

磁光阱中单原子荧光信号的优化及单原子的高效装载*

王杰英 刘贝 刁文婷 靳刚 何军 王军民†

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

(2013年10月29日收到; 2013年11月27日收到修改稿)

实验中首先通过增大四极磁场梯度、提高背景真空度、缩小冷却俘获激光光束直径的方法获得了磁光阱中单原子的装载. 其次, 通过减小冷却光失谐量、适当增加其光强、同时使用偏振光谱锁频技术抑制冷却光噪声的方法得到了磁光阱中高信号背景比的单原子荧光信号. 此外, 通过实时反馈控制磁光阱四极磁场梯度的方法, 在实验中实现了单原子98%的装载概率. 使用Hamburg Brown-Twiss方案测量了磁光阱中的单原子在连续光激发下所辐射荧光的光子统计特性, 得到二阶关联度 $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.09$.

关键词: 单原子, 磁光阱, 信号背景比, 高效装载

PACS: 32.80.Pj, 37.10.Jk, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.63.053202

1 引言

近年来人们对空间局域化的单个中性原子乃至单原子阵列的俘获与操控方面有着浓厚的兴趣. 单原子激光操控技术也早已实现并取得了卓越的成果^[1-11]. 相比热原子, 基于激光冷却与俘获的冷原子由于其运动速度慢, 具有易于操控, 较长的相干时间等优点. 这些优点使得磁光阱(magneto-optical trap, MOT)中俘获的单原子可为量子寄存器、原子光子纠缠、原子量子比特的相干操控、量子计算与信息处理等实验研究提供有力的工具. 许多实验不仅依赖于对单原子的俘获与操控能力, 还依赖于单原子的荧光信号与装载率, 因此获得MOT中高信号背景比的单原子荧光信号及其高效装载意义重大.

设计工作在特殊参数条件下的MOT, 对其装载率进行有效控制进而实现少数甚至单原子的冷却与俘获是一种比较常用的单原子冷却与俘获的

方法. 近年来有很多实验小组采用这种方法获得了MOT中单原子的高效装载. 1994年, Kimble小组在标准MOT基础上通过提高背景真空度、缩小冷却俘获激光束直径使MOT装载率显著降低的方法, 首次实现了少数原子乃至单原子在MOT中的冷却与俘获^[1]. 除了提高背景真空度, 减小俘获冷却光光束直径外, 加大MOT四极磁场梯度同样可以显著降低原子在阱中的装载率. 1996年, Ertmer^[2]小组和Mechede^[3]小组分别采用加大四极磁场梯度的方法俘获到了少数甚至单个原子; 1997年, Libbrecht小组^[4]也对大磁场梯度下MOT中单原子的稳定性进行了研究; 2003年, 美国国家标准技术研究院通过反馈控制环路, 在MOT中获得了近确定性的单原子, 阱中单原子的概率可以达到98.7%^[5]; 2006年, 韩国首尔大学通过对MOT磁场的反馈控制, 获得接近99%的单原子装载概率^[6]. 上述实验为实现MOT中单个原子的高效装载提供了解决方案.

在我们的实验过程中首先实现了标准的

* 国家重大科学研究计划(批准号: 2012CB921601)、国家自然科学基金(批准号: 11274213, 61205215, 61227902)、国家自然科学基金创新群体项目(批准号: 61121064)、山西省回国留学人员科研经费(批准号: 2012-015)和山西省太原市科技明星专项(批准号: 12024707)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wvjmm@sxu.edu.cn

MOT, 然后通过提高背景真空度, 缩小冷却俘获激光束直径, 加大四极磁场梯度的方法获得了 MOT 中单原子的装载^[7-10]. 在此基础上分析了影响单原子荧光信号的信号背景比的因素, 主要是冷却光失谐量、光强及其强度起伏和频率起伏, 基于上述分析, 我们通过减小冷却光失谐量、适当增加其光强, 采用优化的锁频方案使单原子台阶信号的信号背景比明显提高. 同时通过对 MOT 四极磁场的实时反馈控制, 获得了单原子的高效装载. 为了进一步验证 MOT 中俘获的单原子, 我们使用 HBT(Hanbury Brown-Twiss) 方案测得阱中单原子荧光的二阶关联度 $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.09$.

