

---

# 冷却原子系を用いた 開放量子系・量子非平衡系 の研究

---



KEK 素核研・物構研 連携研究会@オンライン 2023/2/17

大阪大学 量子情報・量子生命研究センター  
中島秀太

# 2023連携研究会のテーマ

量子多体開放系における  
「量子測定・量子もつれ・decoherence」

# 発表の流れ

- Introduction

- ✓ 冷却原子系とは？
- ✓ 冷却原子系の特徴
- ✓ 光格子中の冷却原子, 量子気体顕微鏡
- ✓ エンタングルメント・エントロピーの測定 ※我々の実験ではない

- 光格子中の冷却Yb原子を用いた開放量子多体系の実験

- ✓ 量子相転移に対する散逸の効果の研究

T. Tomita, S. N., I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

- 今後: 学術変革領域「極限宇宙」

- ✓ 測定誘起相転移
- ✓ 非時間順序相関関数(OTOC)測定

# 発表の流れ

## • Introduction

- ✓ 冷却原子系とは？
- ✓ 冷却原子系の特徴
- ✓ 光格子中の冷却原子, 量子気体顕微鏡
- ✓ エンタングルメント・エントロピーの測定 ※我々の実験ではない

## • 光格子中の冷却Yb原子を用いた開放量子多体系の実験

- ✓ 量子相転移に対する散逸の効果の研究

T. Tomita, S. N., I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

## • 今後: 学術変革領域「極限宇宙」

- ✓ 測定誘起相転移
- ✓ 非時間順序相関関数(OTOC)測定

# 冷却原子系とは？

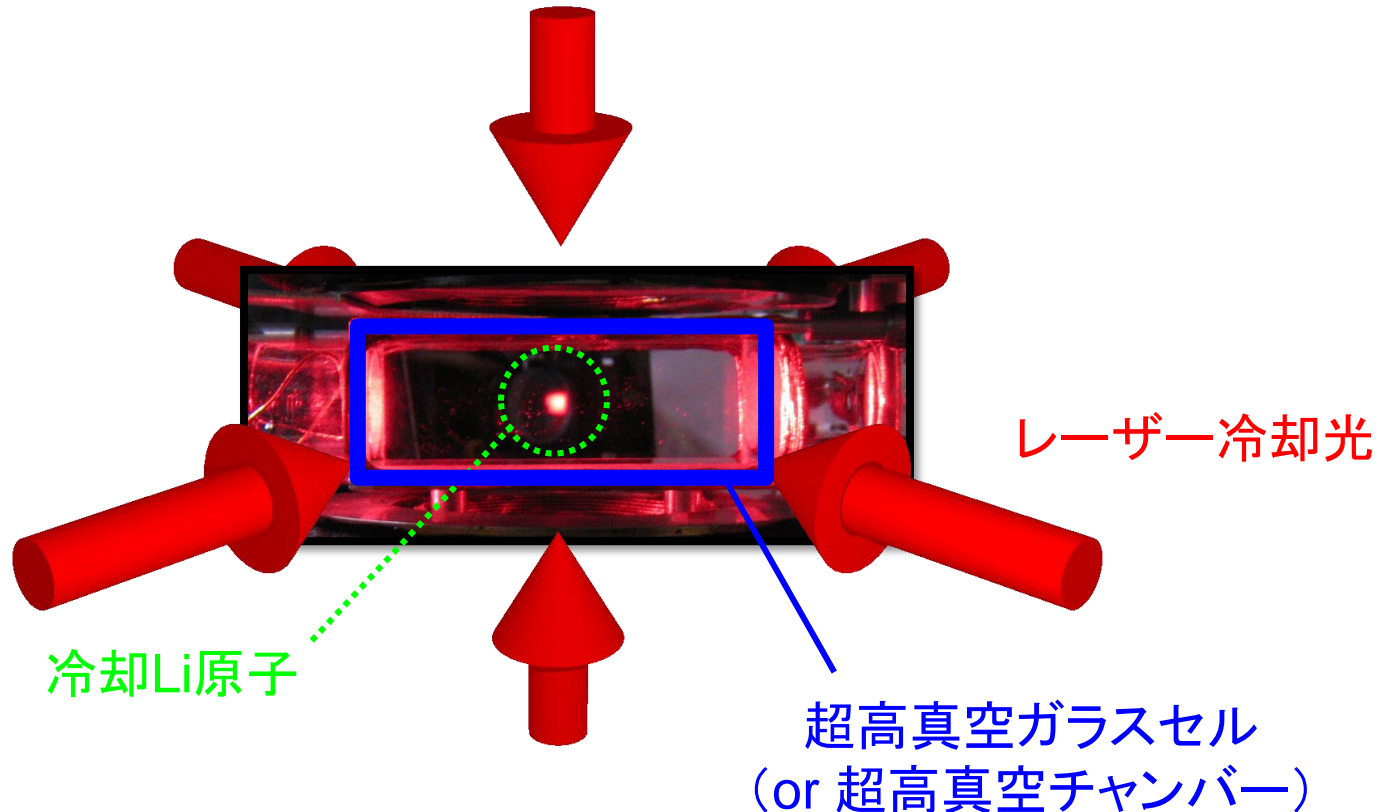
レーザー冷却技術により実現された極低温の希薄な原子気体

~10nK

~10<sup>13</sup>/cm<sup>3</sup>

(cf. 空気~10<sup>19</sup>/cm<sup>3</sup>)

実験系の例 (Li原子)



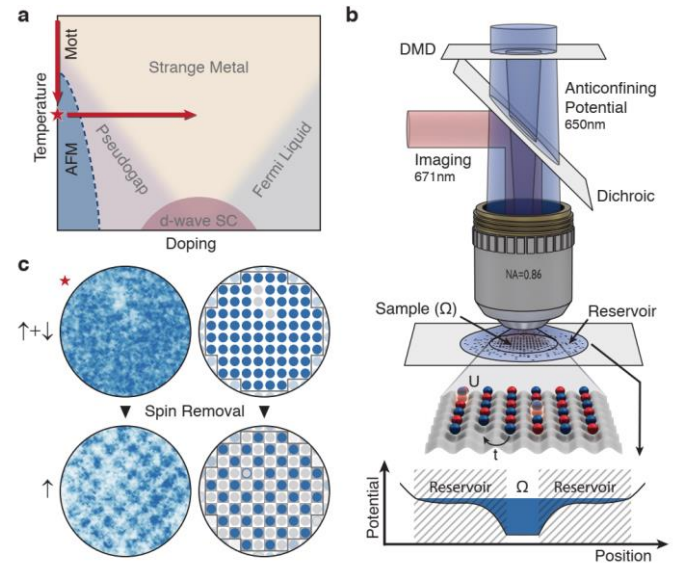
(上田ERATO向山グループで撮影)

# 冷却原子系のプラットフォーム

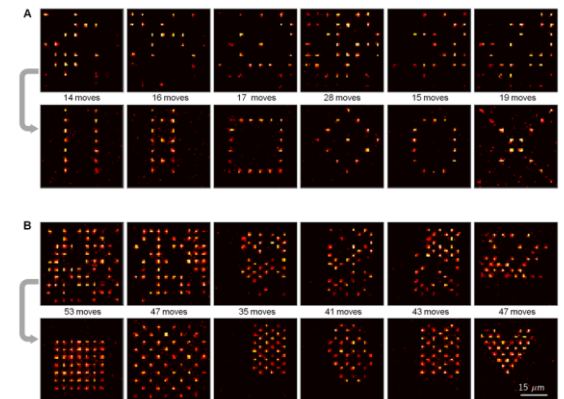
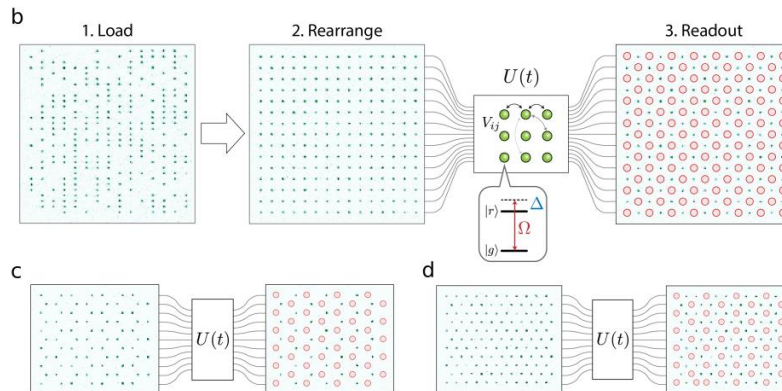
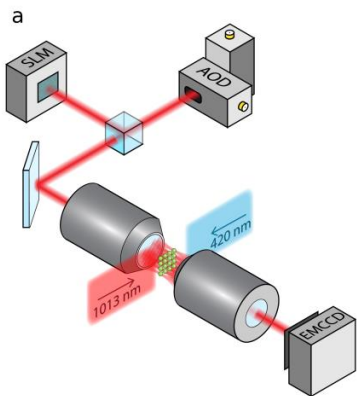
## 光格子中の冷却原子系

- ✓ レーザーの定在波が作る周期ポテンシャル(光格子)
- ✓ Hubbardモデルの量子シミュレータ
- ✓ 量子気体顕微鏡

A. Mazurenko *et al.*, Nature **545**, 462 (2017);  
arXiv:1612.08436



## 光ピンセット列 (optical tweezer array) ※大森先生講演



S. Ebadi *et al.*, Nature **595**, 227 (2021); arXiv:2012.12281

D. Barredo *et al.*, Science **354**, 1021 (2016); arXiv:1607.03042

# 冷却原子系の特徴

極低温

ultracold

希薄

dilute

中性

Charge neutral



孤立系

isolated

光格子

Optical lattice

# 冷却原子系の特徴

極低温

希薄

中性

孤立系

光格子



# 冷却原子系の特徴①

極低温

希薄

中性

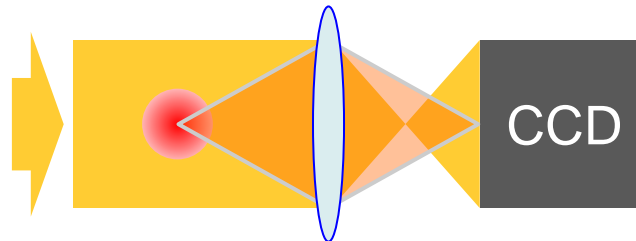
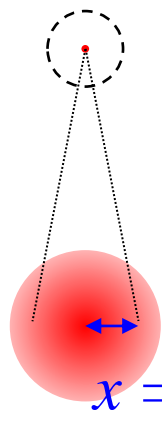
孤立系

光格子

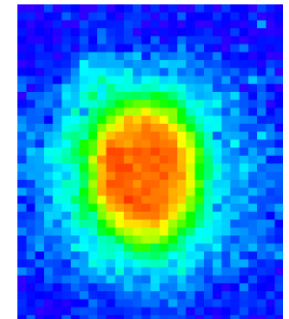
- エネルギースケールが小さい( $\sim 1$  kHz)

運動エネルギー, Fermi温度

- ✓ ダイナミクスが実時間で見られる
- ✓ 運動量分布の直接観測(飛行時間法)



TOFイメージ  
(運動量分布を反映)



# 冷却原子系の特徴①

極低温

希薄

中性

孤立系

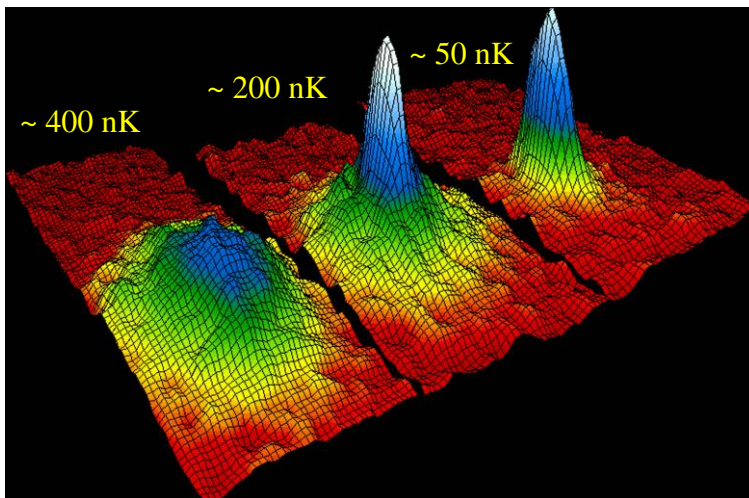
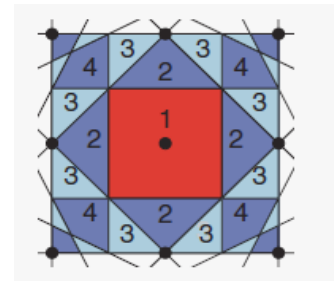
光格子

- エネルギースケールが小さい( $\sim 1$  kHz)

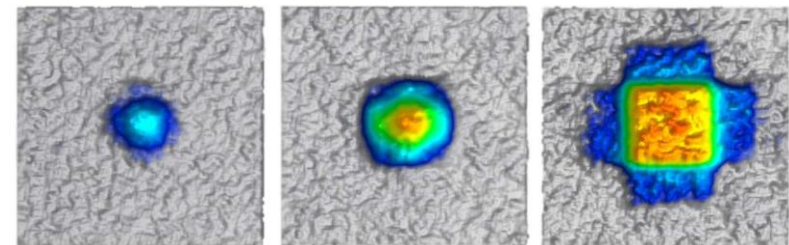
運動エネルギー, Fermi温度

- ✓ ダイナミクスが**実時間**で見られる
- ✓ 運動量分布の直接観測(**飛行時間法**)

Reciprocal lattice and Brillouin zones for a 2D lattice.



Bose-Einstein凝縮 (Wikipedia)



filling

T. Esslinger *et al.* PRL 94,080403(2004)

## 冷却原子系の特徴②

極低温

希薄

中性

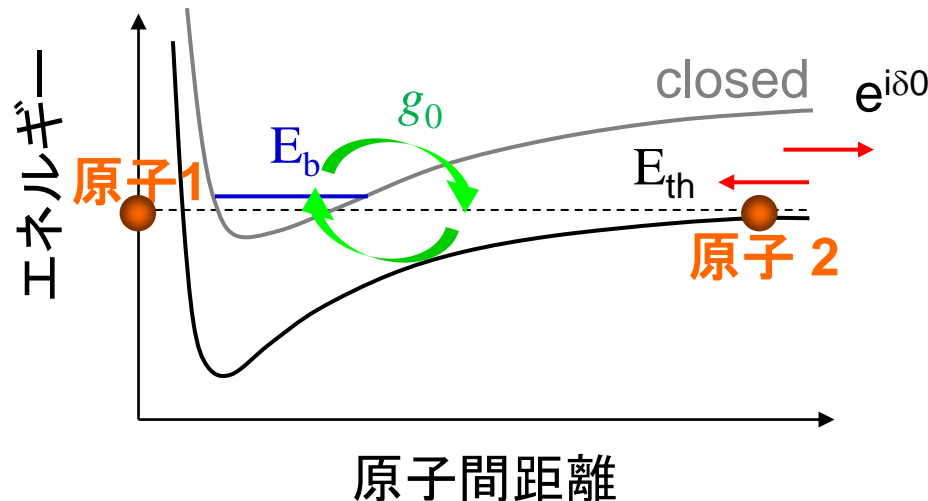
孤立系

光格子

- 相互作用が簡単になる(部分波展開  $\Rightarrow$   $s$ 波( $l=0$ )のみ)
- 相互作用の制御が可能(Feshbach共鳴)

$$U(r) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(r) \frac{\partial}{\partial r} r$$

実効原子間相互作用ポテンシャル  
(pseudo potential)



散乱長を磁場により制御！  
(Feshbach共鳴)

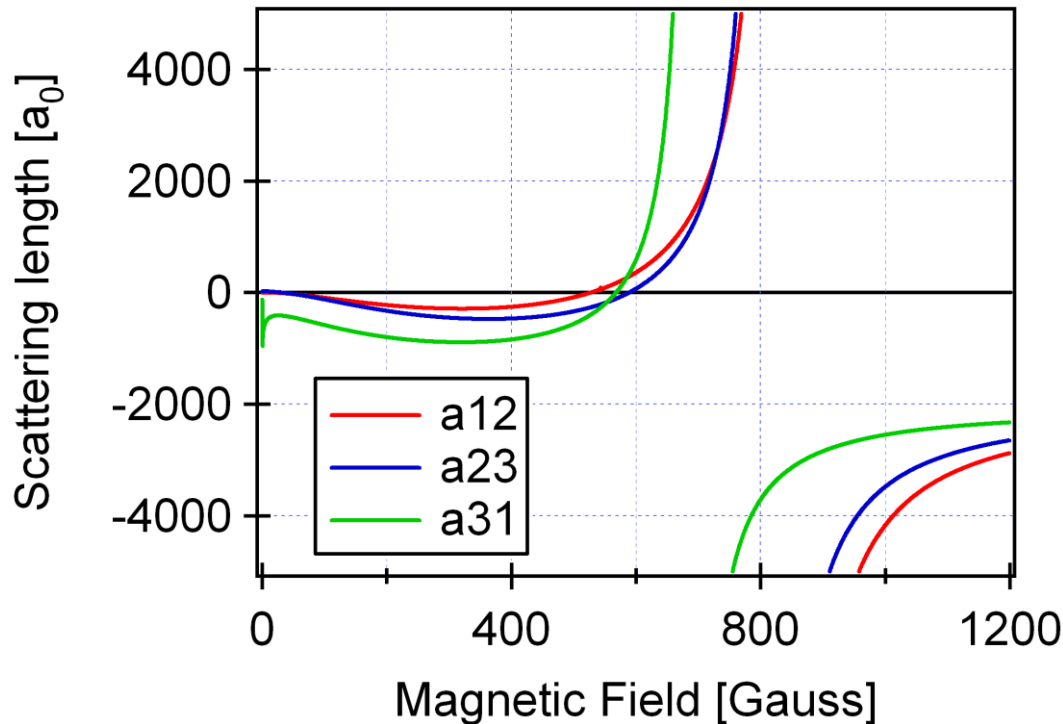
$$a = a_{bg} \left( 1 + \frac{\Delta B}{B - B_0} \right).$$

# 磁場Feshbach共鳴の例

例)

${}^6\text{Li}$ 原子の基底状態の3つの超微細  
スピン $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ ,  $|3\rangle$  間の散乱長

$$a = a_{\text{bg}} \left( 1 + \frac{\Delta B}{B - B_0} \right).$$



磁場により相互作用  
(散乱長)を  
引力( $a < 0$ )から  
斥力( $a > 0$ )まで  
自在に制御可能



相互作用する量子多体系  
の量子シミュレーションに  
有効！

## 冷却原子系の特徴③

極低温

希薄

中性

孤立系

光格子

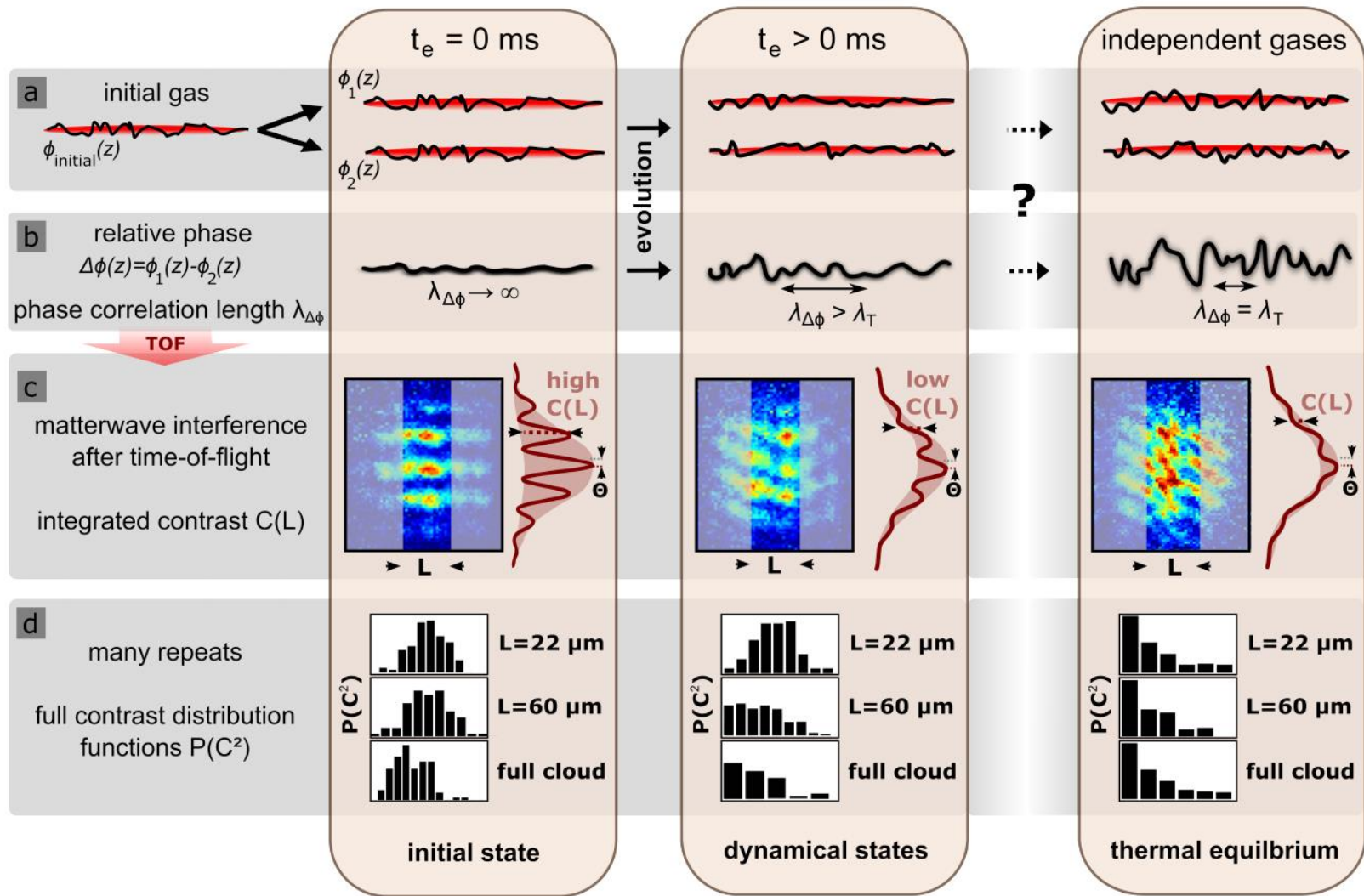
- (運動自由度が)外部電磁場と直接は結合しない
- 超高真空環境の中で光(または磁場)でトラップ



⇒ ✓ 非常に良い孤立量子系

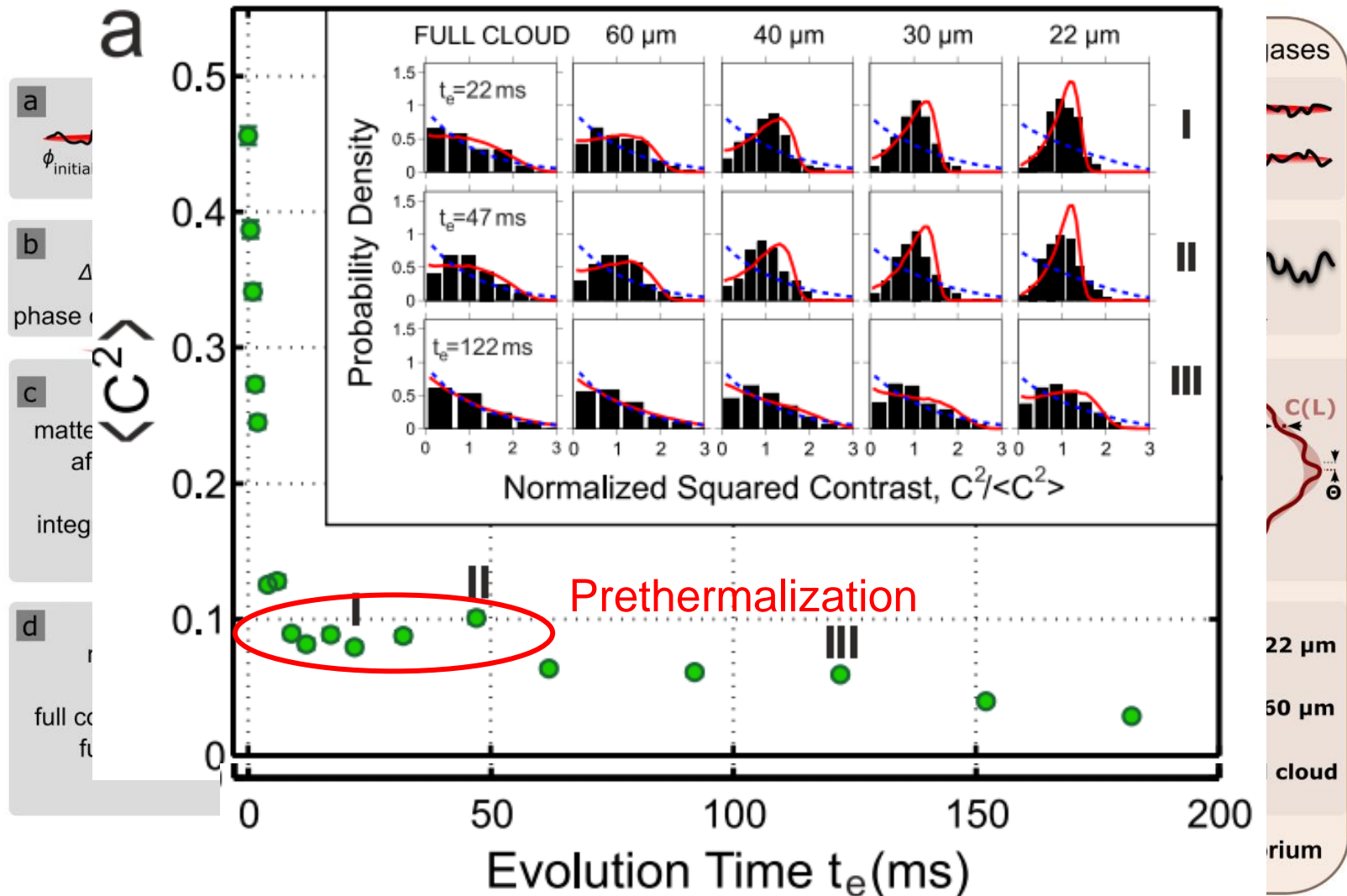
# 孤立量子系の熱平衡化

- ✓ Relaxation and Prethermalization in an Isolated Quantum System  
(M. Gring *et al.*, Science, **33**, 1318 (2012); arXiv:1112.0013)



# 孤立量子系の熱平衡化

- ✓ Relaxation and Prethermalization in an Isolated Quantum System  
(M. Gring *et al.*, Science, **33**, 1318 (2012); arXiv:1112.0013)

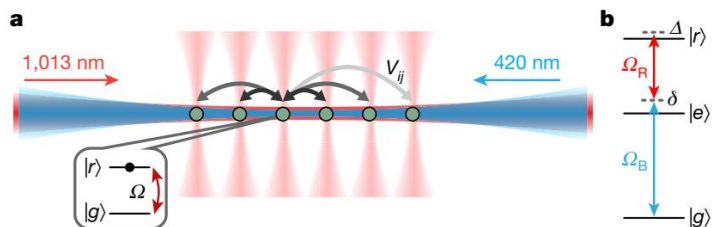




# 量子多体傷跡状態の発見

## 量子イジングモデル (光ピンセット系, Lukin group @ Harvard)

H. Bernien *et al.*, Nature **551**, 579 (2017); arXiv:1707.04344



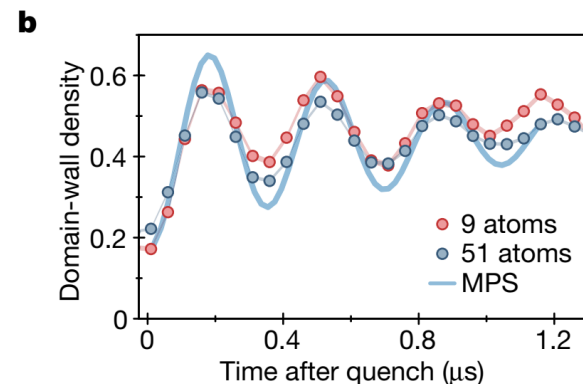
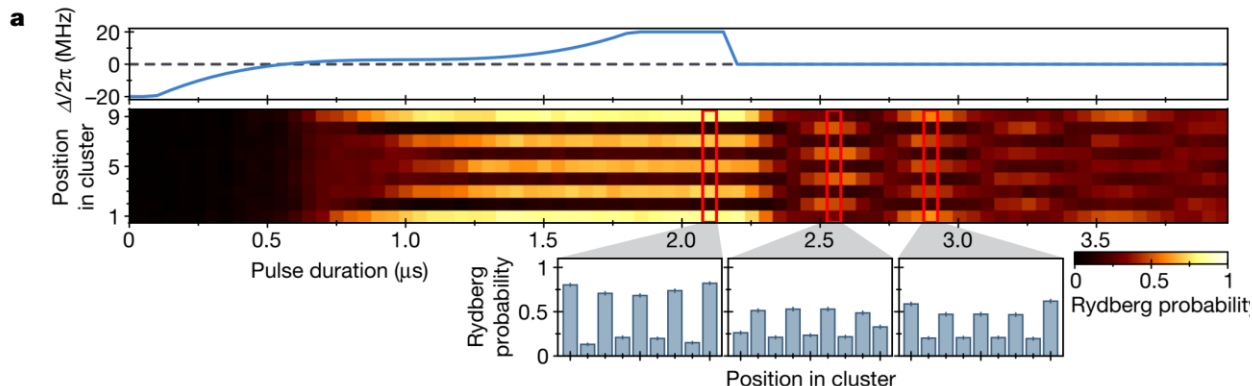
$$H = \underbrace{\frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i \sigma_x^i}_{\text{レーザー励起}} - \hbar\Delta \sum_i n_i + \underbrace{\sum_{i<j} V_{ij} n_i n_j}_{\text{相互作用}}, \text{ 但し } V_{ij} = \underbrace{\frac{C_6}{R_{ij}^6}}_{\text{van der Waals 相互作用}}$$

レーザー励起

相互作用

van der Waals  
相互作用

## 量子クエンチダイナミクス



ハミルトニアンは非可積分的なのに、なかなか熱平衡化しない！

C. J. Turner *et al.*,  
Nature Physics **14**, 745 (2018).

PXPモデル

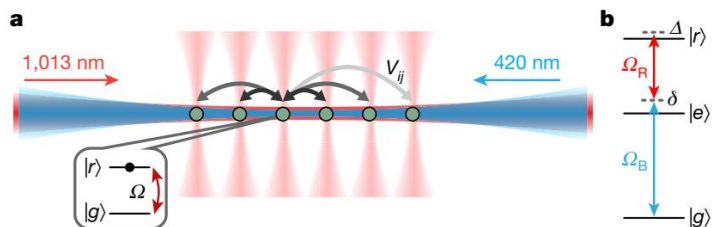
$$H = \sum_{i=1}^L P_i X_{i+1} P_{i+2}$$



# 量子多体傷跡状態の発見

## 量子イジングモデル (光ピンセット系, Lukin group @ Harvard)

H. Bernien *et al.*, Nature **551**, 579 (2017); arXiv:1707.04344



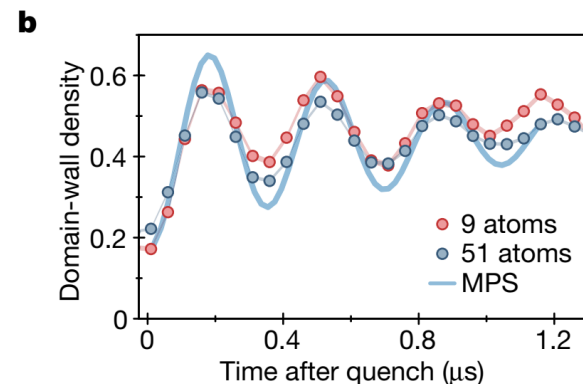
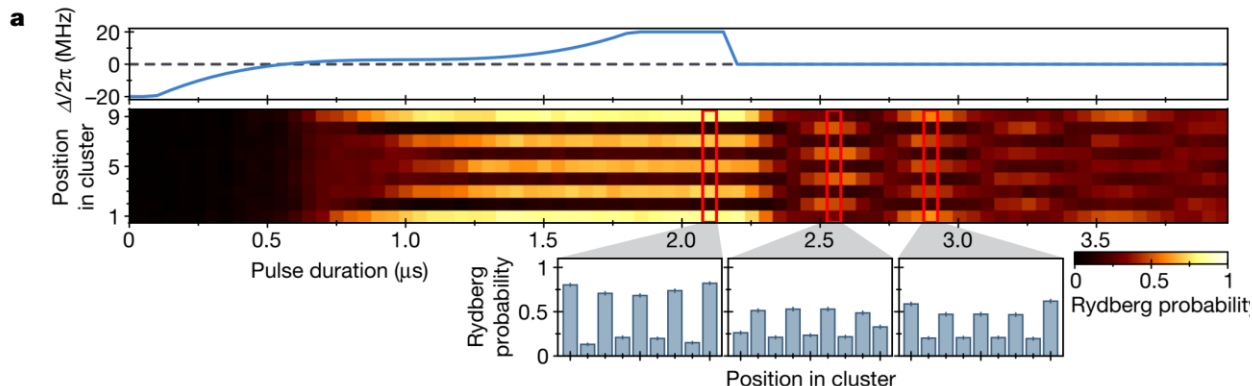
$$H = \underbrace{\frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i \sigma_x^i}_{\text{レーザー励起}} - \hbar\Delta \sum_i n_i + \underbrace{\sum_{i<j} V_{ij} n_i n_j}_{\text{相互作用}}, \text{ 但し } V_{ij} = \underbrace{\frac{C_6}{R_{ij}^6}}_{\text{van der Waals 相互作用}}$$

レーザー励起

相互作用

van der Waals  
相互作用

## 量子クエンチダイナミクス



ハミルトニアンは非可積分的なのに、なかなか熱平衡化しない！

⇒ 量子多体傷跡状態 (quantum many-body scar state) の発見

冷却原子系は孤立量子系の熱化に新しい知見をもたらす。

## 冷却原子系の特徴④

極低温

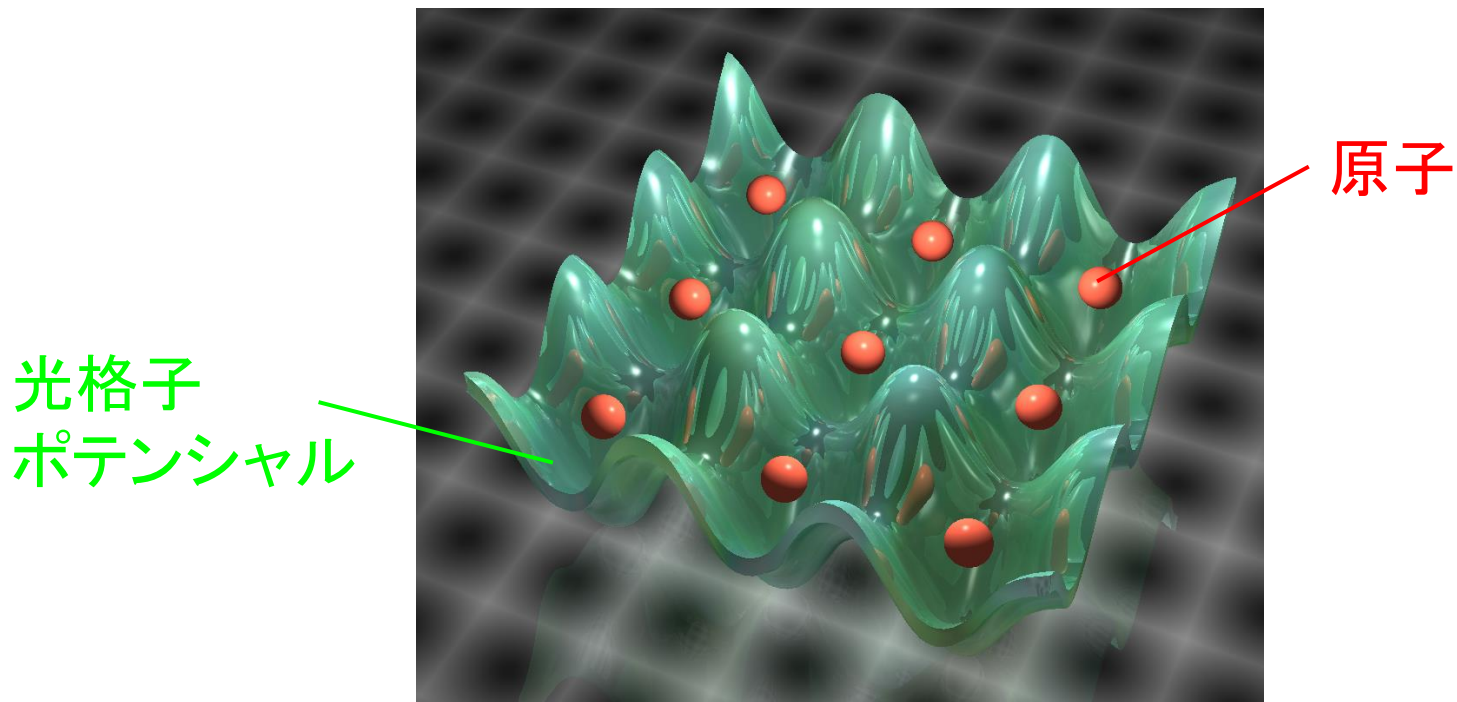
希薄

中性

孤立系

光格子

- 光定在波が作る冷却原子に対する周期ポテンシャル



※画像はイメージです.

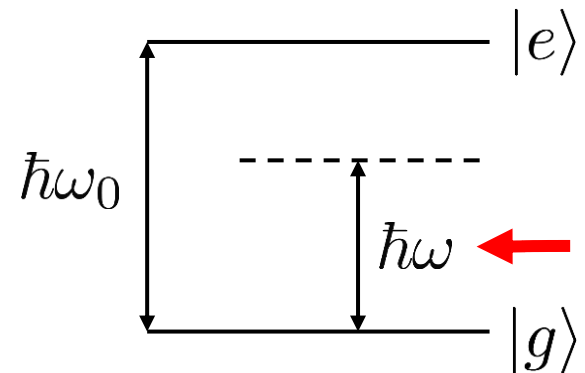
# 光格子の原理

光双極子力: 光電場中の原子は「AC-stark 効果」による力を受ける。

基底状態の原子に対するエネルギーシフト

$$\Delta E_g = -\frac{1}{2}\alpha(\omega) \langle E(\mathbf{x}, t)^2 \rangle_t$$

$U(\mathbf{r})$  (AC Stark shift)



$$\alpha(\omega) = \frac{1}{\hbar} \frac{2\omega_0 |\langle e | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}} | g \rangle|^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \approx \frac{|\langle e | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}} | g \rangle|^2}{\omega_0 - \omega}$$

光強度  $I(\mathbf{r}) \propto \mathcal{E}(\mathbf{r})^2$

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r})$$

$$\left[ \Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^2} |\langle e | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}} | g \rangle|^2 \right]$$

# 光格子の原理

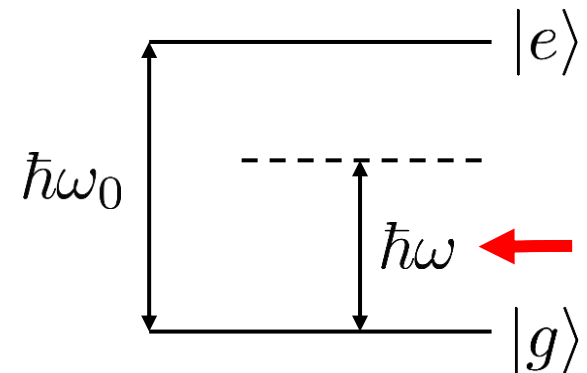
光双極子力: 光電場中の原子は「AC-stark 効果」による力を受ける。

基底状態の原子に対するエネルギーシフト

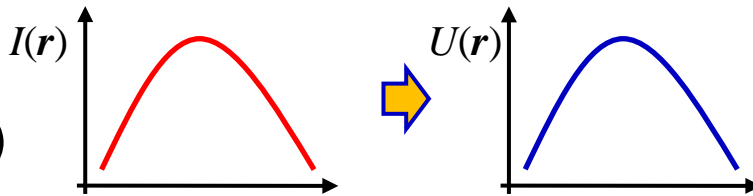
$$\Delta E_g = -\frac{1}{2}\alpha(\omega) \langle E(\mathbf{x}, t)^2 \rangle_t$$

$U(\mathbf{r})$

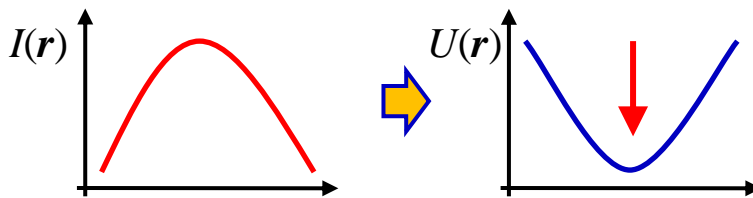
(AC Stark shift)



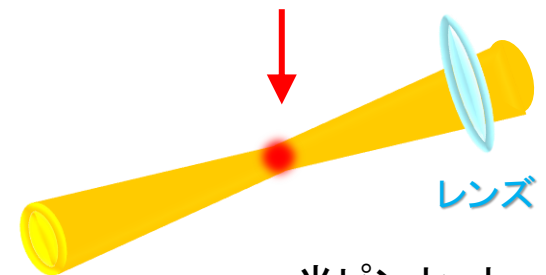
$\omega > \omega_0$   
(blue detuned)



$\omega < \omega_0$   
(red detuned)



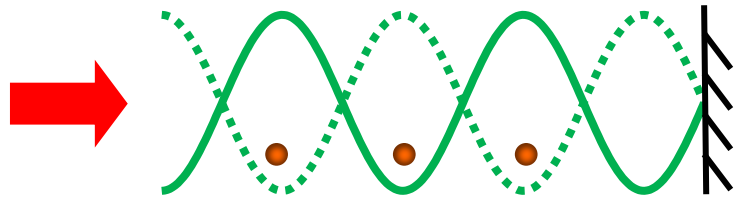
$\omega < \omega_0$  のレーザー  
光をレンズで絞ると  
焦点部分に原子を  
捕まえられる  
(光双極子トラップ)



e.g. 光ピンセット

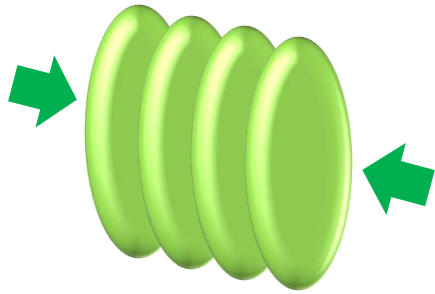
# 光格子の原理

光格子: 光定在波による光双極子トラップ

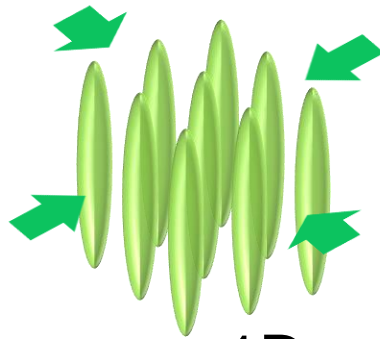


$$V(x) = V_0 \cos^2(kz)$$

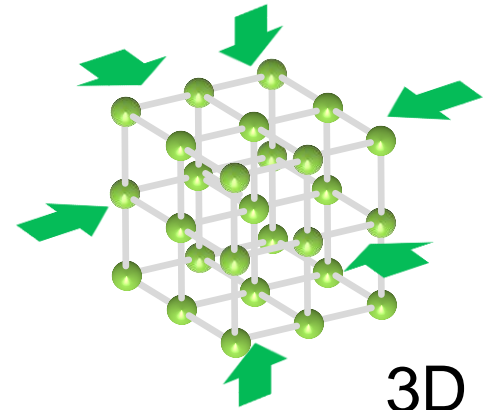
光格子 (Optical lattice)



2D  
system



1D  
system



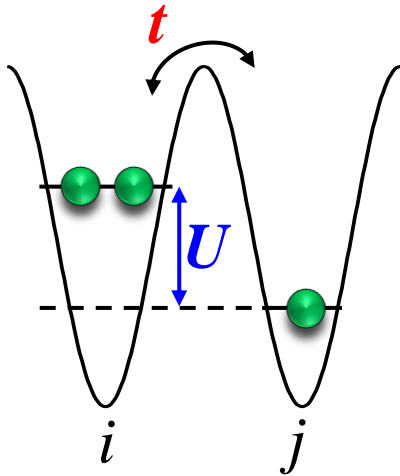
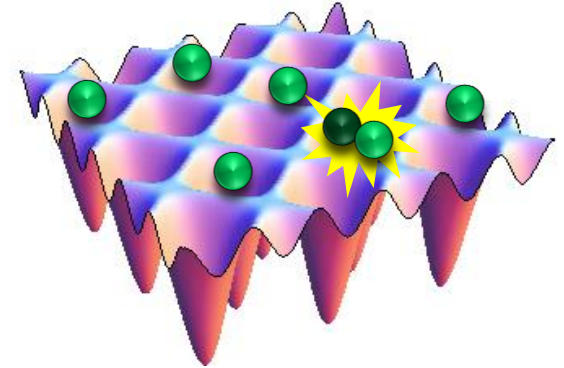
3D  
lattice

✓ 様々な格子系・バンド構造の導入

# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

(Bose) Hubbard モデル

$$H = \underbrace{-t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j}_{\text{トンネリング}} + \underbrace{\frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)}_{\text{オンサイト相互作用}}$$



モデルに含まれるパラメータ

- トンネリングレート:  $t$  ← 光格子の深さ
- オンサイト相互作用:  $U$  ← Feshbach共鳴 / 光格子の深さ

➡ **Hubbard模型量子シミュレータ**

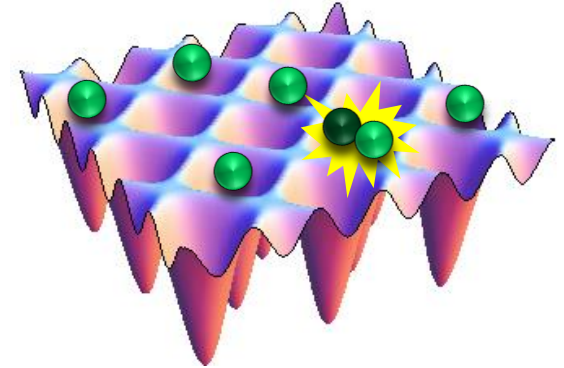
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

(Bose) Hubbard モデル

$$H = \underbrace{-t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j}_{\text{トンネリング}} + \underbrace{\frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)}_{\text{オンサイト相互作用}}$$

波として遍歴した方が  
エネルギーが下がる

粒子として局在した方が  
エネルギーが下がる

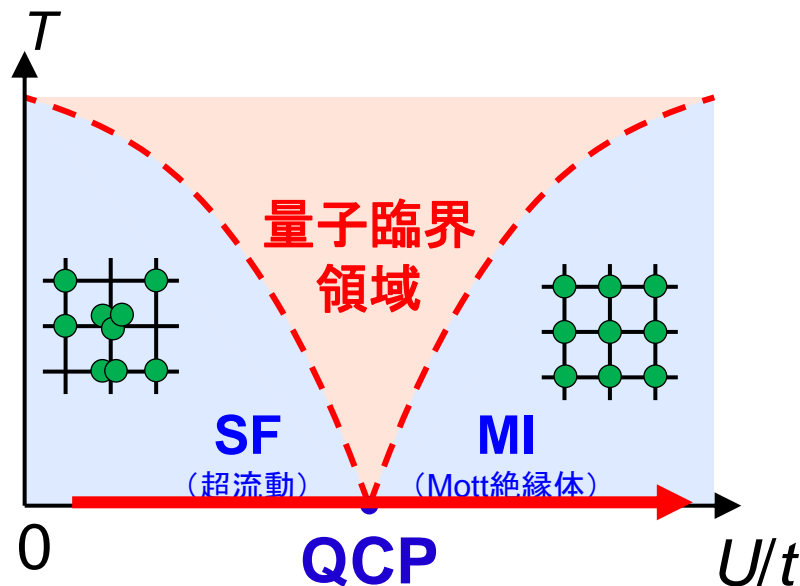
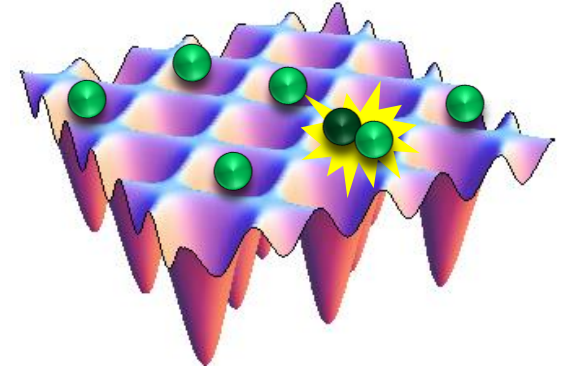


原子の「波動性」と「粒子性」が競合するモデル

# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

(Bose) Hubbard モデル

$$H = \underbrace{-t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j}_{\text{トンネリング}} + \underbrace{\frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)}_{\text{オンサイト相互作用}}$$



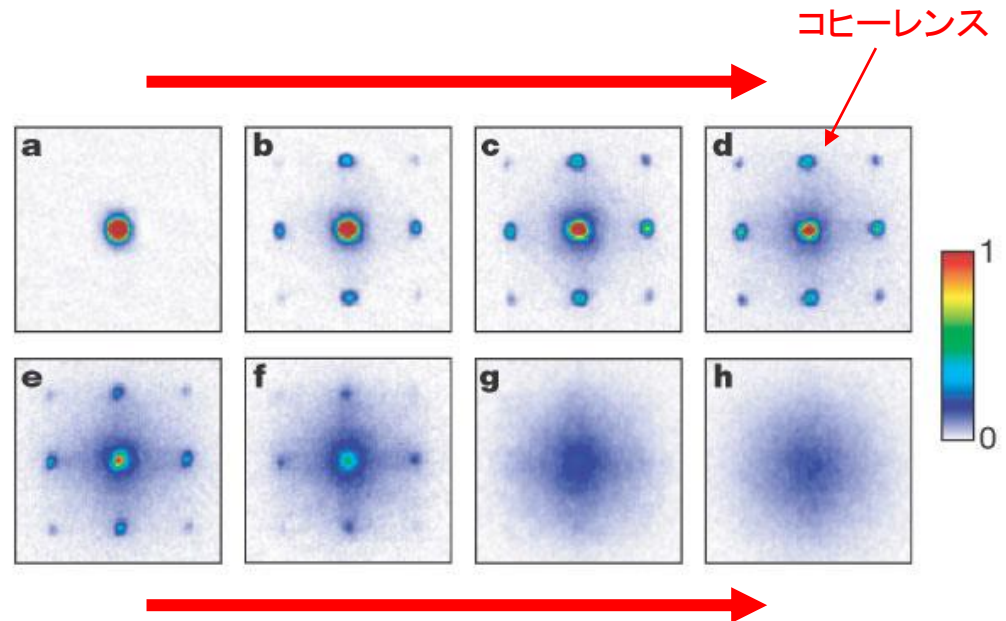
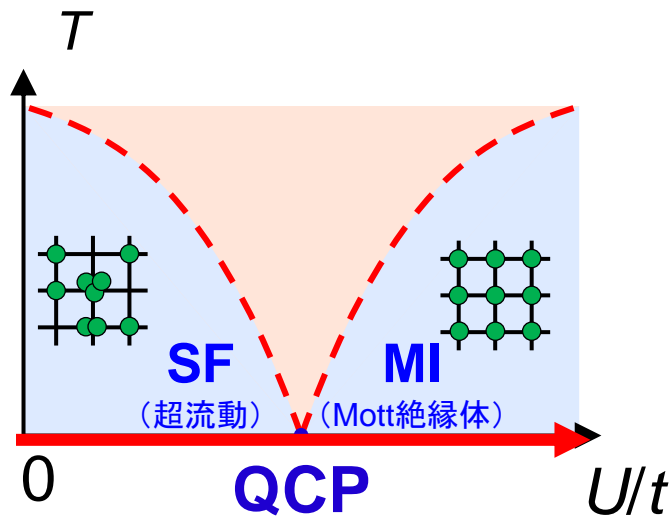
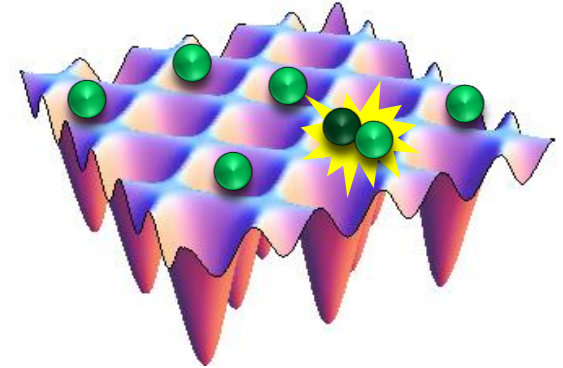
T=0では、光格子深さを変えるだけで**超流動-Mott絶縁体量子相転移**が観測できる！



# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

(Bose) Hubbard モデル

$$H = \underbrace{-t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j}_{\text{トンネリング}} + \underbrace{\frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)}_{\text{オンサイト相互作用}}$$



M. Greiner, *et.al.*, Nature **415**, 39-44 (2002)

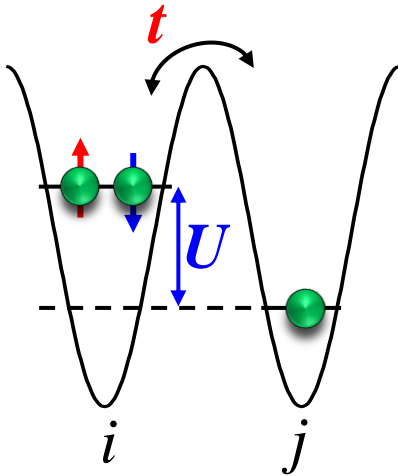
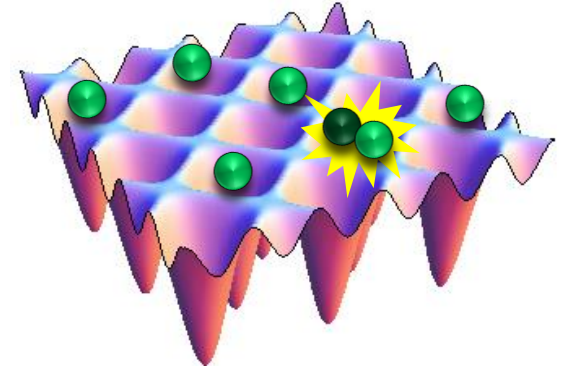
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

(Fermi) Hubbard モデル

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + U \sum_i n_{i,\uparrow} n_{i,\downarrow}$$

トンネリング

オンサイト相互作用



モデルに含まれるパラメータ

- トンネリングレート:  $t$  ← 光格子の深さ
- オンサイト相互作用:  $U$  ← Feshbach共鳴 / 光格子の深さ

➡ **Hubbard模型量子シミュレータ**

# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

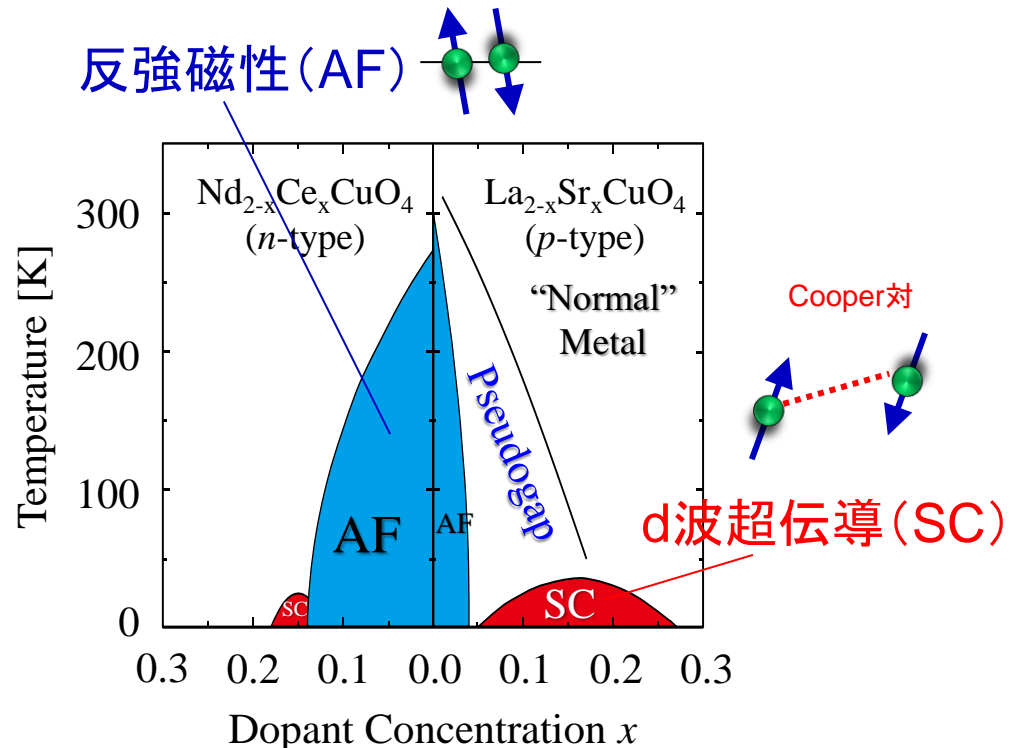
## (Fermi) Hubbard モデル

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + U \sum_i n_{i,\uparrow} n_{i,\downarrow}$$

例. 銅酸化物高温超伝導体



<http://www.sciencedaily.com/releases/2008/03/080313204503.htm>

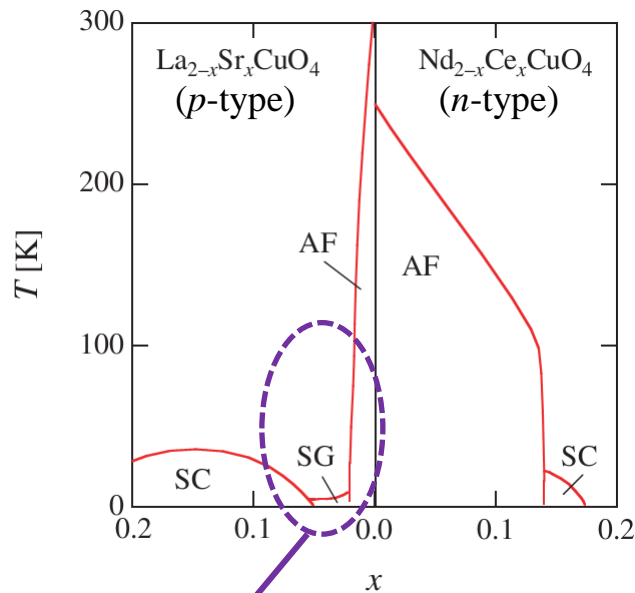


A. Damascelli *et al.*, Rev. Mod. Phys. (2003).

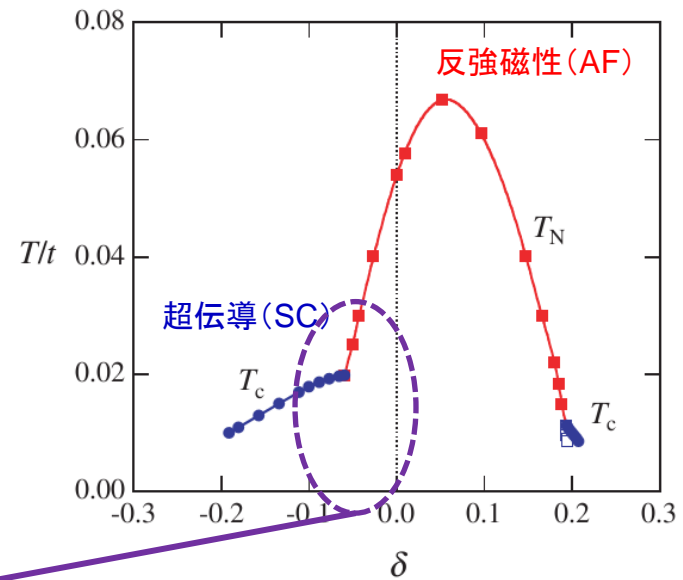
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

## (Fermi) Hubbard モデル

実験で得られている相図  
(銅酸化物超伝導体)



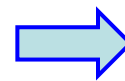
理論計算で得られている相図  
(2D-Hubbardモデル(FLEX近似))



T. Moriya and K. Ueda, Rep. Prog. Phys. (2003)

アンダードープ領域で実験と理論が合わない。

(実験で得られている相図では超伝導相  
と反強磁性相が接していない etc.)



Hubbard模型の  
量子シミュレーション

# 光格子の冷却原子系と電子系の比較

	Electrons	Cold atoms
Statistics	Fermi	Bose, Fermi, mixtures
(pseudo) Spin	1/2	integer, 1/2, ..., 5/2, ..., 9/2, ...
Mass	$m_e \sim 10^{-30}$ [kg]	$10^4 - 10^5 m_e$
Lattice constant	$\sim 0.5$ [nm]	$\sim 500$ [nm]
Tunneling ( $t$ )	eV $\sim 10^{14}$ [Hz]	100 - 1000 [Hz]
Density	$\sim 10^{23}$ [/cm <sup>3</sup> ]	$\sim 10^{13}$ [/cm <sup>3</sup> ]
Interaction	Coulomb, long range other couplings (phonon etc.)	van der Waals, on-site well-characterized, tunable
Fermi temperature	$\sim 10^4$ [K]	$\sim 100$ [nK]
Achieved temperature	$\sim 10$ [μK] $\Leftrightarrow 10^{-8} T_F$	$\sim 10$ [nK] $\Leftrightarrow 0.1 T_F$
Defects, disorders	Generally exist Uniform	None, or artificially created Harmonically trapped

# 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope)

光格子の格子定数～可視光の波長

→ 光学観測で格子間隔レベルの分解能での実空間観測が可能！

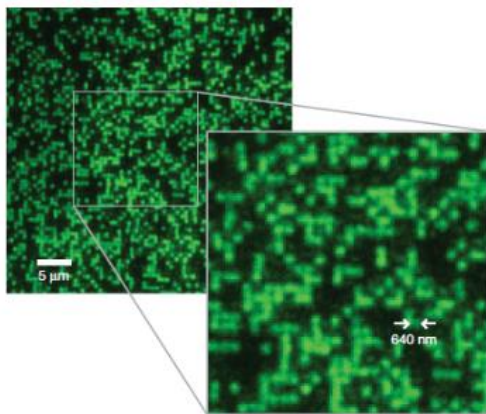
## 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope, QGM)

二次元光格子系の単一格子点中の単一原子の直接観測

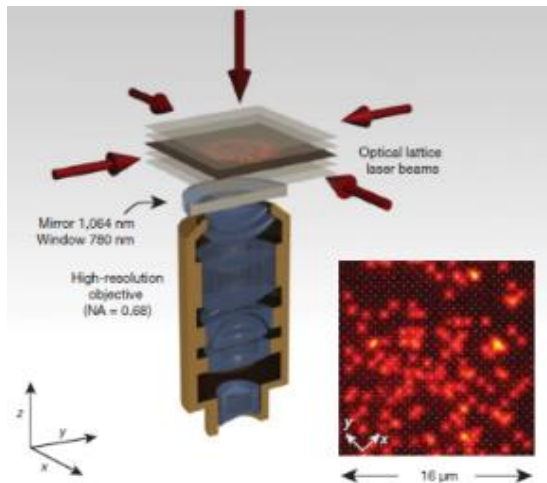
＝光格子中の原子の空間分布や量子ダイナミクスの直接観測

$^{87}\text{Rb}$  (Boson)

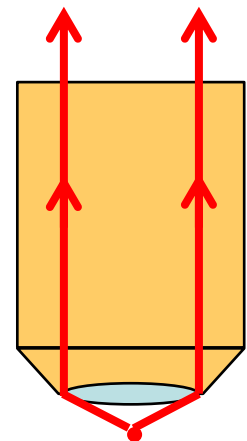
➤ 単一格子点中の単一原子の直接観測



W. S. Bakr *et al.*  
Nature **462**, 74 (2009).



J. F. Sherson *et al.*, Nature **467**, 68 (2010)



# 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope)

光格子の格子定数～可視光の波長

→ 光学観測で格子間隔レベルの分解能での実空間観測が可能！

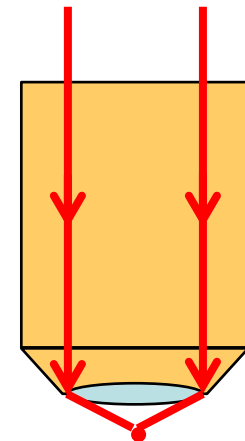
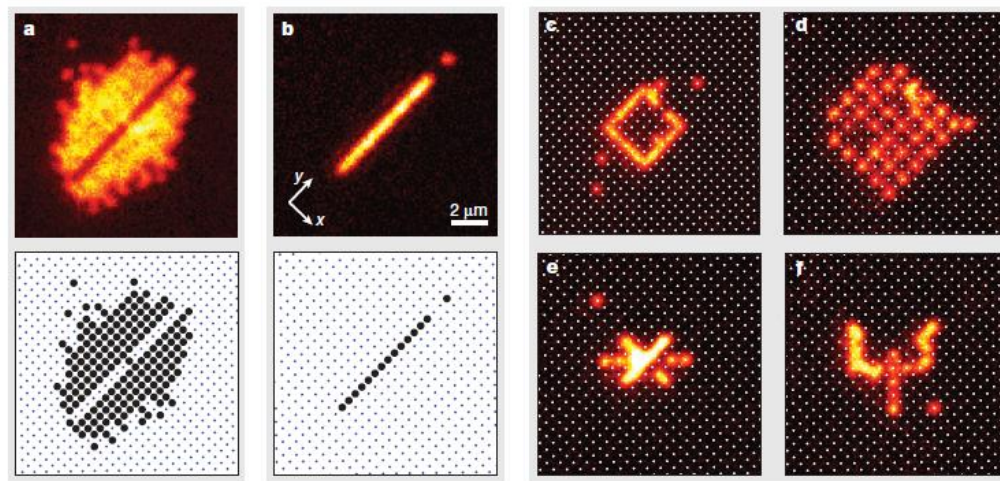
## 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope, QGM)

二次元光格子系の単一格子点中の単一原子の直接観測

＝光格子中の原子の空間分布や量子ダイナミクス of 直接観測

$^{87}\text{Rb}$  (Boson)

➤ 単一格子点操作





# 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope)

光格子の格子定数～可視光の波長

→ 光学観測で格子間隔レベルの分解能での実空間観測が可能！

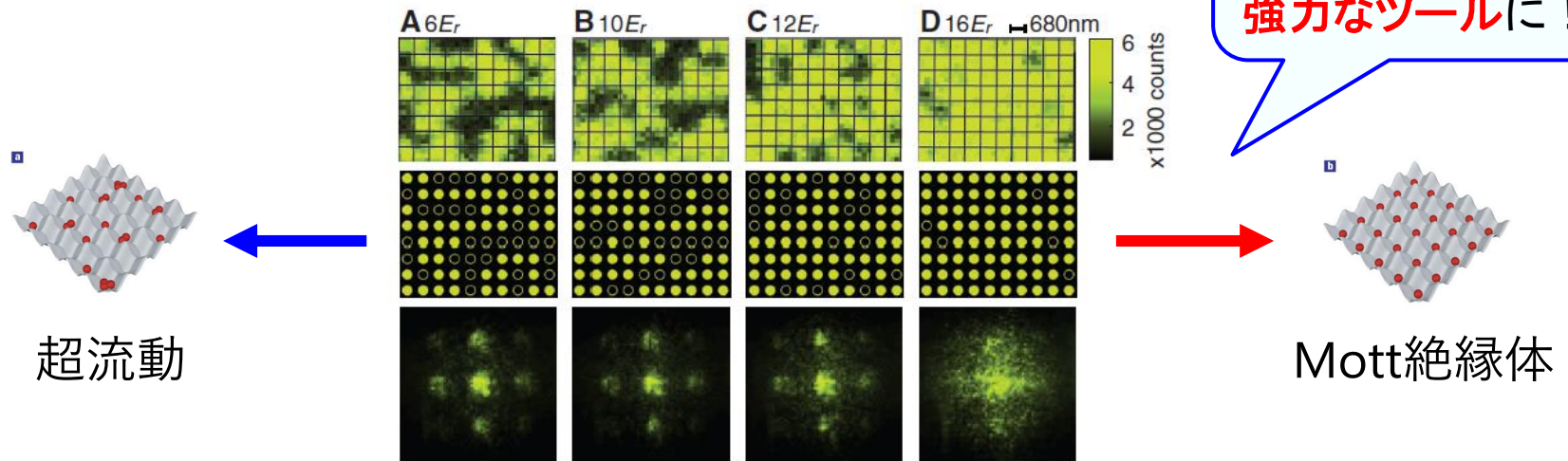
## 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope, QGM)

二次元光格子系の単一格子点中の単一原子の直接観測

＝光格子中の原子の空間分布や量子ダイナミクスの直接観測

$^{87}\text{Rb}$  (Boson)

➤ 超流動-Mott絶縁体量子相転移の実空間観測



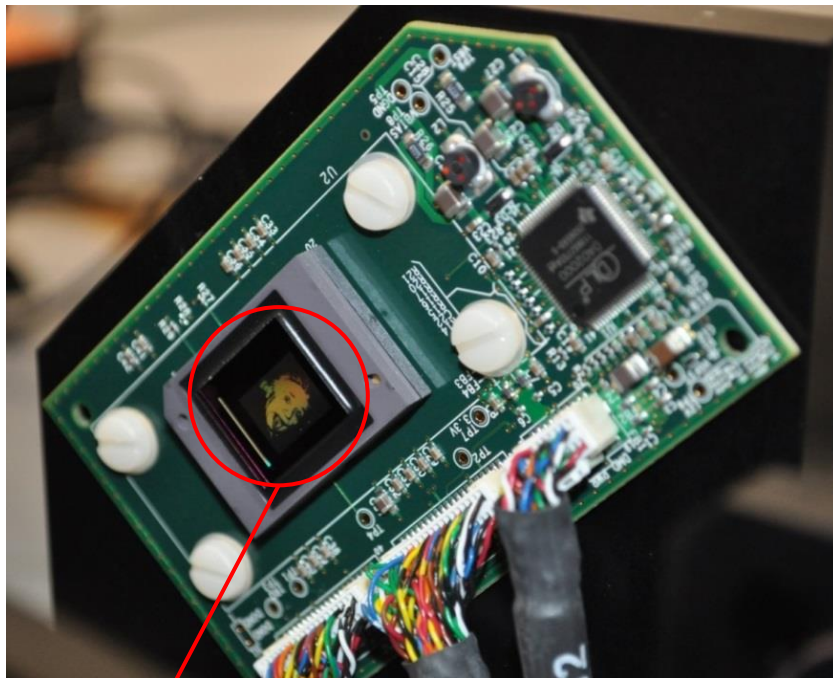


# 量子気体顕微鏡 (Quantum Gas Microscope)

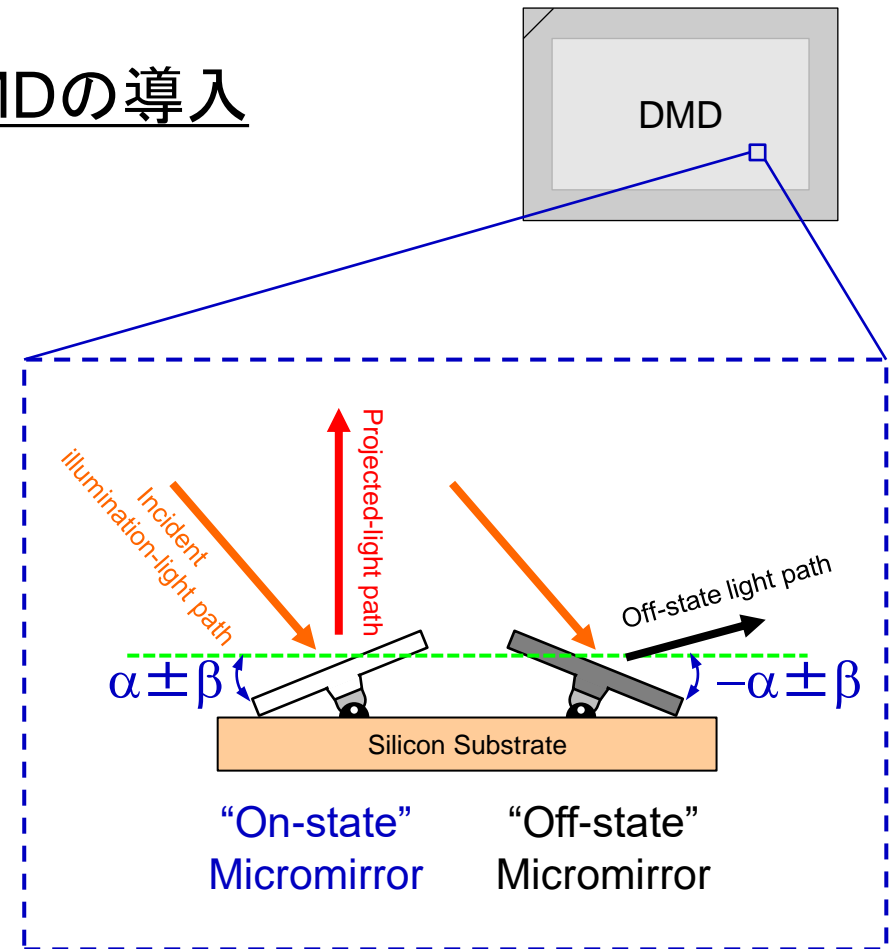
光格子の格子定数～可視光の波長

→ 光学観測で格子間隔レベルの分解能での実空間観測が可能！

## Digital Micro-mirror Device, DMDの導入



2D array of micro-mirrors  
(1024 × 768 mirrors)



(from DLP5500 manual, Texas Instruments)

# DMDによる冷却原子の操作例①

極低温

希薄

中性

孤立系

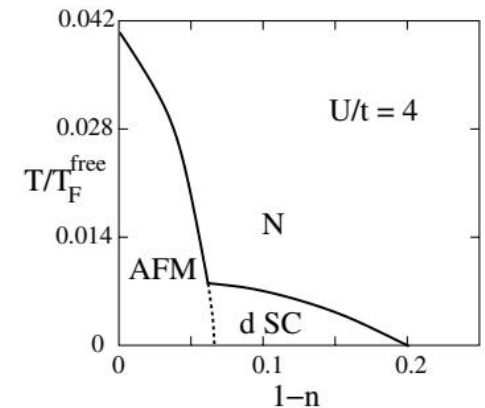
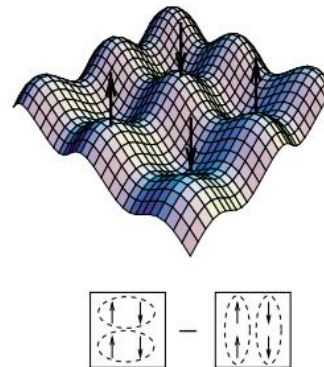
光格子

- エネルギースケールが小さい( $\sim 1$  kHz)

運動エネルギー, Fermi温度

	Electrons	Cold atoms
Fermi temperature	$\sim 10^4$ [K]	$\sim 100$ [nK]
Achieved temperature	$\sim 10$ [ $\mu$ K] $\Leftrightarrow 10^{-8}T_F$	$\sim 10$ [nK] $\Leftrightarrow 0.1T_F$

系の典型的な温度と比較して  
温度を十分に下げられない  
(エントロピーを逃がせない!)

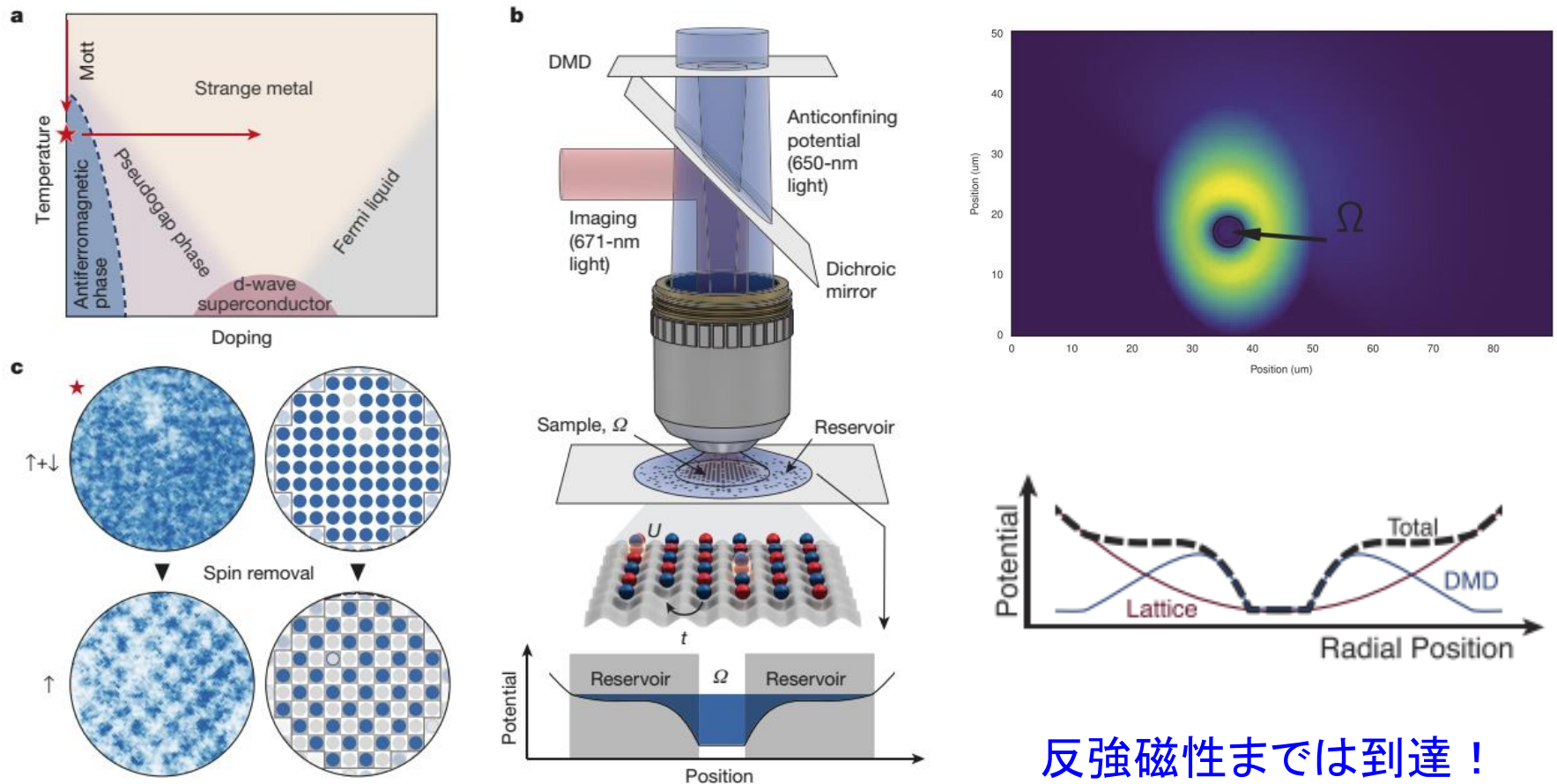




## DMDによるトラップポテンシャルの補正

# “A cold-atom Fermi–Hubbard antiferromagnet”

(A. Mazurenko *et al.*, Nature **545**, 462 (2017); arXiv:1612.08436)

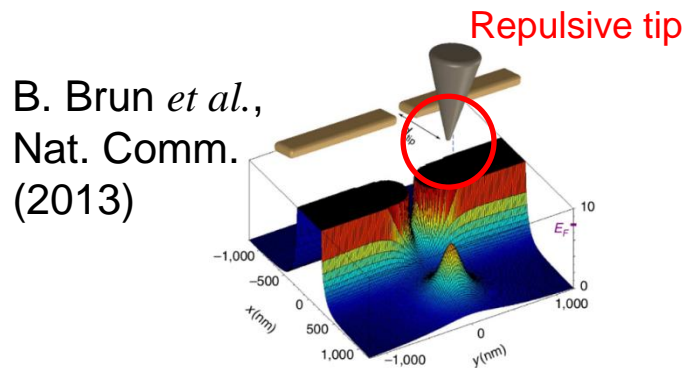
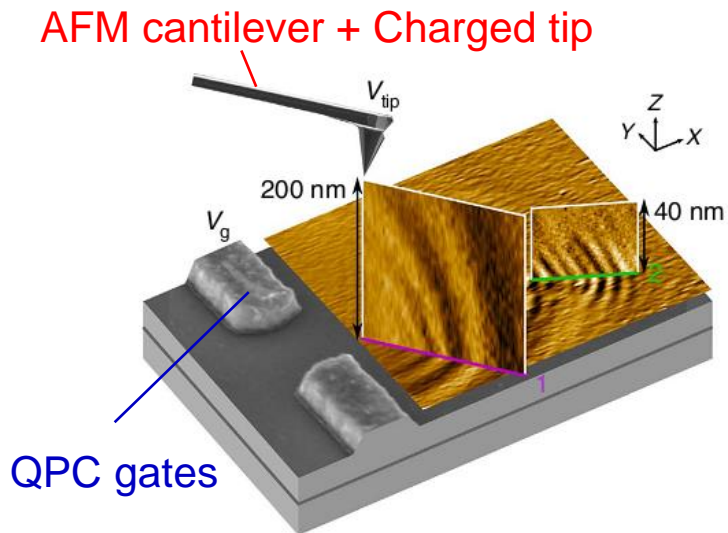


反強磁性までは到達！

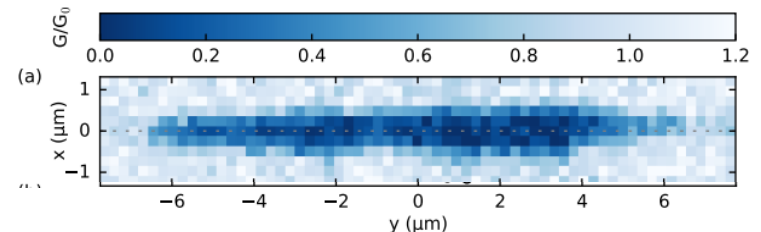
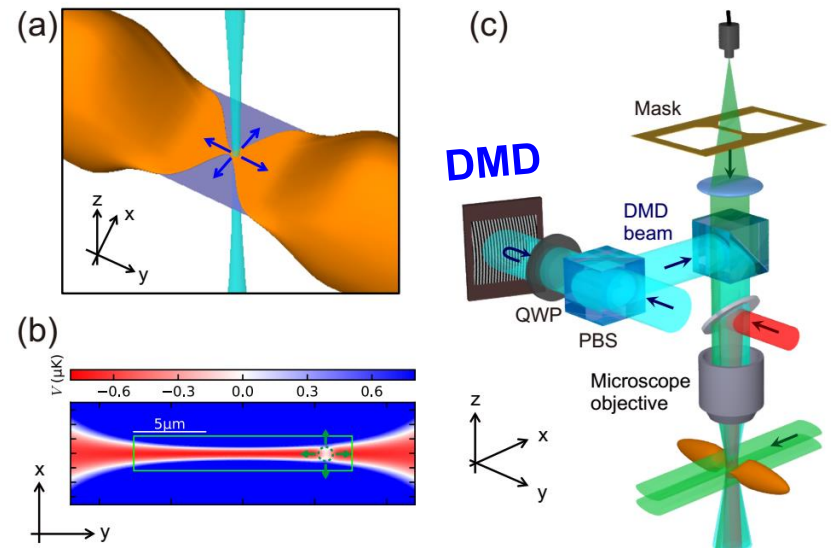
# DMDによる冷却原子の操作例②

## 冷却フェルミ原子のメゾスコピック伝導に対する走査型ゲート顕微法

### 半導体量子ポイントコンタクト(QPC)系



### 冷却原子の量子ポイントコンタクト(QPC)系



S. Häusler, [S. N.](#), M. Lebrat, D. Husmann, S. Krinner,  
T. Esslinger, and J.-P. Brantut, PRL **119**, 030403 (2017)

# 発表の流れ

## • Introduction

- ✓ 冷却原子系とは？
- ✓ 冷却原子系の特徴
- ✓ 光格子中の冷却原子, 量子気体顕微鏡
- ✓ エンタングルメント・エントロピーの測定 ※我々の実験ではない

## • 光格子中の冷却Yb原子を用いた開放量子多体系の実験

- ✓ 量子相転移に対する散逸の効果の研究

T. Tomita, S. N., I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

## • 今後: 学術変革領域「極限宇宙」

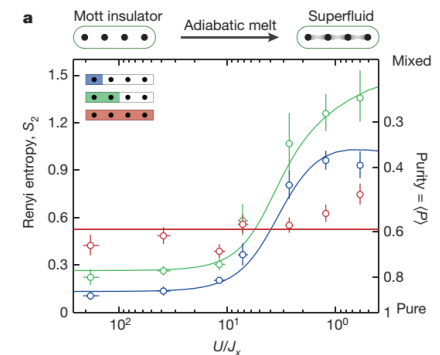
- ✓ 測定誘起相転移
- ✓ 非時間順序相関関数(OTOC)測定

# 量子気体顕微鏡

➡ 冷却原子系で量子情報的観点からの量子多体系の研究が可能に！

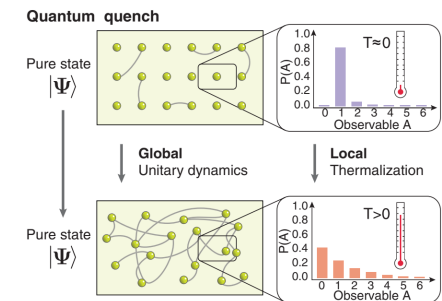
- ✓ 量子多体系(光格子中の冷却原子系)に対する  
エンタングルメント・エントロピー(E.E.)の測定

"Measuring entanglement entropy in a quantum many-body system"  
R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015); arXiv:1509.01160



- ✓ 孤立多体系におけるエンタングルメントによる量子熱化

"Quantum thermalization through entanglement in an isolated many-body system"  
A. M. Kaufman *et al.*, Science, **353**, 794 (2016); arXiv:1603.04409



- ✓ 量子多体系におけるLieb-Robinson限界の観測

"Light-cone-like spreading of correlations in a quantum many-body system"  
M. Cheneau *et al.*, Nature **481**, 484 (2012); arXiv:1111.0776

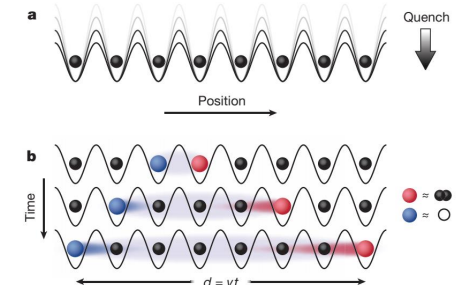


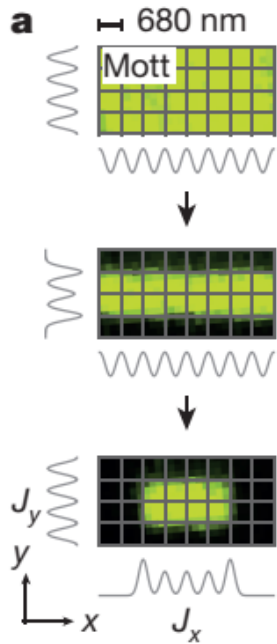
Figure 1 | Spreading of correlations in a quenched atomic Mott insulator.



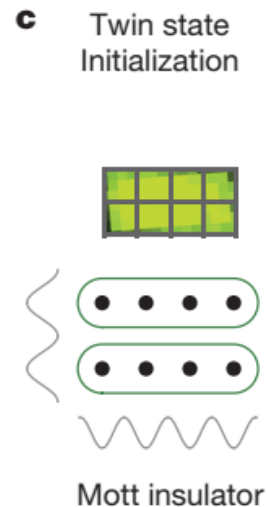
# 量子多体系に対するE.E.の測定

## 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015).



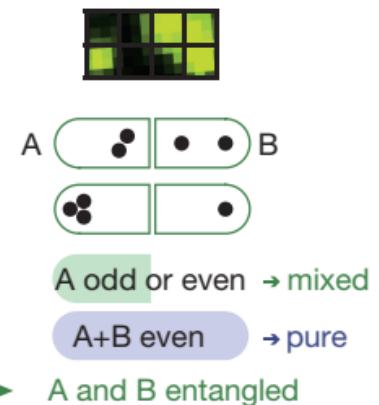
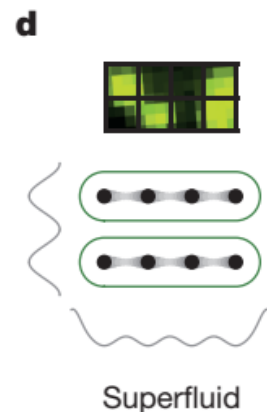
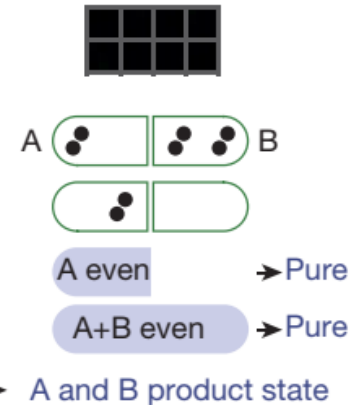
DMDで  
2×4サイト  
の原子のみ残す



Many-body interference

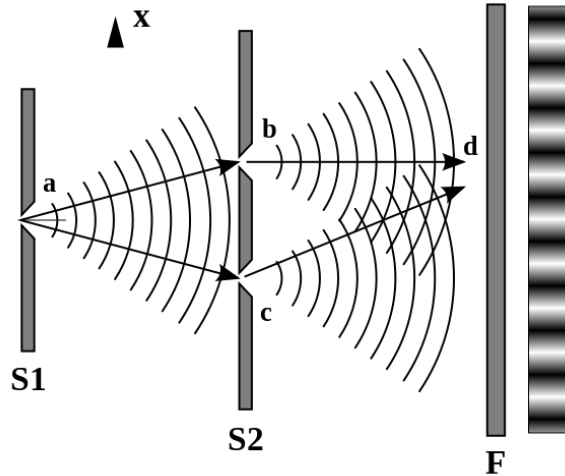
Site-resolved parity readout

■ Odd ■ Even



# 同種2粒子干渉の一般論

## 二重スリットの実験



(Wikipedia)



P. A. M. Dirac  
(Wikipedia)

*“The Principle of Quantum Mechanics”*

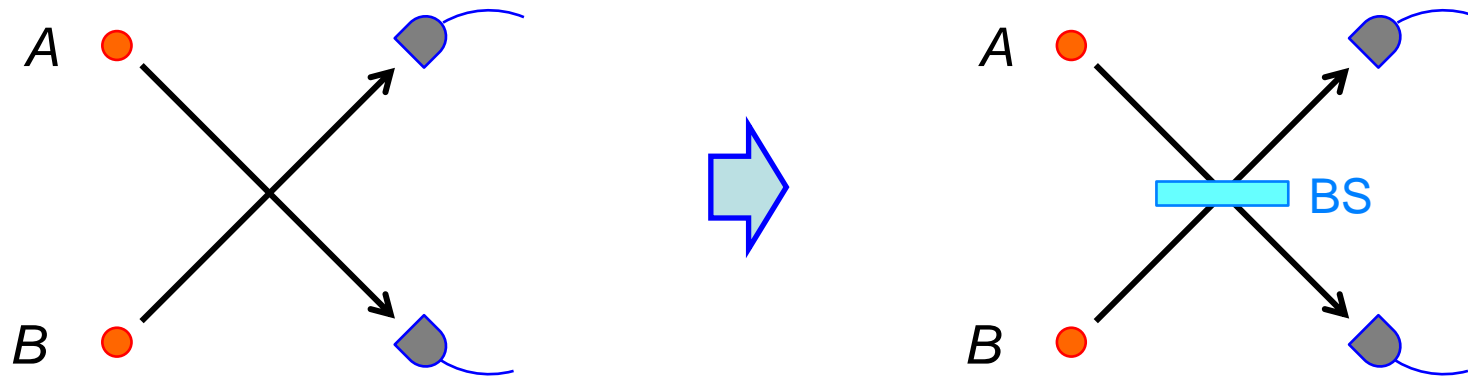
~~...Each photon then interferes only with itself.  
Interference between different photon *never* occurs.~~

2光子干渉(強度相関)というのは存在する！



# 同種2粒子干渉の一般論

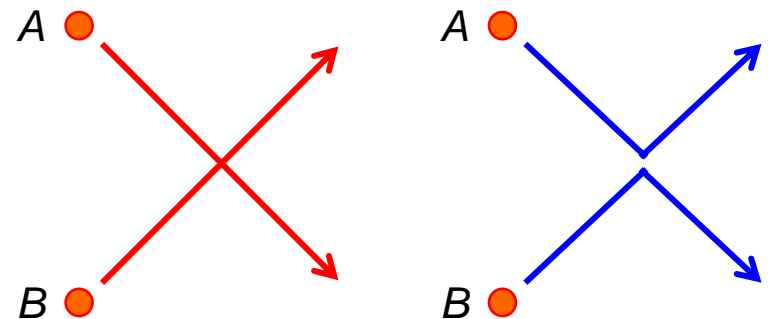
同種2粒子1, 2 が下図のAまたはBの2つの状態のみ取るとする。この2粒子を“ビームスプリッタ”で重ね合わせた後に検出することを考える。



初期状態は

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} ( \underbrace{|A\rangle_1 |B\rangle_2}_{\text{直接項}} + e^{i\phi} \underbrace{|B\rangle_1 |A\rangle_2}_{\text{交換項}} )$$

$\phi = 0$  : ボソン  
 $\phi = \pi$  : フェルミオン

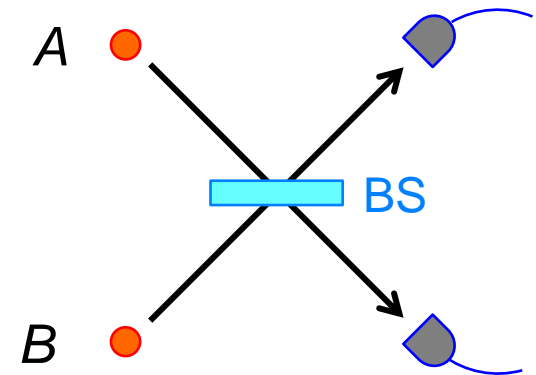


# 同種2粒子干渉の一般論

ビームスプリッタの作用  $\hat{U}$  は  $A, B$  それぞれを次のように混ぜる

$$\hat{U}|A\rangle = \alpha|A\rangle + \gamma|B\rangle,$$

$$\hat{U}|B\rangle = \beta|A\rangle + \delta|B\rangle.$$



ここで係数  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  は、 $\hat{U}$  がユニタリー作用素であることから

$$|\alpha|^2 + |\gamma|^2 = 1, \quad |\beta|^2 + |\delta|^2 = 1, \quad \alpha^*\beta + \gamma^*\delta = 0.$$

あるいは、これから

$$\alpha = e^{i\theta_\alpha} \cos \theta, \quad \beta = e^{i\theta_\beta} \sin \theta,$$

$$\gamma = -e^{i(\theta_\alpha - \theta_\beta + \theta_\delta)} \sin \theta, \quad \delta = e^{i\theta_\delta} \cos \theta$$

を満たす。結局、このビームスプリッタの作用により、入力状態は

$$\begin{aligned} \hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} & [(\alpha|A\rangle_1 + \gamma|B\rangle_1)(\beta|A\rangle_2 + \delta|B\rangle_2) \\ & + e^{i\phi}(\beta|A\rangle_1 + \delta|B\rangle_1)(\alpha|A\rangle_2 + \gamma|B\rangle_2)]. \end{aligned}$$

# 同種2粒子干渉の一般論

ビームスプリッタの透過率が50%の時は、 $\theta = \frac{\pi}{4}$ ,  $\theta_\alpha = \theta_\beta = \theta_\delta = 0$  において

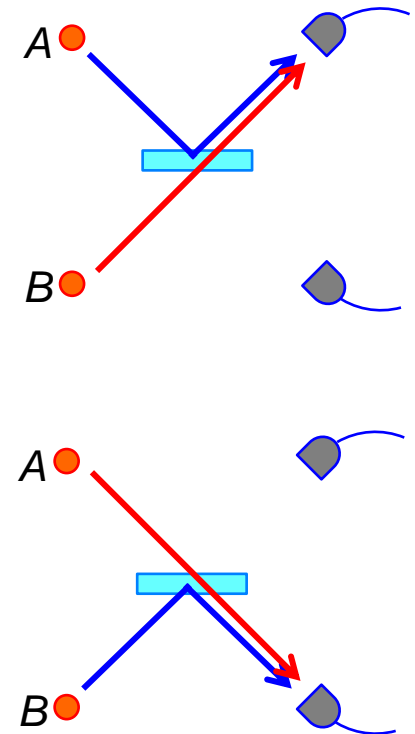
$$\hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}}[(1 + e^{i\phi})(|A\rangle_1|A\rangle_2 - |B\rangle_1|B\rangle_2) \\ + (1 - e^{i\phi})(|A\rangle_1|B\rangle_2 - |A\rangle_2|B\rangle_1)].$$

ボソン( $\phi = 0$ )の場合

$$\hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|A\rangle_1|A\rangle_2 - |B\rangle_1|B\rangle_2)$$

同種かつ独立した (identical and independent)  
2個のボース粒子を50%-50%のビームスプリッタに  
入力させると、この2粒子は必ずビームスプリッター  
の同じ側に現れる。(同じ状態に見い出される)

→ バンチング効果



# 同種2粒子干渉の一般論

ビームスプリッタの透過率が50%の時は、 $\theta = \frac{\pi}{4}$ ,  $\theta_\alpha = \theta_\beta = \theta_\delta = 0$  において

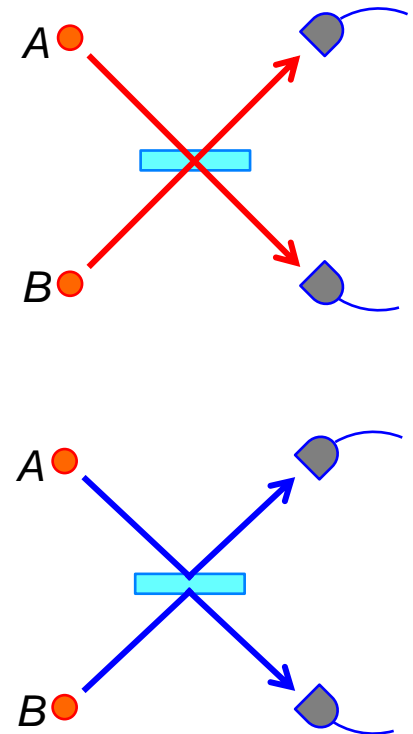
$$\hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}}[(1 + e^{i\phi})(|A\rangle_1|A\rangle_2 - |B\rangle_1|B\rangle_2) \\ + (1 - e^{i\phi})(|A\rangle_1|B\rangle_2 - |A\rangle_2|B\rangle_1)].$$

フェルミオン( $\phi = \pi$ )の場合

$$\hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|A\rangle_1|B\rangle_2 - |A\rangle_2|B\rangle_1)$$

同種かつ独立した(identical and independent)  
2個のフェルミ粒子を50%-50%のビームスプリッタ  
に入力させると、**必ずビームスプリッタの反対側に  
現れる**(異なった状態に見い出される)

→ **アンチバンチング効果**  
(パウリの排他律)



# 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

Keypoint: SWAP演算子の期待値が  $\text{Tr}(\rho^2)$  を与える.

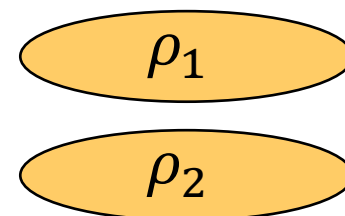
SWAP演算子:  $V$

R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015)

$$V(|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle) = |\psi_2\rangle \otimes |\psi_1\rangle, \quad V^2 = \mathbb{1}.$$

合成系  $\rho_1 \otimes \rho_2$  に対して  $V$  の期待値を求めると

$$\begin{aligned} \text{Tr}(V \rho_1 \otimes \rho_2) &= \text{Tr} \left( V \sum_{ijkl} \rho_{ij}^{(1)} \rho_{kl}^{(2)} |i\rangle \langle j| \otimes |k\rangle \langle l| \right) \\ &= \text{Tr} \left( \sum_{ijkl} \rho_{ij}^{(1)} \rho_{kl}^{(2)} |k\rangle \langle j| \otimes |i\rangle \langle l| \right) \\ &= \sum_{ijkl} \rho_{ij}^{(1)} \rho_{kl}^{(2)} \delta_{kj} \delta_{il} = \sum_{ik} \rho_{ik}^{(1)} \rho_{ki}^{(2)} = \text{Tr}(\rho_1 \rho_2) \end{aligned}$$



特に  $\rho_1 = \rho_2 = \rho$  とすれば

$$\text{Tr}(\rho^2) = \text{Tr}(V \rho \otimes \rho)$$

# 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

$\rho_1 = \rho_2 = \rho$  とすれば

$$\text{Tr}(\rho^2) = \text{Tr}(V \rho \otimes \rho)$$

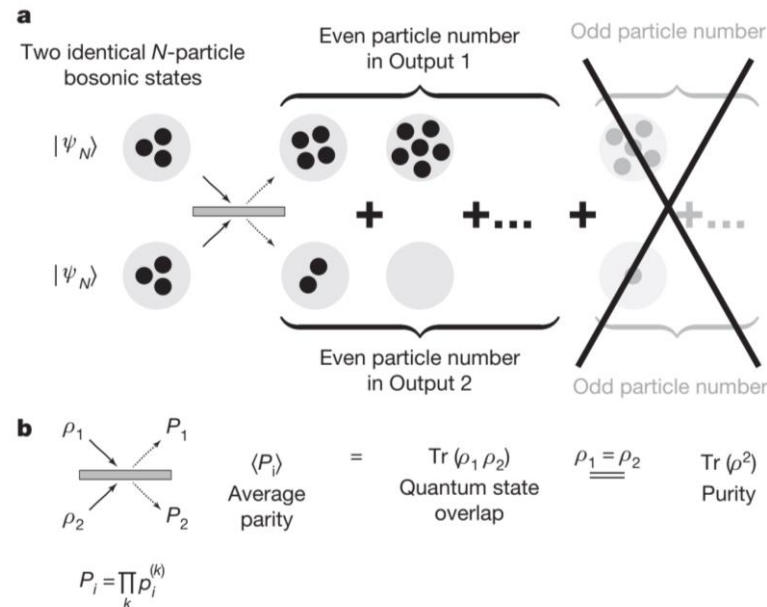
実は、同種ボース粒子の系では、ビームスプリッタでの多体干渉後の出力のパリティ(偶奇)の平均が、2つのコピー間の量子状態の重なりのプローブになっている:

$$\langle P_i \rangle = \text{Tr}(\rho_1 \rho_2) = \text{Tr}(\rho^2)$$

つまり、"ビームスプリッタ"での多体干渉 + パリティ測定により、**エンタングルメント・エントロピー**(の一種であるRényi-2 エントロピー):

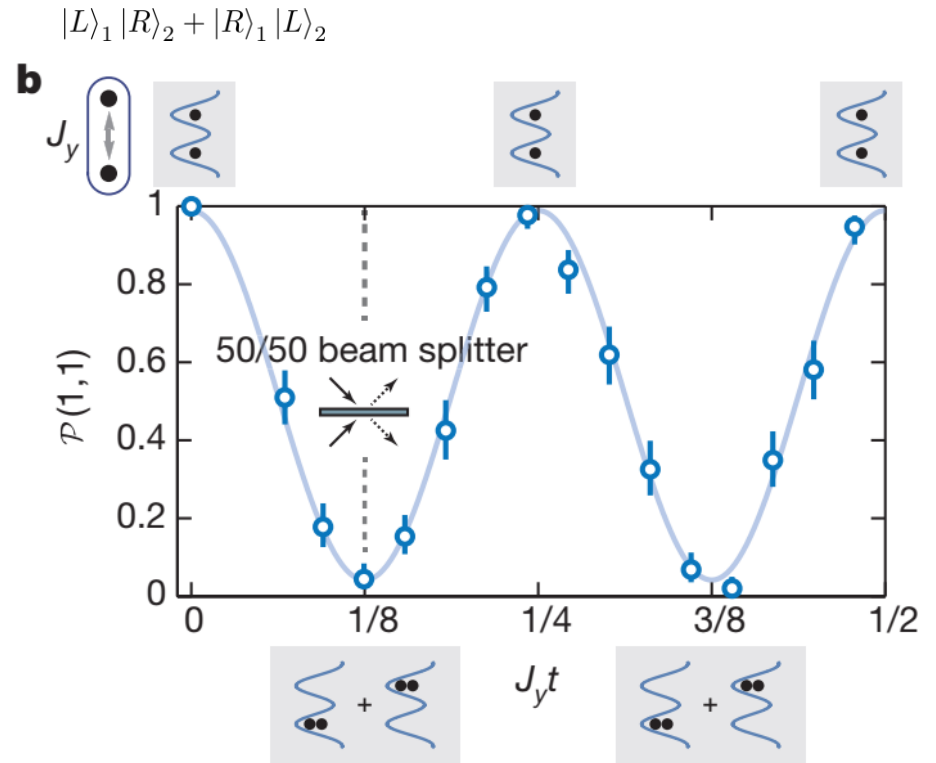
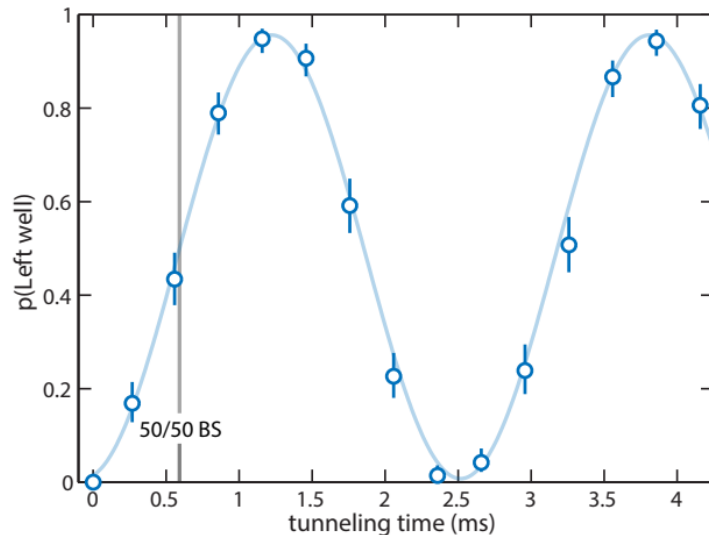
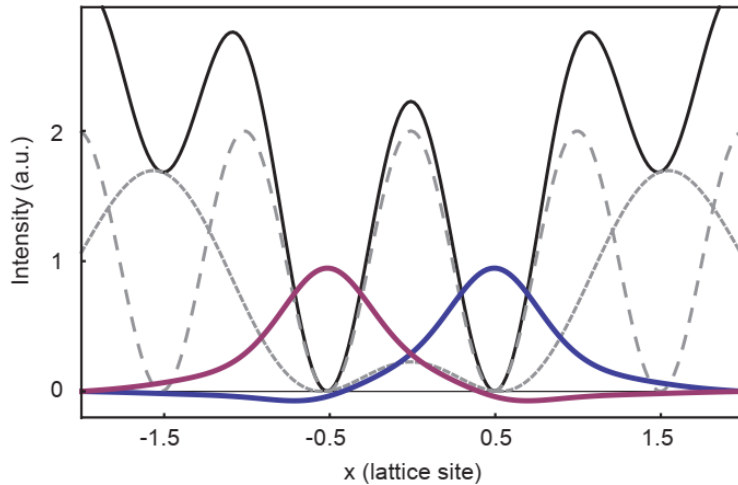
$$S_2(A) = -\log \text{Tr}(\rho_A^2).$$

を評価できることになる。



# 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

## 冷却原子に対する"ビームスプリッタ"



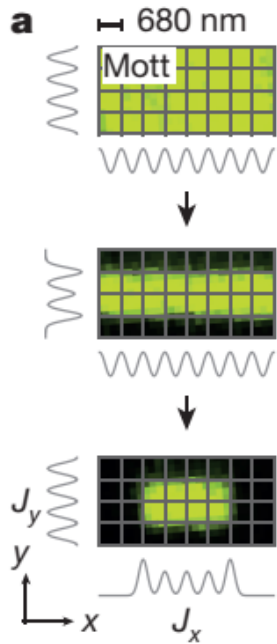
R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015).



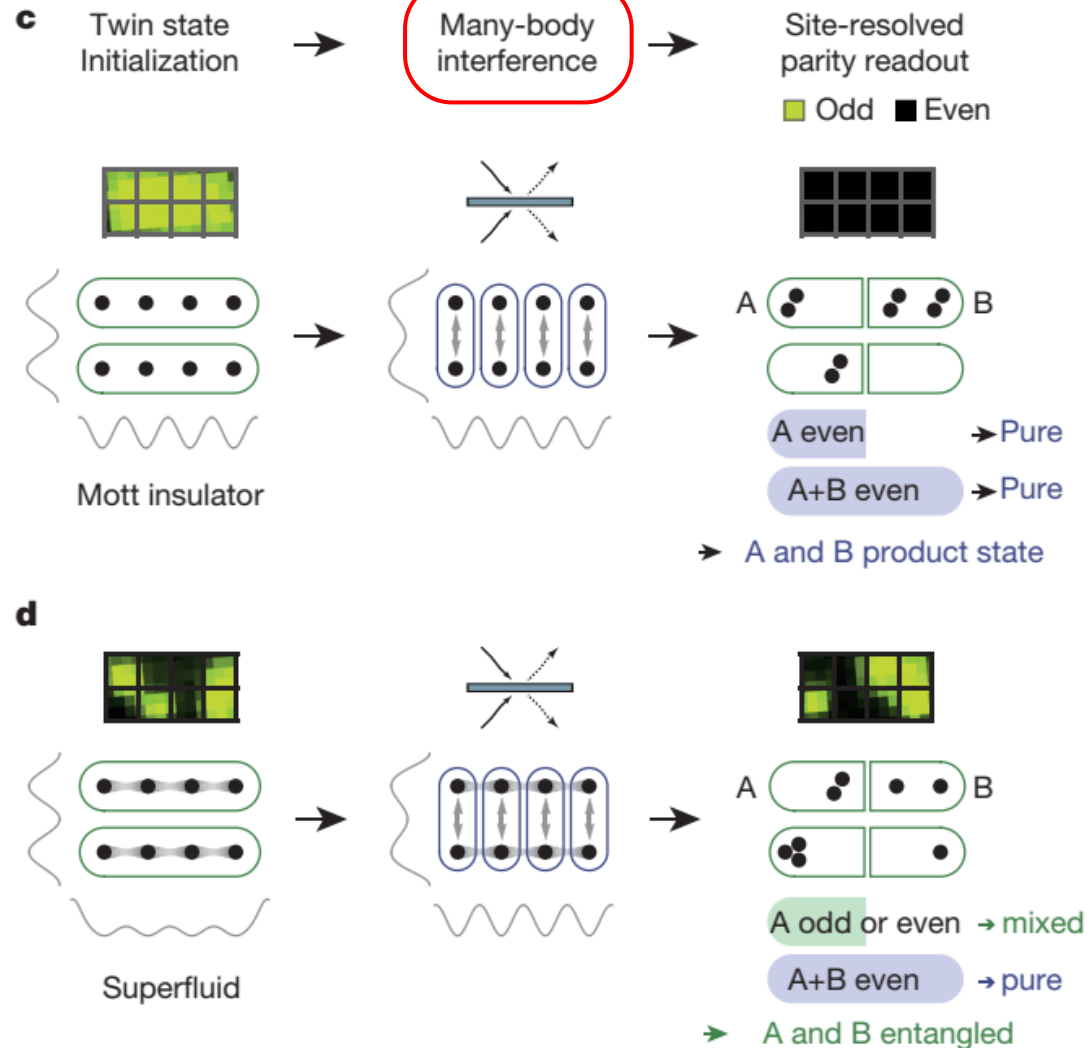
# 量子多体系に対するE.E.の測定

## 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015).



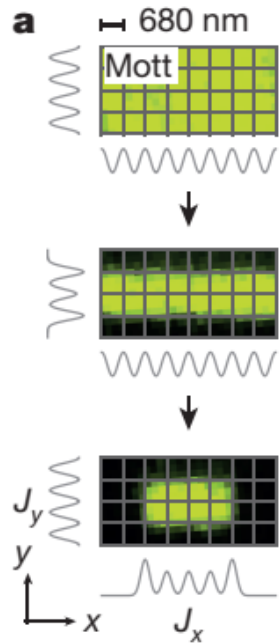
DMDで  
2×4サイト  
の原子のみ残す



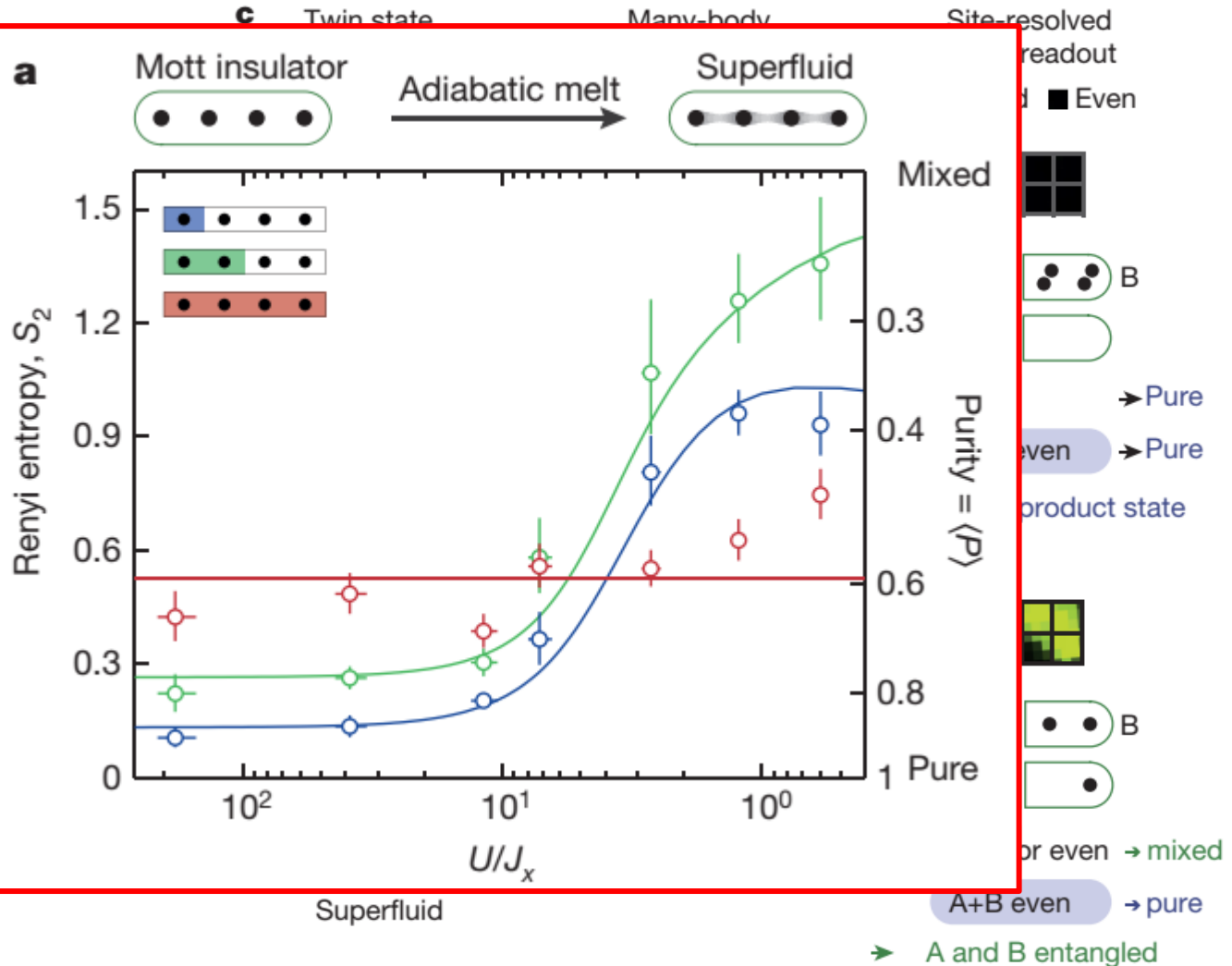
# 量子多体系に対するE.E.の測定

## 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015).

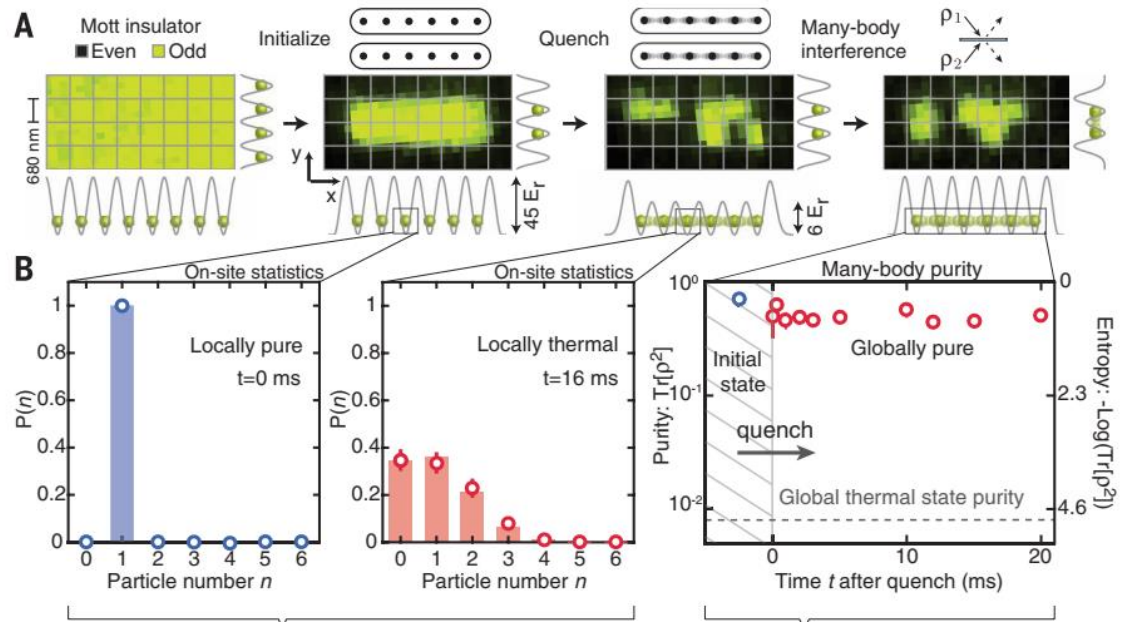
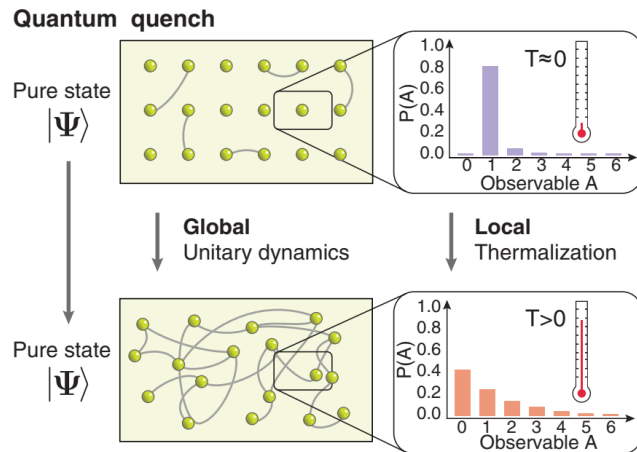


DMDで  
2×4サイト  
の原子のみ

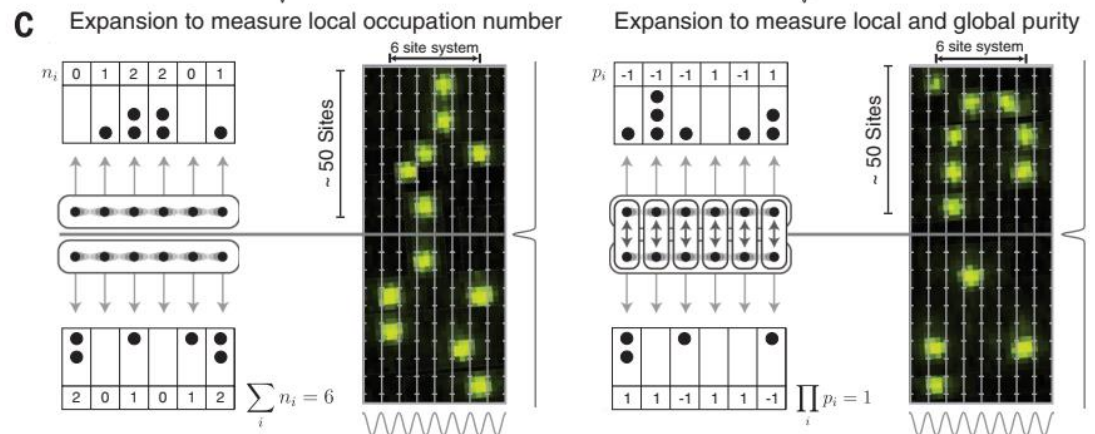


# 孤立多体系におけるエンタングルメントによる量子熱化

- ✓ Quantum thermalization through entanglement in an isolated many-body system (A. M. Kaufman *et al.*, Science, **353**, 794 (2016))



Even after the quantum quench, the whole system is still pure state though locally the look thermal (mixed) state!



# Lieb-Robinson 境界の観測

"Light-cone-like spreading of correlations in a quantum many-body system"

M. Cheneau *et al.*, Nature **481**, 484 (2012).

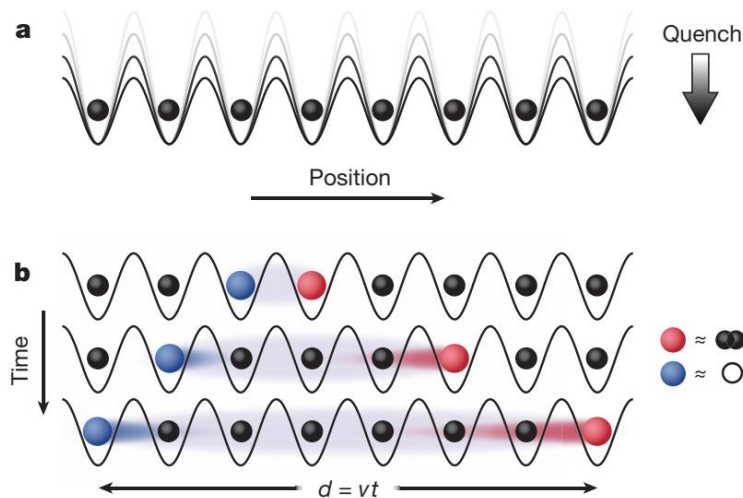
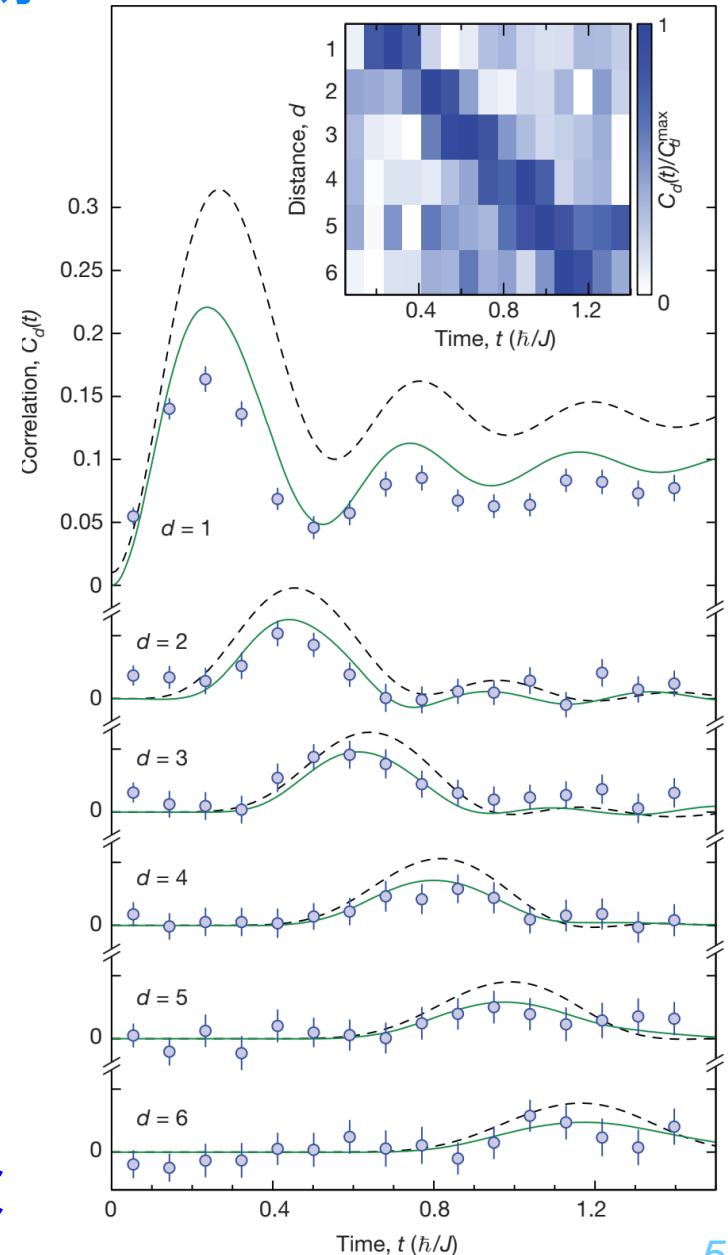


Figure 1 | Spreading of correlations in a quenched atomic Mott insulator.

$$C_d(t) = \langle \hat{s}_j(t) \hat{s}_{j+d}(t) \rangle - \langle \hat{s}_j(t) \rangle \langle \hat{s}_{j+d}(t) \rangle$$

物性物理・統計物理・量子情報の  
境界領域での量子シミュレーション実験



# 発表の流れ

- Introduction
  - ✓ 冷却原子系とは？
  - ✓ 冷却原子系の特徴
  - ✓ 光格子中の冷却原子, 量子気体顕微鏡
  - ✓ エンタングルメント・エントロピーの測定 ※我々の実験ではない
- 光格子中の冷却Yb原子を用いた開放量子多体系の実験
  - ✓ 量子相転移に対する散逸の効果の研究
    - T. Tomita, **S. N.**, I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi, Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).
- 今後: 学術変革領域「極限宇宙」
  - ✓ 測定誘起相転移
  - ✓ 非時間順序相関関数(OTOC)測定

## 冷却原子系の特徴③

極低温

希薄

中性

孤立系

光格子

- (運動自由度が)外部電磁場と直接は結合しない
- 超高真空環境の中で光(または磁場)でトラップ



⇒ ✓ 非常に良い孤立量子系

「開放量子多体系」の量子シミュレーション?

# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

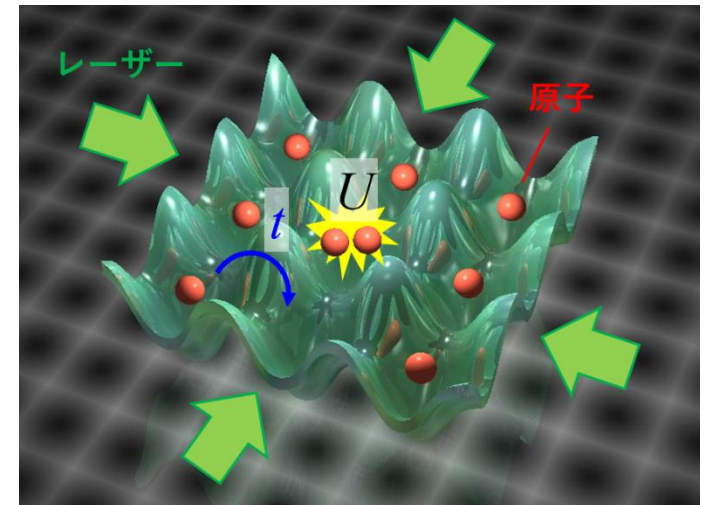
光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響

Bose-Hubbard モデル

$$H = \underbrace{-t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j}_{\text{トンネリング}} + \underbrace{\frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)}_{\text{オンサイト相互作用}}$$

トンネリング

オンサイト相互作用





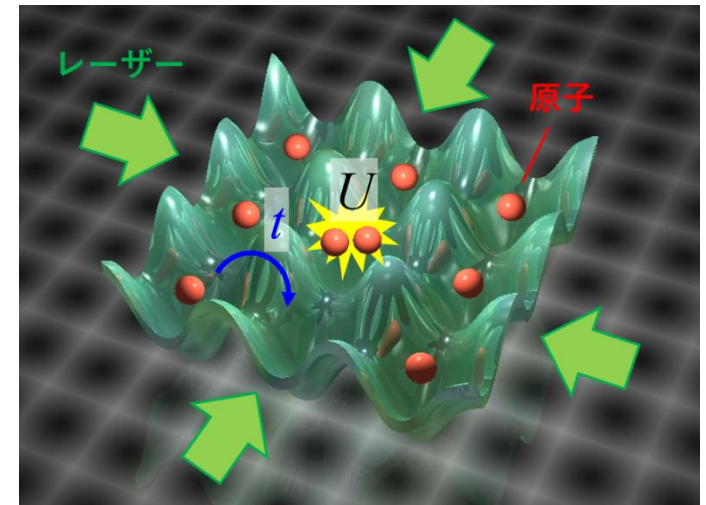
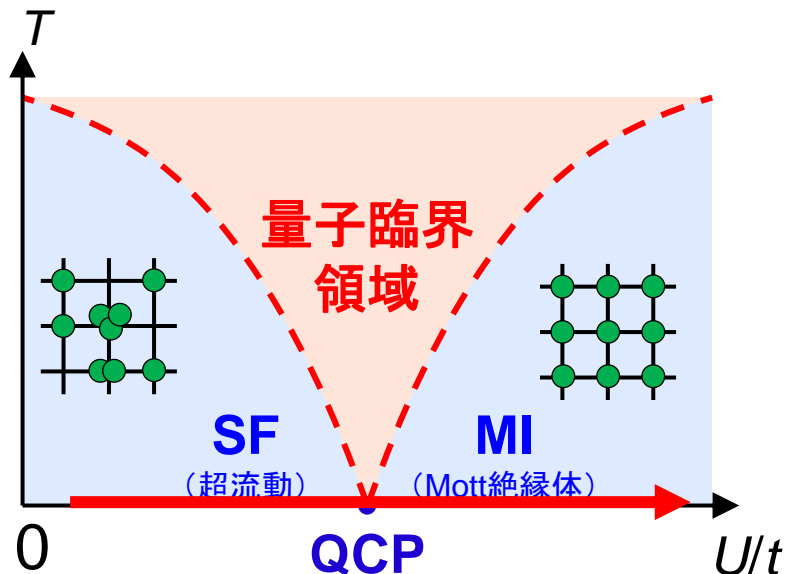
# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響

Bose-Hubbard モデル

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j + \frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)$$



$T=0$ では、光格子深さを変えるだけで超流動-Mott絶縁体量子相転移が観測できる！

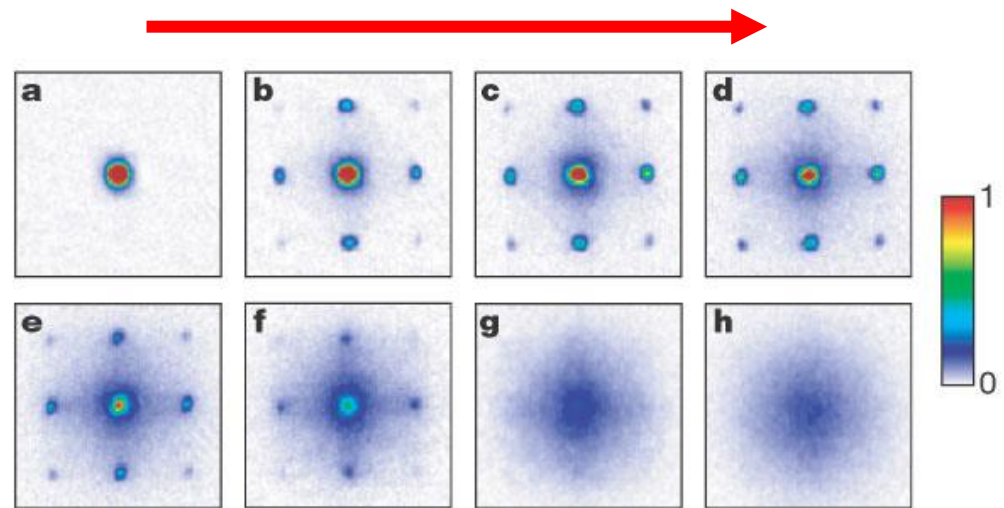
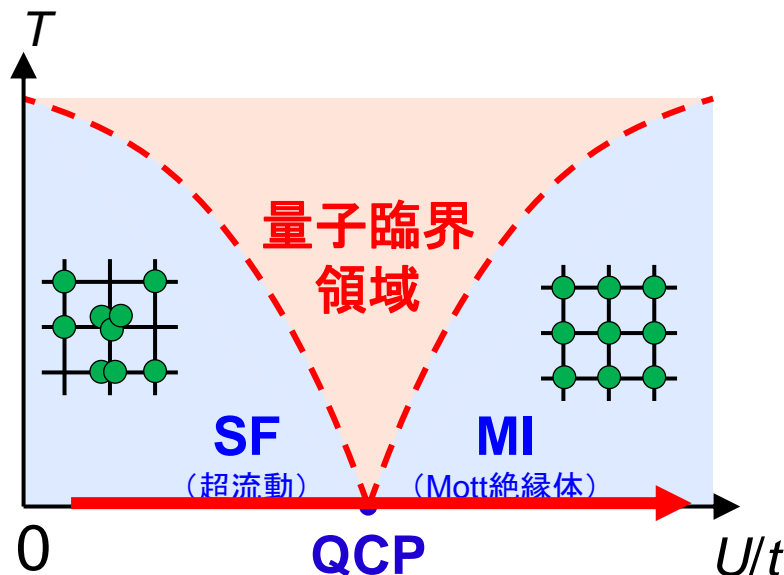
# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響

Bose-Hubbard モデル

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j + \frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)$$



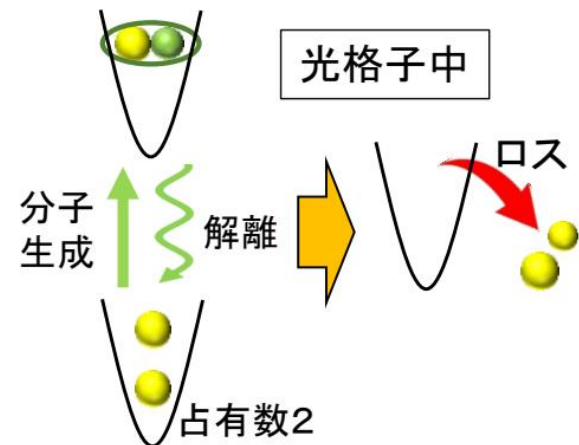
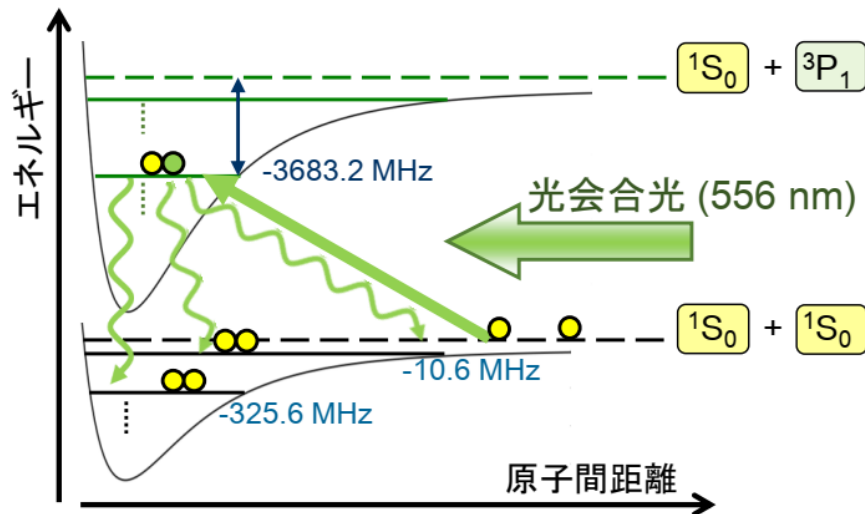
M. Greiner, *et.al.*, Nature **415**, 39-44 (2002)

# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響  
光会合

= 光による分子生成を通じた2体ロス過程



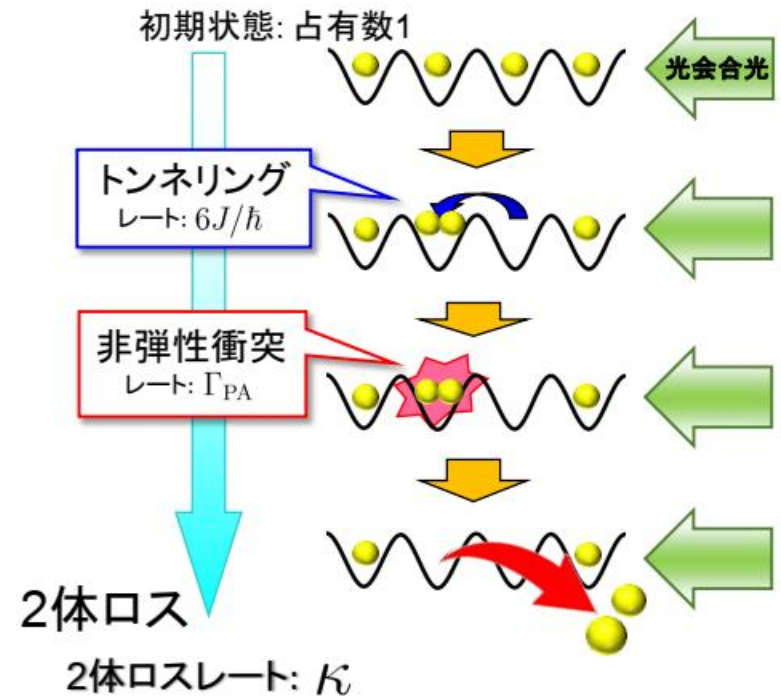
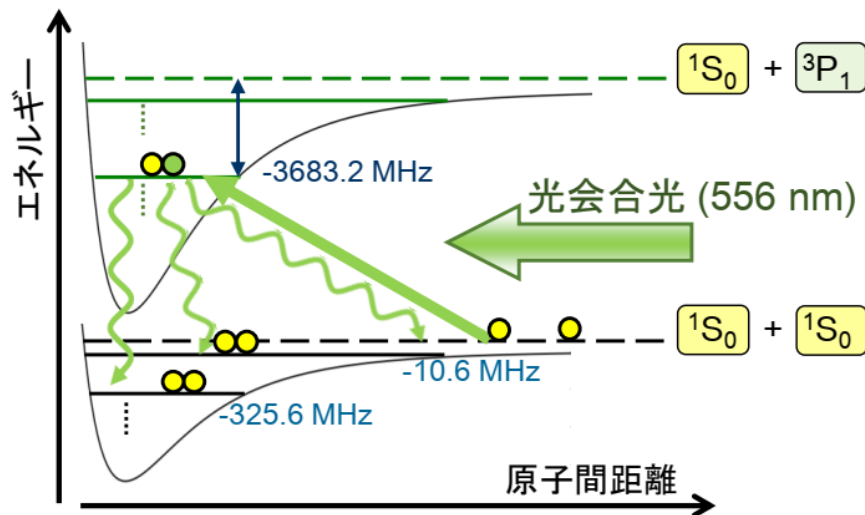
同一サイトに存在する2原子  
の非弾性衝突を誘起

# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響  
光会合

= 光による分子生成を通じた2体ロス過程

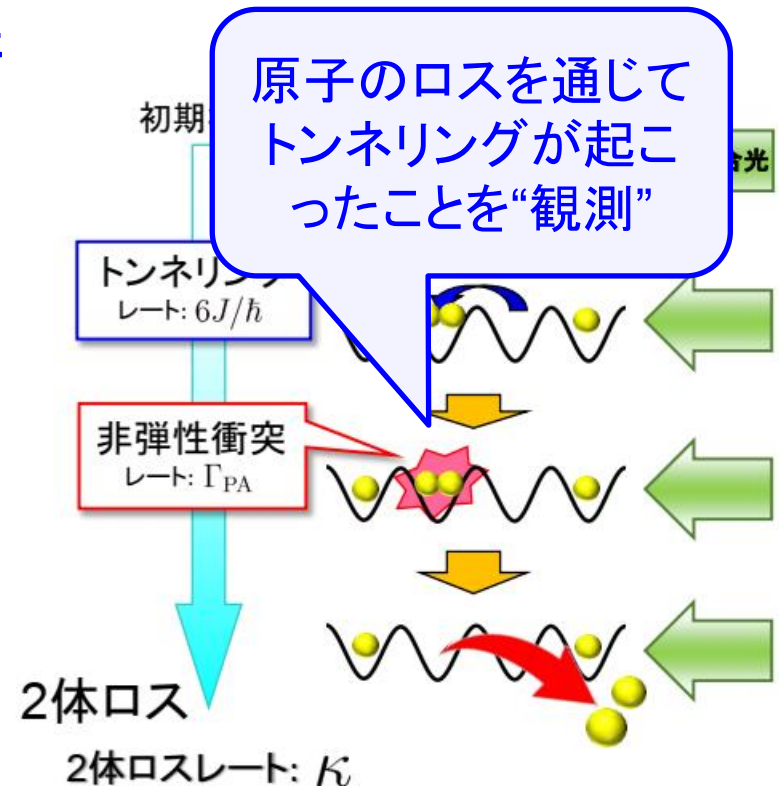
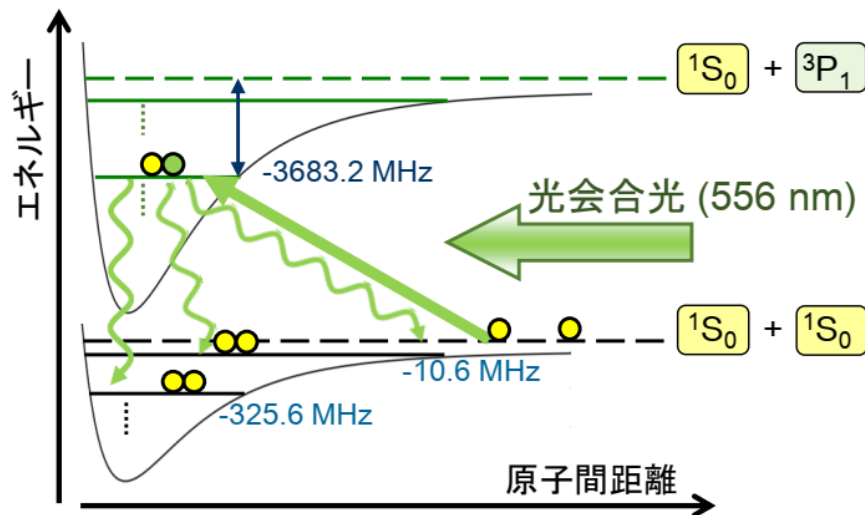


# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響  
光会合

= 光による分子生成を通じた2体ロス過程

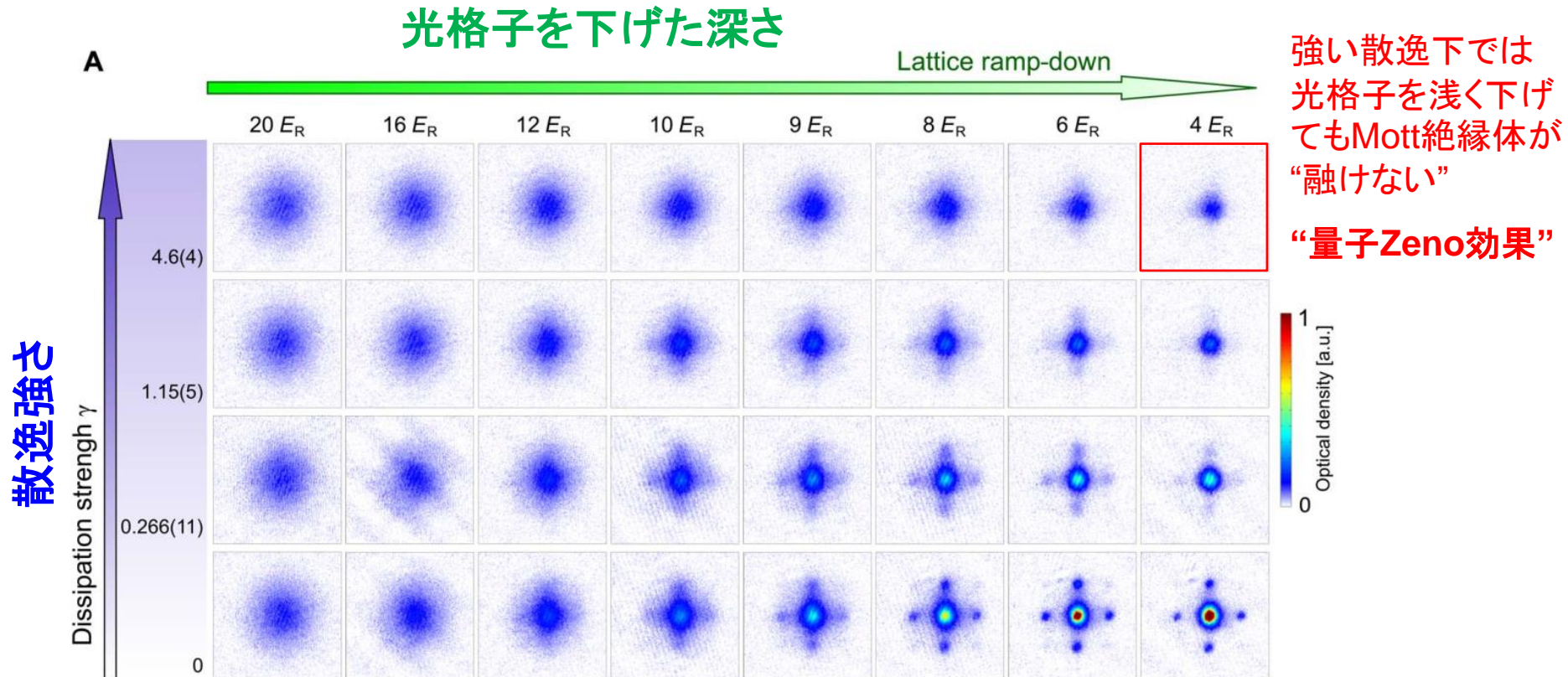




# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響



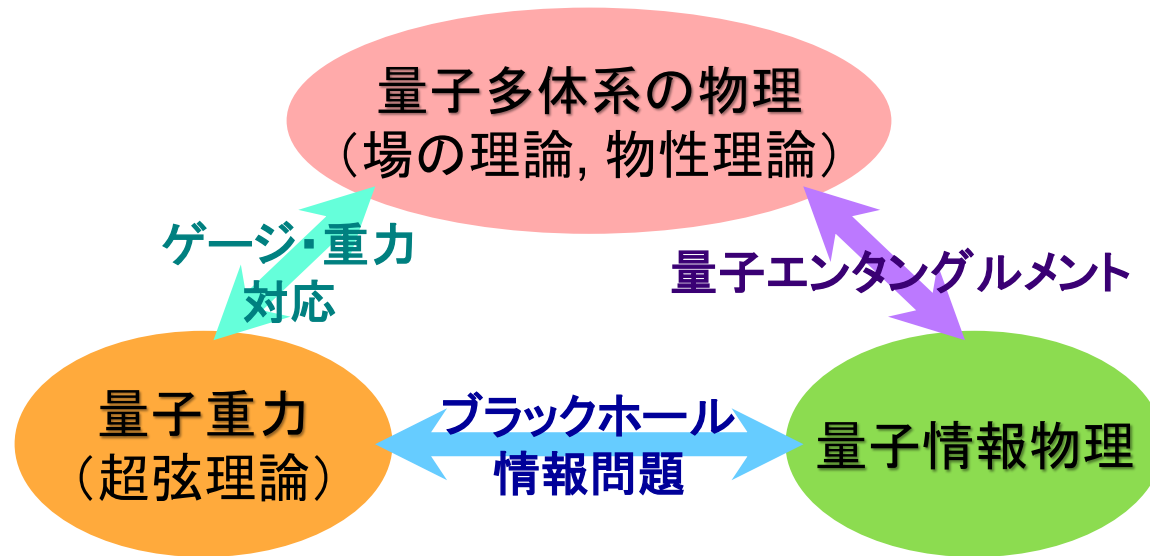
# 発表の流れ

- Introduction
  - ✓ 冷却原子系とは？
  - ✓ 冷却原子系の特徴
  - ✓ 光格子中の冷却原子, 量子気体顕微鏡
  - ✓ エンタングルメント・エントロピーの測定 ※我々の実験ではない
- 光格子中の冷却Yb原子を用いた開放量子多体系の実験
  - ✓ 量子相転移に対する散逸の効果の研究

T. Tomita, S. N., I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).
- 今後: 学術変革領域「極限宇宙」
  - ✓ 測定誘起相転移
  - ✓ 非時間順序相関関数(OTOC)測定



# 今後研究したいと考えている方向性



(高柳匡 他, 日本物理学会誌, Vol.69, No.6, pp361 (2014) より引用)

- ✓ 量子情報物理
- ✓ 量子多体系の物理
- ✓ (量子重力)

- ✓ これらの関連を明らかにする
- ✓ これらの融合領域研究

例) 量子多体系における量子情報の  
伝搬・保存・デコヒーレンス

# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創るー量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム」  
(領域代表: 高柳匡(京大基研))



学術変革領域研究 (A)  
極限宇宙の物理法則を創る

En / Ja  
Members only

ホーム | 領域概要 | 研究組織 | イベント | 成果・アウトリーチ | お問い合わせ先 |

量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム

従来の物理学の「時間・空間・物質」という捉え方を超えて、万物は「量子情報」から構成されるという新しい視点で、「極限宇宙」の解明を目指します。この極限宇宙とは、自然界の極限的な状況を表し、

<https://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~extremeuniverse/>

①量子情報の新しい量子論 (情報の極限)  
②宇宙創成のメカニズム (時間の極限)  
③量子物質のダイナミクス (物質の極限)

# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創るー量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム」  
(領域代表: 高柳匡(京大基研))

- 総括班
- B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

## [B02] 人工量子物質による量子ブラックホールの解明 (21H05185)

- 研究代表者・・・手塚 真樹 京都大学理学研究科・助教
- 研究分担者・・・上西慧理子 慶應義塾大学理工学研究科・特任講師
- 研究分担者・・・中島 秀太 京都大学白眉センター・特定准教授
- 研究分担者・・・森 貴司 理化学研究所創発物性科学研究センター・研究員
- 研究分担者・・・山本 大輔 日本大学文理学部・准教授



手塚 真樹



上西慧理子



中島 秀太



森 貴司



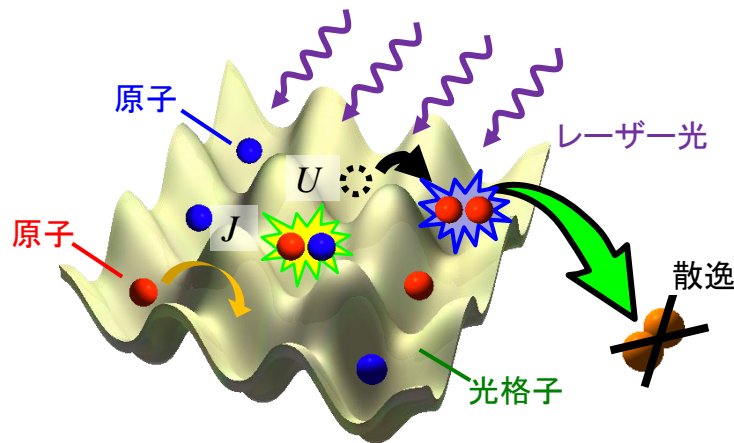
山本 大輔

# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創るー量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム」  
(領域代表: 高柳匡(京大基研))

- ・ 総括班
- ・ B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

## 量子多体系(冷却原子系)

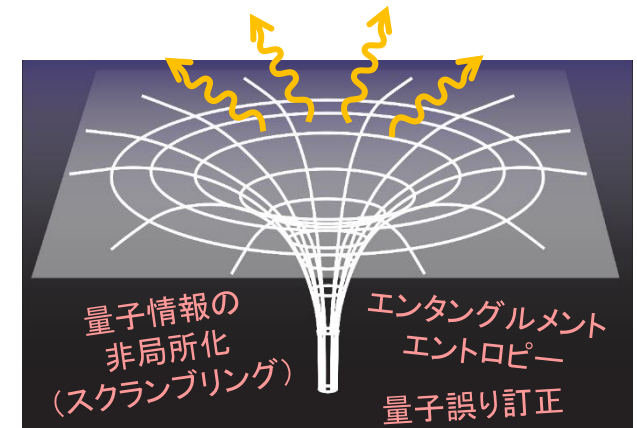


- ✓ 量子非平衡ダイナミクス
- ✓ スクラミング
- ✓ エンタングルメント・エントロピーによる量子相の特徴付け

量子情報の視点による  
量子多体系の非平衡  
ダイナミクスの理解



## ブラックホール



ブラックホール  
情報損失パラドックス

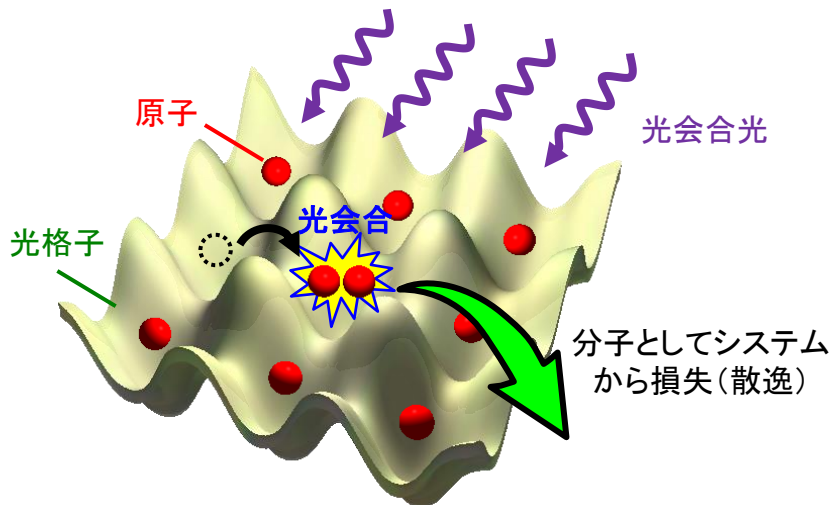
# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創るー量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム」  
(領域代表: 高柳匡(京大基研))

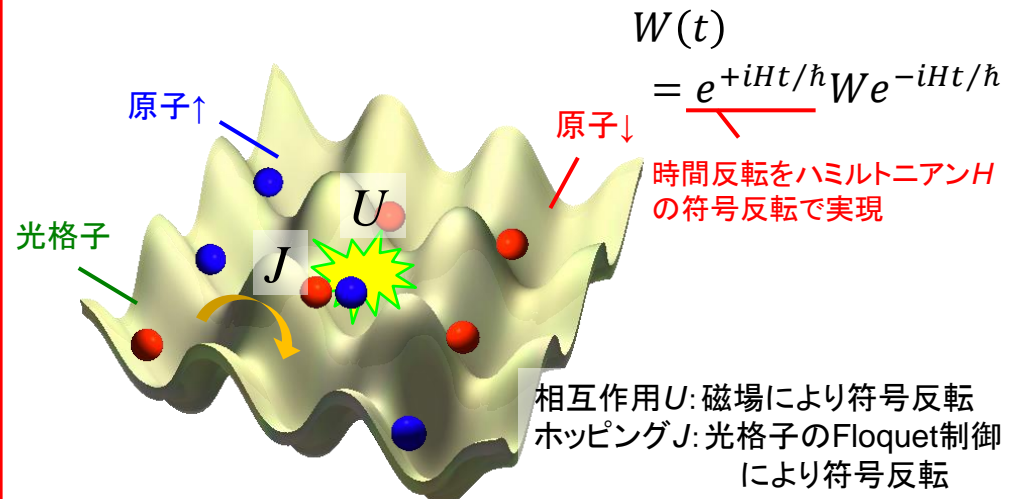
- ・ 総括班
- ・ B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

具体的には...

## 測定誘起量子相転移の観測



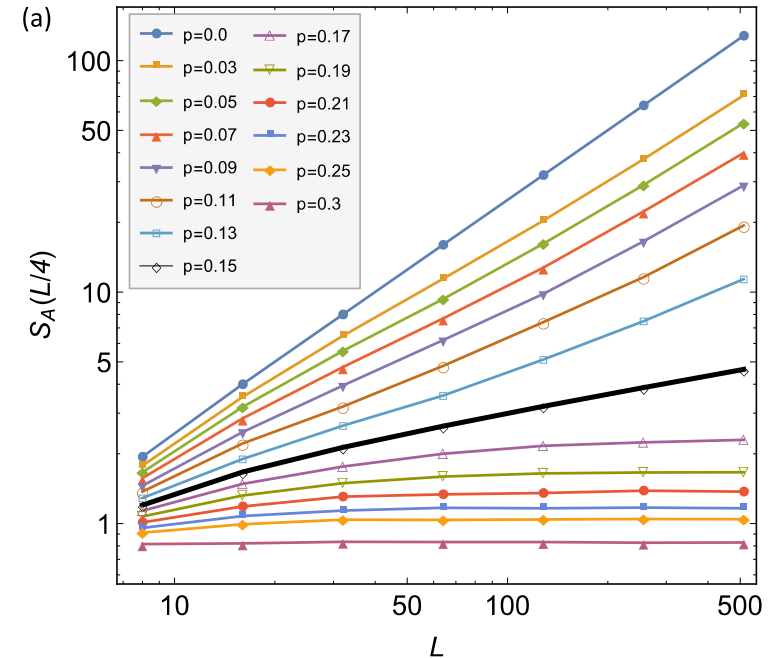
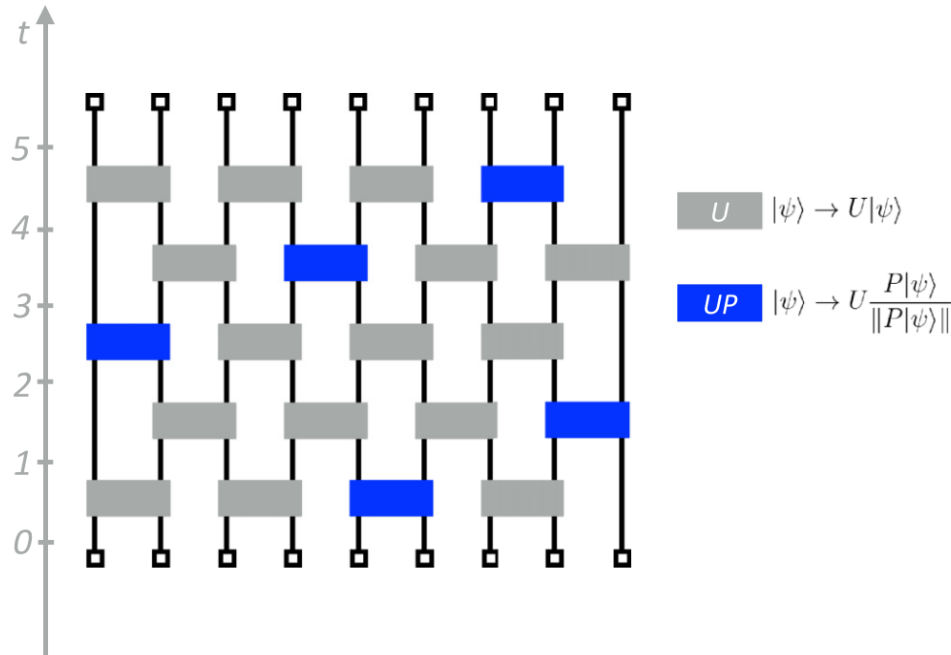
## 非時間順序相関関数(OTOC)の測定



量子多体系における「量子情報のダイナミクス」の理解

# 測定誘起量子相転移(MIT)

## 測定誘起量子相転移



ユニタリーな2量子ゲートと

射影測定型の非ユニタリーゲートの比率

を変えると、エンタングルメント・エントロピーが相転移する

(**体積則**(通常 of 熱力学系)  $\Rightarrow$  **面積則**(多体局在 etc.))

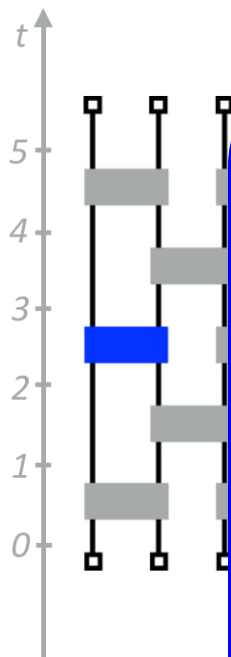
$\therefore$  **散逸による新しい量子相の出現**

Y. Li *et al.*, Phys. Rev. B. **98**, 205136 (2018)



# 測定誘起量子相転移(MIT)

## 測定誘起量子相転移



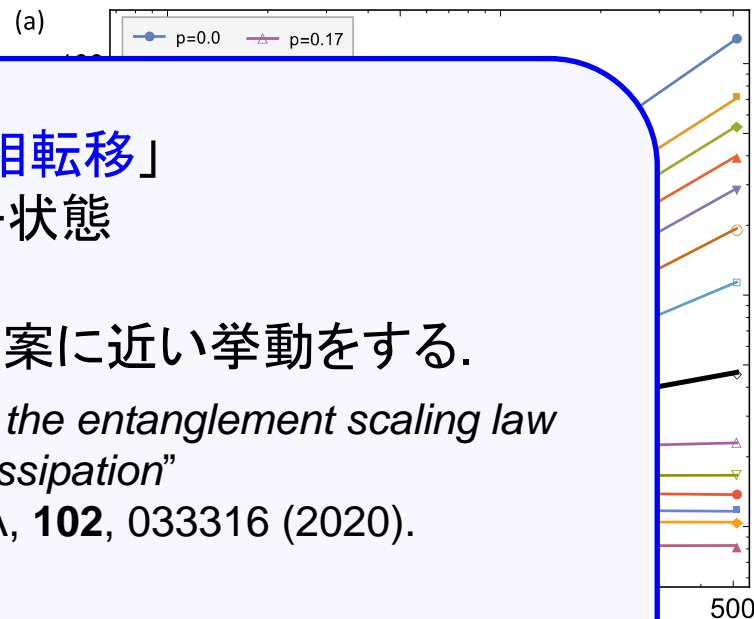
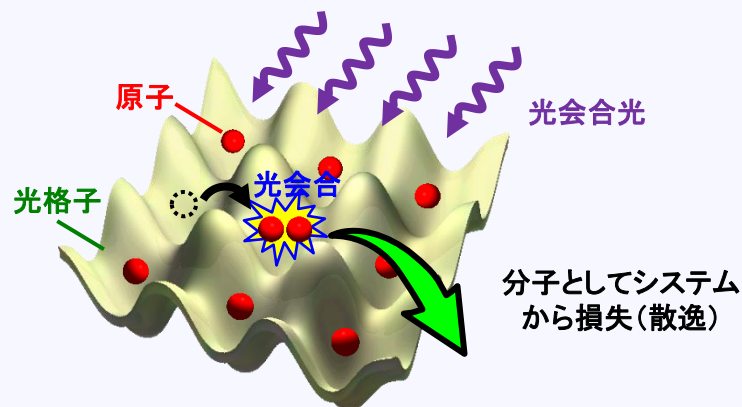
ユニタリー  
射影測定  
を変えると  
(体積則)  
∴散逸に。

✓ 「クロスオーバー」ではなく「相転移」  
⇒ “質的”に異なる量子状態

✓ 「光会合」の系はこの理論提案に近い挙動をする。

*“Measurement-induced transitions of the entanglement scaling law in ultracold gases with controllable dissipation”*

S. Goto and I. Danshita, Phys. Rev. A, **102**, 033316 (2020).



36 (2018)



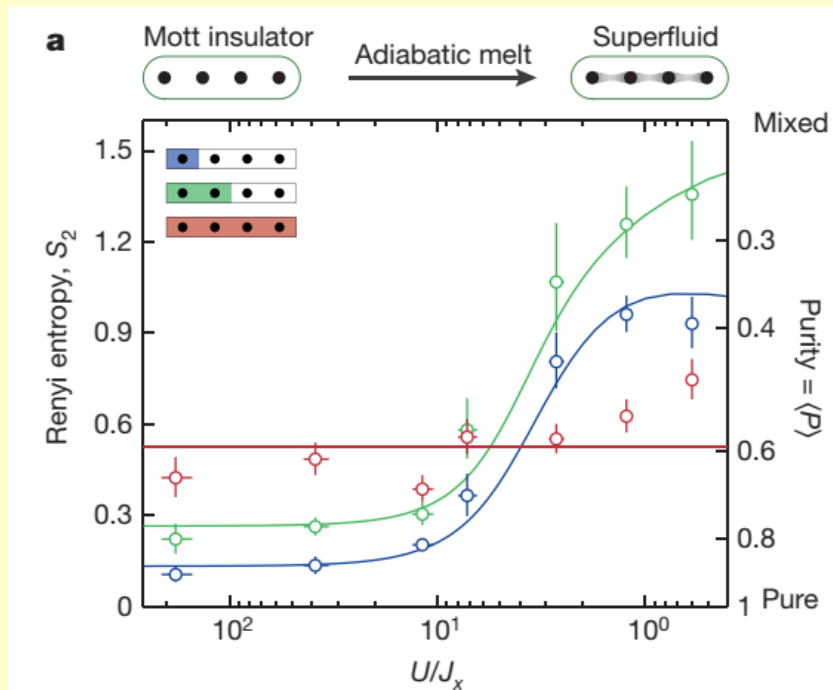
# 量子相転移に対する散逸の効果

T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi, Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響

散逸強さ

Dissipation strength  $\gamma$



R. Islam *et al.*, Nature **528**, 77 (2015).

Linear ramp-down

$6 E_R$

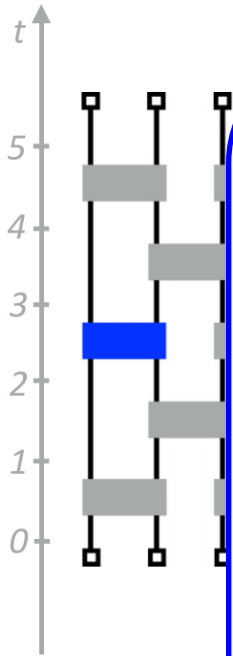
$4 E_R$

強い散逸下では  
光格子を浅く下げ  
てもMott絶縁体が  
“融けない”  
“量子Zeno効果”

Optical density [a.u.]

# 測定誘起量子相転移(MIT)

## 測定誘起量子相転移



ユニタリー  
射影測定  
を変えると  
(体積則)  
∴散逸に。

✓ 「クロスオーバー」ではなく「相転移」  
⇒ “質的”に異なる量子状態

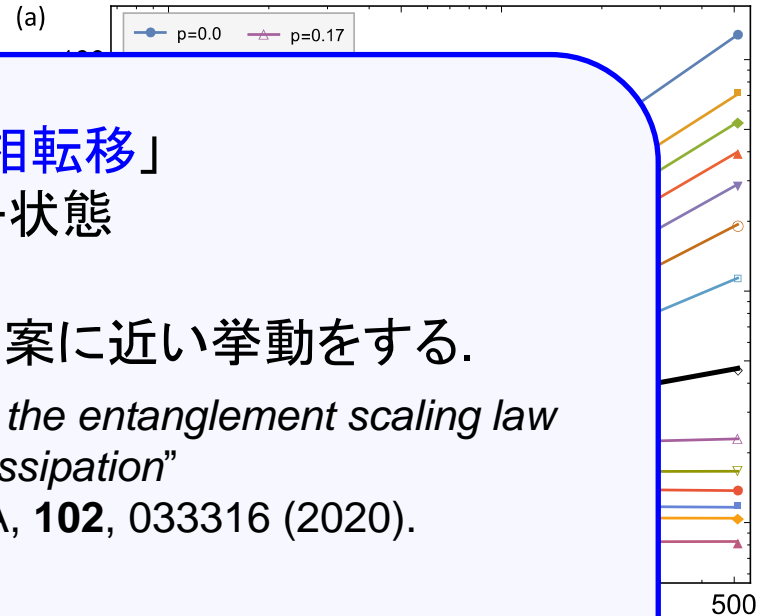
✓ 「光会合」の系はこの理論提案に近い挙動をする。

*“Measurement-induced transitions of the entanglement scaling law in ultracold gases with controllable dissipation”*

S. Goto and I. Danshita, Phys. Rev. A, **102**, 033316 (2020).

光格子中の冷却原子＋光会合の系で、実際にエンタングルメント・エントロピーを評価して、測定誘起相転移を観測したい。

(ただし、光会合の実験では原子ロスの影響で、相転移ではなく超流動相からMott絶縁体相へのクロスオーバーのように見えていたので、その部分をどう改善するか?)



36 (2018)

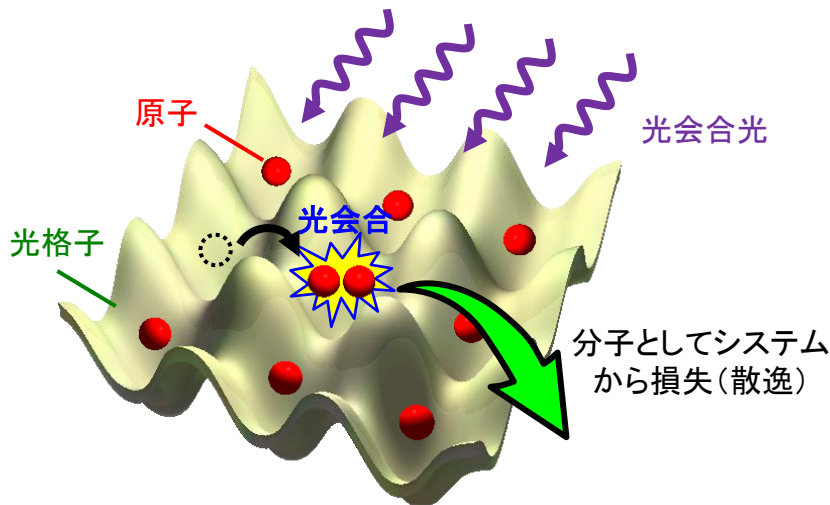
# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創るー量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム」  
(領域代表: 高柳匡(京大基研))

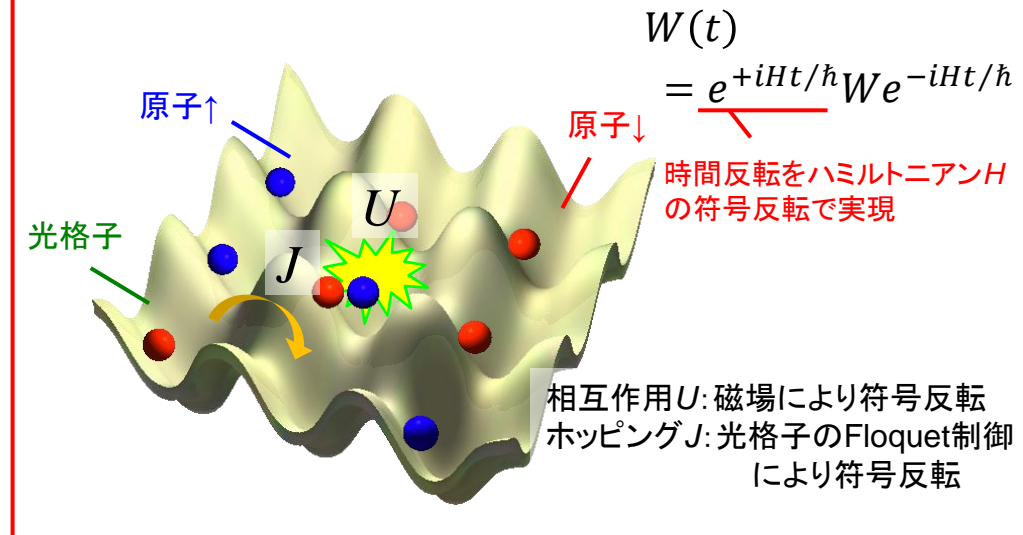
- ・ 総括班
- ・ B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

具体的には...

## 測定誘起量子相転移の観測



## 非時間順序相関関数(OTOC)の測定

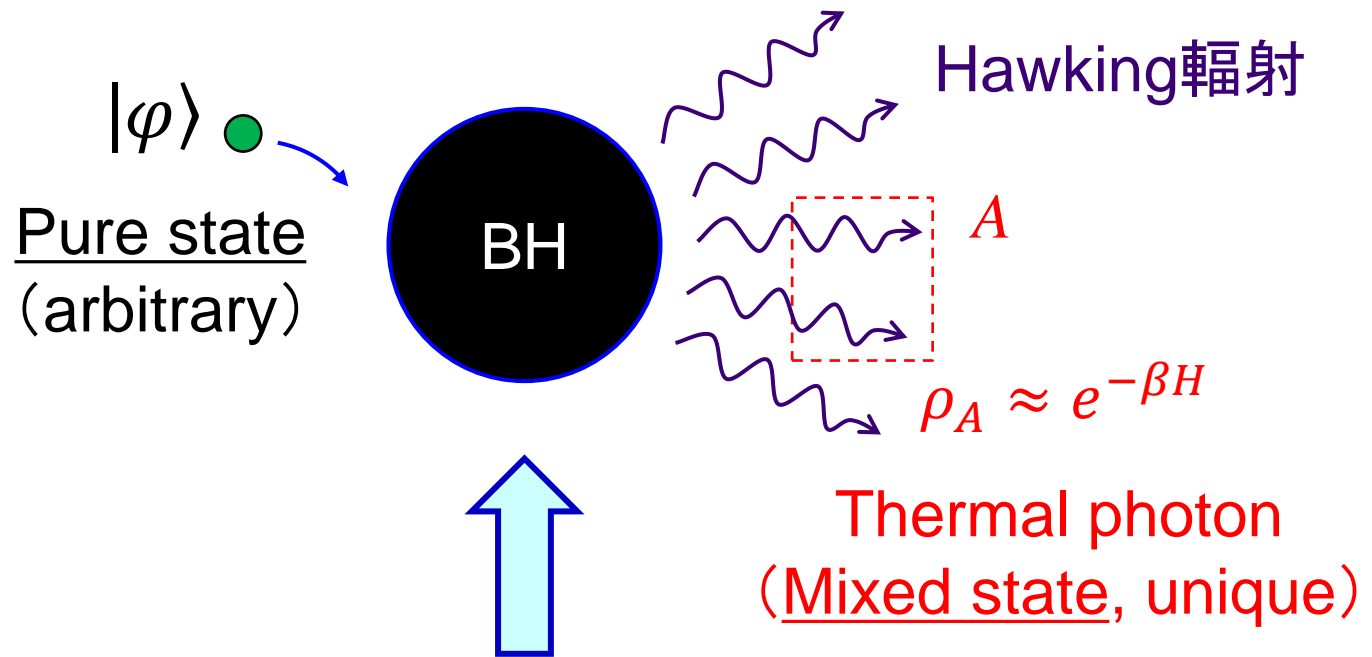


量子多体系における「量子情報のダイナミクス」の理解

# 人工量子物質による量子ブラックホールの解明

## ブラックホール情報喪失問題

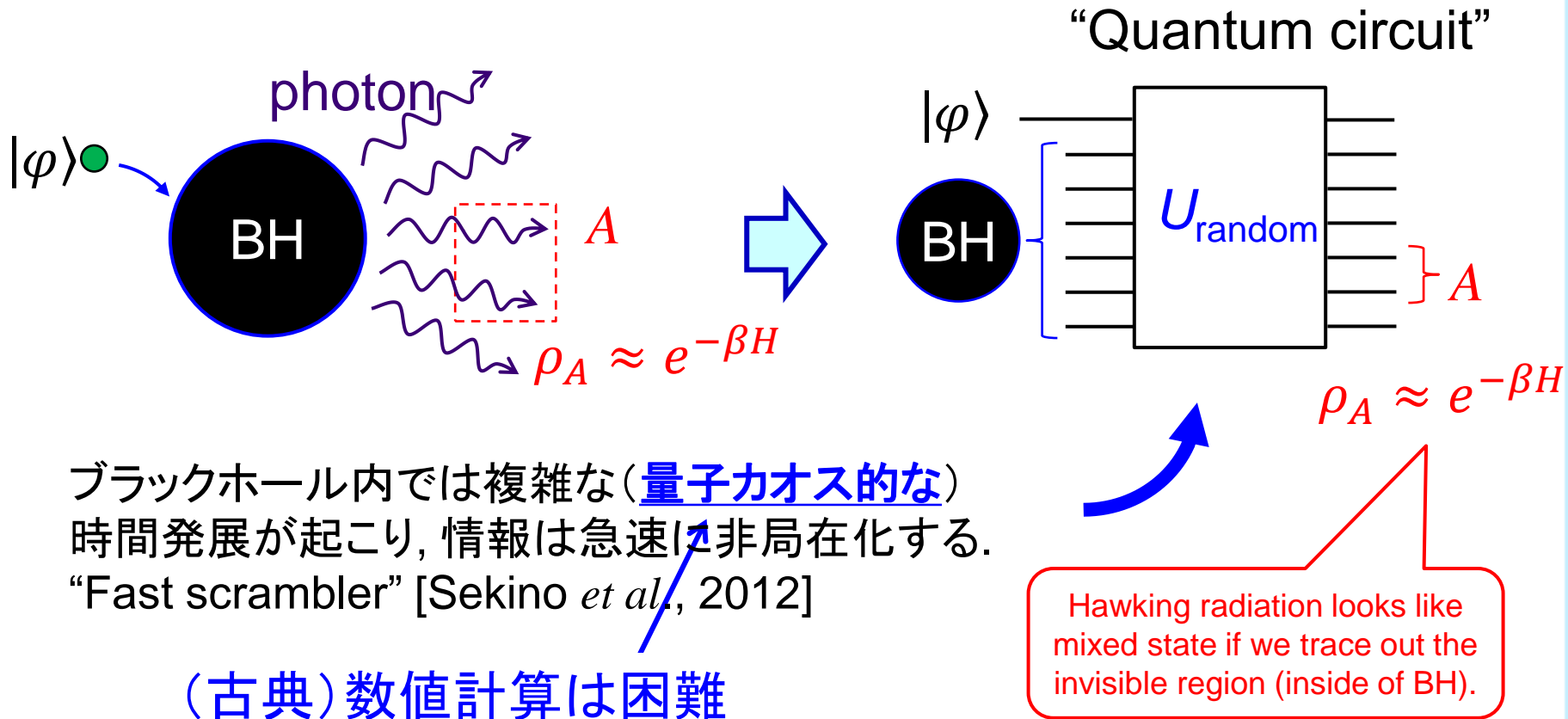
Quantum effects allow black holes to emit exact black body radiation.



量子力学のユニタリ発展と矛盾  
“Black Hole Information Paradox”

# 人工量子物質による量子ブラックホールの解明

## Recent idea



量子時空のダイナミクスには量子シミュレーションが必要！

# 非時間順序相関関数(OTOC)

量子シミュレータでなにをシミュレートするのか？

⇒ 非時間順序相関関数(Out-of-Time-Ordered correlator, OTOC)

$$C(\tau) = \langle W^\dagger(\tau) V^\dagger(0) W(\tau) V(0) \rangle$$

$W, V$ : operation  
 $W(t) = e^{iHt} W e^{-iHt}$

仮説1

OTOCの変化率には上限がある. [Maldacena *et al.* (2016)]

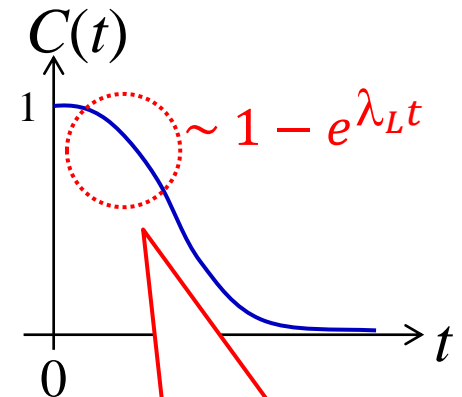
Maldacena-Shenker-Stanford bound:  $\lambda_L \leq \frac{2\pi k_B T}{\hbar}$

仮説2

ブラックホールはこの世で最も早い“かき混ぜ器”.

“Black holes are the fastest scrambles in nature.”  
: 上限達成 [Sekino *et al.* (2012)]

- ✓ ブラックホールの量子カオス性の指標
- ✓ 上限を達成する物理系はブラックホールと等価(?)



Exponential decay  
with Lyapunov  
exponent  $\lambda_L$   
in quantum chaotic  
systems

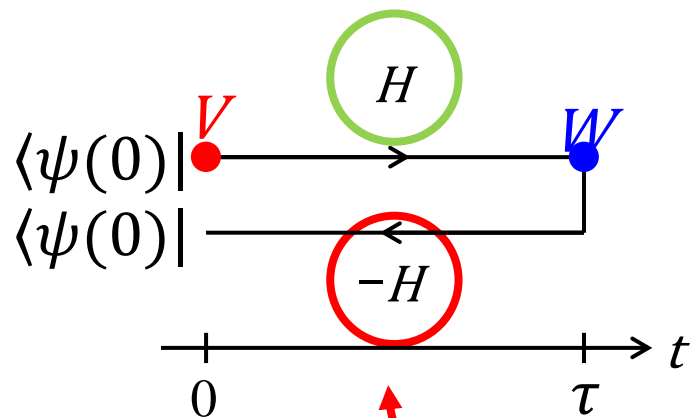
# 非時間順序相関関数(OTOC)

量子シミュレータでなにをシミュレートするのか？

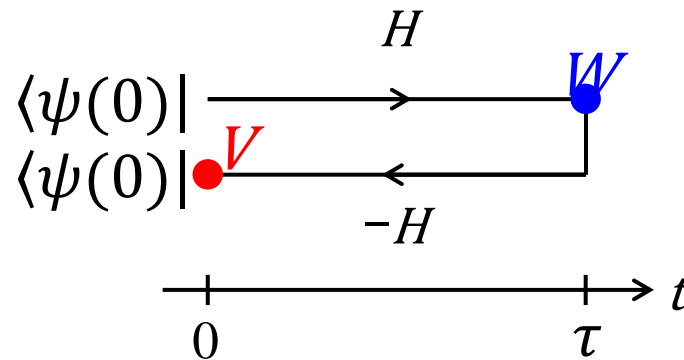
⇒ 非時間順序相関関数(Out-of-Time-Ordered correlator, OTOC)

$$C(\tau) = \langle W^\dagger(\tau) V^\dagger(0) W(\tau) V(0) \rangle$$

$W, V$ : operation  
 $W(t) = e^{iHt} W e^{-iHt}$



と



Inversion of sign of Hamiltonian (invert dynamics)

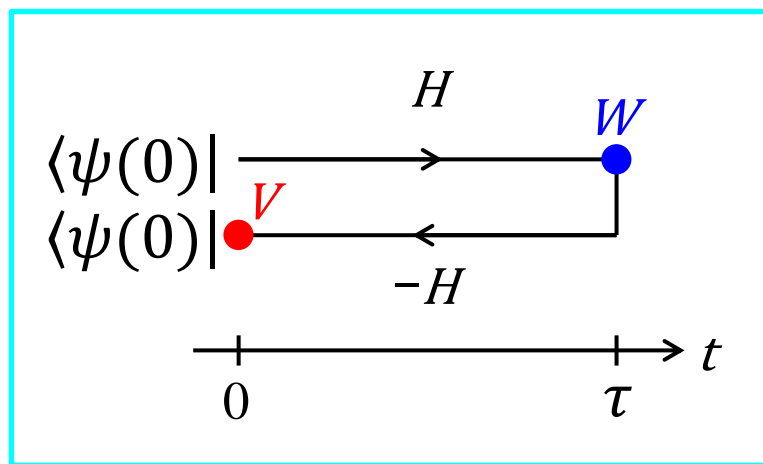
時間反転のハミルトニアン- $H$ を実現する  
高度な量子状態制御が必要

# What is the OTOC ?

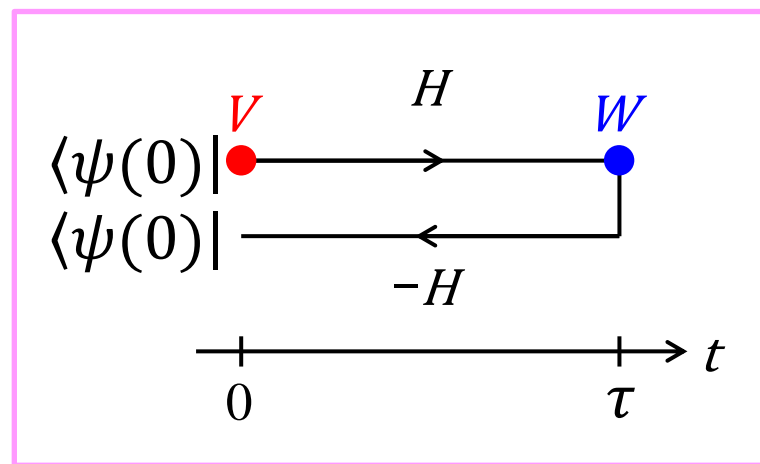
## 1) 量子カオス性の指標(?)

$$C(\tau) = \langle W^\dagger(\tau) V^\dagger(0) W(\tau) V(0) \rangle$$

$W, V$ : operation  
 $W(t) = e^{iHt} W e^{-iHt}$



と



どちらも時刻  $t=0$  で摂動  $V$ 、時刻  $t=\tau$  で摂動  $W$  を加えているが、摂動を与える“順番”を変えると状態が大きく変わる。

⇒ 摂動に対する鋭敏性 = バタフライ効果 (量子カオス)

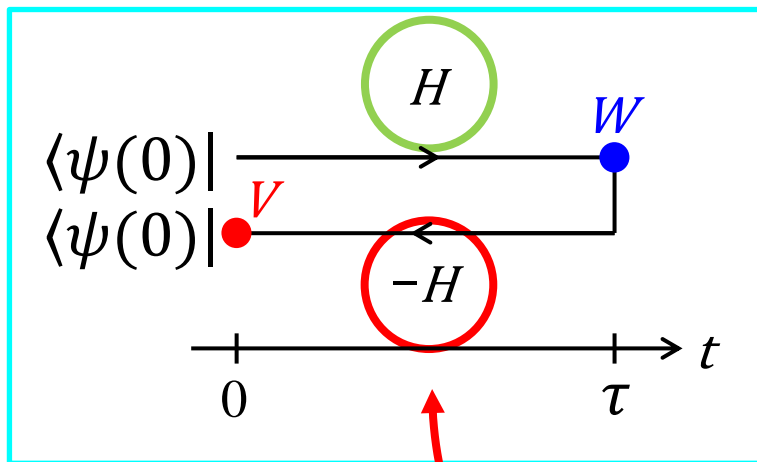


# What is the OTOC ?

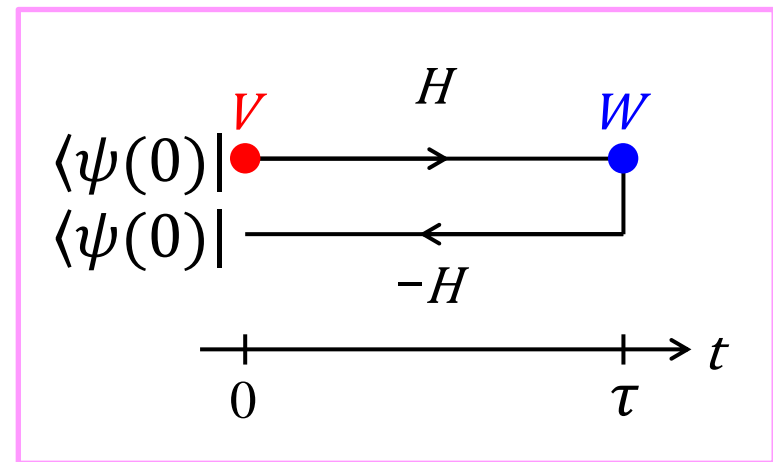
## 1) 量子カオス性の指標(?)

$$C(\tau) = \langle W^\dagger(\tau) V^\dagger(0) W(\tau) V(0) \rangle$$

$W, V$ : operation  
 $W(t) = e^{iHt} W e^{-iHt}$



と



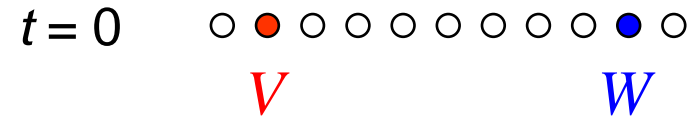
時間反転のハミルトニアン- $H$ を実現する  
高度な量子状態制御が必要

# What is the OTOC ?

$$H = \sum_j \sigma_j^z \sigma_{j+1}^z$$

## 2) 量子情報の非局所化の指標

$W, V$ : local operator



$t=0$  では可換:  $[V, W(0)] = 0$

$t \neq 0$  での  $[V, W(t)]$  ?

$$W(t) = e^{iHt} W e^{-iHt}$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(it)^k}{k!} \underbrace{[H, \dots [H, W] \dots]}_k$$

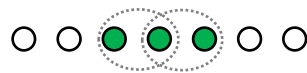
Baker-Campbell-Hausdorff 公式

$$= \underbrace{W}_{1\text{-body}} + it \underbrace{[H, W]}_{2\text{-body}} - \frac{t^2}{2!} \underbrace{[H, [H, W]]}_{3\text{-body}} - i \frac{t^3}{3!} [H, [H, [H, W]]] + \dots$$

1-body



2-body



3-body



# What is the OTOC ?

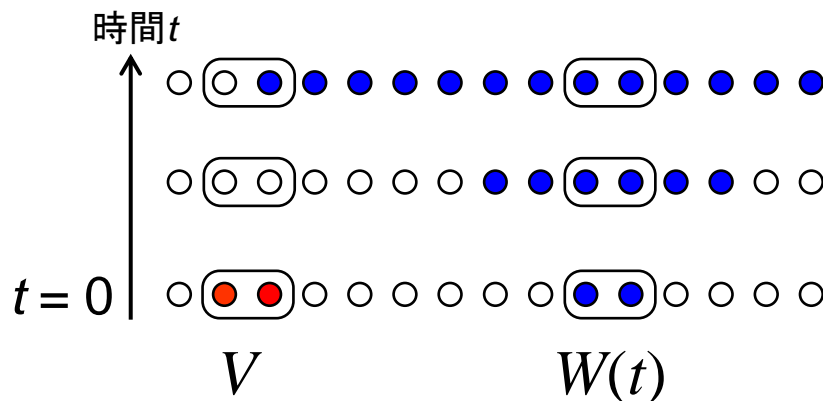
## 2) 量子情報の非局所化の指標

$$W(t) = \underbrace{W}_{1\text{-body}} + \underbrace{it[H, W]}_{2\text{-body}} - \frac{t^2}{2!} \underbrace{[H, [H, W]]}_{3\text{-body}} - i \frac{t^3}{3!} [H, [H, [H, W]]] + \dots$$

(日本物理学会誌, 74, 691 の図を基に作成)

時間  $t$  が大きくなるにつれて,  
 $W(t)$  はどんどん“非局所化”し、  
 いずれ  $V$  と可換ではなくなる。

“Operator growth”



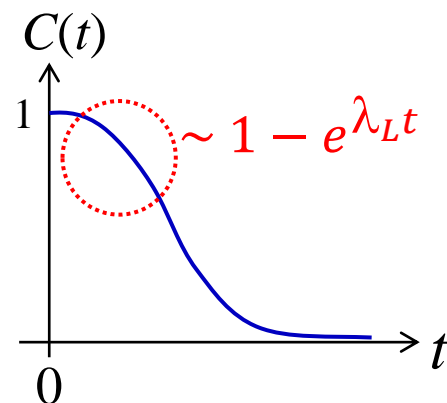
## OTOC

$$\langle |[V, W(t)]|^2 \rangle = 2(1 - \text{Re} \langle \underbrace{W^\dagger(t) V^\dagger W(t) V}_{\text{OTOC} : C(t)} \rangle)$$

$W(t)$  が急速に非局所化して  $V$  と可換ではなくなる。

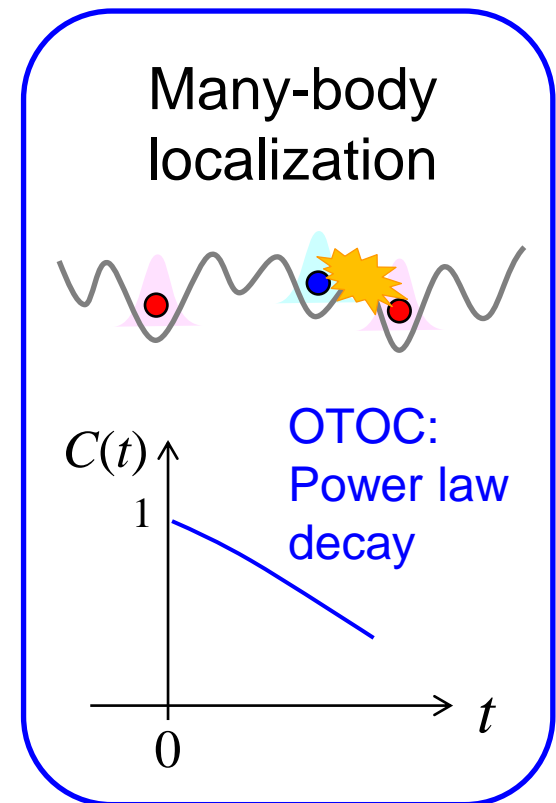
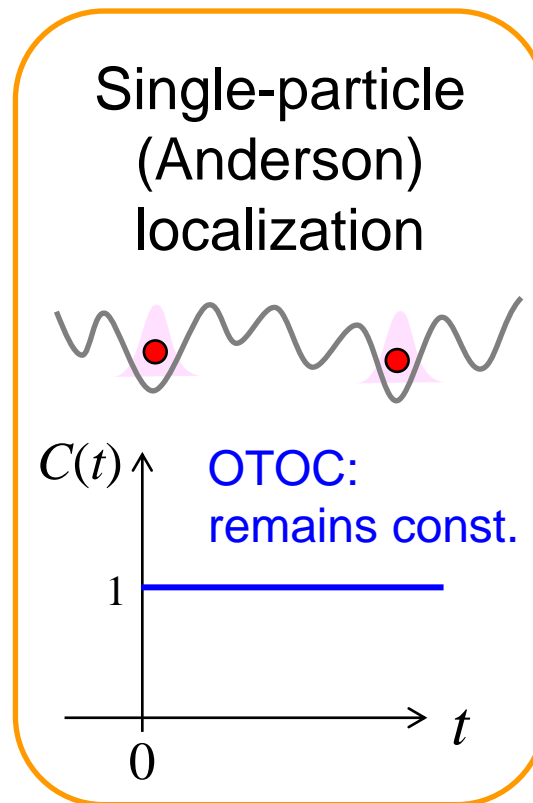
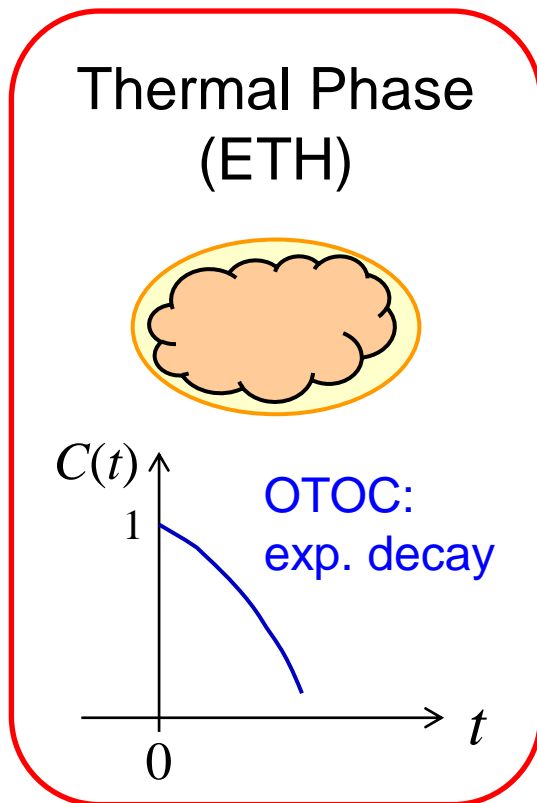


OTOCが急速に1から減衰する。



# OTOCの意義・重要性

- ✓ ブラックホールの量子カオス性・情報の非局所化の指標
- ✓ 上限を達成する物理系はブラックホールと等価(?) (ゲージ・重力対応)
- ✓ より一般の量子多体系における量子情報の非局所化の指標に



※例外もあり

R. Fan *et al.*, Science Bulletin, **62**, 707 (2017).

Y. Huang *et al.*, Annalen der Physik, **529**, 1600318 (2017).

# 非時間順序相関関数(OTOC)

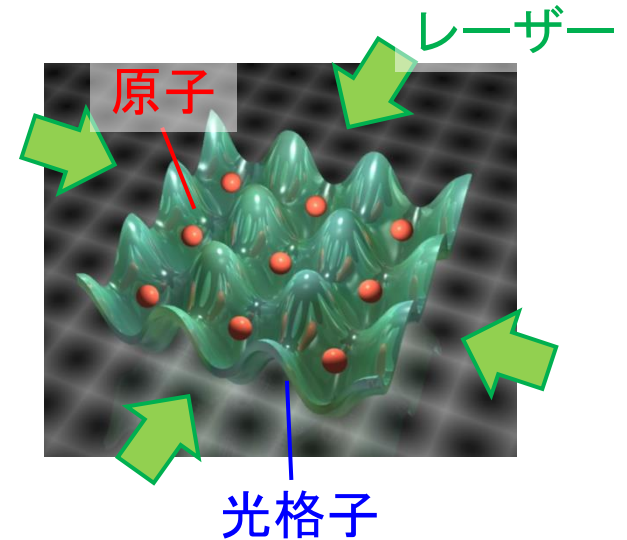
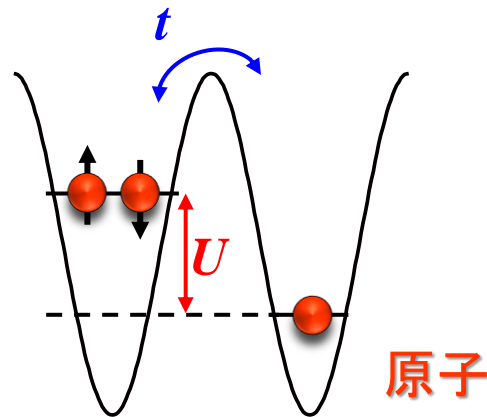
- ✓ 冷却原子系での時間反転量子多体ダイナミクスの実現

光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)

$$H = \underbrace{-t \sum_{\langle ij \rangle} c_i^\dagger c_j}_{\text{運動エネルギー項 (トンネリング)}} + \underbrace{U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}}_{\text{相互作用項}}$$

運動エネルギー項  
(トンネリング)

相互作用項



# 非時間順序相関関数(OTOC)

- ✓ 冷却原子系での時間反転量子多体ダイナミクスの実現

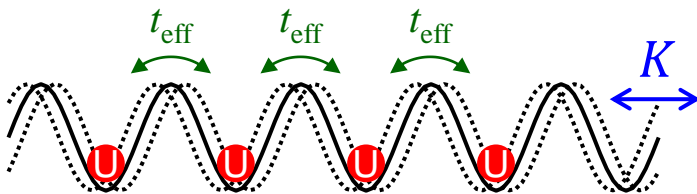
光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)

$$H = -\sum_{\langle ij \rangle} c_i^\dagger c_j + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

Floquet制御

$-t$

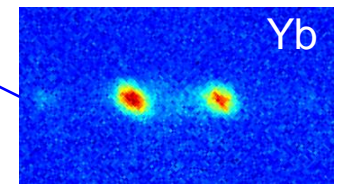
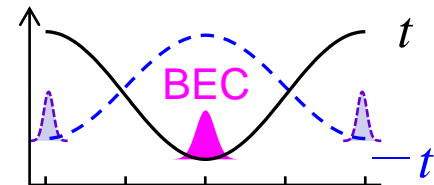
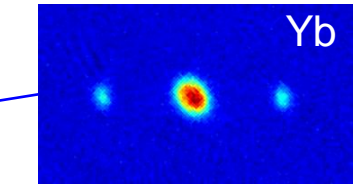
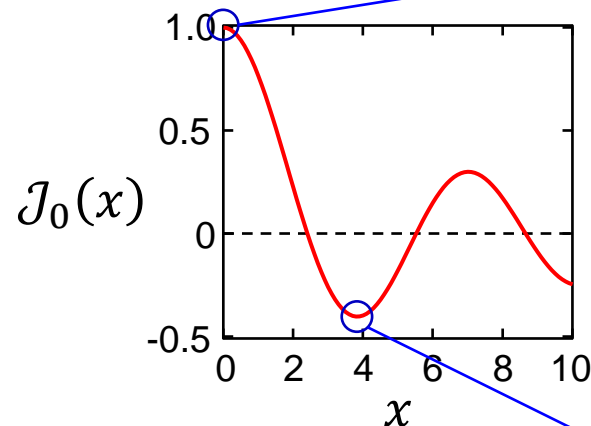
光格子の周期的変調



$$t_{\text{eff}} = t J_0(K_0)$$

$$K_0 = K/\hbar\omega$$

H. Lignier *et al.*,  
PRL (2007).



Yb原子に対しては  
テスト済み  
(unpublished)

# 非時間順序相関関数(OTOC)

✓ 冷却原子系での時間反転量子多体ダイナミクスの実現

光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)

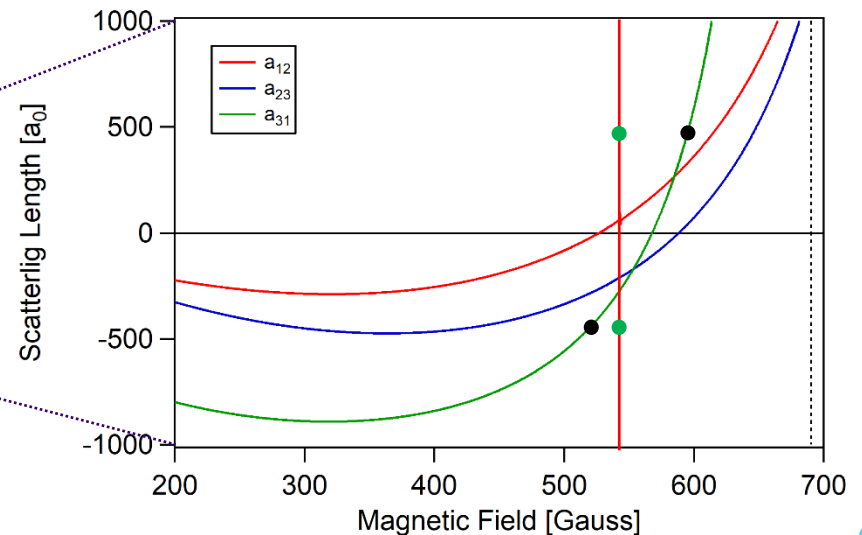
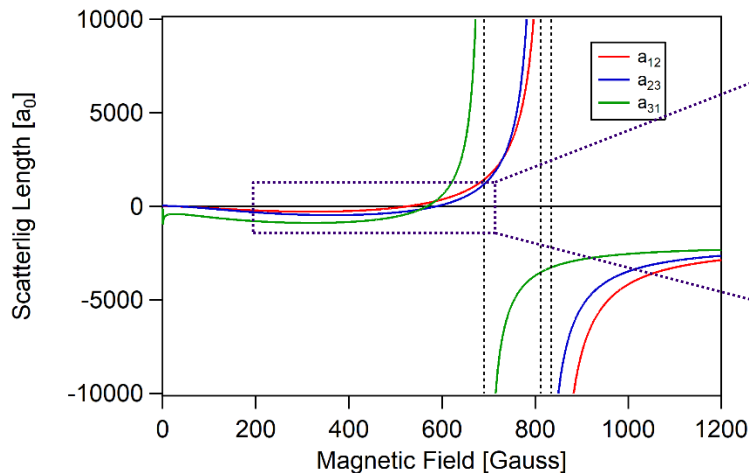
$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle} c_i^\dagger c_j + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

Feshbach共鳴

$-U$

- 狭線幅FR ( $\Delta \sim 100$  mG)
- 広線幅FR ( $\Delta \sim 122$  G)

$^6\text{Li}$ 原子の磁場Feshbach共鳴



# 非時間順序相関関数(OTOC)

- ✓ 冷却原子系での時間反転量子多体ダイナミクスの実現

光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbradモデル)

$$H = -\underbrace{t}_{\text{blue}} \sum_{\langle ij \rangle} c_i^\dagger c_j + \underbrace{U}_{\text{red}} \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

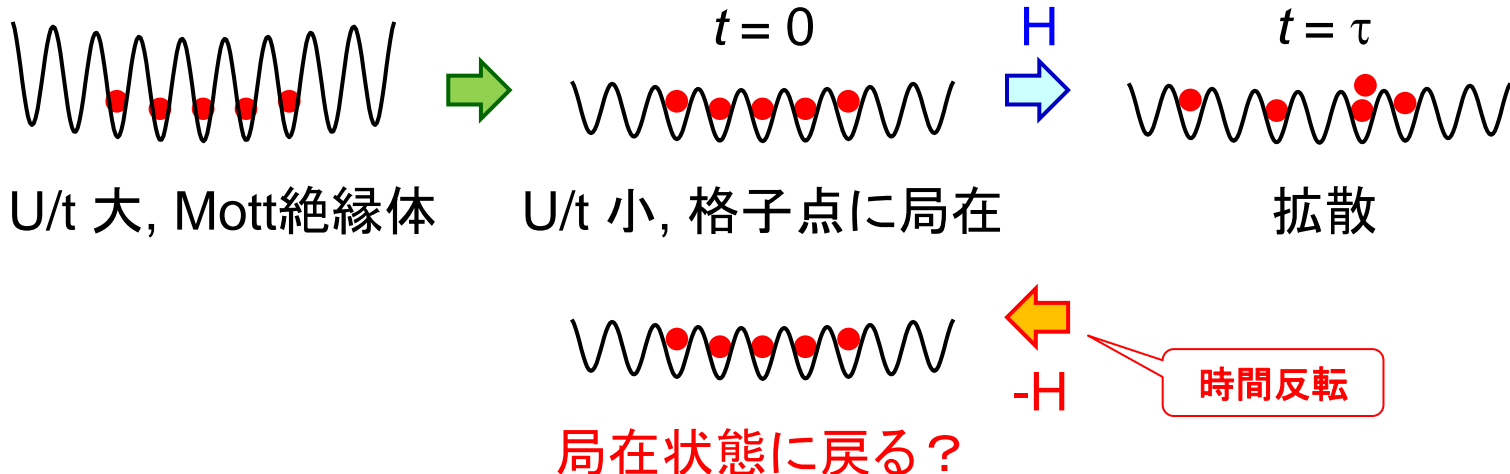
$-H$

$-t$

$-U$

量子多体ダイナミクス  
の時間反転操作！

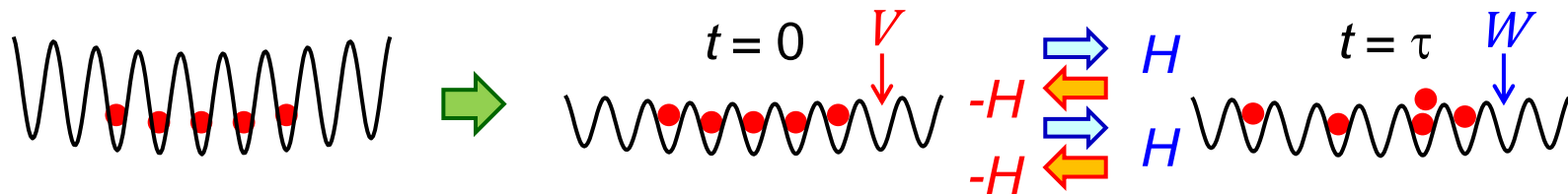
時間反転量子ダイナミクス





# 非時間順序相関関数(OTOC)

- ✓ 冷却原子系に対する非時間順序相関関数(OTOC)の測定

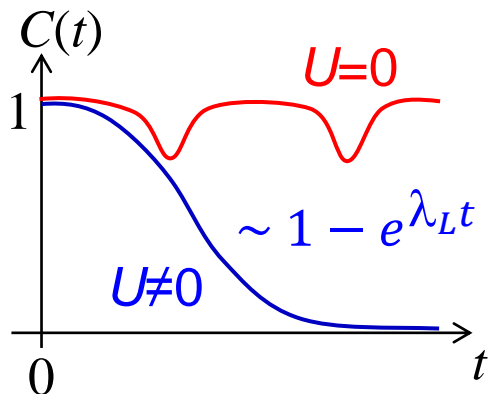


始状態  $|\psi_i\rangle$  と

終状態  $|\psi_f\rangle = W^\dagger(\tau)V^\dagger(0)W(\tau)V(0)|\psi_i\rangle$

$$W(t) = e^{iHt} W e^{-iHt}$$

とのフィデリティがOTOC(の自乗)に相当 (B. Swingle, *et al.* (2016))



保存量

相互作用がない系 ( $U=0$ , 可積分系)  
と相互作用がある系 ( $U \neq 0$ ) で  
Lyapunov指数にどう違いが出るか？

# 現状

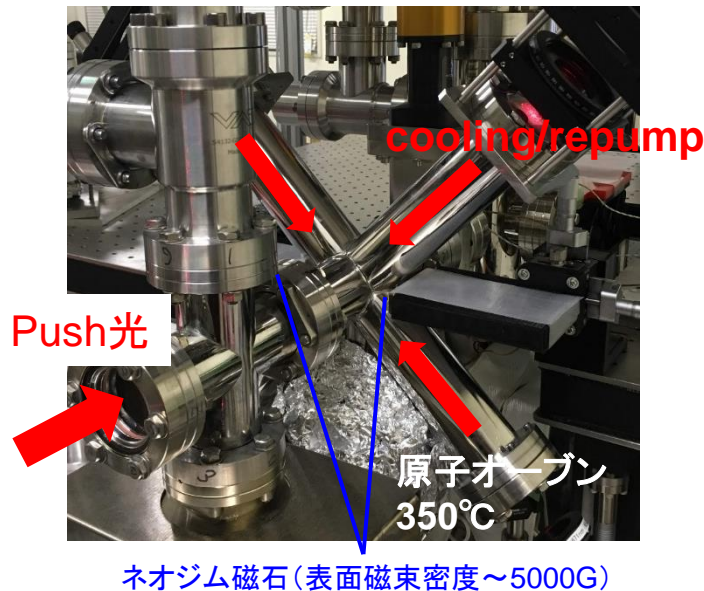
## 2D&3D 磁気光学トラップ(2D&3D-MOT)

Tiecke *et al.*, PRA 80, 013409 (2009)

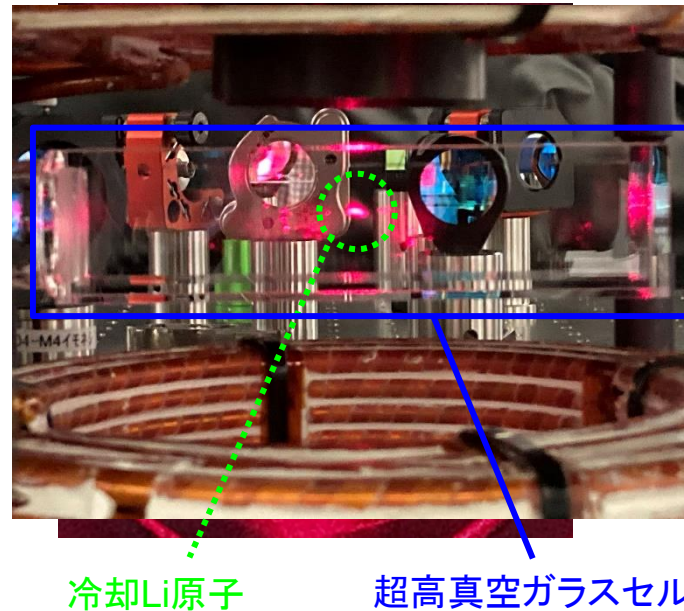
Ikemachi *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 50 (2017)

### ➤ 2D-magneto-optical trap (2D-MOT)

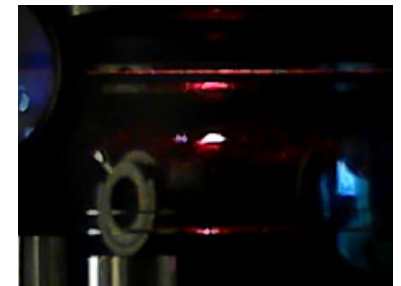
- ✓ Zeeman slowerと比較してシンプル・コンパクト



### ${}^6\text{Li}$ (Fermions) 3D-MOT



### ${}^7\text{Li}$ (Bosons) 3D-MOT



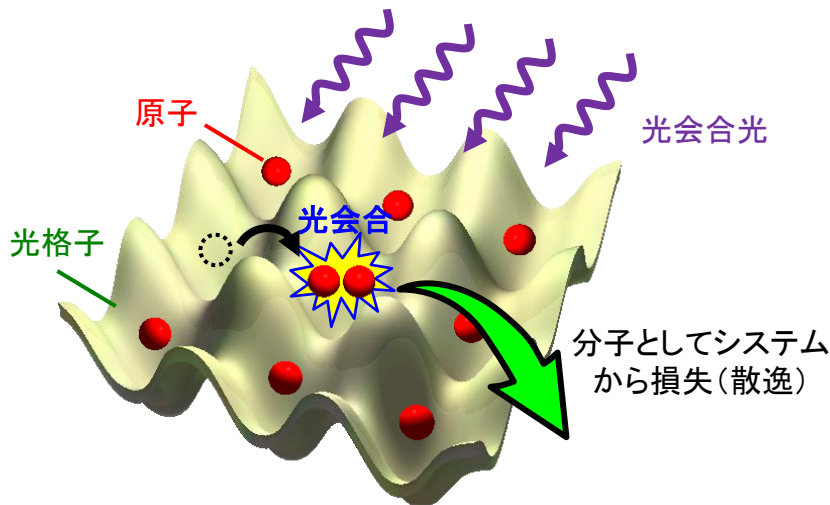
# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創るー量子情報で拓く時空と物質の新しいパラダイム」  
(領域代表: 高柳匡(京大基研))

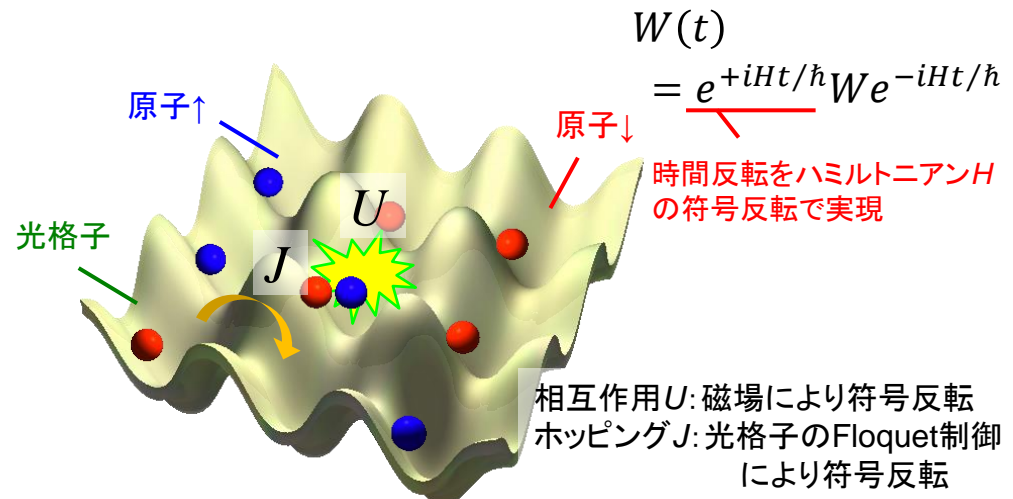
- ・ 総括班
- ・ B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

具体的には...

## 測定誘起量子相転移の観測



## 非時間順序相関関数(OTOC)の測定



量子多体系における「量子情報のダイナミクス」の理解

ご清聴ありがとうございました。

