

---

# 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

量子多休開放系における  
「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？

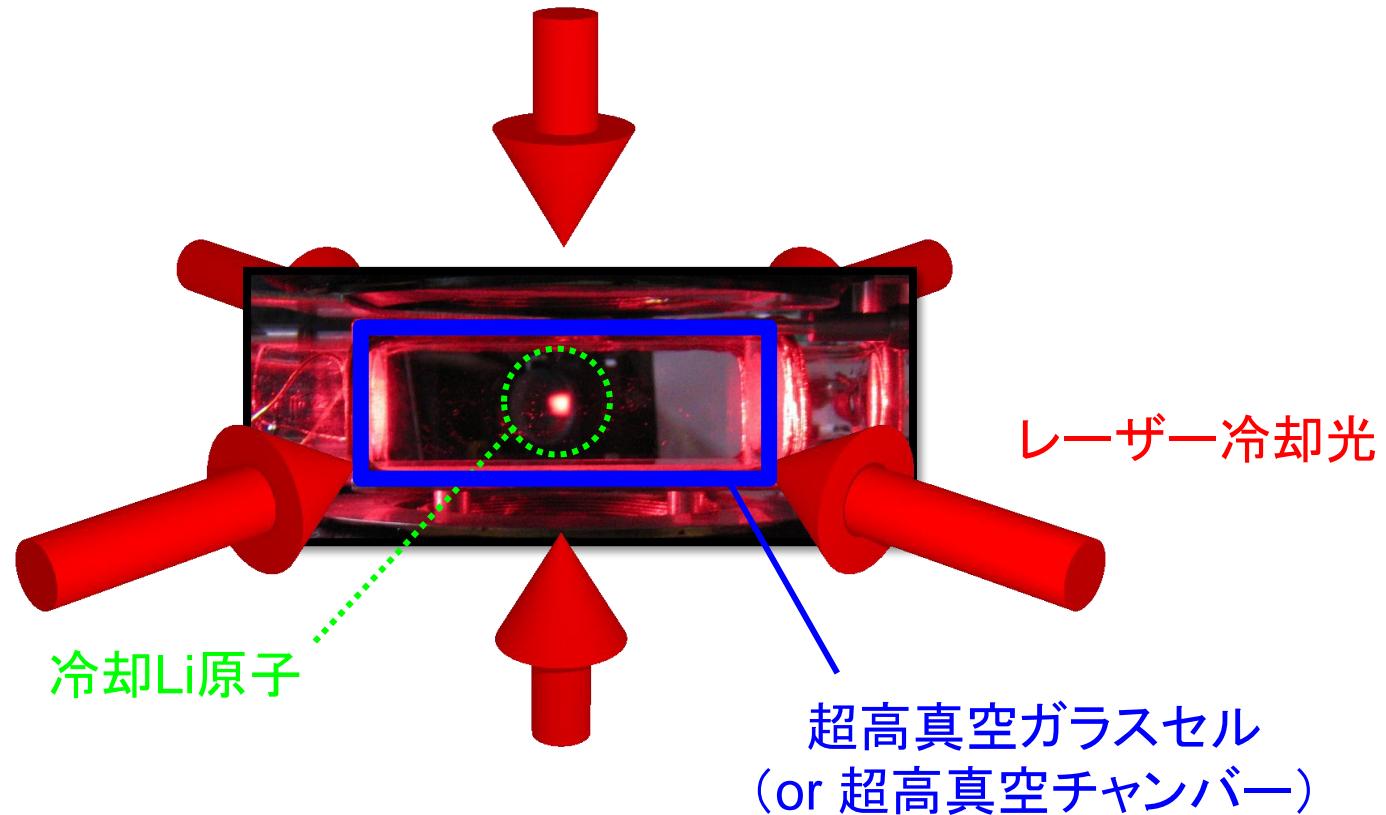
レーザー冷却技術により実現された極低温の希薄な原子気体

$\sim 10\text{nK}$

$\sim 10^{13}/\text{cm}^3$

(cf. 空気 $\sim 10^{19}/\text{cm}^3$ )

実験系の例(Li原子)



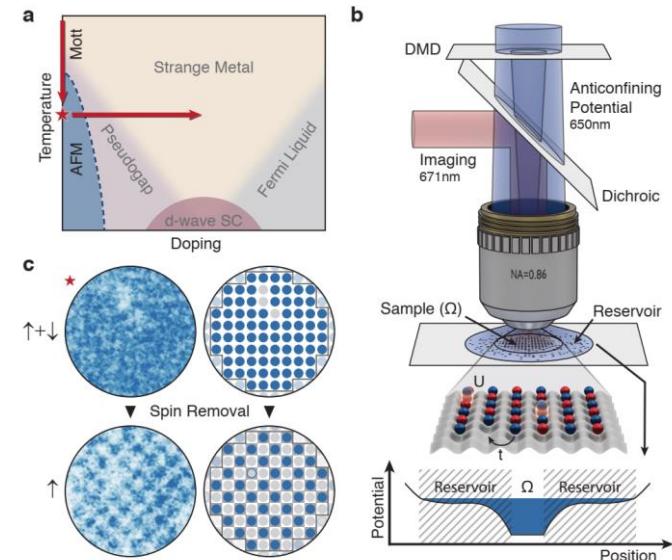
(上田ERATO向山グループで撮影)

# 冷却原子系のプラットフォーム

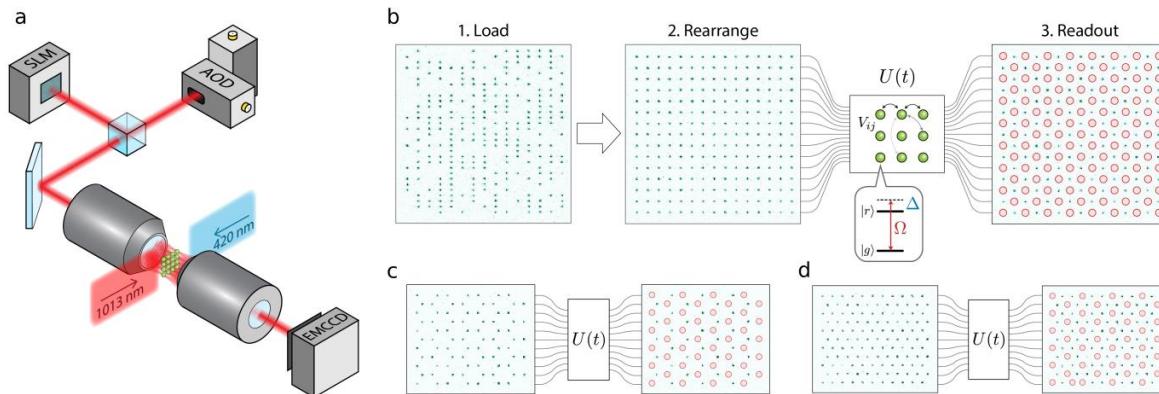
## 光格子中の冷却原子系

- ✓ 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

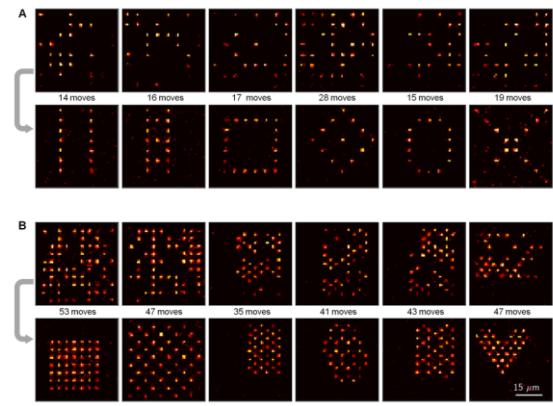
A. Mazurenko *et al.*, Nature **545**, 462 (2017);  
arXiv:1612.08436



## 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

希薄  
dilute

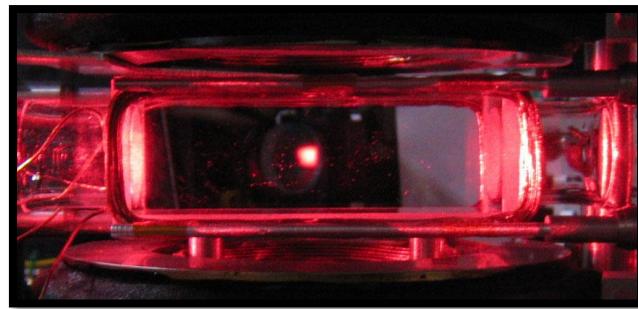
極低温

ultracold

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

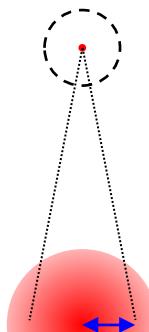
孤立系

光格子

- エネルギーースケールが小さい( $\sim 1 \text{ kHz}$ )

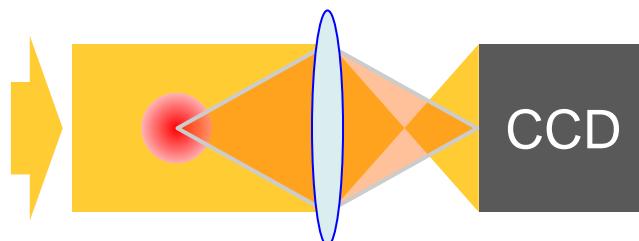
運動エネルギー, Fermi温度

- ✓ 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)

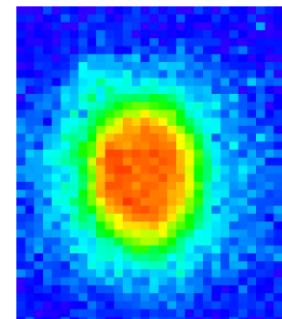


$t=0$  : 原子をトラップから解放

$$x = p/M \cdot t_{\text{TOF}}$$



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

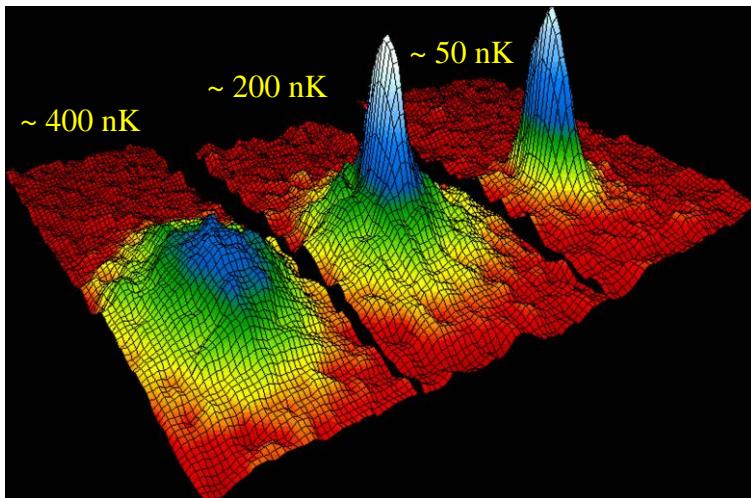
孤立系

光格子

- エネルギー-スケールが小さい( $\sim 1 \text{ kHz}$ )

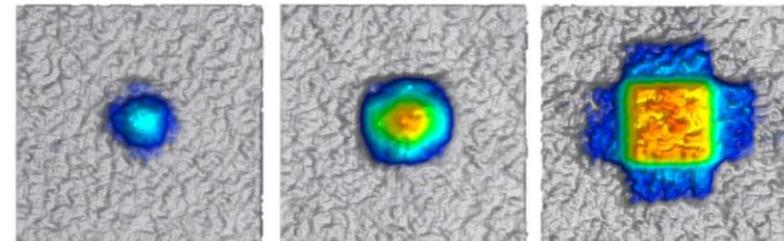
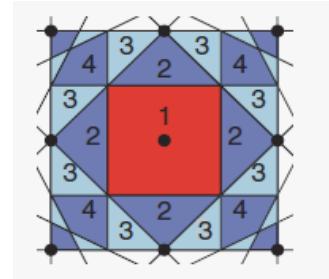
運動エネルギー, Fermi温度

- ✓ 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)



Bose-Einstein凝縮 (Wikipedia)

Reciprocal lattice and Brillouin zones for a 2D lattice.



→

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

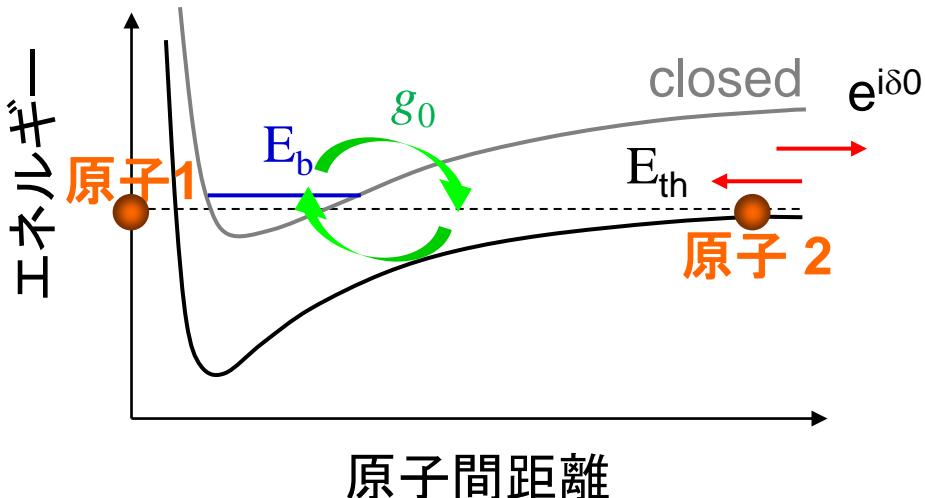
孤立系

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)

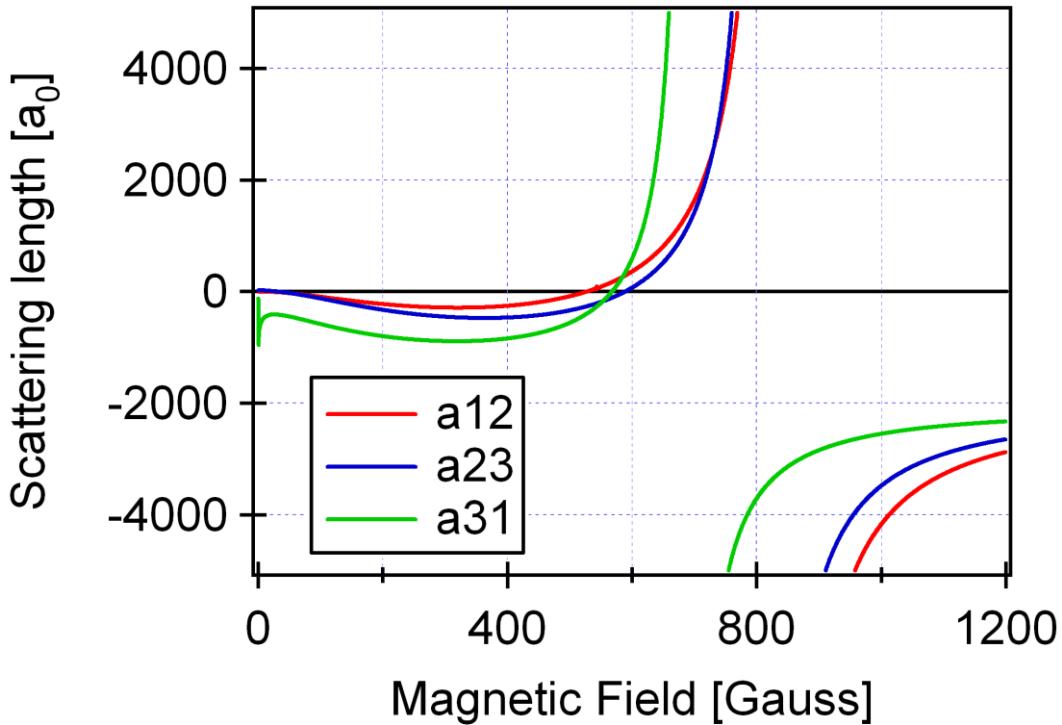
$$a = a_{\text{bg}} \left( 1 + \frac{\Delta B}{B - B_0} \right).$$

# 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

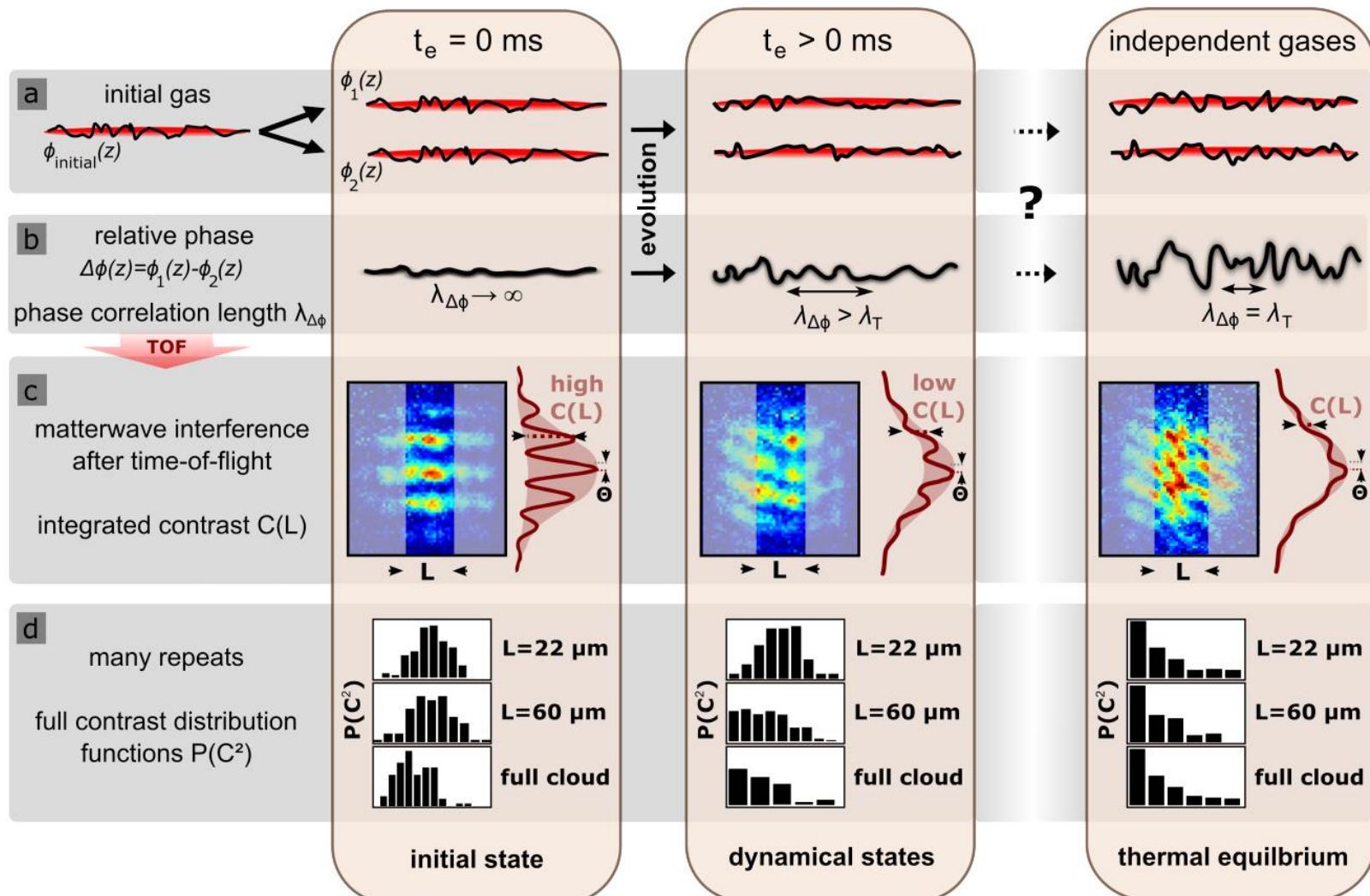
- (運動自由度が)外部電磁場と直接は結合しない
- 超高真空環境の中で光(または磁場)でトラップ



⇒ ✓ 非常に良い孤立量子系

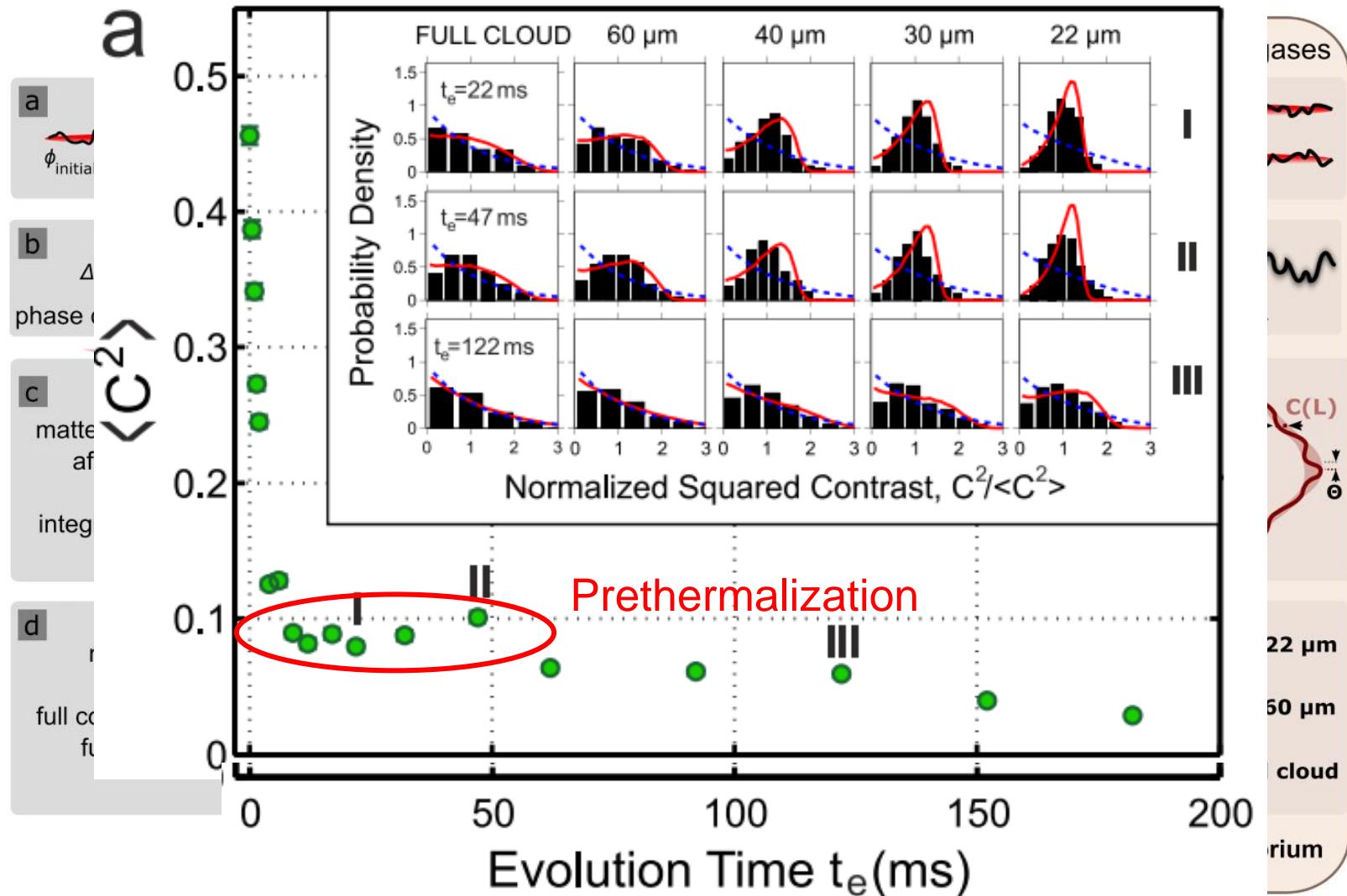
# 孤立量子系の熱平衡化

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



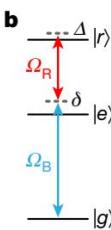
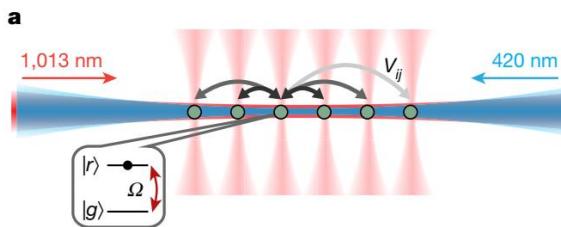
# 孤立量子系の熱平衡化

- ✓ 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

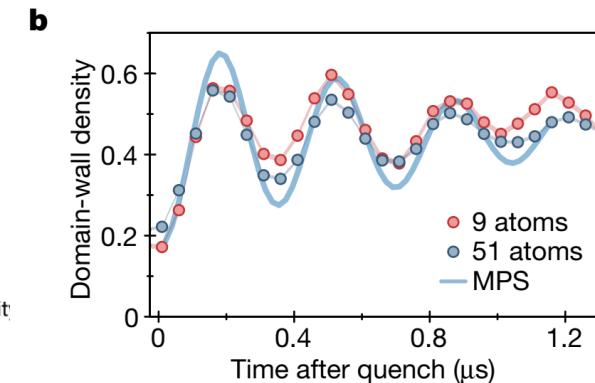
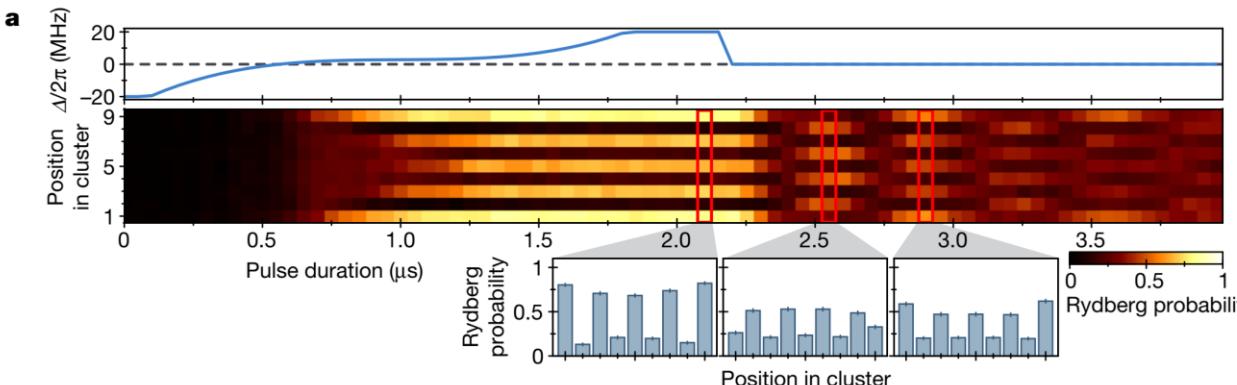
$$H = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i \sigma_x^i - \hbar\Delta \sum_i n_i + \sum_{i < j} V_{ij} n_i n_j, \text{ 但し } V_{ij} = \frac{C_6}{R_{ij}^6}.$$

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！

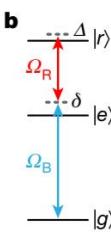
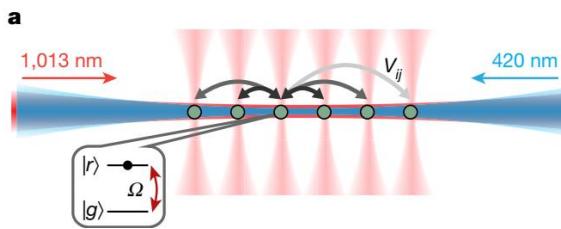
C. J. Turner *et al.*,  
Nature Physics 14, 745 (2018).

