不同方向Dzyaloshinskii-Moriya相互作用和磁场对自旋系统纠缠和保真度退相干的影响*

秦猛[1)2)†] 李延标[1)] 白忠[1)] 王晓[1)]

1) (解放军理工大学, 理学院, 南京 211101)

2) (南京大学, 物理学院, 南京 210008)

(2014 年 1 月 9 日收到; 2014 年 2 月 13 日收到修改稿)

通过求解系统的Milburn方程, 研究了包含Dzyaloshinskii-Moriya相互作用的自旋链系统中纠缠和保真度的动力学演化特性, 讨论了不同方向Dzyaloshinskii-Moriya相互作用、不同方向均匀和非均匀磁场、不同初始态对纠缠以及保真度退相干的影响. 研究发现, 非均匀磁场的引入能够抑制纠缠退相干的发生, 初始态的选择对系统纠缠状态的影响很大, 可以通过调制Dzyaloshinskii-Moriya相互作用的方向来获得所需纠缠和较高的保真度. 研究还发现, 退相干条件下, 无论是均匀还是非均匀磁场对于保真度的提高并不明显. 纠缠和保真度随初始态角度的变化具有周期性, 可以根据需要来选取不同系统中的最优初始态.

关键词: 内禀退相干, 纠缠, 不同方向Dzyaloshinskii-Moriya相互作用, 保真度

PACS: 03.65.Ud, 03.67.Mn, 42.50.Lc **DOI:** 10.7498/aps.63.110302

1 引 言

纠缠[1]现象是量子物理不同于经典物理最奇妙的特征, 它是复合量子系统的一种非局域关联性质, 表现为对某一子系统的测量不能独立于其他子系统的测量参数. 纠缠一方面激发了人们对量子力学本身进行更加深刻的研究和探索, 另一方面, 在量子信息领域中, 纠缠可以作为物理资源, 进行量子信息处理, 如利用纠缠进行超密集编码[2,3], 量子隐形传输[4], 量子密钥分发[5,6]等经典方法难以实现的行为, 具有保密, 高速, 超大容量的特点. 可以说, 是纠缠本身的特殊物理性质使得量子信息具有经典信息所没有的许多新的特征.

在量子纠缠的物理实现上, 一种存在于多体系统中自旋粒子间的纠缠为量子信息和固态系统提供了一座桥梁, 量子自旋系统是描述凝聚态物质磁性的一种重要模型, 材料的磁性常可归因于电子的交换相互作用. 最著名的量子自旋系统是Heisenberg 模型, 它由Heisenberg于1926年为解决铁磁相变而得到. 目前, 自旋模型作为简单且具有实际意义的固态物理系统, 被认为是实现量子信息处理最有前景的物理体系之一[7]. 基于Heisenberg模型所产生的纠缠[8−10], 已经被广泛地应用于量子信息传输、量子计算等各个领域. 尤其是包含Dzyaloshinskii-Moriya(DM)相互作用的自旋系统中的纠缠研究得到了普遍关注[11,12], DM相互作用来源于自旋轨道耦合, 是一种具有反对称性的各向异性超交换相互作用, 这种相互作用不仅存在于反铁磁体中而且存在于铁磁体中, 它对系统的量子纠缠和量子相变有重要影响, 经常使某些系统表现出一些新的物理性质[13,14]. 近年来, 人们进一步探讨了不同方向DM相互作用[15−17]对量子自旋系统各类特性的影响, 通过研究产生了许多有意义的结果, 比如可以通过选择最佳的DM 耦合参量组合来得到某一温度下系统的最大纠缠, 可以通过调整磁

* 解放军理工大学理学院青年基金 (批准号: KYLYZL001313) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qrainm@gmail.com

© 2014 中国物理学会 Chinese Physical Society http://wulixb.iphy.ac.cn

场或DM 耦合参量的大小和方向来得到更大的纠缠[16,17].

然而, 实际的物理系统不可能单独存在, 总会和外界环境中的自由度发生相互作用或者受到外界的干扰, 因此系统自身的量子叠加态会受到破坏, 从而导致体系中的相干信息向环境中流失, 这就是量子退相干现象[18−20]. 量子退相干使得初始状态为纯态的系统向混合态演化, 并且这种演化不可逆, 演化的速率要高于能量耗散的速率. 这种量子资源的衰减, 会使得量子信息方案的保真度降低, 极大地影响实际量子信息处理的效率和能力, 因此, 对量子退相干的操纵和控制就显得尤为重要. 在研究包含不同方向DM 相互作用系统中的量子纠缠特性时, 我们也要考虑到退相干对此类系统的影响, 但是目前还没有工作研究这一问题. 所以, 我们将对包含不同方向DM相互作用和磁场的自旋链系统中的纠缠和保真度的退相干特性进行研究, 这对于实际量子体系的操控具有重要意义.

2 模型与体系解

考虑两量子位的Heisenberg系统, 其包含z方向DM相互作用和磁场的Hamiltonian 量为

$$\begin{aligned}H =&J\left(\sigma_1^x\sigma_2^x+\sigma_1^y\sigma_2^y+\sigma_1^z\sigma_2^z\right)\\&+D_z\left(\sigma_1^x\sigma_2^y-\sigma_1^y\sigma_2^x\right)+(B_z+b_z)\sigma_1^z\\&+(B_z-b_z)\sigma_2^z,\end{aligned}\tag{1}$$

其中$\sigma_i^\alpha(\alpha=x,y,z)$为泡利矩阵的三个分量自旋算符, J为第1个和第2个自旋格点间的相互作用, $J<0$代表铁磁情况, $J>0$代表反铁磁情况, D_z代表z方向DM相互作用, B_z, b_z表示沿z方向的均匀和非均匀磁场.

