al. Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond [J]. Science, 2007, 316(5829): 1312-1316.

[4] Waldherr G, Wang Y, Zaiser S, et al. Quantum error correction in a solid-state hybrid spin register [J]. Nature, 2014, 506(7487): 204-+.

[5] Wang Y, Dolde F, Biamonte J, et al. Quantum Simulation ofHelium Hydride Cation in a Solid-State Spin Register [J]. ACS Nano, 2015, 9(8): 7769-7774.

[6] Kong F, Ju C Y, Liu Y, et al. Direct Measurement of Topological Numbers with Spins in Diamond [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(6): 060503.

[7] Ma W C, Zhou L W, Zhang Q, et al. Experimental Observation of a Generalized Thouless Pump with a Single Spin [J]. Physical Review Letters, 2018, 120(12): 120501.

[8] Hodges J S, Yao N Y, Maclaurin D, et al. Timekeeping with electron spin states in diamond [J]. Physical Review A, 2013, 87(3): 032118.

[9] Momenzadeh S A, de Oliveira F F, Neumann P, et al. Thin Circular Diamond Membrane with Embedded Nitrogen-Vacancy Centers for Hybrid Spin-Mechanical Quantum Systems [J]. Physical Review Applied, 2016, 6(2): 024026.

[10] Tzeng Y K, Tsai P C, Liu H Y, et al. Time-Resolved Luminescence Nanothermometry with Nitrogen-Vacancy Centers in Nanodiamonds [J]. Nano Letters, 2015, 15(6): 3945-3952.

[11] Neumann P, Jakobi I, Dolde F, et al. High-Precision Nanoscale Temperature Sensing Using Single Defects in Diamond [J]. Nano Letters, 2013, 13(6): 2738-2742.

[12] Kucsko G, Maurer P C, Yao N Y, et al. Nanometre-scale thermometry in a living cell [J]. Nature, 2013, 500(7460): 54-U71.

[13] Dolde F, Fedder H, Doherty M W, et al. Electric-field sensing using single diamond spins [J]. Nature Physics, 2011, 7(6): 459-463.

[14] Chen E H, Clevenson H A, Johnson K A, et al. High-sensitivity spin-based electrometry with an ensemble of nitrogen-vacancy centers in diamond [J]. Physical Review A, 2017, 95(5): 053417.

[15] Nusran N M, Momeen M U, Dutt M V G. High-dynamic-range magnetometry with a single electronic spin in dia-

mond [J]. Nature Nanotechnology, 2012, 7(2): 109-113.

[16] Yang X, Zhang N, Yuan H, et al. Microstrip-line resonator with broadband, circularly polarized, uniform microwave field for nitrogen vacancy center ensembles in diamond [J]. AIP Advances, 2019, 9(7): 075213.

[17] Farfurnik D, Alfasi N, Masis S, et al. Enhanced concentrations of nitrogen-vacancy centers in diamond through TEM irradiation [J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(12): 123101.

[18] Mita Y. Change of absorption spectra in type-Ib diamond with heavy neutron irradiation [J]. Physical review. B, Condensed matter, 1996, 53(17): 11360-11364.

[19] Gaebel T, Domhan M, Wittmann C, et al. Photochromism in single nitrogen-vacancy defect in diamond [J]. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2006, 82(2): 243-246.

[20] Ma S L, Li Z, Li P B, et al. Two-mode squeezing generation in hybrid chains of superconducting resonators and nitrogen-vacancy-center ensembles [J]. Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics, 2015, 48(3): 035504.

[21] Wang P F, Yuan Z H, Huang P, et al. High-resolution vector microwave magnetometry based on solid-state spins in diamond [J]. Nature Communications, 2015, 6: 6631.

[22] Rong X, Geng J, Wang Z, et al. Implementation of Dynamically Corrected Gates on a Single Electron Spin in Diamond [J]. Physical Review Letters, 2014, 112(5): 050503.

[23] Heremans F J, Yale C G, Awschalom D D. Control of Spin Defects in Wide-Bandgap Semiconductors for Quantum Technologies [J]. Proceedings of the IEEE, 2016, 104(10): 2009-2023.

[24] Dreau A, Lesik M, Rondin L, et al. Avoiding power broadening in optically detected magnetic resonance of single NV defects for enhanced dc magnetic field sensitivity [J]. Physical Review B, 2011, 84(19): 195204.