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

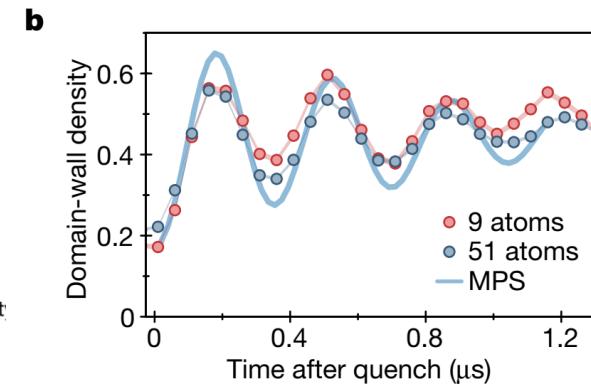
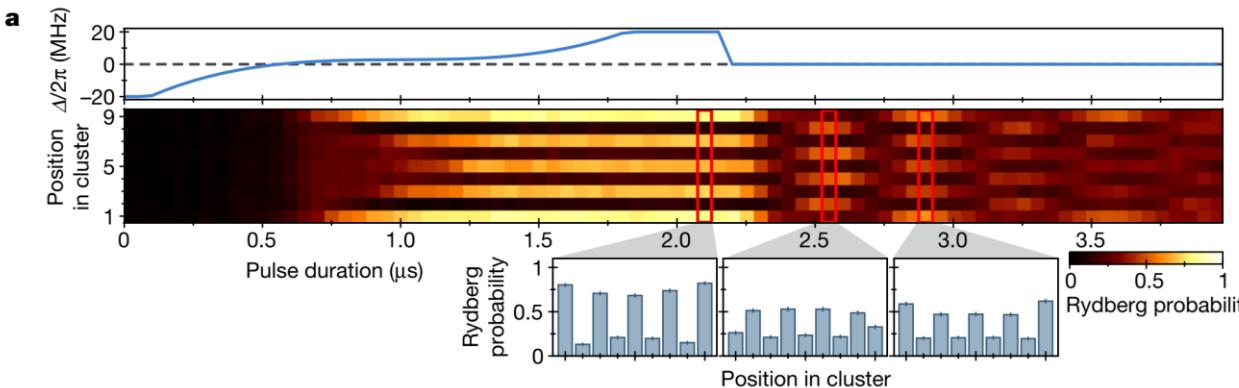
$$H = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i \sigma_x^i - \hbar\Delta \sum_i n_i + \sum_{i < j} V_{ij} n_i n_j, \text{ 但し } V_{ij} = \frac{C_6}{R_{ij}^6}.$$

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

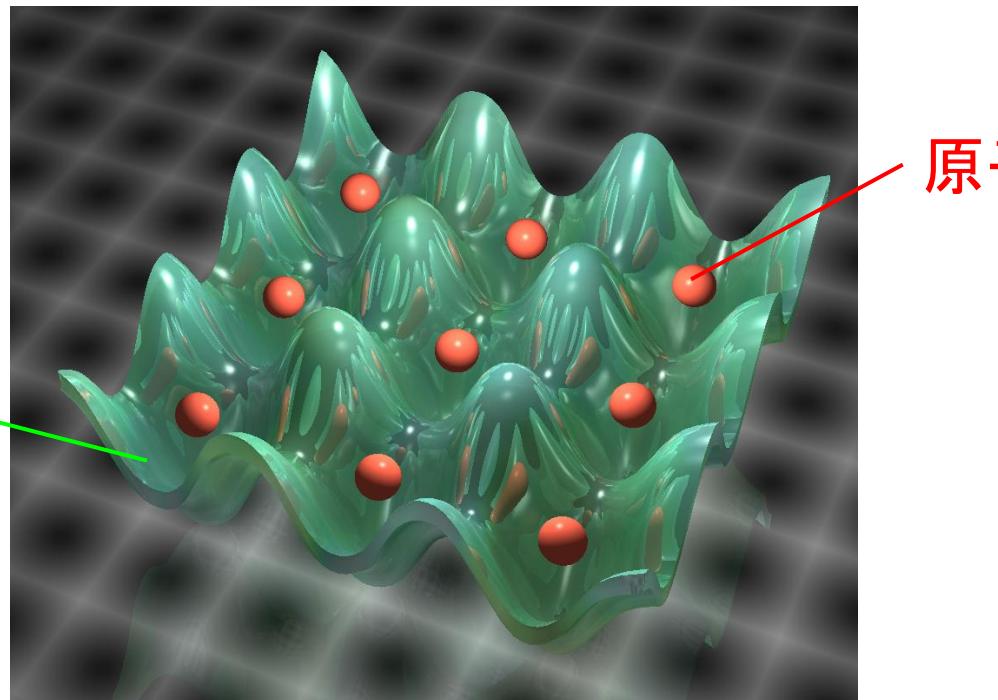
中性

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

光格子  
ポテンシャル



※画像はイメージです。

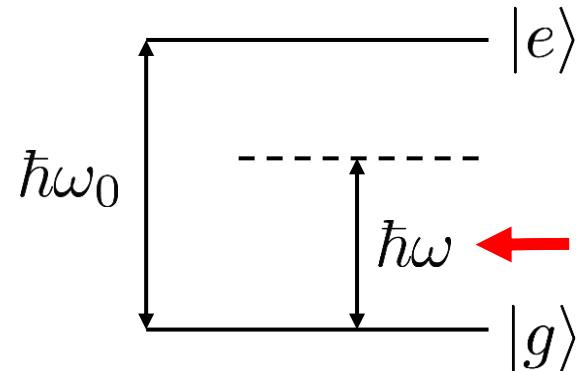
# 光格子の原理

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

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

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

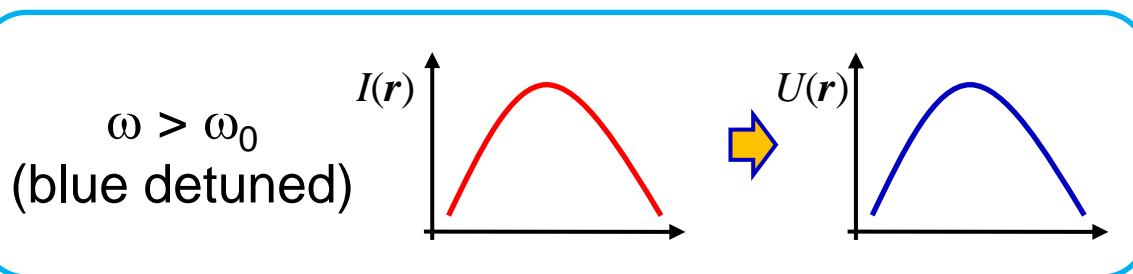
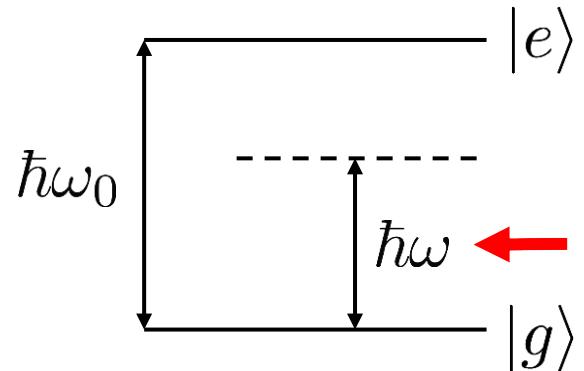
# 光格子の原理

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。

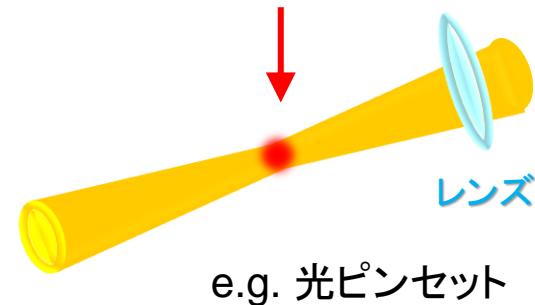
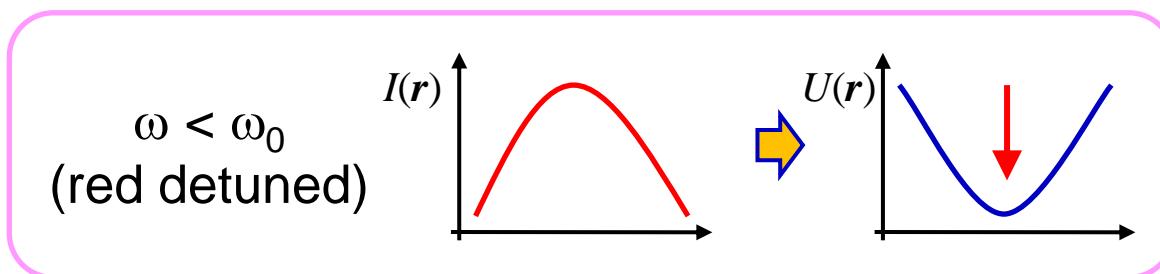
基底状態の原子に対するエネルギー・シフト

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

$U(r)$  (AC Stark shift)

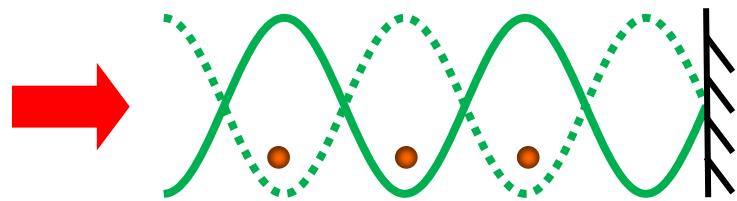


$\omega < \omega_0$  のレーザー光をレンズで絞ると焦点部分に原子を捕まえられる  
(光双極子トラップ)



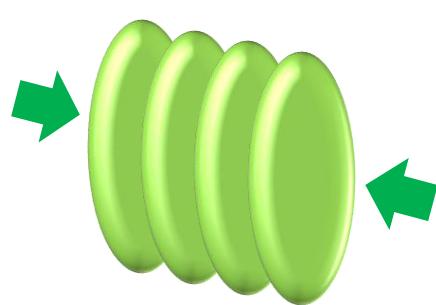
# 光格子の原理

光格子: 光定在波による光双極子トラップ

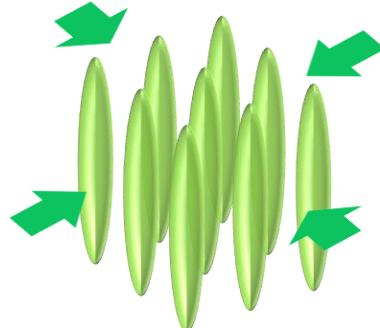


$$V(x) = V_0 \cos^2(kz)$$

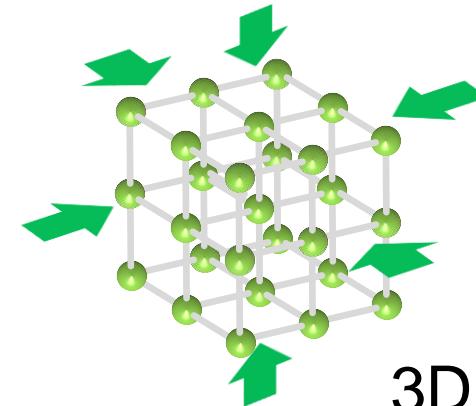
光格子 (Optical lattice)



2D  
system



1D  
system



3D  
lattice

✓ 様々な格子系・バンド構造の導入

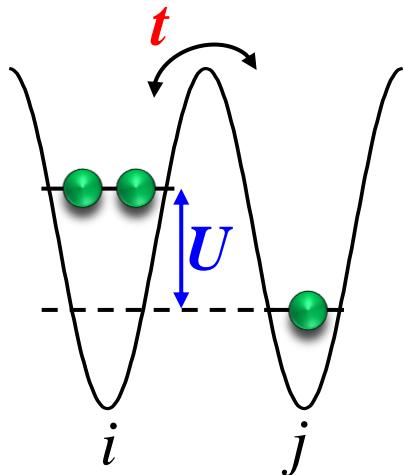
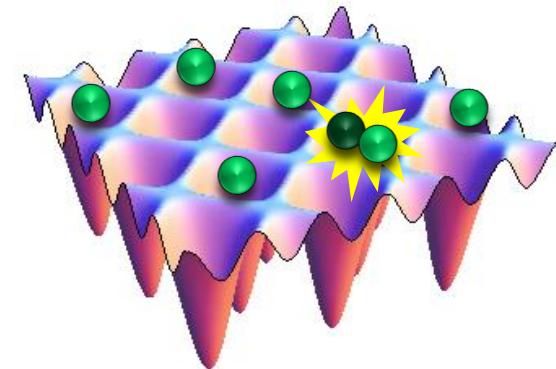
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

## (Bose) Hubbard モデル

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

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)

## (Bose) Hubbard モデル

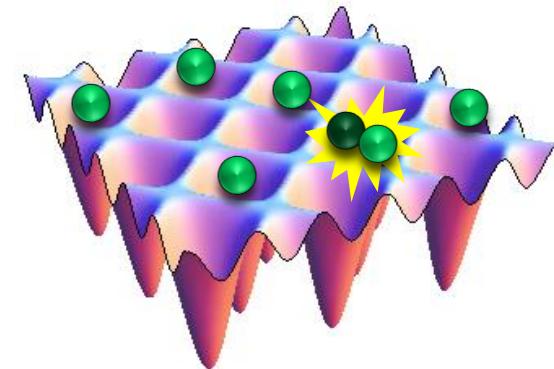
$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle} a_i^\dagger a_j + \frac{U}{2} \sum_i n_i(n_i - 1)$$

トンネリング

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

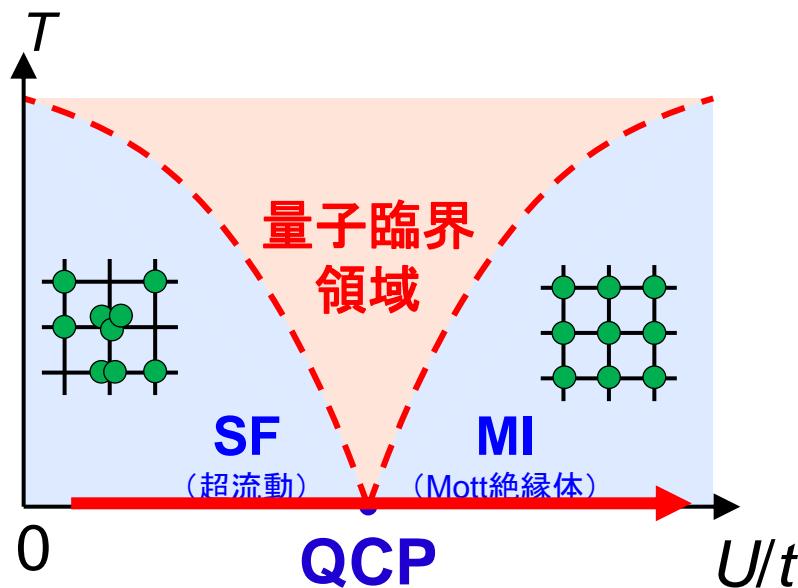
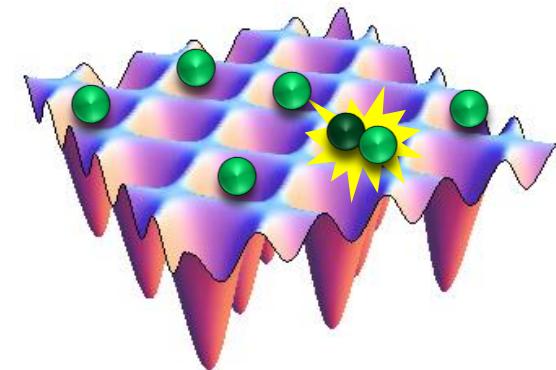
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

## (Bose) Hubbard モデル

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

トンネリング

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！

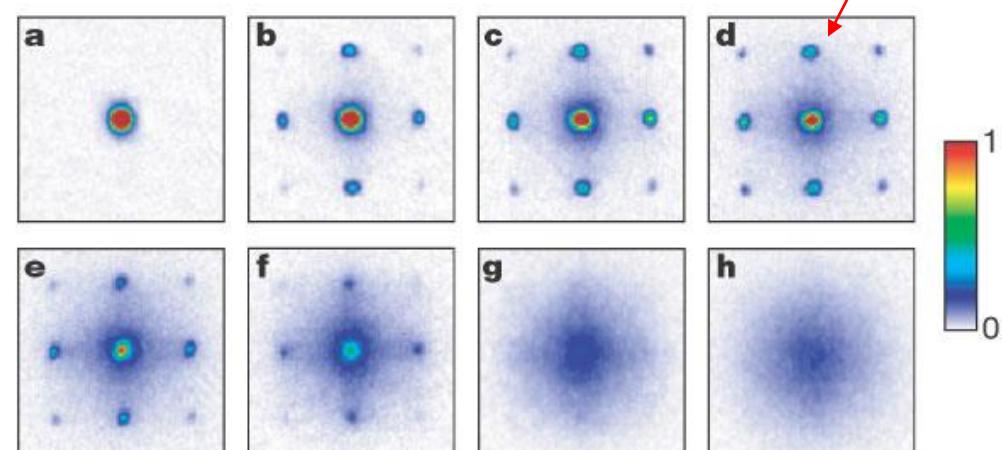
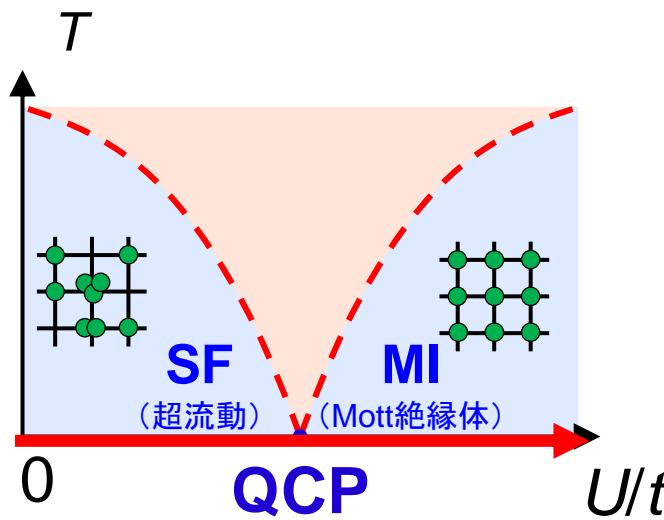
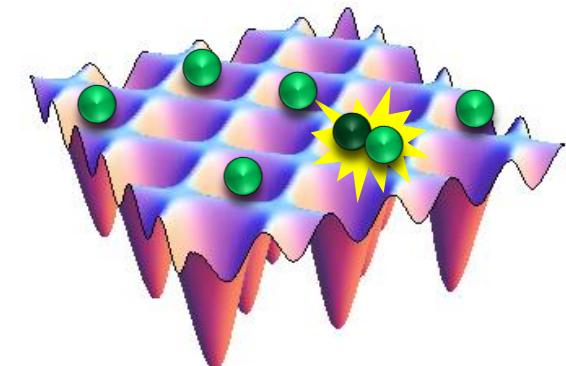
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

## (Bose) Hubbard モデル

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

トンネリング

オンサイト相互作用



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

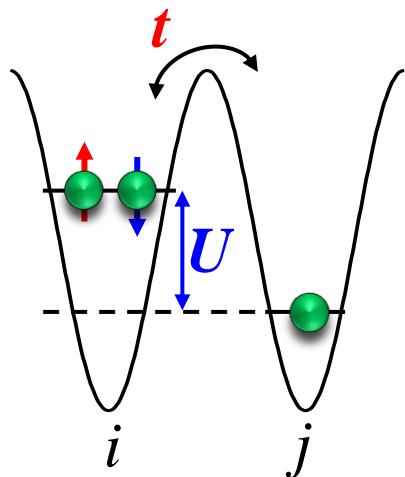
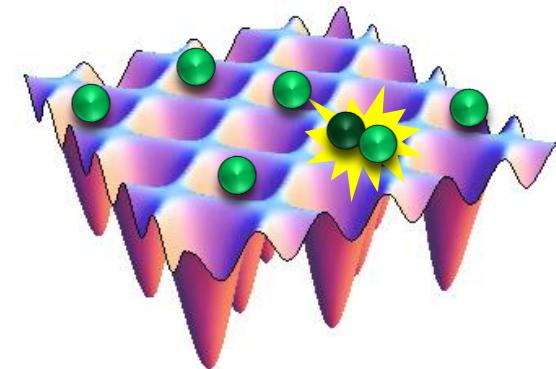
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

