动力学去耦提升 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 单晶中电子自旋相干时间的实验研究

杨佳慧, 冯鹏博, 王亚, 居琛勇, 苏吉虎*, 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, 合肥 230026

*联系人, 苏吉虎, E-mail: sujihu@ustc.edu.cn; 杜江峰, E-mail: djf@ustc.edu.cn

收稿日期: 2012-09-04; 接受日期: 2012-09-19; 网络出版日期: 2012-10-25

国家自然科学基金(批准号: 10834005, 11104262, 31070211)和中国科学技术大学启动基金(编号: ZC9850290071)资助项目

摘要 内嵌富勒烯 $N@C_{60}$ 与 $C_{60}H_{28}$ 分子共结晶形成的单晶 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$, 能够实现 $N@C_{60}$ 的有序排列, 从而在实现基于内嵌富勒烯的可扩展量子计算上具有着突出的潜力. 本项研究中, 我们对单晶 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 中氮电子自旋的弛豫时间和弛豫机制做了详细的测试和分析, 厘清了 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 样品中氮电子自旋相干时间(T_2)降低的主要原因来自 $C_{60}H_{28}$ 分子中质子核自旋热库的影响. 通过动力学去耦实验技术, 我们进一步有效地抑制了这一不利影响, 实现了氮电子自旋 T_2 时间的显著提升. 这一研究结果对于更好地保护编码于有序富勒烯内电子自旋上的量子信息, 进而实现量子计算, 具有重要的意义.

关键词 有序 $N@C_{60}$, ESR/EPR, 退相干, 动力学去耦

PACS: 03.67.-a, 03.65.Yz, 03.65.Xp

doi: 10.1360/132012-760

具有特殊性质的内嵌富勒烯 $N@C_{60}$ 分子一直备受关注. 一方面内嵌的 N 原子与富勒烯 C_{60} 笼之间不存在任何化学键作用, 内嵌的 N 原子位于 C_{60} 分子内部的正中心位置; 另一方面由于 C_{60} 笼对外界环境起到屏蔽作用, 局域在 N 原子上的电子自旋的相干时间在已知的几种电子自旋材料中属于较长的一类. 由于这些特殊性质, 内嵌富勒烯被视为可用于实现量子计算的优质材料^[1]. 自从 2002 年 Harneit 和 Suter 等人^[2,3]第一次提出使用内嵌富勒烯来实现量子计算的设想以来, 人们已在这个方向上做出了很多的理

论和实验研究成果^[4–7], 展示了该方向的诱人前景.

目前众多的可扩展内嵌富勒烯量子计算架构, 都以内嵌富勒烯的线性链为主要结构^[2,3,6,7]. 因此实现内嵌富勒烯的有序排列, 是未来实现基于它的可扩展量子计算的重要条件. 我们近期合成的一种新材料——富勒烯承接分子 $C_{60}H_{28}$ 与 $N@C_{60}$ 分子结合形成的超分子 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 复合体^[8], 为实现 $N@C_{60}$ 分子的有序排列提供了有效的途径. 然而, 在前期的研究中, 我们观测到 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 样品中, 作为量子比特的氮电子自旋的相干时间相比于其在

引用格式: 杨佳慧, 冯鹏博, 王亚, 等. 动力学去耦提升 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 单晶中电子自旋相干时间的实验研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 1231–1236
Yang J H, Feng P B, Wang Y, et al. Experimentally enhance the decoherence time of electron spins in $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ single crystals by dynamic decoupling (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 1231–1236, doi: 10.1360/132012-760

N@C₆₀ 的粉末样品中有所降低. 这一效应意味着存储在电子自旋上的量子信息较易被破坏, 因而对于实现量子计算具有不利的影响. 在本项研究中, 我们详细研究了 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶中氮电子自旋的弛豫性质, 厘清了质子核自旋热库影响这一导致相干时间降低的主要原因, 并通过动力学去耦技术成功实现了对这一不利影响的有效抑制. 这为未来在 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶中实现量子计算提供了重要基础.

