

平成 2 9 年 度

京 都 大 学 大 学 院 理 学 研 究 科

修 士 論 文 発 表 会

修 士 論 文 要 旨 集

2 0 1 7 年 2 月 5 日 (月)、2 月 6 日 (火)

物 理 学 第 一 分 野

# 物理学第一分野修士論文発表会

場所：理学研究科 5 号館 5 階・第四講義室  
発表：15 分（別に質問時間 5 分程度）

---

2018 年 2 月 5 日（月） 9：00～17：50

---

## 目 次

1. ゆらぎ顕微鏡の原理と試作  
鶴飼 祐生（ 9：00）
2.  $^{171}\text{Yb}$  原子の  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  状態間スピン交換相互作用の測定  
小野 滉貴（ 9：20）
3. 2 次元エネルギー逆カスケード乱流中での 2 粒子相対拡散現象の統計法則  
岸 達郎（ 9：40）
4. 極低温の真性ダイヤモンドにおける励起子拡散の増大  
小西 一貴（10：00）
5. マランゴニ効果により駆動される油中水滴の運動モード転移  
小林 沙織（10：20）

---

10：40～10：50 休憩

---

6. 回折限界を超えた光渦の集光と多重極遷移の選択的励起の研究  
坂田 諒一（10：50）
7. 銅酸化物高温超伝導体  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  の擬ギャップ状態における電子ネマティック相転移の観測  
佐藤 雄貴（11：10）
8. Lieb 型光格子中の超低温フェルミ原子の研究  
塩津 博章（11：30）
9. NMR による人工超格子  $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$  と  $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$  の比較  
仲嶺 元輝（11：50）
10. XFEL による Xe クラスターの結晶子ドメイン構造の解明  
仁王頭 明伸（12：10）

---

12：30～13：30 昼休み

---

11. 1次元量子スピン鎖の非平衡定常状態における温度勾配に関する数値的研究  
八角 繁男 (13 : 30)
12. 事象発生ゆらぎの要因推定  
藤田 和樹 (13 : 50)
13. 奇パリティ磁気多極子秩序が誘起する電磁応答の研究  
渡邊 光 (14 : 10)
14. ワイル半金属における非一様磁場に起因するカイラル磁気効果  
井辺 洋平 (14 : 30)

---

14 : 50 ~ 15 : 00 休憩

---

15. 光制御 Slippery 界面の生成とダイレクターの磁場応答  
稲場 亮一 (15 : 00)
16. 境界駆動セルオートマトンの非平衡定常解  
井上 篤生 (15 : 20)
17. グラフェンオキサイド混合リオトロピックネマチック相における外場効果  
浦井 智崇 (15 : 40)
18. キタエフスピン液体におけるマヨラナ量子化と半整数量子熱ホール効果の観測  
大西 隆史 (16 : 00)

---

16 : 20 ~ 16 : 30 休憩

---

19.  $\text{Sr}_{3-x}\text{SnO}$  の超伝導状態の研究  
岡村 鉄矢 (16 : 30)
20. 単結晶  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  の圧力下 NMR の研究  
河村 健志 (16 : 50)
21.  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  /  $\text{SrRuO}_3$  接合におけるスピン三重項近接効果  
國枝 正直 (17 : 10)
22. 混雑環境下における水晶体タンパク質 $\alpha$ -クリスタリンの構造およびダイナミクスの研究  
酒巻 裕介 (17 : 30)

---

2018年2月6日(火) 9:00~12:10

---

23. THz パルスによるアモルファス  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  の結晶化とその機構

佐成 晏之 ( 9 : 00 )

24.  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2$  構造における磁性 FFL0 超伝導

高田 優樹 ( 9 : 20 )

25. STM/STS 測定による重い電子系反強磁性体  $\text{CeRhIn}_5$  薄膜における  $cf$  混成の観測

鳥井 陽平 ( 9 : 40 )

26. 異方的エアロジェル中の超流動  $^3\text{He}$  の量子渦の研究

長村 夏生 ( 10 : 00 )

27. カイラル超伝導体における自発エッジ電流の検出に向けた Micro-SQUID の作製

橋本 浩法 ( 10 : 20 )

---

10:40~10:50 休憩

---

28.  $\text{CeCoIn}_5$  / $\text{CeIn}_3$  超格子における量子臨界性の制御と超伝導状態

三宅 聡平 ( 10 : 50 )

29. 光格子中の単一原子の個別操作に向けた光空間変調器の開発とその光格子システムへの実装

山中 修也 ( 11 : 10 )

30. ハロゲン化鉛ペロブスカイトナノ粒子の励起子光物性

鎗田 直樹 ( 11 : 30 )

31. 非弾性 X 線散乱によるナトリウムの電子密度応答

渡部 真弓 ( 11 : 50 )

# ゆらぎ顕微鏡の原理と試作

ソフトマター物理学研究室 鵜飼祐生

**Abstract** We invented the principle of a new measurement method called “Fluctuation microscope” and developed it in practice. It enables us to visualize spatial distribution of dynamical property of materials as 2D images. We evaluate the performance of this microscope experimentally, and concluded that it can measure dynamical spatial heterogeneity directly.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

【序】一般的に顕微鏡は、物質中にある密度・濃度・分子配向方向などの物理量の空間分布（「静的不均一性」）をコントラストに変換して 2 次元像を得る。これに対して、物理量の時間的変化の空間分布は「動的不均一性」と呼ばれ、ソフトマターやガラス転移などの物性研究に重要な知見を与える。しかしながら、物質中の運動状態をコントラストとして、2 次元的に可視化する顕微鏡の原理や装置は現存しない。そこで、物質中の「動的不均一性」を 2 次元像として直接可視化する「ゆらぎ顕微鏡」の原理を新たに考案し、高速 CCD カメラを検出器に用いて実際に試作した。装置の原理は図 1 のようにサンプルの様々な点において散乱される光を、各点ごとにそれぞれ CCD カメラの 1 ピクセルに対応させ、各ピクセルにおいて散乱光の自己相関関数を計算し、各点において動的な性質の指標である緩和時間を算出し、緩和時間の値をコントラストとして動的不均一性を 2 次元像として可視化するというものである。

【実験】試作した装置を用いて①液晶ナノミセル溶液を封入した光学セル上に金属蒸着膜をマスクとした溶液試料の観察、②液晶ナノミセル溶液を水中に滴下した際の拡散の様子の観察、③部分的に重合した試料の観察を行った。

【結果と考察】①金属蒸着膜をマスクとした溶液試料を測定した結果を図 2 に示す。ここで実像(右)と緩和時間プロファイル(左)を比べると両者が概ね一致しており、マスクのある部分は散乱光による信号がないために緩和時間が 0 となっていることが分かる。これよりマスクにより作り出した動的不均一性をゆらぎ顕微鏡によって可視化することができたといえる。②時間変化する動的不均一性の観測例として、水中にミセル溶液を滴下した試料を時分割で測定した結果を図 3 に示す。ここで用いたミセル溶液は水よりも散乱能が強く拡散定数も大きいので、ミセル濃度の高い領域では低い領域よりも強い散乱光、長い緩和時間を示すと期待される。図 3 から明らかのように、平均散乱光強度の強い領域(左図赤～緑色の領域)と長い緩和時間を示す領域(右図緑色の領域)とは、各時刻の像において良い一致を示しており、滴下したミセル溶液が、水中に沈降・拡散する様子を、「動的不均一性」の時間変化として、揺らぎ顕微鏡像

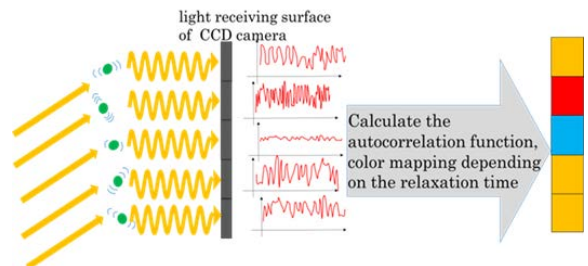


Fig.1 Scheme of the Principle of Fluctuation Microscope

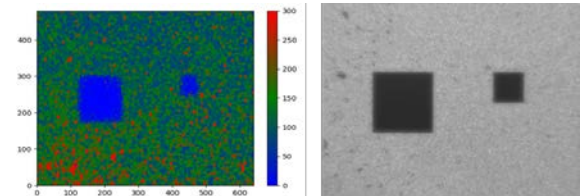


Fig.2 Measurement results of mask. Left: relaxation time profile, Right: real image

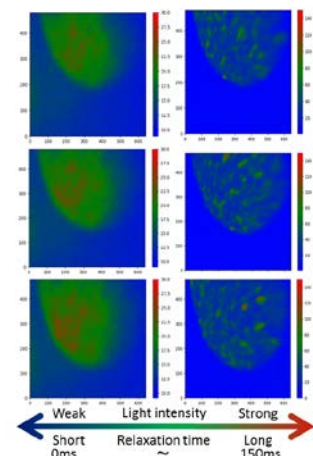


Fig.3 Measurement result of the diffusion state of the micellar solution. Left: Average scattered light intensity profile, Right: Relaxation time profile

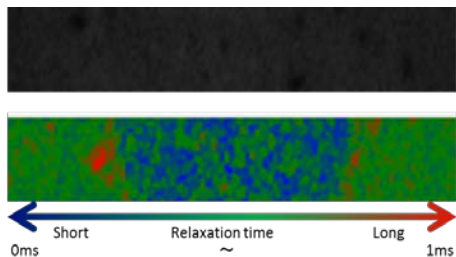


Fig.4 Measurement result of partially polymerized sample. Top: Real image, Bottom: Relaxation time profile

の動画を得ることができたといえる。③さらに屈折率が静的には一様で、一般の顕微鏡では空間的な違いを像として得ることができない試料の観察例として、液晶相中で光重合性モノマーを部分重合し、配向ゆらぎの緩和時間のみが場所により異なる試料を作成した。図 4 から、緩和時間の短い領域が、光照射によって高分子化された中心部分に確認され、偏光顕微鏡(上図)では観測できない、試料中の動的不均一性を揺らぎ顕微鏡(下図)により、直接観測できたと言える。

# $^{171}\text{Yb}$ 原子の $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ 状態間スピン交換相互作用の測定

量子光学研究室 小野滉貴

**Abstract** High resolution laser spectroscopy of Fermi degeneracy of  $^{171}\text{Yb}$  trapped in an optical lattice with ultranarrow  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  transition was performed. This technique will be applied to a measurement of an interorbital spin-exchange interaction between  $^1\text{S}_0$  and  $^3\text{P}_0$  states.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

近年、光格子中の冷却原子を用いた量子シミュレーションが盛んに行われており、当研究室においては従来のアルカリ原子ではなくイッテルビウム (Yb) を対象とした研究が行われている。Yb などの 2 電子系原子には基底状態  $^1\text{S}_0$  と準安定状態  $^3\text{P}_0$ 、 $^3\text{P}_2$  が存在する。特に  $^1\text{S}_0$ 、 $^3\text{P}_0$  状態はともに電子の全角運動量が 0 であること、フェルミ同位体は核スピン  $I$  を持つことから、これらで構成される 2 軌道系のハミルトニアンには核スピン自由度を反映した  $\text{SU}(N = 2I + 1)$  対称性をもつ。

この 2 軌道系を用いた研究対象は多岐にわたり理論および実験の双方から研究が行われているが、その 1 つに近藤効果の量子シミュレーションがある。近藤効果とは磁性合金中の磁性不純物の局在スピンと伝導電子のスピンとの反強磁性的な交換相互作用により低温で電気抵抗が増大する現象であるが、これを  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  状態間にスピン交換相互作用が存在する 2 軌道系において実現可能であることが提案されている [1]。しかしこれまでに  $^{173}\text{Yb}$  ( $I = 5/2$ )、 $^{87}\text{Sr}$  ( $I = 9/2$ ) のスピン交換相互作用が測定されたがどちらも強磁性的であり [2, 3]、近藤効果の量子シミュレーションには適していない。

そこで本研究では当研究室においてのみ量子縮退までの冷却可能なフェルミ同位体  $^{171}\text{Yb}$  ( $I = 1/2$ ) のスピン交換相互作用の評価に向けて  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  遷移を用いた高分解能レーザー分光を行った。量子縮退した  $^{171}\text{Yb}$  を 3 次元光格子中に導入し  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  遷移の分光を行うことで光格子中の 1 重占有と 2 重占有の信号を確認することに成功した。また、この遷移周波数の磁場依存性を測定することで  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  状態間のスピン交換相互作用の評価を試みた。

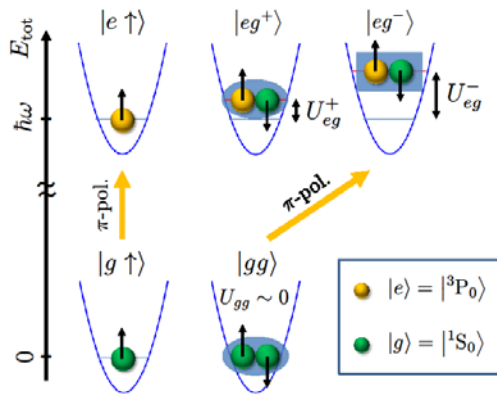


Fig. 1. One- and two-particle states on a lattice with both orbital ( $|g\rangle$ : green and  $|e\rangle$ : yellow) and nuclear spin ( $|\uparrow\rangle$  and  $|\downarrow\rangle$ ) degrees of freedom and the corresponding energy levels in a zero magnetic field. A blue ellipse (rectangle) indicates a spin singlet (triplet) denoted as  $|eg^+\rangle$  ( $|eg^-\rangle$ ).

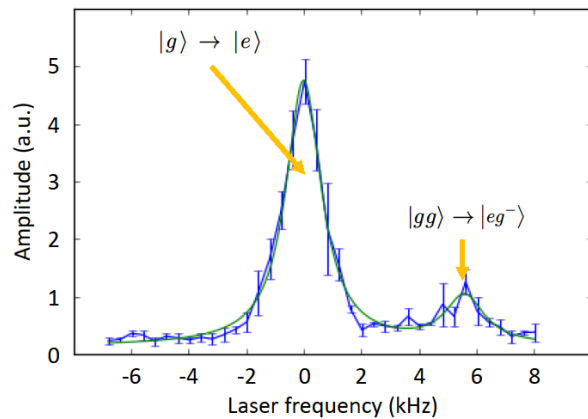


Fig. 2.  $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$  transition spectroscopy of  $^{171}\text{Yb}$  in a three-dimensional optical lattice. Error bars denote the standard deviation of the mean obtained by averaging four measurement points.

## References

- [1] A. V. Gorshkov *et al.*, Nature Phys. **6**, 289-295 (2010). [2] F. Scazza *et al.*, Nature Phys. **10**, 779-784 (2014).
- [3] X. Zhang *et al.*, Science **345**, 1467-1473 (2014).

# 2次元エネルギー逆カスケード乱流中の 2粒子相対拡散現象の統計法則

流体物理学研究室 岸達郎

**Abstract** We investigated causes of the deviation from the dimensional analysis on the statistics of pair dispersion, which is called the Richardson-Obukhov law, in two-dimensional inverse-cascade turbulent flow. We obtained a conditional sampling that leads to the Richardson-Obukhov law. The relation between the Richardson-Obukhov law and the Kolmogorov law was discussed.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

十分に発達した乱流に移流される流体粒子の軌道は非常に複雑であり、そのダイナミクスは未解明な点が多い。一方で2粒子間の相対距離  $r$  の統計法則に関してはリチャードソン [1] の先駆的な研究以来多くの研究がなされている。リチャードソンの理論によれば、2次のモーメントは時間  $t$  の3乗で発展する。これは、時間の冪指数が1よりも大きいという意味において異常拡散といえる。異常拡散を示す現象は細胞膜表面での物質拡散 (subdiffusion)、太陽光球内での磁力線の拡散 (superdiffusion) など様々な領域で観測されている。しかし、異常拡散のうち superdiffusion の物理的メカニズムについてはほとんど明らかではない。乱流2粒子拡散は superdiffusion を示す物理的な典型例として詳細な研究に値する問題である。

リチャードソン則  $\langle r^2 \rangle \propto t^3$  は乱流の統計理論であるコルモゴロフ理論からも導出され、理論的背景がある一方、空間3次元の実験や数値計算では観測しておらず [2]、空間2次元でも明瞭に観測されない (Fig.1(左))。これらの原因としては、(1) 有限レイノルズ数の影響、(2) 乱流速度場の間欠性の影響、(3) 粒子対の時間相関の影響などが挙げられる [3] が、それらの影響について定量的に検証することはできていない。

本研究では、間欠性のない、すなわち乱流速度場の非ガウス性のない2次元乱流を用いる。リチャードソン則の検証の手法として、リチャードソン則を再現するサンプリング法を提案する。このサンプリング法を用い粒子対の中からリチャードソン則に従う振る舞いをする粒子対群と、そうでないものとに分類することで、 $\langle r^2 \rangle$  がリチャードソン則から逸脱し  $t^3$  で発展しない原因を詳査することが可能となる。このサンプリングによる相対距離の条件付き2乗平均の時間発展を表したのが Fig.1 の右のグラフである。 $t^3$  で発展することだけでなく、慣性領域内では初期値に依存しないという点でも、条件付き統計はリチャードソン則に従っていると言える。

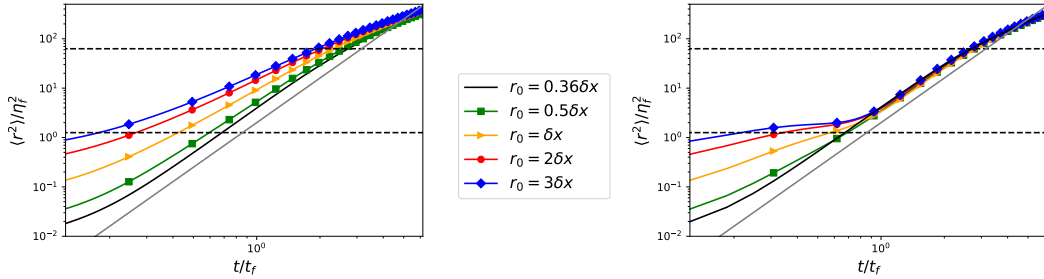


Fig.1 Left: Square mean relative separations at various initial separations. Right: Conditional square mean relative separations at various initial separations.  $\delta x = 0.006$  is the grid spacing,  $\eta_f = 0.025$  is the forcing scale and  $t_f = 0.32$  is the forcing time scale. The gray line is proportional to  $t^3$ . The range between the black dotted lines is the inertial range.

