

# 基于金刚石体系的固态量子计算

王鹏飞, 石发展, 杜江峰

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥微尺度物质科学国家实验室, 量子信息与量子科技前沿协同创新中心, 安徽合肥 230026)

**摘要:**量子计算科学是近年来物理学领域最活跃的研究前沿之一,其开拓了与经典方式具有本质区别的全新的信息处理模式.量子计算研究的根本目标是建造基于量子力学基本原理的量子信息处理技术,能在许多复杂计算问题上大大超越经典计算性能的新型计算模式.量子计算需要一个良好的量子体系作为载体.基于自旋的量子体系由于其实用的可操作性,成为量子计算载体的优秀候选.自旋的所有量子性质表现在自旋的叠加态、自旋之间的纠缠和对自旋的量子测量上.基于系综的量子计算演示实验已经被多次实现,但是系综体系在可扩展性上有其原理上的缺陷.要实现可扩展的大规模室温固态量子信息处理和量子计算的突破,实现单量子态的寻址和读出是一个最重要的前提.在已经提出的单自旋固态量子计算载体中,比较突出的一类是基于金刚石中的氮-空位色心单电子自旋体系.金刚石中的氮-空位色心单电子自旋量子态可以在室温下初始化、操控与读出,成为室温量子计算机载体的优良候选者.我们首先回顾金刚石氮-空位色心单电子自旋体系作为量子计算机载体的重要进展;然后讨论了该体系在纳米尺度灵敏探测和成像方面的重要应用;最后,描述了此领域的前景.

**关键词:**量子计算;金刚石;氮-空位色心;电子自旋;光探测磁共振;核磁共振

**中图分类号:**O474;O482.53+3 **文献标识码:**A **doi:**10.3969/j.issn.0253-2778.2014.05.002

**引用格式:**Wang Pengfei, Shi Fazhan, Du Jiangfeng. Quantum computation based on nitrogen-vacancy center in diamond[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2014,44(5):362-373.

王鹏飞,石发展,杜江峰. 基于金刚石体系的固态量子计算[J]. 中国科学技术大学学报,2014,44(5):362-373.

## Quantum computation based on nitrogen-vacancy center in diamond

WANG Pengfei, SHI Fazhan, DU Jiangfeng

(Department of Modern Physics, Hefei National Laboratory for Physics Sciences at Microscale, and Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

**Abstract:** Quantum computation technology is one of the hottest topics in physics for the past decades. It

**收稿日期:**2013-11-15; **修回日期:**2013-12-10

**基金项目:**国家重点基础研究发展(973)计划(2013CB921800),国家自然科学基金(11227901,91021005,10834005,11028510),中国科学院战略性先导科技专项B类(XDB01030400),中央高校基本科研业务费专项资金资助.

**作者简介:**王鹏飞,男,1986年生,博士.研究方向:基于金刚石氮-空位色心的纳米尺度磁探测和成像. E-mail:wpf@ustc.edu.cn

**通讯作者:**杜江峰,男,1969年生,中国科学技术大学教授,教育部长江学者特聘教授,国家杰出青年科学基金获得者,国家重大科学研究计划项目首席科学家,首批国家万人计划“中青年科技创新领军人才”入选者,“新世纪百千万人才工程”国家级人选.2000年获中国科学技术大学原子核物理专业博士学位.长期从事量子调控和量子计算的实验研究,是国际上自旋量子相干保持、量子计算、量子模拟实验研究方面有突出贡献的学者之一,在包括 Nature(2篇)、Science(1篇)、Nature Physics(1篇)、Nature Communications(2篇)和 Physical Review Letters(20篇)在内的国际学术期刊上发表论文110余篇,SCI他引1500余次.成果入选2009年度“中国高校十大科技进展”和两院院士评选的“2009年度中国十大科技进展新闻”.曾获得国家自然科学二等奖、中国物理学会黄昆物理奖、教育部自然科学一等奖等,以及“中国科学院杰出青年”、“江淮十大杰出青年”、“安徽青年五四奖章”等多项荣誉称号. E-mail:djf@ustc.edu.cn



opens up a new way for computing. Mainly, quantum computation is aimed to build quantum information processing system based on quantum technology, which is much faster to solve hard problems than classic computers. A good quantum system is necessary to build a quantum computer. Thanks to its ability in manipulation, quantum spin system has become one of the best candidates for quantum computer. The quantum superposition, entanglement, and measurement show the quantum nature of spin. The demonstration of quantum computer on electronic spin ensemble was realized years ago. However, many quantum effects hide in the ensemble observation. It was only in recent years that some quantum effects have been observed in pure, single and individual quantum systems such as nitrogen-vacancy (NV) centers in diamond. The electronic spin state of a NV center can be initialized, manipulated and read out at room temperature. Thus it becomes a best candidate for scalable quantum computer. In this paper, a review of quantum computation based on NV centers in diamond was given. Then, some experiments in nanoscale detection and imaging were reviewed. Finally, its future was discussed.

**Key words:** quantum computation; diamond; nitrogen-vacancy center; electronic spin; optically detected magnetic resonance; nuclear magnetic resonance

## 0 引言

自从1997年针对金刚石中氮-空位色心(以下简称NV色心)单电子自旋的光探测磁共振技术<sup>[1]</sup>实现以来,基于NV色心的量子技术产生了快速的进步.在单电子自旋体系上可以观测到由于系综的平均效应而掩盖的一些重要的物理现象,并且由于NV色心体系的特殊性,室温下具有超长的退相干时间、良好的可扩展性、微波操控、光学读出,NV色心体系成为固态量子计算的明星体系.很快,基于NV色心的量子纠缠<sup>[2-3]</sup>和single-shot测量<sup>[4-5]</sup>也相继被实现.2010年,在NV色心体系上完成了第一个量子计算算法演示实验<sup>[6]</sup>.为了达到延长退相干效果,我们把动力学去耦脉冲序列引入到NV色心上来<sup>[7-10]</sup>,并深入了解了核自旋热库的量子力学行为<sup>[8,11-13]</sup>.

为了达到实用量子计算的标准,量子比特数至少要达到30比特以上,计算性能才能明显地超过经典计算机,进而完成一些经典计算机所不能完成的事情<sup>[14-15]</sup>.量子计算的一个重要的要求是可扩展性.在NV色心体系上,人们尝试了非常多的方案,包括NV色心与核自旋的纠缠<sup>[2-3]</sup>、近距离有耦合的两个NV色心的纠缠<sup>[16-17]</sup>、远距离上两个NV色心的纠缠<sup>[18]</sup>.

进一步地,NV色心的电子云在空间上局域在一个很小的范围之内,利用这一特点,NV色心可以作为高空间分辨率的探针,进行探测和成像<sup>[19-20]</sup>.电子自旋有着较高的旋磁比,加之NV色心电子自

旋超长的退相干时间,NV色心在磁探测和磁共振成像领域有着非常重要的应用<sup>[21-23]</sup>.另外,由于NV色心发光属于电偶极发光,它与外界电偶极矩还可以用于进行近场光学成像,并突破光学衍射极限,达到数十纳米的空间分辨率<sup>[22]</sup>.

本文分以下几部分来介绍NV色心与固态量子计算相关的几个方面:①NV色心的基本特性;②量子计算算法演示实验;③量子反常退相干;④连续波动力学去耦延长退相干时间;⑤量子相位精密测量;⑥室温下体外小核自旋系综的核磁共振谱.

## 1 NV色心的基本特性

金刚石中的一个取代碳原子的氮原子,外加氮原子旁边的一个空位,这样就组成了NV色心结构.NV色心的空位中的未成对电子表现出自旋为1的性质.当使用532nm的绿光激发NV色心时,NV色心可以发出红色荧光,荧光的零声子线在637nm.通过532nm的激光激发后,可以以大于90%的概率将NV色心制备到 $m_s=0$ 的状态.通过微波和射频可以操控其状态.NV色心荧光强度与其电子自旋状态有关:当电子自旋处于 $m_s=0$ 的状态时,荧光较电子自旋处于 $m_s=\pm 1$ 时强.通过与电子自旋处于 $m_s=0$ 的状态时的荧光强度对比,可以得知电子自旋目前所处的状态.

