



光纤腔耦合碳化硅薄膜的理论计算

周继阳 李强 许金时 李传锋 郭光灿

Theoretical calculation of fiber cavity coupling silicon carbide membrane

Zhou Ji-Yang Li Qiang Xu Jin-Shi Li Chuan-Feng Guo Guang-Can

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 060303 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211797

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211797>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锂辉石/碳化硅复相陶瓷材料的制备与性能

Preparation and properties of spodumene/silicon carbide composite ceramic materials

物理学报. 2020, 69(11): 117701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200232>

重离子在碳化硅中的输运过程及能量损失

Transport process and energy loss of heavy ions in silicon carbide

物理学报. 2021, 70(16): 162401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210503>

石墨烯/碳化硅异质界面热学特性的分子动力学模拟

Thermal property of graphene/silicon carbide heterostructure by molecular dynamics simulation

物理学报. 2021, 70(18): 187302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210613>

碳纳米管和碳化硅纳米管热导率的分子动力学研究

Molecular dynamics study of thermal conductivity of carbon nanotubes and silicon carbide nanotubes

物理学报. 2022, 71(3): 030202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210969>

碳化硅中点缺陷对热传导性能影响的分子动力学研究

Molecular dynamics study of effects of point defects on thermal conductivity in cubic silicon carbide

物理学报. 2022, 71(3): 036501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211434>

不同应力下碳化硅场效应晶体管器件总剂量效应及退火特性

Total dose effect and annealing characteristics of silicon carbide field effect transistor devices under different stresses

物理学报. 2021, 70(16): 166101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210515>

专题: 固态单量子体系的调控与应用

光纤腔耦合碳化硅薄膜的理论计算*

周继阳¹⁾²⁾ 李强¹⁾²⁾³⁾ 许金时^{1)2)†} 李传锋^{1)2)‡} 郭光灿¹⁾²⁾

1) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026)

3) (中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

(2021年9月27日收到; 2021年12月25日收到修改稿)

半导体材料中的自旋色心是量子信息处理的理想载体, 引起了人们的广泛兴趣. 近几年, 研究发现碳化硅材料中的双空位、硅空位等色心具有与金刚石中的氮-空位色心相似的性质, 而且其荧光处于更有利于光纤传输的红外波段. 然而受限于这类色心的荧光强度和谱线宽度, 它们在量子密钥分发和量子网络构建等方面的实际应用依然面临严峻的挑战. 利用光学腔耦合自旋色心实现荧光增强和滤波将能有效地解决这些难题. 将光纤端面作为腔镜, 并与自旋色心耦合可以实现小模式体积的腔耦合, 而且天然地避免了需要再次将荧光耦合进光纤而造成损耗的缺点. 本文理论计算了耦合碳化硅薄膜的光纤腔的性质和特征. 首先通过优化各项参数包括薄膜表面粗糙度、腔镜反射率等, 理论分析了存在于光纤腔中的不同模式的特点, 以及光纤腔耦合色心的增强效果及相关影响因素. 进一步地研究了对开放腔而言最主要的影响因素——振动对腔性质、色心的增强效果以及耦出效率的影响, 最终得到在不同振动下的最大增强效果以及对应的耦出透射率. 这些结果为今后光纤腔耦合色心的实验设计提供了最直接的理论指导, 为实验的发展和优化指明了方向.

关键词: 自旋色心, 光纤腔, 碳化硅薄膜

PACS: 03.67.-a, 61.72.jn, 42.50.Pq

DOI: 10.7498/aps.71.20211797

1 引言

近年来, 基于固态自旋色心体系的量子信息和量子计算技术发展如火如荼. 金刚石中的自旋色心体系已实现氮-空位 (nitrogen-vacancy, NV) 色心中的电子自旋与周围核自旋的纠缠^[1,2], 两个 NV 色心荧光的双光子干涉^[3,4], 色心电子自旋与光子的纠缠^[5], 以及两个 NV 色心的远距离纠缠^[6,7]等. 这些技术的突破为今后的量子存储、量子网络、分布式量子计算等应用奠定了坚实的基础. 然

而, 固态自旋色心本身的宽荧光光谱和较弱的荧光亮度限制了纠缠的制备速率以及保真度和探测效率, 极大制约了这些技术的实际应用.

法布里-珀罗腔 (Fabry-Perot cavity, FPC) 是一种应用广泛的光学谐振腔, 常见于激光器、干涉仪和滤波装置中. 自从珀塞尔 (Purcell) 效应^[8]发现以来, FPC 也开始被用于改变末态的光学模式密度以改变发射体的自发辐射速率, 即增强发射体荧光强度. 然而, 宏观的 FPC 及其用于收集荧光的物镜体积较大, 难以实现短腔体和集成化. 光纤法布里-珀罗腔 (fiber Fabry-Perot cavity, FFPC) 不

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0302700)、国家自然科学基金 (批准号: 61725504, U19A2075, 61905233, 11774335, 11821404, 11975221)、中国科学院前沿科学重点研究项目 (批准号: ZDRW-XH-2019-1)、安徽量子信息前沿计划 (批准号: AHY060300, AHY020100)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: WK2030380017, WK2470000026) 和中国博士后科学基金 (批准号: BX20200326, 2021M693099) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jsxu@ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: cfl@ustc.edu.cn

仅解决了这些问题,并展现出了优良的实用性质^[9].以单模光纤端面为镜面,可以实现短至几微米的FFPC^[10];光纤端面凹面镜几十微米的曲率半径(radius of curvature, ROC)配合较短的腔长可实现低至波长三次方大小的腔模体积^[11,12],从而大大提升Purcell增强系数;另外不同于回音壁和光子晶体腔的耦合需要制备或设置较为复杂的收集装置^[13,14],光纤腔本身就由具备收集和传导能力的光纤组成,从而不需要额外设置收集装置,其与腔模直接的模式匹配能以更高的效率收集腔内色心的荧光信号^[15,16];除此以外FFPC微小的体积能够更好地集成于低温真空装置中^[12,17]等.这些特点十分适用于量子信息技术.考虑到FFPC不仅可以增强发射体的自发辐射速率,即增强荧光亮度,又具备选模和滤波作用,将FFPC与荧光强度弱且荧光谱线宽的自旋色心相结合是十分自然的选择.