サンプリングによって分類された2種類の粒子対群の統計量をそれぞれ調べることで、リチャードソン則から逸脱する原因を検証する。分類された粒子対の性質を詳査するため、運動の違いによってさらに4種類に分類する。この分類によってどのような粒子対が統計則を汚しているのかを議論する。またオイラー式記述での速度場に関するスケーリング則であるコルモゴロフ則との関係性を調べる。その結果、今までの認識 [4] とは異なり、リチャードソン則はコルモゴロフ則のラグランジュ式記述での表現として1対1の対応関係ではないこと、即ちリチャードソン則が成り立つこととコルモゴロフ則が成り立つことは等価ではないことを示す。

## References

- [1] L. F. Richardson, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. **110**, 709 (1926).
- [2] J. P. L. C. Salazar and L. R. Collins, Annu. Rev. Fluid Mech. **41**, 405 (2009).
- [3] R. Scatamacchia, L. Biferale, and F. Toschi, Phys. Rev. Lett. **109**, 144501 (2012).
- [4] G. Falkovich and A. Frishman, Phys. Rev. Lett. **110**, 214502 (2013).



# 極低温の真性ダイヤモンドにおける励起子拡散の増大

光物性研究室 小西一貴

**Abstract** We measured exciton diffusion in intrinsic diamond grown by the chemical-vapor-deposition method, by means of time-resolved imaging of photoluminescence at 4-300 K. The diffusivity measured below 5 K was highest among the previously reported values. This enhancement occurs due to inelastic phonon scattering, which becomes pronounced by reduced impurity scattering in intrinsic diamond.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

ワイドギャップ半導体として知られるダイヤモンドは、高い熱伝導率や絶縁破壊電圧など特異な物理的性質を多く持つため、電子デバイスへの応用が期待される。デバイスの動作速度や効率と関係しているキャリアの移動度は重要な物理量である一方、ダイヤモンドでは励起子が室温でも安定して存在できるほど束縛エネルギーが大きいため、励起子の拡散現象についても理解を深める必要がある。

近年、サイクロトロン共鳴により電子の移動度が測定され[1]、低温領域において移動度が飽和する現象が観測された(図1の青三角)。この飽和現象は、低温でフォノン散乱が減少したことにより不純物散乱が支配的になるために生じていると考えられており、実際に不純物がより少ない試料を用いた最近の研究[2]では、この飽和値を超える大きな移動度が観測された(図1の赤三角)。そこで本研究では、これまでよりもさらに高純度な真性ダイヤモンド試料を用いることにより、励起子の拡散機構に関する不純物の影響を明らかにすることを目的とし、実験を行った。

窒素不純物濃度が  $0.05 \pm 0.03$  ppb の超高純度の化学気相成長ダイヤモンド結晶(試料A)に対して発光イメージング法[3]を適用し、拡散係数と寿命を 4~300 K の温度範囲で測定した。図1の赤丸は、拡散係数をアインシュタインの関係式を用いて移動度に変換し、励起子温度に対してプロットしたものである。極低温において、窒素不純物濃度が 0.1 ppb の試料(試料B)の励起子移動度(青丸)[3]を超える高い値が観測された。これは低温でフォノン散乱の高温近似が破れることで移動度が温度の $-3/2$ 乗よりも急激に増大する効果が、試料Aでは不純物が少ないためにより顕著に表れたことを示唆している。励起子の有効質量が電子より大きいにも関わらず、移動度が電子の値を超えるのは、励起子のバンド分散がより小さく、高温近似の破れが比較的高い温度で起きているためであると考えられる。図1, 2の曲線は高温近似の破れを取り入れた移動度の計算値を表しており、ダイヤモンドにおいて正確な値が報告されていない変形ポテンシャルと励起子の有効質量を変化させて得られたものである。このように極低温で不純物散乱の影響がないフォノン散乱を観測できたことにより、変形ポテンシャルと励起子の有効質量について定量的に議論することが可能となった。

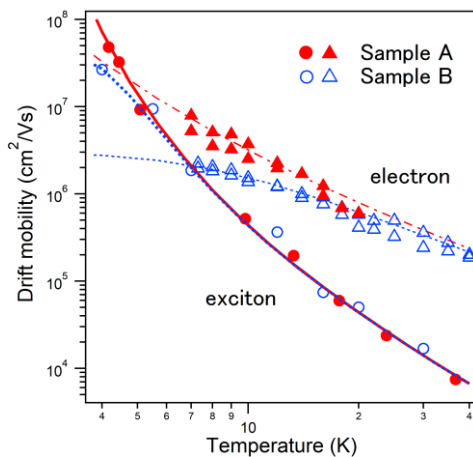


Fig.1. Temperature dependence of electrons mobility [1, 2] and exciton mobility in Sample B [3] and Sample A [This study].

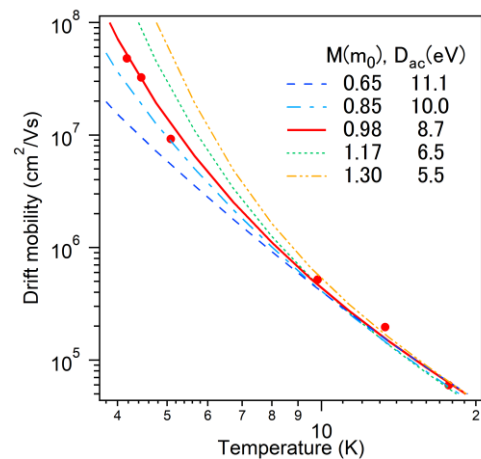


Fig.2. Calculated drift mobility for varied exciton mass ( $M$ ) and deformation potential ( $D_{ac}$ ) values.

## References

- [1] I. Akimoto, Y. Handa, K. Fukai, and N. Naka, *Appl. Phys. Lett.* **105** 32102 (2014).
- [2] N. Naka et al., Hasselt Diamond Workshop SBDD-XXII (2017).
- [3] H. Morimoto, Y. Hazama, K. Tanaka, and N. Naka, *Phys. Rev. B* **92** 201202(R) (2015).



# マランゴニ効果により駆動される油中水滴の運動モード転移

時空間秩序・生命物理研究室 小林沙織

**Abstract** Motion transition of a self-propelled water-in-oil droplet is studied. We developed a liquid feeding method to generate desired numbers of micro-sized droplets, radius being controlled accurately. Transition from linear to curved motion is found to occur as the radius gets larger. We measured the convection flow to explain the behavior.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

自己推進物体が見せる運動モードの変遷や、その集団運動が見せる時空間パターンは、非平衡なシステムが生み出す諸現象として、近年、研究が盛んである。実験系個別の事象に関する特異な性質も興味深い、対称性の破れや転移現象などの切り口で系を理解することは、類似の系との統一的理解や物理学一般論として大変重要である。この点で、遊泳微生物などマイクロな生き物の泳ぎのエッセンスをシンプルに再現する自己推進水滴は実空間のモデルとして興味深い。我々は、界面活性剤を溶かした油中にマイクロメートルサイズの水滴を導入した系[1]に着目し、単体・多体での運動モードの転移について研究を行った。

実験では、まず送液デバイスの検討を行い、半径数十から二百  $\mu\text{m}$  の液滴を単独または多数個生成させる実験系を作成した。これを用いて、水滴半径が小さいときには直進運動、大きいときには曲線的な運動を示すことを明らかにした (Fig. 1)。また、このときの液滴内部の対流を計測し、液滴が双極子型の流れを示していることを確認した (Fig. 2)。

界面活性剤濃度の自発的対称性の破れと、それに伴うマランゴニ効果によって並進運動を開始することが理論研究によって示されており、移流項と拡散項の寄与の比を表すペクレ数がオーダーパラメータになっている[2]。また、特異点の有無などで少し系が異なるが、移流の効果が強い場合に内部の流れが非対称になり直進運動から回転運動への転移が生じることが理論的な研究で報告されている[3]。本系の回転転移は前者の理論研究よりも3桁大きいペクレ数で生じていることや、さらに大きくなるとより高次の対流を発生しだすことから、後者の理論研究で示されている双極子流の不安定化に伴う転移が起きているものと考えられる。

さらに、上記の単体液滴の運動モードについての知見をもとに、二体での相互作用や多体での集団運動についても検討を行った。

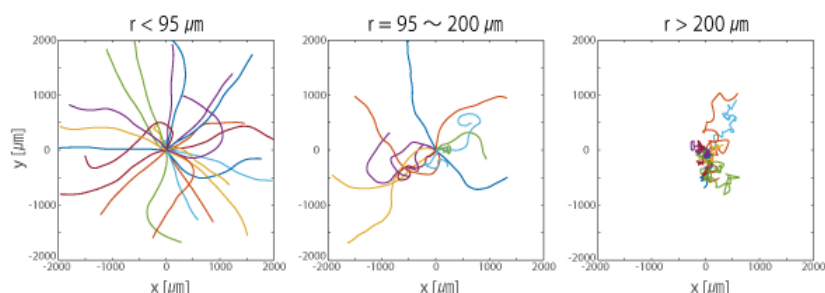


Fig. 1. Transition of motion induced by a change of radius of droplets.

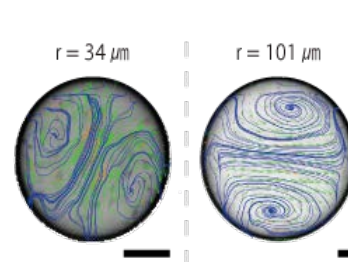


Fig. 2. Convection flow inside a droplet.  
(scale bar: 10  $\mu\text{m}$ )

## References

- [1] Z. Izri, M. N. van der Linden, S. Michelin, and O. Dauchot, *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 248302 (2014).
- [2] S. Michelin, Eric Lauga, and Denis Bartolo, *Phys. Fluids*, **25**, 061701 (2013).
- [3] K. H. Nagai, F. Takabatake, Y. Sumino, H. Kitahata, M. Ichikawa, and N. Yoshinaga, *Phys. Rev. E*, **87**, 013009 (2013).

# 回折限界を超えた光渦の集光と 多重極遷移の選択的励起の研究

光物性研究室 坂田諒一

**Abstract** We experimentally demonstrated subwavelength focusing of vortex beam by 8-element circular array antenna with time-resolved terahertz near-field imaging. The diameter of the replica vortex beam is  $\sim 50\text{ }\mu\text{m}$  and almost 5 times smaller than the effective wavelength at 0.50 THz, which indicates that the focusing is beyond the diffraction limit.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

光渦[1]は軌道角運動量をもつ光として注目を集めている。光渦により、物質の内部自由度へ軌道角運動量を転写することは物理として興味深い。これは、従来のガウシアンビームでは実現できない、束縛された電子の S-D 遷移などの双極子禁制な多重極遷移の選択的な励起が可能だからである[2,3]。しかしながら、例えば四重極子励起の遷移確率を観測可能な程度まで高めるためには、少なくとも光渦のビーム径を回折限界の $\sqrt{2}$ 分の1以下に縮小する必要がある[4]。そこで本研究では、テラヘルツ周波数領域において金属アンテナアレイ構造を用いることによって、光渦の回折限界を超えた集光を実現した。

Heeres らの FDTD 計算結果[5]に基づき、アンテナの中心部分に光渦を縮小することを狙いとして、0.5 THz のテラヘルツ光に対して半波長共鳴するアンテナ対を放射状に並べた構造(図 1 (a))をフォトリソグラフィにより作製した。この構造に直線偏光の光渦を照射し、 $5\text{ }\mu\text{m}$  程度(波長の 100 分の 1 程度)の空間分解能で近接電場の時間分解イメージングが可能なテラヘルツ顕微鏡[6]を用いて、構造周囲の近接電場の観測を行った。

図 1 (b), (c) はそれぞれアンテナ中心の 0.5 THz における強度・位相分布である。特異点(図 1 (b), (c) ×印)の周りにドーナツ型の強度分布と、特異点を中心とした一周あたり  $2\pi$  の位相変化が確認できることから、光渦のレプリカが形成されている。また図 1 (d) は図 1 (c)において緑点線上の強度をプロットしたものである。強度のピークを光渦のレプリカと励起光渦と比較すると、電場強度の 5 倍程度の増強と  $1/5$  程度の空間スケールの縮小が確認された。集光された光渦の直径は  $50\text{ }\mu\text{m}$  程度であり、励起光渦の有効波長( $\sim 230\text{ }\mu\text{m}$ )と比較すると、回折限界の 3 分の 1 程度の縮小である。修士論文では多重極遷移の選択的励起の検出可能性について議論する。

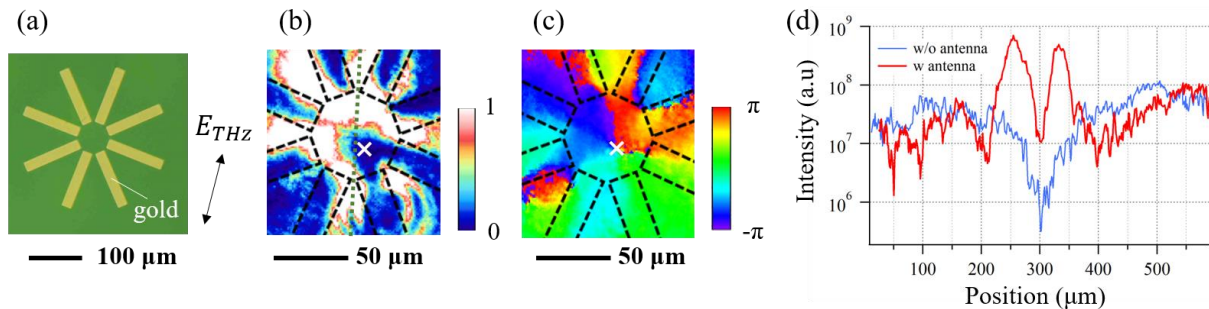


Fig. 1: (a) Picture of the circular array antenna. (b) Fourier-transformed intensity and (c) phase images at 0.5 THz around the center of the array antenna. The dashed lines represent the edges of the metallic structure. The white cross mark indicates the singular point of the confined vortex beam. (d) Line plot of the intensity image at 0.5 THz cross-sectional intensity plot (c) along green dashed line with antenna and without antenna.

## References

- [1] L. Allen et al., Phys. Rev. A **45**, 8185 (1992). [2] A. Alexandrescu et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 243001 (2006).
- [3] Schmiegelow, C. T. et al., Nat. Commun. **7**, 12998 (2016).
- [4] Schmiegelow et al., Eur. Phys. J. D **66**, 157 (2012). [5] R. W. Heeres et al., Nano Lett. **14**, 4598 (2014).
- [6] F. Blanchard et al., Annu. Rev. Mater. Res. **43**, 237 (2013).

# 銅酸化物高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の擬ギャップ状態 における電子ネマティック相転移の観測

量子凝縮物性研究室 佐藤雄貴

**Abstract** Magnetic torque is measured in high- $T_c$  cuprate superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  at various doping levels. A strong enhancement of in-plane magnetic anisotropy is observed below the pseudogap temperature  $T^*$ , which is preserved even in the tetragonal limit. This indicates spontaneous rotational symmetry breaking at  $T^*$ , providing thermodynamic evidence for a nematic phase transition.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

銅酸化物高温超伝導体は発見から膨大な研究が行われており、その相図上には様々な電子状態が存在することが明らかになってきた (Fig.1)。特にアンダードープ領域にはフェルミ面の一部にギャップが開いた擬ギャップ状態が存在するが、この起源や高温超伝導との関係は発見から 30 年たった今でも解明されておらず、現代物理学における最重要問題の一つとなっている。擬ギャップ状態の起源としては超伝導の前駆現象によるクロスオーバーの解釈と、擬ギャップ温度  $T^*$  以下で秩序相が形成されるとする相転移の解釈などがある。後者に関して、近年になって  $T^*$  における時間反転対称性の破れ[1]、空間反転対称性の破れ[2]、回転対称性の破れ[3]などが実験的に議論されており、さらに擬ギャップ状態内部では並進対称性の破れた電荷密度波相の存在が明らかになってきている。しかしながら相図上における  $T^*$  の位置に関しては実験によっては一致が得られておらず、また  $T^*$  においてどのような対称性が破れているのかの議論も続いている。相転移を検証する上で熱力学測定は不可欠であるが、これまでに対称性の破れを熱力学量によって検出した例はなかった。

本研究では面内の回転対称性の破れに着目し、これを極めて高い精度で測定することのできる磁気トルク測定を銅酸化物高温超伝導体  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  について行った。ピエゾ抵抗式微小カンチレバーを用いることにより、一般的な SQUID 磁束計と比較して数千倍の高感度で磁気異方性を測定することが可能である。ホールドープ量の異なる 3 つの試料について測定を行ったところ、面内磁気異方性が  $T^*$  でキックを伴い、低温に向かって増大することを観測した (Fig.2)。またこの面内異方性は余剰酸素の増加に伴う結晶の異方性の増大に対してほぼ線形に発達しており、正方晶の極限においても有限の異方性が残ることがわかった。さらに異方性の発達量はドープ量の異なる試料間で温度  $T/T^*$  に対してスケールリングすることも明らかになった。以上の結果は  $T^*$  において相転移が起きている熱力学的証拠を与えており、擬ギャップ状態で電子系の面内 4 回転対称性が自発的に破れた「電子ネマティック相」が実現していることを明らかにしたものである[4]。

## References

- [1] L. Mangin-Thro *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 097003 (2017).
- [2] L. Xhao *et al.*, Nat. Phys. **13**, 250 (2017).
- [3] R. Daou *et al.*, Nature **463**, 519 (2010).
- [4] Y. Sato *et al.*, Nat. Phys. **13**, 1074 (2017).