相比于量子点、超导体体系,NV色心电子自旋的相干性质非常好.引起NV色心退相干的主要因素是NV色心周围数目众多的自旋.在含氮量较高的金刚石中,退相干的主要来源是NV色心周围氮原

子的未成对电子,退相干时间在微秒量级;当将金刚石中含氮量降为  $10^{-8}$  (质量分数) 以下时,退相干来源主要是碳-13( $^{13}\text{C}$ )核自旋,其自然丰度为 1.1%,退相干时间为百微秒量级;进一步将  $^{13}\text{C}$  核自旋减少至 0.03% 以下时,NV 色心退相干时间可以提升至毫秒量级,接近自旋-晶格弛豫时间<sup>[26]</sup>.

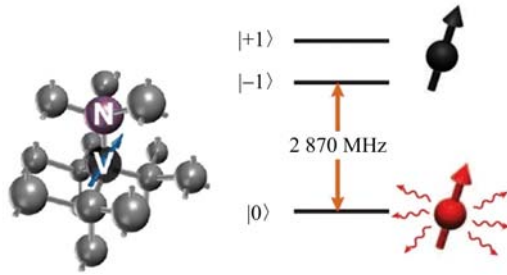


图 1 NV 色心的晶格结构和自旋能级

Fig. 1 The crystal lattice structure and electronic spin energy level of NV center

为了实现真正意义上的实用的量子计算,量子计算机的载体必须满足由 DiVincenzo 在 1996 年提出的 5 条判断标准,简称 DiVincenzo 判据<sup>[27]</sup>.

(I) 量子计算机必须有可识别的定义明确的量子比特. NV 色心体系中包含一个自旋为 1 的电子自旋体系和多个核自旋,这些自旋都可以作为量子比特;

(II) 量子计算机必须可以进行可信的初态制备. NV 色心体系中的电子自旋可以通过激光激发的方式制备到  $m_s=0$  的状态<sup>[28]</sup>,其周围的核自旋可以使用动力学核极化<sup>[29]</sup>或者极化传递<sup>[2]</sup>的方式进行高保真度的初态制备;

(III) 量子计算机必须具有较弱的退相干效应,保证量子计算有着较高的精度. 在氮含量低于  $5 \times 10^{-9}$  (质量分数) 的超纯净金刚石中,NV 色心电子自旋的退相干时间长达几百微秒<sup>[11]</sup>,核自旋的退相干时间长达几十毫秒<sup>[2]</sup>,并且经过对 NV 色心电子自旋周围的核自旋进行纯化后,电子自旋的退相干时间可以长达几毫秒<sup>[26]</sup>,相对于单个量子非门操作可达 GHz 的速度来说<sup>[30]</sup>,这些足以保证量子计算的高精度.

(IV) 量子计算机必须可以进行精确的量子门操作. 目前 NV 色心体系的单个量子门操作的保真度已经可以达到 99% 以上<sup>[31]</sup>.

(V) 量子计算机必须建立非常强的量子测量机制. 目前,NV 色心体系对单电子和单核自旋的

single-shot 测量已经实现<sup>[4-5]</sup>.

NV 色心体系满足成为量子计算机载体的最基本的要求,成为一个优秀的量子计算机载体候选者.

## 2 量子计算算法演示实验

Deutsch-Jozsa 算法(DJ 算法)是最早提出来的量子算法之一,它可以显示出量子算法比任何已知的经典算法快指数倍. 对于一个  $N$  位数集:  $X_n = \{x_n x_{n-1} \dots x_2 x_1 \mid x_m = 0, 1\}$ , 函数  $f(x): X_n \rightarrow \{0, 1\}$ . 如果函数  $f(x)$  将  $X_n$  中一半的元素变为 0, 另一半变为 1, 那么这个函数是平衡函数 (balanced function); 如果函数  $f(x)$  将  $X_n$  中所有的元素变为 0 或 1, 那么这个函数是常函数 (constant function). DJ 算法就是区分这种函数整体性质的量子算法. 通常,实现  $n$  位 DJ 算法需要  $n+1$  个量子比特,而对应的经典算法却需要  $2n$  个存储空间和运行  $2n$  次.

最简单的 DJ 算法是单量子位的 DJ 算法,如图 2 所示. 其中一个量子比特存储数集,另外一个量子比特作为辅助比特. 依靠 NV 色心自旋为 1 的特性,单个量子比特就可以完成单量子位的 DJ 算法. 更改后的 DJ 算法的脉冲序列图如图 3<sup>[6]</sup> 所示.

