

运动里德堡原子多体纠缠与自旋压缩的研究

1. 绪论
2. 物理背景与理论基础
3. 运动里德堡原子的三体纠缠与量子关联
4. 运动里德堡原子的多体纠缠与量子关联
5. 光与里德堡原子相互作用的自旋压缩与退相干行为
6. 基于海森堡算符的自旋压缩与退相干行为

论文总结

参考文献

第一章

量子信息
量子计算

第二章

量子纠缠
自旋压缩
里德堡原子
分子运动
塔利算法

运动里德堡原子

$$\left| \pi_n \right\rangle \equiv \left| s \cdots p \cdots s \right\rangle$$

$$H(\mathbf{R})=-\sum_{n=1}^N\frac{\nabla_{\mathbf{R}_n}^2}{2M}+H^{\text{el}}(\mathbf{R})$$

$$H^{\text{el}}(\mathbf{R})=\sum_{nm}V_{nm}\left(R_{nm}\right)\left|\pi_n\right\rangle\left\langle\pi_m\right|$$

$$V_{nm}\left(R_{nm}\right)=\left(-1\right)^{\eta}\frac{\mu^2}{R_{nm}^3}$$

$$H^{\text{el}}(\mathbf{R})\left|\varphi_k(\mathbf{R})\right\rangle=U_k(\mathbf{R})\left|\varphi_k(\mathbf{R})\right\rangle$$

$$\left|\varphi_k(\mathbf{R})\right\rangle=\sum_m c_{km}(\mathbf{R})\left|\pi_m\right\rangle$$

$$\left|\Psi(t=0)\right\rangle=\left|\varphi_{\text{rep}}(\mathbf{R})\right\rangle\prod_{n=1}^N\phi_{\text{G}}(\mathbf{R}_n)$$

$$\phi_{\text{G}}(\mathbf{R}_n)=\mathcal{N}\exp\Big(-\left|\mathbf{R}_n-\mathbf{R}_{0n}\right|^2/2\sigma_0^2\Big)$$

$$\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial t}\left|\Psi\right\rangle=H\left|\Psi\right\rangle$$

$$\left|\Psi(\mathbf{R})\right\rangle=\sum_{n=1}^N\phi_n(\mathbf{R})\left|\pi_n\right\rangle$$

$$\mathrm{i}\,\frac{\partial}{\partial t}\,\phi_n(\mathbf{R})=\sum_{m=1}^N\left[-\frac{\nabla_{\mathbf{R}_m}^2}{2M}\phi_n(\mathbf{R})+V_{nm}\left(R_{nm}\right)\phi_m(\mathbf{R})\right]$$

$$\left|\Psi(\mathbf{R})\right\rangle=\sum_{k=1}^N\tilde{\phi}_k(\mathbf{R})\left|\varphi_k(\mathbf{R})\right\rangle$$

$$\tilde{\phi}_k(\mathbf{R})=\sum_nO_{kn}(\mathbf{R})\phi_n(\mathbf{R})$$

$$n(R)=\sum_{j=1}^N\sum_{m=1}^N\int\mathrm{d}^{N-1}\mathbf{R}_{\{j\}}\left|\phi_m(\mathbf{R})\right|^2$$

$$\left|\Psi(\mathbf{R},t)\right\rangle=\sum_{k=1}^N\tilde{c}_k(t)\left|\varphi_k(\mathbf{R})\right\rangle$$

$$\mathrm{i}\,\frac{\partial}{\partial t}\,\tilde{c}_k=U_k(\mathbf{R})\tilde{c}_k-\mathrm{i}\sum_{q=1}^N\dot{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{d}_{kq}\tilde{c}_q$$

$$\mathbf{d}_{kq}=\left\langle\varphi_k(\mathbf{R})\left|\nabla_{\mathbf{R}}\right|\varphi_q(\mathbf{R})\right\rangle$$

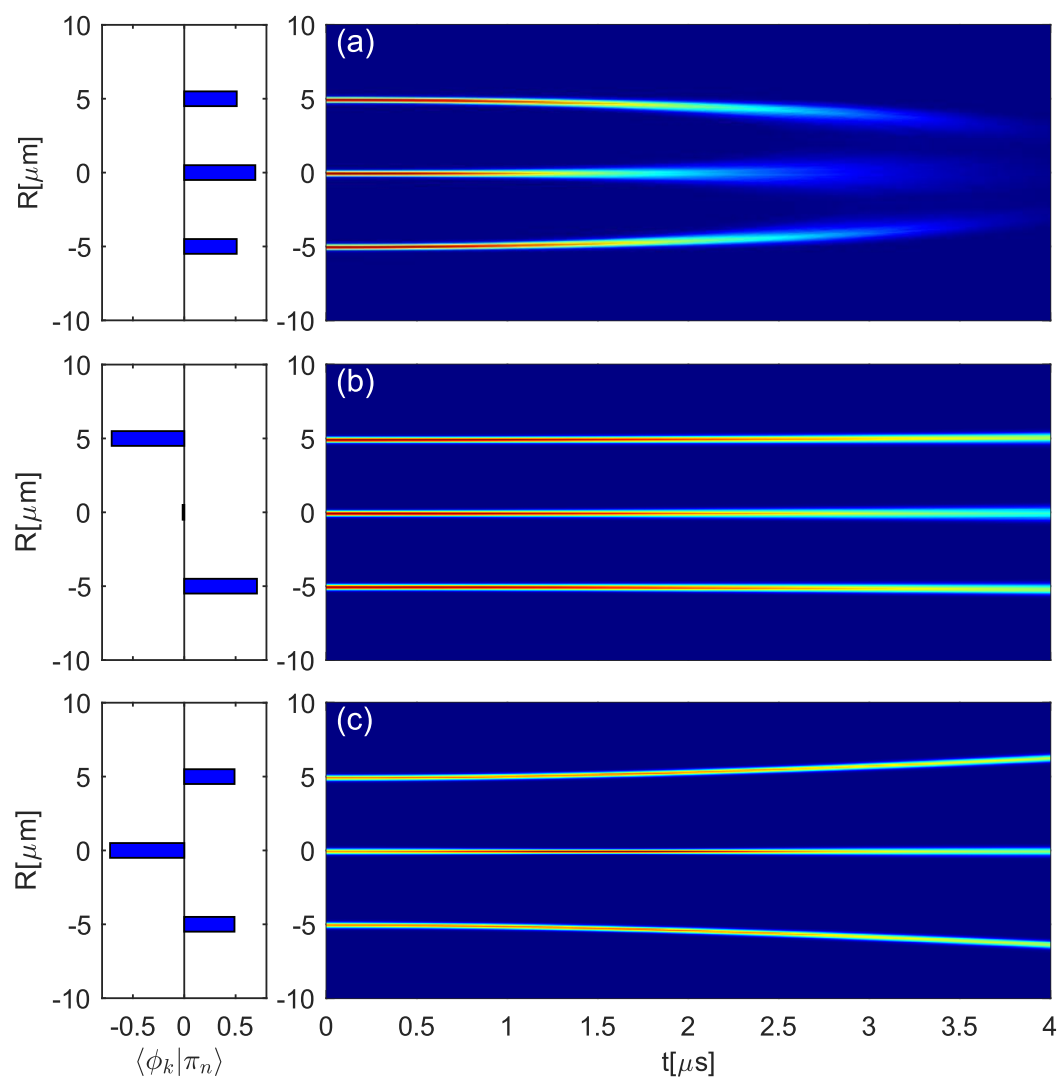
$$M\ddot{\mathbf{R}}=-\nabla_{\mathbf{R}}\bar{U}(\mathbf{R},t)$$