与金刚石NV色心类似,近年来碳化硅(silicon carbide, SiC)材料中也发现了性质优良的色心,由于SiC材料具有丰富的晶格构型,其包含的色心种类也十分丰富.当前最常研究的色心之一是4H-SiC中的双空位(divacancy, $V_{Si}V_C$)色心,即晶格中缺失一个Si原子和一个邻近C原子的两个晶格空位组成的点缺陷,共有四种类型,分别命名为PL1, PL2, PL3以及PL4,另外还存在PL5, PL6和PL7等特殊结构的 $V_{Si}V_C$ 色心^[18-23].这些色心具备与金刚石NV色心相似的性质,如c轴色心(PL1, PL2, PL6)都具备 C_{3v} 对称性^[24],自旋 $S = 1$ ^[25,26],三能级结构^[5,27],能够光初始化和读出^[28],同样是宽谱弱荧光^[22,29]等,但是,4H-SiC中的这些 $V_{Si}V_C$ 色心荧光处于红外波段(1100 nm附近),相比于NV色心可见波段(637 nm附近)具有更低的光纤传输损耗(前者是0.7 dB/km,后者是8 dB/km),更适合远距离通信和活体传感等.因此将FFPC与4H-SiC中的 $V_{Si}V_C$ 结合是该类自旋色心在量子信息技术应用上的发展路线之一^[30].

由于FFPC耦合色心体系包含腔与色心的相互作用,因此其性质将不同于空FP腔.结合以往报道,在FFPC中用于承载自旋色心的固态材料通常是纳米颗粒或薄膜材料^[10,15,17,31-36],由于SiC纳米颗粒中色心的光学和自旋相干性质会受到表面噪声影响而大大降低^[37],而薄膜材料可以保持其中色心优良的光学和自旋性质,因此我们使用SiC薄膜作为色心的承载体.考虑到薄膜的厚度一

般在微米量级,插入薄膜将会明显改变腔的表现和性质,因此在实现FFPC耦合色心之前,需首先计算和表征FFPC耦合薄膜后的特点和性质.本文第2节介绍FFPC耦合SiC薄膜的理论计算^[38].由于PL6色心电荷态相比PL1-4色心更稳定^[21],光探测磁共振(optically detected magnetic resonance, ODMR)对比度更高,荧光亮度更高^[22],其零声子线(zero-photon line, ZPL)位于1038 nm波长附近,因此计算重点在于优化该波长附近腔和薄膜的参数;第3节和第4节分别是讨论和总结.

2 FFPC耦合薄膜计算

2.1 腔模结构

光纤腔的基本组成方式有三种^[39]:单模光纤-单模光纤,单模光纤-平面镜,单模光纤-多模光纤.对耦合薄膜的需求而言,使用单模光纤-平面镜的组成方式更具优势,可通过范德瓦耳斯力将薄膜直接粘贴在平面镜表面^[40].考虑简单的空腔,由多光束干涉原理可知:当某一波长共振时,腔长是光束半波长的整数倍.一旦FFPC中耦合厚度接近或超过波长的薄膜后,腔模式将不再表现为如此简单的关系.图1(a)是FFPC耦合薄膜的示意图,当腔内耦合厚度 t_m 的薄膜时,共振情况下薄膜与空气界面的反射与折射将直接改变腔模的行为.单独考虑空气层与薄膜层时,空气层的共振模将在空气薄膜界面产生波腹,而薄膜层的共振模将在界面产生波节.由于界面不可能同时存在波节和波腹,因此腔内共振模式将随腔长变化产生“抗交叉”现象,如图1(b)黑色实线所示.取空气折射率 $n_a = 1$,此时腔内共振的基模频率表示为^[32]

$$\nu = \frac{c}{2\pi(t_m + n_m)} \left[m\pi - (-1)^m \times \sin^{-1} \left(\frac{n_m - 1}{n_m + 1} \sin \left(\pi m \frac{t_a - n_m t_m}{t_a + n_m t_m} \right) \right) \right], \quad (1)$$

其中 t_a 是腔中空气层的长度; t_m 是薄膜厚度; m 为模式数; n_m 是薄膜折射率,取SiC材料的折射率2.6; c 是真空中光速.可以明显看出,腔模随腔长变化的过程是在随腔长变化的模式和不随腔长变化的模式之间交替过渡,分别对应于单独考虑空气中的共振模和薄膜中的共振模,由图1(b)中的蓝色和红色虚线所示.依据文献^[32],将其命名为