2 实验装置

实验装置如图 1 所示. MOT 位于尺寸为 $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 120 \text{ mm}$ 表面镀有 852 nm 消反射膜的玻璃气室内, 其真空度可维持在 1×10^{-10} Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$) 与 2×10^{-11} Torr 之间. 产生大磁场梯度的四极磁场线圈由一对水冷的反亥姆霍兹线圈组成, 即图中点线圈所示部分, 它固定在玻璃泡的上面和下面, 在 20 A 驱动电流作用下线圈在轴向的磁场梯度为 300 G/cm ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 此磁场可以通过反馈控制系统而改变. 大磁场梯度实验系统中的冷却与俘获光和反抽运光分别由 Toptica DL100 和自制的 852 nm 光栅外腔反馈半导体激光器 (ECDL) 提供. 水平面内的两组冷却光成 60° (为了使探测器尽可能接近 MOT 区域), 垂直平面内的另一组冷却光图中未给出. 冷却光功率典型值为 $200 \mu\text{W}$, 光斑 $1/e^2$ 直径为 2 mm , 与铯原子 $6S_{1/2}$ ($F_g = 4$) - $6P_{3/2}$ ($F_e = 5$) 跃迁线失谐量为 -5 MHz — -10 MHz , 实验中采用偏振光谱锁频技术将其锁定; 反抽运光功率为 $60 \mu\text{W}$, 使用偏振光谱锁频技术将其锁定到铯原子 $6S_{1/2}$ ($F_g = 3$) - $6P_{3/2}$ ($F_e = 4$) 超精细跃迁线上. 实验中我们通过高效地收集和探测 MOT 中由冷却光跃迁产生的激光诱导荧光来确定俘获的原子数. 单原子荧光由焦距为 36 mm 、数值孔径为 0.29 的透镜组收集. 透镜组输出的光经多模光纤耦合到工作在光子计数模式的单光子探测器 (SPCM) 中. SPCM 输出分成两路; 一路由置于计算机中的多通道脉冲计数卡 (Multi-Channel Scaler, MCS) 由计算机进行计数统计, 通过计数率大小可反映出荧光信号的强度, 由得到的台阶状信号可判断 MOT 中俘获的

冷原子数目; 另一路输入反馈控制装置上, 根据计数大小设定相应的磁场电流, 用来反馈控制四极磁场梯度, 从而通过近实时控制 MOT 装载率实现磁光阱中单个原子的高效装载.

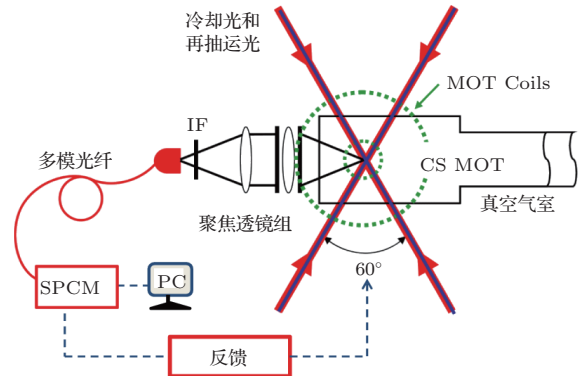


图 1 单原子 MOT 实验装置示意图 (MOT Coils 磁光阱四极磁场线圈; IF(Interference Filter) 为干涉滤光片; SPCM(Single-Photon-Counting Module) 为单光子计数模块)

3 实验结果与理论分析

控制装载率是实现少数甚至单个原子俘获的关键所在. 我们在实验中首先实现标准 MOT, 然后研究阱中原子的装载率与阱参数的依赖关系, 通过分析这种关系, 我们可以对 MOT 的光场、磁场参数进行优化, 从而实现少数原子甚至单原子的激光冷却与俘获. MOT 装载率 R_L 可以由阱的参数决定^[12]:

$$R_L = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{4}{3}\pi\right)^{2/3} n \Delta^2 \left(\frac{a_0^2 s_0^2 \kappa}{(1+s_0)^{3/2}}\right)^{4/3} \times \left(\frac{8\pi\Delta^2}{1+s_0+4\Delta^2}\right)^{4/3} \alpha^{-14/3} \cdot b^{-14/3}, \quad (1)$$