## (Fermi) Hubbard モデル

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

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

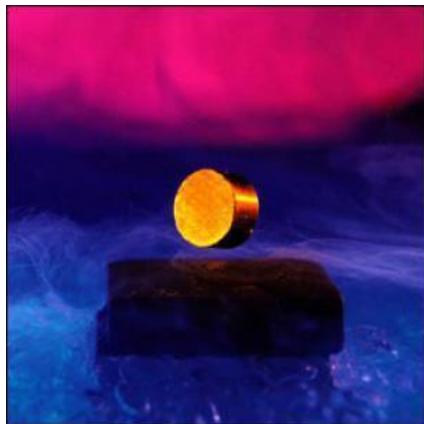
→ Hubbard模型量子シミュレータ

# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

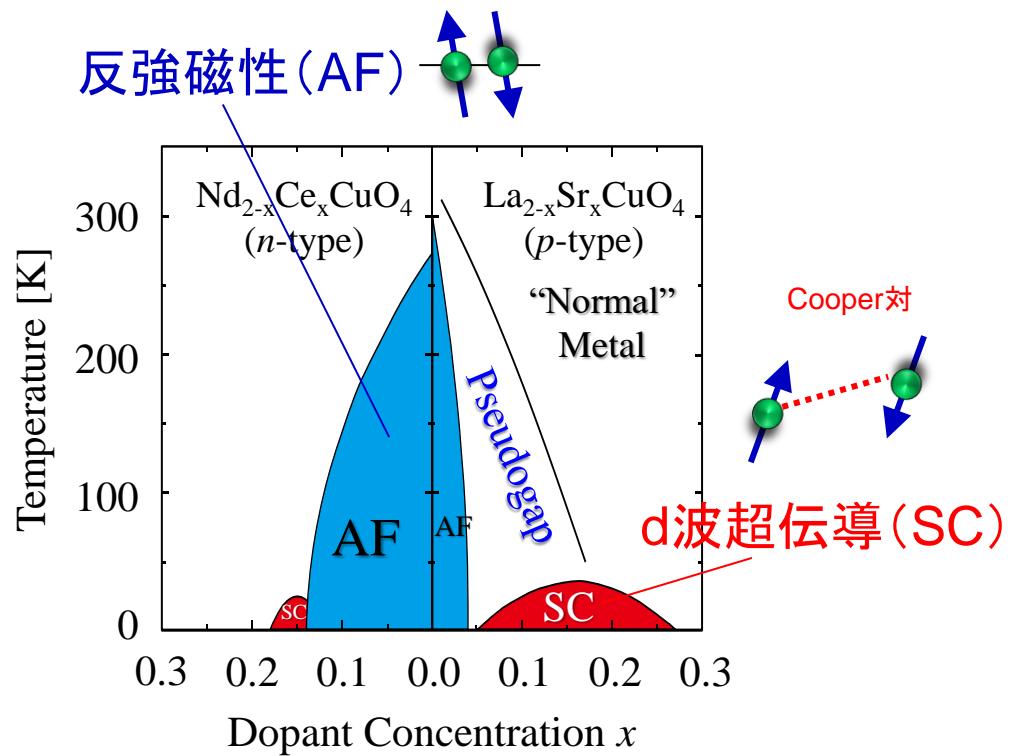
## (Fermi) Hubbard モデル

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

### 例. 銅酸化物高温超伝導体



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

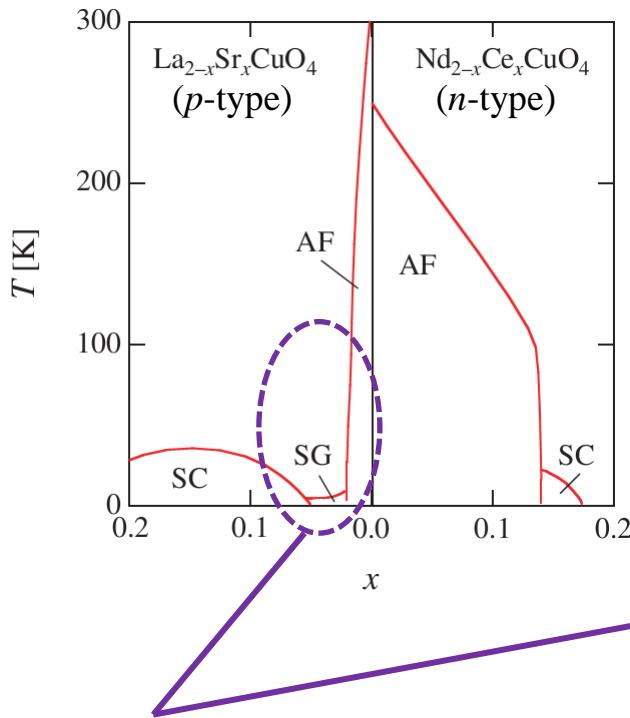


A. Damascelli *et al.*, Rev. Mod. Phys. (2003).

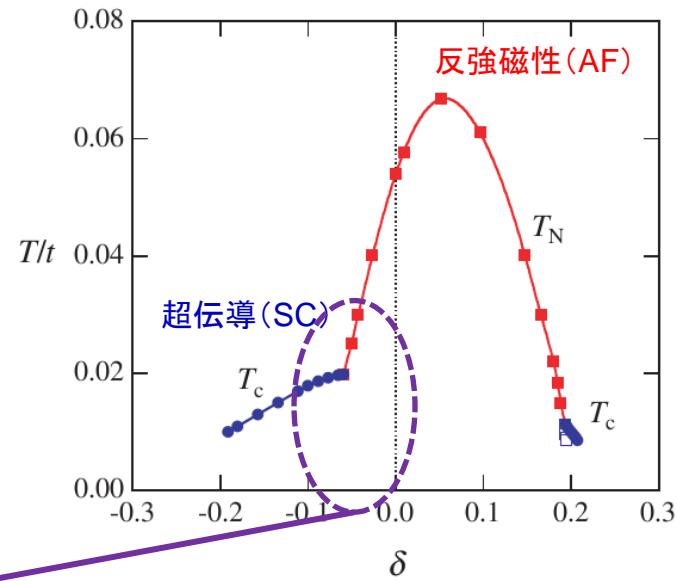
# 光格子中の冷却原子(tight-binding)

## (Fermi) Hubbard モデル

実験で得られている相図  
(銅酸化物超伝導体)



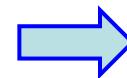
理論計算で得られている相図  
(2D-Hubbardモデル(FLEX近似))



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
<b>Statistics</b>	Fermi	Bose, Fermi, mixtures
<b>(pseudo) Spin</b>	1/2	integer, 1/2, ..., 5/2, ..., 9/2, ...
<b>Mass</b>	$m_e \sim 10^{-30}$ [kg]	$10^4 - 10^5 m_e$
<b>Lattice constant</b>	$\sim 0.5$ [nm]	$\sim 500$ [nm]
<b>Tunneling (<math>t</math>)</b>	eV $\sim 10^{14}$ [Hz]	$100 - 1000$ [Hz]
<b>Density</b>	$\sim 10^{23}$ [/cm $^3$ ]	$\sim 10^{13}$ [/cm $^3$ ]
<b>Interaction</b>	Coulomb, long range other couplings (phonon etc.)	van der Waals, on-site well-characterized, tunable
<b>Fermi temperature</b>	$\sim 10^4$ [K]	$\sim 100$ [nK]
<b>Achieved temperature</b>	$\sim 10$ [ $\mu$ K] $\Leftrightarrow 10^{-8} T_F$	$\sim 10$ [nK] $\Leftrightarrow 0.1 T_F$
<b>Defects, disorders</b>	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！

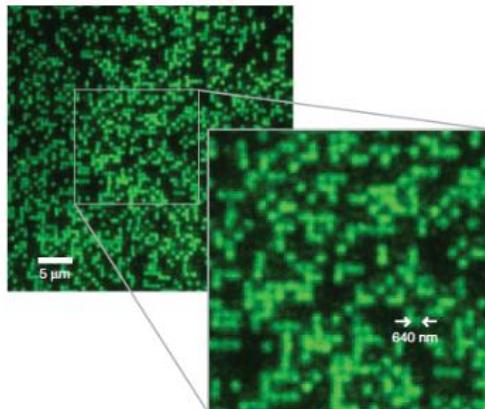
## 量子気体顕微鏡(Quantum Gas Microscope, QGM)

二次元光格子系の单一格子点中の单一原子の直接観測

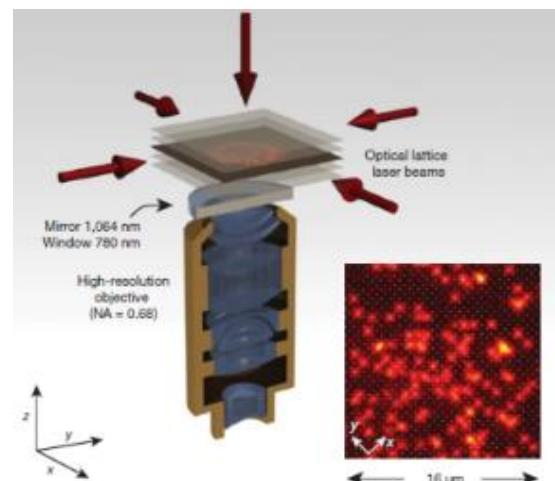
=光格子中の原子の空間分布や量子ダイナミクスの直接観測

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

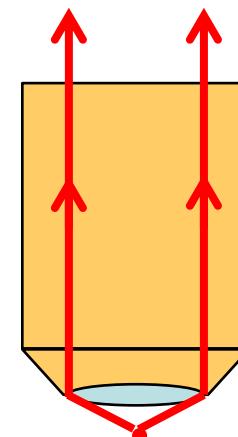
➤ 単一格子点中の单一原子の直接観測



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！

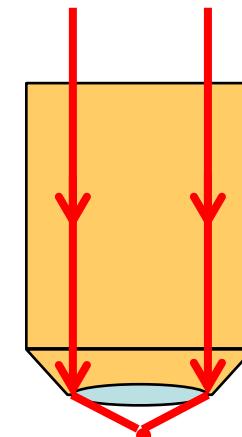
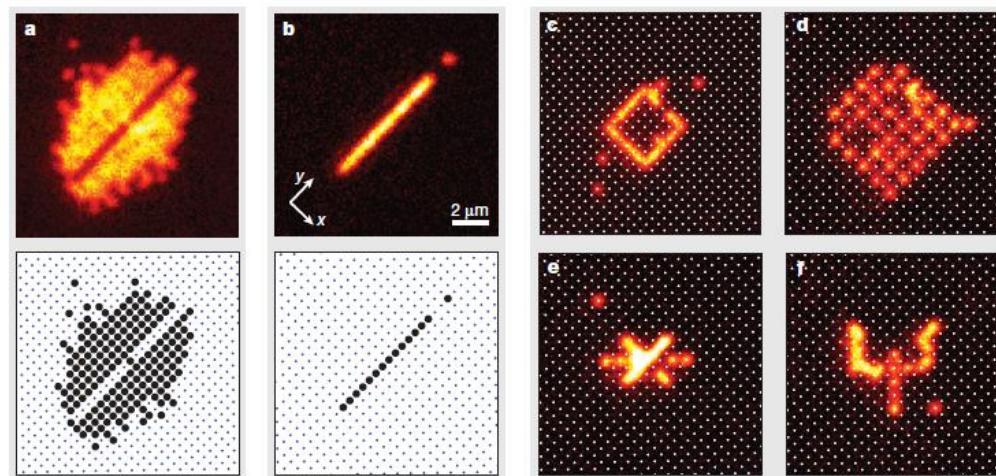
## 量子気体顕微鏡(Quantum Gas Microscope, QGM)

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**の直接観測

### $^{87}\text{Rb}$ (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！

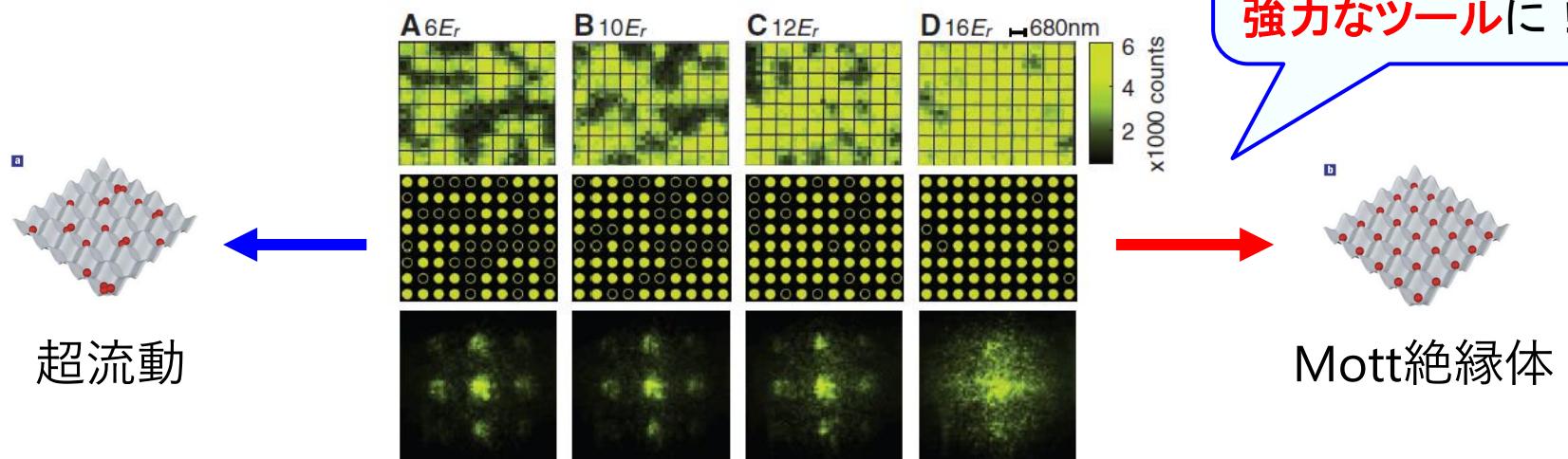
## 量子気体顕微鏡(Quantum Gas Microscope, QGM)

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

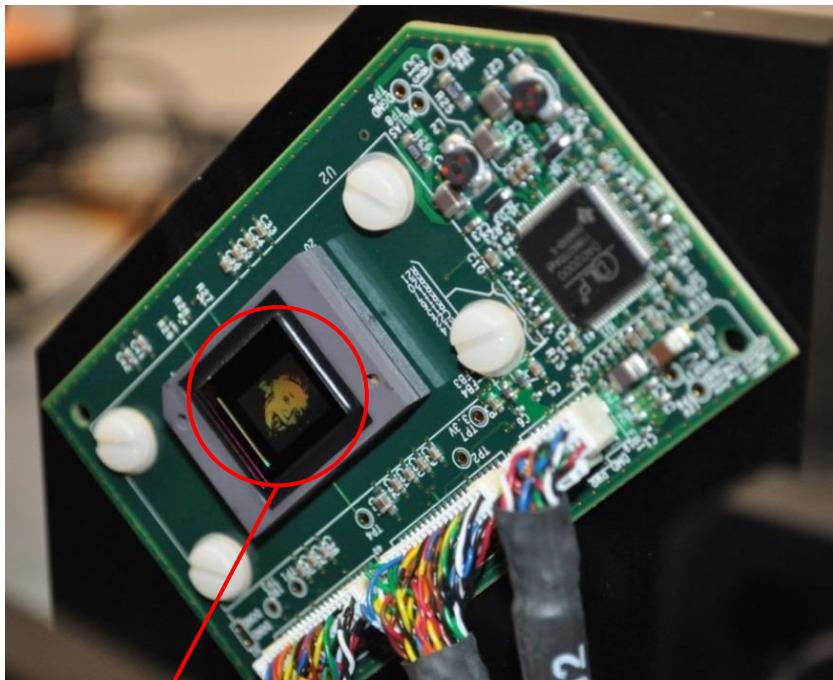


# 量子気体顕微鏡(Quantum Gas Microscope)

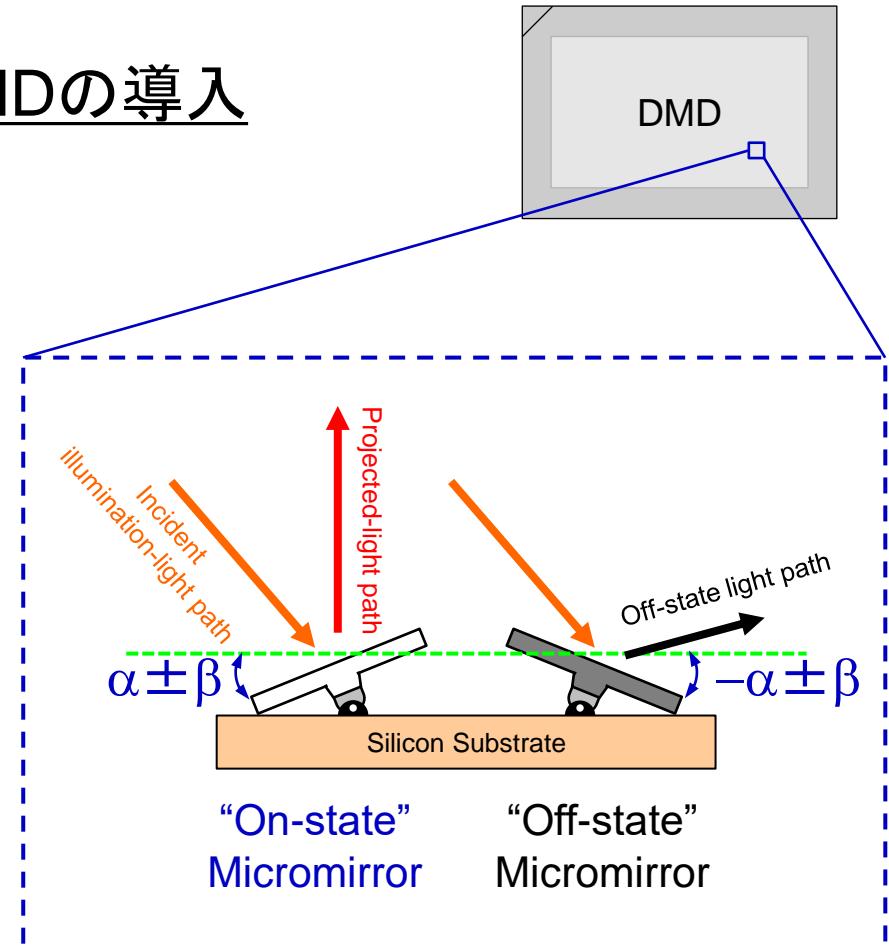
光格子の格子定数～可視光の波長

→ 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  
( $1024 \times 768$  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

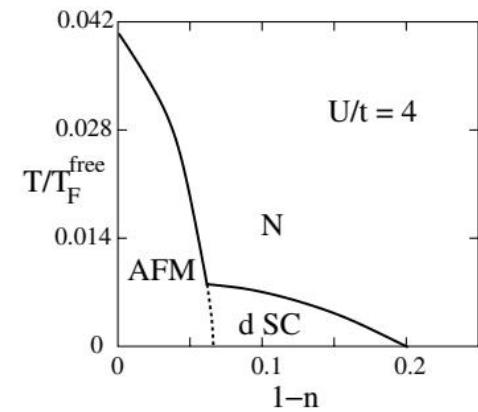
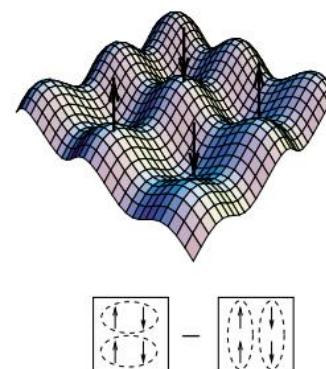
光格子

- エネルギー-スケールが小さい( $\sim 1 \text{ kHz}$ )

運動エネルギー, Fermi温度

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

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!)

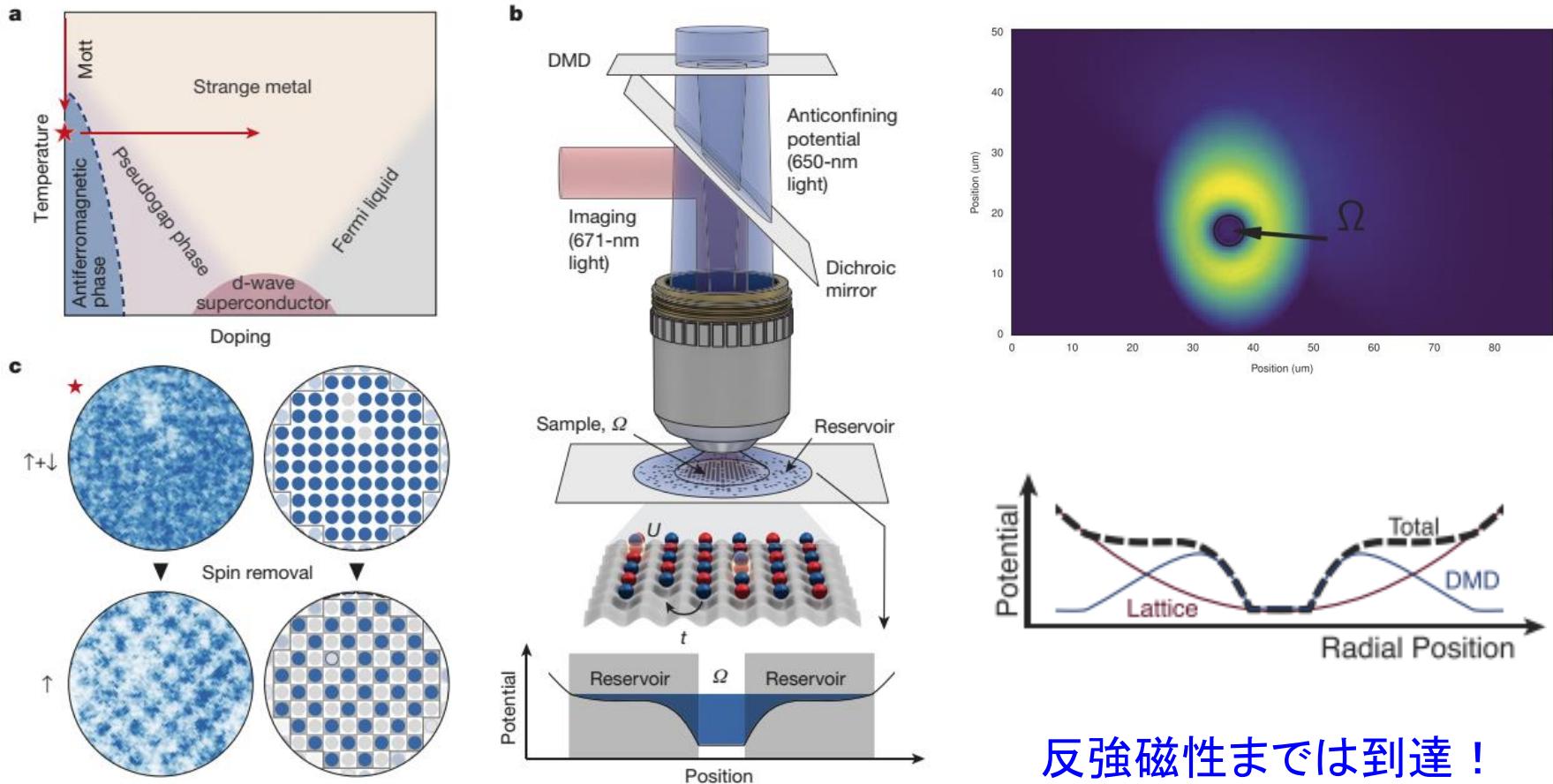


# DMDによる冷却原子の操作例①

## DMDによるトラップポテンシャルの補正

“A cold-atom Fermi–Hubbard antiferromagnet”