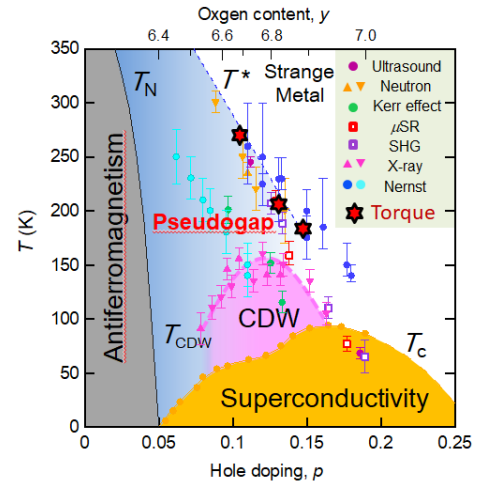


Fig.1 Phase diagram of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , containing various electronic states including antiferromagnetism, superconductivity, charge density wave, and pseudogap state.

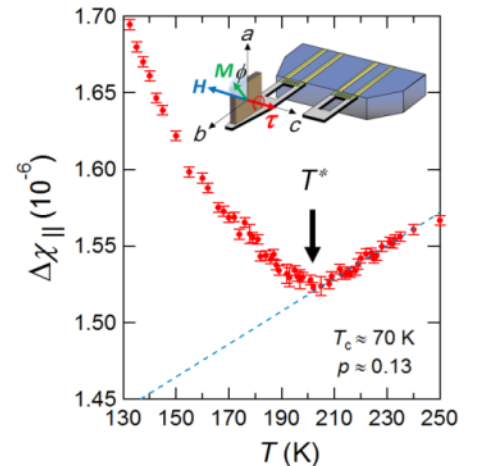


Fig.2 Temperature dependence of the in-plane magnetic anisotropy. A distinct kink is observed at  $T^*$ . The inset is the schematic of the experimental setup for torque magnetometry.

# L i e b 型光格子中の超低温フェルミ原子の研究

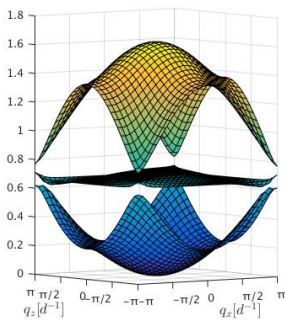
量子光学研究室 塩津博章

**Abstract** In order to study many-body physics in a Lieb lattice, we successfully loaded various quantum degenerate gases of fermionic ytterbium atoms into an optical Lieb lattice, which enable us to study interacting and non-interacting systems and, in particular, a possible non-Fermi liquid behavior expected for the Lieb lattice.

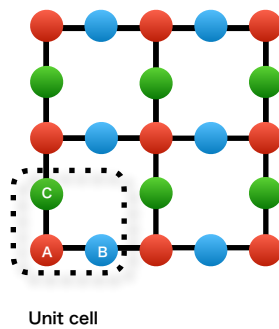
© 2018 Department of Physics, Kyoto University

光格子中の冷却原子系の研究分野において、副格子などのより多くの自由度を持った非標準型光格子を用いたユニークな物性物理を探究しようとする研究が活発に行われている。その中でも、我々は平坦バンドとディラックコーンを有した特異なバンド構造(Fig.1)を持つLieb型光格子(Fig.2)に着目して研究している。このLieb格子は、平坦バンドに起因してフェルミオン系での平坦バンド強磁性などの遍歴強磁性のメカニズムの解明[1]やボゾン系での電荷密度波と超流動が共存した超固体相の発現[2]のプラットフォームとして期待されている。また、状態密度が平坦バンド特異性を有し、特異性の無い系やVan Hove特異性を有する系と比べて、フェルミオン系が磁性相や超流動相へ相転移する際の転移温度が高く[3,4]、物性研究する上で興味深い格子系となっている。

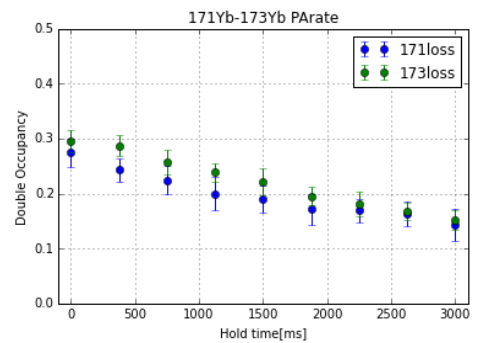
本研究では、そのような豊富な物性物理を研究する第一歩として、イッテルビウム(Yb)原子の二つのフェルミ同位体 $^{171}\text{Yb}$ 及び $^{173}\text{Yb}$ を用いて、 $^{171}\text{Yb}$ - $^{173}\text{Yb}$ 系(引力系)、 $^{171}\text{Yb}$ - $^{171}\text{Yb}$ 系(相互作用なし)、 $^{173}\text{Yb}$ - $^{173}\text{Yb}$ 系(斥力系)といったフェルミオン混合系をLieb型光格子に導入した。特に、今回新たに導入した $^{171}\text{Yb}$ - $^{173}\text{Yb}$ 系では、相互作用を特徴付けるs波散乱長 $a_s$ が $-30.6\text{nm}$ であり、今までLieb型光格子に導入してきた多成分系である、 $^{171}\text{Yb}$ - $^{171}\text{Yb}$ 系( $a_s=0.15\text{nm}$ )や $^{173}\text{Yb}$ 多成分系( $a_s=10.55\text{nm}$ )と比べて、相互作用が引力系でかつ大きくなっている。さらに、Lieb格子では、状態密度が平坦バンド特異性を持つことにより、原子の二重占有率が温度と共に増加するなど、物理量が非Fermi液体的な温度依存性を持つことが予測されている[4]。そこで、本研究では、非Fermi液体的な振る舞いの検証を試みたので、その詳細を報告する。Fig.3は二重占有率の温度依存性を測定したものの一例である。



**Fig. 1** Ground-state energy band structure of Lieb lattice. There is a Dirac cone associated with the 1st and 3rd bands and the 2nd band is a flat band.



**Fig. 2** Configuration of a Lieb lattice. A unit cell has three lattice sites(A,B and C sites).



**Fig. 3** Double Occupancy of an attractively interacting  $^{171}\text{Yb}$ - $^{173}\text{Yb}$  mixture in the Lieb lattice, as a function of hold time for heating. The fractions of each isotope residing on doubly occupied sites are measured by photoassociation.

## References

- [1] E. H. Lieb, Phys. Rev. Lett. 62, 1201(1989).
- [2] S. Hubar and E. Altman, Pys. Rev. B 82, 184502 (2010).
- [3] K. Noda, K. Inaba, and M. Yamashita, arXiv1512.0785v1 (2015)
- [4] K. Noda, K. Inaba, and M. Yamashita, Phys. Rev. A 91, 063610 (2015)



# NMR による 人工超格子 $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$ と $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$ の比較

固体量子物性研究室 仲嶺元輝

**Abstract** We performed the nuclear magnetic resonance (NMR) measurement on two artificial superlattices  $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$  and  $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$  and found that antiferromagnetic fluctuation in  $\text{CeCoIn}_5$  block layers are different in the two superlattices. We suggest that the difference originates from interfacial interaction working in two superlattices.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

強相関電子系分野では、絶対零度において磁気秩序が消失する点（磁気量子臨界点）近傍で見られる超伝導が注目されている。特に、その典型物質である  $\text{CeCoIn}_5$  は  $T_c = 2.3 \text{ K}$  の重い電子系超伝導体であり、ギャップ構造が銅酸化物高温超伝導体と類似していること、反強磁性ゆらぎによる超伝導と考えられることなどから盛んに研究が行われてきた。

また、近年の成膜技術の発展により、複数の物質を単位格子単位で制御し積層した構造を持つ人工超格子の作製が可能になった。特に、京都大学の量子凝縮物性研究室にて作製された、重い電子系人工超格子  $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$  は重い電子系超伝導体である  $\text{CeCoIn}_5$  を常磁性金属である  $\text{YbCoIn}_5$  で挟み込むことにより、超伝導の二次元化に成功し注目を集めた(図 1)[1]。また、同研究室では、 $\text{CeCoIn}_5$  と反強磁性金属  $\text{CeRhIn}_5$  とを交互に積層した人工超格子  $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$  の作製にも成功しており、超格子界面にて超伝導と磁性の相関を詳細に調べることができる系として期待されている[2]。

我々は、人工超格子  $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$ 、 $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$  における  $\text{CeCoIn}_5$  層の磁気的性質を調べるために、 $^{59}\text{Co}$  核の核磁気共鳴(NMR)測定を行なった。図 2 に反強磁性スピンゆらぎに関する核スピン-格子緩和率  $1/T_1T$  の温度依存性を示す。 $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$  の  $\text{CeCoIn}_5$  層ではバルクと比べ、反強磁性スピンゆらぎが抑制されている。この抑制は  $^{115}\text{In}$ -NMR 測定の結果ともコンシステントである[3]。それに対して人工超格子  $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$  の  $\text{CeCoIn}_5$  層では、5 K 以上ではスピンゆらぎの大きさはバルクと同等であるが、それに加えて 5 K 以下で反強磁性スピンゆらぎが増大する成分も現れる。2種類の人工超格子で見られたスピンゆらぎの振る舞いの違いは、超格子界面における相互作用の違いを反映していると考えられる。 $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$  における反強磁性スピンゆらぎの抑制は 3 価の Ce と 2 価の Yb の価数の違いにより Rashba 相互作用が支配的となり、反強磁性相関を弱めていることを示唆している。それに対して  $\text{CeCoIn}_5/\text{CeRhIn}_5$  では、同価数のために Rashba 相互作用は小さいが、強い反強磁性相関を持つ  $\text{CeRhIn}_5$  から隣接層の  $\text{CeCoIn}_5$  にスピンゆらぎが注入されることで、低温でスピンゆらぎが増大したと考えられる[4]。今回の結果は、人工超格子では隣接する層からの相互作用により超格子界面の磁気ゆらぎを制御可能であることを示している。

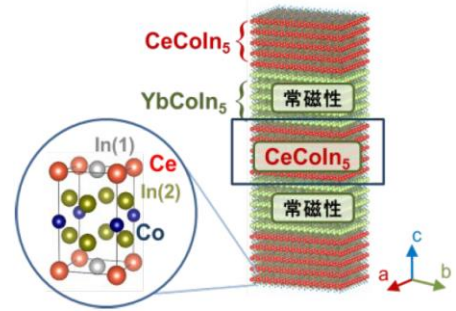


Fig. 1. Schematic image of superlattice  $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$

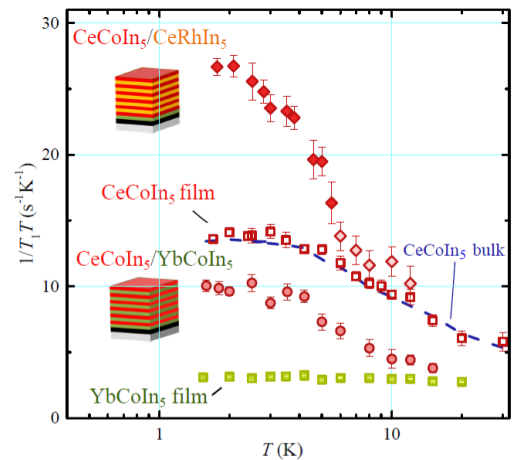


Fig. 2. Temperature dependence of  $1/T_1T$  on superlattices and epitaxial films.

## References

- [1] Y. Mizukami, *et al.*, Nat. Phys. **7**, 849 (2011).
- [2] M. Naritsuka, *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 174512 (2017).
- [3] T. Yamanaka, *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 241105 (2015).
- [4] G. Nakamine, *et al.*, in preparation.

# XFEL による Xe クラスターの結晶子ドメイン構造の解明

不規則系物理学研究室 仁王頭明伸

**Abstract** Recent development of X-ray free electron laser (XFEL) has enabled single-particle X-ray scattering experiments. In this research, crystal structures of single Xe clusters were studied by wide-angle X-ray scattering experiments. Angular correlation analysis revealed hidden structures in Xe clusters; information about crystalline domains was obtained.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

X 線自由電子レーザー(XFEL)は高強度、短パルス性、高い干渉性という 3 つの特長を持つ新しい光源である。近年、シングルショットの X 線パルスを用いる単一粒子の X 線散乱実験により、タンパク質やナノ粒子の新規な研究分野が拓かれている。通常、ナノ粒子の X 線散乱実験では、構造情報が多数の粒子の平均量として得られるが、ナノ粒子においてはしばしば構造異性体の影響が排除できない。個々の粒子ごとの構造情報を得ることができる XFEL を利用した単一粒子の散乱実験により、ナノ粒子の研究に新たな知見を得られると期待される。

本研究では日本の XFEL 施設、SACLA[1]から供給されるコヒーレント X 線を用いて、単一の Xe クラスタを標的とした広角 X 線散乱実験を行った。実験では超音速ジェット法により生成した Xe クラスタ(半径 $\sim 60$  nm)に波長  $1.1 \text{ \AA}$  ( $11.2 \text{ keV}$ ) の X 線パルスを照射し、広角 X 線散乱像を SACLA に整備された Multiport CCD 検出器により取得した。実験で得られた散乱像には Xe クラスタの fcc 構造に由来する (111)、(200)、(220) 面の Bragg スポットが見られた他、hcp 構造の (101) 面に由来する Bragg スポットが観測された。検出された Bragg スポットの動径分布は、fcc 構造に由来するピークがシャープな形状を持つのに対し、hcp の (101) 面のピークはブロードな形状であった (Fig. 1)。

実験で得られた散乱像のうち複数の Bragg スポットを含む散乱像については、それらの間に明瞭な角度相関が見られた。fcc 構造に由来する Bragg スポットの角度相関は、金属ナノ粒子の先行研究[2]と同様の特徴を持ち、fcc-fcc 双晶の存在が示唆された。本研究では更に、fcc 構造と hcp 構造に由来する Bragg スポットの間にも強い角度相関が観測され、単一の Xe クラスタにおいて fcc 構造と hcp 構造が共存していることが明らかになった。数値計算との比較から、実空間における hcp 構造が積層方向にわずか数層の厚さであり、対応する hcp(101)の逆格子点が逆格子空間において積層方向に広がっていることが分かった。以上の結果から、Xe クラスタにおける hcp 構造は fcc 構造中の積層欠陥として出現していると結論付けられた (Fig. 2)。

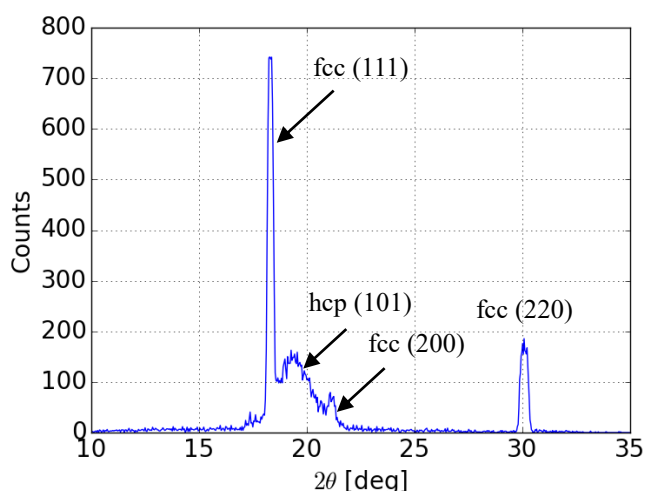


Fig. 1. Radial distribution of detected Bragg spots

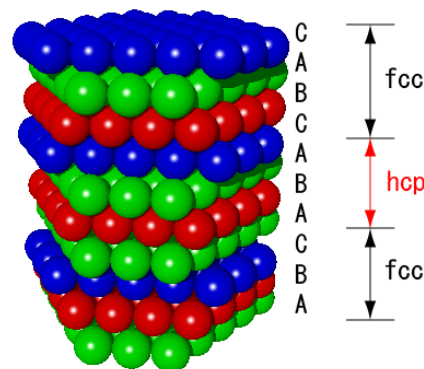


Fig. 2. Schematic drawing of a stacking fault layer in Xe clusters.

## References

- [1] T. Ishikawa *et al.*, Nat. Photon. **6**, 540-544 (2012).
- [2] Mendez *et al.*, IUCrJ **3**, 420-429 (2016).