1 样品制备

N@C₆₀ 样品通过离子注入法制备^[9], 并使用高压液相色谱(HPLC)提纯一次^[10]. 最终得到的样品纯度为 N@C₆₀/C₆₀ = 1.7×10⁻⁴ (170 ppm). C₆₀H₂₈ 的合成方法见文献[11]. 共结晶过程用摩尔比 1:1 的 N@C₆₀ 和 C₆₀H₂₈ 甲苯溶液混合物, 室温缓慢挥发得到 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶(图 1(a)). 三天后即可从溶液中收集小颗黑色单晶. 将单晶装到 EPR 管中, 除氧后密封保存.

由于引入 C₆₀H₂₈ 分子, 体系对称性降为轴对称, 从而可以在连续波谱中观测到零场分裂引起的分裂峰(图 1(b)), 零场分裂强度 $D = 14.8$ MHz^[8]. 这一效应使得在 N@C₆₀ 中无法区分的三个电子的简并跃迁能够区分开, 从而可以使这一体系有更多的能级可以编码成量子比特.

2 弛豫性质和弛豫机制分析

我们首先研究了 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品中氮电子自旋的 T_1 和 T_2 时间随温度变化的情况(图 2). 实验所用的谱仪是 Bruker Elexsys E580 X-波段脉冲式电子顺磁共振波谱仪, 装配了液氮低温恒温器. 测试 T_1 和 T_2 所用的脉冲序列分别是反转恢复法(Inversion Recovery)和两脉冲 Hahn 回波序列^[12], 具体的脉冲长度设置见图 2. 由结果可以看出, T_2 基本不依赖于温度变化, 而 T_1 则随温度下降表现出明显的增大趋势. N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品室温的 T_2 是(2.97±0.03) μs, 比 N@C₆₀ 粉末样品室温的 T_2 短($T_2 = (7.1±0.1)$ μs, 图 2 内图).

接着, 我们初步讨论导致 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品 T_2 变短的原因. 在固体中引起电子自旋退相干的

机制主要有 4 种^[13]: (1) 声子散射和自旋轨道相互作用导致的自旋-晶格弛豫; (2) 与其他杂质电子自旋的耦合; (3) 氮原子中电子自旋之间的耦合作用; (4) 核自旋热库的扰动. N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品的自旋晶格弛豫时间 $T_1 = (89.6±0.6)$ μs, 远大于样品的 T_2 时间, 因此可以忽略机制(1)的影响. 机制(2)的影响也可以排除, 因为在 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品中, 几乎没有其他杂质电子自旋, 图 1(b)所示的连续波 EPR 谱也表明了这一点.

对于机制(3), 电子自旋 A 和 B (g 因子同为 g_0) 之间的偶极-偶极相互作用表达式写成如下形式^[12]:

$$H_{\text{dip}} = \frac{\mu_0 (g_0 \beta_e)^2}{4\pi r^3} \hat{S}_A \cdot \hat{S}_B, \quad (1)$$

式中 r 表示电子自旋之间的距离; 显然, H_{dip} 正比于电子自旋密度($N \propto r^{-3}$). 在 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 体系中, C₆₀H₂₈ 分子插入到 C₆₀ 分子之间, 在一定程度上增大了氮原子内电子自旋之间的距离. 通过 N@C₆₀ 粉末样品的纯度可以计算出两种样品中的自旋密度: N@C₆₀ 粉末样品中自旋密度是 $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品中自旋密度是 $8.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 二者自旋密度之比是 2.8:1. 因此, 根据机制(3), N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品中由于氮原子中电子自旋之间的耦合作用而导致的退相干应该是在 N@C₆₀ 粉末样品中的 1/2.8, 只会导致 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品中 T_2 时间的提升, 不会降低.