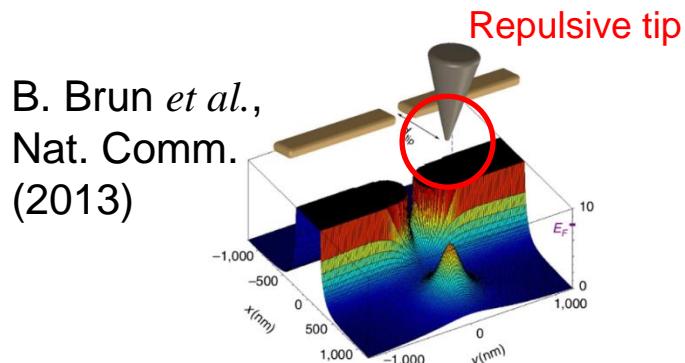
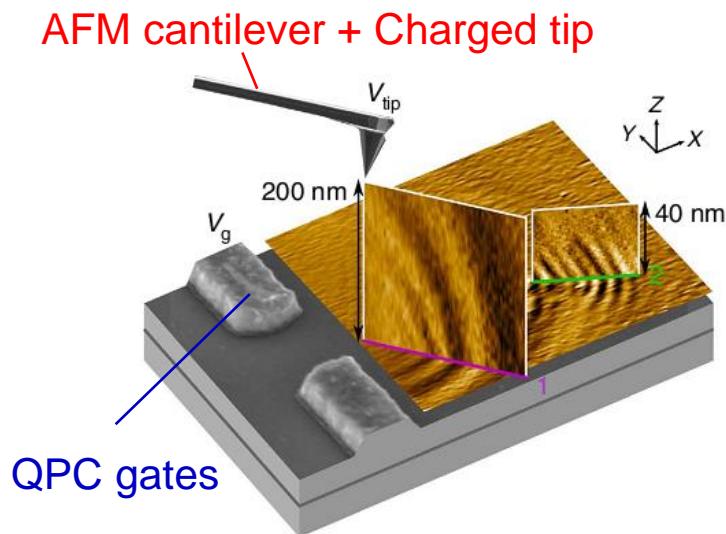
(A. Mazurenko *et al.*, *Nature* **545**, 462 (2017); arXiv:1612.08436)



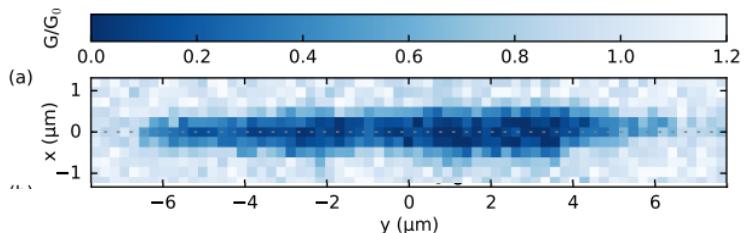
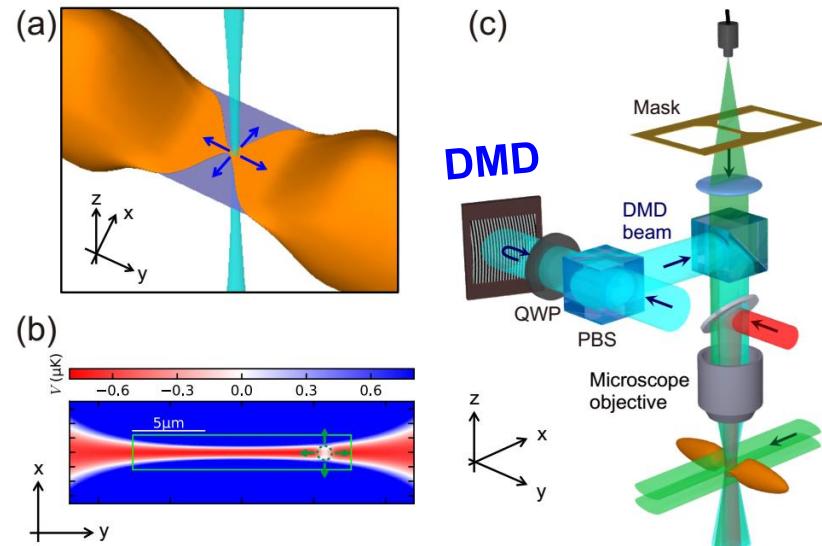
# DMDによる冷却原子の操作例②

## 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

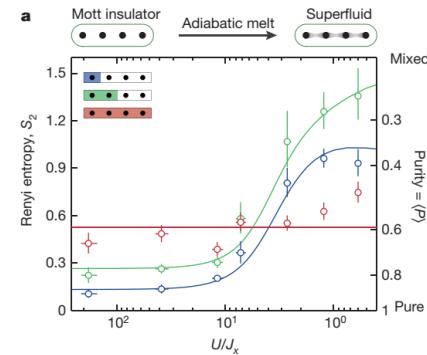
T. Tomita, S. N., I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).
- 今後: 学術変革領域「極限宇宙」
  - ✓ 測定誘起相転移
  - ✓ 非時間順序相関関数(OTOC)測定

# 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！

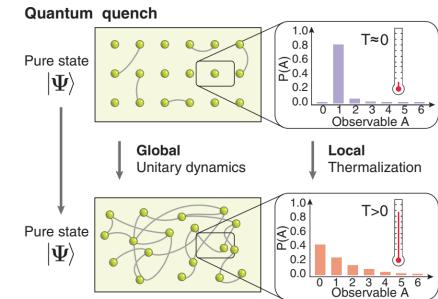
- ✓ 量子多体系(光格子中の冷却原子系)に対するエンタングルメント・エントロピー(E.E.)の測定

"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

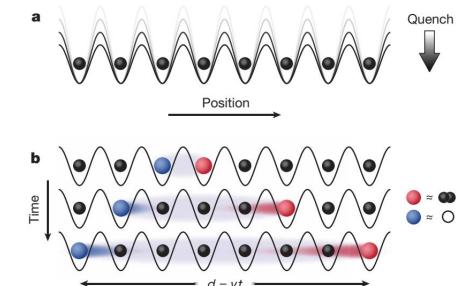
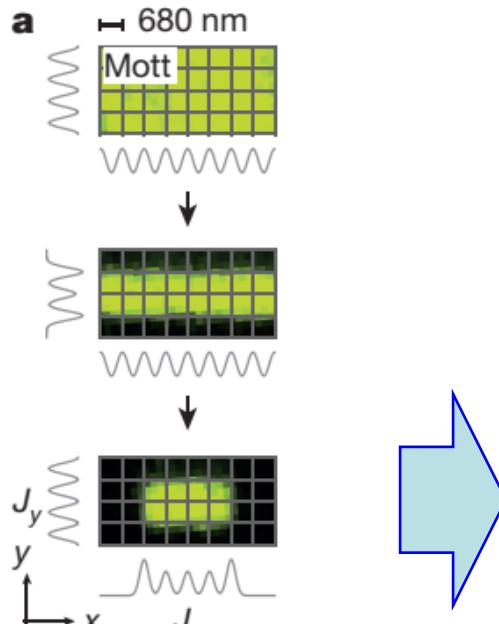


Figure 1 | Spreading of correlations in a quenched atomic Mott insulator.

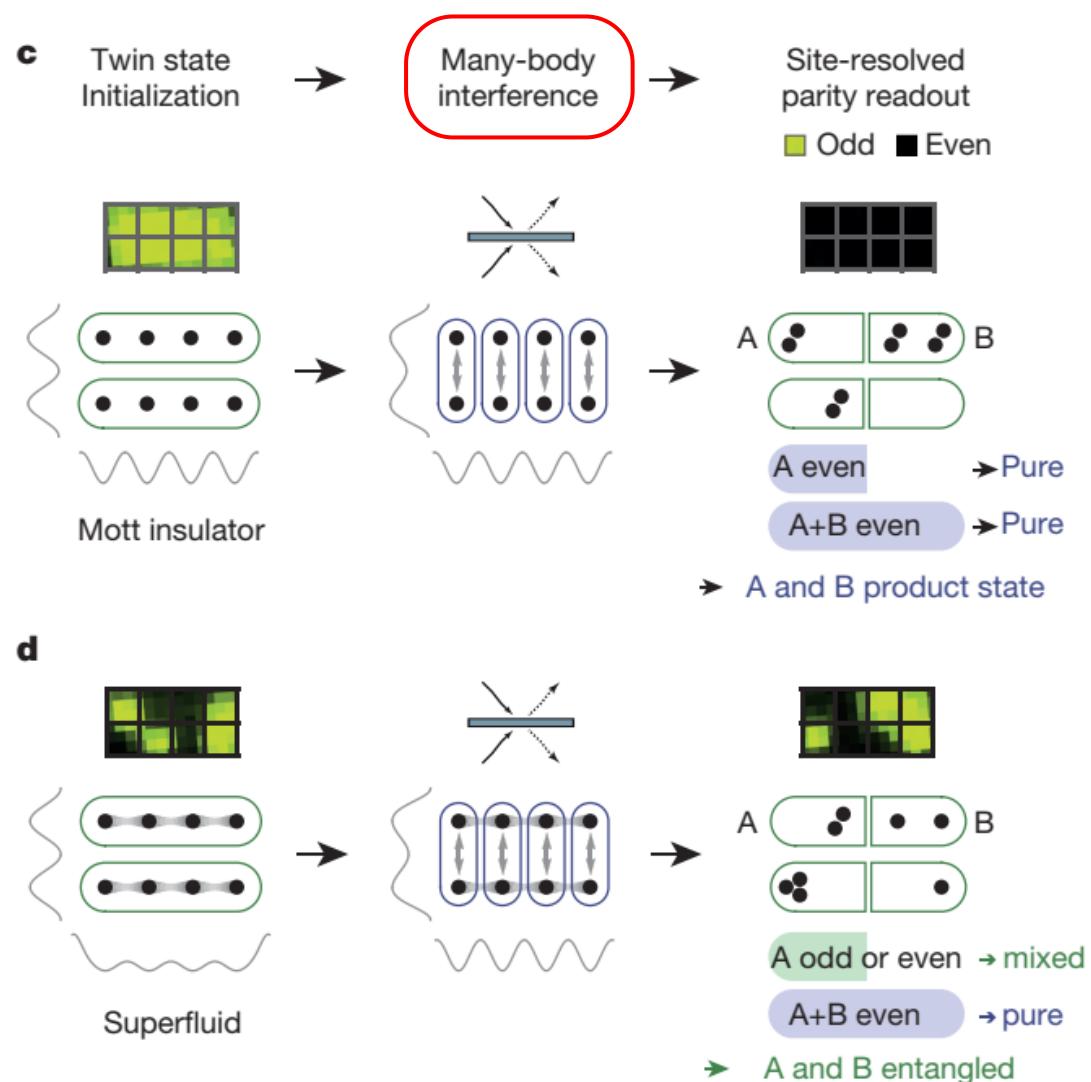
# 量子多体系に対するE.E.の測定

## 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

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

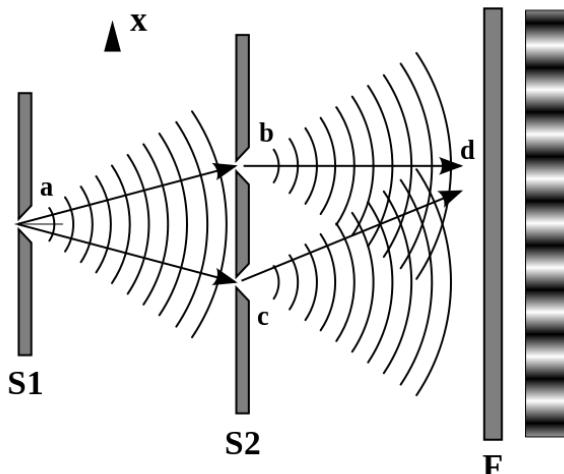


↑  
DMDで  
2×4サイト  
の原子のみ残す



# 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)

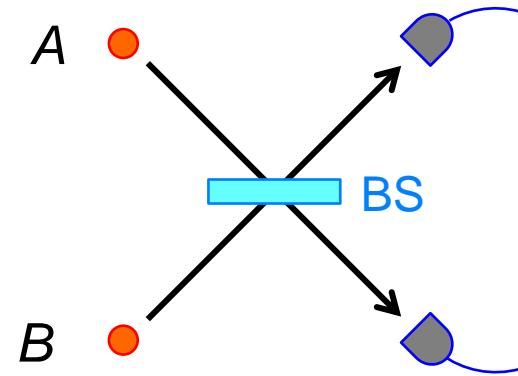
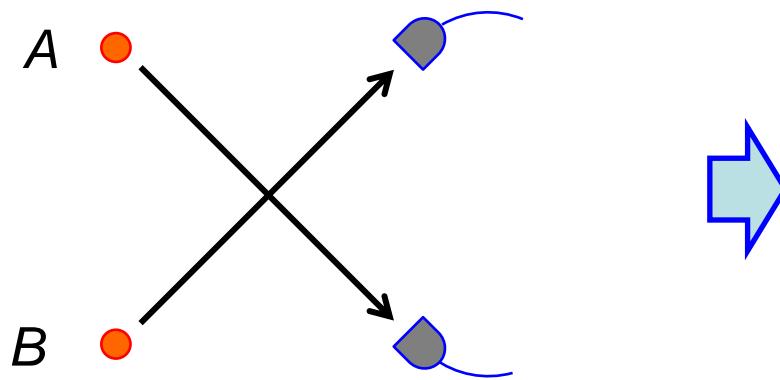
*“The Principle of Quantum Mechanics”*

*...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。

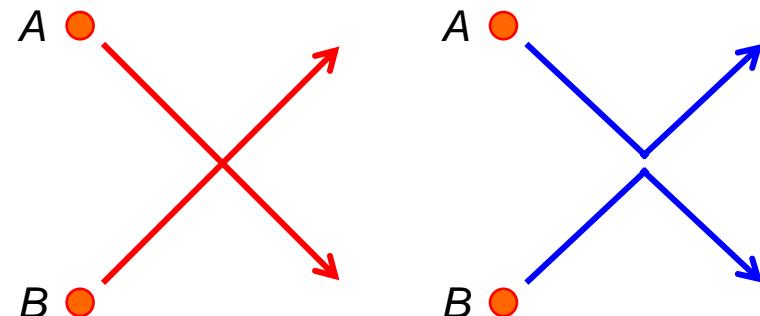


初期状態は

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

$\phi = 0$  : 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

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

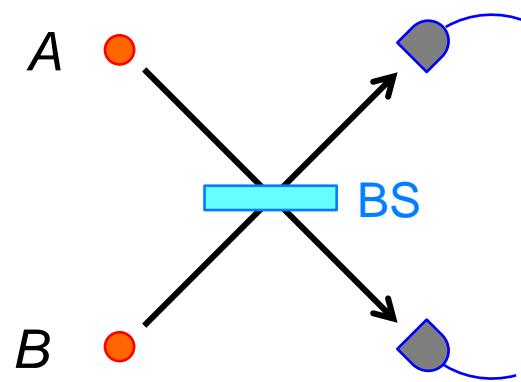
あるいは、これから

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

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

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、 $\theta = \frac{\pi}{4}$ ,  $\theta_\alpha = \theta_\beta = \theta_\delta = 0$  とおいて

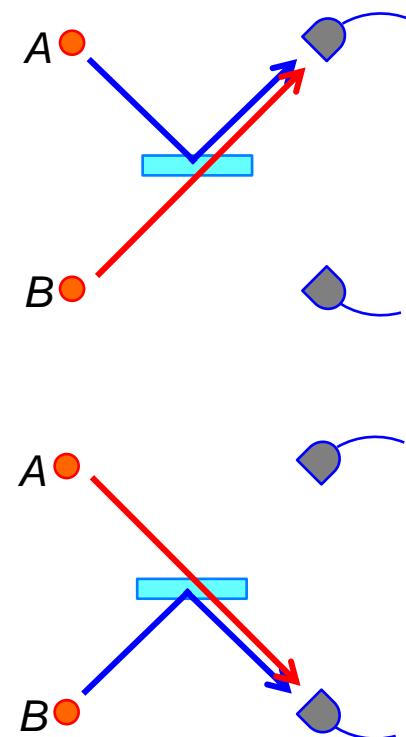
$$\hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} [ (1 + e^{i\phi})(|A\rangle_1|A\rangle_2 - |B\rangle_1|B\rangle_2) + (1 - e^{i\phi})(|A\rangle_1|B\rangle_2 - |A\rangle_2|B\rangle_1) ].$$

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、 $\theta = \frac{\pi}{4}$ ,  $\theta_\alpha = \theta_\beta = \theta_\delta = 0$  とおいて

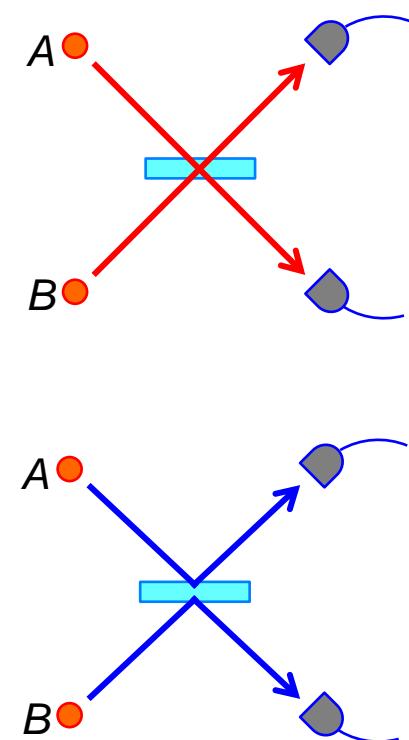
$$\hat{U}|\Psi\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} [ (1 + e^{i\phi})(|A\rangle_1|A\rangle_2 - |B\rangle_1|B\rangle_2) + (1 - e^{i\phi})(|A\rangle_1|B\rangle_2 - |A\rangle_2|B\rangle_1) ].$$

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.

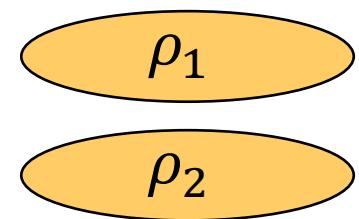
SWAP演算子:  $V$

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

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



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

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

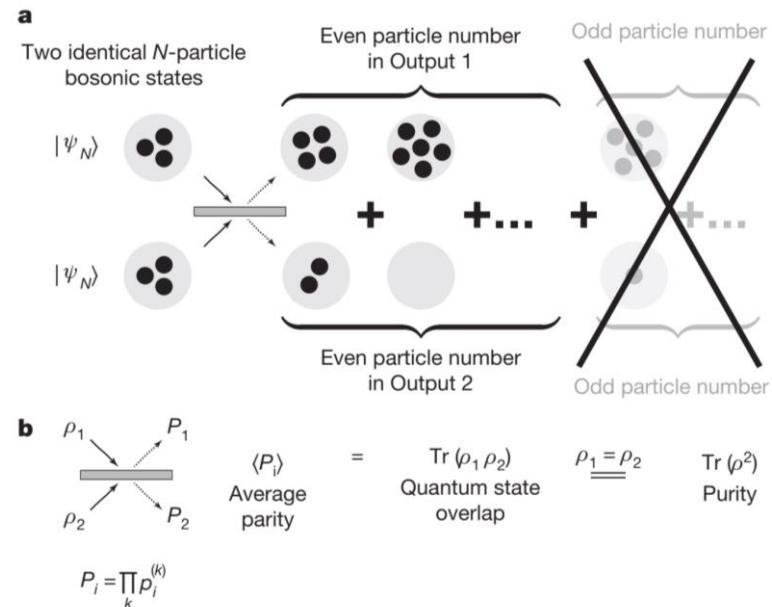
実は、同種ボース粒子の系では、ビームスプリッタでの多体干渉後の出力の出力のパリティ(偶奇)の平均が、2つのコピー間の量子状態の重なりのプローブになっている:

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

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):

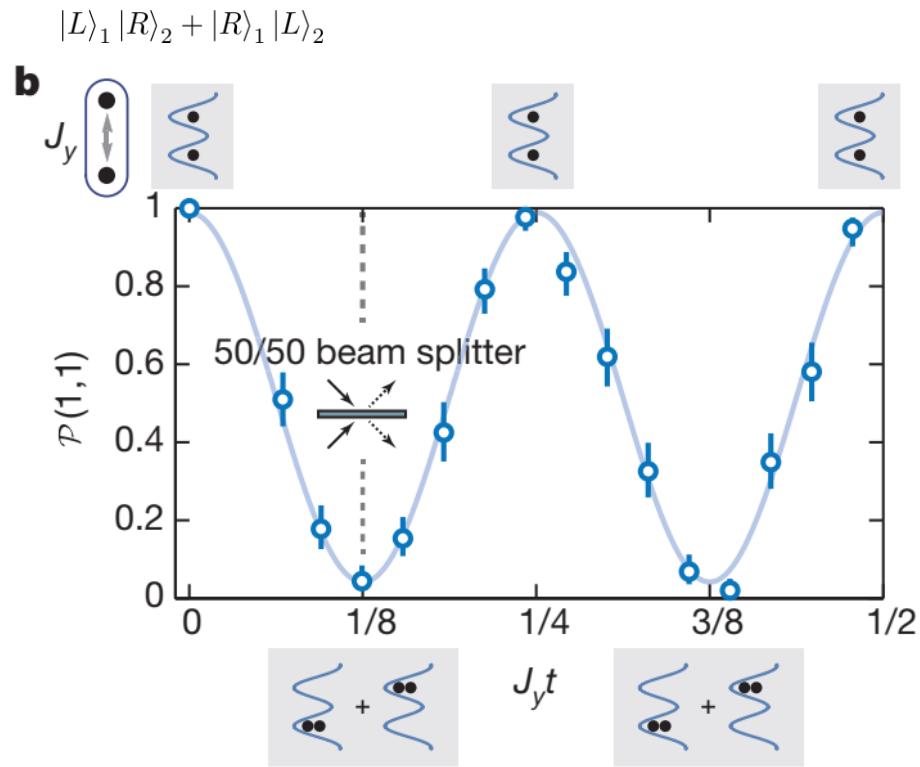
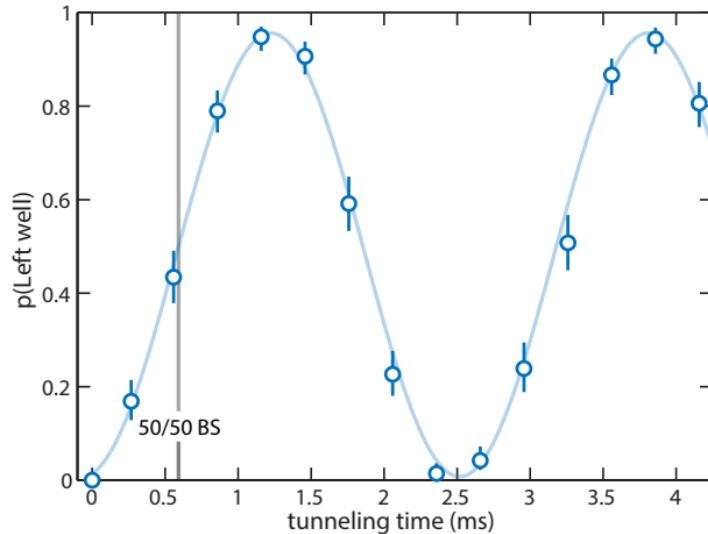
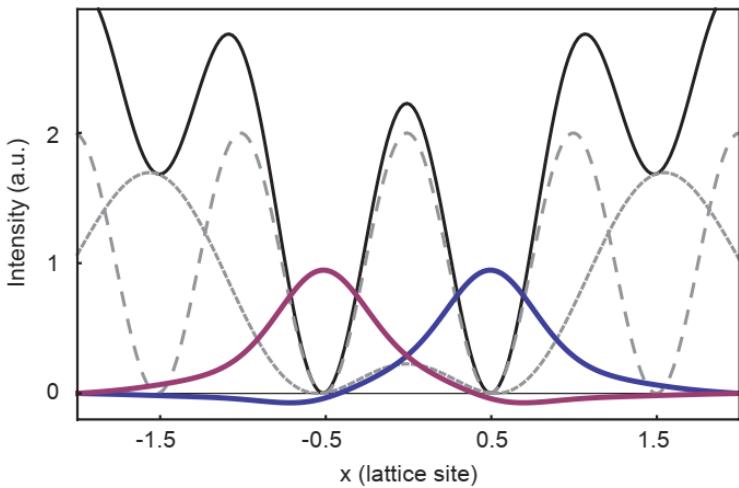
$$S_2(A) = -\log \text{Tr}(\rho_A^2).$$