其中, n 是背景原子密度; Δ 是冷却与俘获光频率 ω 相对于原子循环跃迁线 ω_0 的失谐量除以原子自发辐射衰减率; $a_0 = \hbar k \Gamma_0 / 2m$ 是最大加速度; $s_0 = I/I_0$ 为饱和参量, $\kappa = 2\pi/\lambda\Gamma$ 为 Doppler 频移; a 是 Zeeman 频移; $b = \frac{dB}{dz}$ 为四极磁场轴向梯度.

从 (1) 式可以看出: 1) 装载率与四极磁场梯度的 $(-14/3)$ 次方成正比, 如果增大磁场梯度 b , 可以降低装载率; 2) 装载率与背景原子密度成正比, 降低背景原子密度, 可以降低装载率; 3) 装载率与 MOT 的俘获体积有关, 有效地缩小俘获光束的直径有利于降低装载率; 4) 增大四极磁场梯度可以压缩 MOT 的体积, 因此增大四极磁场梯度也可以

提高原子的局域化程度. 实验中我们通过建立超高真空系统、缩小冷却与俘获激光束直径、加大四极磁场梯度的方法获得了MOT中单原子的装载. 图2(a)是我们得到的典型的单原子信号, 离散的台阶信号代表原子的俘获或逃离, C_0 为背景计数, C_1 表示阱中有一个原子, C_2 和 C_3 分别为两个原子和三个原子的荧光光子计数信号. C_1 , C_2 和 C_3 的高度由冷却光强度与频率失谐决定, 而 C_1 , C_2 和 C_3 的信号起伏与激光频率起伏和强度噪声有关, 但是单原子本身信号强度极弱, 容易受到背景环境的影响和调整精度的限制, 如果信号极弱或者信号起伏较大, 单原子信号就会被淹没. 因此, 对于单原子信号背景比的改善, 除了有效增强信号强度, 还需要抑制其噪声.

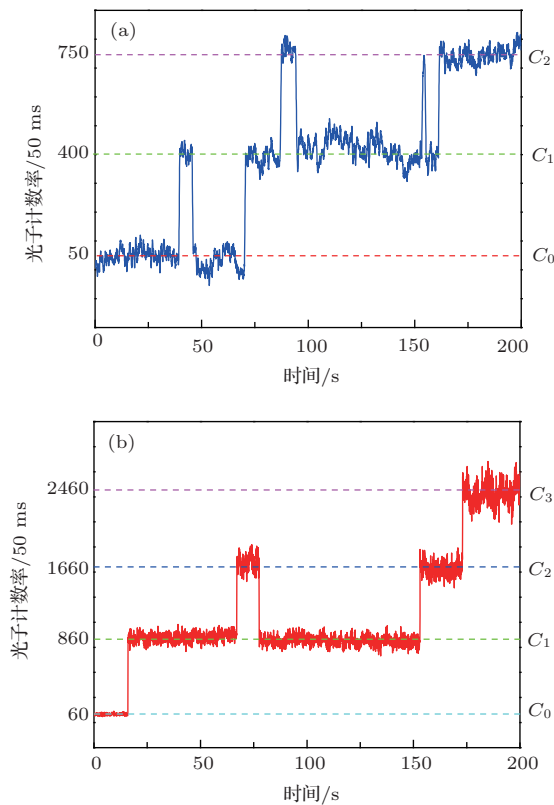


图2 MOT中单原子荧光台阶信号 (a), (b) 两图分别为参数优化前后典型的单原子荧光光子计数信号. 图中 C_0 为背景计数, C_1 为一个原子在MOT连续激光激发诱导下的荧光光子计数信号, C_2 和 C_3 分别为两个原子和三个原子的荧光光子计数信号. (a), (b) 两图信号背景比分别为3.7和8.1(积分时间: 50 ms)