在标准基矢$|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$下, 很容易得出体系的本征值

$$\begin{aligned}&E_1=J_z+2B_z,\qquad E_2=J_z-2B_z,\\&E_3=-J+2\sqrt{b_z^2+J^2+D_z^2},\\&E_4=-J-2\sqrt{b_z^2+J^2+D_z^2},\end{aligned}\tag{2}$$

和相应的本征态为

$$\begin{aligned}&|\psi_1\rangle=|00\rangle,\qquad|\psi_2\rangle=|11\rangle,\\&|\psi_{3,4}\rangle=\frac{\sin\theta_\pm|01\rangle+\chi\cos\theta_\pm|10\rangle}{\sqrt{2}},\end{aligned}\tag{3}$$

其中

$$\theta_\pm=\arctan\left(\frac{\sqrt{J_2+D_z^2}}{\pm\sqrt{b_z^2+D_z^2+J^2}-b_z}\right),$$
$$\chi=\frac{J-iD_z}{\sqrt{J^2+D_z^2}}.$$

包含x方向DM相互作用和磁场的Hamiltonian量为

$$\begin{aligned}H =&J\left(\sigma_1^x\sigma_2^x+\sigma_1^y\sigma_2^y+\sigma_1^z\sigma_2^z\right)\\&+D_x\left(\sigma_1^y\sigma_2^z-\sigma_1^z\sigma_2^y\right)+(B_x+b_x)\sigma_1^x\\&+(B_x-b_x)\sigma_2^x,\end{aligned}\tag{4}$$

D_x代表x方向DM相互作用, B_x, b_x表示沿x方向的均匀和非均匀磁场, 相应的本征值和本征态分别为

$$\begin{aligned}E_{1,2}=&J\pm2B_x,\\E_{3,4}=&-J\pm2\sqrt{b_x^2+D_x^2+J^2};\end{aligned}\tag{5}$$

$$\begin{aligned}|\phi_{1,2}\rangle=&\frac{\pm|00\rangle+|01\rangle+|10\rangle\pm|11\rangle}{2},\\|\phi_{3,4}\rangle=&\frac{\sqrt{2}}{2}\big(\sin\alpha_\pm|00\rangle+\chi'\cos\alpha_\pm|01\rangle\\&-\chi'\cos\alpha_\pm|10\rangle-\sin\alpha_\pm|11\rangle\big);\end{aligned}\tag{6}$$

其中

$$\alpha=\arctan\left(\frac{\sqrt{b_x^2+D_x^2}}{-J\pm\sqrt{b_x^2+D_x^2+J^2}}\right),$$
$$\chi'=\frac{-iD_x-b_x}{\sqrt{b_x^2+D_x^2}}.$$

量子退相干通常可以用密度矩阵非对角元的消失来描述. 近年来, 通过修改薛定谔方程的形式, 给出了很多退相干模型. 这里, 我们选择考虑内禀退相干模型进行讨论. Milburn[21] 认为, 在充分短的时间内, 量子系统并非在么正变换下连续演化, 而是以一随机序列演化, 基于这种假设, 在Markovian近似下, 系统演化的主方程为

$$\frac{\mathrm{d}\rho(t)}{\mathrm{d}t}=-\mathrm{i}\left[H,\rho(t)\right]-\frac{\gamma}{2}\left[H,\left[H,\rho(t)\right]\right],\tag{7}$$

其中, γ为相位退相干因子, 方程的形式解为

$$\rho(t)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(\gamma t)^k}{k!}M^k\rho(0)M^{+k},\tag{8}$$

其中, $\rho(0)$为系统初始的密度算符, M^k定义为

$$M^k=H^k\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}Ht}\,\mathrm{e}^{-\frac{\gamma t}{2}H^2}.\tag{9}$$

从而, Milburn 方程描述的系统态的密度矩阵可以进一步写作

$$\rho(t)=\sum_{mn}\exp\left[-\frac{\gamma t}{2}(E_m-E_n)^2-\mathrm{i}(E_m-E_n)t\right]\times\langle\varphi_m|\rho(0)|\varphi_n\rangle|\varphi_m\rangle\langle\varphi_n|, \tag{10}$$

其中 $E_{m,n}$, $|\varphi_{m,n}\rangle$ 分别为相应系统的本征值和本征态.

3 不同初始态下的结果讨论

为了研究上述系统的退相干特性, 我们采用 Concurrence [22] 作为纠缠的度量方式. 设 ρ_{AB} 是两体二维系统中的一个混合态, ρ_{AB} 的 Concurrence 定义为

$$C=\max\{0,\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3-\lambda_4\}, \tag{11}$$

其中 $\lambda_i(i=1,2,3,4)$ 为矩阵

$$R=\rho_{\mathrm{AB}}\left(\sigma_{\mathrm{A}}^y\otimes\sigma_{\mathrm{B}}^y\right)\rho_{\mathrm{AB}}^*\left(\sigma_{\mathrm{A}}^y\otimes\sigma_{\mathrm{B}}^y\right)$$

本征值的平方根, 且 $\lambda_1\geqslant\lambda_2\geqslant\lambda_3\geqslant\lambda_4$.