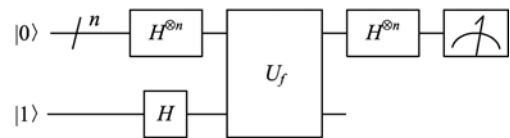


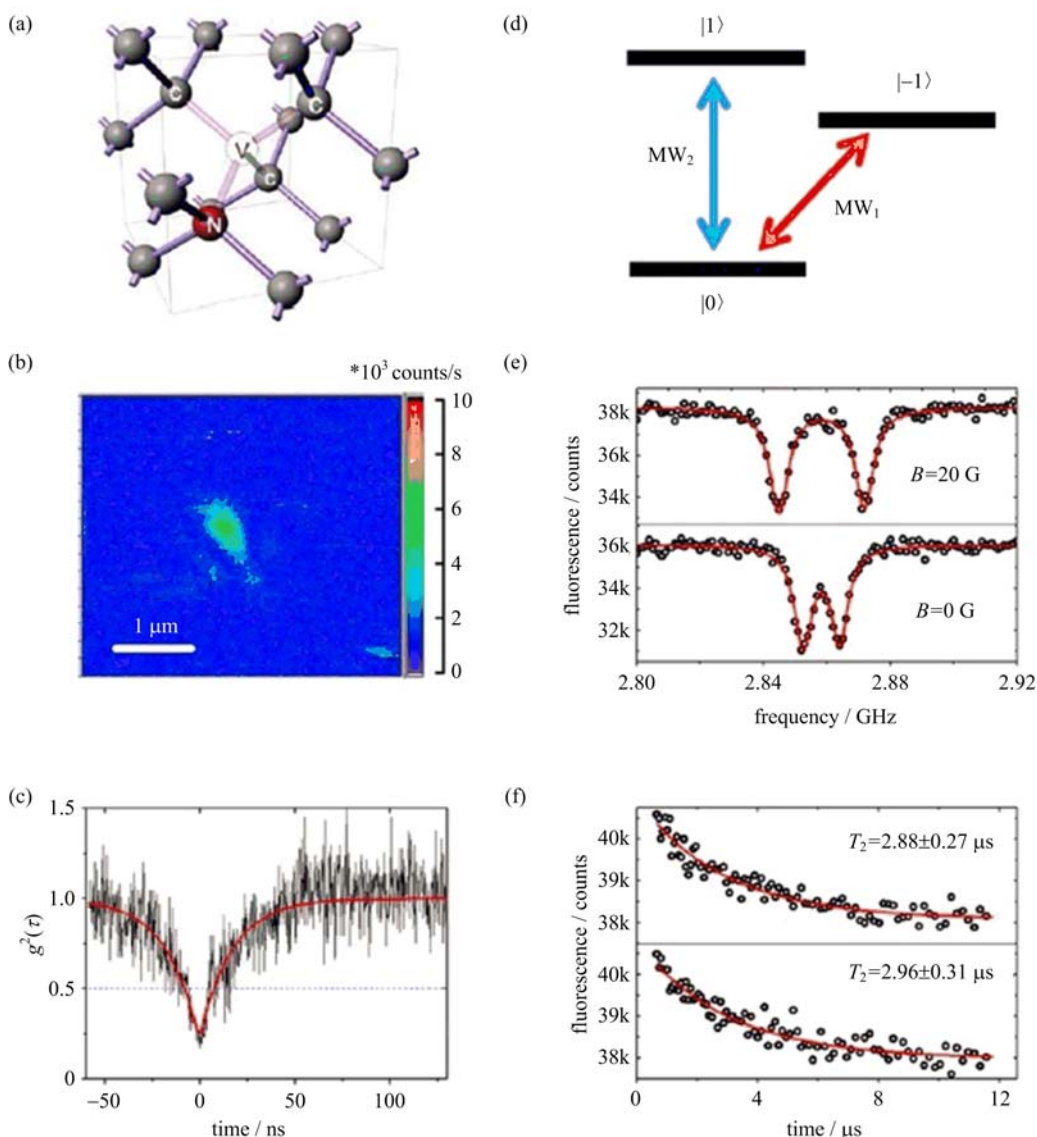
图 2 单量子位 DJ 算法的量子线路图

Fig. 2 Quantum circuit of single quantum digit DJ algorithm

实验采用金刚石纳米颗粒样品,其中含有少量的单个 NV 色心. 纳米金刚石中的 NV 色心存在较强的  $C_{3v}$  对称破坏,所以其在零场下的连续波谱会劈裂成两条峰. 当加  $2 \times 10^{-3}$  T 的外磁场时,由于纳米金刚石的朝向是随机的,磁场不沿  $[111]$  轴方向,故两条跃迁分别为 2.845 0 GHz 和 2.871 5 GHz. 经过测量 NV 色心荧光的二阶关联函数  $g^2(\tau)$  确定它是单个的 NV 色心. 通过测量回波的衰减,可以得知该 NV 色心的退相干时间为 2.88  $\mu\text{s}$  和 2.96  $\mu\text{s}$ , 分别对应两个不同的叠加态. 其哈密顿量如下所示:

$$H = g_s \beta_e \hat{S} \cdot \hat{B} - g_n \beta_n \hat{I} \cdot \hat{B} + \hat{S} \cdot \vec{A} \cdot \hat{I} + \hat{S} \cdot \vec{D} \cdot \hat{S}$$

其中,第 1 项、第 2 项分别是 NV 色心电子自旋和核自旋的塞曼分裂,第 3 项是 NV 色心与周围核自旋的超精细相互作用项,最后 1 项是 NV 色心电子自



(a) 金刚石中 NV 色心的结构; (b) 共聚焦显微镜下 NV 色心的荧光光点; (c) 荧光光子的二阶关联函数  $g^2(\tau)$ , 最低点在 0.5 以下, 表明这是一个单个的 NV 色心; (d) NV 色心电子自旋的能级, MW<sub>1</sub> 和 MW<sub>2</sub> 分别是操控不同能级的不同频率的微波; (e)  $2 \times 10^{-3}$  T 和 0 T 磁场下的连续波谱; (f) 测得两个不同叠加态  $|0\rangle + |1\rangle$  和  $|0\rangle + |-1\rangle$  的自旋回波衰减

图 3 NV 色心的性质

Fig. 3 Properties of NV center

旋本身的零场分裂项. 在纳米金刚石中, 由于含氮量非常高, NV 色心电子自旋与周围电子自旋的相互作用非常强, 导致了快速的退相干.

实验在自制的共聚焦显微镜上进行, 一根直径 20 μm 的铜丝被用来作为微波辐射天线. 当用共振的微波驱动 NV 色心电子自旋时, NV 色心电子自旋的状态会不断地翻转. 测量荧光强度, 其荧光在做周期性的变化, 如图 4 中的拉比振荡.

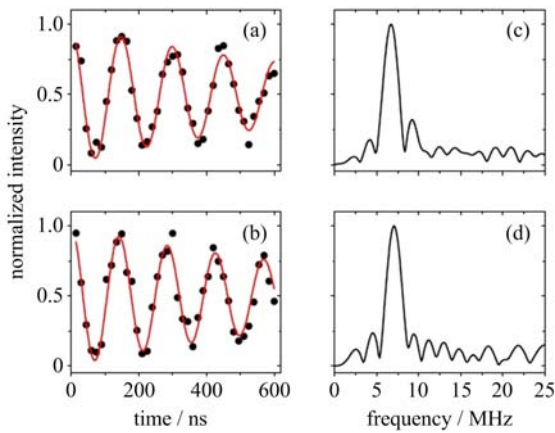
这种单量子比特的 DJ 算法称为 Refined DJ 算法, 简称 RDJ 算法. 我们采用  $|0\rangle$  和  $|-1\rangle$  作为存储

数集的量子比特,  $|+1\rangle$  作为辅助的态. 脉冲序列如图 5 所示. 为了抵抗由于外磁场的抖动和自旋环境的快速量子涨落引起的退相位, 我们将整个序列放在一个回波序列中. 回波序列可以消除由于外磁场抖动等原因引起的快速退相位. 从图 6 中可以看出, 常函数和平衡函数可以很清晰地被区分出来.

### 3 量子反常退相干

量子对象的退相干在量子科学和量子技术中是一个非常重要的现象. 通常, 人们认为更强的噪音会

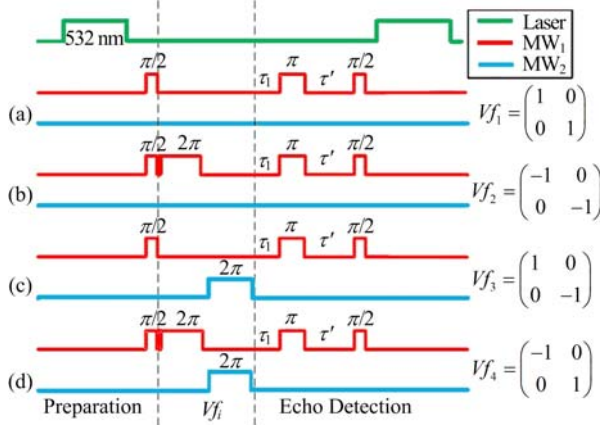




(a)和(b)色心  $|0\rangle$  和  $|1\rangle \langle -1|$  之间的拉比振荡。  
(c)和(d)对拉比振荡曲线的快速傅里叶变换表明  
拉比振荡频率为 6.94 MHz

图 4 NV 色心电子自旋的拉比振荡

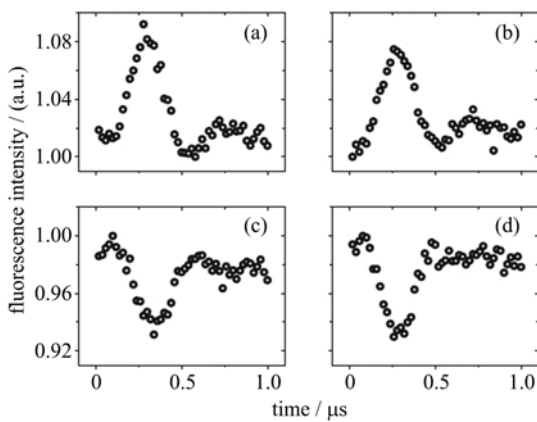
Fig. 4 Rabi oscillation of electronic spin of NV center



从上到下分别对应两个常函数和两个平衡函数

图 5 RDJ 的实验脉冲序列

Fig. 5 Experimental pulse sequence of RDJ



(a)和(b)中是正向回波表明  $V_{f1}$  和  $V_{f2}$  是常函数,  
反之,(c)和(d)中是负向回波表明  $V_{f3}$  和  $V_{f4}$  是平衡函数

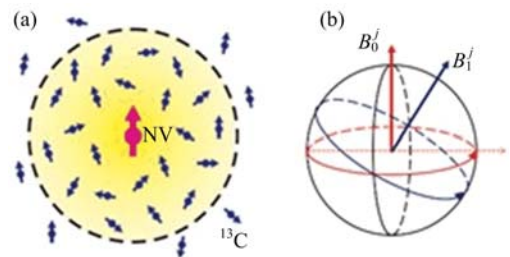
图 6 RDJ 算法实验结果

Fig. 6 Experiment result of RDJ

导致更快的退相干. 然而,最近我们的工作却表明,在某些特定条件下,在 NV 色心中,电子自旋的退相干显现出一些反常效应<sup>[8]</sup>.