通过以上分析, 只有机制(4)——核自旋热库的扰动才是引起 T_2 减小的主要原因. 在 N@C₆₀ 粉末样品中, 核自旋热库主要由 N 原子和富勒烯分子上天然丰度的 ¹³C 原子构成, 二者的含量都很少(N 的含量 1.7 ppm, ¹³C 的天然丰度是 1.1%); 相应地, N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品中, ¹³C 核自旋含量是 N@C₆₀ 粉末样品中含量的两倍(考虑到 C 原子数是两倍关系), 然而这里旋磁比更大、天然丰度接近 100% 的 H 原子的影响远大于 ¹³C 的影响. 因此, N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶样品较短的 T_2 主要是由于大量氢核原子核构成的核自旋热库的扰动作用. 如果核自旋热库的影响可以去除, 那么 N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 的 T_2 应该至少达到相同纯度 N@C₆₀ 粉末的 T_2 ; 如果核自旋热库的影响可以完全去除, N@C₆₀@C₆₀H₂₈ 单晶的 T_2 应该是 N@C₆₀ 粉末 T_2 的 2.8 倍.

图 1 (a) $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶的分子结构示意图. H 原子没有标出, 白球是 C 原子, 中间没有化学键连结的绿球是 N 原子. (b) $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品室温的连续波 EPR 谱, 实验参数设置: 微波频率 9.655 GHz, 功率 0.6325 mW, 调制宽度 0.1 G

Figure 1 (a) Molecular structure of $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$, where H atoms were not shown and the white balls are C atoms. The N atom (green ball) is located exactly in the center of the C_{60} cage and forms no bonds to it. (b) The continuous wave (CW) EPR spectrum of $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ single crystals recorded at room temperature. Experimental settings: microwave frequency 9.655 GHz, microwave power 0.6325 mW, modulation amplitude 0.1 G.

3 动力学去耦实验

为了抑制质子核自旋热库的影响, 提升电子自旋的 T_2 时间, 我们对 $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品作了动力学去耦测试实验. 动力学解耦脉冲是利用精心设计的脉冲序列翻转电子自旋, 使得电子自旋所感受到的环境噪声被有效地抑制, 从而有效地提升量子

图 2 $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品的 T_1 (黑三角), T_2 (红环) 对温度的依赖关系

直线是对数据点的指数拟合. 插入图是 N@C_{60} 粉末样品室温的 Hahn 回波衰减曲线. 实验所用的 π 脉冲长度是 128 ns, 测 T_1 所用的脉冲序列是 π - $\pi/2$ - π , T_2 所用的脉冲序列是 Hahn 回波序列 $\pi/2$ - π . **Figure 2** Relaxation times of $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ as a function of temperature. The markers are experimental data (T_1 : black triangles, T_2 : red circles) while the lines are fits (T_1 : exponential, T_2 : linear model). The inset shows the room temperature Hahn echo of the N@C_{60} powder sample (unfilled red diamond) with mono-exponential fit (red line), yielding $T_2 = (7.2 \pm 0.1) \mu\text{s}$.

相干时间. 这是近年来提出的用来对抗退相干的一项实验技术, 其有效性已在近期的离子阱^[14]、 γ 射线辐射的丙二酸单晶^[13]、金刚石中的 NV 色心^[15,16]及掺杂硅的磷单晶^[17,18]等体系上的工作中都得到了验证. 实验结果指出该技术在消除核自旋热库的影响上具有突出的效果. 概括来说, 主要有三种动力学去耦脉冲序列: PDD 序列、CDD 序列和 UDD 序列. 其中, PDD 序列使用周期性间隔的脉冲, 是最早提出的减小退相干过程影响的去耦序列^[19]; CDD 序列是递归连结起来的一系列 PDD 序列^[20], 其效果优于 PDD^[21], 但是它的劣势在于所用的脉冲个数随递归阶数 ℓ 指数增长; UDD 序列是 2007 年才提出的另一种非周期脉冲间隔的动力学去耦序列^[22-24], 它避免了脉冲个数指数增长的不足之处. 表 1 列出了上述三种去耦序列在脉冲间隔上的详细信息. 在本文的工作中, 我们对上述三种去耦脉冲序列都开展了实验.