# 1次元量子スピン鎖の非平衡定常状態における温度勾配に関する数値的研究

物性基礎論：統計動力学研究室 八角繁男

**Abstract** We study the temperature gradients of a random spin-1/2  $XXZ$  chain contacting with 2 reservoirs at different temperatures. We first calculate the non-equilibrium steady states which is the eigenstate corresponding to the zero eigenvalue of the Liouvillian. Then we discuss the relations between the randomness and the temperature profiles.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

量子非平衡系の統計力学は完成しておらず、統計力学における重要な問題の1つである。量子非平衡系の例として、化学ポテンシャル差のある2つの電子浴に挟まれた量子ドット[1,2]、温度差のある2つの熱浴に挟まれた熱伝導体[3,4]などが挙げられる。このように、量子非平衡系は現象としてはありふれたものであるが、その状態を微視的に記述する方法は、定常な場合においてさえ、未だ確立されていない。そこで、非平衡定常状態の微視的な状態の記述法を探るために、まず具体的な系を用いて非平衡定常状態の性質を調べる必要がある。サイト間の相互作用が一般的な量子非平衡系については、[5,6,7]などが先行研究として挙げられる。また、近年は非一般的な系の研究も始まっており、MBLとの関連についても報告されている[8]。

本研究では、具体的なモデルとして、スピン 1/2 の非一般的な 1 次元  $XXZ$  スピン鎖に 2 つの異なる温度の熱浴を接触させた量子開放系における温度勾配について調べた。非一般性は  $XX$  カップリングをガウス分布でランダムに与えることで導入した。熱浴による散逸の効果を含む量子系の時間発展方程式として、詳細釣り合い条件を満たすリンドブラッド型量子マスター方程式を用いた。数値的に得られた量子マスター方程式の定常状態における温度分布を求め、 $XX$  カップリングの分布の標準偏差と 1) 両端から 1 つずつ内側のスピンの温度差、及び、2) 温度分布の滑らかさ、の間の関係を統計的に調べた。その結果、 $XX$  カップリングの分布の標準偏差が分布の平均値に比べ、1 割程度の場合は滑らかな温度勾配が生じるが、それよりも標準偏差が小さすぎる場合は温度差が生じないことが分かった。また、標準偏差が大きすぎる場合は、温度差は生じるものの、その温度分布には途中に飛びがあり、温度勾配は生じないことが明らかになった。

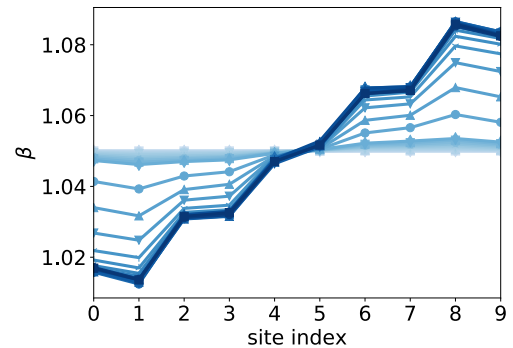


Fig. 1. The inverse temperature profiles in the stationary states under 10,000 ensembles average. The color density is proportional to the standard deviation of

## References

- [1] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **74**, 4047-4050 (1995).
- [2] H. M. Wiseman and G. J. Milburn, *Quantum measurement and control* (Cambridge university press, 2009).
- [3] K. Saito, S. Takesue, and S. Miyashita, Physical Review E **61**, 2397 (2000)
- [4] C. Chang, D. Okawa, H. Garcia, A. Majumdar, and A. Zettle, Phys. Rev. Lett. **101** (2008)
- [5] T. Ishida and A. Sugita, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 074006 (2016)
- [6] T. Yuge and A. Sugita, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 014001 (2015)
- [7] T. Prosen, Phys. Rev. Lett. **107**, 137201 (2011).
- [8] W. Roeck, A. Dhar, F. Huveneers, and M. Schütz, J. Stat. Phys. **167**, 1143 (2017)

# 事象発生ゆらぎの要因推定

非線形動力学研究室 藤田和樹

**Abstract** Existing time series data are full of non-stationarity. This large fluctuation may have been caused by external stimulation, or induced by the internal self-excitation. To know whether the nonstationary fluctuation is extrinsically stimulated and/or internally generated, we developed a statistical model to make the inference for the cause of non-stationarity.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

神経の活動・伝染病の感染・犯罪・地震など、不規則なタイミングで発生する事象の時系列データには、事象の発生頻度が時間変化していると考えられるものが多い[1, 2]。この原因として、神経活動を例にとると、活動の頻度は外界からの刺激のような外因的な変化によって時間変化すると考えられるほか、ある神経の活動によって他の神経の活動が誘発されるような、系内部での自己励起によっても、事象の発生頻度に時間的なゆらぎが生じることが知られている[3, 4]。したがって、事象発生の疎な部分と密な部分のゆらぎの原因としては、これら外因と内因の双方の寄与を考える必要がある。また、これらの寄与を定量的に評価することで、突発的な事象の大発生の原因の特定や、高い精度での事象の未来予測が可能になる。

外部入力と自己励起をどちらも含む事象発生のモデルとして、時刻における事象の発生頻度が次の式で表される非線形 Hawkes 過程を用いた。

$$\lambda(t) = \exp(\gamma(t) + \alpha \sum_k h(t - t_k))$$

ここで、 $\lambda(t)$ は事象の発生頻度、 $\gamma(t)$ は外部入力、 $\alpha$ は自己励起の強さで、 $h(t)$ は自己励起の寄与の時間依存性を表す関数である。

我々は、非線形Hawkes過程で生成された事象の時系列が、 $\gamma(t)$ が定数の場合でも非定常なゆらぎを持ちうることを示した。そして、経験ベイズを用いた一般化線型モデル（GLM）で、与えられた事象発生の時系列から $\gamma(t)$ と $\alpha$ を推定した。

実データへの適用として、外部刺激が与えられたもとの神経スパイクデータを解析した（Fig. 1）。解析の結果、神経スパイクの生成には外部入力や自己励起のみではなく、その双方の寄与があることが推定された。外部入力の寄与は対象の脳部位に入力された信号の変化、自己励起の寄与はその脳部位内部での情報処理によるものと考えられるので、提案手法によって観測された神経スパイクの時系列のみから脳内での情報処理前の信号を推定できたと言える。

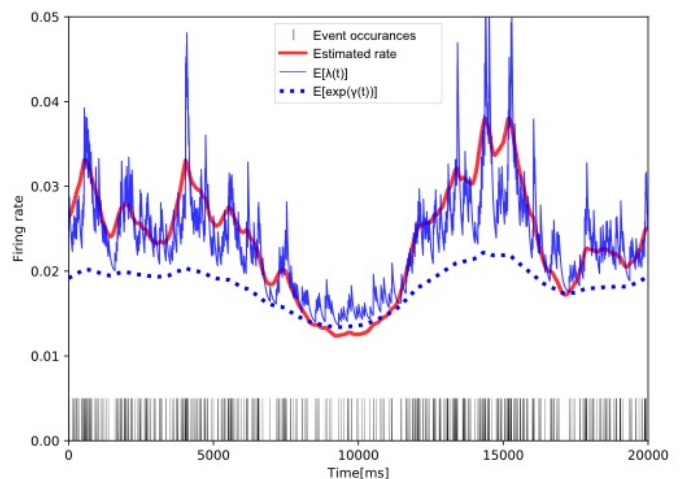


Fig. 1. Rate estimation.

## References

- [1] R. Crane and D. Sornette, Proc. Natl. Acad. Sci. 105, 15649-15653 (2008).
- [2] S. Ostojic, Nat. Neurosci. 17: 594-600 (2014).
- [3] T. Onaga and S. Shinomoto, Phys. Rev. E89, 042817 (2014).
- [4] T. Onaga and S. Shinomoto, Sci Rep.6:33321 (2016).

# 奇パリティ磁気多極子秩序が誘起する電磁応答の研究

凝縮系理論研究室 渡邊光

**Abstract** We investigate the classification of multipole order and electromagnetic responses derived from the multipole ordered states. Especially, odd-parity multipole order leads to a peculiar symmetry in momentum space and emergent responses such as magneto-electric and magneto-piezoelectric effect. In the presentation, we discuss the result of the classification and its application to BaMn<sub>2</sub>As<sub>2</sub> and the scheme of switching antiferromagnets.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

局在性の強い d, f 電子系においては、強いスピン軌道相互作用を反映して、電気・磁気の高次異方性が発現する多極子秩序が盛んに議論されてきた[1]。更なる展開として、結晶構造の性質を取り入れた拡張多極子などが議論されている[2]。特に磁性サイト中心の反転対称性が局所的に破れているような場合、反転対称性の破れを伴った磁気秩序が形成されることが知られており、これらの系では「奇パリティ」の磁気多極子が強的に秩序していることが示唆されている。

このような奇パリティ多極子秩序の実現可能性を踏まえ、本研究では「多極子秩序の対称性による分類」を行った。そして、これら分類の結果として「奇パリティ磁気多極子の候補物質を同定」し、電気磁気効果といった「奇パリティ多極子秩序によって誘起される電磁応答」を明らかにした。

多極子秩序の分類の結果から奇パリティ磁気多極子秩序候補をいくつか同定した他、反転対称性の破れを伴う場合には実空間のオーダーパラメータ(多極子秩序)に対応して、Rashba 相互作用のようなスピン・運動量結合や運動量に線形なバンドシフトなど、波数空間に非自明な影響が現れることが示唆されることが分かった。そこで我々は鉄系超伝導体の関連物質である BaMn<sub>2</sub>As<sub>2</sub> に着目し、その磁性状態の解析および期待される電磁応答について調べた[4]。この物質は高いネール温度を持つ反強磁性絶縁体であり、反転対称性の破れを伴った磁性秩序を示すほか、低ホールドーピングによって反強磁性秩序を失うことなく、金属的な性質を獲得することが知られている[3]。本研究では、対称性の議論に加えて、実験事実から示唆されるミクロな電子状態に基づいた計算を行うことで、この系は「磁気双極子が反強的に並んだ」典型的な反強磁性体である一方、Mn サイトと As サイト間の混成から生じる軌道の歪みと反強磁気秩序によって形成される「磁気十六極子モーメントが強的に秩序した」奇パリティ多極子秩序状態にあることを明らかにした。そして、このような磁性状態において現れるバンドシフトに起因して、印加した電流がフェルミ面のネマティシティをもたらし電流誘起ネマティック応答が起こることを発見・提案した。

また、局所的に反転対称性の破れた系においては、電流が反強磁気モーメントを誘起する、いわゆる反強 Edelstein 効果が現れることが知られている[5]。これは電流によって反強磁性を操作するという、一見非自明な現象を自然に説明するものであり、反強磁性スピントロニクスなどの分野を中心に盛んに議論されている[6]。本研究では磁気点群あるいは磁性表現論を用いて、どのような反強磁性において電流によるスイッチングが可能かについて整理し、先の多極子秩序の分類結果と合わせてスイッチング可能な反強磁性体の候補物質の同定を行った[7]。

## References

- [1] For review, Y. Kuramoto, H. Kusunose, and A. Kiss, J. Phys. Soc. Japan **78**, 72001 (2009).
- [2] M.-T. Suzuki et. al., Phys. Rev. B **95**, 94406 (2017).
- [3] D. C. Johnston et. al., Phys. Rev. B **84**, 94445 (2011); A. Pandey et. al., Phys. Rev. Lett. **108**, 87005 (2012).
- [4] H. Watanabe and Y. Yanase, Phys. Rev. B **96**, 64432 (2017).
- [5] Y. Yanase, J. Phys. Soc. Japan **83**, 14703 (2013); J. Železný et.al., Phys. Rev. Lett. **113**, 157201 (2014).
- [6] O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Status Solidi - Rapid Res. Lett. **11**, 1700022 (2017).
- [7] H. Watanabe and Y. Yanase, in preparation.

# ワイル半金属における非一様磁場に起因する カイラル磁気効果

凝縮系理論研究室 井辺洋平

**Abstract** The chiral magnetic effect (CME) is a phenomenon where an electromagnetic current is generated along applied magnetic fields and originates from the chiral anomaly in quantum field theory. There has been some controversy regarding the existence of the effect in condensed matter systems. We propose a possible realization of the CME in noncentrosymmetric Weyl semimetals, using inhomogeneous magnetic fields.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

カイラル磁気効果とは、系に印加された外部磁場と同方向に無散逸電流が発生する、量子異常に起因する現象である[1]。本来この現象は高エネルギー物理学におけるクォーク・グルーオン・プラズマで起こることが示唆されているものであるが、近年このカイラル磁気効果が空間反転対称性の破れたワイル半金属において実現するという理論が提案され[2]、議論を巻き起こしている。しかしながら後の研究[3]によって、この理論は低エネルギーの有効近似の範囲でのみ成り立つものであり、現実の格子系においてはカイラル磁気効果による電流は0になるといういわゆる“no-go theorem”が証明され、以来固体中におけるカイラル磁気効果の実現は困難であるというのが通説となっていた。

これに対し我々は、系の断面を貫く電流の総計は0であっても、カイラル磁気効果により局所的には有限の電流が発生し得ると考え、ワイル半金属の非一様磁場に対する応答を計算した[4]。具体的にはワイル半金属の強束縛モデル計算と線形応答理論計算を用い、非一様磁場に対して有限の電流密度が発生するという結果を得た。また、このとき系の断面を通過する電流の総和は0となっており、カイラル磁気効果の no-go theorem とコンシステントであることが確認できた。したがって、非一様磁場を用いることで、ワイル半金属においてカイラル磁気効果が局所的に起こることが明らかとなった。

さらに、この効果を空間反転対称性の破れたワイル半金属において検出するための実験手法の提案も行う。

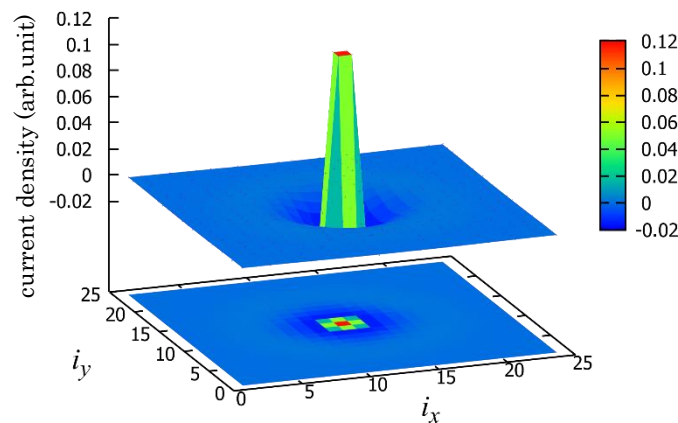


Figure: Calculated current density under locally applied ( $x = y = 0$ ) magnetic field.  $i_x$  and  $i_y$  are the site indices along the  $x$ - and  $y$ -directions, respectively.

## References

- [1] K. Fukushima *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 074033 (2008).
- [2] A. A. Zyuzin and A. A. Burkov, Phys. Rev. B **86**, 115133 (2012).
- [3] M. M. Vazifeh and M. Franz, Phys. Rev. Lett. **111**, 027201 (2013).
- [4] Y. Ibe and H. Sumiyoshi, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 054707 (2017).



# 光制御 Slippery 界面の生成とダイレクターの磁場応答

ソフトマター研究室 稲場 亮一

**Abstract** We investigate the dynamics of the director's rotation under a rotating magnetic field on the slippery interface created by the azo-dye doped LC gel. Motion of the director strongly depends on the condition at the interface, and we could clearly identify the transition from the anchoring to the slippery state induced by the irradiation of UV light. © 2018 Department of Physics, Kyoto University

【要旨】ガラス基板界面で液晶分子が自由に回転できる界面を slippery 界面と呼んでいる[1]。これまでは不純物添加による disorder 効果で液体ぬれ界面を生成していたが、本研究ではアゾ分子を含んだネマチック液晶ゲル(A-NG)でガラス基板を覆い、UV 光を照射することで、光制御可能な slippery 界面を実現する方法を新たに考案した。アゾ基の光異性化反応により界面に disorder 効果[1]が局所的に働くことで slippery 界面が生成されると予想した。さらに、界面の状態を定量的に評価するため、A-NG セルを一樣な磁場中で回転させ、回転磁場によるダイレクターの回転ダイナミクスを測定した。

【装置】電磁石中に温度制御可能な試料台と偏光顕微鏡を組み込み基板面に平行に磁場を印加して顕微鏡観察と透過光強度測定によりダイレクターの応答を調べた。試料台は電動モーターにより任意の角速度で回転ができ、検光子と偏光子はクロスニコルで水平磁場と 45 度の角をなすように設置した。

【実験・考察】一樣水平配向状態の A-NG セルを試料台に置き、回転ステージが 1 周する間の透過光強度の時間変化を測定した。測定は、ネマチック(N)-等方(I)相転移点(~48°C)を含む 30-50°Cの温度で、磁場を 0.4T 印加し、角速度 0.104[rad/s]で行った。その結果、回転磁場に対するダイレクターの時間応答は温度に依存して 3 種類に大別できることがわかった (Fig.1a~c)。そこで、基板からの配向アンカリング力の効果を表す  $a_{2\omega}$ 、磁場によるトルクを表す  $a_{\omega}$ 、回転粘性トルクを表す  $c$  をパラメータとした式( $\omega t$  はステージの回転角)

$f(t) = a_{2\omega} \sin^2(2\omega t + \delta_{2\omega}) + a_{\omega} \sin^2(\omega t + \delta_{\omega}) + c$ を用いて透

過光強度の時間変化を解析した。まず、35°C 以下の温度域 (Fig1a, Fig2 黄色域) では、基板からの強いアンカリング力により液晶分子が界面に完全に固定されるため  $a_{2\omega}$  の値が大きくなる。40°C 付近 (Fig1b, Fig2 緑色域) では、界面からのアンカリング力が低下して、回転磁場のトルクによる  $a_{\omega}$  が支配的になる。すなわち、磁場によるトルクを受けた液晶分子の配向方向が、基板界面のアンカリングの方向から“ずれる”ことにより、180° 対称の  $\omega$  の振動成分が現れると考えられる。さらに、45°C 付近 (Fig1c, Fig2 紫色域) では、界面は Slippery 状態となり、液晶分子は界面上を滑るようにして、磁場に完全に捕捉され一定の方向を向き、回転角によらない一定の透過光強度を示し、 $a_{2\omega}$  と  $a_{\omega}$  の振動成分はともに消滅し、回転粘性トルクを表す  $c$  が支配的となる。このように 3 つのパラメータの温度依存性から界面状態を定量的に評価できる。一方、本研究の系の転移温度(~47.5°C)は先行研究[1]の系(~38.0°C)に比べて転移点降下が減少し、当初の設計通り、Disorder 効果が界面近傍で局所的に発現した新しい Slippery 界面が生成できたといえる。さらに、Slippery 界面の光制御を目的として、UV 光を照射した際の光異性化による界面状態変化を調べた (Fig.3)。A-NG 内のアゾ色素分子の濃度が最も高い 15% の試料 (○印) において、アンカリング力が低下する温度域が低温側に広がり、UV 光照射による Slippery 界面状態を実現した。