在含氮量小于  $5 \times 10^{-9}$  (质量分数)的样品中, N 原子非常稀少,几乎不引起 NV 色心的退相干. 此时, NV 色心退相干的主要来源是其周围的  $^{13}\text{C}$  原子核自旋,这些自旋的丰度为 1.1%. 与 NV 色心距离 5 nm 之内的  $^{13}\text{C}$  与 NV 色心的相互作用强度在百赫兹以上,它们之间主要以超精细相互作用为主. 在低磁场下,  $^{13}\text{C}$  核自旋的塞曼分裂在百赫兹量级,与超精细相互作用相当. 这时,  $^{13}\text{C}$  在外场作用下和在电子自旋作用下的拉莫尔进动方式的不同,会使 NV 色心表现出一些反常现象.

如图 7 所示,当电子自旋处于叠加态时,核自旋在  $|0\rangle$  和  $|\pm 1\rangle$  的共同作用下做进动. 对于不同的自旋状态,核自旋演化路径出现了分歧. 且由于不同的  $^{13}\text{C}$  与电子自旋的相互作用强度不同,不同核自旋演化不同,导致了电子自旋的退相干. 当磁场在 10 G 以上时,核自旋演化的周期性使得在用自旋回波测量电子自旋的退相干时间  $T_2$  时,有相干的“崩溃”和“复生”现象. 这一点也表现出了核自旋环境的量子性(图 8).



(a) NV 色心处在  $^{13}\text{C}$  核自旋环境中.

(b) 在 NV 色心的作用下,  $^{13}\text{C}$  核自旋会沿着两个不同的方向进动

图 7 NV 色心周围的自旋热库

Fig. 7 Spin bath of NV center

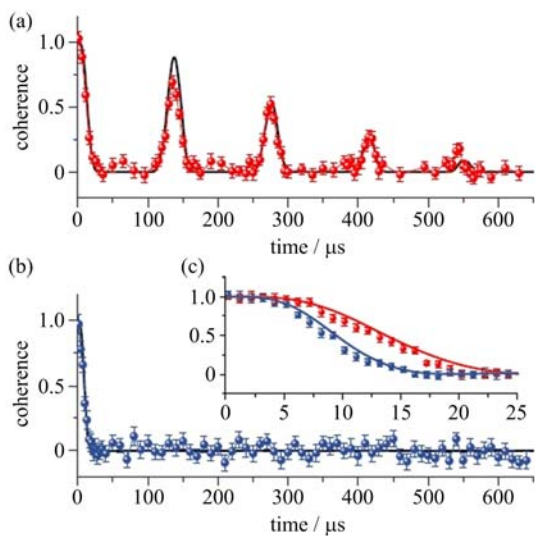
实验中采用自旋回波或动力学去耦序列来观察核自旋环境对中心 NV 色心自旋相干的影响. 自旋回波可以在一定程度上去除外界静磁场和  $B_1$  场的缓慢涨落,使得退相干的核自旋环境的性质可以显现出来. 在自旋回波下,  $T_2$  的长度一般在 0.1~0.5 ms 之间;当使用动力学去耦序列以后,  $T_2$  可以被延长至 2 ms 以上.

由于 NV 色心是一个自旋为 1 的体系,这种特殊的体系下可以观测到核自旋环境的一些量子特性,或者称之为反常退相干效应. 在经典噪声环境

中,  $m_s = +1 \leftrightarrow -1$  之间禁戒跃迁的相干项比  $m_s = 0 \leftrightarrow \pm 1$  之间的允许跃迁相干项受到 2 倍的噪音, 其退

相干速度要更快; 但是在量子环境下, 如丰度为 1.1% 的  $^{13}\text{C}$  核自旋环境, 禁戒跃迁却比允许跃迁有着更长的退相干时间. 这个特性只有在低磁场 (例如  $5 \times 10^{-4} \text{ T}$ ) 下才会有, 当磁场稍高 (例如  $1.35 \times 10^{-3} \text{ T}$ ) 时, 核自旋环境的这种特性便会消失.

这种反常效应可以作如下理解: 在单量子跃迁下, 核自旋演化的两条路径之间的夹角较大, 演化路径的终点相距较远, 最后会产生较大的退相干; 而在双量子跃迁下, 两条路径近似于反平行, 演化路径的终点相距较近, 退相干效应较弱 (图 9). 当磁场加大时, 双量子跃迁演化路径中反平行被破坏, 这种效应不再存在 (图 9).



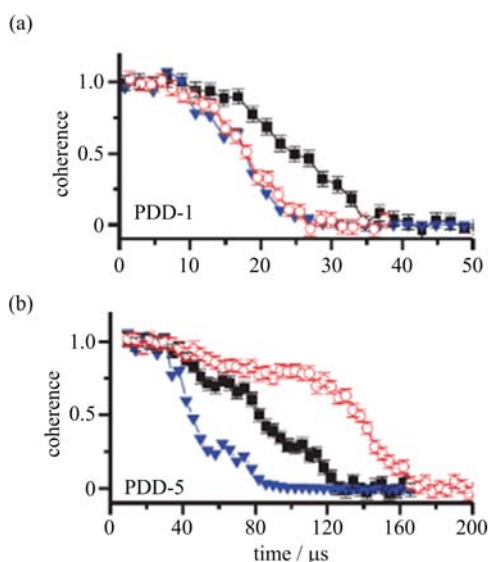
(a) 允许跃迁; (b) 禁戒跃迁;  
(c) 允许跃迁和禁戒跃迁的前 25  $\mu\text{s}$  对比图.  
在  $1.35 \times 10^{-3} \text{ T}$  下, 禁戒跃迁比允许跃迁退相干速度快, 并且观测不到相干的“回复”现象

图 8 磁场大小为  $1.35 \times 10^{-3} \text{ T}$  下的自旋回波实验  
Fig. 8 Spin echo decay under  $1.35 \times 10^{-3} \text{ T}$

#### 4 连续波动力学去耦延长退相干时间

深入了解引起 NV 色心退相干效应的来源后, 我们可以使用一些去耦方法将 NV 色心与其他自旋隔绝开, 阻止退相干的发生. 除了采用周期性和非周期性翻转的动力学去耦脉冲序列之外, 使用连续波动力学去耦 (CWDD) 方法, 我们不但可以延长相干时间 20 倍, 而且可以同时具有高保真度的门操作<sup>[10]</sup>.

加上退相位噪音后, NV 色心的哈密顿量可以写成



(a) 和 (b) 分别是 PDD-1 和 PDD-5 去耦下实验测得的退相干曲线. 其中黑色方块点和线代表允许跃迁, 红色圆圈和线代表禁戒跃迁; 作为对比, 根据允许跃迁退相干曲线和经典退相干噪音计算的禁戒跃迁的退相干曲线, 用蓝色倒三角表示.  
(c) 和 (d) 退相干的物理图像. 核自旋在  $m_s = 0, \pm 1$  下的进动路径在 Bloch 球中的表示. 经过多个  $\pi$  脉冲翻转后, 两条路径终点之间的距离代表退相干效应的强弱. 其中  $\delta_{+,-} < \delta_{0,+}$  表示在禁戒跃迁下的退相干效应弱于允许跃迁