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"

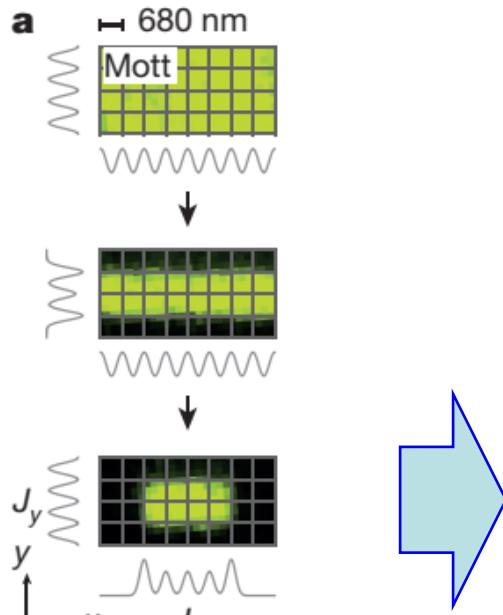


R. Islam *et al.*, Nature 528, 77 (2015).

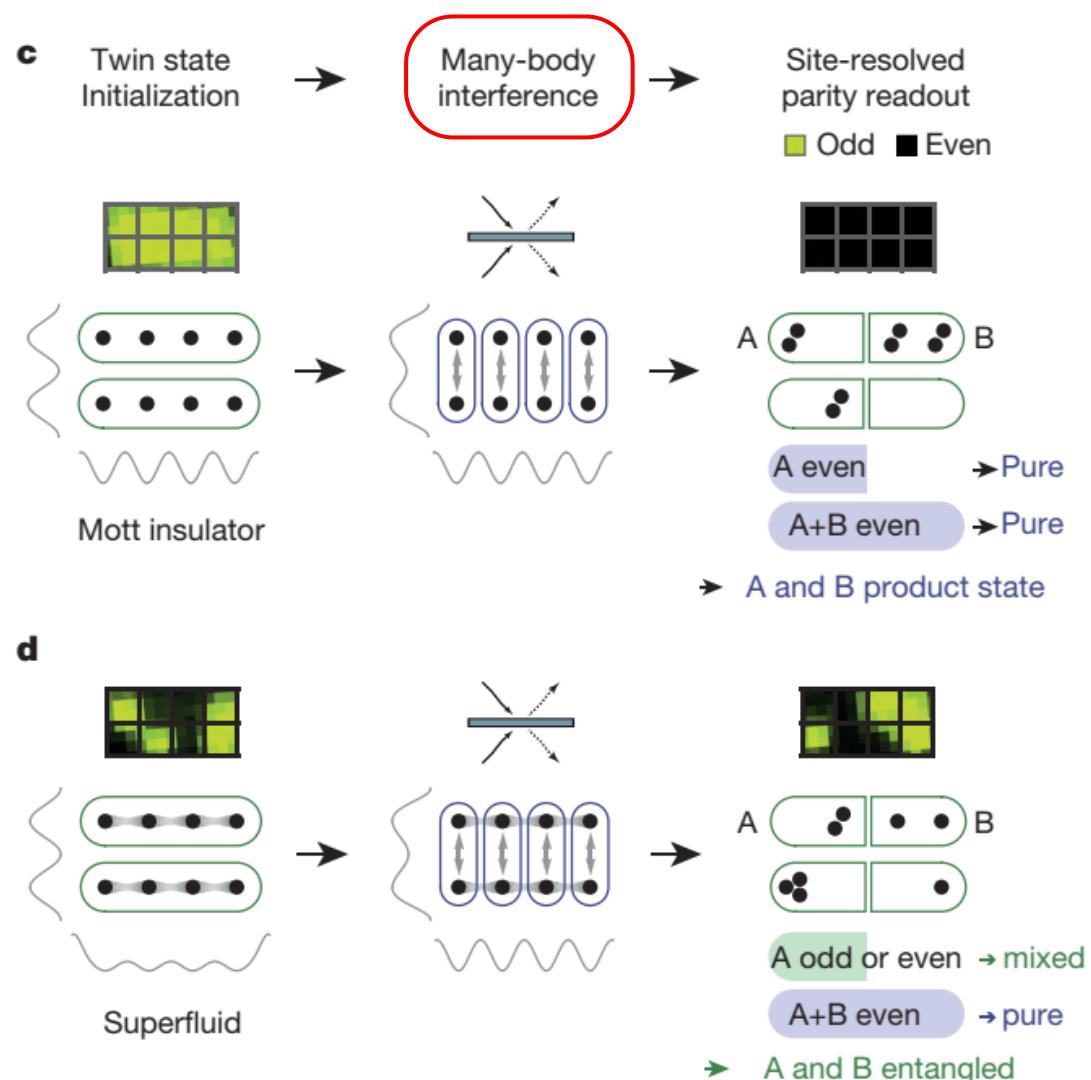
# 量子多体系に対するE.E.の測定

## 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

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



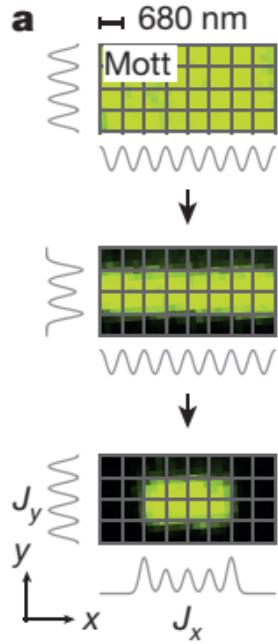
↑  
DMDで  
2×4サイト  
の原子のみ残す



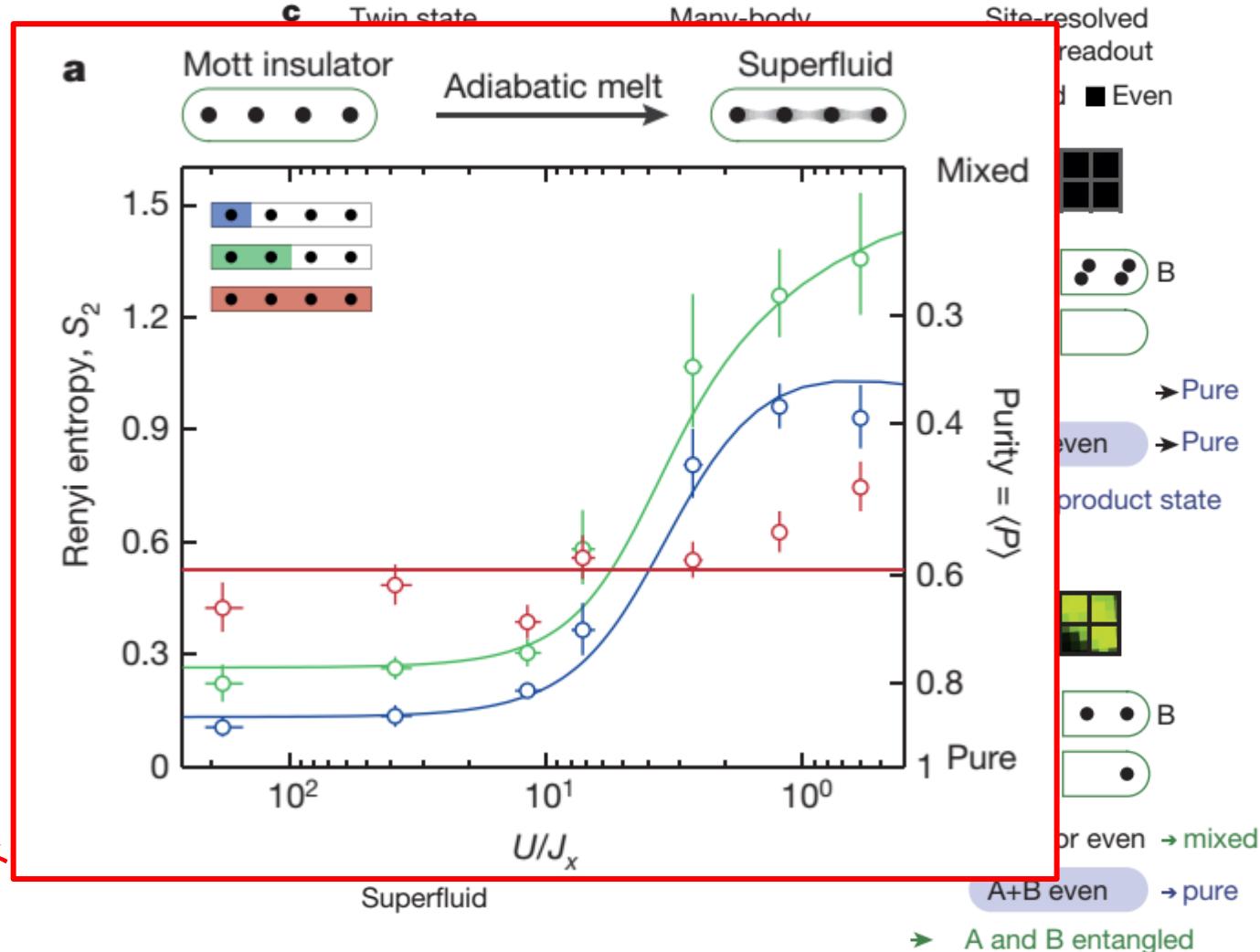
# 量子多体系に対するE.E.の測定

## 量子多体干渉を用いたE.E.の測定

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

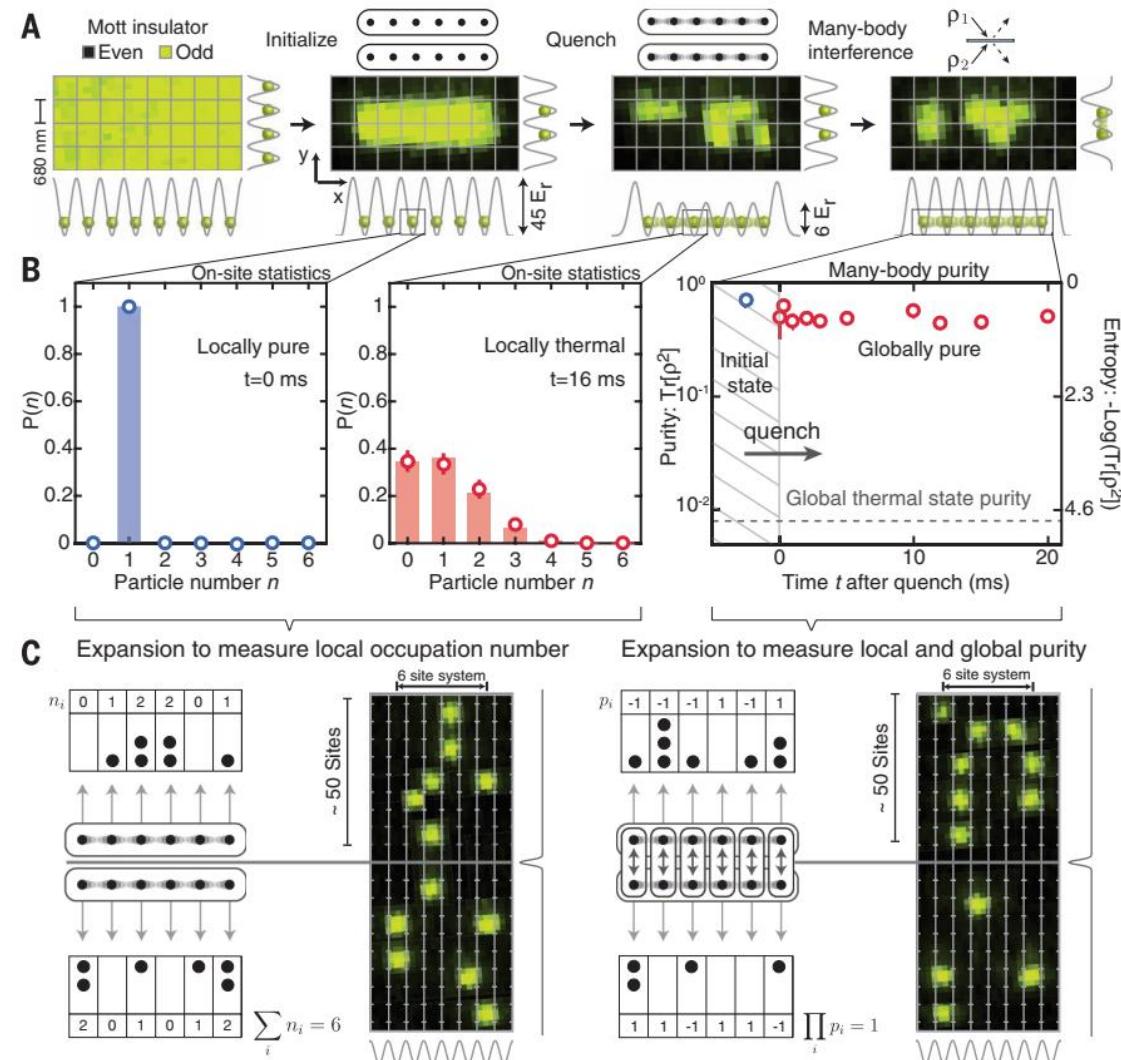
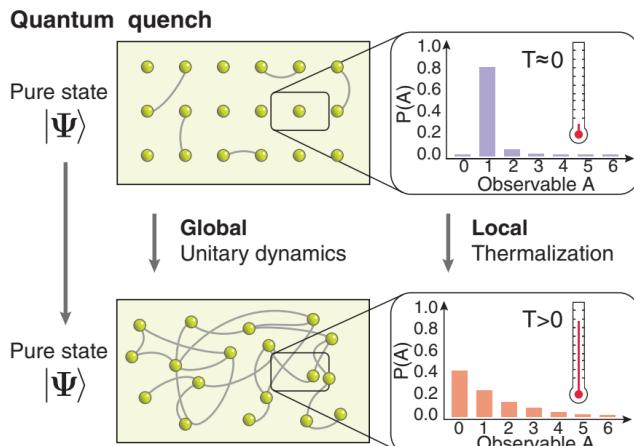


DMDで  
2×4サイト  
の原子のみ



# 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 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).

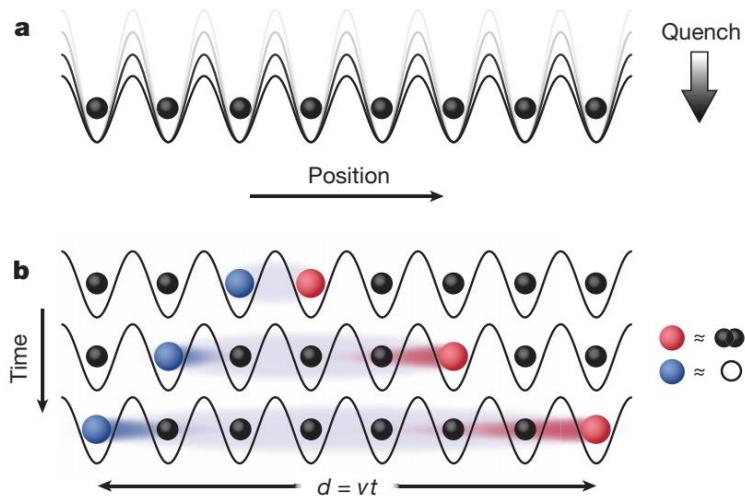
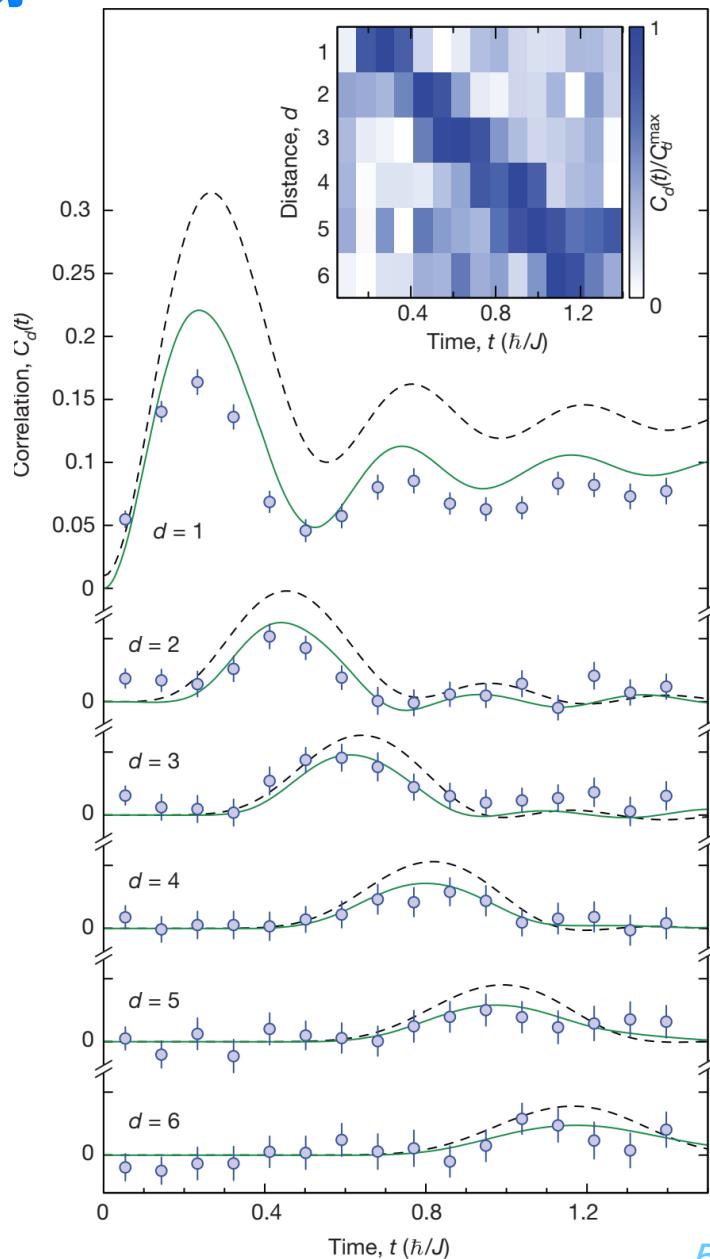


Figure 1 | Spreading of correlations in a quenched atomic Mott insulator.

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

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

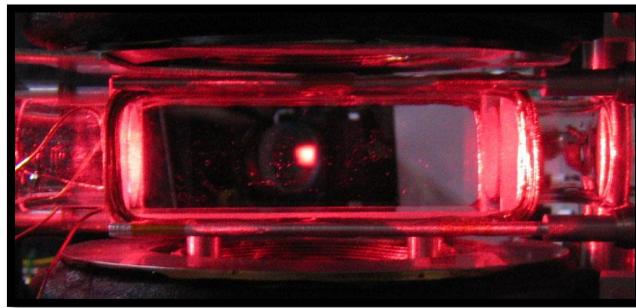
希薄

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).

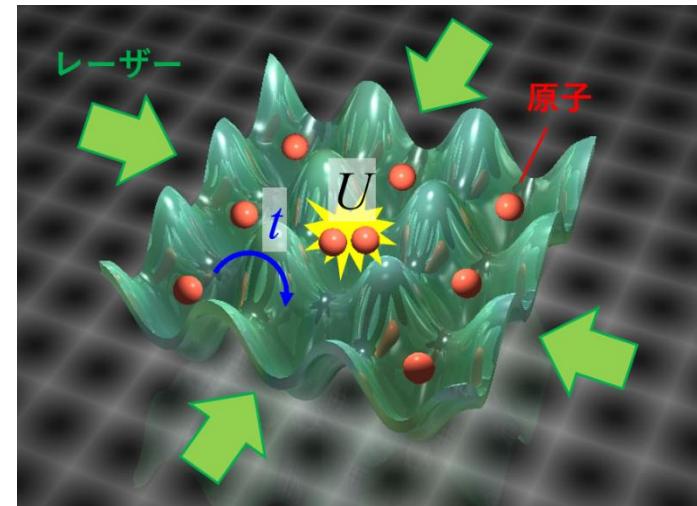
光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響

Bose-Hubbard モデル

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

トンネリング

オンサイト相互作用



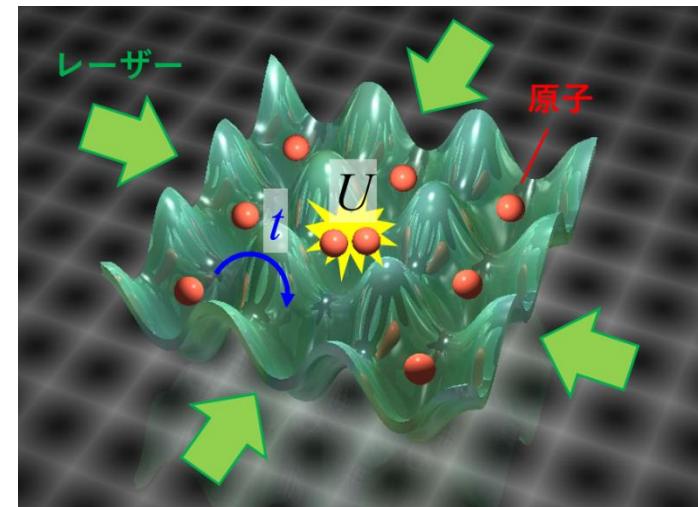
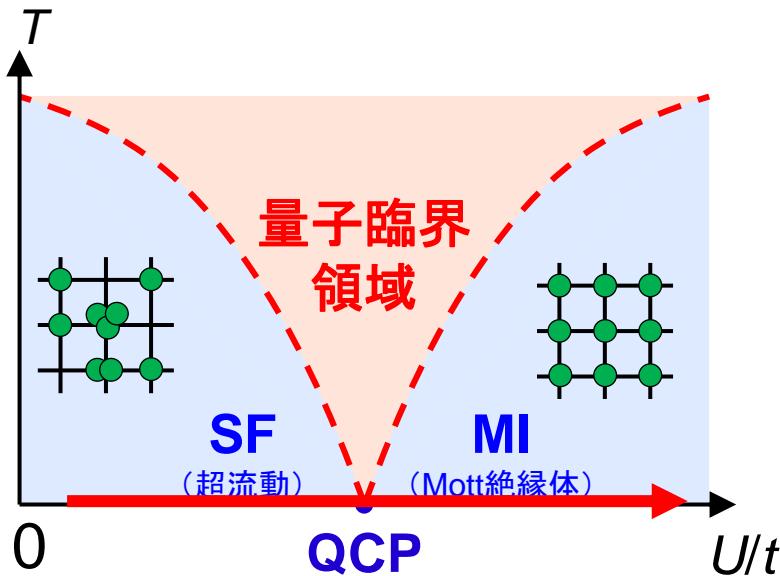
# 量子相転移に対する散逸の効果