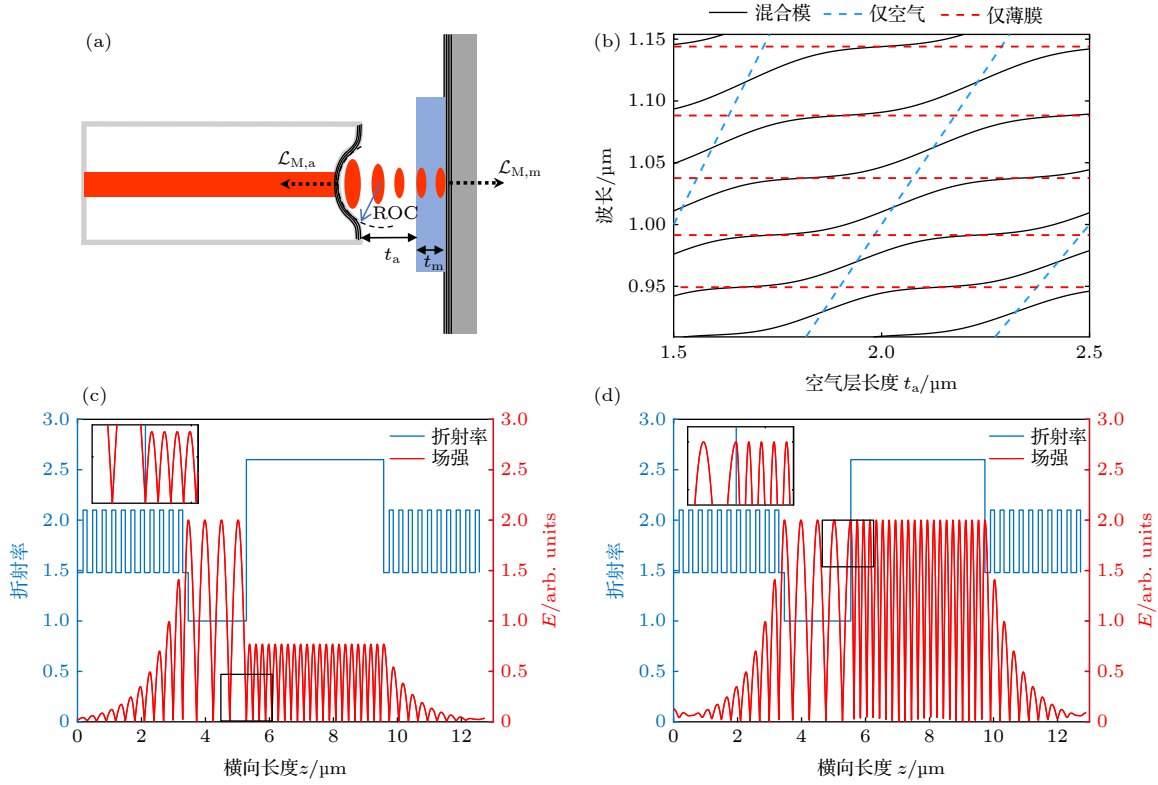


图 1 光纤腔示意图以及腔内模场谱图和分布图 (a) 耦合薄膜的光纤腔示意图; (b) 腔内基模频率随腔长的变化关系, 其中薄膜厚度 t_m 为 $4.12 \mu\text{m}$; (c) 处于“空气模”时腔内场强的分布情况, 其中薄膜厚度 t_m 为 $4.29 \mu\text{m}$; (d) 处于“薄膜模”时腔内场强的分布情况, 其中薄膜厚度 t_m 为 $4.19 \mu\text{m}$. 图 (c) 和图 (d) 左上角的小图是界面场强的放大图

Fig. 1. FFPC sketch, spectrum and field intensity of cavity, top left insets of (c) and (d) are the enlarged field on the surface: (a) Sketch of FFPC coupling membrane; (b) spectrum of the fundamental mode varying with cavity length, where t_m is $4.12 \mu\text{m}$; (c) field intensity of the “air-mode” in cavity, where t_m is $4.29 \mu\text{m}$; (d) field intensity of the “membrane-mode” in cavity, where t_m is $4.19 \mu\text{m}$.

“空气模” (air-mode) 和“薄膜模” (membrane-mode), 分别满足关系:

$$\nu_a = m_a \frac{c}{2t_a}, \quad (2)$$

$$\nu_m = (2m_m - 1) \frac{c}{4n_m t_m}, \quad (3)$$

其中 m_a 和 m_m 都是正整数; ν_a 和 ν_m 是单独考虑空气层和薄膜层中的共振模频率.

已知腔内模式是两种独立模式的混合, 使用传输矩阵模型^[32], 可以计算得到腔内共振模场分布, 图 1(c) 和图 1(d) 分别展示了腔内模式处于“空气模”和“薄膜模”时的场分布情况. 从每幅图左上角对边界场强放大的小图来看, 当腔内为“空气模”时, 空气-薄膜界面上是驻波波腹, 当处于“薄膜模”时, 界面是驻波波节. 借助场在边界连续性条件的求解, 空气-薄膜界面的场强比值由下式给出:

$$\frac{E_{\max,a}^2}{n_m E_{\max,m}^2} = \frac{1}{n_m} \sin^2 \left(\frac{2\pi n_m t_m}{\lambda_0} \right) + n_m \cos^2 \left(\frac{2\pi n_m t_m}{\lambda_0} \right), \quad (4)$$

其中 λ_0 是共振波长, $E_{\max,a}$ 和 $E_{\max,m}$ 分别是界面上空气侧的场强和薄膜侧的场强. 可以看出比值最大值为 n_m , 此时处于“空气模”; 最小值为 $1/n_m$, 此时处于“薄膜模”.

2.2 色心的腔增强

正如上文提到, 色心发出的是宽谱荧光, 荧光中包括窄带的 ZPL 和宽带的声子边带 (phonon side band, PSB), 其中只有 ZPL 的荧光具有优良的光学相干性质, 在量子网络的节点之间建立纠缠需要使用 ZPL 的光子. FFPC 耦合色心的目的便是增强并滤出 ZPL 的光子.

由 Purcell 效应可知, 当腔与腔内色心自发辐射出的荧光共振时, 自发辐射速率增强倍数即为 Purcell 系数^[8]:

$$F_P = \xi \frac{3c\lambda_0^2}{4\pi n_m^3} \frac{1}{\delta\nu V}, \quad (5)$$

其中 ξ 包含色心发射偶极子与色心处场强方向的

重合度以及此处的场强大小与场强幅值之比; $\delta\nu$ 是腔的线宽; V 是腔模体积. 当腔与色心 ZPL 共振后, 未共振的 PSB 部分对 ZPL 荧光的增强几乎没有影响, 因此 (5) 式可直接计算出 ZPL 荧光的增强系数.

考虑到腔内色心发出的荧光需耦合进腔模才能被收集到, 根据文献 [41, 42], 光子入射进 ZPL 并耦合到腔模中的比率为 [41,42]

$$\beta = \frac{\beta_0 F_P}{\beta_0 F_P + 1}, \quad (6)$$

其中 β_0 称为德拜-沃勒 (Debye-Waller) 因子, 指自由空间中色心发出的 ZPL 荧光占总体荧光的比例. 对 4H-SiC 中的 PL6 色心来说, β_0 一般取 3%—5%, 本计算中取 3%. 由于 β 切实反映了腔对 ZPL 光子的增强以及耦合效率, 因此本节重点计算 β .

为了计算出 β , 还需要得到 F_P 中 $\delta\nu$ 和 V 的具体表达式. 与空腔不同, 由于空气-薄膜界面的反射, 导致耦合薄膜的腔无法使用空腔线宽的计算公式: $\delta\nu = \frac{c/(2nL)}{2\pi/\mathcal{L}} = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{F}$ 计算, 其中 n 是空腔中介质的折射率; L 是物理腔长; ν_{FSR} 称为腔的自由光谱程 (free spectral range, FSR), 即两个相邻共振峰之间的距离; \mathcal{L} 为光在腔中反射一个来回产生的损耗, 包括吸收、散射和透射; $F = 2\pi/\mathcal{L}$ 称为腔的精细度. 对耦合薄膜的腔来说, 由于腔内存在两种不同折射率的介质, 不同折射率中场强的分布和强度均不一样, 因此腔长需要更换为等效腔长 L_{eff} 而非物理腔长 L , 对应的有效损耗变为 \mathcal{L}_{eff} , 此时腔的线宽可表示为

$$\delta\nu = \frac{c/(2n_m L_{\text{eff}})}{2\pi/\mathcal{L}_{\text{eff}}}. \quad (7)$$

同理, 腔模体积可由下式给出:

$$V = \frac{\pi\omega_0^2}{4} L_{\text{eff}}, \quad (8)$$

其中 ω_0 表示色心位置处腔模的束腰半径.

至此, 由于 F_P 中的有效腔长 L_{eff} 可以被消去, 剩余的关键参数还有有效损耗 \mathcal{L}_{eff} 和束腰半径 ω_0 .