下面我们应用方程 (10) 和 (11) 数值计算不同方向 DM 相互作用和磁场对纠缠退相干的影响. 我们考虑系统初始处于 $\rho(0)=\cos\alpha|01\rangle+\sin\alpha|10\rangle$, 在此条件下我们将 (2)—(3), (5)—(6) 式代入 (10) 式就可以得到主方程中密度矩阵的解析式, 进而利用 (11) 式来计算体系的纠缠量, 由于参数较多, 写出全部的矩阵形式和纠缠的表达式非常的繁琐, 下面主要给出数值模拟结果.

首先我们研究纠缠随时间和 DM 相互作用的变化情况. 图 1 展示了两自旋比特初始处于非相干态 $\alpha=\pi/2$ 时, 即 $\rho(0)=|10\rangle$, 不同方向 DM 相互作用对系统纠缠退相干的影响. 从图中可以看出, 纠缠是随着时间振荡减小的. 对比图 1 (a) 和 (b), 我们发现包含 x 方向 DM 相互作用系统的纠缠存在区域要远多于 z 方向 DM 系统, 而且 x 方向 DM 相互作用系统的退相干趋势较 z 方向缓和, 能够在时间达到 20 时还有一定的纠缠度. z/x 方向 DM 相互作用的增加能使纠缠增大, 并且对于给定的时间 t, 纠缠随 $D_z(D_x)$ 也呈现周期性地振荡.

其次考虑外部磁场的影响. 图 2 为含 z 方向 DM 相互作用系统的纠缠随时间和磁场的变化图. 从图 2 (a) 可见, 纠缠会随着时间振荡减小到 0, 但是均匀磁场的增加对系统的纠缠不产生任何影响. 图 2 (b) 为纠缠随非均匀磁场和时间的变化图, 随着非均匀磁场的增加总体上纠缠会先增大后减小, 但是对于给定的非均匀磁场, 纠缠不随时间振荡变化, 而是保持平稳值, 这就表明 b_z 的引入能够抑制退相干, 这种特性对于量子信息实用化很有价值.

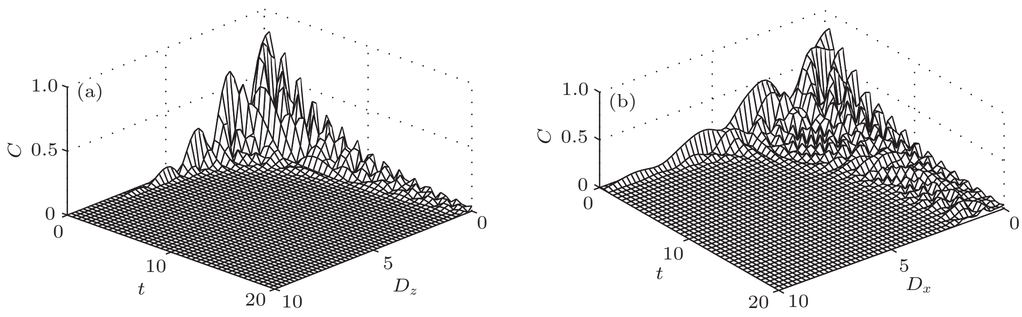

图 1　量子纠缠随时间 t 和 DM 相互作用 $D_{z/x}$ 的演化 (其中 $J=1$, $B=b=0$, $\gamma=0.02$, $\alpha=\pi/2$)

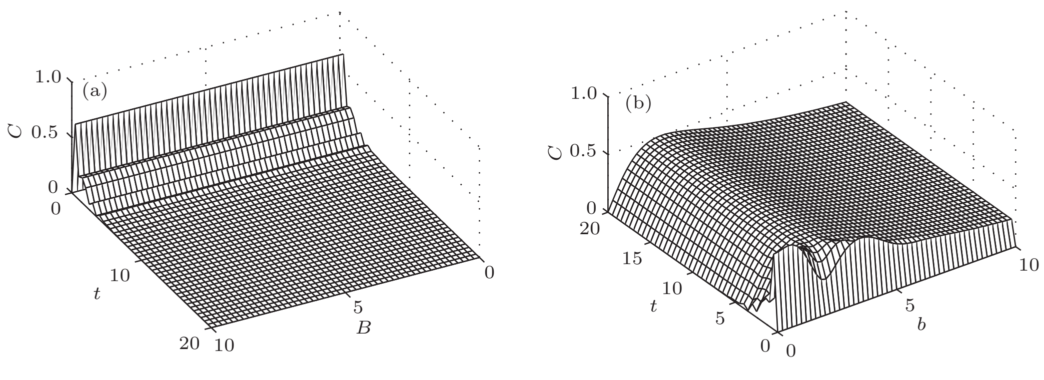

图 2　D_z 系统中量子纠缠随时间 t 和磁场 B/b 的演化 (其中 $J=1$, $D=2$, $\gamma=0.02$, $\alpha=\pi/2$)　(a) $b=0$; (b) $B=1$

图3为包含x方向DM相互作用系统的纠缠随时间和磁场的变化图. 从图3(a)可见, 随着均匀磁场的增大, 纠缠会先减小后增大然后再次减小. 在均匀磁场B_c=3.2时, 纠缠会随时间减小至0.22左右, 并一直保持这个平稳值, 即使时间再增加也不会发生退纠缠. 由图3(b), 我们发现, 随着退相干时间增加, 非均匀磁场基本上只会导致纠缠下降. 这就表明只有合理的设置符合研究系统的均匀和非均匀磁场, 才能产生较大的纠缠.