【参考文献】[1] 山下真澄. 修士論文: 不純物 disorder 効果による表面局所融解と Slippery 界面. 2016

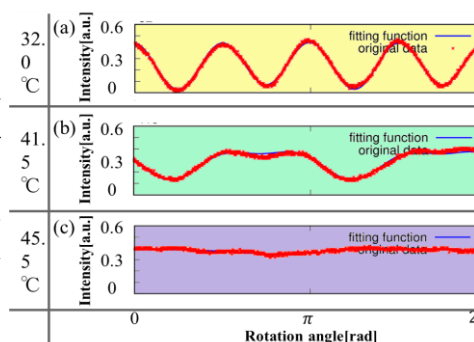


Fig.1: Rotating angular dependence of transmitted light intensity; a:32.0°C, b:41.5°C, c:45.5°C

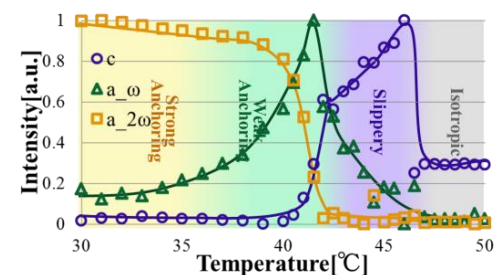


Fig.2: Temp. dependence of  $c$ ,  $a_{\omega}$ ,  $a_{2\omega}$

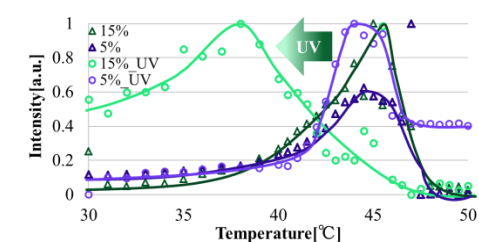


Fig.3: Comparison of azo concentration and UV irradiation about " $a_{\omega}$ "



# 境界駆動セルオートマトンの非平衡定常解

非平衡物理学研究室 井上篤生

**Abstract** We investigate a one-dimensional reversible cellular automaton model called RCA54 of Bobenko *et al* (1993) driven by stochastic boundary conditions. These boundary conditions correspond to heat and particle baths. We find exact non-equilibrium steady solutions of the master equations.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

非平衡物理学では（古典・量子論いずれにおいても）線型の理論は確立されているが、非線型領域の多岐にわたる現象を統一的に扱う理論は未構築である。強結合領域では確率分布の時間発展を決める方程式を解析的に扱えない場合が多いため、系の性質を調べるのが困難なことが1つの原因である。そこで解析の容易い離散的な有限系から一般の非平衡系の特徴を抽出しようとするのは自然な流れである。

その試みの1つにセルオートマトン (CA) による古典的な統計力学系のモデルがよく知られている[1]。CA はサイトの値を決定論的に時間発展させる。Prosen と Mejía-Monasterio (2016) は RCA54 と呼ばれる 1 次元境界駆動・可逆 CA における非平衡定常解を与えた[2]。ここでの CA はダイヤ型に連なった系 (Fig.1) を考えるが、実は ERCA とよばれるクラスの方格子 CA と等価である [3]。RCA54 では値 1 があっても粒子が衝突運動をするようにふるまう (Fig. 2)[4]。境界条件に粒子の吸収・放出に対応するような確率論的遷移を導入すると粒子カレントが生じる。Prosen らは量子スピン鎖の XXZ 模型における非平衡定常解の導出方法 (matrix product ansatz) と似たアプローチでこのモデルの定常厳密解を得ることに成功した。また厳密解から密度・カレントなどの物理量の計算を行なっている。

本研究では境界駆動RCA54の非平衡定常厳密解を彼らとは別の境界条件のもとで導出した。具体的には、粒子の吸収・放出に加えて、両端が熱浴に接することを想定して、境界の遷移をGibbs重みで実現するMarkov鎖に置き換えた。この場合でも、各パラメータになんら条件を追加することなく厳密解を得ることができる。Gibbs重みに現れるエネルギーがバルクにおいて連続の式を満たすことを示し、このGibbs重みが平衡状態と整合することも確かめられた。

本研究で得られた解から粒子密度のふるまいを調べるとサイトに依らず  $0 < \rho < 2/3$  であることがわかった。これはProsenらの結果である  $2/5 < \rho < 2/3$  より改善されている。高温極限をとると彼らの解に帰着することもわかる。その意味では本研究で得られた解はより一般的なものである。

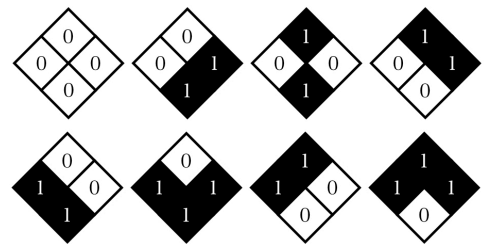


Fig. 1. Rule 54 determine the value of the down site from values of the up, left and right site.

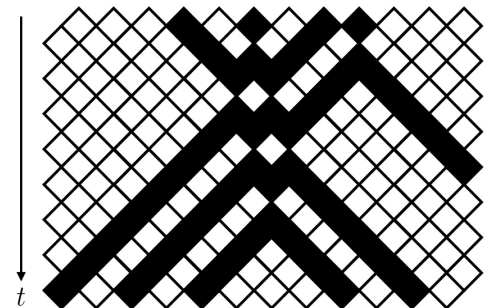


Fig. 2. Time evolution of boundary driven RCA54. Black squares (represent value 1) behave like particles with velocity  $\pm 1$ , and collide each other.

## References

- [1] S. Wolfram, Rev. Mod. Phys. **55**, 601 (1983)
- [2] T. Prosen and C. Mejía-Monasterio, J. Phys. A: Math. Theor. **49**, 185003 (2016)
- [3] S. Takesue, Phys. Rev. Lett. **59**, 2499 (1989)
- [4] A. Bobenko, M. Bordemann, C. Gunn and U. Pinkall, Commun. Math. Phys. **158**, 127 (1993)

# グラフェンオキサイド混合リオトロピックネマチック相における外場効果

ソフトマター物理学研究室 浦井智崇

**Abstract** The morphology of micelles changes depending on the concentration of surfactant and temperature. We studied the mixing effect of nano flakes of graphene oxide on the stability of the lyotropic liquid crystal phases by flow birefringence measurement. We found the lamellar phase is stabilized by adding graphene oxide flakes.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

【概要】一般に界面活性剤は水溶液中で温度・濃度に依存したサイズ・形状の会合体を形成し、さまざまな液晶相を発現する。これまで我々は、アニオン性とカチオン性の界面活性剤を混合した水溶液中で、ミセルの形状変化に誘起される相転移の研究を行ってきた[1]。一方、グラフェンオキサイド(GO)粒子を水中に分散させると、GO粒子が極めて高いアスペクト比を持つために、低濃度でも液晶相を示すことが知られている[2]。本報告では、界面活性剤水溶液にGO粒子を混合した系において、流動複屈折装置を用い、周期的振動流動場下における流動誘起複屈折変化を測定した。その結果、ミセル形状に依存した液晶相の安定性がGO粒子の混合から受ける影響は、液晶相の性質に依存することを見出した。

【実験・考察】実験は試料に周期的な振動流動場をかけながらクロスニコル下での透過光強度を測定し、流動複屈折の時間変化を測定した。Fig.1に流動複屈折測定装置の概要を示す。試料はフローセルに封入し、偏光板に対して流動印加方向が $45^\circ$ となるように配置した。また、シリンジポンプにより試料に正弦的な振動流動場を印加した。Fig.2に流動複屈折の時間応答を示す。18℃では流動の位相と流動複屈折に相関が見られず、先行研究のX線回折や粘性率測定からラメラ相であると結論できる。一方、26℃では流動速度が最大の時に流動複屈折が最小値を取ることから、円盤状ミセルで構成される $N_D$ 相を発現し、43.6℃では流動速度が最大の時に流動複屈折が最大値を取ることから、棒状ミセルで構成される $N_C$ 相を示すことがわかる。次に、これらの相転移温度のGO濃度依存性をFig.3に示す。GO濃度の増加に伴いラメラ- $N_D$ 相転移温度は上昇するが、 $N_D$ - $N_C$ 相転移温度および $N_C$ -等方相転移温度はGO濃度によらず一定であることがわかった。このことから、板状構造のGO粒子の混合は、二分子膜から円盤状へのミセル形状変化に起因するラメラ- $N_D$ 相転移に影響し、ラメラ相を安定化させるが、円盤状から棒状、球状へのミセル形状変化に起因する $N_D$ - $N_C$ -等方相転移には影響しないと結論できる。

## References

- [1] 伊田, 高西, 山本, 2016年液晶学会討論会予稿集, PA51.
- [2] Min Jae Kim, et al, Phys. Status Solidi RRL, 1-7 (2016).

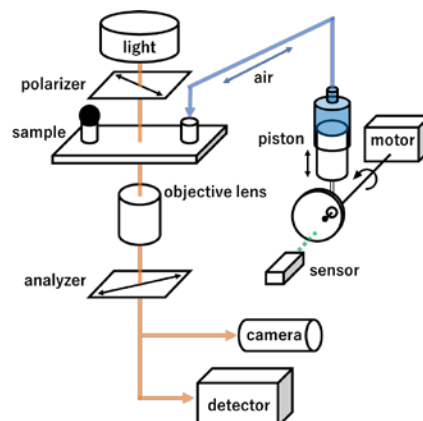


Fig.1. The scheme of flow birefringence measurement.

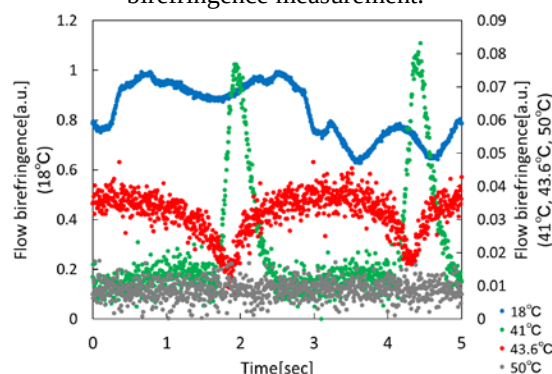


Fig.2. Time dependence of the flow birefringence at several temperatures.

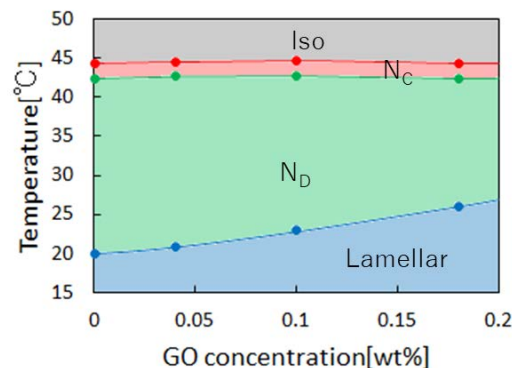


Fig.3. Phase diagram as a function of graphene oxide concentration.

# キタエフスピン液体におけるマヨラナ量子化と 半整数量子熱ホール効果の観測

量子凝縮物性研究室 大西隆史

**Abstract** Recently, Kitaev quantum spin liquid has attracted great interest as a platform of emergent Majorana fermions. In a Kitaev quantum spin liquid state of  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub>, we observed a half-integer plateau of thermal Hall conductance, which provides a direct signature of chiral Majorana edge current.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

2006 年、A. Kitaev により二次元ハニカム格子上の量子スピン模型が提案された [1]。このキタエフ模型において、基底状態は厳密解をもつ量子スピン液体となり、量子スピンがマヨラナ粒子に分数化することが明らかにされている。マヨラナ粒子はトポロジカル超伝導体やトポロジカル絶縁体/超伝導体における実現の可能性が提案されているが、キタエフ模型では量子スピン液体という強相関系を舞台としており、非常にユニークな系であるといえる。特徴的なのは、バルクでもマヨラナ粒子が現れていることであり、マヨラナ粒子を実験的に検出することのできる有力な系であると考えられている。

このような背景のもと最近、モット絶縁体  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub> がキタエフ磁性体の候補物質として提案され、注目を集めている [2]。T<sub>N</sub> = 7 K でジグザグ型の反強磁性秩序を示すものの、T<sub>N</sub> 以上において異常な磁気励起が観測されており [3]、マヨラナ励起の可能性が議論されている。しかしながら、マヨラナ粒子を確証させるためには、より直接的な実験手法が必要不可欠である。

そのような中、熱ホール効果が強力なプローブとして着目される。なぜなら、磁場によりトポロジカル状態が誘起され、カイラルマヨラナエッジ流を伴う熱ホール伝導度の量子化が期待されるからである。その量子化値は量子ホール系で期待される値の 1/2 となり、マヨラナ量子化に特徴的なものである。したがって半整数量子熱ホール効果の観測はマヨラナ粒子の直接的な証拠を与えると考えられる。

そこで我々は  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub> の熱ホール効果測定を行った。その結果、理論計算と同様におよそ 80 K 以下の広い温度領域で正の熱ホール伝導率が観測された [4]。さらにその絶対値は半整数量子化値の半分程度であり、キタエフスピン液体状態におけるエキゾチックな準粒子励起を反映していると考えられる。ただし低温では反強磁性秩序の発達により熱ホール伝導度の量子化は観測できなかった。そこで傾斜磁場下で測定を行うことで面内磁場により反強磁性秩序を抑制した上で熱ホール測定を行った。その結果、長距離秩序を抑制した磁場誘起スピン液体相の低温領域において熱ホール伝導度が半整数量子化値 1/2 でプラトーとなることを観測した。これはキタエフスピン液体状態における中性カイラルマヨラナエッジ熱流の存在を示す決定的な証拠である。本講演ではこれらの結果について詳細に議論する予定である。

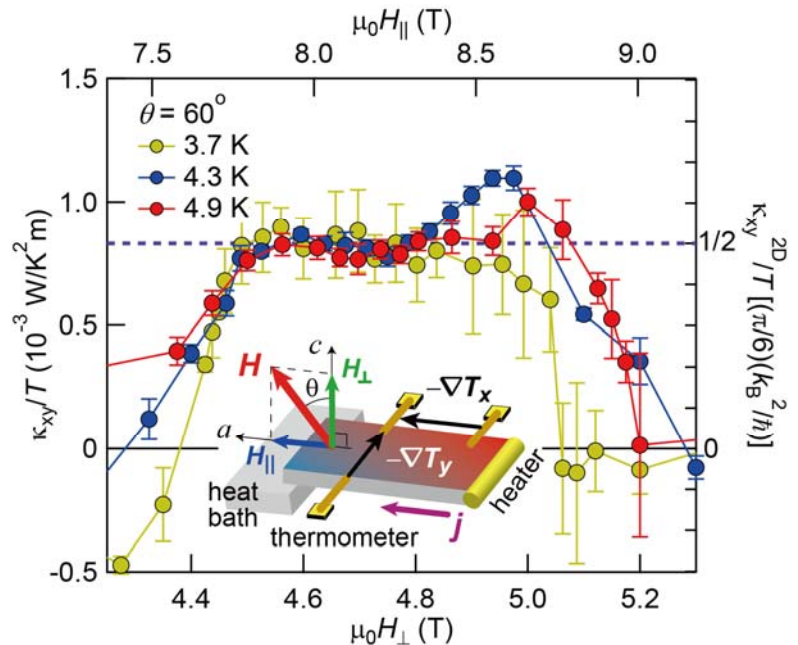


Fig. 1. Half-integer quantum thermal Hall conductance plateau.

## References

- [1] Alexei Kitaev, *Ann. Phys. (Amsterdam)* **321**, 2-111 (2006).
- [2] Heung-Sik Kim *et al.*, *Phys. Rev. B* **91**, 241110(R) (2015).
- [3] Arnab Banerjee *et al.*, *Nature Mater.* **15**, 733-740 (2016).
- [4] Joji Nasu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 127204 (2017).