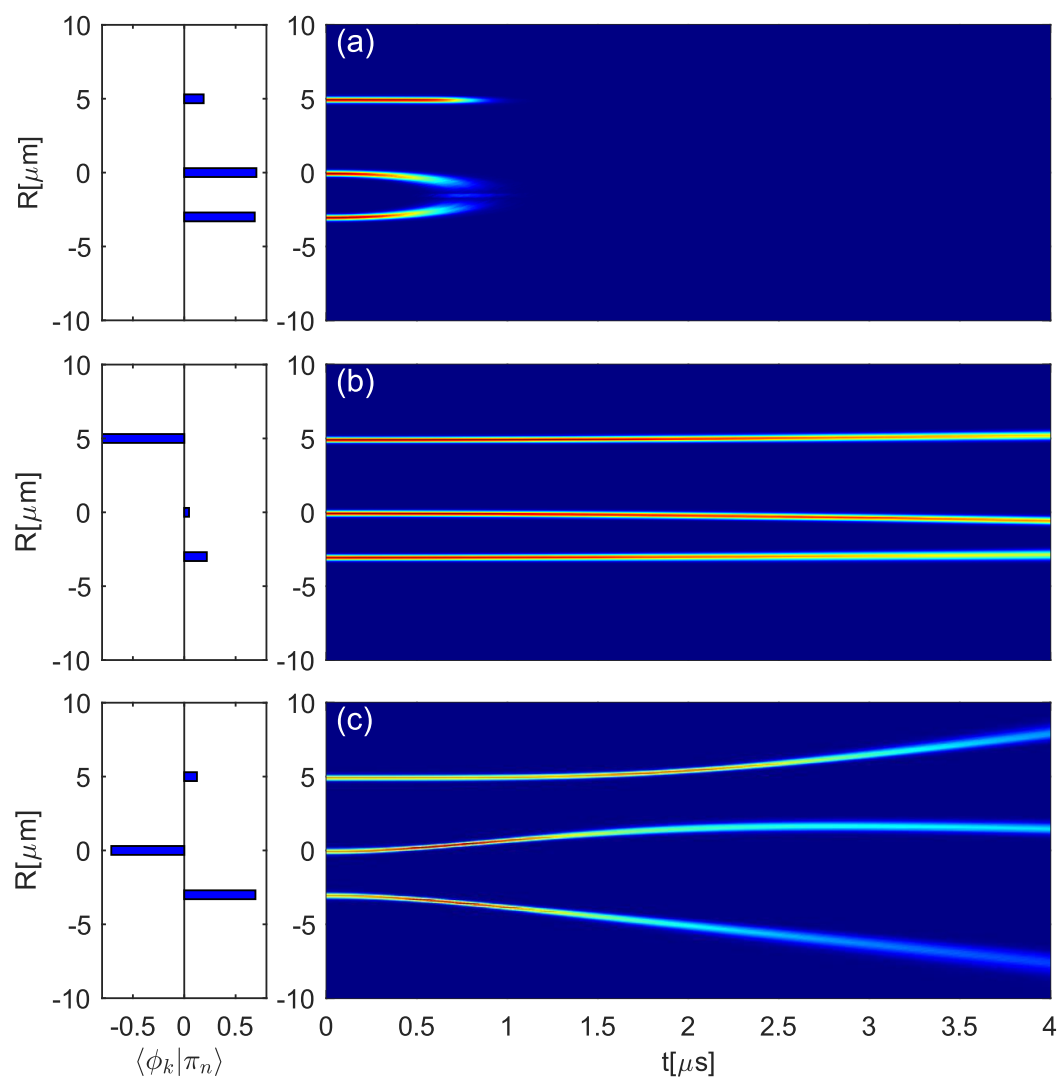
$$\bar{U}(\mathbf{R},t)=\left\langle\Psi(\mathbf{R},t)\left|H^{\mathrm{el}}(\mathbf{R})\right|\Psi(\mathbf{R},t)\right\rangle=\sum_k\left|\tilde{c}_k(t)\right|^2U_k(\mathbf{R})$$

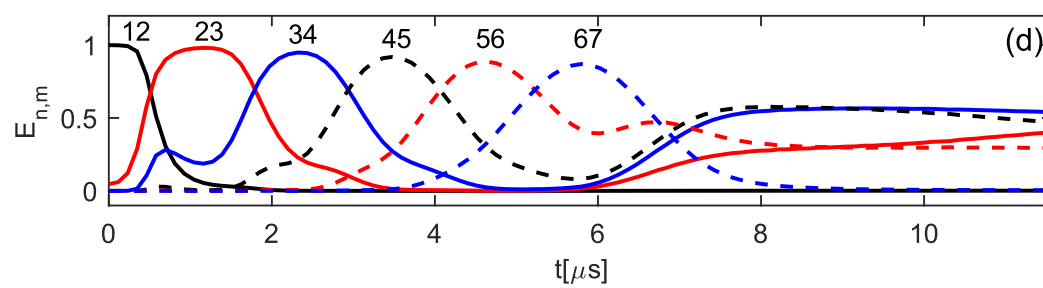
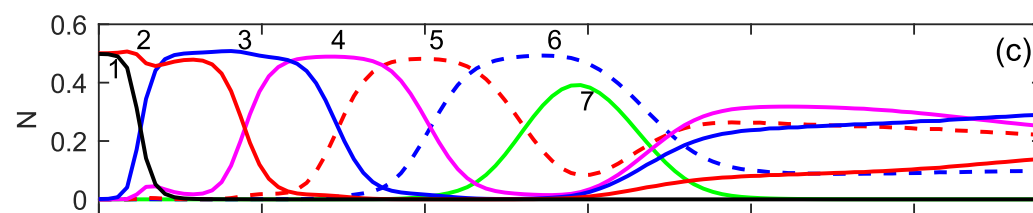
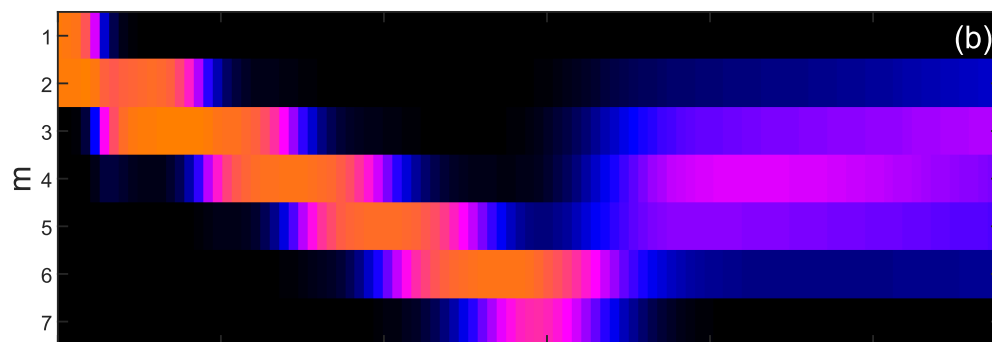
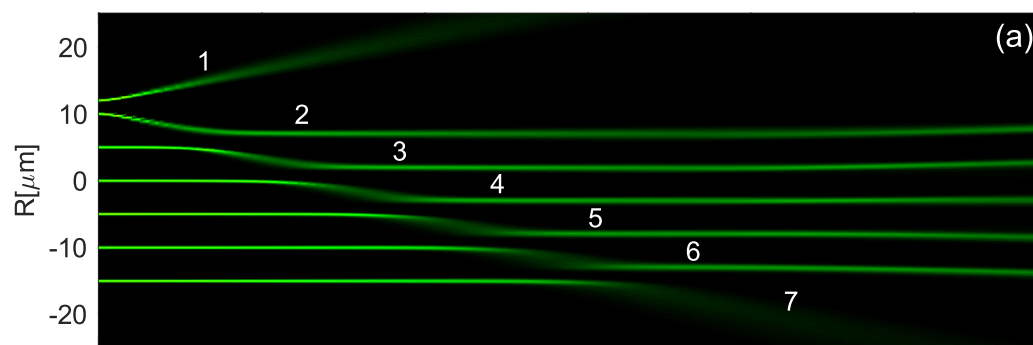
$$M\ddot{\mathbf{R}}=-\nabla_{\mathbf{R}}U_k(\mathbf{R})$$

$$\hat{\sigma}=\sum_{n,m}\sigma_{nm}\left|\pi_n\right\rangle\langle\pi_m\mid$$

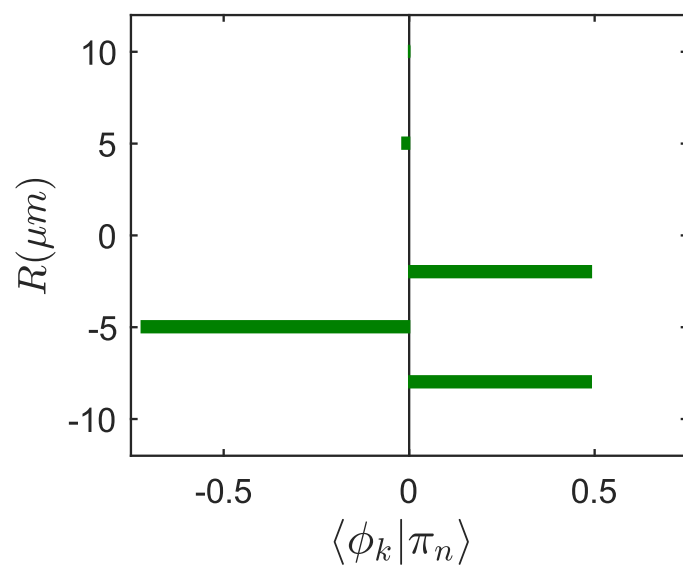
$$\sigma_{nm}=\left\{\frac{\int\mathrm{d}^N\mathbf{R}\phi_n^*(\mathbf{R})\phi_m(\mathbf{R})}{c_n^*c_m}\right.$$

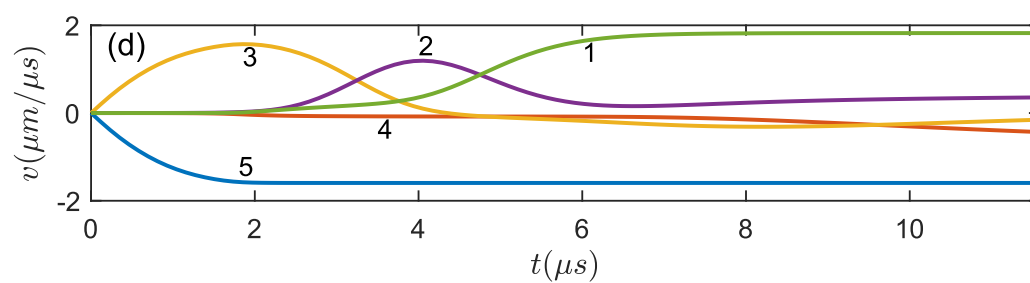
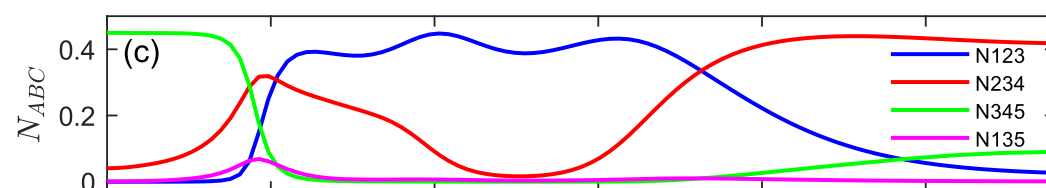
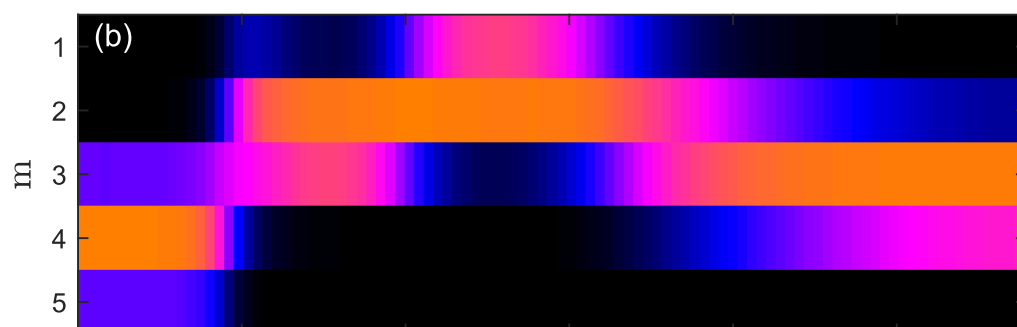
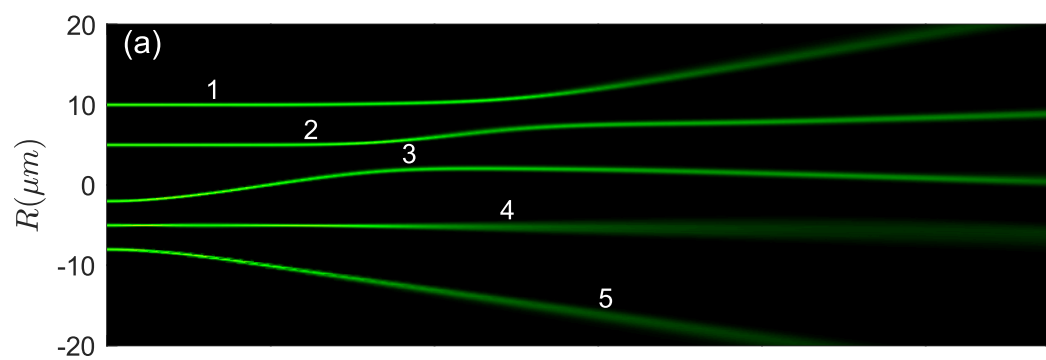


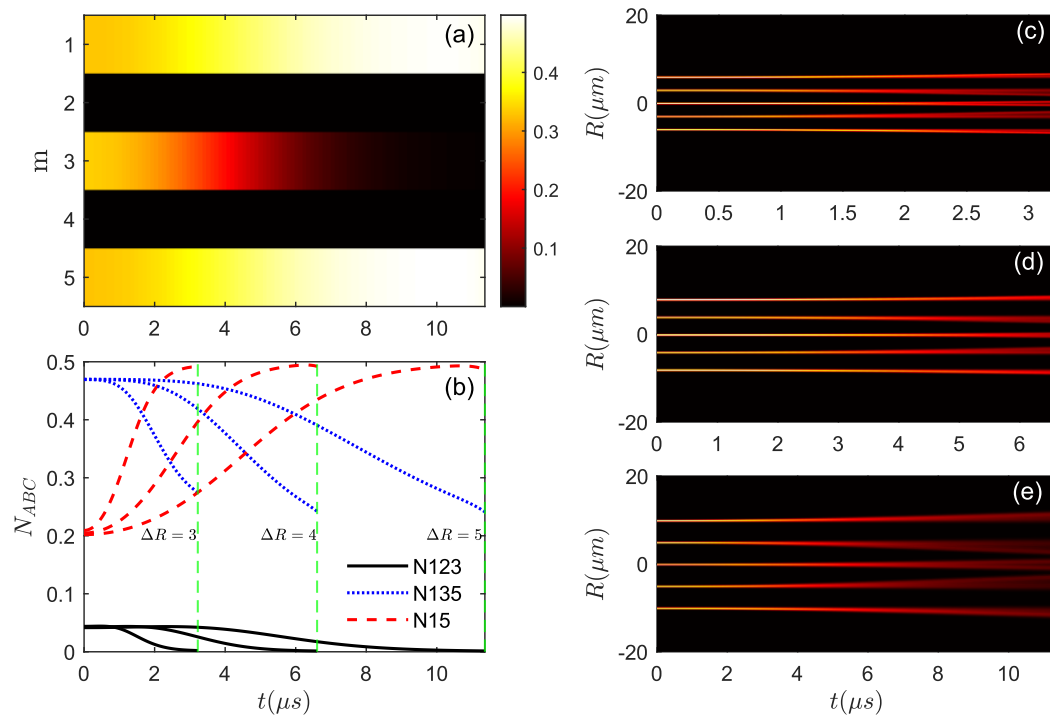
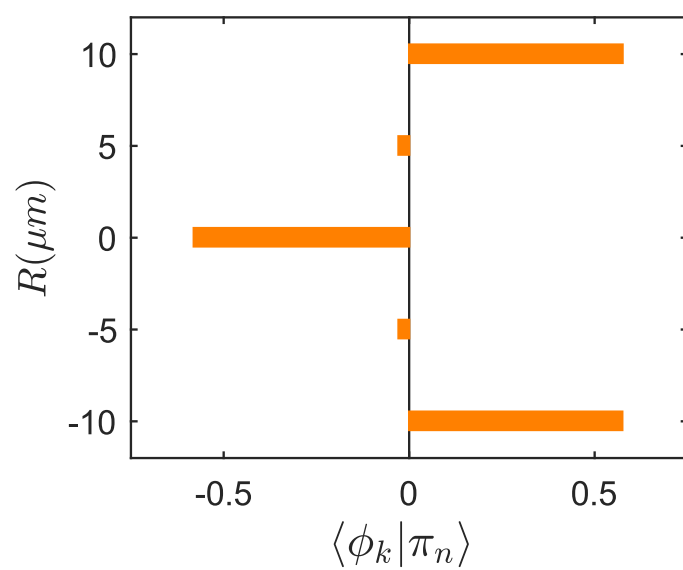


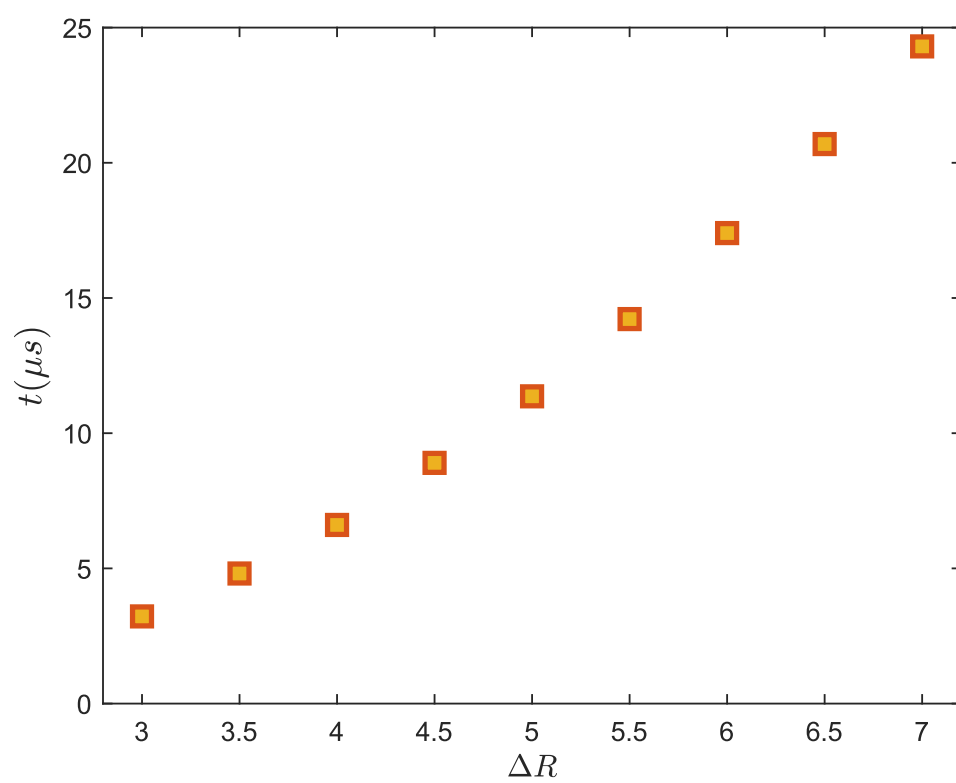


第三章









第四章

在前面的介绍中，量子纠缠是区别微观粒子与宏观世界的重要特性。量子多体问题是量子力学中的重要问题，而多体纠缠又是量子多体问题中最基本的问题之一，它在量子信息技术中有着重要的应用，如量子密码学，量子保密通信，量子计算等等[]。

在度量多体纠缠的许多方法中，负熵(Negativity)是应用比较广泛的一种方法，它的定义为：

$$N_{\alpha,\beta\gamma\delta\epsilon} = \|\rho_{\alpha,\beta\gamma\delta\epsilon}^{T_\alpha}\| - 1, \quad N_{\alpha\beta,\gamma\delta\epsilon} = \|\rho_{\alpha\beta(\gamma\delta\epsilon)}^{T_{\alpha\beta}}\| - 1, \quad N_{\alpha,\beta} = \|\rho_{\alpha\beta}^{T_\alpha}\| - 1,$$

其中 $N_{\alpha,\beta\gamma\delta\epsilon}$ ， $N_{\alpha\beta,\gamma\delta\epsilon}$ 和 $N_{\alpha,\beta}$ 分别表示为 1-4 缠结，2-3 缠结和 1-1 缠结。表达式

$\|\rho_{\alpha(\beta\gamma\delta\epsilon)}^{T_\alpha}\|$ ， $\|\rho_{\alpha\beta(\gamma\delta\epsilon)}^{T_{\alpha\beta}}\|$ 与 $\|\rho_{\alpha\beta}^{T_\alpha}\|$ 分别代表密度矩阵部分转置迹的范数。通常来说，

任意厄密算符 A 的迹与其本征值之和相等， $\|A\| = \text{tr} \sqrt{A^\dagger A}$ ，则：

$$\|M\| - 1 = 2 \sum_{i=1}^N |\lambda_M^{(-)}|^i,$$

其中 $\lambda_M^{(-)}$ 表示矩阵 M 负的本征值。应该指出的是，这些负性的计算是非常复杂和耗时的。

我们使用 π 缠结来度量多体纠缠，它的定义为：

$$\begin{aligned} \pi_A &= N_{A,BCDE}^2 - N_{A,B}^2 - N_{A,C}^2 - N_{A,D}^2 - N_{A,E}^2, \\ \pi_B &= N_{B,ACDE}^2 - N_{B,A}^2 - N_{B,C}^2 - N_{B,D}^2 - N_{B,E}^2, \\ \pi_C &= N_{C,ABDE}^2 - N_{C,A}^2 - N_{C,B}^2 - N_{C,D}^2 - N_{C,E}^2, \\ \pi_D &= N_{D,ABCE}^2 - N_{D,A}^2 - N_{D,B}^2 - N_{D,C}^2 - N_{D,E}^2, \\ \pi_E &= N_{E,ABCD}^2 - N_{E,A}^2 - N_{E,B}^2 - N_{E,C}^2 - N_{E,D}^2, \end{aligned}$$

从中我们可以计算出整体剩余纠缠 π_5 缠结，它的代数平均表示为：

$$\pi_5 = (\pi_A + \pi_B + \pi_C + \pi_D + \pi_E) / 5,$$

它的几何平均表示为：

$$\Pi_5 = (\pi_A \cdot \pi_B \cdot \pi_C \cdot \pi_D \cdot \pi_E)^{\frac{1}{5}}.$$

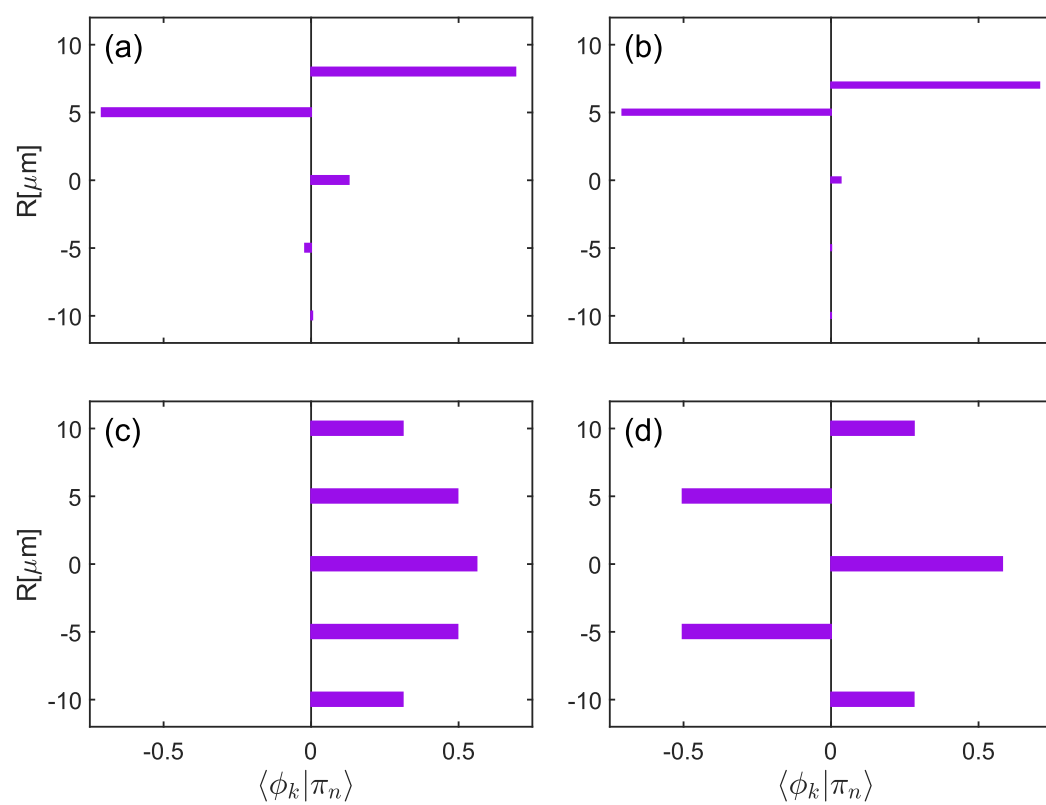


图 4-1

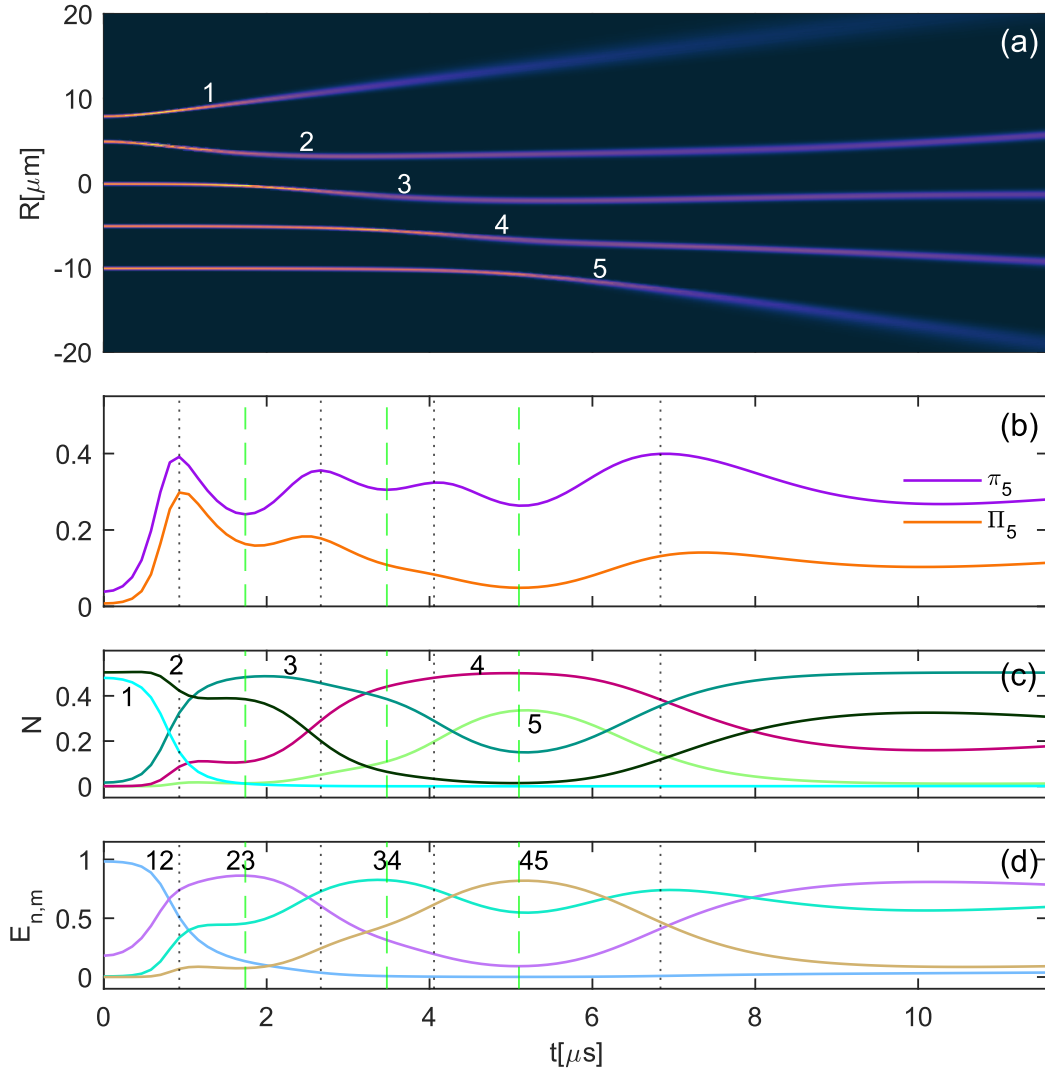


图 4-2 原子间距离不等的五个里德堡原子一维运动。图(a)原子总密度与原子运动轨迹。图(b)五个里德堡原子运动时随时间演化的多体纠缠。图(c)每个原子在绝热面上的透热激发概率。图(d)相邻两个原子的纠缠。

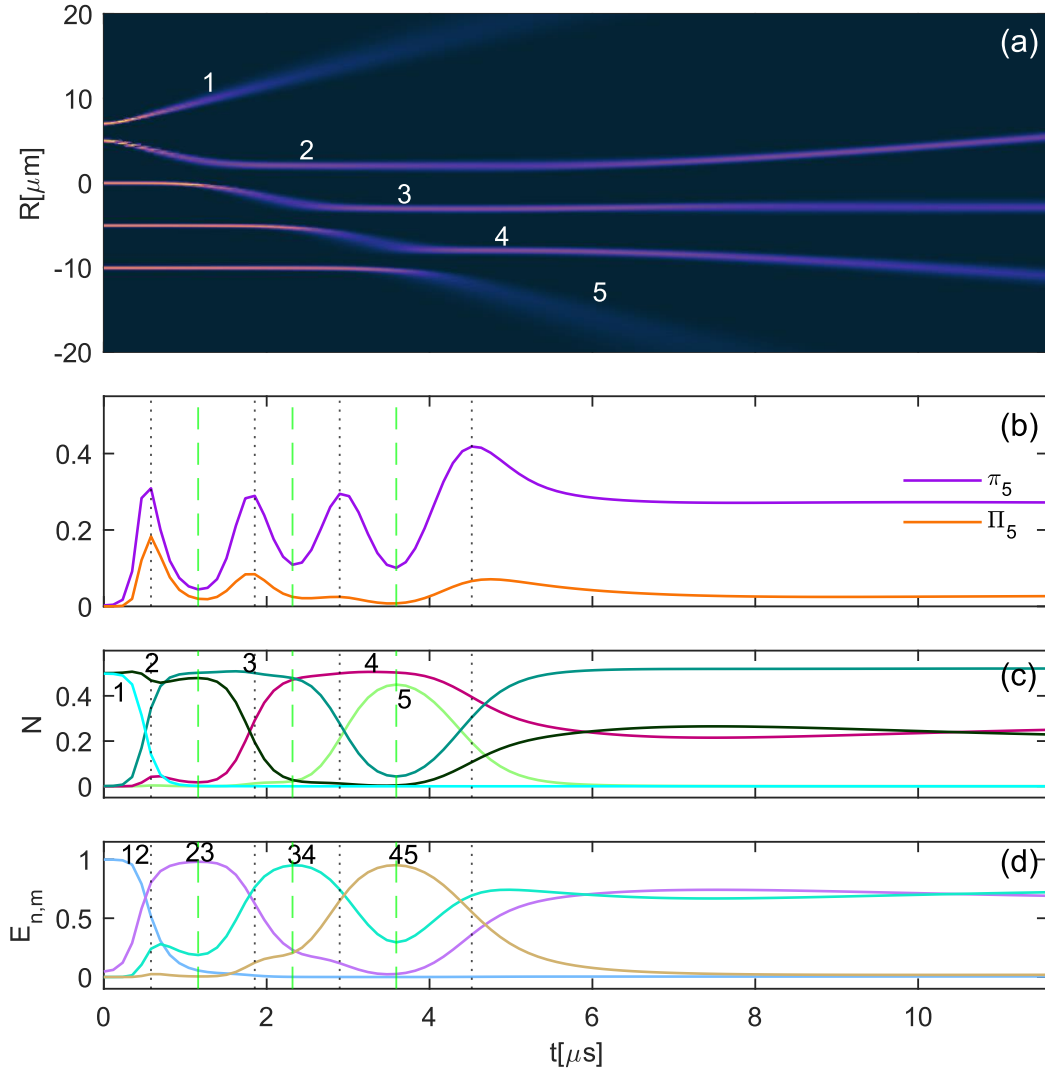


图 4-3 原子间距离不等的五个里德堡原子一维运动。图(a)原子总密度与原子运动轨迹。图(b)五个里德堡原子运动时随时间演化的多体纠缠。图(c)每个原子在绝热面上的透热激发概率。图(d)相邻两个原子的纠缠。

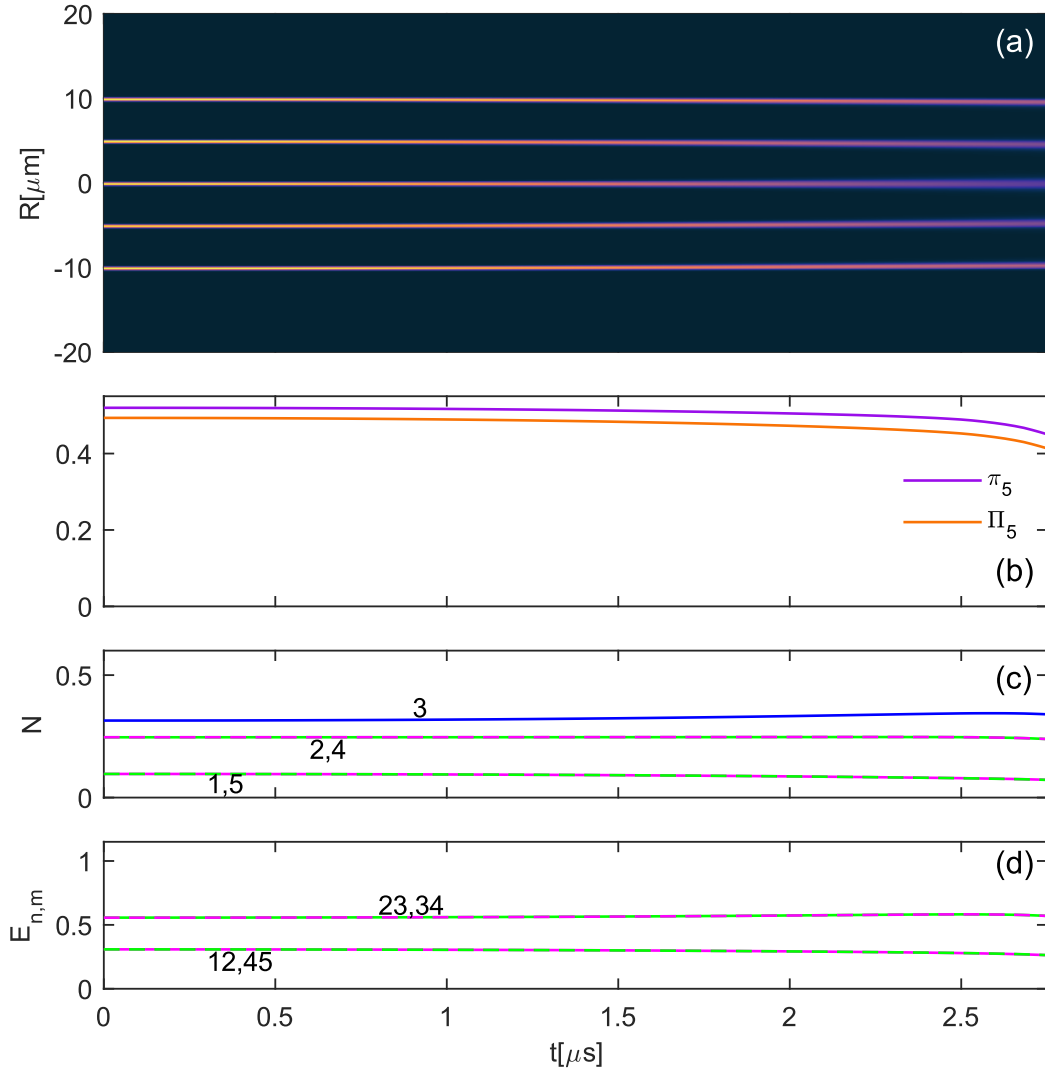


图 4-4 原子间距离相等的五个里德堡原子一维运动。图(a)原子总密度与原子运动轨迹。图(b)五个里德堡原子运动时随时间演化的多体纠缠。图(c)每个原子在绝热面上的透热激发概率。图(d)相邻两个原子的纠缠。

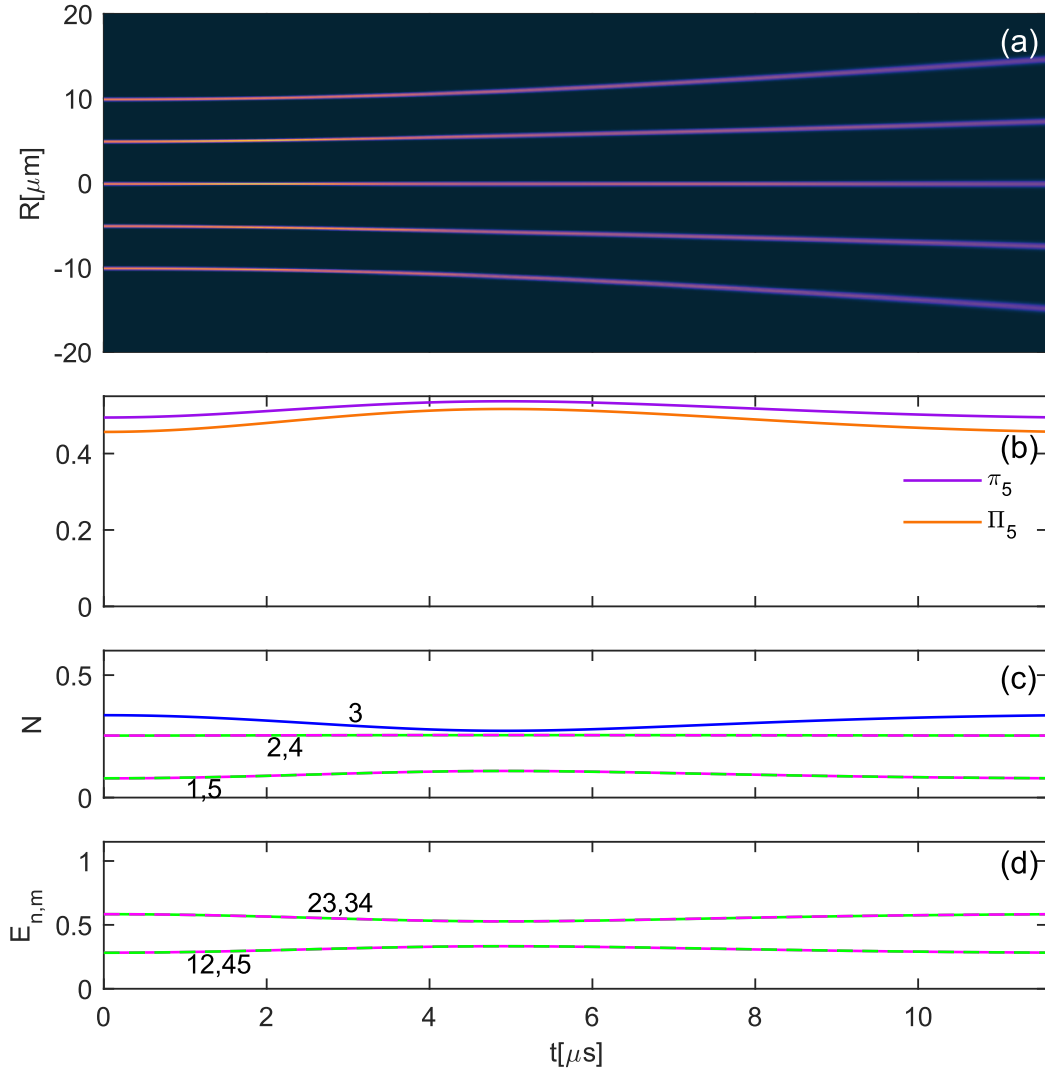
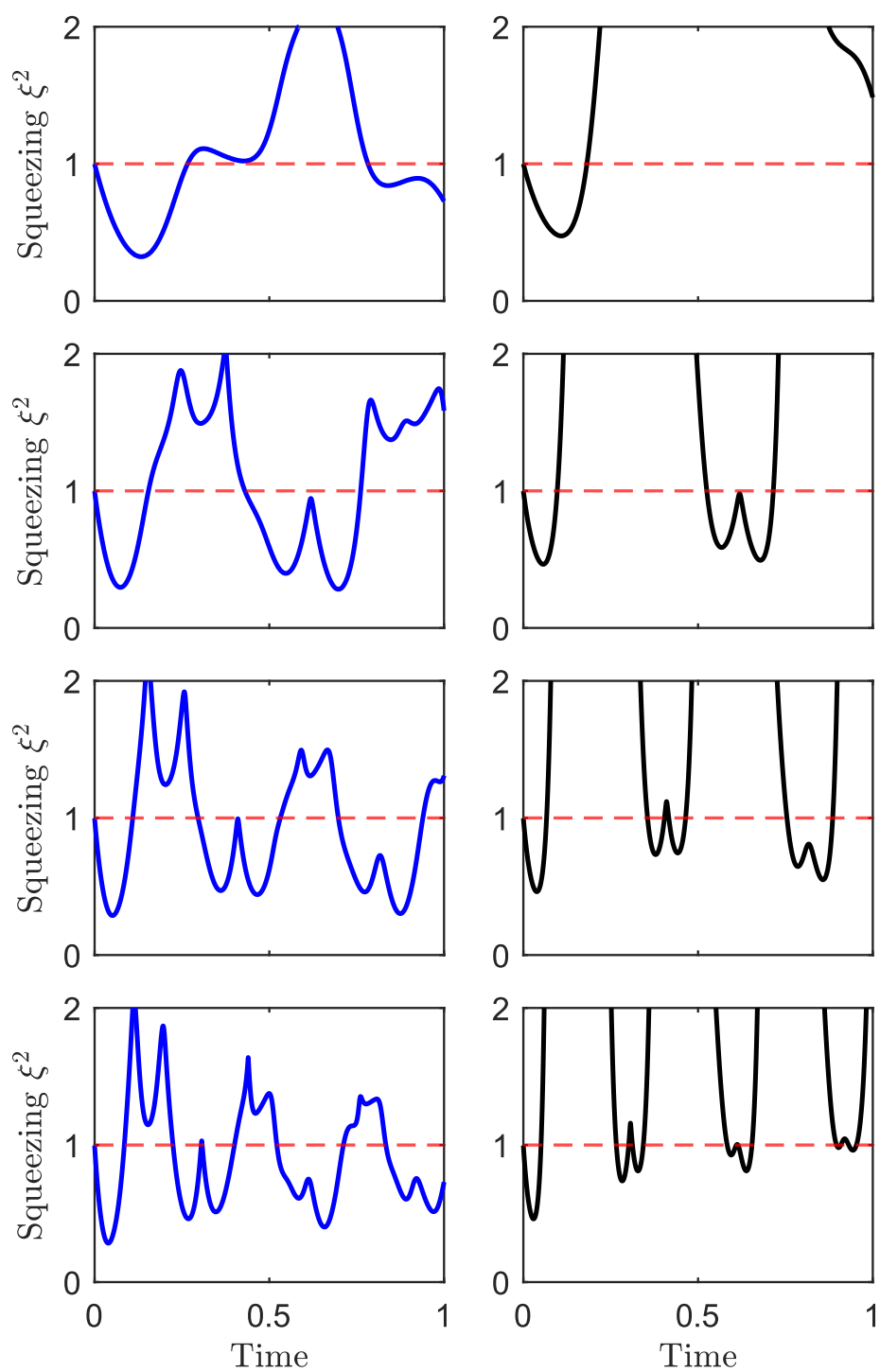
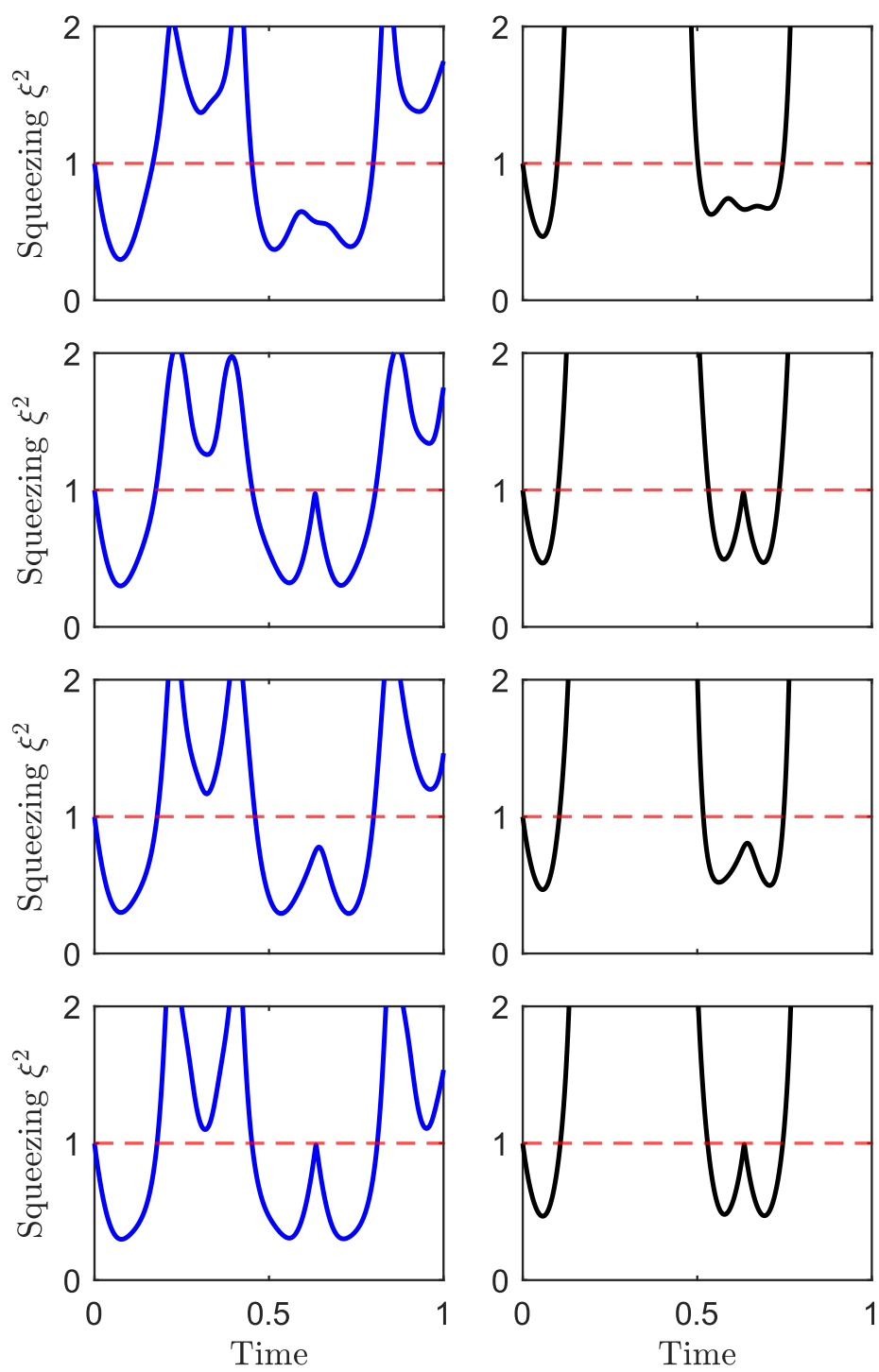
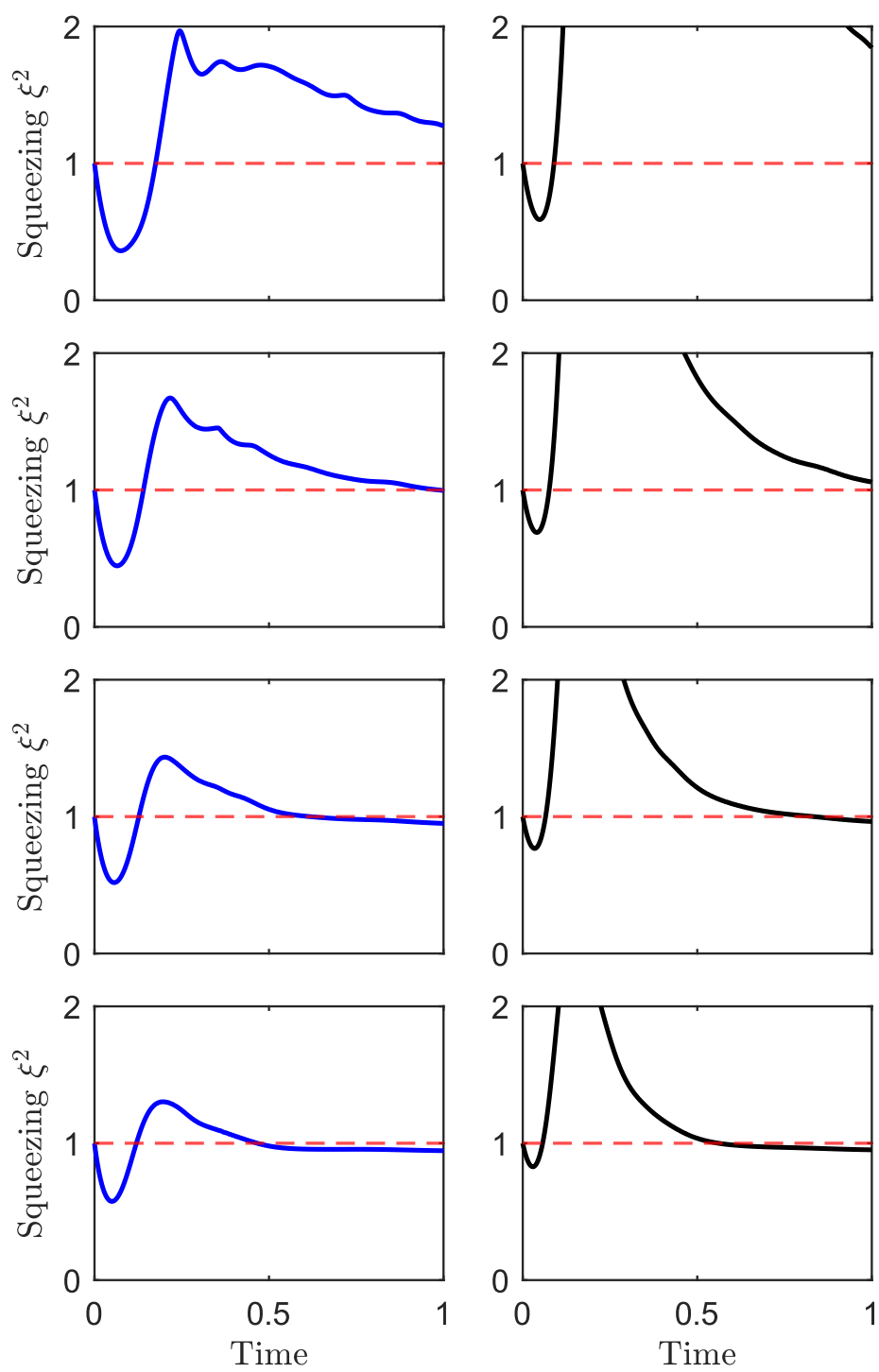


图 4-5 原子间距离相等的五个里德堡原子一维运动。图(a)原子总密度与原子运动轨迹。图(b)五个里德堡原子运动时随时间演化的多体纠缠。图(c)每个原子在绝热面上的透热激发概率。图(d)相邻两个原子的纠缠。

第五章



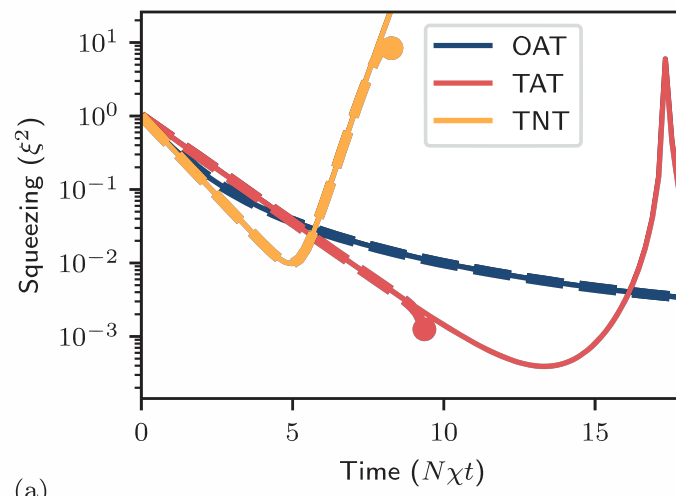




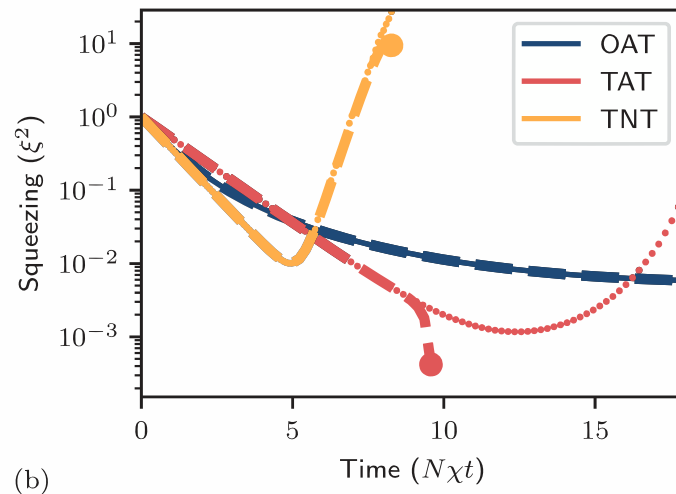
第六章

展开算法

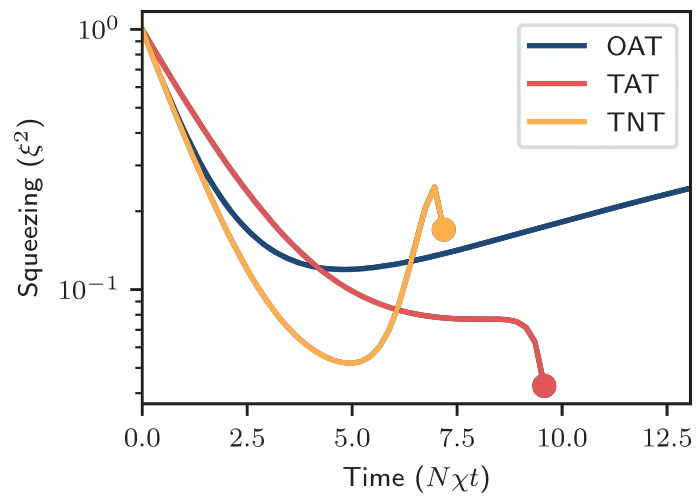
$$\mathcal{O} = \sum_m \mathcal{O}_m \mathcal{S}_m,$$



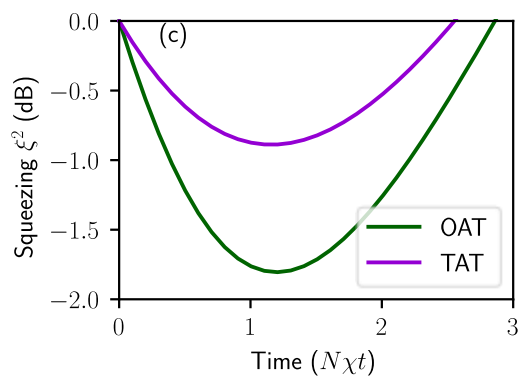
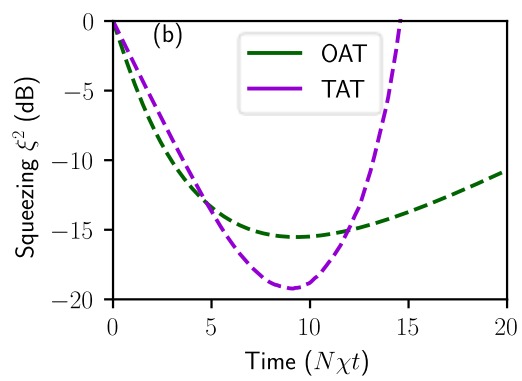
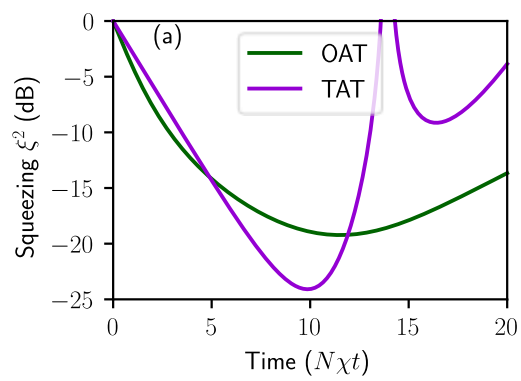
(a)



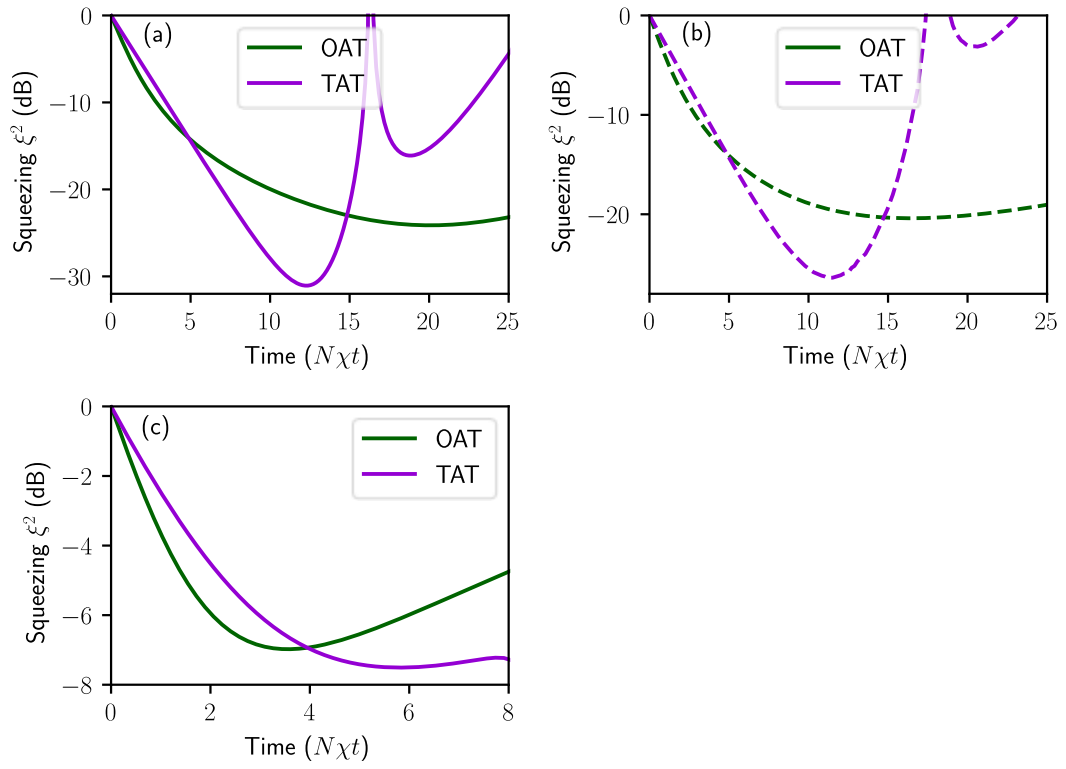
(b)



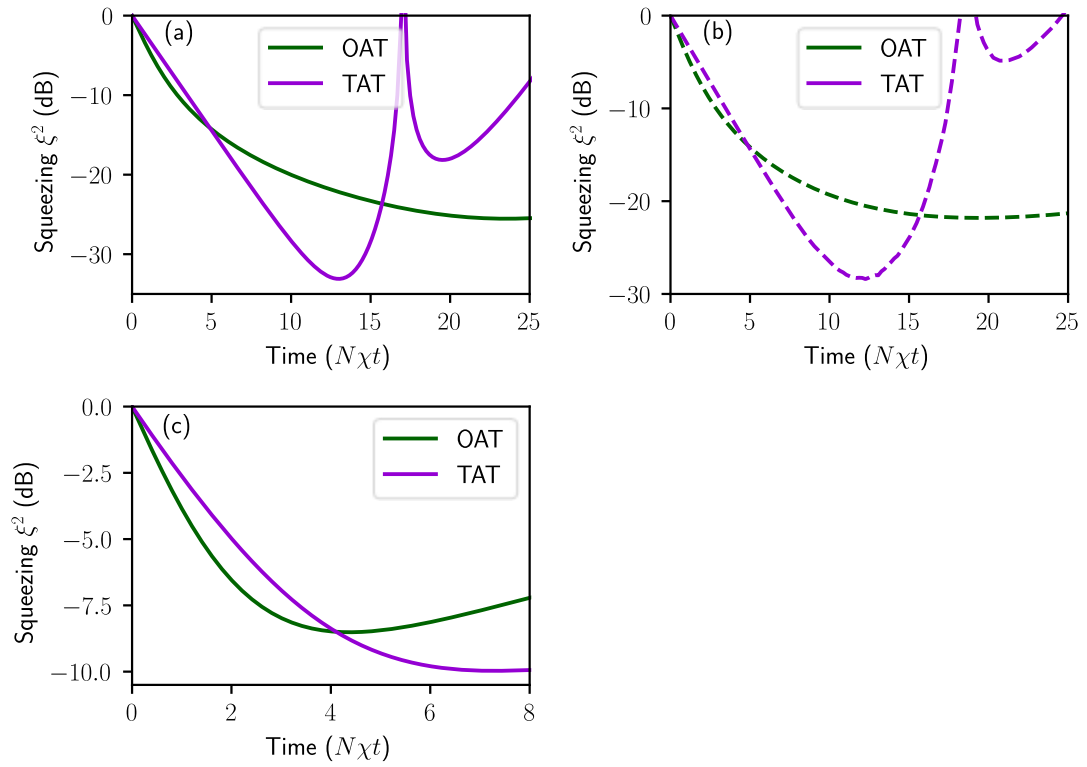
1e3



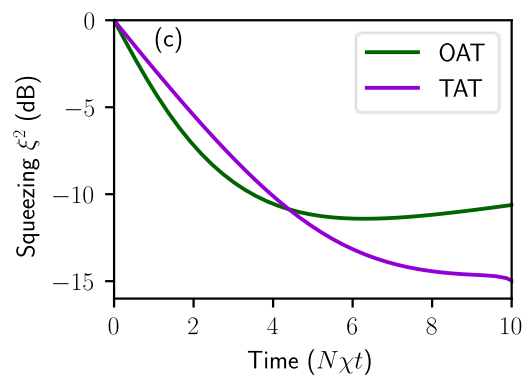
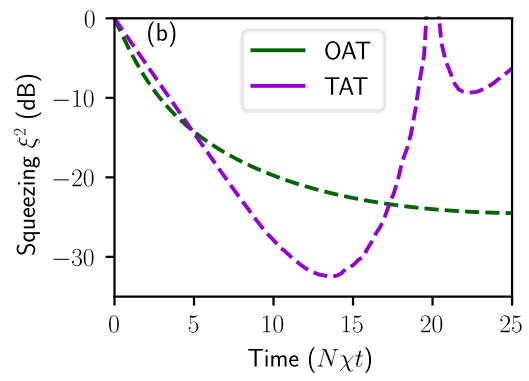
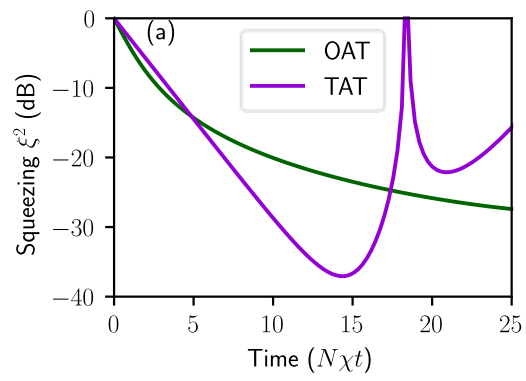
5e3



8e3



2e4



结论

参考文献