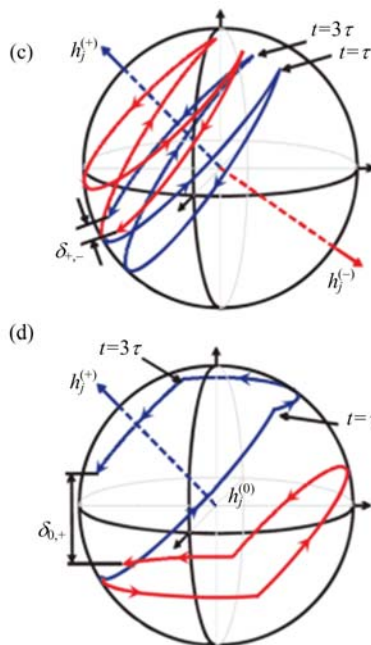


图 9 磁场为  $5 \times 10^{-4} \text{ T}$  时的反常退相干效应

Fig. 9 Quantum anomalous decoherence effect under a magnetic field of  $5 \times 10^{-4} \text{ T}$

$$H = H_0 + \gamma_e b_z S_z$$

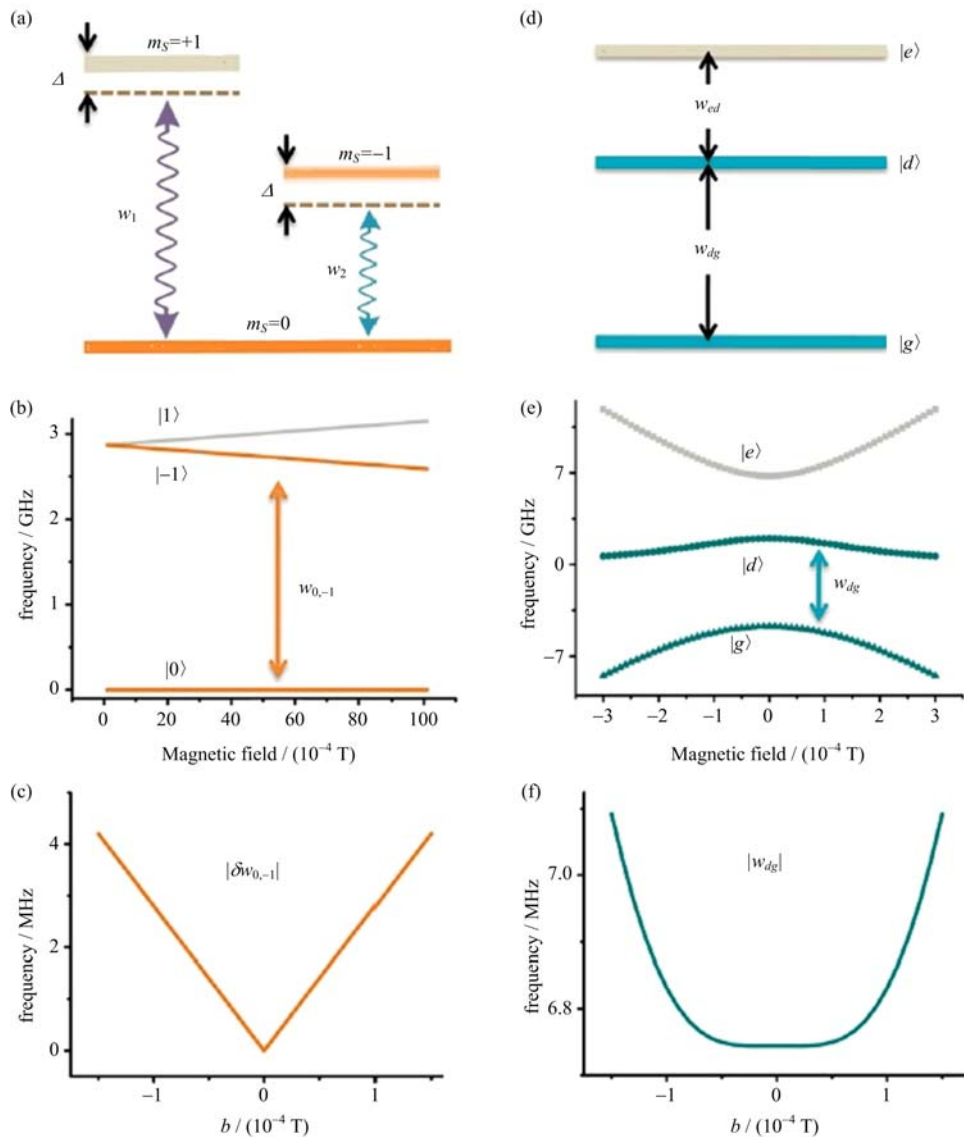
其中,  $b_z$  是引起退相干的随机磁场. 如果将 NV 色心电子自旋制备在一个特殊  $|\pm 1\rangle$  叠加态上, 这个叠加态便会对这个随机磁场不敏感, 于是压制了退相干. 采用两个偏共振的微波场可以将 NV 色心初始化到这个特殊的叠加态. 这时其哈密顿量为

$$H_{NV} = \sum_c \left[ (\Delta + \gamma_e b_c) |c\rangle\langle c| + \frac{\Omega}{2} (|0\rangle\langle c| + |c\rangle\langle 0|) \right]$$

这个哈密顿量对角化后, 会产生 3 个缀饰态:  $|e\rangle, |d\rangle$  和  $|g\rangle$ . 它们之间的跃迁频率分别为  $\omega_{ed}$  和

$\omega_{dg}$ . 我们选后两者作为量子比特的两个能级. 缀饰态的能级和  $b^2$  有关, 所以跟  $|\delta\omega_{0,-1}|$  和  $|b|$  的线性的相关相比, 缀饰态对于  $b$  是不敏感的. 于是, 当微波驱动场远大于  $b$  时,  $|d\rangle$  和  $|g\rangle$  之间的退相位会被压制(图 10).

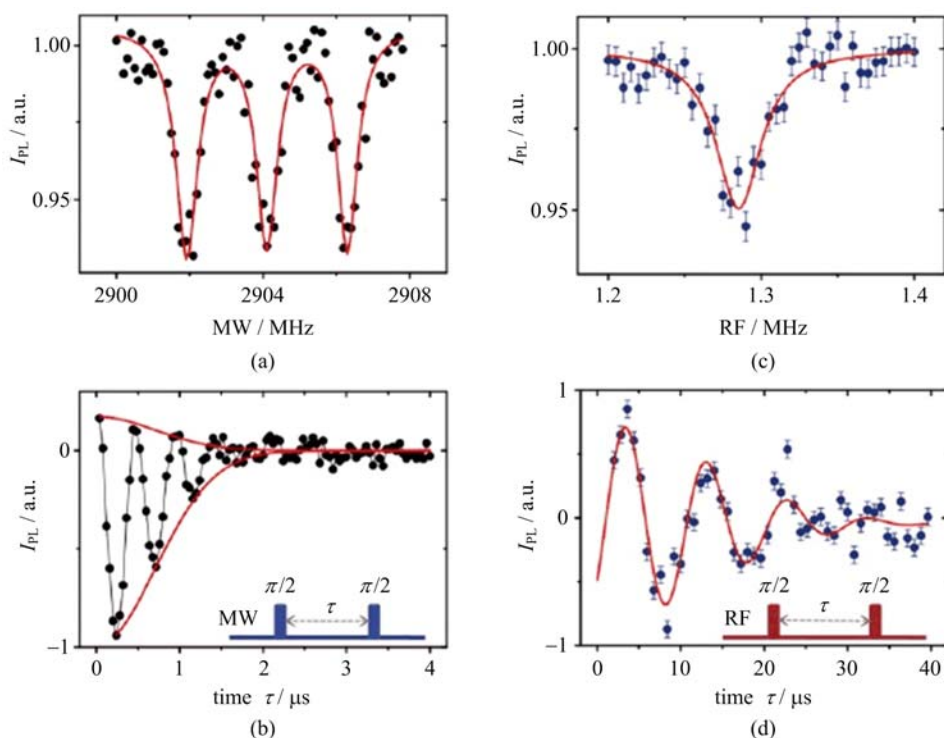
实验的样品是氮含量小于  $5 \times 10^{-9}$  (质量分数) 的金刚石单晶, 磁场为  $1.2 \times 10^{-3}$  T. 在这种样品中, NV 色心的退相位时间为  $0.93 \mu\text{s}$ , 主要诱导机制为电子自旋周围的  $^{13}\text{C}$  核自旋的随机涨落, 推算出  $b = 0.17$  MHz. 通过施加两路非共振微波制备 NV 色心到缀饰态后, 退相位时间变为  $18.9 \mu\text{s}$ , 增产了约 20 倍.