考虑实际情况, 对耦合薄膜的腔来说, 可以合理假设损耗主要发生在镜片和介质界面, 包括镜片的损耗 $\mathcal{L}_{M,\text{eff}}$ 和薄膜界面的散射损耗 $\mathcal{L}_{S,\text{eff}}$. 为了达到明显的增强, 腔长越短越好, 即腔模体积更小, 因此剪切损耗可忽略不计, 另外介质中的传输损耗也可忽略不计. 镜片的损耗包含 $\mathcal{L}_{M,a}$ 和 $\mathcal{L}_{M,m}$, 分别

表示空气侧的光纤端面 and 薄膜侧镜片的损耗, 如图 1(a) 中所标示. 但是由 (4) 式已知由于介质折射率不同, 空气侧和薄膜侧镜片表面的场强大小不一致, 因此空气侧镜片的损耗需要乘一个修正因子, 从而总的镜片损耗为

$$\mathcal{L}_{M,\text{eff}} = \frac{E_{\text{max},a}^2}{n_m E_{\text{max},m}^2} \mathcal{L}_{M,a} + \mathcal{L}_{M,m}. \quad (9)$$

对“空气模”和“薄膜模”而言, 场强比值, 即 (4) 式分别为 n_m 和 $1/n_m$, 因此 (9) 式表明“空气模”的镜片损耗 $\mathcal{L}_{M,\text{eff}}$ 要大于“薄膜模”.

薄膜界面的散射损耗 $\mathcal{L}_{S,\text{eff}}$ 主要与薄膜表面粗糙程度有关. 对薄膜-镜面交界面来说, 如果镜面所镀高反膜的最后一层以高折射率材料结束, 则共振场在镜面表面以波腹存在, 即场强为 0, 此时该界面的散射损耗忽略不计; 若最后一层为低折射率材料, 则该界面存在一定的散射损耗. 本文计算假设最后一层为高折射率材料, 即忽略这一界面的散射损耗. 再考虑薄膜-空气交界面, 该面的散射损耗同样与场在该界面是波节或波腹有关. 由图 1(c) 和图 1(d) 可以看出, 当腔处在“空气模”时, 场在该界面是波腹; 当处在“薄膜模”时, 该界面是波节. 因此, “薄膜模”在该界面的损耗必然大于“空气模”. 同理, 考虑到界面两侧分别为空气和薄膜, 即折射率不同, 因此仍然需要考虑 (4) 式的修正 [38]:

$$\mathcal{L}_{S,\text{eff}} = \frac{E_{\text{max},a}^2}{n_m E_{\text{max},m}^2} \mathcal{L}_{S,AM} + \mathcal{L}_{S,MA} \approx \sin^2 \left(\frac{2\pi n_m t_m}{\lambda_0} \right) \frac{(1+n_m)}{n_m} (1-n_m)^2 \left(\frac{4\pi\sigma_{MA}}{\lambda_0} \right)^2, \quad (10)$$

其中 $\mathcal{L}_{S,AM}$ 表示场从空气到薄膜方向传播的散射损耗, $\mathcal{L}_{S,MA}$ 则是场从薄膜到空气方向传播产生的散射损耗, σ_{MA} 为薄膜表面的粗糙度.

由于腔内存在空气和薄膜两种介质, 腔内场的束腰在两种介质中存在差异, 因此需要使用耦合高斯光束模型 [32] 计算束腰. 同空腔一样, 束腰由腔长和镜面曲率半径决定, 其中腔长包括空气长度 t_a 和薄膜厚度 t_m , 理论计算可得

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\pi}} \left\{ \left(t_a + \frac{t_m}{n_m} \right) \left[\text{ROC} - \left(t_a + \frac{t_m}{n_m} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (11)$$

得到所需的各项参数的解析表达式后, 即可计算 (6) 式的 β 因子. 如图 2(a) 和图 2(b) 所示, 分别表示高精细度和低精细度腔的 β 因子.

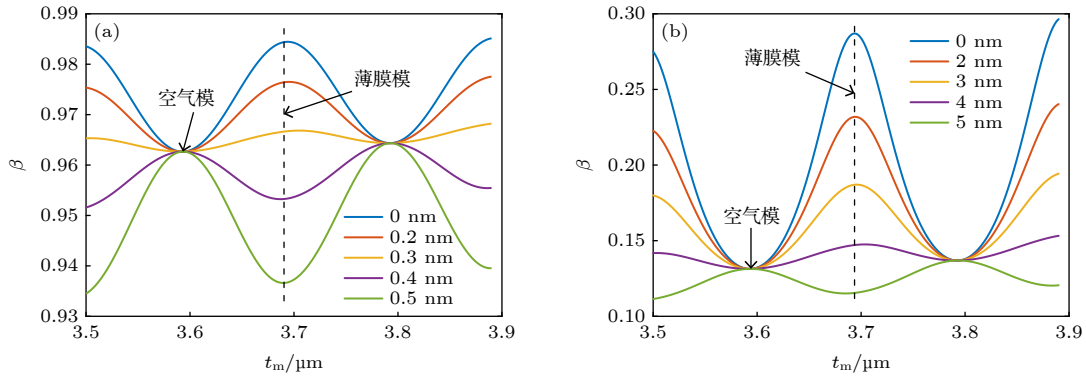


图 2 β 因子随薄膜厚度 t_m 变化, 不同曲线表示不同的表面粗糙度 σ_{MA} , 虚线与所有曲线相交的点表示在该薄膜厚度 t_m 下腔处于“薄膜模” (a) 高精度度腔的 β 因子, 其中取 $\mathcal{L}_{M,a}$ 为 0.025×10^{-3} , $\mathcal{L}_{M,m}$ 为 0.03×10^{-3} ; (b) 低精度度腔的 β 因子, 其中 $\mathcal{L}_{M,a}$ 和 $\mathcal{L}_{M,m}$ 均为 4.5×10^{-3}

Fig. 2. β factor varying with the width and roughness of the membrane. The points of intersection between the curves and dotted line indicate that the cavity is in the membrane mode: (a) β factor of high fineness cavity with $\mathcal{L}_{M,a}$ of 0.025×10^{-3} and $\mathcal{L}_{M,m}$ of 0.03×10^{-3} ; (b) β factor of low fineness cavity with $\mathcal{L}_{M,a}$ of 4.5×10^{-3} and $\mathcal{L}_{M,m}$ of 4.5×10^{-3} .