# Sr<sub>3-x</sub>SnO の超伝導状態の研究

物性基礎論:凝縮系理論研究室 岡村 鉄矢

**Abstract** We investigate the superconducting states of Sr<sub>3-x</sub>SnO. Classifying the possible momentum independent forms of gap functions by the O<sub>h</sub> point group symmetry, we obtain the node structure and the specific heat for the respective gap functions.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

本研究では、Sr 欠損したトポロジカル絶縁体 Sr<sub>3-x</sub>SnO での超伝導状態の研究を行なった。Sr<sub>3</sub>SnO は逆ペロブスカイト酸化物であり、Sr<sub>3-x</sub>SnO は 5K 以下で超伝導を示すことが発見されている[1]。また、この物質がトポロジカル超伝導体であることが示唆されている[1]。我々は、Sr<sub>3-x</sub>SnO でトポロジカル超伝導状態が実現されているかを研究するために、Sr<sub>3-x</sub>SnO の超伝導状態を調べた。

常伝導状態のハミルトニアンは、O<sub>h</sub> 群の対称性と時間反転対称性を満たす。クラマース縮退したスピン J=3/2 の p 軌道と d 軌道が  $\Gamma$  点でバンド反転している。対称軸方向では小さなギャップを持つディラック反金属である。これらを再現する有効ハミルトニアンを用いて[1][2]、Sr<sub>3-x</sub>SnO の超伝導状態を調べた。

超伝導状態を調べるために、波数依存のないギャップ関数を O<sub>h</sub> 群により分類することで可能なギャップ関数を導出した。これらのギャップ関数のうちどれが実現されているかで Sr<sub>3-x</sub>SnO がトポロジカル超伝導体であるかどうか分かる。我々はまず、それぞれのギャップ関数において超伝導ギャップを計算してノード構造の様子を調べた。この系は大小 2 つのフェルミ面を持つが、トポロジカル超伝導が期待できる A<sub>1u</sub> ギャップでは大きなフェルミ面の主軸方向にポイントノードまたはポイントギャップが生じることがわかった。そして、それぞれのギャップ関数での比熱を計算し、比熱の転移温度以下での温度依存性を調べた。

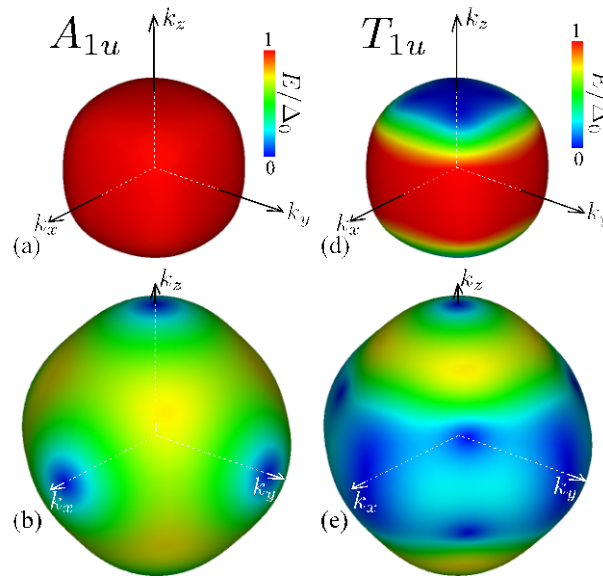


Fig. 1. The energy gap of A<sub>1u</sub> (a,b), T<sub>1u</sub> (d,e) representation at the inner and outer Fermi surface

## References

- [1] M. Oudah, A. Ikeda, J. N. Hausmann, S. Yonezawa, T. Fukumoto, S. Kobayashi, M. Sato, and Y. Maeno, Nat. Commun. 7,13617(2016)
- [2] T. H. Hsieh, J. Liu, and L. Fu, Phys. Rev. B 90, 081112(2009)



# 単結晶 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の圧力下 NMR の研究

固体量子物性研究室 河村健志

**Abstract** We have performed  $^{31}\text{P}$  - NMR measurements under pressure on the iron-based superconductor  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  with two different P-concentrations:  $x = 0.22$  and  $x = 0.30$ . Our pressure-NMR results are similar to those in P-substitution systems at ambient pressure. This indicates that there is a universal relationship between the strength of spin fluctuations  $\theta$  and superconducting temperature  $T_c$ .

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

2008年に発見された鉄系超伝導体は、転移温度  $T_c$  が 30 K を超える点と、反強磁性相近傍で超伝導が見られる点から注目を集めている。私は、その中でも 122 型構造をもつ  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  に注目し研究を行った。この物質の特徴として、As と同価数の P を置換することで磁気及び構造相転移が抑えられ超伝導相が出現すること、良質な単結晶が作成できることが挙げられる[1]。先行研究から、P 置換量を変化させることで、反強磁性量子臨界点との距離  $\theta$  を連続的に変化させることができることや、 $T_c$  の極大値付近で  $\theta = 0$  となることが指摘された[2]。

本研究では反強磁性ゆらぎや  $T_c$  が圧力下でどのように変化するかを調べるために  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  の圧力下 NMR 測定を行った。本測定では P 置換量が  $x = 0.22$  と  $x = 0.30$  の試料についての測定を行った。図 1 に  $x = 0.30$  の試料の磁場を  $c$  軸に対して垂直方向にかけた時の核スピン-格子緩和率  $1/T_1T$  の温度依存性を示す。 $1/T_1T$  の温度依存性は二次元反強磁性ゆらぎから期待されるキュリーワイスの式、 $1/T_1T = a + b/(T + \theta)$  で良くフィット出来る。 $a$ 、 $b$  の値は圧力印加に対してほとんど変化しないが、 $\theta$  は圧力印加で単調に増加した。図 2 に常圧下 P 置換系及び圧力下 NMR 測定から求めた  $\theta$  と  $T_c$  の関係を示す。この図から圧力下での  $\theta$  と  $T_c$  の変化は P 置換系と同様の変化をすることがわかった。これは、 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  において超伝導転移温度  $T_c$  と磁気パラメータ  $\theta$  の間には普遍的な相関が存在することを示している。 $x = 0.22$  についても同様の実験を行っており修論発表ではこの試料の結果も合わせて議論する。

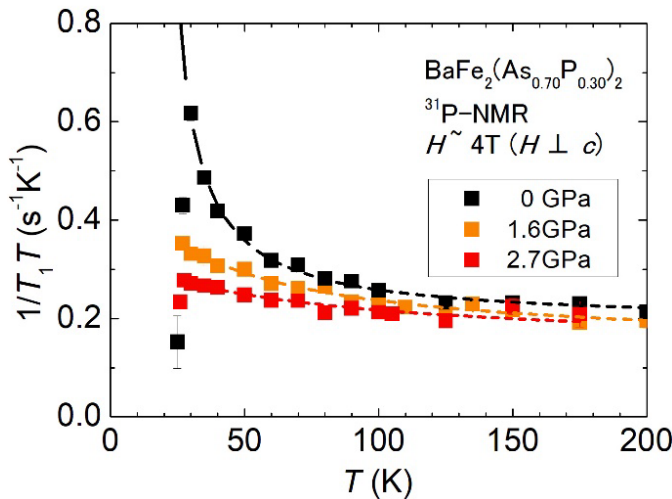


Fig.1 :  $T$  dependence of  $1/T_1T$  for  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3})_2$  under pressure

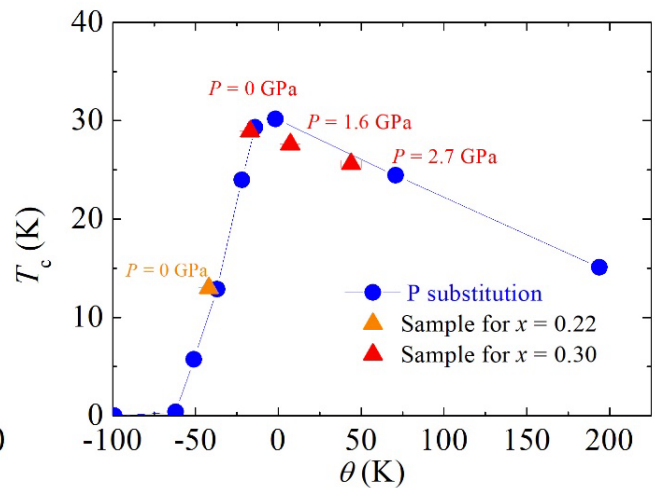


Fig.2: The relationship between  $\theta$  and  $T_c$  in the P-substitution system at ambient pressure and pressure applied system.

## References

- [1] S. Kasahara *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 184519 (2010).
- [2] Y. Nakai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 107003 (2010).



# Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub> 接合におけるスピン三重項近接効果

固体量子物性研究室 國枝正直

**Abstract** Junctions of the spin-triplet superconductor Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> and the ferromagnet SrRuO<sub>3</sub> were fabricated to investigate penetration of the spin-polarized Cooper pairs into the ferromagnet. We measured conductance of high barrier junctions of Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub> to measure the density of states; we applied magnetic field along the *ab* plane and *c* axis to study the anisotropic response.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

超伝導近接効果とは、超伝導体と常伝導体を接合した時に、クーパー対が超伝導体から常伝導体に浸み出す現象をいう。スピン自由度がないスピン一重項超伝導体と強磁性体との接合では、強磁性体の交換磁場のため通常のスピン一重項クーパー対の浸み出しは極端に抑制される。一方、スピン自由度を持つスピン三重項超伝導体と強磁性体との接合では、スピン三重項クーパー対がスピン偏極して直接強磁性体に浸み込むことができる。このような系では、超伝導体と強磁性体両方のスピン自由度を利用した興味深い現象が予想される。

最近、スピン三重項超伝導体の有力候補 Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> ( $T_c = 1.5$  K) の単結晶を基板として強磁性体 SrRuO<sub>3</sub> ( $T_{\text{Curie}} = 160$  K) をパルスレーザー堆積(PLD)法によってエピタキシャル成長させたヘテロ構造[1]を用いた超伝導デバイス Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/Au が、我々の研究室を中心とした共同研究によって作製された[2]。このデバイスのコンダクタンスを測定すると、Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub> と SrRuO<sub>3</sub>/Au それぞれの界面で電子がホールとして反射されるアンドレーエフ反射を反映して、コンダクタンスの増大が2つの特性電圧で観測された。これはクーパー対が強磁性体内に長距離に渡り浸み出し、SrRuO<sub>3</sub>/Au 界面まで到達したことを示している[2]。

本研究では、我々は SrRuO<sub>3</sub> に浸み出した超伝導成分の状態密度を調べるため、絶縁体 SrTiO<sub>3</sub> を用いてトンネルデバイス Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>/Au を作製した(Fig. 1)。そのコンダクタンス測定から、SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> 界面にギャップが開いたことに起因するフェルミ面付近での状態密度の減少が示された。この結果はクーパー対が SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> 界面まで達したことを一層明確に示している(Fig. 2)。さらに、Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> と SrRuO<sub>3</sub> のそれぞれにスピン自由度があることから期待される磁場方向の異方性を調べるために、Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/Au と Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>/Au の *ab* 面と *c* 軸方向に様々な大きさ、条件で磁場をかけた。このときコンダクタンスの磁場依存性に BCS 型超伝導体では見られない異常な振る舞いを観測した。

本発表では、Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/Au と Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>/Au で測定されたコンダクタンスに見られる、クーパー対の強磁性体への長距離侵入と磁場方向の異方性を議論する。

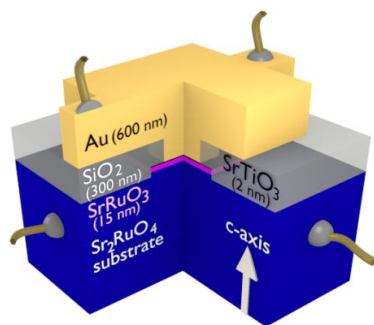


Fig. 1: Schematic of the Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>/Au device.

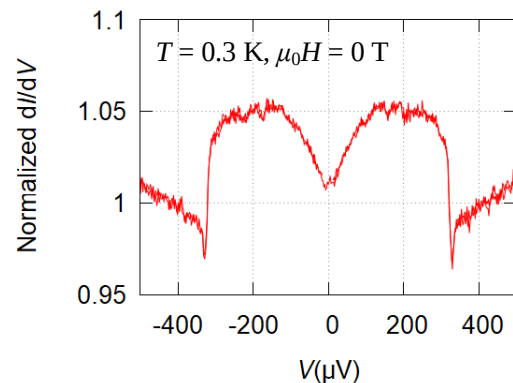


Fig. 2: Conductance of the Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>/SrRuO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>/Au junction.

## References

- [1] M. S. Anwar *et al.*, *Appl. Phys. Ex.* **8**, 015502 (2015).
- [2] M. S. Anwar *et al.*, *Nat. Commun.* **7**, 13220 (2016).

# 混雑環境下における水晶体タンパク質 $\alpha$ -クリスタリンの構造およびダイナミクスの研究

生体分子構造研究室 酒巻裕介

**Abstract** Structure and dynamics of  $\alpha$ -crystallin oligomer are studied under a crowding environment through small-angle neutron scattering and analytical ultracentrifuge. The exchange rate of subunit between  $\alpha$ -crystallin oligomers under crowding environment is same as that under dilute one. It is clarified that a librated subunit is responsible for the subunit exchange.

© 2017 Department of Physics, Kyoto University

生体内では、タンパク質や核酸、多糖、脂質などが非常に高濃度で存在している（混雑環境）。混雑環境下におけるタンパク質は、希薄環境下では無視できる排除体積効果や周囲の構成物質との相互作用効果が顕著となるため、生体内のタンパク質の挙動を理解及び予測するには混雑環境下で調べる必要がある。水晶体内部のタンパク質濃度は非常に高い（100-200 mg/mL）が、構成成分は水とクリスタリンと呼ばれるタンパク質のみの単純な系である。そのため、混雑環境下のタンパク質の挙動を理解するモデル系として最適と考えられる。

本研究では特にクリスタリンの主要成分である  $\alpha$ -クリスタリンに注目した。 $\alpha$ -クリスタリンは 20~40 個のサブユニットから構成されるタンパク質会合体であるが、明確な四次構造を持たないことが先行研究により報告されている [1]。本研究では明確な四次構造を持たない要因は  $\alpha$ -クリスタリン会合体間のサブユニット交換にあるという仮説を立てた。混雑環境下における  $\alpha$ -クリスタリン会合体間のサブユニット交換の観測および機構解明を目的として、逆転コントラスト同調法を用いた中性子小角溶液散乱（iCM-SANS）[2] と分析超遠心測定（AUC）を協奏的に使用した。具体的には、28.5 mg/mL の 75% 重水素化  $\alpha$ -クリスタリンと 0.45 mg/mL の軽水素化  $\alpha$ -クリスタリンを 100% D<sub>2</sub>O 中で混合し、37 度で iCM-SANS 測定を行った。Fig. 1(a) は散乱曲線の経時変化を示しており、時間の経過に伴うサブユニット交換を反映する散乱強度の低下が観測された。さらに、前方散乱強度  $I(0)$  の時間発展を単純減衰曲線  $I(0)_t = I(0)_{t=0}[A + (1-A)\exp(-\Gamma t)]$  を用いて解析を行った（Fig. 1(b））。その結果、減衰時定数（ $\Gamma$ ）は  $\Gamma = 0.19 \pm 0.01 \text{ h}^{-1}$  と見積もられ、希薄環境下で得られた  $\Gamma = 0.21 \pm 0.02 \text{ h}^{-1}$  と実験誤差範囲内で一致した。更にサブユニット交換機構を理解するため AUC 測定を行ったところ上述した会合体に加えて、単量体の存在が確認された（Fig. 1(c））。以上より、遊離した単量体がサブユニット交換を支配している可能性が示唆された。

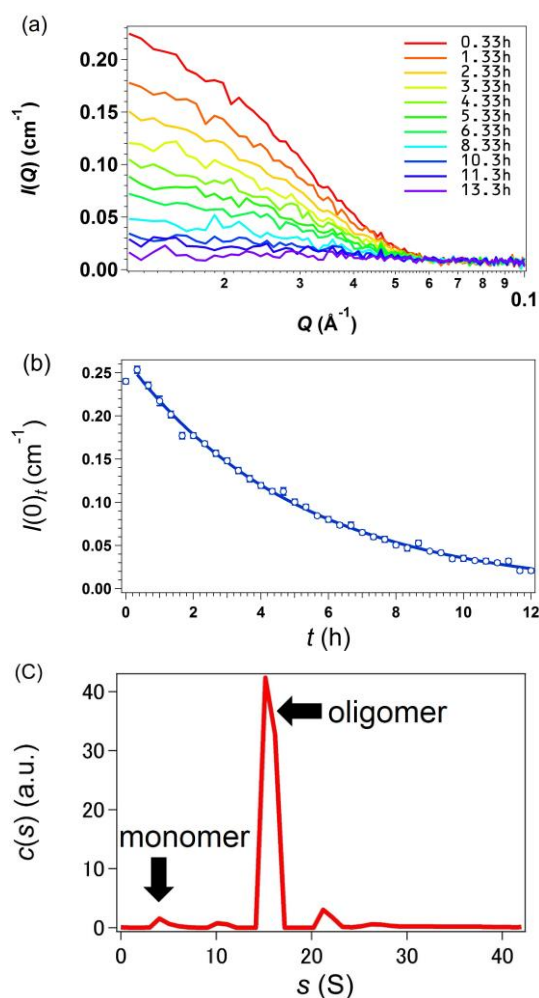


Fig. 1. (a) Time evolution of SANS scattering profiles under crowded condition. (b) Time dependence of  $I(0)$ . (c) Distribution of  $c(s)$  measured by AUC.

## References

- [1] D. Haley *et al.*, *J. Mol. Biol.* **277**, 27 (1998).
- [2] M. Sugiyama *et al.*, *J. Appl. Cryst.* **47**, 430 (2014).