为了得到较高的单原子荧光信号的信号背景比, 下面我们使用一个简单的模型来分析影响单原子荧光信号的因素, 以便于对各参数进行优化. 二能级系统中原子对激发光场的散射率可表达为^[13]

$$R_s(I, \Delta') = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\Delta'/\Gamma)^2}, \quad (2)$$

其中, $\Gamma = 2\pi \times 5.22$ MHz是铯原子 $6S_{1/2}(F_g = 4) - 6P_{3/2}(F_e = 5)$ 跃迁的自发辐射衰减率; $\Delta' = \omega - \omega_0$ 是光场角频率相对于原子跃迁角频率的失谐量, $I_s = 1.12$ mW/cm² 为铯原子 $F_g = 4 - F_e = 5$ 跃迁的饱和光强. 由(2)式可知, 散射率的大小依赖于激发光场的强度和失谐量, 激光的强度起伏和频率会被转化为散射率的起伏. 因此, 增大激光强度、减小激光相对于原子共振线的失谐量, 同时降低激发光场的强度与频率起伏, 可以增加原子台阶信号的幅度, 降低原子荧光信号的起伏.

图2(b)是优化各参数后获得的典型单原子荧光计数信号. 实验上我们除了通过减小冷却光失谐量适当增加其光强外, 还通过偏振光谱锁频来抑制冷却光噪声. 由图中可以看出优化后单原子荧光信号台阶高度明显高于优化前, 并且优化后荧光信号的信号背景比从优化前的3.7提高到了8.1.

为了实现MOT中单原子的高效装载, 我们在增大四极磁场梯度, 提高背景真空度, 缩小冷却俘获激光束直径的基础上, 利用脉冲计数器对MOT四极磁场梯度进行实时的反馈控制. 图3所示是我们获得的典型的单个原子的装载. 实验中我们通过反馈控制四极磁场梯度的方法获得较长时间内MOT中单原子的高效装载.

图3(a)是不加反馈控制, 在大的四极磁场梯度下, 获得的典型单原子荧光光子计数信号的统计分布图, 由图中可以看出MOT中所装载的原子数目完全随机, 单原子的装载概率并不高. 我们根据MCS卡记录的荧光信号对反馈装置进行如下设定: MOT中0个原子时, 四极磁场轴向梯度为100 G/cm; 1个原子时四极磁场轴向梯度为240 G/cm; 多个原子时四极磁场轴向梯度为0.

图3(b)是使用了实时的四极磁场梯度反馈控制技术后测得的单原子荧光光子计数信号的统计分布图. 我们将通过荧光信号测得的原子数用作改变四极磁场梯度的触发信号, 来控制轴向四极磁场梯度的变化. 在较低的磁场梯度100 G/cm下原子被很快的装载到MOT中, 此时原子发出的荧光被单光子探测器收集后经脉冲计数器反馈到磁场电流上, 当脉冲计数器的值在我们预设值的范围时, 四极磁场梯度快速增加到240 G/cm, 这时原子的装载速率极低, 并且可以保持较长的时间. MOT中俘获的原子数高于我们的设定时, 四极磁场梯度

会迅速降低为0, 多余的原子被驱逐出阱外, MOT中的原子数变为0. 如此可以重复以上过程.