[25] Botsoa J, Sauvage T, Adam M P, et al. Optimal conditions for NV- center formation in type-1b diamond studied using photoluminescence and positron annihilation spectroscopies [J]. Physical Review B, 2011, 84(12): 125209.

[26] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, et al. High-sensitivity diamond magnetometer with nanoscale resolution [J]. Nature Physics, 2008, 4(10): 810-816.

[27] Degen C L. Scanning magnetic field microscope with a diamond single-spin sensor [J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(24): 243111.

[28] Hong S, Grinolds M S, Pham L M, et al. Nanoscale magnetometry with NV centers in diamond [J]. Mrs Bulletin, 2013, 38(2): 155-161.

[29] Rondin L, Tetienne J P, Hingant T, et al. Magnetometry with nitrogen-vacancy defects in diamond [J]. Reports on Progress in Physics, 2014, 77(5): 056503.

[30] Le Sage D, Pham L M, Bar-Gill N, et al. Efficient photon detection from color centers in a diamond optical waveguide [J]. Physical Review B, 2012, 85(12): 121202.

[31] Siyushev P, Kaiser F, Jacques V, et al. Monolithic diamond optics for single photon detection [J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(24): 241902.

[32] Pham L M, Le Sage D, Stanwix P L, et al. Magnetic field imaging with nitrogen-vacancy ensembles [J]. New Journal of Physics, 2011, 13: 045021.

[33] Glenn D R, Lee K, Park H, et al. Single-cell magnetic imaging using a quantum diamond microscope [J]. Nature Methods, 2015, 12(8): 736-U161.

[34] Clevenson H, Trusheim M E, Teale C, et al. Broadband magnetometry and temperature sensing with a light-trapping diamond waveguide [J]. Nature Physics, 2015, 11(5): 393-397.

[35] Maurer P C, Kucsko G, Latta C, et al. Room-Temperature Quantum Bit Memory Exceeding One Second [J]. Science, 2012, 336(6086): 1283-1286.

[36] Lesik M, Tetienne J P, Tallaire A, et al. Perfect preferential orientation of nitrogen-vacancy defects in a synthetic diamond sample [J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(11): 113107.

[37] Michl J, Teraji T, Zaiser S, et al. Perfect alignment and preferential orientation of nitrogen-vacancy centers during chemical vapor deposition diamond growth on (111) surfaces [J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(10): 102407.

[38] Anderson J R, Mett R R, Hyde J S. Cavities with axially uniform fields for use in electron paramagnetic resonance. II. Free space generalization [J]. Review of Scientific Instruments, 2002, 73(8): 3027-3037.

[39] Amsuss R, Koller C, Nobauer T, et al. Cavity QED with Magnetically Coupled Collective Spin States [J]. Physical Review Letters, 2011, 107(6): 060502.

[40] Hanson R, Dobrovitski V V, Feiguin A E, et al. Coherent

dynamics of a single spin interacting with an adjustable spin bath [J]. Science, 2008, 320(5874): 352-355.

[41] Kehayias P, Mrozek M, Acosta V M, et al. Microwave saturation spectroscopy of nitrogen-vacancy ensembles in diamond [J]. Physical Review B, 2014, 89(24): 245202.

[42] Kubo Y, Ong F R, Bertet P, et al. Strong Coupling of a Spin Ensemble to a Superconducting Resonator [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(14): 140502.

[43] Zhang N, Yuan H, Zhang C, et al. Microwave Field Uniformity Impact on DC Magnetic Sensing With NV Ensembles in Diamond [J]. IEEE Sensors Journal, 2019, 19(2): 451-456.

[44] Eisenach E R, Barry J F, Pham L M, et al. Broadband loop gap resonator for nitrogen vacancy centers in diamond [J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(9): 094705.

[45] Fu Y P, Ma Z M, Zhao J, et al. Optimization of solid atomic magnetometer with frequency modulation method on ensembles of nitrogen vacancy color centers in diamond [J]. Laser Physics, 2018, 28(12): 125201.

[46] Childress L, Dutt M V G, Taylor J M, et al. Coherent dynamics of coupled electron and nuclear spin qubits in diamond [J]. Science, 2006, 314(5797): 281-285.

[47] Zhang N, Zhang C, Xu L X, et al. Microwave Magnetic Field Coupling with Nitrogen-Vacancy Center Ensembles in Diamond with High Homogeneity [J]. Applied Magnetic Resonance, 2016, 47(6): 589-599.

[48] Chipaux M, Tallaire A, Achard J, et al. Magnetic imaging with an ensemble of nitrogen vacancy-centers in diamond [J]. European Physical Journal D, 2015, 69(7): 166.