如果我们改变初始态, 情况又会如何? 图4展示了两自旋比特初始态角度处于$\alpha=\pi/6$时, 即$\rho(0)=\dfrac{\sqrt{3}}{2}|01\rangle+\dfrac{1}{2}|10\rangle$, 不同方向DM相互作用系统中纠缠的退相干特性. 由图可见, D_z的增加基本上只会使得纠缠减小, 但是恒定的D_z下纠缠随着时间保持恒定不变, 没有退相干发生. D_x系统纠缠的变化和图1(b)类似, 但是较大纠缠存在的区域不如图1(b)大.

图5为$\rho(0)=\dfrac{\sqrt{3}}{2}|01\rangle+\dfrac{1}{2}|10\rangle$时包含$z$方向DM相互作用系统的纠缠随时间和磁场的变化图. 图5(a)和图2(a)的变化类似, 但是最小纠缠可以达到0.38. 由图5(b)可见纠缠会随着非均匀磁场先减小后增加, 在$b_c=1.8$时, 产生最小纠缠值. 非

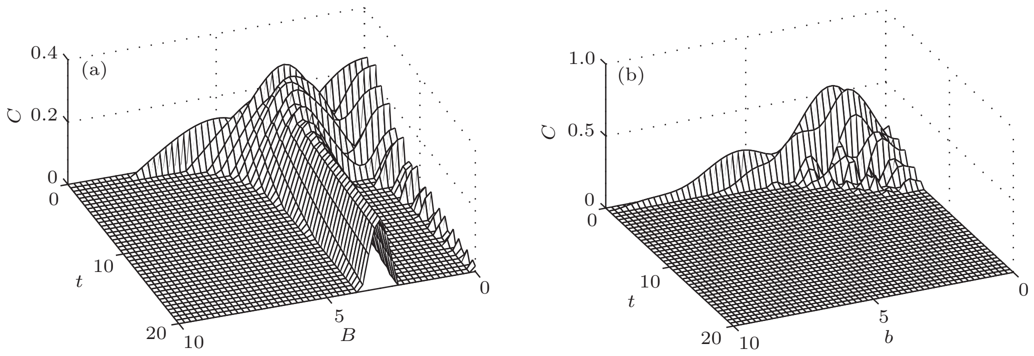

图3 D_x系统中量子纠缠随时间t和磁场B/b的演化(其中$J=1$, $D=2$, $\gamma=0.02$, $\alpha=\pi/2$) (a) $b=0$; (b) $B=1$

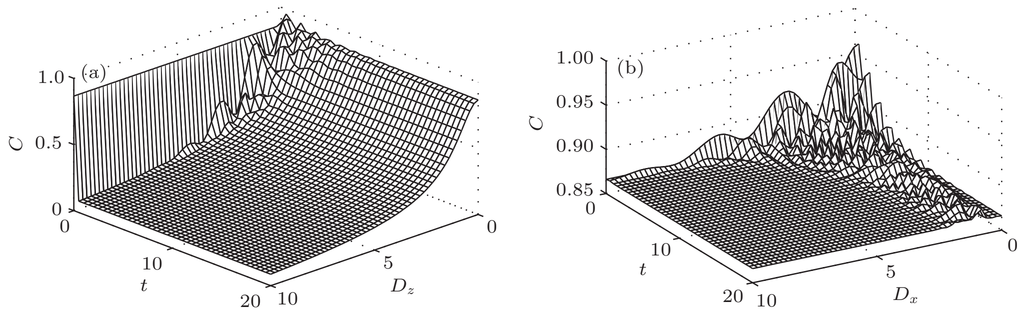

图4 量子纠缠随时间t和DM相互作用$D_{z/x}$的演化(其中$J=1$, $\gamma=0.02$, $B=0$, $b=0$)

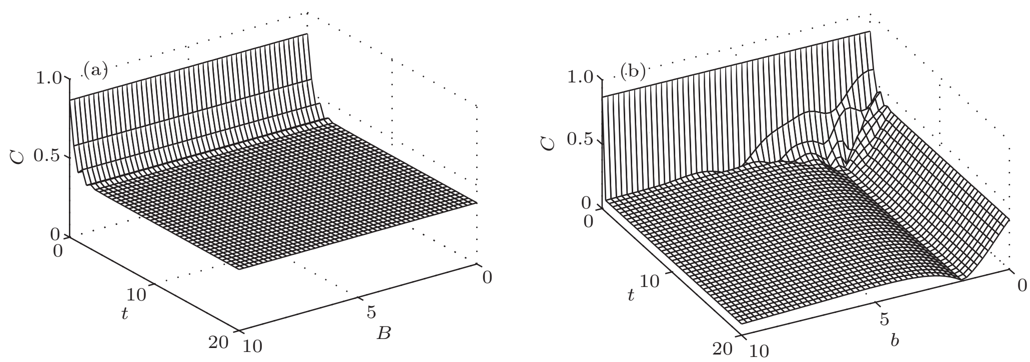

图5 D_z系统中量子纠缠随时间t和磁场B/b的演化(其中$J=1$, $D=2$, $\gamma=0.02$, $\alpha=\pi/6$) (a) $b=0$; (b) $B=1$

均匀磁场极大地降低了 D_z 方向的整体纠缠, 这种变化情形和图2不同, 这说明初始态的选择对系统的纠缠大小有控制作用, 在产生纠缠时, 要考虑多方面因素的制约.