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！

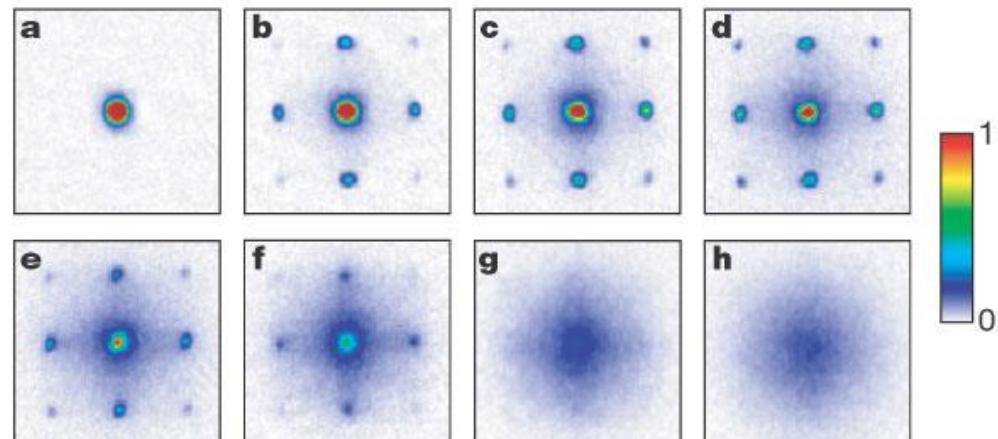
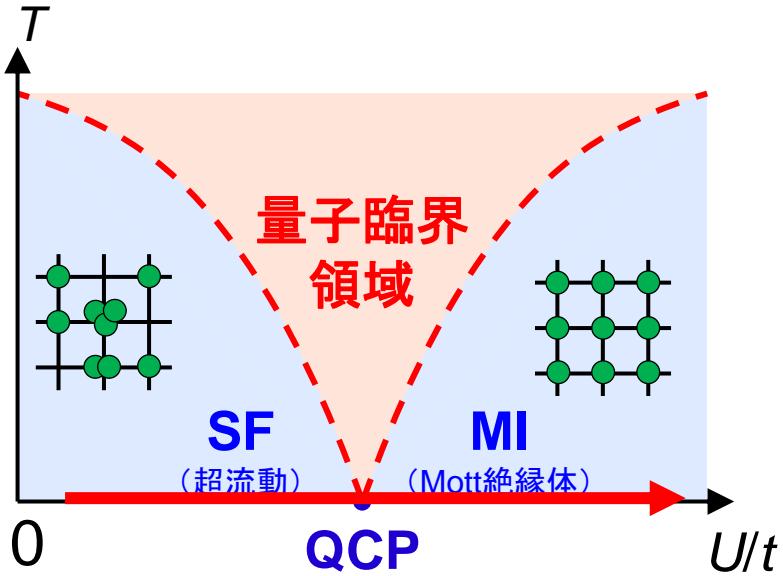
# 量子相転移に対する散逸の効果

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

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



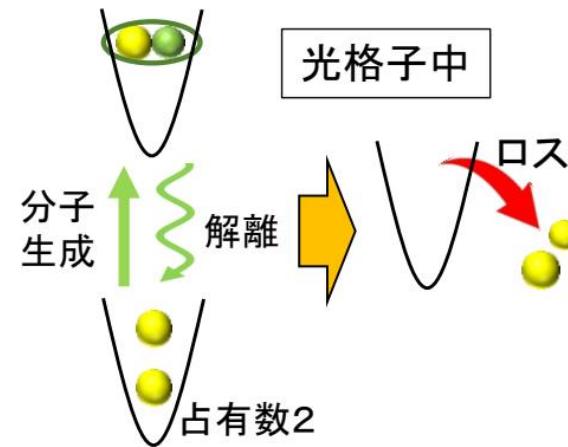
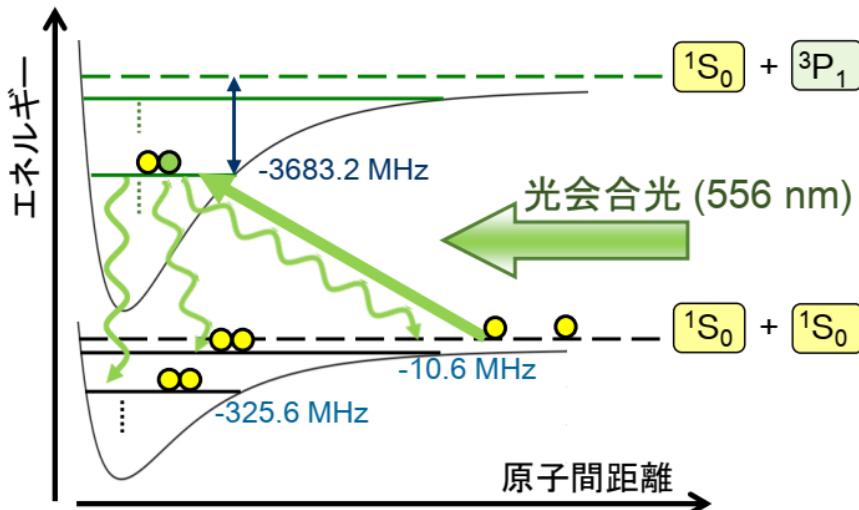
M. Greiner, et.al., Nature 415, 39-44 (2002)

# 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



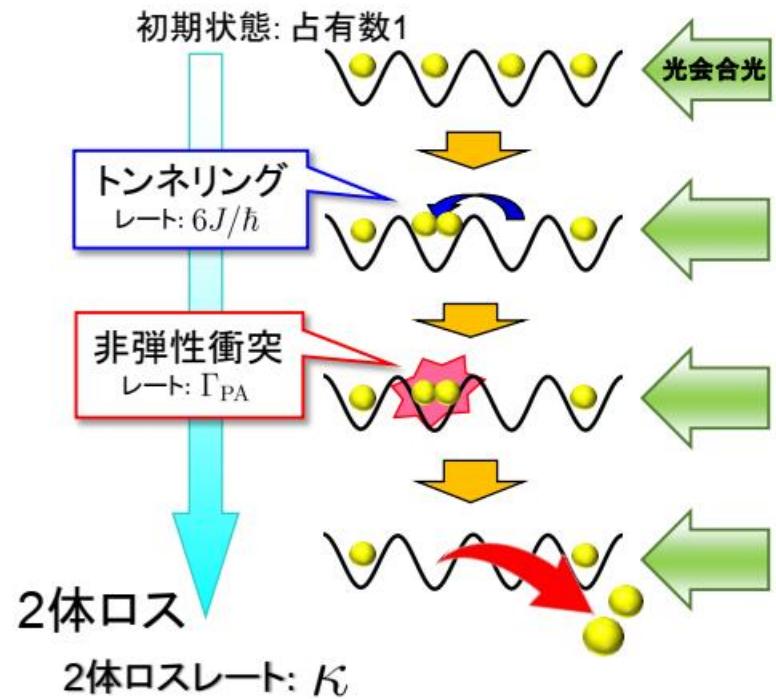
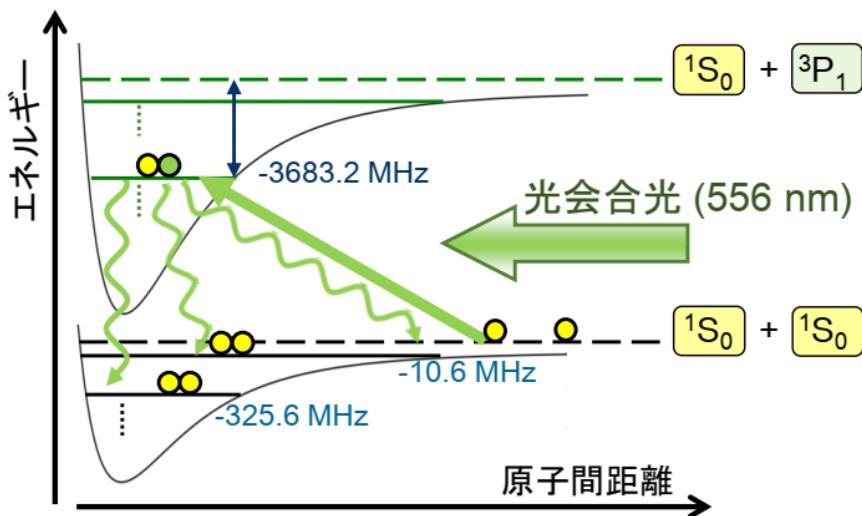
同一サイトに存在する2原子  
の**非弾性衝突**を誘起

# 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

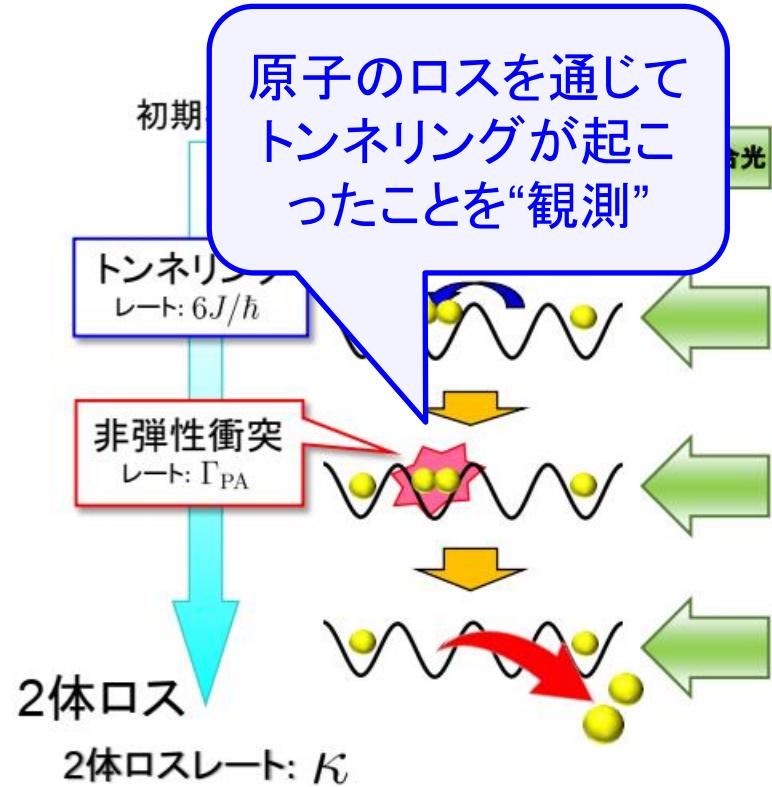
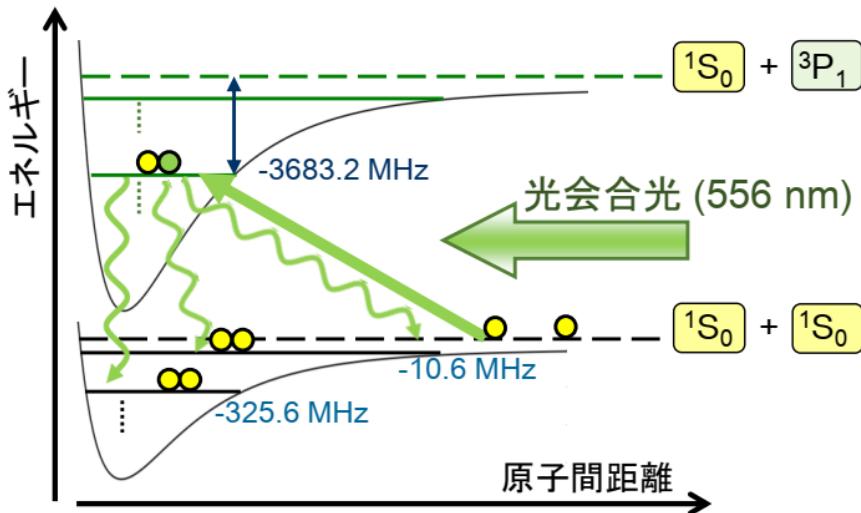


# 量子相転移に対する散逸の効果

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

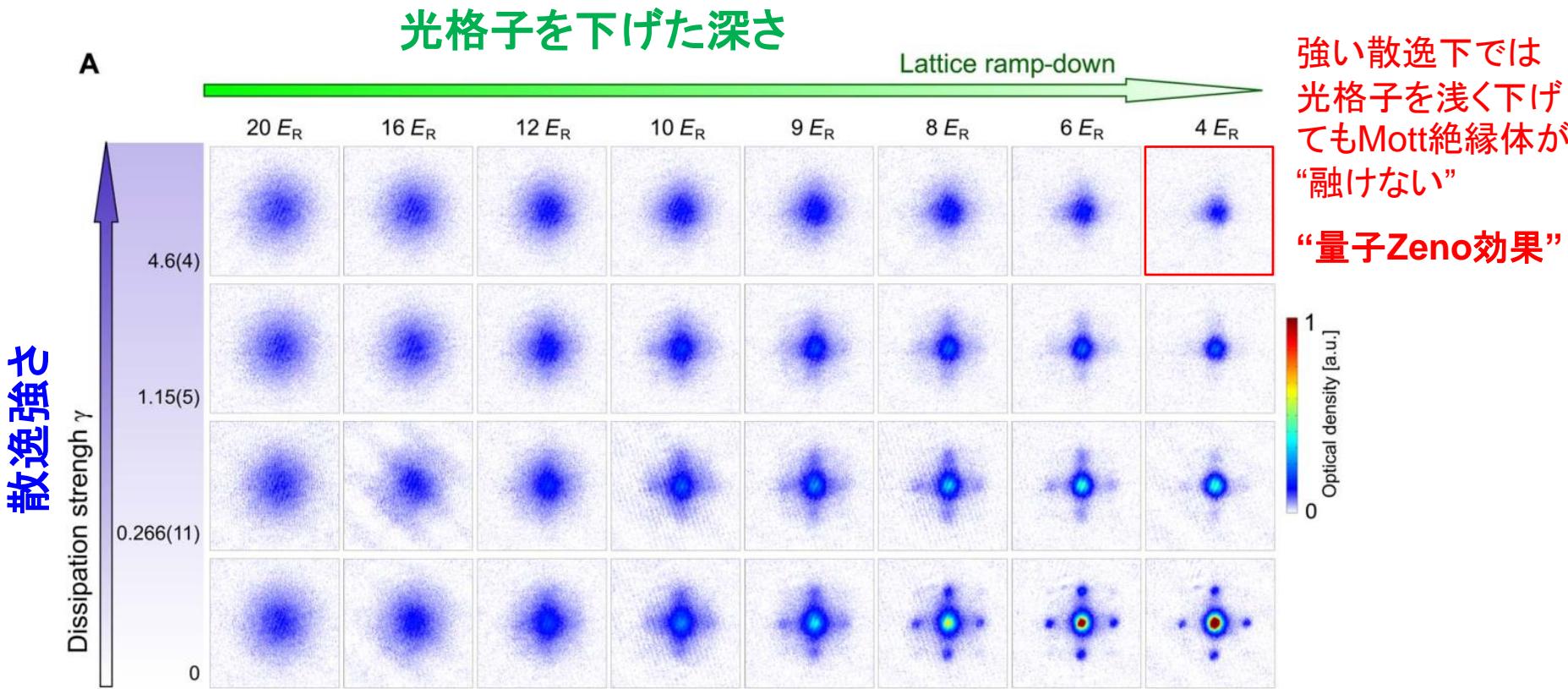
= 光による分子生成を通じた2体ロス過程



# 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).

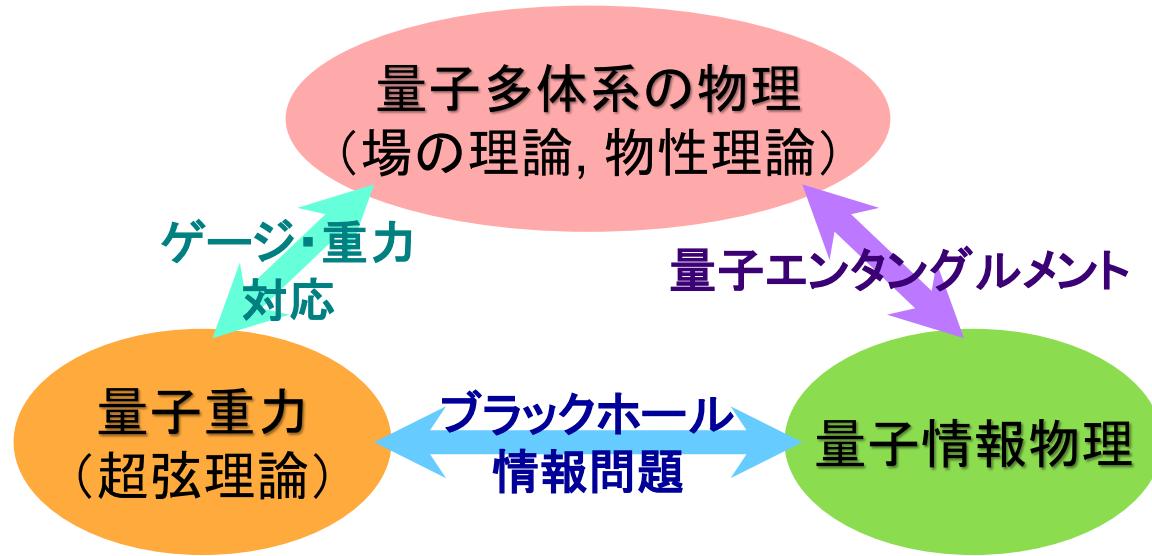
## 光格子中の冷却原子の超流動-Mott絶縁体相転移に対する散逸の影響



# 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—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 | 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カクカルの量子論 (時間の極限)
- 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—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



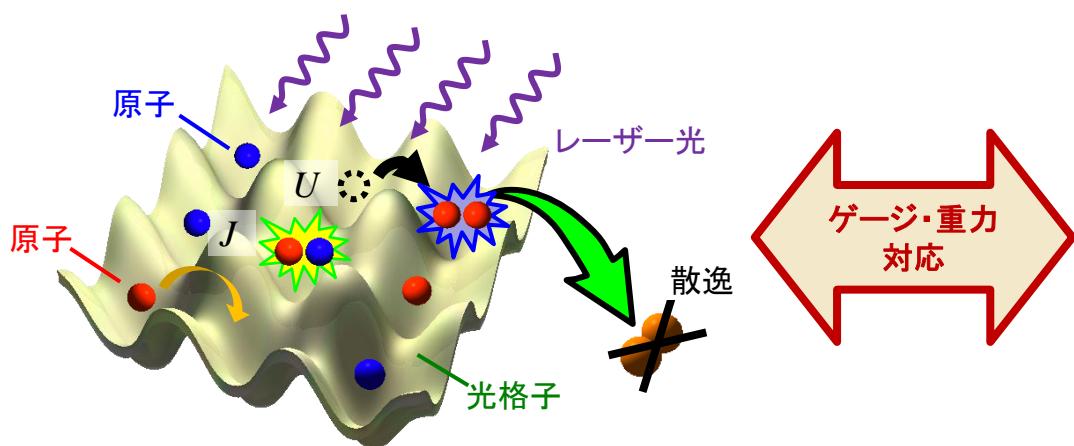
山本 大輔

# 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—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」

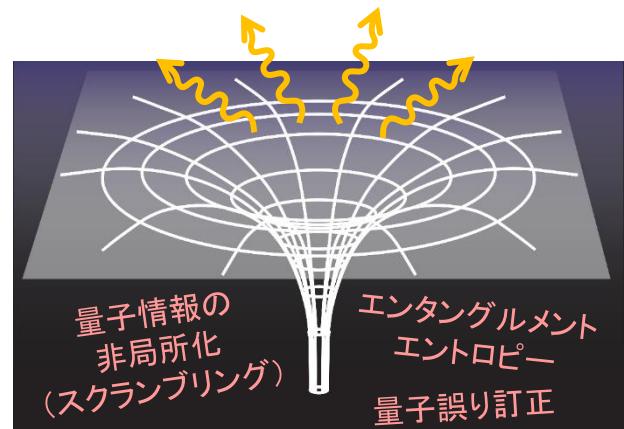
## 量子多体系(冷却原子系)



- ✓ 量子非平衡ダイナミクス
- ✓ スクランブリング
- ✓ 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

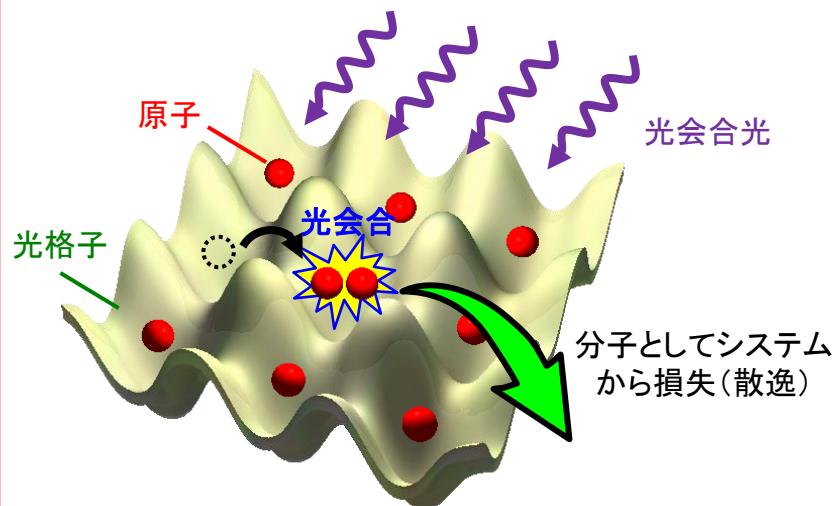
# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創る—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))

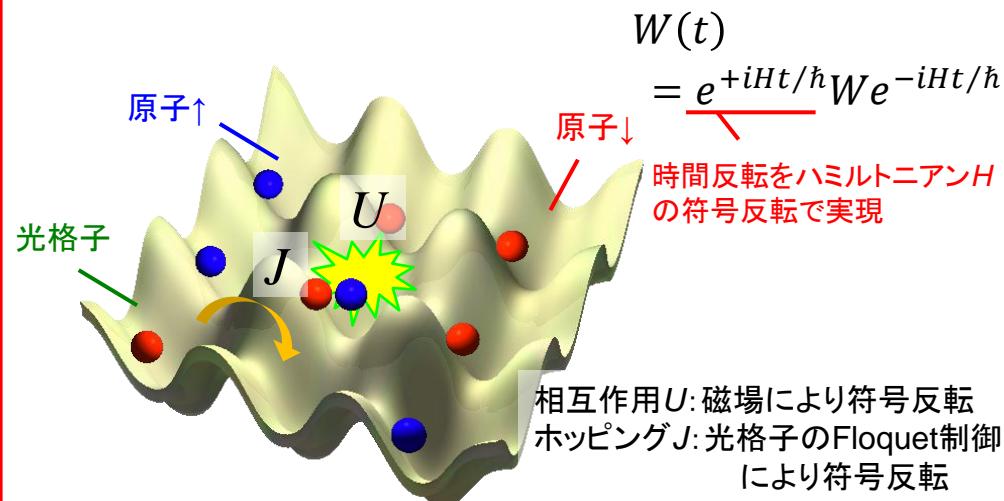
- 総括班
- B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

具体的には...