(a) NV 色心自旋能级结构; (b) 能级在外磁场下的劈裂; (c) 能级跃迁频率与外界随机涨落磁场的线性关系; (d) 在双偏共振微波场下产生的缀饰态的能级和跃迁频率; (e) 缀饰态的能级结构与外界随机涨落磁场的关系; (f) 缀饰态之间的跃迁频率与外界随机涨落磁场之间的平方关系. 这里取微波频率偏置  $\Delta = 2$  MHz, 拉比振荡频率  $\Omega = 4\Delta$

图 10 缀饰态下 NV 色心的能级

Fig. 10 Energy level of NV center in dressed state



(a) 连续波谱, 3 条峰对应电子自旋与氮核的超精细相互作用; (b) 自由感应衰减(FID)信号;  
(c) 在微波缀饰态下的连续波谱. (d) 微波缀饰态之间的 FID 信号

图 11 NV 色心的退相干

Fig. 11 Decoherence of NV center

进一步地, 使用射频来操纵缀饰态, 可以得到一个 CWDD 保护的高保真的量子操作. 从对比中可以得知, 在同等时间长度下, 操作的保真度远远超过了普通的微波操作(图 11 和图 12).

在 CWDD 的情况下, 退相位被有效地压制, 并且 CWDD 产生了一个缀饰态空间, 在这个空间中可以进行一系列的量子逻辑门操作.

## 5 量子相位精密测量

金刚石 NV 色心的一个重要应用是作为量子干涉仪对外界电磁信号进行测量. 其原理是将 NV 色心电子自旋或核自旋制备到叠加态, 叠加态在外界电磁场下会产生相对相位, 最后读出这个相对相位, 便可以得知外场的数值. 这其中可以使用量子相位估计算法(QPEA)提高读出精度. QPEA 是量子计算中的一个非常重要的算法, 也是量子精密测量中的一个重要工具, 采用 QPEA 可以精确地得到当前量子比特各量子态之间的相对相位信息.

在经典的测量方法中, 测量的精度与测量资源的消耗是平方根反比关系, 并且测量的精度受标准

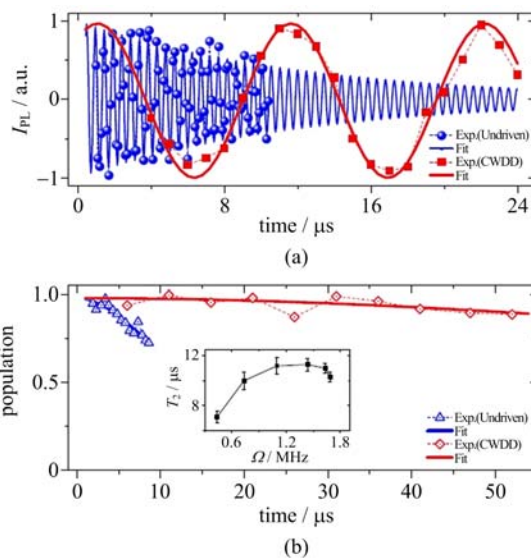


图 12 在无和有 CWDD 的情况下, Rabi 振荡(a) 和 Rabi 振荡包络(b)的衰减

Fig. 12 Rabi oscillation (a) and envelope (b) decay under no CWDD and CWDD

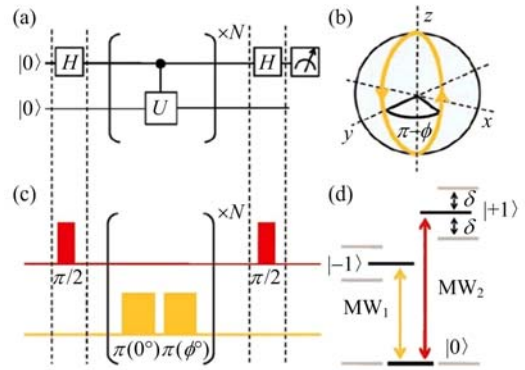
量子极限限制, 而量子测量却可以将测量精度与测量自旋消耗之间的关系变成线性反比关系, 并且可



以突破标准量子极限限制,达到海森堡量子极限<sup>[32-34]</sup>.在量子测量中需要用到量子系统的相干.我们都知道动力学去耦可以保持量子系统的相干性,而在量子测量中,相干时间越长,信号的衰减就越小,就能达到更高的精度.如果将动力学去耦脉冲序列和量子相位估计算法序列结合,就能达到更好的效果.NV色心体系由于其超长的退相干时间和干净的退相干环境,非常适合做量子测量的探针.

将NV色心电子自旋的 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 能级编码为量子干涉仪,用 $|-1\rangle$ 能级作为要读出的外界的信号,通过改变它可以读出由于几何演化路径不重合产生的几何相位(AA相).在实验中,首先NV色心被制备到叠加态上,然后两个相位不同的微波 $\pi$ 操作被用来产生AA相,最后通过读取叠加态上的相对相位得到AA相.当重复 $N$ 次 $U$ 操作时,可以将AA相放大 $N$ 倍,进一步提高精度(图13).

测量精度和灵敏度与NV色心的退相干时间有关,退相干时间越长,信号越强,精度和灵敏度就越高.于是,引入周期性的动力学去耦脉冲序列后,可以得到更高的精度.如图14所示,每一次产生AA

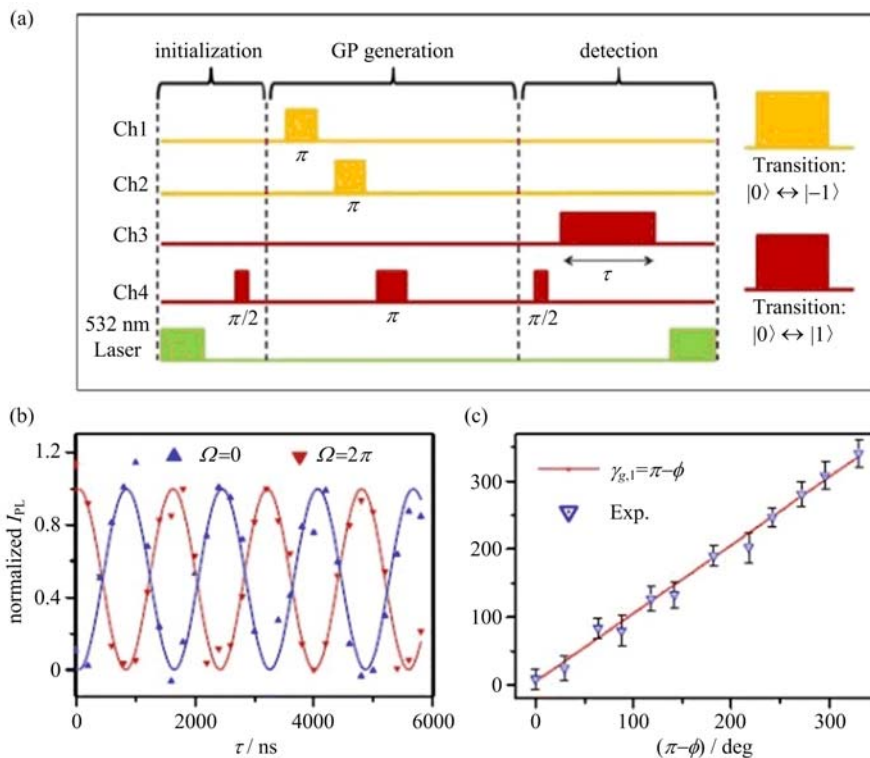


(a)标准的量子干涉仪的量子线路图;  
 (b)在 $U$ 操作下,量子比特状态的几何路径;  
 (c)将量子线路图转化为脉冲序列;  
 (d)NV色心的能级结构和所用的微波频率的对应关系

图 13 相位测量的量子线路图

Fig. 13 Quantum circuits for phase measurement

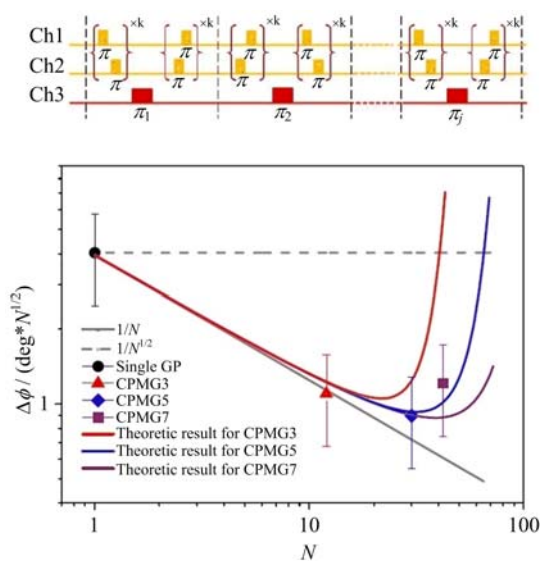
相之后,加入一个用于去耦的 $\pi$ 脉冲,可以将退相干时间延长至百微秒以上.实验结果如图15所示.通过这种多次通过机制,可以获得比经典上更强的测量精度.



(a)将动力学去耦序列和量子干涉仪序列结合后的脉冲序列;(b)在两个不同的相位 $\Omega$ 值下的拉比振荡;  
 (c)测得的AA相与理论值的对比

图 14 AA相测量的脉冲序列和实验结果

Fig. 14 Pulse sequence and experiment result of AA phase measurement



从结果可以看出,采用动力学去耦与相位估计算法结合的测量结果的精确度已经超过了经典的测量方法

图 15 多次通过相位估计测量的脉冲序列和实验结果

Fig. 15 Pulse sequence and experiment result of multi-pass phase estimation

## 6 室温下体外小核自旋系综的核磁共振谱

核磁共振(NMR)可以在不用标记的情况下进行化学结构分析,是生物学、化学、医学等学科中重要的分析手段.一旦能够进行纳米尺度的 NMR 结构分析将会对这些学科产生重大的影响.之前,人们已经用磁共振力显微镜实现了  $(4 \text{ nm})^3$  的质子系综的探测<sup>[35]</sup>,但这项技术非常有难度:超低温和高真空.然而,使用 NV 色心,可以在室温下进行核自旋的探测.目前,人们已经实现依靠 NV 色心与核自旋之间的超精细相互作用,探测金刚石体内的单个  $^{13}\text{C}$  核自旋<sup>[36-38]</sup>.

当 NV 色心处在非常接近金刚石表面的位置时,它才可以被用来探测体外的自旋,如图 16 所示.在 NV 色心电子自旋的作用下,体外核自旋在做进动,产生了一个类似于 AC 信号的弱磁场.将 NV 色心电子自旋制备到叠加态,然后进行动力学去耦操作保持相干,当动力学去耦序列的周期与核自旋进动产生的 AC 场的周期相对应时,NV 色心叠加态上可以累加最大的相位,这时信号幅度最强.通过对得到的信号进行分析,可以得知外界核自旋的旋磁比等信息,从而知晓核自旋的种类.

氢( $^1\text{H}$ )核自旋(也就是单个的质子)是非放射

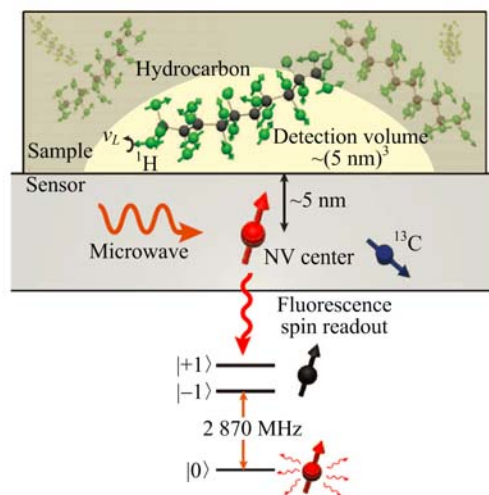


图 16 小核自旋系综 NMR 的样品示意图

Fig. 16 Small nuclear spin ensemble NMR

性原子核中旋磁比最高的核自旋,然而样品中的  $^{13}\text{C}$  核自旋也是不可去除的噪声.将  $^{13}\text{C}$  同位素尽可能地减少后,通过改变磁场的大小测试核自旋信号对应的旋磁比,可以将  $^{13}\text{C}$  的影响减到最小,然后显现出要观测的核自旋信号(图 17).

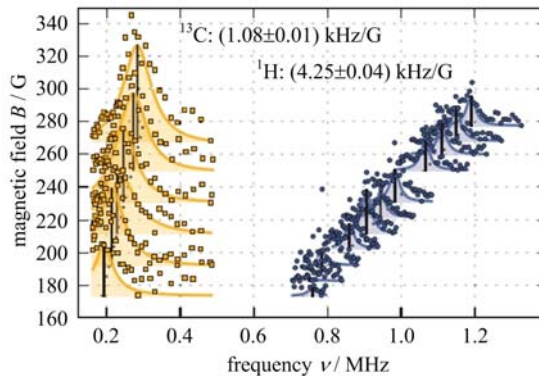


图 17 在不同磁场下外界核自旋的拉莫尔进动频率对比

Fig. 17 Under different magnetic field, the Larmor frequency of nuclear spins are different

目前,多数近表面 NV 色心的制备都是采用离子注入的方法.在文献[24]中,采用  $2.5 \text{ keV } ^{15}\text{N}^+$  离子注入,可以产生离表面大约  $5 \sim 10 \text{ nm}$  的色心.通过在金刚石表面涂 PMMA(聚甲基丙烯酸甲酯)、显微镜镜浸油,并与裸金刚石作对比,可以得到探测对象中的  $^1\text{H}$  核自旋信号.如图 18 所示,NV 色心距离金刚石表面,也就是距离探测对象大约  $7 \text{ nm}$ ,测量得到的全部信号对应于  $4 \times 10^5$  个  $^1\text{H}$  核自旋,约  $(5 \text{ nm})^3$  的 PMMA 贡献了 70% 的信号.

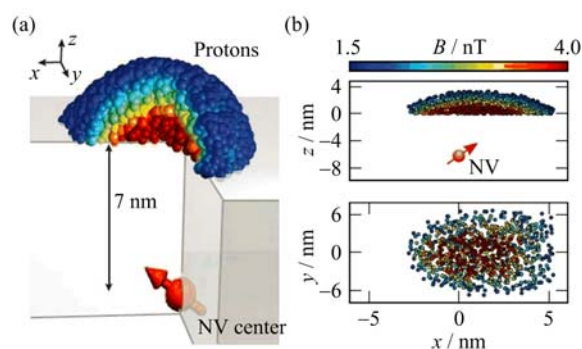


图 18 探测到的氢核自旋的分布示意图

Fig. 18 The distribution of detected hydrogen nuclear spins

如果将这种探测方式与扫描探针显微镜相结合,使用 NV 色心实现对样品的扫描,将会实现纳米观尺度上的 NMR 成像.同时,由于建立在统计平均而不是受限于热平衡态,这种方法可以在低场乃至零场下获得 NMR 谱.

## 7 结论与展望

采用激光高效的极化、长的退相干时间、高保真度的操作和读出,使得 NV 色心体系成为量子计算机载体的非常有前途的候选者.有非常多的实验和方案来尝试 NV 色心体系的扩展.超导体系与 NV 色心的耦合<sup>[3,9]</sup>、机械振子与 NV 色心的耦合<sup>[40-42]</sup>以及 NV 色心之间的耦合<sup>[16-17]</sup>已经取得了众多的实验成果,基于 NV 色心的多比特的量子计算机单元已经不仅是设想.同时,依靠着长的相干时间和探测方面的纳米尺度分辨率,NV 色心也展现着它在电、磁、力、温度方面的探测能力.在不久的将来,单核自旋的探测和纳米级甚至亚纳米级分辨率的成像也会成为现实,并开启一个新的技术领域.