图6为 $\rho(0)=\dfrac{\sqrt{3}}{2}|01\rangle+\dfrac{1}{2}|10\rangle$ 时包含 x 方向DM相互作用系统的纠缠随时间和磁场的变化图. 图6(a)表明均匀磁场对该初始态的作用不大. 由图6(b)可见, 即使非均匀磁场条件不同, D_x 方向的纠缠都具有相同的退相干特征.

如上所述, 初始态对纠缠具有操控作用, 下面我们给出能够产生最佳纠缠量的初始态, 图7展示了量子纠缠随时间 t 和初始角度 α 的变化, 对于 D_z 系统, 能产生最大纠缠值1并保持恒定的初始角度为 $\alpha=\pi/4$ 和 $\alpha=3\pi/4$. 但是对于 D_x 系统, 初始角度为 $\alpha=\pi/4$ 时纠缠是从最大值1随时间逐渐减小的, 当 $\alpha=3\pi/4$ 时, 纠缠会从最大值1逐渐振荡减小, 而后保持恒定纠缠值0.74 左右.

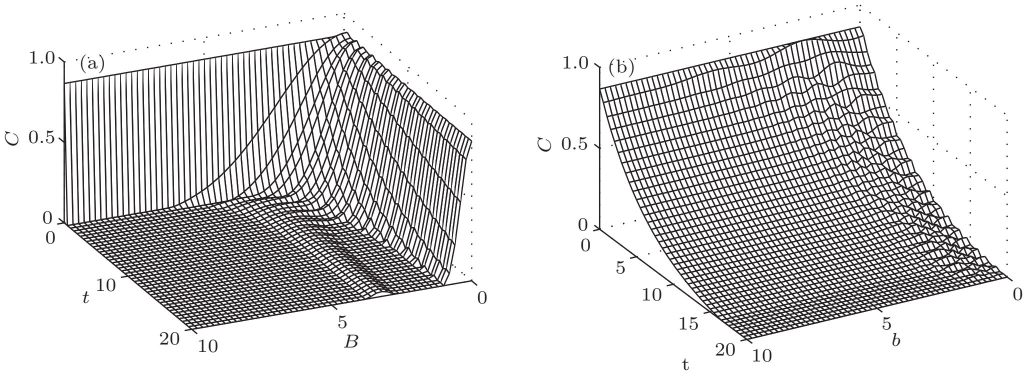

图6 D_x 系统中量子纠缠随时间 t 和磁场 B/b 的演化 (其中 $J=1$, $D=2$, $\gamma=0.02$, $\alpha=\pi/6$) (a) $b=0$; (b) $B=1$

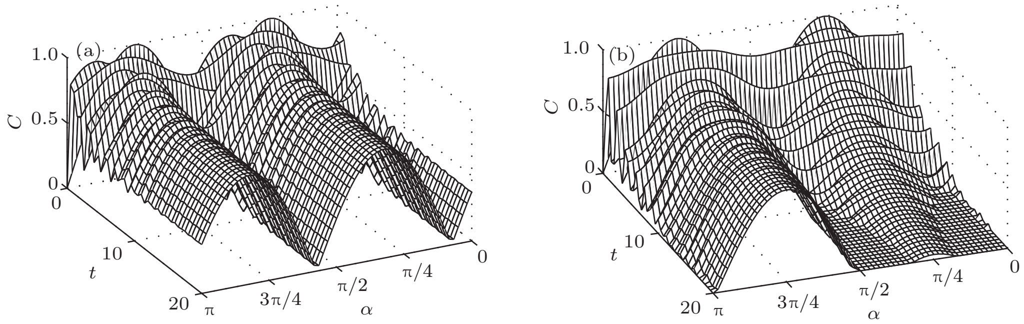

图7 量子纠缠随时间 t 和初始角度 α 的演化 (其中 $J=1$, $D=0.5$, $B=1$, $b=0.5$, $\gamma=0.02$) (a) D_z 系统; (b) D_x 系统

4 不同初始态下的保真度

进一步利用上述系统作为量子信道进行量子隐形传态研究, 我们考虑传输的态为 $|\psi\rangle_{\rm in}=\cos(\theta/2)|10\rangle+{\rm e}^{{\rm i}\phi}\sin(\theta/2)|01\rangle$, $(0\leq\theta\leqslant\pi, 0\leqslant\phi\leqslant 2\pi)$. 通过对输入态进行联合测量和局域U变换, 可以得到系统的输出态为[11]

$$\rho_{\rm out}=\sum_{i,j}p_{ij}(\sigma_i\otimes\sigma_j)\rho_{\rm in}(\sigma_i\otimes\sigma_j), \tag{12}$$