## 測定誘起量子相転移の観測



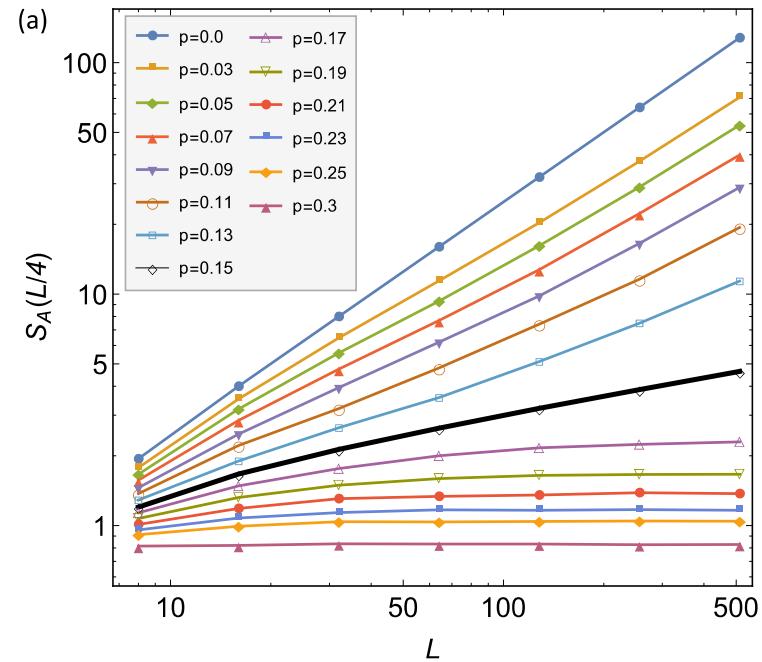
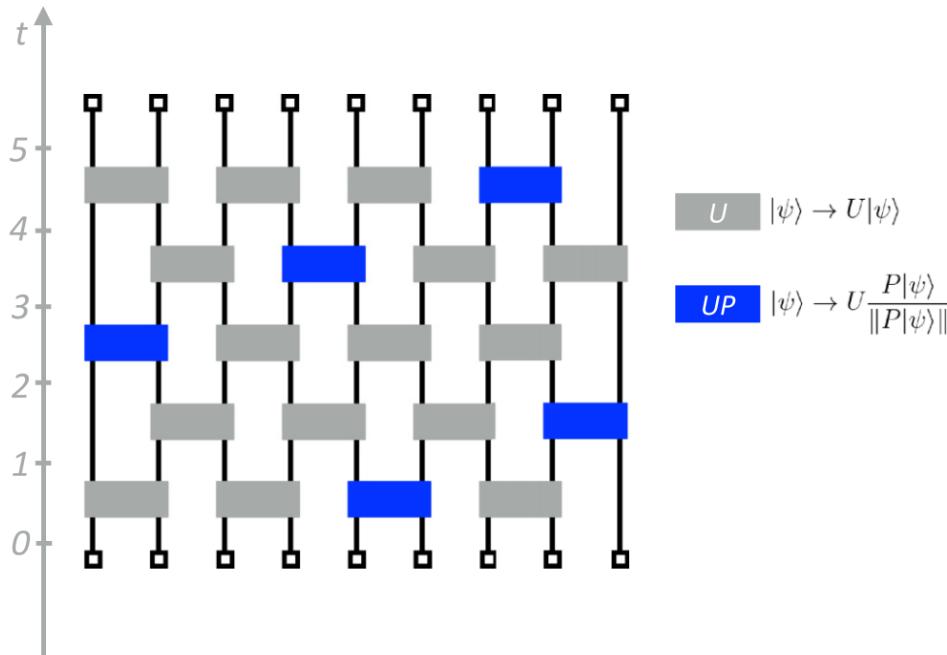
## 非時間順序相関関数(OTOC)の測定



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(通常の熱力学系)  $\Rightarrow$  面積則(多体局在 etc.))  
∴ 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)

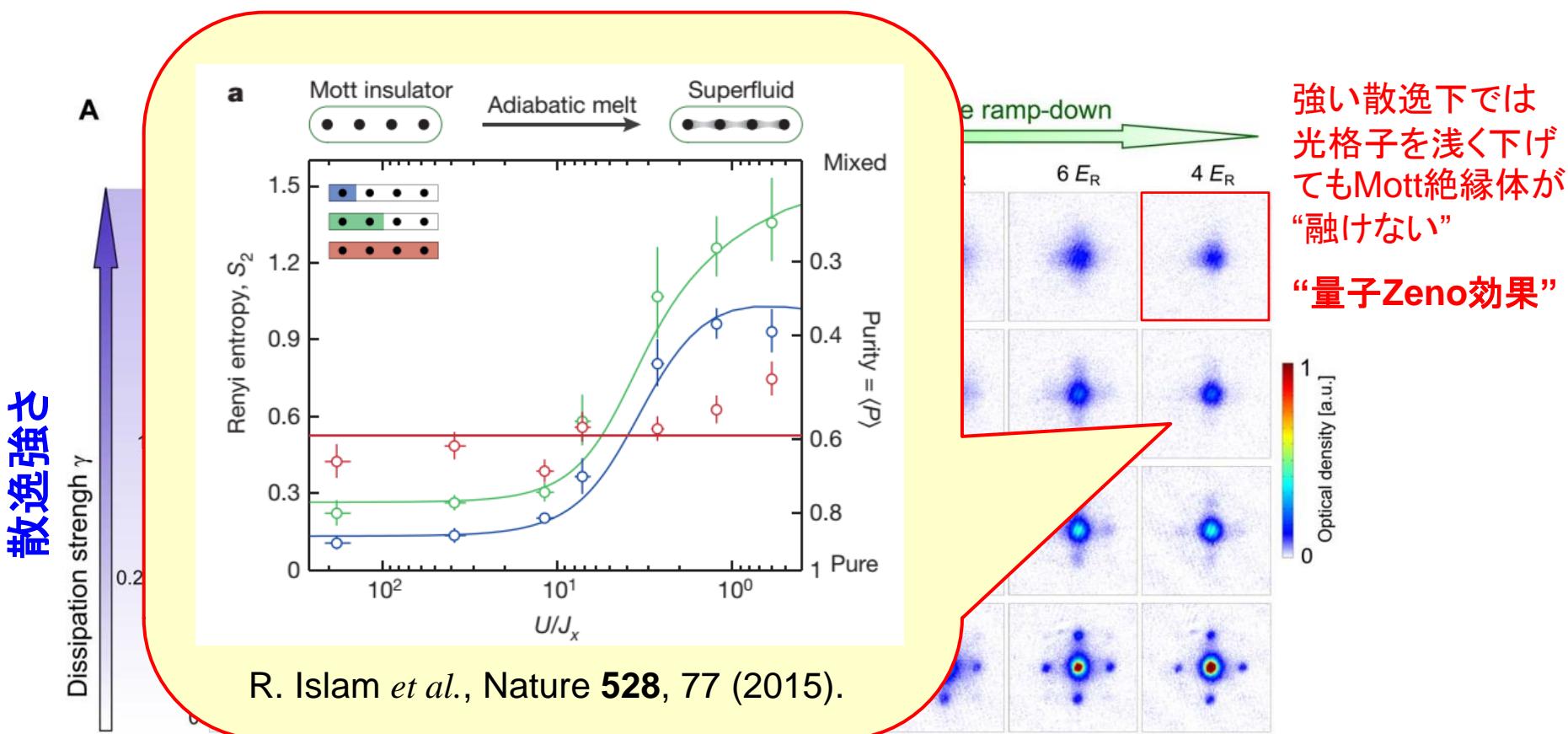
## 測定誘起量子相転移



# 量子相転移に対する散逸の効果

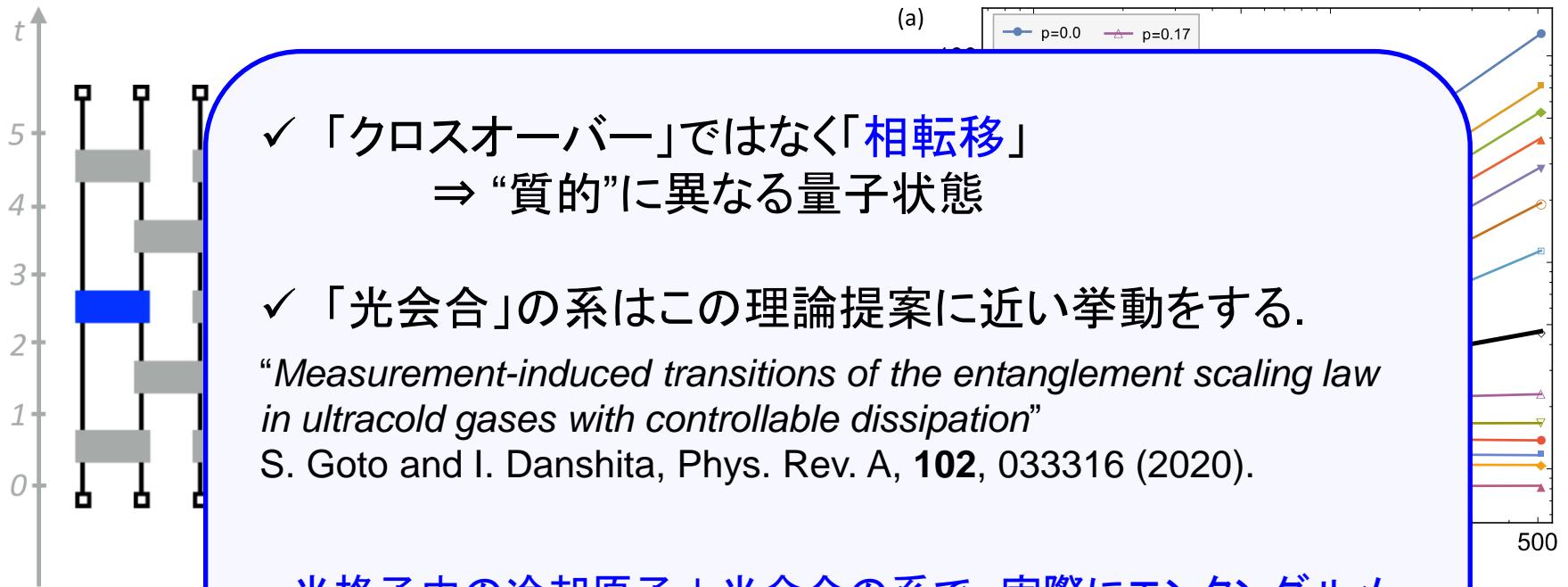
T. Tomita, [S. N.](#), I. Danshita, Y. Takasu, and Y. Takahashi,  
Sci. Adv. **3**, e1701513 (2017).

# 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



# 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

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)

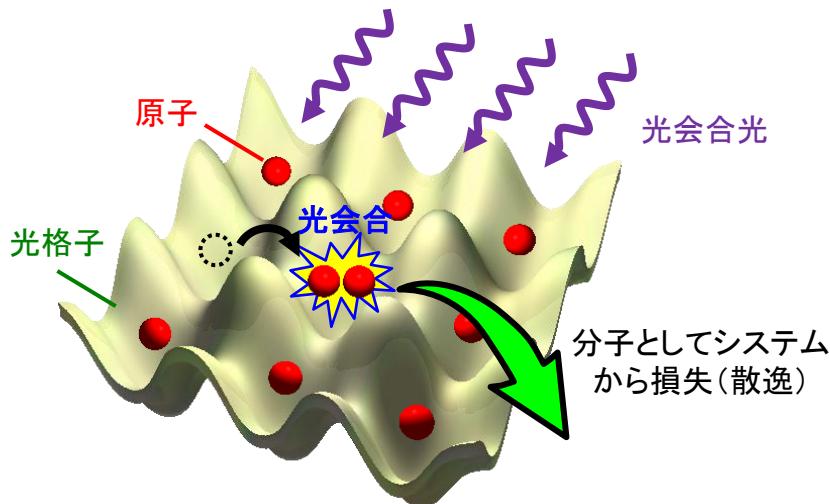
# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創る—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))

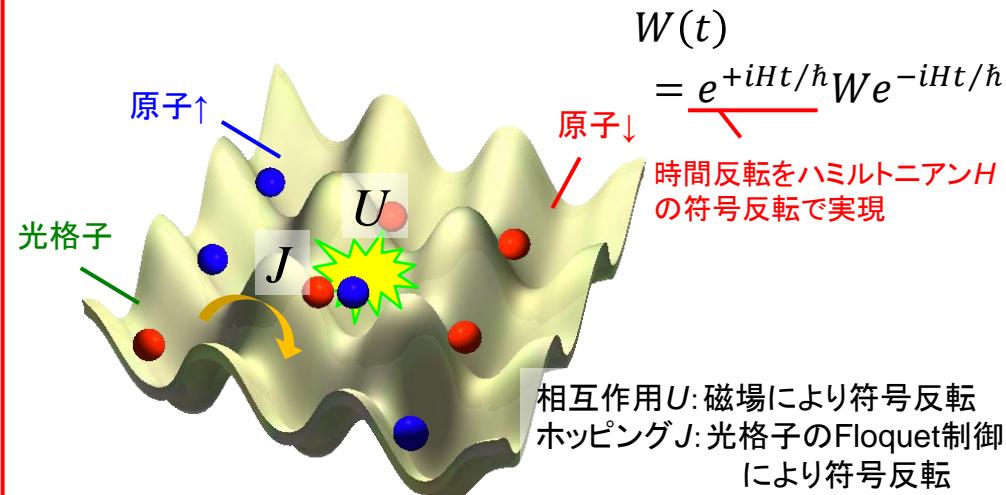
- 総括班
- B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

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

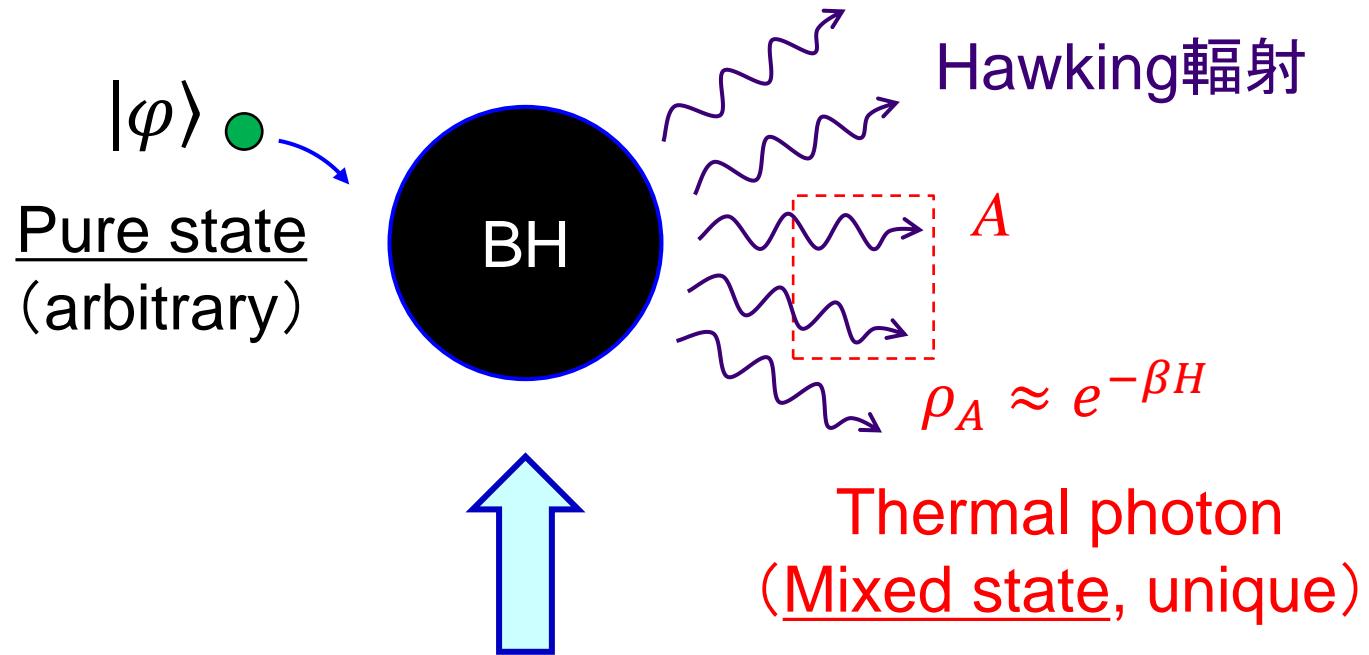


量子多体系における「量子情報のダイナミクス」の理解

# 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

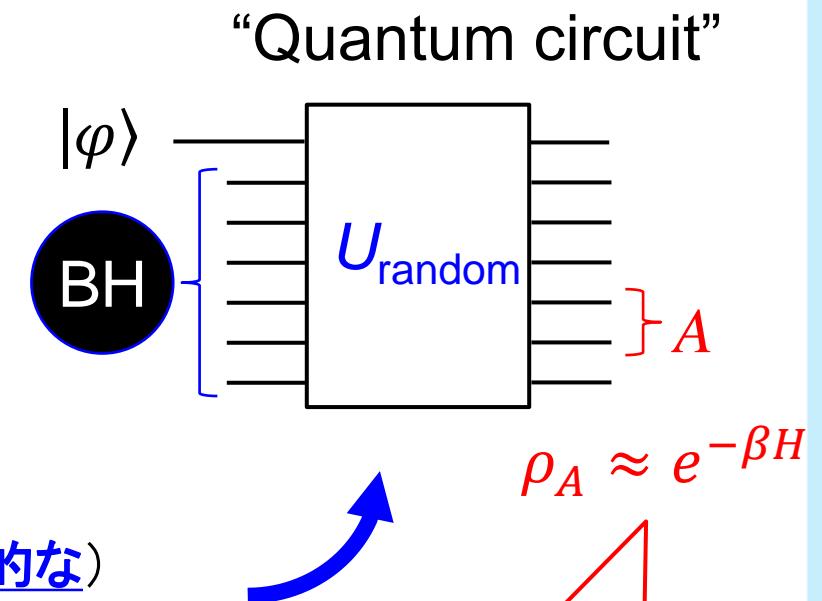
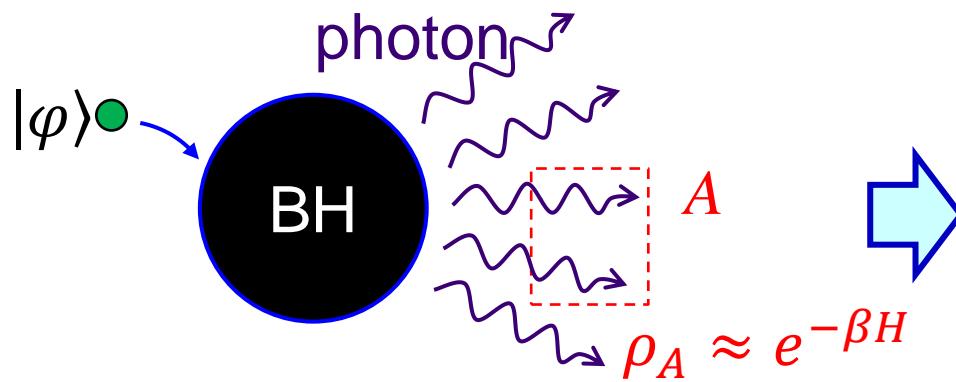
Quantum effects allow black holes to emit exact black body radiation.



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



ブラックホール内では複雑な(量子カオス的な)  
時間発展が起こり、情報は急速に非局在化する。

“Fast scrambler” [Sekino *et al.*, 2012]

(古典)数値計算は困難

Hawking radiation looks like  
mixed state if we trace out the  
invisible region (inside of BH).

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)]

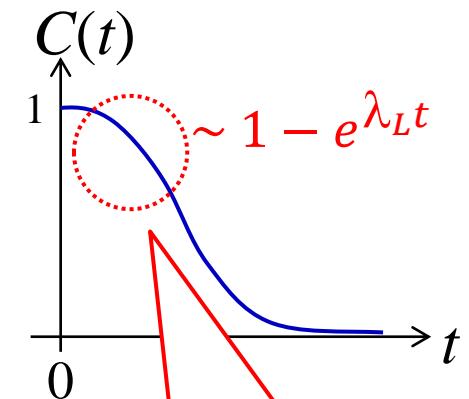
$$\text{Maldacena-Shenker-Stanford bound: } \lambda_L \leq \frac{2\pi k_B T}{\hbar}$$

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(?)



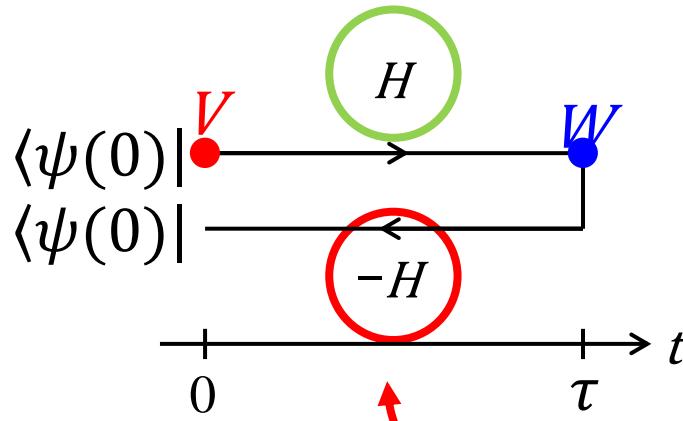
# 非時間順序相関関数(OTOC)

量子シミュレータでなにをシミュレートするのか?

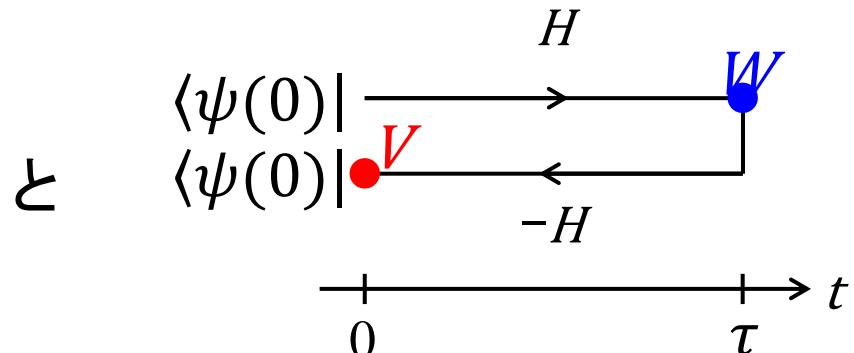
⇒ 非時間順序相関関数(Out-of-Time-Ordered correlator, OTOC)

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

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



と



Inversion of sign of Hamiltonian (invert dynamics)

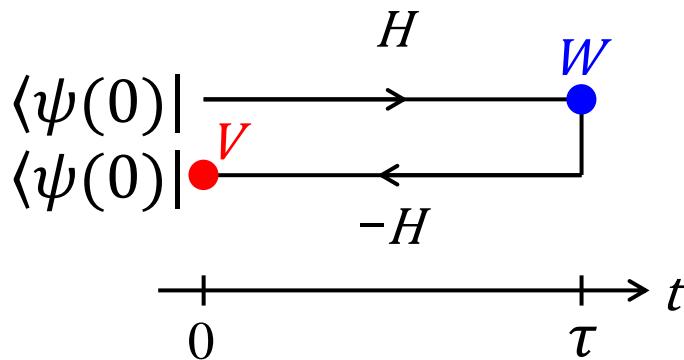
時間反転のハミルトニアン- $H$ を実現する  
高度な量子状態制御が必要

# What is the OTOC ?

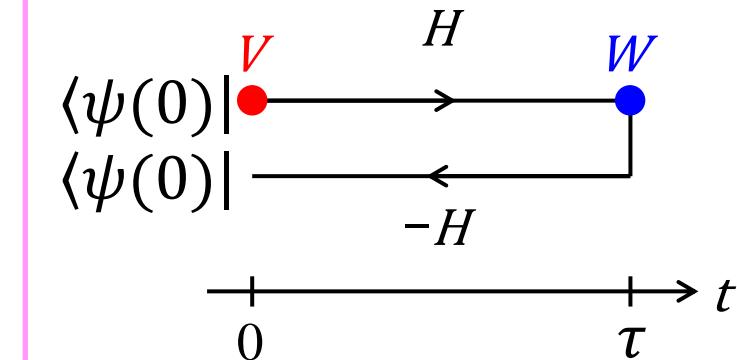
## 1) 量子カオス性の指標(?)

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

$W, V$ : 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。

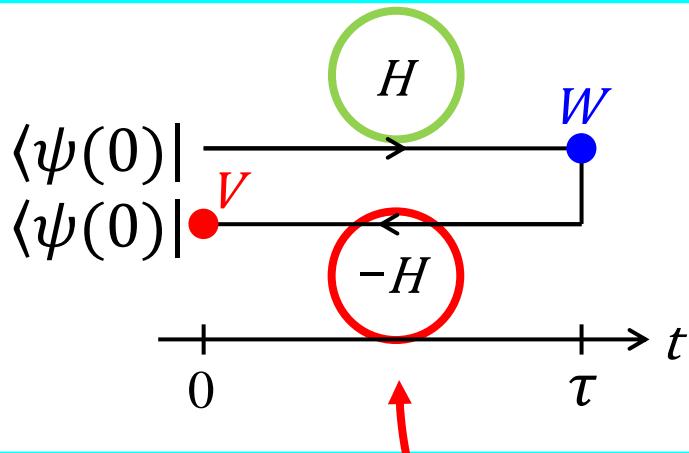
⇒ 摂動に対する鋭敏性 = バタフライ効果(量子カオス)

# What is the OTOC ?

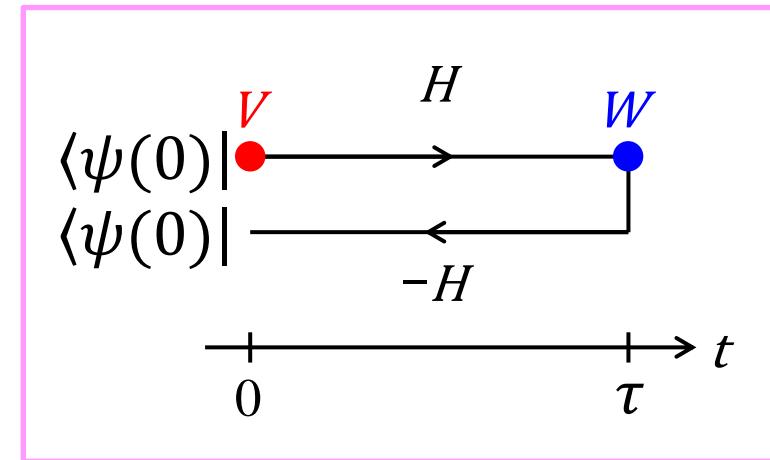
## 1) 量子カオス性の指標(?)

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

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



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 ?

## 2) 量子情報の非局所化の指標

$W, V$ : local operator

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

$$t=0 \quad \circ \bullet \circ \circ \circ \circ \circ \circ \circ \bullet \circ$$

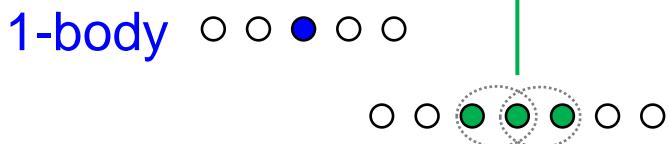
$V$   $W$

$t=0$  では可換:  $[V, W(0)] = 0$

$t \neq 0$  での  $[V, W(t)]$  ?

$$\begin{aligned} W(t) &= e^{iHt} W e^{-iHt} \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(it)^k}{k!} \underbrace{[H, \dots [H,}_{k} W] \dots] \\ &= \underbrace{W}_{\substack{\uparrow \\ 1\text{-body}}} + it \underbrace{[H, W]}_{\substack{\uparrow \\ 2\text{-body}}} - \frac{t^2}{2!} \underbrace{[H, [H, W]]}_{\substack{\uparrow \\ 3\text{-body}}} - i \frac{t^3}{3!} [H, [H, [H, W]]] + \dots \end{aligned}$$

Baker-Campbell-Hausdorff 公式



3-body

# What is the OTOC ?

## 2) 量子情報の非局所化の指標

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

(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”

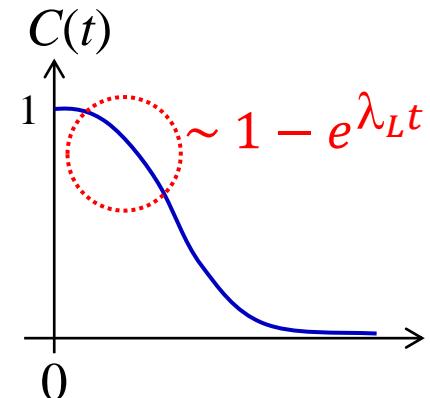
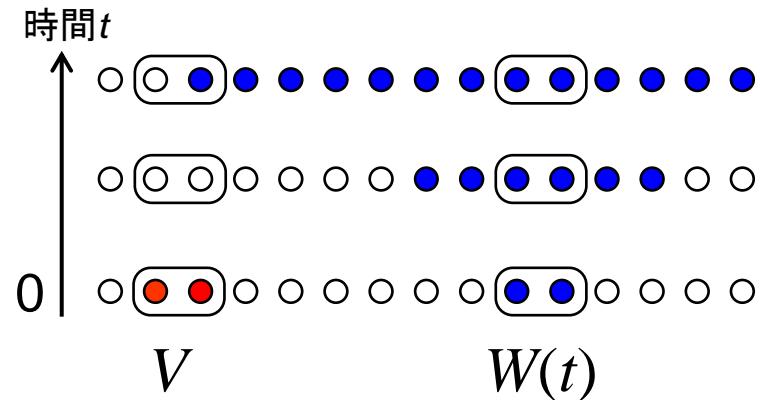
OTOC

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

$W(t)$  が急速に非局所化して  $V$  と可換ではなくなる。



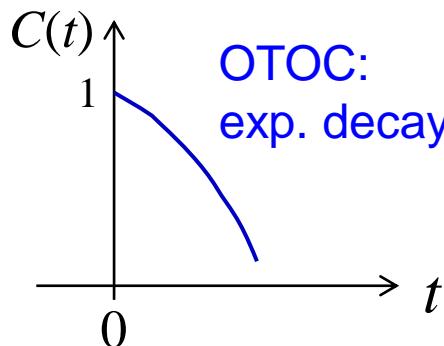
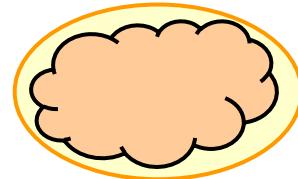
OTOCが急速に1から減衰する。



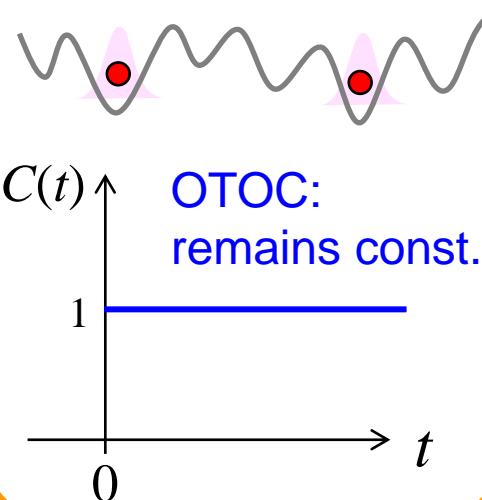
# OTOCの意義・重要性

- ✓ 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

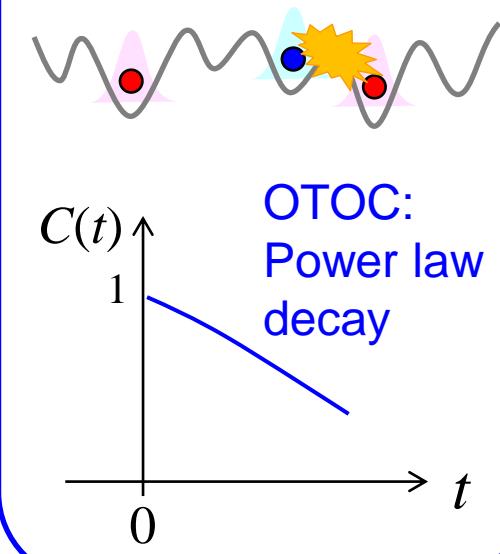
Thermal Phase  
(ETH)



Single-particle  
(Anderson)  
localization



Many-body  
localization



※例外もあり

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

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

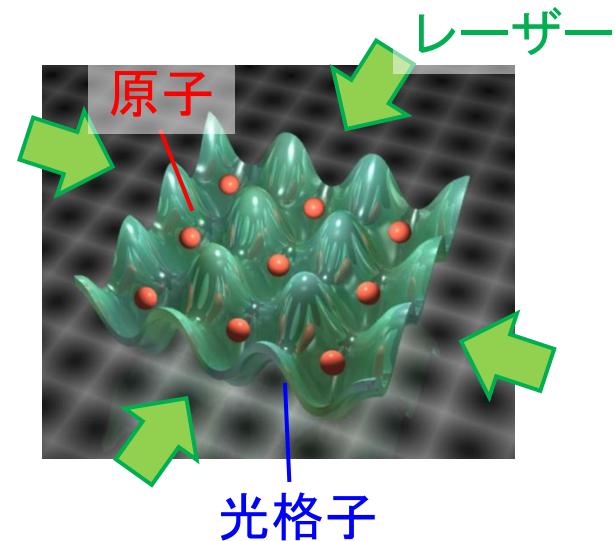
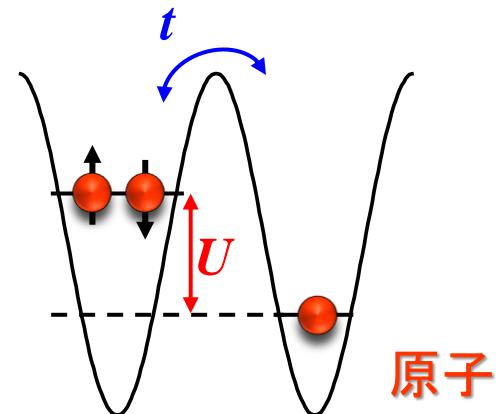
# 非時間順序相關関数(OTOC)

- 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(Hubbardモデル)

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

運動エネルギー項    相互作用項  
(トンネリング)



# 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

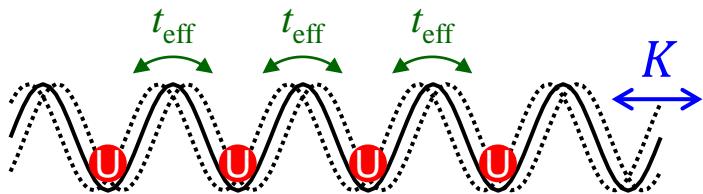
光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbardモデル)

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

Floquet制御

$-t$

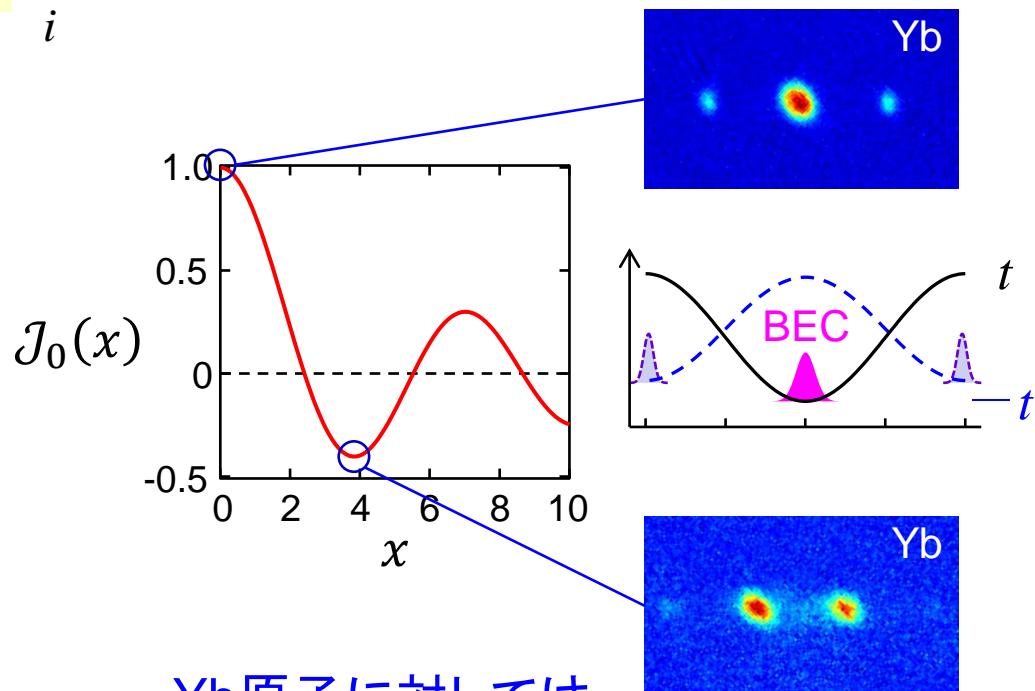
光格子の周期的変調



$$t_{\text{eff}} = t \mathcal{J}_0(K_0)$$

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

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



Yb原子に対しては  
テスト済み  
(unpublished)

# 非時間順序相關関数(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(Hubbardモデル)

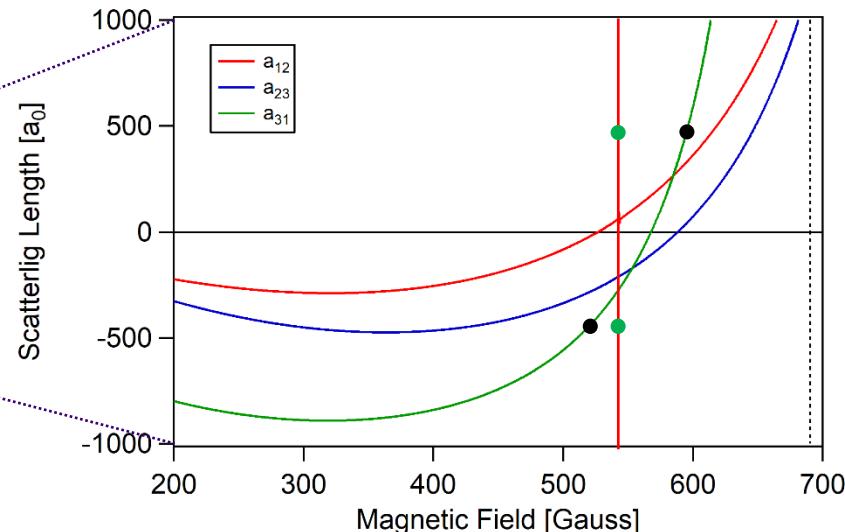
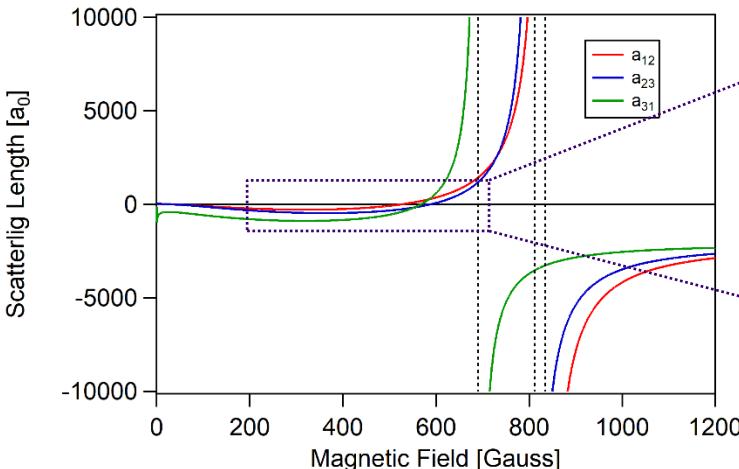
$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle} c_i^\dagger c_j + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

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

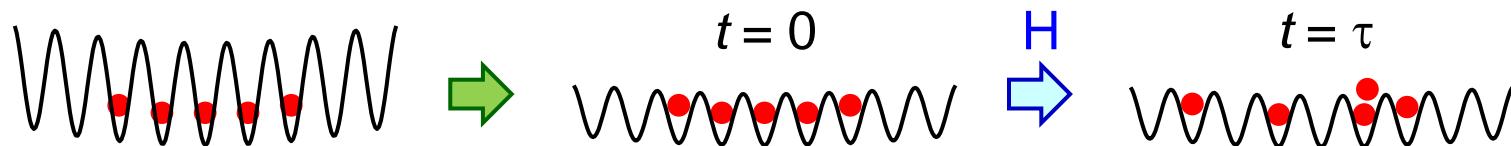
光格子中の冷却原子系のハミルトニアン(Hubbardモデル)

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

$-H$        $-t$        $-U$

量子多体ダイナミクス  
の時間反転操作！

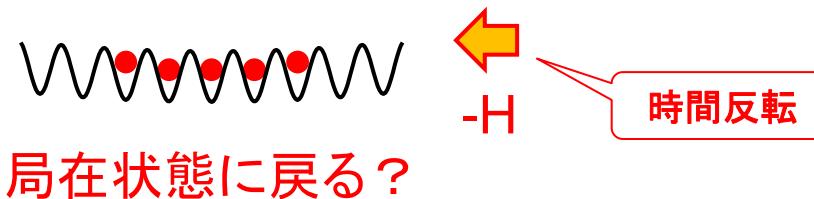
時間反転量子ダイナミクス



$U/t$  大, Mott絶縁体

$U/t$  小, 格子点に局在

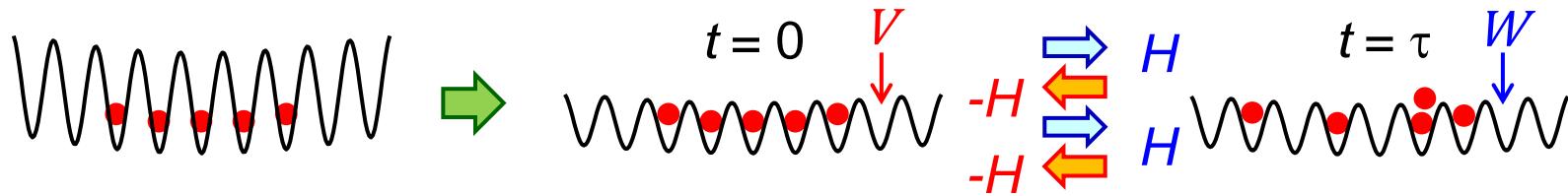
拡散



局在状態に戻る？

# 非時間順序相關関数(OTOC)

- 冷却原子系に対する非時間順序相關関数(OTOC)の測定

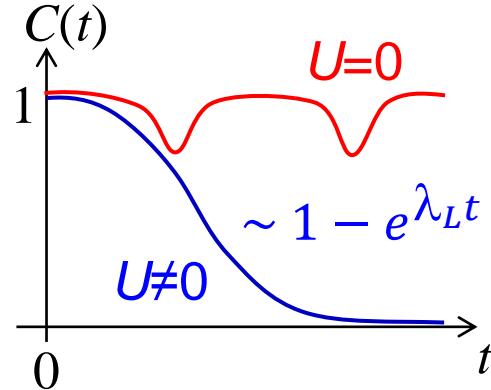


始状態  $|\psi_i\rangle$  と

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

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

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



保存量

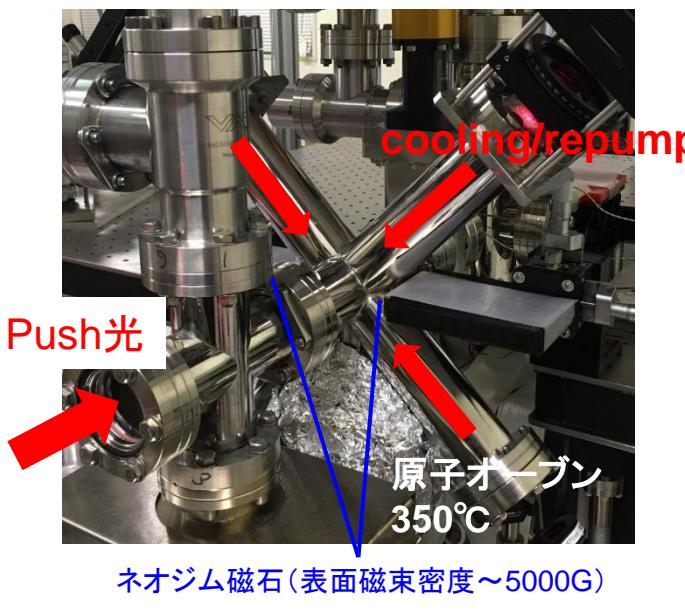
相互作用がない系 ( $U=0$ , 可積分系)  
と相互作用がある系 ( $U\neq 0$ ) で  
Lyapunov指数にどう違いが出るか?

# 現状

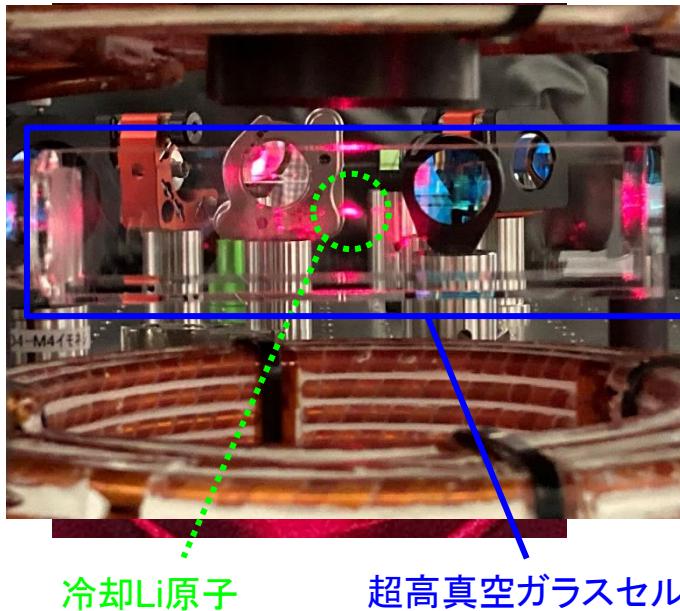
## 2D&3D 磁気光学トラップ(2D&3D-MOT)

- 2D-magneto-optical trap (2D-MOT)
  - ✓ Zeeman slowerと比較してシンプル・コンパクト

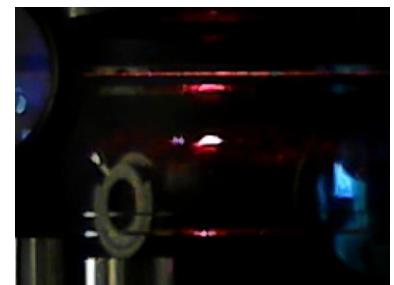
Tiecke *et al.*, PRA 80, 013409 (2009)  
Ikemachi *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 50 (2017)



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



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



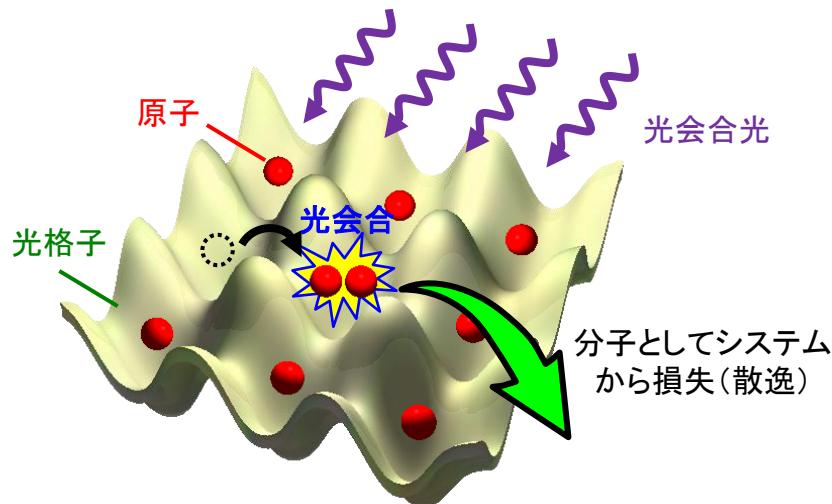
# 学術変革領域研究(A)(2021年度後半～)

「極限宇宙の物理法則を創る—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))

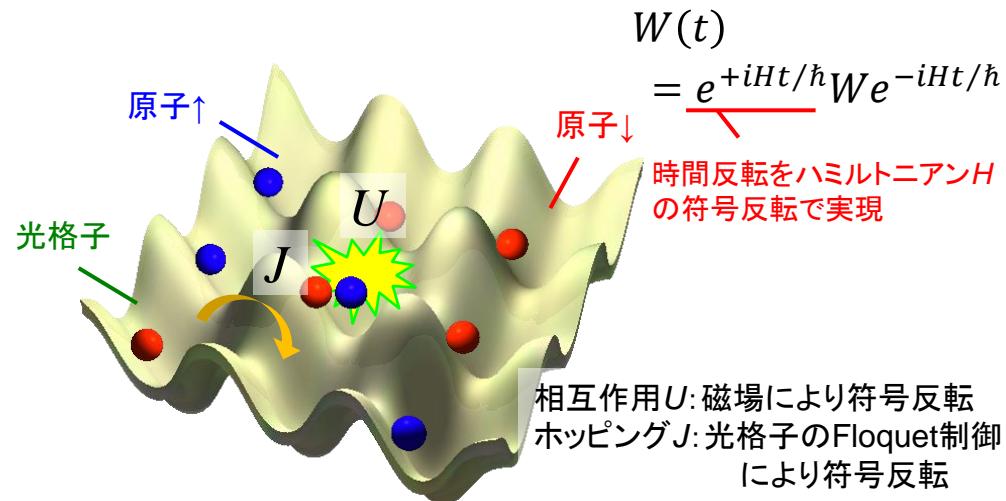
- 総括班
- B02班 「人工量子物質による量子ブラックホールの解明」

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。