第一组实验是在 $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品上分别施加了 PDD 系列的 1-6 个脉冲所组成的去耦序列. 实验结果如图 3 所示, 其中每条衰减曲线都是单指数衰减, 用单指数衰减曲线拟合得出的 T_2 在图 3 的内图

表 1 PDD, CDD 和 UDD 脉冲序列的比较

Table 1 The comparison of the different pulse sequences of PDD, CDD, and UDD

DD 类型	脉冲间隔设置
PDD	周期性 非周期性
CDD	$P := P_{(t-1)} - \pi - P_{(t-1)}$ $P := P_{(t-1)} - P_{(t-1)}$ 非周期性
UDD	$t_k^{(n)} = \tau \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{k}{n+1}\right)$

图 3 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 单晶样品上的 PDD1 到 PDD6 作用后的衰减曲线

插图: 单指数衰减拟合各条曲线得到的衰减时间对 π 脉冲个数的依赖关系, 实心红点是 Hahn 回波序列测得的 $N@C_{60}$ 粉末样品室温的 T_2

Figure 3 PDD1 to PDD6 decay curves of $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$. Inset shows the relaxation time T_2 as a function of π pulse numbers of $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ single crystals (empty circles and line) as well as the T_2 of $N@C_{60}$ (filled dot and dashed line) measured with Hahn echo decay.

中给出. 受谱仪脉冲设置死时间的限制, 这里给出的曲线利用了文献[13]中的归一化方法(指数拟合衰减曲线的初始一段, 得出 $t=0$ 时刻对应的信号强度, 将其设置为 1, 再推算出衰减曲线其他点的信号强度). 我们发现, 当应用 4 个 π 脉冲的 PDD4 去耦序列时, $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 单晶样品的 T_2 已提高到了 $(7.0 \pm 0.1) \mu s$, 接近于 $N@C_{60}$ 粉末的 T_2 (图 3 内图中的红色实心点). 当施加 6 个 π 脉冲的 PDD6 时, T_2 进一步提高到 $(9.70 \pm 0.06) \mu s$, 已优于 $N@C_{60}$ 粉末样品. 这一结果与我们在分析弛豫机制的时候所预测的一样, $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 单晶样品中由于电子自旋平均间隔增大, 因而在消除了核自旋热库的影响后它的 T_2 时间将长于 $N@C_{60}$ 粉末样品. 值得一提的是, 在 PDD6 的实验中, 我们仍未观测到效果的饱和, 即 T_2 仍有被提

升的空间. 但由于信号强度和脉冲误差积累等因素, 更高阶的 PDD 去耦效果在当前的样品中无法有效观测到.

为了进一步获得核自旋热库对电子自旋的主要影响机制, 我们在第二组实验中开展了 UDD 和 CDD 的去耦实验. Lee 等人^[23]曾经指出, 在主要由于附近失谐较大的核自旋扰动而导致吸收谱展宽的体系中 (Time Zerturbation), CDD 的效果优于 UDD; 而当聚集的核自旋热库的相互作用影响较大时 (Intra-bath), UDD 效果更优. 因而通过观察这两种动力学去耦的效果, 将能够获得体系中核自旋热库影响机制的相关信息. 我们施加了同样具有 5 个 π 脉冲的 UDD5 和 CDD3 (这里的 3 是指 3 阶效果, 其 π 脉冲个数仍然是 5 个) 去耦序列, 实验结果见图 4. 对衰减曲线用单指数衰减拟合得到的 T_2 分别是: UDD5 对应 $(11.4 \pm 0.1) \mu s$, CDD3 对应 $(11.5 \pm 0.1) \mu s$ (作为比较, 该图也画出了 5 个脉冲的 PDD5 衰减曲线, 对应的 T_2 是 $(8.2 \pm 0.2) \mu s$). UDD 和 CDD 的效果基本相同, 表明在 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 单晶样品中, 核自旋的扰动以及核自旋热库之间的相互作用对电子自旋 T_2 的影响旗鼓相当.

作为对比, 我们也对 $N@C_{60}$ 粉末样品开展了动力学去耦实验, 但观测到的 T_2 时间提升并不明显, 仅

图 4 UDD5 (蓝色, 顶端), CDD3 (红色, 中间) 和 PDD5 (黑色, 底部) 序列作用在 $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ 样品上得到的回波衰减曲线 (点) 及单指数衰减拟合 (线)

插图对应三种去耦序列的脉冲设置情况, 第一个脉冲是 $\pi/2$ 脉冲, 之后都是 π 脉冲, 最后尖峰示意观测回波

Figure 4 Echo decay curves (dots) and mono-exponential fits (lines) obtained by applying UDD5 (blue, top), CDD3 (red, middle) and PDD5 (black, bottom) pulse sequences (shown in the inset). The first pulse is a $\pi/2$ pulse and the rest are π pulses. The triangles at the end stand for echo detection.