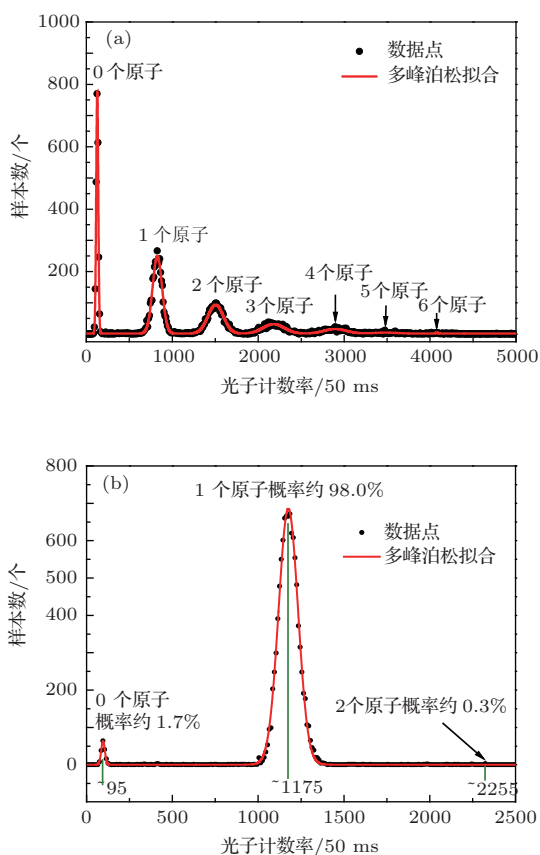


图3 (a) MOT中典型的原子荧光光子计数率信号计数率的统计分布, 圆点表示原子荧光信号的计数率统计分布, 实线是数据点的多峰泊松拟合; (b) 反馈控制磁场后MOT中原子荧光光子计数率信号计数率的统计分布. 圆点表示原子荧光信号的计数率统计分布, 实线为数据点的多峰泊松拟合. 由图中结果可知, 使用反馈控制后得到单原子的概率约为98% (积分时间: 50 ms)

通过对四极磁场梯度的主动反馈, 我们实现了单原子的实时反馈控制, 获得了近确定性的单原子源, 我们测得的单原子装载的概率高达~98%, 没有原子被装载到MOT中的概率较图3(a)中的情形大大降低, 典型概率约为1.7%, 两个原子装载的概率约为0.3%, 两个以上的原子装载概率几乎可忽略不计.

为了进一步验证MOT中俘获的单原子, 我们通过HBT方案测量了单原子荧光光子统计特性, 得到了阱中单原子发出的荧光光子的二阶相干度 $g^{(2)}(\tau)$ 曲线, 图4是实验结果, 由图中可以看出磁光阱中的单原子在连续光激发情形下二阶相干度 $g^{(2)}(\tau)$ 随延迟时间 τ 做Rabi振荡. 在实验数据未扣除背景计数影响情况下(我们的探测系统中已通过努力, 在很大程度上滤除了背

景光), 对实验数据归一化后得到的二阶相干度 $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.09$, 光子在 $\tau = 0$ 时, $g^{(2)}(\tau = 0)$ 接近零, 这一近乎完美的反群聚(Anti-Bunching)效应也证实了MOT中单原子俘获的可靠性. 据我们所知, 这一结果是迄今为止不通过做数据处理去扣除背景, 而直接从实验测量数据中所得到的单原子(或单离子)激光诱导荧光的最低 $g^{(2)}(\tau = 0)$ 值. 红线的拟合公式^[15]为 $g^{(2)}(\tau) = 1 - e^{-3\Gamma\tau/4}[\cos(\Omega_R\tau) + 3\Gamma \sin(\Omega_R\tau)/4\Omega_R]$, 其中 $\Omega_R^2 = \Omega_0^2 + \Delta'^2/(\Gamma/4)^2$, $\Omega_0 = 2\pi \times 17.5$ MHz为共振Rabi频率, Γ 为铯原子 $F_e = 5 - F_g = 4$ 跃迁的自然线宽, $\Delta' = 2\pi \times (-7)$ MHz为激发光失谐量.

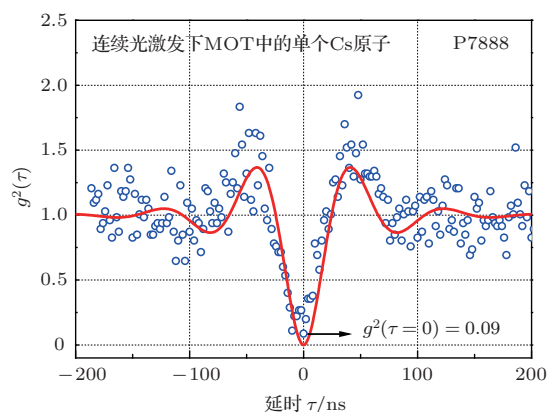


图4 HBT实验验证MOT中单原子荧光光子的统计特性实验结果. $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.09$ (未扣除背景)证实了光子在 $\tau = 0$ 时呈现反群聚效应(实线是对数据点的理论拟合曲线)