从图 2(a) 可以看出, 随着薄膜厚度 t_m 的变化, 腔内的模场在“空气模”和“薄膜模”之间交替变化. 由于“空气模”的 β 与薄膜表面粗糙度无关, 因此不同 σ_{MA} 的曲线在“空气模”对应的 t_m 处相交于一点; 而“薄膜模”在界面处存在损耗, 因此图中与虚线相交的各点的 β 均不一样且相差最大. 从图 2(b) 可以看出, 与精细度无关的是, 当薄膜表面粗糙度较低时, “薄膜模”总是优于“空气模”. 对低精细度腔, 由于镜片损耗过大, β 不再对薄膜表面粗糙度敏感, 因此表面粗糙度直到 4 nm 时“薄膜模”才与“空气模”的 β 相接近, 而对高精度度腔来说, 由于镜片损耗很小, 因此薄膜表面粗糙度低于 0.3 nm 时“薄膜模”才更优. 这些计算结果表明, 在大多数场景下, 使用“薄膜模”对色心进行腔增强都是更优的: 对高精度度腔而言, 首要目标就是减小腔的损耗, 实现色心与腔的强耦合, 因此必然需要尽可能降低薄膜表面粗糙度, 一般可降低至 0.3 nm 以下^[43,44]; 对低精细度腔而言, 虽然腔增强对薄膜损耗不再敏感, 但是越小的损耗意味着更大的 Purcell 增强效果. 因此对这两种情况而言, 降低薄膜表面损耗, 使用“薄膜模”增强色心是更优的方案. 值得一提的是, 比较图 2(a) 和图 2(b) 的结果, 若不考虑粗糙度, 此时腔镜反射率越高, 即腔的精细度越大, β 因子越大. 但是这并不意味着反射率越大越好, 因为 β 因子仅表示入射到 ZPL 且入射到腔模的光子的比例, 要想尽可能将腔中光子耦合出来使用, 还要考虑光纤与腔之间的耦合效率以及腔的阻抗匹配等^[45]. 接下来本文将讨论计算这一问题.

2.3 考虑振动时色心的腔增强

以上讨论均未考虑现实环境中的扰动. 对于开放的 FP 腔而言, 最影响腔共振频率和线宽的因素是振动, 且腔的精细度越高, 对振动的敏感性越大. 由此可见, 实际腔的精细度并不能无限增大, 当腔的线宽小于振动导致的线宽增宽时, 精细度便被限制在这个阈值之下. 对于耦合薄膜的 FFPC 而言, 也会有同样的情况出现, 只是需要分“薄膜模”和“空气模”进行讨论. 对耦合薄膜的 FFPC, 定义腔共振波长的变化 $d\lambda_{res}$ 与振动, 即空气层长度的变化 dt_a 的比值

$$\frac{d\lambda_{res}}{dt_a} = -\frac{\lambda_0}{(t_a + n_m t_m)} \left(1 \pm \frac{n_m - 1}{n_m + 1} \frac{2n_m t_m}{t_a + n_m t_m} \right). \quad (12)$$

式中的加号和减号分别对应腔内为“空气模”和“薄膜模”时的比值. 简单代入数值: 当腔内为“空气模”时, 代入 $t_m \approx 4.3 \mu\text{m}$, $t_a \approx 1.8 \mu\text{m}$, 得 $\frac{d\lambda_{res}}{dt_a} = 0.1411$; 当腔内为“薄膜模”时, 代入 $t_m \approx 4.2 \mu\text{m}$, $t_a \approx 2.1 \mu\text{m}$, 得 $\frac{d\lambda_{res}}{dt_a} = 0.1397$. 可以清楚地看出, “薄膜模”相比“空气模”对振动的敏感程度更低.

为了在 β 因子的计算中加入振动, 首先考虑存在振动时, 腔的线宽和腔在色心 ZPL 光子频率处的共振线宽的重合系数 ξ_s 与腔振动 dt_a 的关系:

$$\xi_s(dt_a) = \frac{1}{1 + 4Q^2 \left(\frac{\lambda_{ZPL}}{\lambda_{cav}(dt_a)} - 1 \right)^2}, \quad (13)$$

其中 λ_{ZPL} 是 PL6 色心的 ZPL 波长, $\lambda_{cav}(dt_a)$ 是随

振动失谐的腔共振波长, $Q = \nu/\delta\nu$ 是腔的品质因子. 假设腔振动的分布是围绕 ZPL 共振时对应的腔长呈高斯分布, 即下式积分中的高斯函数, 其标准差为 σ_{vib} , 将所有振动的分布积分即可得到存在振动时的因子 β_{vib} :

$$\beta_{\text{vib}} = \int \frac{\beta_0 \xi_s(dt_a) F_p}{\beta_0 \xi_s(dt_a) F_p + 1} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\text{vib}}^2}} e^{-\frac{dt_a^2}{2\sigma_{\text{vib}}^2}} d(dt_a). \quad (14)$$

使用数值积分可计算得图 3 的结果.

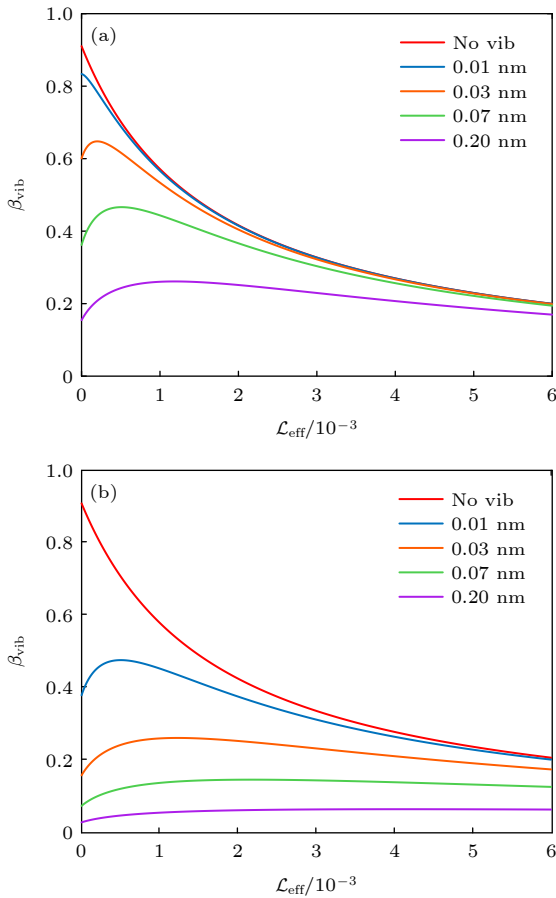


图 3 存在振动时的 β_{vib} 因子, 其中选取了四个振动标准差 0.01, 0.03, 0.07 和 0.2 nm 进行计算. (a) 腔内为“薄膜模”时的 β_{vib} 因子, 与不存在振动的情况相比, 可见振动对高精度腔的影响十分明显; (b) 腔内为“空气模”时的 β_{vib} 因子. 与“薄膜模”相比, 振动对“空气模”的影响更大, 尤其是在 \mathcal{L}_{eff} 较小, 即高精度度的情况下

Fig. 3. β_{vib} factor varying with vibration, where the four cases with the vibration standard deviation of 0.01, 0.03, 0.07 and 0.2 nm are calculated: (a) β_{vib} factor when the cavity is on the “membrane-mode”. It’s clear that vibration affects the factor a lot compared with the no vibration case; (b) β_{vib} factor when the cavity is on the “air-mode”. Vibration affects the factor more than that on the “membrane-mode”, especially when \mathcal{L}_{eff} is low, i.e., the finesse is high.