从 7.2 μs 提高到 7.9 μs . 这表明在 N@C_{60} 粉末样品中, ^{13}C 核自旋对电子自旋的退相干影响甚微.

4 结论

在本文的工作中, 我们对 $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品做了弛豫性质测试, 分析了其中的主要弛豫机制, 并开展了动力学去耦实验来提升电子自旋的相干时间. 我们的研究结果显示, $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶中电子自旋的 T_2 时间相比于 N@C_{60} 样品有所降低, 其主要原因在于 $\text{C}_{60}\text{H}_{28}$ 分子所引入的质子核自旋热库的影响. 通过施加动力学去耦脉冲序列, 这一不利影响可以被较好地抑制. 在实验上, 使用 4 个脉冲的 PDD 去耦序列, 电子自旋 T_2 时间即能够被提升到与 N@C_{60} 样品相当; 6 个脉冲的 PDD6 序列使得 T_2 时间

进一步提高到 $(9.7 \pm 0.2) \mu\text{s}$, 已优于 N@C_{60} 样品. 进一步, 通过对比应用相同 π 脉冲个数的不同动力学去耦序列在单晶样品中的作用, 我们对核自旋热库影响电子自旋相干的主要机制做出了定性的分析, 在该体系中核自旋热库间的相互作用及核自旋扰动的影响都存在, 且强度相当.

$\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品为实现 N@C_{60} 分子的有序排列提供了有效的途径, 这是未来实现基于 N@C_{60} 分子的大规模量子计算的一个重要前提. 我们当前的研究表明, 该体系中唯一的不利影响—— $\text{C}_{60}\text{H}_{28}$ 核自旋热库导致的电子自旋 T_2 时间的降低, 也可以使用动力学去耦技术有效地消除. 基于以上结果, 我们预期 $\text{N@C}_{60}\text{@C}_{60}\text{H}_{28}$ 单晶样品在未来实现基于 N@C_{60} 的可扩展量子计算上具有着重要的潜力.

参考文献

- 1 Benjamin S C, Ardavan A, Briggs G A D, et al. Towards a fullerene-based quantum computer. *J Phys-Condens Matter*, 2006, 18(21): S867–S883
- 2 Harneit W. Fullerene-based electron-spin quantum computer. *Phys Rev A*, 2002, 65: 032322
- 3 Suter D, Lim K. Scalable architecture for spin-based quantum computers with a single type of gate. *Phys Rev A*, 2002, 65: 052309
- 4 Ardavan A, Austwick M, Benjamin S C, et al. Nanoscale solid-state quantum computing. *Philos Trans Roy Soc A*, 2003, 361(1808): 1473–1485
- 5 Brown R M, Tyryshkin A M, Porfyrakis K, et al. Coherent state transfer between an electron and nuclear spin in $(^{15}\text{N})\text{@C}(60)$. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 110504
- 6 Ju C, Suter D, Du J. Two-qubit gates between noninteracting qubits in endohedral-fullerene-based quantum computation. *Phys Rev A*, 2007, 75: 012318
- 7 Ju C, Suter D, Du J. An endohedral fullerene-based nuclear spin quantum computer. *Phys Lett A*, 2011, 375: 1441–1444
- 8 Yang J, Feng P, Sygula A, et al. Probing the zero-field splitting in the ordered N@C_{60} in buckycatcher $\text{C}_{60}\text{H}_{28}$ studied by EPR spectroscopy. *Phys Lett A*, 2012, 376: 1748–1751
- 9 Pietzak B, Waiblinger M, Murphy T A, et al. Buckminsterfullerene C-60: A chemical faraday cage for atomic nitrogen. *Chem Phys Lett*, 1997, 279(5-6): 259–263
- 10 Jakes P, Weiden N, Eichel R A, et al. Electron paramagnetic resonance investigation of endohedral fullerenes N@C_{60} and N@C_{70} in a liquid crystal. *J Magn Reson*, 2002, 156(2): 303–308
- 11 Sygula A, Fronczek F R, Sygula R, et al. A double concave hydrocarbon buckycatcher. *J Am Chem Soc*, 2007, 129(13): 3842–3843
- 12 Schweiger A, Jeschke G. Principles of Pulse Electron Paramagnetic Resonance. New York: Oxford University Press, 2001
- 13 Du J F, Rong X, Zhao N, et al. Preserving electron spin coherence in solids by optimal dynamical decoupling. *Nature*, 2009, 461(7268): 1265–1268
- 14 Biercuk M J, Uys H, VanDevender A P, et al. Optimized dynamical decoupling in a model quantum memory. *Nature*, 2009, 458(7241): 996–1000
- 15 de Lange G, Wang Z H, Riste D, et al. Universal dynamical decoupling of a single solid-state spin from a spin bath. *Science*, 2010, 330(6000): 60–63
- 16 Ryan C A, Hodges J S, Cory D G. Robust decoupling techniques to extend quantum coherence in diamond. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(20): 200402
- 17 Wang Y, Rong X, Feng P B, et al. Preservation of bipartite pseudoentanglement in solids using dynamical decoupling. *Phys Rev Lett*, 2011,