# THz パルスによるアモルファス $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ の結晶化とその機構

光物性研究室 佐成晏之

**Abstract** We studied the crystallization growth of amorphous  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  induced by intense THz pulse. The one dimensional crystallization growth along the THz electric field direction implies a preferential crystallization induced by THz electric field enhancement at the edge of the elongated crystal area.  
© 2018 Department of Physics, Kyoto University

カルコゲナイド化合物の 1 つである  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST) は、光または電気パルスによってアモルファス相から結晶相を双方向に相変化可能な材料であり、これまで CD や DVD 等のメモリとして広く利用されてきた[1]。近年、電子デバイス応用に向けて電気パルスによる研究が盛んにおこなわれており、結晶化にかかる時間(ナノ秒)がアモルファス化にかかる時間(ピコ秒)に対し長いことから結晶化は高速動作のためには重要な研究対象である。また、電場に対する GST の応答は原子移動、空孔に捕獲された電子のトンネリングによる電気伝導率の非線形な増加、結晶核生成のエネルギー障壁の変化などのいくつもの物理現象が混在して生じていると考えられており結晶化の機構には不明な点も多い。そういった中、電気パルスのパルス幅はサブナノ秒程度が限界とされており、電場強度を上げるにつれて熱による試料の破壊が起きるようになる。そのため高強度な電場に対するブレイクダウン[2]などの臨界現象はその間に何が起きているのか明らかになっていない。一方で、フェムト秒レーザーの発達により 1MV/cm の高電場を持つシングルサイクルの THz パルスの発生が可能になった[3]。これはピコ秒の短時間に高強度電場を印加する電気パルスとして使うことができるので熱の発生を抑えられ、非破壊で高強度な電場を照射できる。本研究では、高強度テラヘルツ (THz) 電場パルスによる結晶化の可能性と成長機構について研究を行った。

図 1(a) に実験配置を示す。試料として用いたアモルファス GST は室温で Si (100) 基板上に厚さ 40nm スパッタリングすることによって成長させた。THz パルスの電場を増強するために図 1(b) に示すギャップを有するダイポールアンテナ構造をフォトリソグラフィによって作製し、ギャップ間 5 $\mu\text{m}$  の領域で数 MV/cm の電場を印加可能にした。また、THz パルスは Ti:Sapphire レーザー(繰り返し周波数 500Hz 波長 800nm)を用いて LiNbO<sub>3</sub> 結晶によるパルス波面傾斜法により発生させた。図 2 に示すように電場が増強されるアンテナ中央において可視光の反射率増加が CCD の顕微画像において白い領域として確認された。8 万パルス程度照射したところで急に変化が起こり始め、電場方向に沿って細長い形状で反射率が増加した領域が成長し、同領域上で反射率変化が飽和した(a→b)。ラマンスペクトルから反射率の増加は結晶化を意味していることが分かった。電場方向への優先的な結晶成長は、結晶化した領域先端において電場集中が生じ局所的に大電流が流れジュール熱が発生、これによる温度上昇が結晶化を誘起することで連鎖的に 1 方向へ結晶化が進行していることを示唆している。

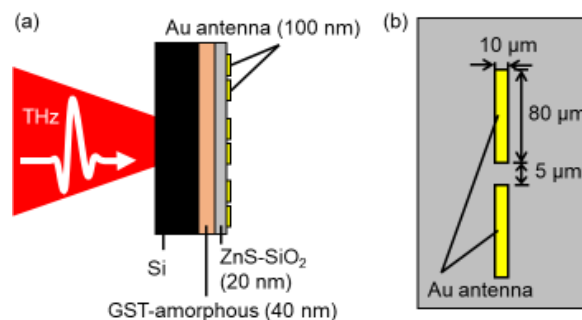


Fig. 1. (a) Sample structure & experimental setup.  
(b) Au antenna structure on the sample surface.

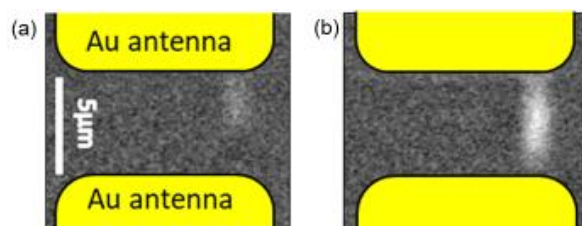


Fig. 2. The reflectivity change in the microscope image observed with the CCD camera. THz pulse number is between 82500(a) to 86000(b).

## References

- [1] A. V. Kolobov *et al.*, Nat. Mater. **3**, 703 (2004).
- [2] D. Krebs *et al.*, Appl. Phys. Lett. **95**, 082101 (2009).
- [3] H. Hirori *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98**, 091106 (2011).

# ThCr<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 構造における磁性 FFLO 超伝導

凝縮系理論研究室      高田優樹

**Abstract** We investigate the Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) superconductivity coexisting with magnetic quadrupole order on the ThCr<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> structure. The center-of-mass momentum of Cooper pairs is calculated, and the  $T-\mu$  phase diagram is obtained.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

「多極子」は固体内の電子のミクロな自由度の一つである。多極子は偶奇のパリティを持つが、中でも電気四極子や磁気八極子などの偶パリティ多極子に関する研究が主流であった。そんな中、近年になって、自発的に空間反転対称性を破る奇パリティ多極子秩序が注目され始めており、理論・実験の両面から盛んに研究が行われている。

空間反転対称性の破れた超伝導体では、従来のBCS状態とは異なる様々な新奇超伝導状態が発現しえる。大域的に空間反転対称性が破れた系では、クーパー対の重心運動量が有限となるFulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO)状態が極小の磁場の下で安定化することが知られている[1]。FFLO超伝導は1964年の理論的予言以来探索が続けられているエキゾチックな超伝導相である。しかし、上の例ではFFLO状態の秩序変数が渦糸状態に隠されてしまう[2]ので、実験での観測は難しいとされている。一方、局所的に空間反転対称性が破れた「1次元ジグザグ格子」においては、外部磁場なしに磁気四極子状態とFFLO超伝導が安定的に共存することが分かっており[3]、FFLO状態を実現し実験的に観測するための新たな可能性が見いだされている。

このような背景を踏まえて、本研究では「1次元ジグザグ格子」モデルにおける先行研究[3]を2次元でのモデルに拡張し、より現実的なセットアップでのFFLO超伝導を検討することを目的とした。具体例として、局所的に反転対称性の破れたThCr<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 構造を採用し、磁気四極子を分子場として取り入れ、磁性と共存する超伝導状態の解析を行った。鉄系超伝導体BaFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>や重い電子系超伝導体CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>など、ThCr<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>構造を持つ超伝導体・磁性体は数多く存在する。計算は波数空間上で行い、凝縮エネルギーの最小値を与えるクーパー対の重心運動量を数値的に求めた。また、化学ポテンシャルを変化させたとき、転移温度がどのように変化するかについても計算を行った。その結果、2次元 ThCr<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>モデルにおいて、ゼロ磁場で磁気四極子状態とFFLO状態が共存することが示された。

## References

- [1] D. F. Agterberg and R. P. Kaur, Phys. Rev. B **75**, 064511 (2007).
- [2] Y. Matsunaga et al., Phys. Rev. B **78**, 220508 (2008).
- [3] S. Sumita and Y. Yanase, Phys. Rev. B **93**, 224507 (2016).



# STM/STS 測定による重い電子系反強磁性体 CeRhIn<sub>5</sub> 薄膜における *cf* 混成の観測

量子凝縮物性研究室      鳥井陽平

**Abstract** It has been a controversial issue whether the heavy-fermion state is formed in the magnetic ordered phase in CeRhIn<sub>5</sub>. By using scanning tunneling microscopy, we observe the *c-f* hybridization in CeRhIn<sub>5</sub> at  $T = 0.3$ -20 K, indicating that the heavy-fermion state is retained in the magnetic ordered phase.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

重い電子系化合物は、伝導電子と *f* 電子の混成 (*cf* 混成) 強度によって、「磁気秩序」もしくは「重い電子状態」という異なる基底状態をとることが知られている。しかし、これらの状態の境界における電子状態の移り変わりには、主に 2 つの模型が提起されており、重い電子系物質における重要な研究課題となっている。1 つは、重い電子状態を保ちながら磁気秩序を形成するという、「SDW 模型」と呼ばれるものである[1]。もう 1 つは、磁気秩序相では重い電子状態が完全に破壊されるという、「近藤崩壊模型」と呼ばれるものである[2]。これらの問題を決定づけるには、重い電子状態と磁気秩序状態が共存するかどうかを明らかにすることが重要である。

重い電子系反強磁性体 CeRhIn<sub>5</sub> ( $T_N = 3.8$  K) は、これまでに精力的な研究がなされている物質にもかかわらず、磁気秩序相において重い電子状態が保たれているのかは明らかでない。ドハース・ファン・アルフェン効果(dHvA)による実験では、*f* 電子を含まない LaRhIn<sub>5</sub> とフェルミ面が類似していることや[3]、圧力下におけるフェルミ面の劇的な変化など[4]、近藤崩壊模型を支持する結果が得られている。一方圧力下の NQR 測定は、重い電子状態の特徴的溫度  $T^*$  が反強磁性相の直上を横切っていることから、SDW 模型を支持している[5]。また、SDW 模型を仮定しても、Ce イオンの価数揺動によって、先の dHvA 実験の結果を説明することができるという理論的主張もある[6]。どちらの模型が正しいを解明するためには、走査型トンネル顕微鏡および分光法(STM/STS)によって、磁気秩序相における電子状態を直接観察することが決定的に重要である。

これまで STM/STS 測定によって、重い電子系物質 CeCoIn<sub>5</sub> における、*cf* 混成による重い電子状態の形成を直接的に観測できることが報告されている[7]。そこで今回我々は、単結晶試料に比べはるかに広い清浄な平坦面をもつ CeRhIn<sub>5</sub> 薄膜を分子線エピタキシー法によって作製し、STM/STS 測定によってその電子状態の直接観測を試みた。その結果、重い電子状態の形成を示す *cf* 混成ギャップが、反強磁性相を含む 0.3 K から 20 K までの広い溫度領域で観測された。さらに  $T_N$  以下でスピン密度波 (SDW) の形成に伴う幅 5 mV 程度のギャップ (SDW ギャップ) が発達することを直接観測した。これらの結果は、CeRhIn<sub>5</sub> の磁気秩序状態において、重い電子状態が依然として形成されているという、SDW 模型を支持するものである。

## References

- [1] J. A. Millis, Phys. Rev. B **48**, 7183 (1993).
- [2] Q. Si *et al.*, Nature **413**, 804 (2001).
- [3] H. Shishido *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 162 (2002).
- [4] H. Shishido *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 1103 (2005).
- [5] S. Kawasaki *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 020504 (2001).
- [6] S. Watanabe *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 033703 (2010).
- [7] P. Ayanajian *et al.*, Nature **486**, 201 (2012).

# 異方的エアロジェル中の超流動 $^3\text{He}$ の量子渦の研究

凝縮系理論分科 長村 夏生

**Abstract** The stability of the half-quantum vortices in polar phase of superfluid  $^3\text{He}$ , realized in recent experiments, is examined using a microscopically derived Ginzburg-Landau (GL) free energy describing the superfluid  $^3\text{He}$  in anisotropic aerogel. In relation to this, the gradient terms of the GL free energy are studied in details.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

近年、異方的エアロジェル中の超流動  $^3\text{He}$  において、バルク液体では見られなかったポーラー対相が提案[1]通りに発見され、またその相における半整数渦 (HQV: half-quantum vortex) 対の出現が確認されている[2]。しかし、通常の GL 自由エネルギーを用いるエネルギー評価では、A 相やポーラー相での HQV 対 (ペア) は通常の循環 1 の渦 (SV: singular vortex) 1 つと同じエネルギーを持つ[3]。また、ポーラー相では、エアロジェルの構造によるピン止めが HQV を安定化する可能性もある。これらの理由から、HQV の安定性を理論的に調べることは重要である。

本研究では、HQV 出現においてどのようにエアロジェル特有の異方性が関与するかを調べる目的で、Ginzburg-Landau 自由エネルギーのグラディエント項を微視的計算により調べることから始めた。その結果、i) 絶対零度あるいは、ii) エアロジェルに大きな一軸伸長を加えた場合の低温のもとで、一部のグラディエント項の係数が発散し、ある種の空間変化が抑制される傾向が明らかとなった。

上記のグラディエント項の計算は強結合効果を無視して行ったが、そうした弱結合極限において現れる唯一等方的な相が B 相である。バルク B 相の渦糸構造とその安定性については先行研究[4]が既に明らかにしており、その結果が不純物効果によってどのように変わるか調査を行った。B 相で可能な渦の中で、弱結合極限において安定化する v-vortex はその芯が HQV のペアからなる double-core vortex である。v-vortex が自発的に HQV ペアに分裂することは、トポロジカル数  $m$  の渦が  $m/2$  の渦 2 つに分裂した方がエネルギー的に得、という一般論を反映した結果と解釈される。

一方、A 相やポーラー相の HQV の場合は、マクロな系において、ダイポールエネルギーの系のサイズに比例するエネルギーコストが生じないように  $d$  ベクトルのトポロジカル数の符号が互いに異なる HQV のペアの形で出現する必要があり、事情が異なる。ロンドン極限での解析[5]は、秩序パラメタについて高次のフェルミ液体補正項が HQV の安定性にとって不可欠であることを示唆しているため、GL 展開の 4 次項におけるグラディエント項を考慮した拡張された GL 理論を構築して解析する必要があると予想して、解析計算と GL 方程式の数値積分を行うことにした。手始めにまず、A 相における HQV ペアの安定性について、グラディエント項が弱結合近似の範囲で通常の GL 理論を用いて数値計算を行った。その結果、HQV ペアが SV に対して安定となる条件は存在しないことを確認した。そこで、GL 非線形項におけるグラディエント項を調査し、それらの項を含む拡張された GL モデルで数値計算を行った結果、A 相の安定化の源である強結合効果から来るグラディエント項が要因となって HQV ペアが SV より安定化することがわかった。この結果を受けて、渦間の (HQV v. s. SV) 転移線が超流動転移線近くに出現すると考えられるため、その調査を、ポーラー相での HQV の安定性の調査とともに、現在進めているところである。

## References

- [1] K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. B 73, 060504 (R) (2006).
- [2] S. Autti et al., Phys. Rev. Lett. 117, 255301 (2016); 簡潔なレビューとして、J. A. Sauls, Physics (APS) 9, 148 (2016).
- [3] V. P. Mineev, J. Low Temp. Phys. 177, 48 (2014).
- [4] E. Thuneberg, Phys. Rev. Lett. 56, 359 (1986).
- [5] M. Salomaa and G.E. Volovik, Phys. Rev. Lett. 55, 1184 (1985).

# カイラル超伝導体における自発エッジ電流の 検出に向けた Micro-SQUID の作製

量子凝縮物性研究室      橋本浩法

**Abstract** In chiral superconductors with broken time reversal symmetry, a spontaneous magnetic field is expected to emerge, but it has not been firmly established so far. In this study, we have fabricated micro-SQUID magnetometer to detect the spontaneous magnetic field in mesoscopic crystals.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

ゲージ対称性以外の対称性が破れた異方的超伝導体のなかでも、時間反転対称性を自発的に破る超伝導体は、カイラル超伝導体と呼ばれる。現実の物質では、例えば  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  がさまざまな実験からカイラル  $d$  波超伝導体であることが指摘され[1-2]、Kerr 効果[3]や  $\mu\text{SR}$  測定[4]から自発的な時間反転対称性の破れが報告されている。しかしながら、カイラル超伝導であることを確認するためには、不純物や試料境界などの近傍で発生するカイラル電流[5]とそれに伴う自発磁場の観測が決定的であるが、それらが直接観測された例はない。

自発磁場を直接観測するためには、微小試料の高感度磁化測定を行う必要がある。なぜなら、マクロなサイズの試料ではドメイン形成により自発磁場が打ち消され、観測できなくなってしまうためである。したがって試料をマイクロメートルサイズに微小片化することで、単一ドメイン化する必要がある。そのような微小試料のエッジ電流に伴う磁化を高感度で観測すべく、微小試料と同程度の大きさを持つ超伝導量子干渉計(Micro-SQUID)を、集束イオンビーム装置を用いて自作した(Fig. 1)[6]。発表ではその素子特性の詳細を報告する。

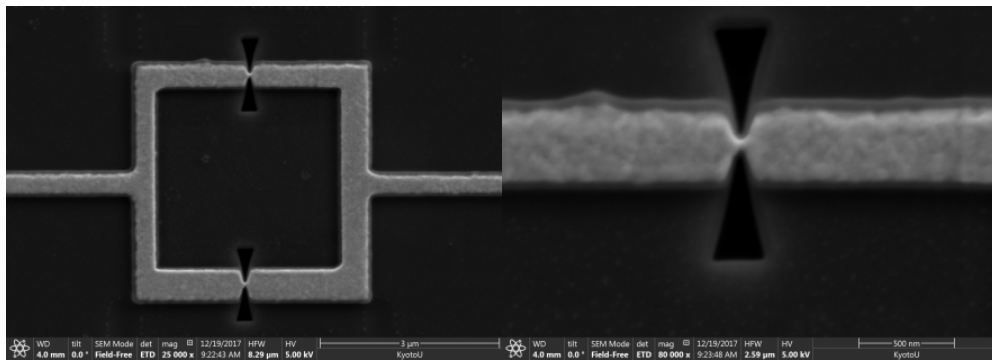


Fig. 1. SEM image of micro-SQUID (left) and its expanded view near a weak link (right)

## References

- [1] Y. Kasahara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 116402 (2007)
- [2] S. Kittaka *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **807**, 052001 (2017)
- [3] E. R. Schemm *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 140506 (2015).
- [4] I. Kawasaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 094720 (2014)
- [5] M. Stone and R. Roy, Phys. Rev. B **69**, 184511 (2004)
- [6] T. Matsumoto *et al.*, Physica C **471** 1246-1248 (2011)

# CeCoIn<sub>5</sub>/CeIn<sub>3</sub> 超格子における 量子臨界性の制御と超伝導状態

量子凝縮物性研究室      三宅聡平

**Abstract** Using state-of-the-art molecular beam epitaxy techniques, we fabricate artificial superlattice with alternating atomically thin layers of a Ce-based *d*-wave superconductor CeCoIn<sub>5</sub> and an antiferromagnetic metal CeIn<sub>3</sub>. We find that at ambient pressure, *d*-wave superconductivity in CeCoIn<sub>5</sub> layers coexists with antiferromagnetic order in CeIn<sub>3</sub> layers.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

異種物質を接合させたヘテロ接合界面や単原子層薄膜において実現する二次元超伝導が注目を集めている。なかでも、SrTiO<sub>3</sub> 基板上に FeSe 単層膜を成長させた FeSe/SrTiO<sub>3</sub> では鉄系超伝導体で最高の超伝導転移温度  $T_c$  をもつ高温超伝導が実現し、界面を通じた FeSe の電子と SrTiO<sub>3</sub> のフォノンの相互作用が超伝導の対形成に大きな影響を及ぼすことが示唆されている[1]。