其中 $\sigma_i(i=0,x,y,z)$ 代表单位矩阵及泡利矩阵的三个分量, 其余参量分别为

$$p_{ij}={\rm tr}[E^i\rho(t)]\,{\rm tr}[E^j\rho(t)], \quad \sum p_{ij}=1.$$

$$\begin{aligned}
&\rho_{\rm in}=|\psi\rangle_{\rm in}\langle\psi|,\\
&E^0=|\psi_{\rm Bell}^2\rangle\langle\psi_{\rm Bell}^2|,\\
&E^1=|\psi_{\rm Bell}^3\rangle\langle\psi_{\rm Bell}^3|,\\
&E^2=|\psi_{\rm Bell}^0\rangle\langle\psi_{\rm Bell}^0|,\\
&E^3=|\psi_{\rm Bell}^1\rangle\langle\psi_{\rm Bell}^1|,\\
&|\psi_{\rm Bell}^{0,3}\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle\pm|11\rangle),\\
&|\psi_{\rm Bell}^{1,2}\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle\pm|10\rangle).
\end{aligned}$$

经过一个动力学过程后, 有多少量子信息被保存下来, 目前有多种理论提供了解决工具, 其中保真度理论得到了广泛的应用. 保真度是量子信息科

学中的一个重要物理量, 它可以衡量量子隐形传态的性能, 表征整个信息传输后所得到的量子态和输入态之间的相似程度, 保真度定义为[11]

$$F(\rho_{\text{in}}, \rho_{\text{out}}) = \left\{ \operatorname{tr} \left[\sqrt{(\rho_{\text{in}})^{1/2} \rho_{\text{out}} (\rho_{\text{in}})^{1/2}} \right] \right\}^2 . \quad (13)$$

下面我们研究选定某一输入态后, 比如令 $\theta = \pi/3, \phi = 0$, 则要传输的态为 $|\psi\rangle_{\text{in}} = \frac{\sqrt{3}}{2}|10\rangle + \frac{1}{2}|01\rangle$. 我们利用上述包含不同方向DM相互作用的自旋链系统来进行量子态的传输, 计算传输后保真度的演化特性.

根据(13)式, 我们给出了保真度 F 在不同初始态情况下的数值模拟结果. 我们知道, 经典通讯方式的最大保真度为2/3, 如果隐形传态协议的保真度能够高于2/3并保持恒定, 那么就表明, 量子通讯是优于经典通讯方式的. 由图8 (a) 可见, 当 $\alpha = \pi/3, \pi/6$ 时, D_x 的保真度能够始终保持大于2/3, 尤其是在 $\alpha = \pi/4$ 时, D_x 的保真度始终为1, 这对于实际量子信息处理很有价值. D_z 的保真度在 $\alpha = \pi/2$ 时也能保持较高值, 这些特性是优于经典情形的. 在图8 (b) 中我们进一步的引入均匀磁场, 发现磁场对保真度的调制并不明显, 反而会使得保真度一定程度上下降. 如果引入非均匀磁场, 如图8 (c) 所示, 依然对保真度的调制效果不明显. 结合之前的结果, 表明磁场的引入能够在一定程度上增强纠缠量, 或者抑制纠缠退相干的发生. 但是无论是均匀还是非均匀磁场对于发生退相干时保真度的调制并不明显, 也就是说在本方案中, 保真度的大小和磁场并无明显的对应关系. 从以上几图还可看出, 保真度也会在某个时间节点出现较高值, 并非随时间一直减小. 因此, 我们可以在不同的初始态下, 选择不同的系统来进行某些特定信息传输, 从而获得最佳的传输效果.

图9给出了初始态为 $\rho(0) = \frac{1}{2}|01\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2}|10\rangle$, 退相干时间趋于无穷时, 保真度随耦合系数 J 以及非均匀磁场 b 的变化. 我们发现随着 $|J|$ 的增加, 保真度是增加的, D_x 的保真度关于 $|J|$ 对称, 而 D_z 的保真度不对称. 我们还可以看出, $|J|$ 的增加, 只能一定程度上提高保真度, 当耦合参数增加到一定数值, 再增加 $|J|$ 也不能获得更高的保真度, 本例中最大保真度在0.9左右. 非均匀磁场对保真度的调制并不明显, 这可以从图9 (b) 中再次得到验证.