- 106(4): 040501
- 18 Rong X, Wang Y, Yang J H, et al. Dynamical decoupling of electron spins in phosphorus-doped silicon (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2011, 56: 2–8 [荣星, 王亚, 杨佳慧, 等. 对掺杂磷的硅单晶中电子自旋的动力学解耦. *科学通报*, 2011, 56: 2–8]
- 19 Loria J P, Rance M, Palmer A G. A relaxation-compensated Carr-Purcell-Meiboom-Gill sequence for characterizing chemical exchange by NMR spectroscopy. *J Am Chem Soc*, 1999, 121(10): 2331–2332
- 20 Khodjasteh K, Lidar D A. Fault-tolerant quantum dynamical decoupling. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(18): 180501
- 21 Yao W, Liu R B, Sham L J. Restoring coherence lost to a slow interacting mesoscopic spin bath. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(7): 077602
- 22 Uhrig G S. Keeping a quantum bit alive by optimized pi-pulse sequences. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(10): 100504
- 23 Lee B, Witzel W M, Das Sarma S. Universal pulse sequence to minimize spin dephasing in the central spin decoherence problem. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(16): 160505
- 24 Yang W, Liu R B. Universality of Uhrig dynamical decoupling for suppressing qubit pure dephasing and relaxation. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(18): 180403

Experimentally enhance the decoherence time of electron spins in $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ single crystals by dynamic decoupling

YANG JiaHui, FENG PengBo, WANG Ya, JU ChenYong, SU JiHu* & DU JiangFeng*

Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale and Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

Co-crystallization of endohedral fullerene $N@C_{60}$ with buckycatcher $C_{60}H_{28}$ produces an inclusion complex with columnar arrangement of the fullerenes. Advantages for quantum control and coherence can be expected since molecular order and larger distances between the $N@C_{60}$ electron spins are induced. In this work, the relaxation properties and the relaxation times of $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ single crystals were experimentally observed and theoretically analysed. The T_2 of electron spins in $N@C_{60}@C_{60}H_{28}$ single crystals is shortened compared with the raw $N@C_{60}$ material. This is supposed to be mainly caused by the proton nuclear spin bath induced by the buckycatcher $C_{60}H_{28}$. By applying dynamic decoupling, the influence of nuclear spin bath is effectively suppressed and the T_2 time is increased significantly. The successful suppression of matrix proton decoherence opens the way for quantum computations and new quantum control experiments on the $N@C_{60}$ molecular electron spin system.

ordered $N@C_{60}$, ESR/EPR, decoherence, dynamical decoupling

PACS: 03.67.-a, 03.65.Yz, 03.65.Xp

doi: 10.1360/132012-760