一方、強相関電子系物質においては、しばしば反強磁性などの磁気量子臨界点近傍に超伝導が発現し、その超伝導発現機構は磁気揺らぎを媒介とした非従来型のものであると考えられている[2]。このような非従来型超伝導と磁性の関係を明らかにすることは強相関電子系の中心課題のひとつであるが、超伝導層と磁性層を交互積層させた時、両者がどのように相互作用し合うかは自明ではなく、大変興味深い問題であると考ええる。

このような背景のもと、原子層界面を介して超伝導と磁気揺らぎがどのように影響を及ぼしあうのかを明らかにするため、我々は独自の分子線エピタキシー法により重い電子系 *d* 波超伝導体 CeCoIn<sub>5</sub> と反強磁性物質 CeRhIn<sub>5</sub> を原子層単位で交互積層させた CeCoIn<sub>5</sub>/CeRhIn<sub>5</sub> ハイブリッド超格子を作製した[3]。圧力をかけ CeRhIn<sub>5</sub> 層の反強磁性転移が消失した量子臨界点近傍では、CeRhIn<sub>5</sub> 層の臨界磁気揺らぎが CeCoIn<sub>5</sub> 層に注入され、超強結合超伝導状態が実現していると考えられる。しかしながらハイブリッド超格子では、CeCoIn<sub>5</sub> の  $T_c$  と CeRhIn<sub>5</sub> の圧力誘起超伝導の  $T_c$  が近いこと、実験の解釈に曖昧さが残る。

そこで本研究では反強磁性層として CeRhIn<sub>5</sub> の代わりに CeIn<sub>3</sub> を用いた CeCoIn<sub>5</sub>/CeIn<sub>3</sub> 超格子を作製した。CeIn<sub>3</sub> の反強磁性転移温度(10 K)は CeRhIn<sub>5</sub>(3.8 K)に比べて高く、圧力で誘起される  $T_c$ (300 mK)は CeCoIn<sub>5</sub>(2.3 K)に比べて低い。さらに CeIn<sub>3</sub> の反強磁性が消失する臨界圧力は CeRhIn<sub>5</sub> と同程度 (~2.5 GPa)である。したがって、CeCoIn<sub>5</sub>/CeIn<sub>3</sub> 超格子ではハイブリッド超格子で生じていた解釈の曖昧さが解消されるだけでなく、臨界圧力近傍ではより強い量子揺らぎが期待される。電気抵抗測定から、常圧では超伝導と反強磁性が交互積層して共存していることがわかった(Fig.1)。さらに圧力中での上部臨界磁場測定を行い、超伝導特性の変化を調べた。本講演ではこれらの結果について詳細に議論する予定である。

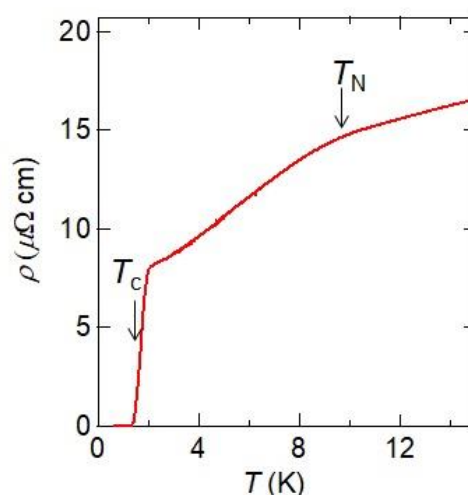


Fig. 1 Temperature dependence of CeCoIn<sub>5</sub>/CeIn<sub>3</sub> superlattice.

## References

- [1] Q. Y. Wang *et al.*, Chin. Phys. Lett. **29**, 037402 (2012).
- [2] N. D. Mathur *et al.*, Nature **394**, 39-43 (1998).
- [3] M. Naritsuka *et al.*, arXiv: 1712. 00258.



# 光格子中の単一原子の個別操作に向けた 光空間変調器の開発とその光格子システムへの実装

量子光学・レーザー分光学研究室      山中修也

**Abstract** A quantum gas microscope (QGM) with controllability of single sites in an optical lattice will enable us to perform feedback control upon the measurement. In this work, we developed a fast algorithm for holographic spatial light modulator using digital mirror device, and implemented them into our ytterbium QGM system.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

光格子中に導入された冷却原子系は、ハバードモデルに従う強相関量子多体系のシミュレーターとして優れ、その高い制御性から世界的に盛んに研究が行われてきた。その中でも近年、光格子中の単一格子レベルで冷却原子を観測することができる量子気体顕微鏡 (quantum gas microscope: QGM) が開発され、注目を集めている[1]。この高分解能な観測手法により、光格子中の単一原子を個別に制御できる可能性が生まれ、実際、細く絞られたレーザー光を用いてポテンシャル差を作り出し光格子中の単一サイトレベルで操作することに成功した例が報告されている[2]。任意のポテンシャル形状を作り出すためには空間光変調器 (spatial light modulator: SLM) と呼ばれる光学素子が有用で、その中の一つである鏡面素子を平面上に多数配列したデジタルミラーデバイス (digital micro-mirror device: DMD) はこの種の実験において広く使われている。

そこで、我々は量子気体顕微鏡の持つ制御性をさらに高め、SLMを用いた量子フィードバック制御を実現することを目指して研究を行った。量子フィードバック制御を行うためには量子系を素早くかつ正確に操作する必要がある。本研究において、我々はDMDを操作するための高速なアルゴリズムを開発し、イッテルビウムの量子気体顕微鏡のシステム[3]にDMDを実装した。影響の確認として、DMDを使って原子の共鳴周波数(波長: 556nm)に合わせたガウスビームを作り、対物レンズを通して細く絞って2次元平面にロードされた原子に照射した。ビームが当たった部分の原子は吹き飛ばされるため、照射前と照射後で発光イメージを比較するとビームの照射位置と絞り具合を確認することができる。図1はそのための準備として、DMDでなく通常の光学系により生成したガウスビームの影響を確認したものである。

さらに、通常の発光イメージングが原子に与える擾乱の影響を評価し、擾乱を最小限に抑えながら単一原子を観測する手法を検討した。特に、スクイズされた真空場を用いた非破壊的な観測手法を新たに見出した。また、測定を行わないコヒーレントなフィードバック手法として、異なる格子サイトにいる原子間に相互作用を導入する方法も考えている。これらの技術により、光格子中に新しいスピン状態を用意することができるようになり、量子スピンドYNAMIKSの研究などへの応用が期待される。

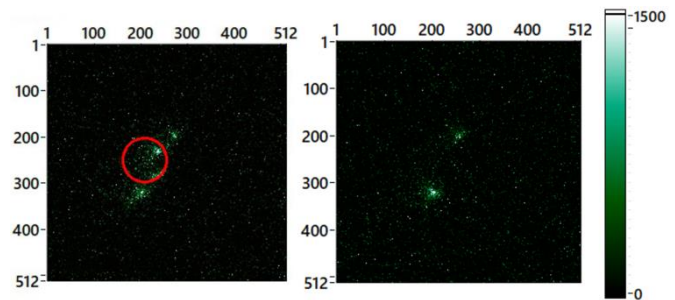


Fig. 1. Effect of a resonant gauss beam onto atoms in an optical lattice. Note that the DMD was not used. The left is the image of atoms before the irradiation and the right one is after. The red circle indicates the area where the local beam is applied.

## References

- [1] W. S. Bakr et al., Nature, **462**, 74 (2009).
- [2] C. Weitenberg et al., Nature, **471**, 319 (2011).
- [3] R. Yamamoto et al., New J. Phys. **18**, 023016 (2016).
- [4] R. Yamamoto et al., Phys. Rev. A **96**, 033610(2017).

# ハロゲン化鉛ペロブスカイトナノ粒子の励起子光物性

ナノ構造光物性研究室 鎗田直樹

**Abstract** We studied the recombination dynamics of excitons and exciton complexes in lead halide perovskite nanocrystals by single-dot photoluminescence (PL) and femtosecond transient-absorption spectroscopy. The charged excitons influence the PL efficiency and PL intermittency dynamics. The PL intermittency is significantly suppressed by surface passivation, leading to the PL efficiency improvement.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

直接遷移型半導体であるハロゲン化鉛ペロブスカイトは、可視波長領域での高い吸収係数、長寿命キャリアによる大きな拡散長などの優れた光電特性を示すことから、太陽電池などへの応用が期待されている。また、ハロゲン化鉛ペロブスカイトのナノ粒子は室温において非常に高い量子収率の発光を示し、新しい発光材料として注目を集めている。ナノ粒子中に電子と正孔が1対閉じ込められた場合は安定な励起子が形成されるが、多数の電子・正孔が励起された場合にはそれらが互いに束縛した多重励起子や荷電励起子が形成される。多重励起子や荷電励起子の支配的な再結合過程である非輻射オージェ再結合は、物質の電子構造に大きく依存するため、新規材料であるペロブスカイトナノ粒子に対しては十分に理解が進んでいない。バルク結晶と比較してナノ粒子のオージェ再結合寿命は極めて短くなり、様々な光学過程を支配する。例えば、荷電励起子のオージェ再結合は単一ナノ粒子の発光明滅を引き起こし、発光効率を著しく低下させることが知られている[1]。

そこで我々は、過渡吸収分光(TA)、時間分解発光分光(TRPL)、さらに単一ドット分光による発光明滅の測定を行い、CsPbBr<sub>3</sub>およびFAPbBr<sub>3</sub> [FA = HC(NH<sub>2</sub>)<sub>2</sub>] のナノ粒子における励起子・荷電励起子・励起子分子の緩和ダイナミクスを明らかにした。Fig. 1に示すように、強励起条件下ではTA信号に速い減衰成分が現れる。励起強度依存性から、この速い減衰成分が励起子分子と荷電励起子のオージェ再結合に起因することが分かった[2]。TRPLでは、励起直後の発光スペクトルに荷電励起子と励起子分子の発光によるレッドシフトが観測された。Hanbury Brown-Twiss 配置を用いた単一ドット分光では、2次の光子相関を解析することで励起子分子のカスケード発光過程の抽出に成功した。これらの異なる分光法を併用して、CsPbBr<sub>3</sub> ナノ粒子の励起子、荷電励起子、励起子分子の寿命を決定した。

単一ナノ粒子の発光明滅機構を明らかにするために、67個の単一FAPbBr<sub>3</sub>ナノ粒子を解析した。その結果、発光明滅には発光強度が離散的に時間変化するブリンキング(Fig. 2a)と、連続的に時間変化するフリッカリング(Fig. 2b)の2つのタイプが存在することが分かった[3]。ナノ粒子の表面構造を変えた試料を測定することにより、ブリンキングは荷電励起子のオージェ再結合によって起こり、フリッカリングはナノ粒子表面への励起子の捕捉によって起こることが分かった。さらに、単一分光において個々のナノ粒子のサイズを決定することにより、励起子発光寿命およびオージェ再結合寿命のナノ粒子サイズ依存性を明らかにすることに成功した[4]。

## References

- [1] A. L. Efros and D. J. Nesbitt, Nat. Nanotechnol. **11**, 661-671 (2016).
- [2] N. Yarita *et al.*, J. Phys. Chem. Lett. **8**, 1413-1418 (2017).
- [3] N. Yarita *et al.*, J. Phys. Chem. Lett. **8**, 6041-6047 (2017).
- [4] N. Yarita *et al.*, 投稿準備中.

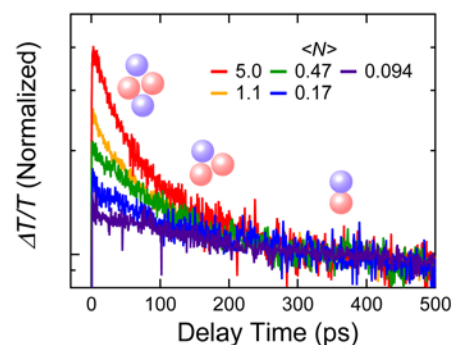


Fig. 1. Pump-intensity-dependent TA dynamics of CsPbBr<sub>3</sub> nanocrystals.  $\langle N \rangle$  is the average number of absorbed photons in a nanocrystal.

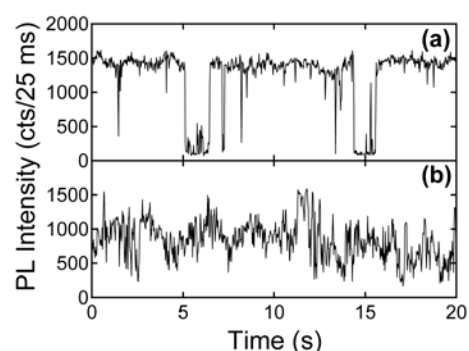


Fig. 2. PL intensity time traces of (a) a blinking nanocrystal and (b) a flickering nanocrystal.

# 非弾性 X 線散乱によるナトリウムの電子密度応答

不規則系物理学研究室 渡部真弓

**Abstract** Inelastic x-ray scattering measurements for liquid and solid sodium were conducted in the range of momentum transfer  $0.2 < q < 15.8 \text{ \AA}^{-1}$  and energy transfer  $0 < \hbar\omega < 350 \text{ eV}$ . Using Fourier transform on the obtained dynamic structure factor  $S(q, \omega)$ , the electron density response functions  $\chi(r, t)$  were visualized in real space and time.

© 2018 Department of Physics, Kyoto University

電子のダイナミクス研究では、主に動的構造因子 $S(q, \omega)$ を用いて波数、エネルギー空間で議論される[1][2]。一方、第一原理計算によって電子密度の実空間分布が計算されており、例えば液体Siや水では、その結合状態に関する有用な知見が得られている[3][4]。近年、実験的に得られた動的構造因子 $S(q, \omega)$ からフーリエ変換により実時間、実空間での電子密度応答関数 $\chi(r, t)$ を導出する試みがなされている[5]。 $\chi(r, t)$ は $r=0, t=0$ で加わったpoint disturbanceに対する電子密度分布の時間発展を表し、 $(r, t)$ 空間での電子の応答を可視化できる。分子性液体では価電子はイオン結合や共有結合に関与しイオン殻付近に存在するのに対し、金属では価電子が伝導電子となり結晶中を自由に動き回るため、 $\chi(r, t)$ にその結合性の差が反映されると推測される。電子ガスで最も良く記述できるアルカリ金属を調べることで、典型的な金属の $(r, t)$ 空間での振る舞いを理解することができる。アルカリ金属は融解すると密度が低下し、またイオンと電子の相互作用に変化が起こることが報告されている[6]。よって $(r, t)$ 空間で固体と液体中の電子密度応答の挙動の違いを比較することで、これらが電子密度分布に与える影響を議論することも金属中の電子状態を理解するために有意義である。

本研究では、金属Naに対して非弾性X線散乱実験を行い、[4][5]で提案された解析手法を金属に対し初めて適用し $\chi(r, t)$ を導出した。

実験は、大型放射光施設SPring-8のX線非弾性散乱実験ビームラインBL12XUで行った。入射X線のエネルギーは19.4 [keV]で、室温(25°C)と150°Cで測定した。測定は波数移行 $0.2 < q < 15.8 \text{ [\AA}^{-1}]$ 、エネルギー移行領域 $0 < \hbar\omega < 350 \text{ [eV]}$ で行った。解析過程で行うエネルギーと波数に関するフーリエ変換を可能にするために従来よりも広い波数領域、エネルギー領域で測定を行った。

実験で得た散乱強度スペクトルを適当に規格化して $S(q, \omega)$ を導出し、これを $\omega$ と $q$ についてフーリエ変換することで $\chi(r, t)$ を導出することに成功した。Fig.1はいくつかの時刻での $\chi(r, t)$ の $r$ 依存性を示している。矢印は電子密度応答関数のピークを指しており、点線はそのピークが時間の経過に伴い遠方へ伝播している様子を表す。実験の結果より、水では $r \sim 5 \text{ [\AA]}$ 、 $t \sim 300 \text{ [as]}$ の領域で密度応答が伝播していたのに対し、Naでは $r \sim 10 \text{ [\AA]}$ 、 $t \sim 1000 \text{ [as]}$ の領域で伝播することがわかった。これは金属中の電子の方が密度揺動が長時間・長距離に伝播することを示している。また固体と液体の比較より、固体中の電子の方が液体中の電子よりも密度応答の伝播速度が速いことがわかった。また、電子ガスモデルのLindhard誘電関数から $\chi(r, t)$ を求め、融解に伴う密度変化が伝播速度に与える影響を考察した。それらの結果について報告を行う。

## References

- [1] S. Huotari, M. Cazzaniga, H. Weissker et al., Phys. Rev. B **84**, 075108 (2011).
- [2] J. P. Hill, C.-C. Kao, W. A. C. Caliebe et al, Phys. Rev. Lett. **77**, 3665 (1996).
- [3] I. Stich, R. Car and M. Parrinello, Phys. Rev. Lett. **63**, 2240 (1989).
- [4] I. Tavernelli, Phys. Rev. B **73**, 094204 (2006).
- [5] P. Abbamonte, K. D. Finkelstein, M. D. Collins et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 237401 (2004).
- [6] K. Kimura, K. Matsuda, N. Hiraoka, et al. Phys. Rev. B **89**, 014206 (2014).

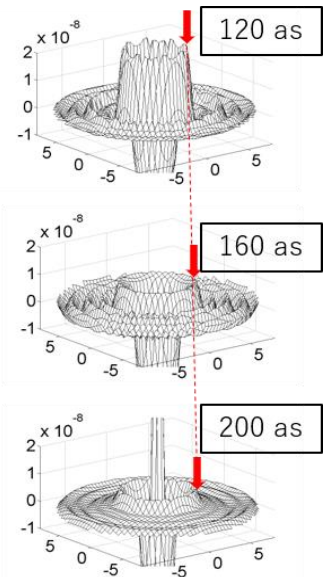


Fig.1  $\chi(r, t)$  of liquid sodium