图 3(a) 和图 3(b) 分别展示了腔内模式为“薄膜模”和“空气模”时, 振动对 β 因子的影响. 两图相比可以明显看出, “薄膜模”相比“空气模”对振动的鲁棒性更强, 印证了之前计算的结果. 与不存在振动的情况相比, 可以看出振动对两种模式的影响均十分明显, 精细度越大时影响越明显, 且此时 β_{vib} 因子存在一个极值, 这说明存在振动时, 精细度并不是越大越好, 反而存在一个最佳值使腔对色心的增强最大. 对比图 3(a) 和图 3(b) 的结果, 可以发现正如 2.3 节的讨论, 使用“薄膜模”增强色心是更好的选择, 这个结论在存在振动时也是成立的; 另外在使用“薄膜模”进行腔增强时, 最好将振动降至 0.01 nm 以下.

2.4 耦合输出效率

之前的讨论均只考虑色心荧光在腔中的增强, 尚未考虑从腔中耦合出的效率. 在 FFPC 的实际使用中, 不光要使腔对色心的增强足够大, 又得同时从腔中耦合出足够的相干光子实现各种量子技术应用. 从 2.3 节的讨论来看, 由于振动限制了精细度为有限值, 因此为了使增强效果更明显, 同时又能够从腔中耦合出更多的增强光子, 不能无限增大腔的精细度, 反而需要设计一个适当的腔镜透射率 T_0 以达到该目的. 另外考虑到器件之间的耦合效率一般为常数, 因此本计算不考虑该部分耦合效率.

假设以光纤端作为耦合端, 可定义耦合效率 $\eta_0 = T_0/\mathcal{L}_{\text{eff}}$, 其中 T_0 是光纤端镜面的透射率. 选取常数损耗 $\mathcal{L}_{\text{eff, const}} = 0.151 \times 10^{-3}$, 该常数损耗包含光纤端面吸收和散射, 平面镜端的吸收、散射和透射以及空气薄膜界面的散射损耗, 则 $\mathcal{L}_{\text{eff}} = T_0 + \mathcal{L}_{\text{eff, const}}$. 将 η_0 乘以 (15) 式, 并将 \mathcal{L}_{eff} 替换为 T_0 , 可得图 4(a) 和图 4(b) 的结果.

可以看出图 4(a) 和图 4(b) 与图 3 的趋势相同, 仅仅是极大值稍有偏移, 这再次说明振动对腔的影响是占据主导地位的. 为了指导实验设计, 图 4(c) 和图 4(d) 提取出了在不同振动标准差 σ_{vib} 下对应的最大耦合效率 β_{vib} 和此时对应的透射率 T_0 . 从图 4(c) 和图 4(d) 可以看出, 振动越大, 需要设计更大的透射率 T_0 来抵消振动造成的腔线宽加宽, 但同时腔对色心的增强效果减小. 因此在实际的实验工作中, 使用被动或主动的减振方案是十分必要的.

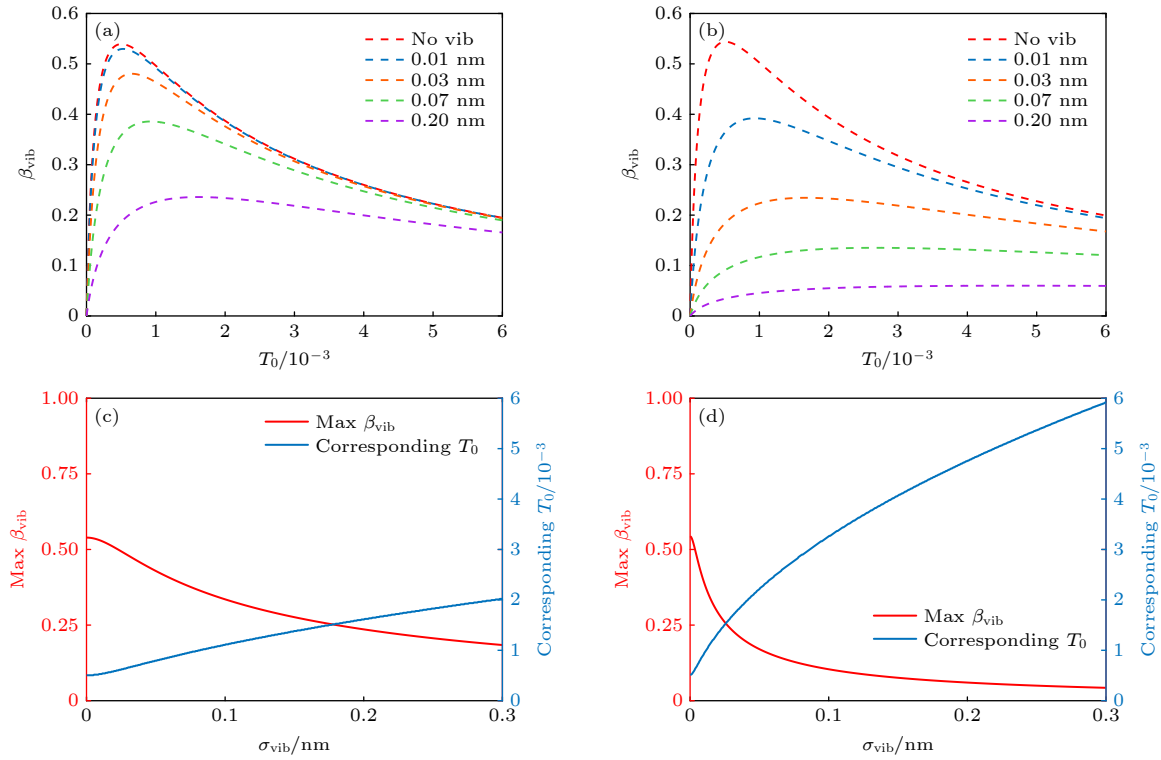


图 4 考虑耦合效率时的 β_{vib} 因子, 其中选取了四个振动标准差 0.01, 0.03, 0.07 和 0.2 nm 进行计算, 可以看出存在极大值使耦合效率 β_{vib} 最佳; 将该极大值提取出来, 可以得到该值与振动标准差 σ_{vib} 的关系, 并得到此时对应的耦合透射率 T_0 (a) 腔内为“薄膜模”时的 β_{vib} 因子; (b) 腔内为“空气模”时的 β_{vib} 因子; (c) 腔内为“薄膜模”时的最佳耦合效率 β_{vib} 以及对应的耦合透射率 T_0 与振动 σ_{vib} 的关系; (d) 腔内为“空气模”时的最佳耦合效率 β_{vib} 以及对应的耦合透射率 T_0 与振动 σ_{vib} 的关系

Fig. 4. β_{vib} factor varying with vibration including outcoupling efficiency, where the four cases with the vibration standard deviation of 0.01, 0.03, 0.07 and 0.2 nm are calculated. It's clear that there exists a maximum value of the outcoupling efficiency, thereby extracting this maximum value and calculating the relation between the max outcoupling efficiency β_{vib} , the optimal outcoupling transmissivity T_0 and vibration RMS σ_{vib} : (a) β_{vib} factor when the cavity is on the “membrane-mode”; (b) β_{vib} factor when the cavity is on the “air-mode”; (c) the relation between the max β_{vib} , the corresponding T_0 and vibration RMS σ_{vib} when the cavity is on the “membrane-mode”; (d) the relation between the max β_{vib} , the corresponding T_0 and vibration RMS σ_{vib} when the cavity is on the “air-mode”.

3 讨论部分

我们理论研究了耦合腔与空腔在模式性质上的不同, 并理解了薄膜表面粗糙度、腔内模式、腔振动等影响实验的关键参数. 需要注意的是, 这些理论计算无法帮助判断更优的薄膜厚度, 因此厚度的判断基于其他标准. 可以看到的是, 本文计算中选取的薄膜厚度均在 4 μm 左右, 该厚度不仅是较易加工的厚度范围, 也是不会明显影响材料内色心自旋相干性质的厚度范围^[17,36]. 对当前的低精细度腔而言, 我们的目的在于腔与色心的弱耦合, 即对色心产生明显的 Purcell 效应, 因此 4 μm 左右的薄膜厚度较为合适. 对高精度度腔来说, 目的在于实现强耦合, 此时需进一步减小薄膜厚度至微米以下, 且还需兼顾表面粗糙度以及材料内色心的性质不受影响. 除此以外, 振动、腔对准以及腔镜的椭

圆度也会极大影响高精度度腔的表现. 这些都是以后研究高精度度腔时的重要课题.

4 结论

通过较为详细的理论计算, 了解到腔中存在两种模式: “空气模”与“薄膜模”, 在大多数情况下, 使用“薄膜模”进行色心的腔增强是更优的选择, 但前提是薄膜表面粗糙度在一定水平之下, 一般来说通过化学机械抛光以及电感耦合等离子体刻蚀后的薄膜表面粗糙度可以小于 0.5 nm 以下, 因此“薄膜模”的使用不成问题. 同时, 减小薄膜表面粗糙度不仅是为了使用“薄膜模”, 更在于减小腔内的损耗, 这也是腔增强的内在要求; 另外, 对于开放式的 FP 腔而言, 振动对腔的影响占据了主要地位, 因此未来一定需要在系统中设计被动或主动式的

降低振动的技术方案.

SiC 薄膜材料的制备目前依然没有商业化的成熟工艺, 因此还需要进一步的探索. 先研磨后刻蚀的方法是制备金刚石薄膜最常用的方法, 对 SiC 材料来说这也是一个有效的方案. 在实验上, 我们目前已经可以制备精细度达到 1000 左右的 FFPC, 下一步的重点即为探索交替刻蚀 SiC 的电感耦合等离子体工艺, 以期减薄研磨后的薄膜并减小薄膜表面粗糙度. 对于腔而言, 我们今后还需要加工精细度可达 10000 左右的 FFPC.

总之, 当前还未见报道光纤腔与 SiC 中的色心结合的工作, 我们的工作较早开始研究这一个方向. 参考金刚石 NV 色心发展的路径, 我们今后的实验工作还需要进一步减薄薄膜至 1 μm 以下, 减小薄膜表面粗糙度至 0.3 nm 以下, 光纤腔的精细度提高到 10000 以上. 今后实验的主要目标是实现腔与色心的强耦合, 以及使用腔增强的色心实现多种量子技术的应用.