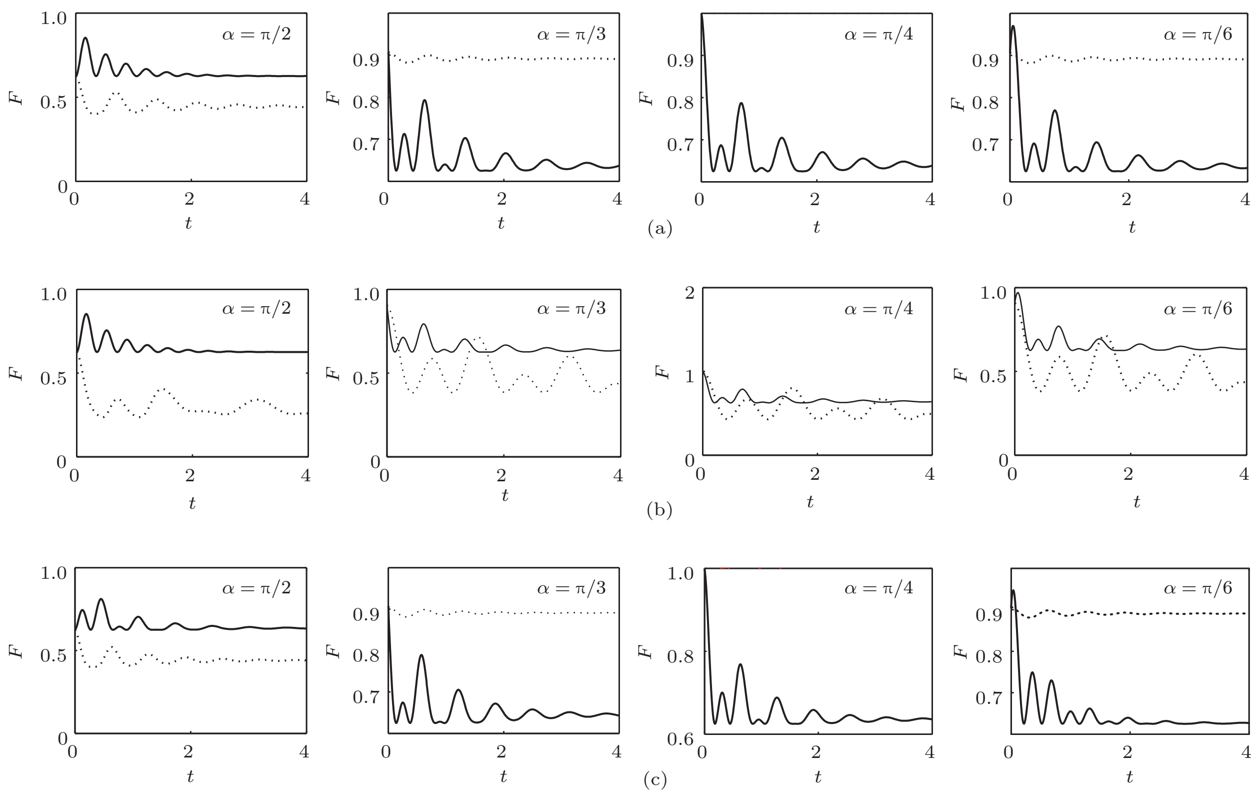

图8 保真度 F 随时间 t 的演化 (其中 $J = 1$, $D = 2$, $\gamma = 0.02$, $\theta = \pi/3$, $\phi = 0$; 实线为 D_z, 虚线为 D_x) (a) $B = 0$, $b = 0$; (b) $B = 1$, $b = 0$; (c) $B = 0$, $b = 1$

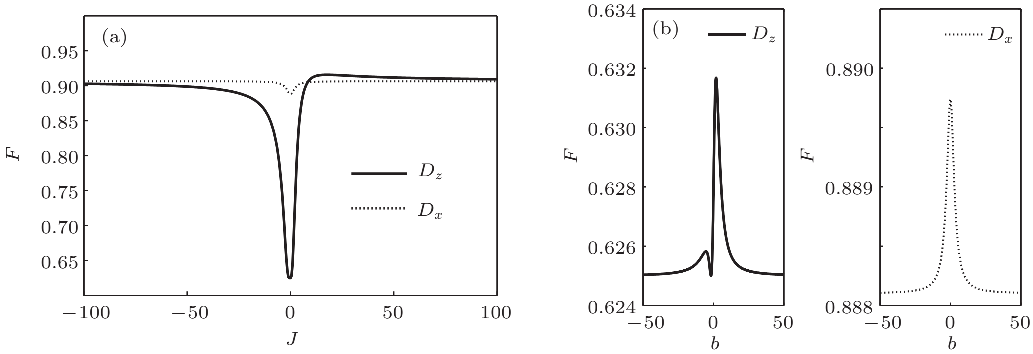

图 9 保真度 F 随相互作用 J 和非均匀磁场 b 的变化 ($\theta = \pi/3$, $\phi = 0$, $t \to \infty$) (a) $D = 2$, $B = 0$, $b = 1$, $\gamma = 0.02$; (b) $J = 1$, $D = 3$, $B = 0$, $\gamma = 0.02$

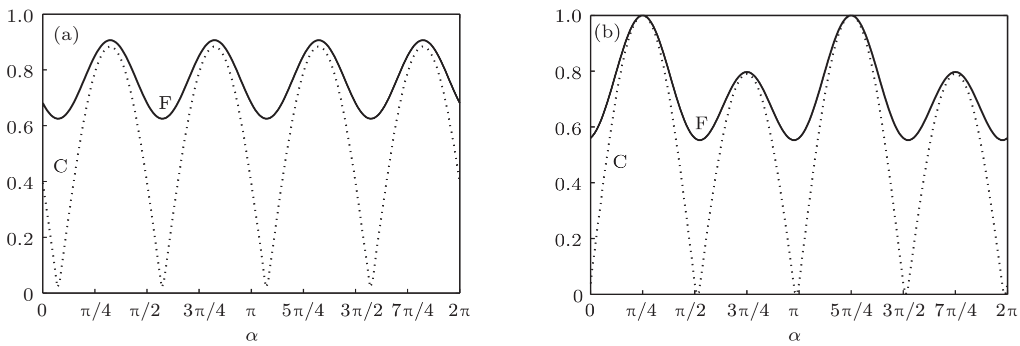

图 10 保真度和纠缠随初始角度 α 的变化 (其中 $\theta = \pi/3$, $\phi = 0$, $t \to \infty$, $J = 1$, $D = 0.2$, $B = 0$, $b = 0.5$, $\gamma = 0.02$) (a) D_z 系统; (b) D_x 系统