[49] Sasaki K, Monnai Y, Saijo S, et al. Broadband, large-area microwave antenna for optically detected magnetic resonance of nitrogen-vacancy centers in diamond [J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(5): 053904.

[50] Wang Y W, Liu Y S, Guo H, et al. Integrated microwave cavity and antenna to improve the sensitivity of diamond NV center spin-based sensors [J]. Applied Physics Express, 2020, 13(11): 112002.

[51] Fuchs G D, Dobrovitski V V, Toyli D M, et al. Gigahertz Dynamics of a Strongly Driven Single Quantum Spin [J]. Science, 2009, 326(5959): 1520-1522.

[52] Jia W F, Shi Z F, Qin X, et al. Ultra-broadband coplanar waveguide for optically detected magnetic resonance of nitrogen-vacancy centers in diamond [J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(6): 064705.

[53] Bayat K, Choy J, Baroughi M F, et al. Efficient, Uniform, and Large Area Microwave Magnetic Coupling to NV Centers in Diamond Using Double Split-Ring Resonators [J]. Nano Letters, 2014, 14(3): 1208-1213.

[54] Stanwix P L, Pham L M, Maze J R, et al. Coherence of nitrogen-vacancy electronic spin ensembles in diamond [J]. Physical Review B, 2010, 82(20): 201201.

[55] Lai N D, Zheng D, Jelezko F, et al. Influence of a static magnetic field on the photoluminescence of an ensemble of nitrogen-vacancy color centers in a diamond single-crystal [J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(13): 133101.

[56] Ma Z M, Zheng D D, Fu Y P, et al. Efficient microwave radiation using broadened-bandwidth coplanar waveguide resonator on assembly of nitrogen-vacancy centers in diamond [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2019, 58(5): 050919.

[57] Wolf T, Neumann P, Nakamura K, et al. Subpicotesla Diamond Magnetometry [J]. Physical Review X, 2015, 5(4): 041001.

[58] Nenasheva E A, Kartenko N F, Gaidamaka I M, et al. Low loss microwave ferroelectric ceramics for high power tunable devices [J]. Journal of the European Ceramic Society, 2010, 30(2): 395-400.

[59] Kapitanova P, Soshenko V V, Vorobyov V V, et al. 3D Uniform Manipulation of NV Centers in Diamond Using a Dielectric Resonator Antenna [J]. Jetp Letters, 2018, 108(9): 588-595.

[60] Abdellatif A S, Taeb A, Ranjkesh N, et al. Low-insertion loss phase shifter for millimeter-wave phased array antennas [J]. International Journal of Microwave and Wireless Technologies, 2016, 8(1): 33-39.

[61] Chen Y L, Guo H, Li W W, et al. Large-area, tridimensional uniform microwave antenna for quantum sensing based on nitrogen-vacancy centers in diamond [J]. Applied Physics Express, 2018, 11(12): 123001.

[62] Alegre T P M, Santori C, Medeiros-Ribeiro G, et al. Polarization-selective excitation of nitrogen vacancy centers in diamond [J]. Physical Review B, 2007, 76(16): 165205.

[63] London P, Balasubramanian P, Naydenov B, et al. Strong driving of a single spin using arbitrarily polarized fields [J]. Physical Review A, 2014, 90(1): 012302.

[64] Herrmann J, Appleton M A, Sasaki K, et al. Polarization- and frequency-tunable microwave circuit for selective excitation of nitrogen-vacancy spins in diamond [J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(18): 183111.

[65] Mrozek M, Mlynarczyk J, Rudnicki D S, et al. Circularly polarized microwaves for magnetic resonance study in the GHz range: Application to nitrogen-vacancy in diamonds [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(1): 013505.

[66] Yuan H, Yang X Y, Zhang N, et al. Frequency-Tunable and Circularly Polarized Microwave Resonator for Magnetic Sensing With NV Ensembles in Diamond [J]. IEEE Sensors Journal, 2020, 20(15): 8477-8482.

[67] Yaroshenko V, Zalogina A, Zuev D, et al. Circularly polarized antenna for coherent manipulation of NV-centers in diamond [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2018, 1092: 012168-012168.

[68] Yaroshenko V, Soshenko V, Vorobyov V, et al. Circularly polarized microwave antenna for nitrogen vacancy centers in diamond [J]. Review of Scientific Instruments, 2020, 91(3): 035003.