参考文献

- [1] Smeltzer B, Childress L, Gali A 2011 *New J. Phys.* **13** 025021
- [2] Dréau A, Maze J R, Lesik M, Roch J F, Jacques V 2012 *Phys. Rev. B* **85** 134107
- [3] Bernien H, Childress L, Robledo L, Markham M, Twitchen D, Hanson R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 043604
- [4] Sipahigil A, Jahnke K D, Rogers L J, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 113602
- [5] Togan E, Chu Y, Trifonov A S, et al. 2010 *Nature* **466** 730
- [6] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, et al. 2013 *Nature* **497** 86
- [7] Hensen B, Bernien H, Dreau A E, et al. 2015 *Nature* **526** 682
- [8] Purcell E M 1995 *Confined Electrons and Photons* (Berlin: Springer) pp839–839
- [9] Barbour R J, Dalgarno P A, Curran A, et al. 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 053107
- [10] Albrecht R, Bommer A, Deutsch C, Reichel J, Becher C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 243602
- [11] Benedikter J, Kaupp H, Hümmer T, et al. 2017 *Phys. Rev. A* **7** 024031
- [12] Greuter L, Starosielec S, Najer D, et al. 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 121105
- [13] Dutta H S, Goyal A K, Srivastava V, Pal S 2016 *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **20** 41
- [14] Cai M, Painter O, Vahala K J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 74
- [15] Johnson S, Dolan P R, Grange T, Trichet A A P, Hornecker G, Chen Y C, Weng L, Hughes G M, Watt A A R, Auffèves A, Smith J M 2015 *New J. Phys.* **17** 122003
- [16] Høy Jensen R, Janitz E, Fontana Y, et al. 2020 *Phys. Rev. A* **13** 064016
- [17] Riedel D, Söllner I, Shields B J, Starosielec S, Appel P, Neu E, Maletinsky P, Warburton R J 2017 *Phys. Rev. X* **7** 031040
- [18] Koehl W F, Buckley B B, Heremans F J, Calusine G, Awschalom D D 2011 *Nature* **479** 84
- [19] Falk A L, Buckley B B, Calusine G, Koehl W F, Dobrovitski V V, Politi A, Zorman C A, Feng P X L, Awschalom D D 2013 *Nat. Commun.* **4** 1819
- [20] Christle D J, Falk A L, Andrich P, Klimov P V, Ul Hassan J, Son N T, Janzen E, Ohshima T, Awschalom D D 2015 *Nat. Mater.* **14** 160
- [21] Ivády V, Davidsson J, Deleagan N, Falk A L, Klimov P V, Whiteley S J, Hruszkewycz S O, Holt M V, Heremans F J, Son N T 2019 *Nat. Commun.* **10** 1
- [22] Li Q, Wang J F, Yan F F, et al. 2021 *Natl. Sci. Rev.* DOI: 10.1093/nsr/nwab122
- [23] Zhou J Y, Li Q, Hao Z Y, Yan F F, Yang M, Wang J F, Lin W X, Liu Z H, Liu W, Li H, You L X, Xu J S, Li C F, Guo G C 2021 *ACS Photonics* **8** 2384
- [24] Gali A 2011 *Phys. Status Solidi B* **248** 1337
- [25] Son N, Carlsson P, Ul Hassan J, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 055501
- [26] Gali Á 2019 *Nanophotonics* **8** 1907
- [27] Christle D J, Klimov P V, Charles F, Szász K, Ivády V, Jokubavicius V, Hassan J U, Syväjärvi M, Koehl W F, Ohshima T 2017 *Phys. Rev. X* **7** 021046
- [28] Manson N, Harrison J, Sellars M 2006 *Phys. Rev. B* **74** 104303
- [29] Gruber A, Dräbenstedt A, Tietz C, Fleury L, Wrachtrup J, Von Borczyskowski C 1997 *Science* **276** 2012
- [30] Xu J S, Li C F, Guo G C 2021 *Fundamental Research* **1** 220
- [31] Kaupp H, Deutsch C, Chang H C, Reichel J, Hänsch T W, Hunger D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 053812
- [32] Janitz E, Ruf M, Dimock M, Bourassa A, Sankey J, Childress L 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043844
- [33] Kaupp H, Hümmer T, Mader M, et al. 2016 *Phys. Rev. A* **6** 054010
- [34] Bogdanović S, van Dam S B, Bonato C, Coenen L C, Zwerver A M J, Hensen B, Liddy M S Z, Fink T, Reiserer A, Lončar M, Hanson R 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 171103
- [35] Häußler S, Benedikter J, Bray K, Regan B, Dietrich A, Twamley J, Aharonovich I, Hunger D, Kubanek A 2019 *Phys. Rev. B* **99** 165310
- [36] Ruf M, Weaver M J, van Dam S B, Hanson R 2021 *Phys. Rev. A* **15** 024049
- [37] Li Q, Wang J F, Yan F F, et al. 2019 *Nanoscale* **11** 20554
- [38] van Dam S B, Ruf M, Hanson R 2018 *New J. Phys.* **20** 115004
- [39] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, Deutsch C, Hänsch T W, Reichel J 2010 *New J. Phys.* **12** 065038
- [40] Hill P, Gu E, Dawson M D, Strain M J 2018 *Diamond Relat. Mater.* **88** 215
- [41] Faraon A, Barclay P E, Santori C, Fu K-M C, Beausoleil R G 2011 *Nat. Photonics* **5** 301
- [42] Li L, Schröder T, Chen E H, Walsh M, Bayn I, Goldstein J, Gaathon O, Trusheim M E, Lu M, Mower J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6173
- [43] Ruf M, M I J, van Dam S, de Jong N, van den Berg H, Evers G, Hanson R 2019 *Nano Lett.* **19** 3987
- [44] Heupel J, Pallmann M, Korber J, Merz R, Kopnarski M, Stohr R, Reithmaier J P, Hunger D, Popov C 2020 *Micromachines (Basel)* **11** 1080
- [45] Gallego Fernández J C 2018 *Ph. D. Dissertation* (North Rhine: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn)

SPECIAL TOPIC—Manipulation and applications of solid-state single quantum systems

Theoretical calculation of fiber cavity coupling silicon carbide membrane*

Zhou Ji-Yang¹⁾²⁾ Li Qiang¹⁾²⁾³⁾ Xu Jin-Shi^{1)2)†}Li Chuan-Feng^{1)2)‡} Guo Guang-Can¹⁾²⁾

1) (CAS Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics,
University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)3) (State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Microsystem and
Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

(Received 27 September 2021; revised manuscript received 25 December 2021)

Abstract

Single spin color centers in solid materials are one of the promising candidates for quantum information processing, and attract a great deal of interest. Nowadays, single spin color centers in silicon carbide, such as divacancies and silicon vacancies have been developed rapidly, because they not only have similar properties of the NV centers in diamond, but also possess infrared fluorescence that is more favorable for transmission in optical fiber. However, these centers possess weak fluorescence with broad spectrum, which prevents some key technologies from being put into practical application, such as quantum key distribution, photon-spin entanglement, spin-spin entanglement and quantum sensing. Therefore, optical resonator is very suitable for coupling centers to filter their spectrum and enhance the fluorescence by Purcell effect. It is very advantageous to use the fiber end face as cavity mirrors, thereby the fiber can provide small cavity volume corresponding to a large enhancement in spin color centers, and collect the fluorescence in cavity simultaneously, which has no extra loss in comparison with other collection methods. In this work, the properties and performance of fiber Fabry-Perot cavity coupling silicon carbide membrane are mainly studied through theoretical calculation. Firstly, some parameters are optimized such as membrane roughness and mirror reflection by calculating the mode of the fiber cavity and enhancing the color centers coupling into the cavity, then analyzing the properties of different modes in cavity, the enhancement effect on cavity coupling color centers, and other relevant factors affecting the cavity coupling color centers. Next, the influences of dominated factor and vibration on the properties of the cavity, the enhancement and outcoupling of centers coupled into the cavity are investigated, and finally the optimal outcoupling efficiency corresponding to different vibration intensities is obtained. These results give direct guidance for the further experimental design and direction for optimization of the fiber cavity coupling color centers.

Keywords: spin color centers, fiber cavity, silicon carbide membrane**PACS:** 03.67.-a, 61.72.jn, 42.50.Pq**DOI:** 10.7498/aps.71.20211797

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0302700), the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 61725504, U19A2075, 61905233, 11774335, 11821404, 11975221), the Key Research Program of Frontier Sciences, Chinese Academy of Sciences (Grant No. ZDRW-XH-2019-1), the Anhui Frontier Program in Quantum Information Technologies, China (Grant Nos. AHY060300, AHY020100), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grants Nos. WK2030380017, WK2470000026), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. BX20200326, 2021M693099).

† Corresponding author. E-mail: jsxu@ustc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: cffi@ustc.edu.cn