图 10 给出了保真度和纠缠随初始角度 α 的变化, 能够明显看出无论是 D_z 系统还是 D_x 系统, 纠缠和保真度随 α 的变化都具有周期性, D_z 系统的周期是 $\frac{\pi}{2}$, D_x 系统的周期是 π. 还可看出纠缠的变化趋势和保真度的变化趋势是一致的, 这就表明, 在退相干时间 $t \to \infty$ 时, 纠缠和保真度一一对应. 对于图 10 (a), 纠缠和保真度取最大值的角度是 $\alpha = 0.32\pi$, 此时保真度取最大值 0.90. 对于图 10 (b), 纠缠和保真度取最大值的条件是 $\frac{\pi}{4}$, 此时保真度取最大值 1. 由图 7 和图 10 可知, 最佳初始态要取决于系统参数以及退相干时间等因素, 必须综合考虑才能给出最佳初始态.

5 结 论

论文研究了不同方向 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用和磁场对两量子位 Heisenberg 系统的纠缠和保真度的动力学特性的影响. 结果表明: Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用方向的不同, 系统的退相干特性不同. 磁场的引入能够在一定程度上增强纠缠量, 或者抑制纠缠退相干的发生, 但是最佳保真度的大小和磁场的变化并无明显的对应关系. 保真度变化趋势和纠缠的变化趋势一致, 初始态对系统的纠缠和保真度具有一定的操控作用, 可以在不同的初始态下, 选择不同的系统来进行信息传输.

参考文献

[1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777

[2] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G, Zeilinger A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4656-4659

[3] Schumacher B 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2738

[4] Kim Y H, Kulik S P, Shih Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1370

[5] Ekert A K 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661

[6] Deutsch D, Ekert A, Jozsa R, Macchiavello C, Popescu S S 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2818

[7] Verstraete F, Martin-Delgado M A, Cirac J I 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 087201

[8] Zhang G F, Li S S 2005 *Phys. Rev. A* **72** 034302

[9] Xi X Q, Chen W X, Liu Q, Yue R H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3026 (in Chinese)[惠小强, 陈文学, 刘起, 岳瑞宏 2006 物理学报 **55** 3026]

[10] Shan C J, Chen W W, liuT K, Huang Y X, Li H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2687 (in Chinese)[单传家, 程维文, 刘堂昆, 黄燕霞, 李宏 2008 物理学报 **57** 2687]

[11] Zhang G F 2007 *Phys. Rev. A* **75** 034304

[12] Kheirandish F, Akhtarshenas S J, Mohammadi H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 042309

[13] Derzhko O, Richter J 1999 *Phys. Rev. B* **59** 100

[14] Li Y C, Li S S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 032338

[15] Qin M, Bai Z, Li Y B, Lin S J 2011 *Opt. Commun.* **284** 3149

[16] Li D C, Cao Z L 2008 *Eur. Phys. J. D* **50** 207

[17] Li D C, Wang X P, Cao Z L 2008 *J. Phys.* **20** 32522

[18] Jiang C L, Liu X J, Liu M W, Wang Y H, Peng Z H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 170302 (in Chinese) [姜春蕾, 刘晓娟, 刘明伟, 王艳辉, 彭朝晖 2012 物理学报 **61** 170302]

[19] Mohammadia H, Akhtarshenas S J, Kheirandish F 2011 *Eur. Phys. J. D* **62** 439

[20] Xu X B, Liu J M, Yu P F 2008 *Chin. Phys. B* **17** 0456

[21] Milburn G J 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5401

[22] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245

Effects of different Dzyaloshinskii-Moriya interaction and magnetic field on entanglement and fidelity intrinsic decoherence in a spin system*

Qin Meng[1)2)†] Li Yan-Biao[1)] Bai Zhong[1)] Wang Xiao[1)]

1) (*College of Sciences, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101, China*)

2) (*Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008, China*)

(Received 9 January 2014; revised manuscript received 13 February 2014)

Abstract

Using the Milburn equation, we have studied the properties of the entanglement and fidelity dynamics in a spin system with different Dzyaloshinskii-Moriya interaction and magnetic field in detail. Effects of different Dzyaloshinskii-Moriya interaction, different magnetic fields, and the initial states on the entanglement and fidelity are discussed. Results show that entanglement decoherence can be suppressed by inhomogeneous magnetic fields. Initial state affects greatly the entanglement, and a proper entanglement can be obtained by adjusting the directions of Dzyaloshinskii-Moriya interaction. For a particular initial state, an optimal fidelity is obtained by changing the direction of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Moreover, no matter how homogeneous or inhomogeneous the magnetic fields are, they cannot enhance the fidelity. The dependence of entanglement and fidelity on the angle of initial state shows periodicity. Hence we can select an optimal initial state for a specific condition according to requirement.

Keywords: intrinsic decoherence, entanglement, different Dzyaloshinskii-Moriya interaction, fidelity

PACS: 03.65.Ud, 03.67.Mn, 42.50.Lc **DOI:** 10.7498/aps.63.110302

* Project supported by the Youth Foundation of College of Sciences, PLA University of science and technology of China (Grant No. KYLYZL001313).

† Corresponding author. E-mail: qrainm@gmail.com