### 参考文献(References)

- [1] Gruber A, Dräbenstedt A, Tietz C, et al. Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers [J]. *Science*, 1997, 276: 2 012-2 014.
- [2] 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: 1 312-1 316.
- [3] Neumann P, Mizuochi N, Rempp F, et al. Multipartite entanglement among single spins in diamond [J]. *Science*, 2008, 320: 1 326-1 329.
- [4] Neumann P, Beck J, Steiner M, et al. Single-shot readout of a single nuclear spin [J]. *Science*, 2010, 329: 542-544.
- [5] Robledo L, Childress L, Bernien H, et al. High-fidelity projective read-out of a solid-state spin quantum register [J]. *Nature*, 2011, 477: 574-578.
- [6] Shi F Z, Rong X, Xu N Y, et al. Room-temperature implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm with a single electronic spin in diamond [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 040504; doi: 10.1103/PhysRevLett.105.040504.
- [7] de Lange G, Wang Z H, Riste D, et al. Universal dynamical decoupling of a single solid-state spin from a spin bath [J]. *Science*, 2010, 330: 60-63.
- [8] Huang P, Kong X, Zhao N, et al. Observation of an anomalous decoherence effect in a quantum bath at room temperature [J]. *Nat Comm*, 2011, 2: 570; doi: 10.1038/ncomms1579.
- [9] Ryan C A, Hodges J S, Cory D G. Robust decoupling techniques to extend quantum coherence in diamond [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 200402; doi: 10.1103/PhysRevLett.105.200402.
- [10] Xu X K, Wang Z X, Duan C K, et al. Coherence-protected quantum gate by continuous dynamical decoupling in diamond [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 109: 070502; doi: 10.1103/PhysRevLett.109.070502.
- [11] Childress L, Gurudev Dutt M V, Taylor J M, et al. Coherent dynamics of coupled electron and nuclear spin qubits in diamond [J]. *Science*, 2006, 314: 281-285.
- [12] Togan E, Chu Y, Imamoglu A, et al. Laser cooling and real-time measurement of the nuclear spin environment of a solid-state qubit [J]. *Nature*, 2011, 478: 497-501.
- [13] Reinhard F, Shi F Z, Zhao N, et al. Tuning a spin bath through the quantum-classical transition [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 200402; doi: 10.1103/PhysRevLett.108.200402.
- [14] Aspuru-Guzik A, Dutoi A D, Love P J, et al. Simulated quantum computation of molecular energies [J]. *Science*, 2005, 309: 17 04-1 707.
- [15] Du J F, Xu N Y, Peng X H, et al. NMR implementation of a molecular hydrogen quantum simulation with adiabatic state preparation [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 030502; doi: 10.1103/PhysRevLett.104.030502.
- [16] Neumann P, Kolesov R, Naydenov B, et al. Quantum register based on coupled electron spins in a room-temperature solid [J]. *Nat Phys*, 2010, 6: 249-253.
- [17] Dolde F, Jakobi I, Naydenov B, et al. Room-temperature entanglement between single defect spins in diamond [J]. *Nat Phys*, 2013, 9: 139-143.
- [18] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, et al. Heralded entanglement between solid-state qubits separated by

- three metres [J]. *Nature*, 2013, 497: 86-90.
- [19] Maze J R, Stanwix P L, Hodges J S, et al. Nanoscale magnetic sensing with an individual electronic spin in diamond [J]. *Nature*, 2008, 455: 644-647.
- [20] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, et al. High-sensitivity diamond magnetometer with nanoscale resolution [J]. *Nat Phys*, 2008, 4: 810-816.
- [21] Grinolds M S, Maletinsky P, Hong S, et al. Quantum control of proximal spins using nanoscale magnetic resonance imaging [J]. *Nat Phys*, 2011, 7:687-692.
- [22] Grinolds M S, Maletinsky P, Hong S, et al. A robust scanning diamond sensor for nanoscale imaging with single nitrogen-vacancy centres [J]. *Nat Nano*, 2012, 7: 320-324.
- [23] Manin H J, Kim M, Sherwood M H, et al. Nanoscale nuclear magnetic resonance with a nitrogen-vacancy spin sensor [J]. *Science*, 2013, 339: 557-560.
- [24] Staudacher T, Shi F Z, Pezzagna S, et al. Nuclear magnetic resonance spectroscopy on a (5-Nanometer)<sup>3</sup> sample volume [J]. *Science*, 2013, 339: 561-563.
- [25] Grinolds M S, Maletinsky P, Hong S, et al. Nanoscale magnetic imaging of a single electron spin under ambient conditions [J]. *Nat Phys*, 2013, 9: 215-219.
- [26] Balasubramanian G, Neumann P, Twitchen D, et al. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond [J]. *Nat Mat*, 2009, 8: 383-387.
- [27] DiVincenzo D P. *Topics in quantum computers[M]// Mesoscopic Electron Transport*. Springer Netherlands, 1997: 657-677.
- [28] Gaebel T, Domhan M, Popa I, et al. Room-temperature coherent coupling of single spins in diamond [J]. *Nat Phys*, 2006, 2: 408-413.
- [29] Jacques V, Neumann P, Beck J, et al. Dynamic polarization of single nuclear spins by optical pumping of nitrogen-vacancy color centers in diamond at room temperature [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102:057403; doi: 10.1103/PhysRevLett.102.057403.
- [30] Fuchs G D, Dobrovitske V V, Toyli D M, et al. Gigahertz dynamics of a strongly driven single quantum spin [J]. *Science*, 2009, 326:1 520-1 522.
- [31] Dobrovitski V V, de Lange G, Riste D, et al. Bootstrap tomography of the pulses for quantum control [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105:077601; doi: 10.1103/PhysRevLett.105.077601.
- [32] Higgins B L, Berry D W, Bartlett S D, et al. Entanglement-free Heisenberg-limited phase estimation [J]. *Nature*, 2007, 450: 393-396.
- [33] Nagata T, Okamoto R, Jeremy L, et al. Beating the standard quantum limit with four-entangled photons [J]. *Science*, 2007, 316: 726-729.
- [34] Jones J A, Karlen S D, Fitzsimons J, et al. Magnetic field sensing beyond the standard quantum limit using 10-spin NOON states [J]. *Science*, 2009, 324: 1 166-1 168.
- [35] Degen C L, Poggio M, Mamin H J, et al. Nanoscale magnetic resonance imaging [J]. *Proc Natl Acad Sci*, 2009, 106: 1 313-1 317.
- [36] Zhao N, Honert J, Schmid B, et al. Sensing single remote nuclear spins [J]. *Nat Nano*, 2012, 7: 657-662.
- [37] Kolkowitz S, Unterreithmeier Q P, Bennett S D, et al. Sensing distant nuclear spins with a single electron spin [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(13): 137601; doi: 10.1103/PhysRevLett.109.137601.
- [38] Taminiau T H, Wagenaar J J T, van der Sar T, et al. Detection and control of individual nuclear spins using a weakly coupled electron spin [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 137602; doi: 10.1103/PhysRevLett.109.137602.
- [39] Zhu X, Saito S, Kemp A, et al. Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond [J]. *Nature*, 2011, 478: 221-224.
- [40] Rabl P, Kolkowitz S J, Koppens F H L, et al. A quantum spin transducer based on nanoelectromechanical resonator arrays [J]. *Nat Phys*, 2010, 6: 602-608.
- [41] Rabl P, Cappellaro P, Gurudev Dutt M V, et al. Strong magnetic coupling between an electronic spin qubit and a mechanical resonator [J]. *Phys Rev B*, 2009, 79: 041302; doi: 10.1103/PhysRevB.79.041302.
- [42] Xu Z Y, Hu Y M, Yang W L, et al. Deterministically entangling distant nitrogen-vacancy centers by a nanomechanical cantilever[J]. *Phys Rev A*, 2009, 80: 022335; doi: 10.1103/PhysRevA.80.022335.