4 结 论

单原子作为一个近理想的量子体系, 对量子信息科学的发展具有重要意义. 因此实现对单原子的制备和长时间操控, 并进一步实现单原子量子比特的相干操控和检测至关重要. 本文基于激光冷却与俘获的单原子, 通过优化MOT俘获参数获得了MOT中信号背景比为8.1的单原子荧光信号, 使用实时反馈控制磁场技术使得MOT中单原子装载概率达到了98%, 通过HBT实验测得MOT中单原子荧光信号的二阶关联度 $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.09$, 为下一步在远失谐偶极阱中单原子的高效装载以及阱中单原子量子比特的相干操控奠定了基础.

参考文献

[1] Hu Z, Kimble H J 1994 *Opt. Lett.* **19** 1888
 [2] Ruschewitz F, Bettermann D, Peng J L, Ertmer W 1996 *Europhys. Lett.* **34** 651

- [3] Haubrich D, Schadwinkel H, Strauch F, Ueberholz B, Wynands R, Meschede D 1996 *Europhys. Lett.* **34** 663
- [4] Willems P A, Boyd R A, Bliss J L, Libbrecht K G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1660
- [5] Hilland S B, McClelland J J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 3128
- [6] Yoon S, Choi Y, Park S, Kim J, Lee J H, An K 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 211104
- [7] Wang J, He J, Qiu Y, Yang B D, Zhao J Y, Zhang T C, Wang J M 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2062
- [8] He J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 135102
- [9] He J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2011 *Chin. Phys. B* **20** 073701
- [10] He J 2011 *Ph. D. Thesis* (Shanxi: Shanxi University) (in Chinese) [何军 2011 博士学位论文 (山西: 山西大学)]
- [11] Thompson J D, Tiecke T G, Zibrov A S, Vuletic V, Lukin M D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133001
- [12] Haubrich D, Hope A, Meschede D 1993 *Opt. Commun.* **102** 225
- [13] Foot C J 2005 *Atomic Physics* (Oxford: Clarendon Press) 180–181
- [14] Carmichael H J, Walls D F 1976 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **9** 1199
- [15] Carmichael H J, Walls D F 1976 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **9** 1199

Optimization of the light-induced-fluorescence signals of single atoms and efficient loading of single atoms into a magneto-optical trap*

Wang Jie-Ying Liu Bei Diao Wen-Ting Jin Gang He Jun Wang Jun-Min[†]

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

(Received 29 October 2013; revised manuscript received 27 November 2013)

Abstract

In our experiment, firstly, we carry out the loading of single atoms in the magneto-optical trap (MOT) by increasing the quadrupole magnetic field gradient, improving the background vacuum, and reducing the diameters of the cooling and trapping laser beams. Secondly, we get the single atomic fluorescence signal of a high signal-to-background ratio in the MOT by means of reducing the detuning of cooling light and increasing its intensity appropriately, and using the polarization spectroscopy locking technique to suppress the fluctuations of cooling laser. In addition, with the real-time feedback on quadrupole magnetic field gradient, we demonstrate a probability of loading single atoms in the MOT as high as 98%. We also measure the statistical properties of the single atomic fluorescence which is excited by continuous light in the MOT; the measured second-order correlation is $g^{(2)}(\tau = 0) = 0.09$.

Keywords: single atoms, magneto-optical trap, signal-to-background ratio, efficient loading

PACS: 32.80.Pj, 37.10.Jk, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.63.053202

* project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921601), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274213, 61205215, 61227902), the National Natural Science Foundation of Innovative Research Group Project (Grant No. 61121064), the Shanxi Scholarship Council of China (Grant No. 2012-015), and the Research Program for Sci & Tech Star of Taiyuan, Shanxi Province, China (Grant No. 12024707).

[†] Corresponding author. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn