3P102　２次モンテカルロ波動関数法を用いた２成分ボーズ・アインシュタイン凝縮ガスの散逸量子位相ダイナミクス

(阪大院基礎工) ○中野雅由，岸　亮平，太田　克，高橋英明，古川信一

【序】 原子集団の巨視的量子状態を実現するボーズ・アインシュタイン凝縮（BEC）ガスにおいて、多光子遷移による Josephson タイプの結合により、２成分 BEC ガスの成分間構成原子数差に関して、ある条件下でシュレーディンガーの猫状態が生成することが理論的に予測されている。前回、その巨視的量子重ね合わせ（シュレーディンガーの猫）状態の生成と長時間ダイナミクスの特徴を量子位相ダイナミクスの観点から明らかにした。将来の量子情報デバイスの実現のためには、量子性の顕著な特徴の一つである量子重ね合わせ状態や量子エンタングルメント状態の生成機構の解明と、それらのサイズを大きくし寿命を長くするためにそのダイナミクスを制御する技術の開発が必須である。しかしながら、これらの巨視的量子重ね合わせ状態は緩和の影響を受けやすく、様々な緩和過程における散逸ダイナミクスの特徴を明らかにすることは重要である。本研究では、近年提案された波動関数に基づく量子緩和過程理論であるモンテカルロ波動関数法[1]を用いて熱雲との相互作用による純粋位相緩和や１体、３体ロスによる BEC 消滅の効果を検討する。

【計算と結果】 成分内（$W^{\mathrm{AA(BB)}}$）および成分間（W^{AB}）の２体の相互作用と弱い Josephson 結合を持つ系を考える。１次元２成分ハミルトニアンは以下のように表される。

$$\hat{H} = \int \Big[\hat{\psi}_{\mathrm{A}}^{+} \hat{H}^{\mathrm{A}} \hat{\psi}_{\mathrm{A}} + \hat{\psi}_{\mathrm{B}}^{+} \hat{H}^{\mathrm{B}} \hat{\psi}_{\mathrm{B}} + \frac{\lambda}{2} \left(\hat{\psi}_{\mathrm{A}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{B}} + \hat{\psi}_{\mathrm{B}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{A}} \right) + \frac{W^{\mathrm{AA}}}{2} \hat{\psi}_{\mathrm{A}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{A}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{A}} \hat{\psi}_{\mathrm{A}} + \frac{W^{\mathrm{BB}}}{2} \hat{\psi}_{\mathrm{B}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{B}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{B}} \hat{\psi}_{\mathrm{B}} + W^{\mathrm{AB}} \hat{\psi}_{\mathrm{A}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{B}}^{+} \hat{\psi}_{\mathrm{B}} \hat{\psi}_{\mathrm{A}} \Big] dx \quad (1)$$

ここで、右辺第一項および第二項は成分 A, B の単一粒子ハミルトニアンに関する項、第三項は、成分間のジョセフソン結合（低周波数の遷移により実現）、第四、五項は各々、A、B の成分内の２体相互作用、最後の項は成分間の２体相互作用である。これらの相互作用の大きさの違いにより通常の時間発展により成分間原子数差分布に関してシュレーディンガーの猫状態が生成する。シュレーディンガーの猫状態のサイズ（原子数差）は Josephson 結合の強さ λ を変えることで調整できることが知られている。Josephson 結合 λ を変化させ、Milburn らの閾値 $\lambda_{\mathrm{c}} = (W_{1111}^{\mathrm{AA(BB)}} - W_{1111}^{\mathrm{AB}})N/4$ に比べて、大きい場合、等しい場合、小さい場合に関して、シュレーディンガーの猫のサイズおよびその崩壊－復活の周期は、表１に示すようになることが前回の結果より判明した。

表１．シュレーディンガーの猫状態のパラメータ依存性

	Size	Lifetime(revival period)
$\lambda < \lambda_{\mathrm{c}}$	Small	Long
$\lambda = \lambda_{\mathrm{c}}$	Maximum	Medium
$\lambda > \lambda_{\mathrm{c}}$	Small	Short

緩和に関しては、BEC ガスを取り巻く熱雲（レザバー）との相互作用による純粋位相緩和と BEC 系の１体および 3 体ロスを考慮した。純粋位相緩和を記述する系－レザバー相互作用ハミルトニアンは、

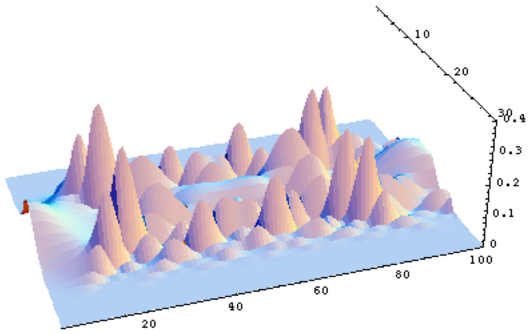
$$\hat{H}_{\text{int-phase}} = \sum_{i,j} \gamma_{ij}(r_i + r_i^{+})(a_j^{+}a_j + b_j^{+}b_j) \tag{2}$$

これは明らかに、純粋に位相に関する影響のみしか与えず BEC 原子のポピュレーションを変化させない。１体および 3 体ロスによる BEC 状態からの散逸は、次のハミルトニアンで記述できる。

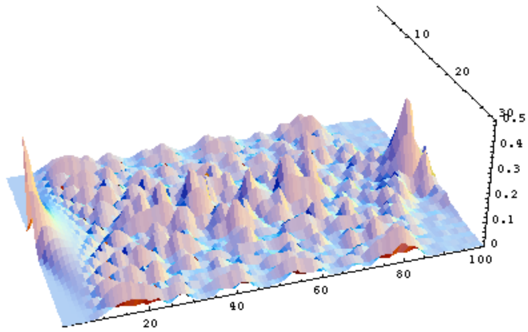
$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{int-pop}} = &\sum_{i,j}\left(\xi_{1\mathrm{A}ij}^{*}a_i r_j^{+} + \xi_{1\mathrm{A}ij}a_i^{+}r_j\right) + \sum_{i,j}\left(\xi_{1\mathrm{B}ij}^{*}b_i r_j^{+} + \xi_{1\mathrm{B}ij}b_i^{+}r_j\right) \\ &+ \sum_{i,j}\left(\xi_{3\mathrm{A}ij}^{*}\left(a_i\right)^3 r_j^{+} + \xi_{3\mathrm{A}ij}\left(a_i^{+}\right)^3 r_j\right) + \sum_{i,j}\left(\xi_{3\mathrm{B}ij}^{*}\left(b_i\right)^3 r_j^{+} + \xi_{3\mathrm{B}ij}\left(b_i^{+}\right)^3 r_j\right)\end{aligned} \tag{3}$$

これらの系－レザバー相互作用ハミルトニアンを用いて、量子マスター方程式を導出し、それを基に２次のモンテカルロ波動関数法[1]を用いた定式化を行いダイナミクスを実行した（図１）。詳細は当日報告する。

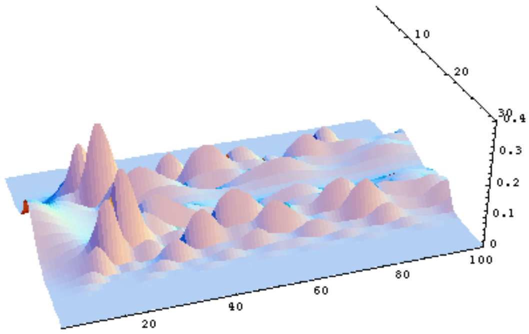
(a) 成分間原子数差分布（緩和なし）



(b) 成分間相対位相分布（緩和なし）



(c) 成分間原子数差分布（純粋位相緩和）



(d) 成分間相対位相分布（純粋位相緩和）

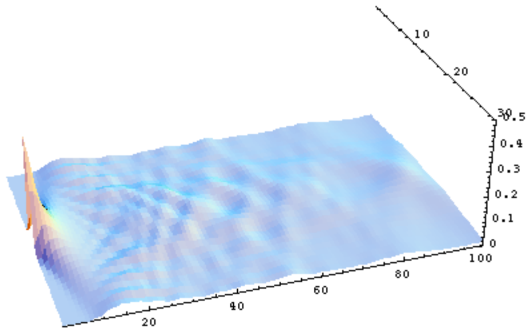


図１. 構成原子数 N =30、λ_{11} = 0.3 s^{-1}、$W_{1111}^{\mathrm{AA(BB)}} = 1.2$ s^{-1}、$W_{1111}^{\mathrm{AB}} = 0.935$ s^{-1}の場合のダイナミクス。純粋位相緩和定数は、0.02 s^{-1}

【参考文献】

[1] (a) M. Nakano and K. Yamaguchi, Int. J. Quantum Chem. **95**, 461 (2003), (b) M. Nakano, R. Kishi, T. Nitta and K. Yamaguchi, J. Chem. Phys. **119**, 23, 12106 (2003), (c) M. Nakano, R. Kishi, T. Nitta and K. Yamaguchi, Phys. Rev. A, 033407-1-10 (2004).