

## 口頭発表プログラム要旨

会 場：理学総合棟 203講義室  
日 時：2013年2月21日（木） 9時10分より

## 東北地方日本海側における寒候期雷活動の時空間的特徴

(東北大学大学院環境科学研究科 環境科学専攻) 鶴島大樹・境田清隆  
(東北電力(株) 研究開発センター) 本間規泰

東北や北陸地方の日本海側では、10月以降の寒候期に雷活動が活発化するという世界でも珍しい地域性を有している。特に12月以降の厳冬期に発生する「冬季雷」は、一般的な夏の雷と比較して一放電あたりの電流量が高く(e.g. Hojo et al., 1989)、しばしば日本海沿岸域における電気工作物(送電線や風力発電設備等)に被害をもたらすことから、深刻な問題となっている。また近年、冬季における雷日数は増加傾向にあることも指摘されている(藤部他, 2005)。

日本海側における冬季雷研究は1970年代後半から1990年代にかけて活発に行われ、冬季における雷雲の電氣的構造(e.g. Kitagawa and Michimoto, 1994)やレーダーエコーとの関係(Michimoto, 1993)、当該地域における詳細な落雷密度分布(藤沢, 川村, 2005)などが明らかにされてきた。しかし、数100kAにも及ぶ大電流を伴う雷放電(スーパーボルト)の発生機構や、海陸における雷活動の構造変化に関する実態、メカニズムなど(Saito et al., 2007)、未解明の課題が多く残されている。加えて、こうした先行研究の多くは厳冬期の北陸地方で限定的に行われているものがほとんどであり、東北地方は冬季雷活動のホットスポットの一つであるにもかかわらず、十分な調査が進んでいない。

本研究では、東北電力(株)が有する落雷位置標定システム(LLS)<sup>1</sup>により計測された過去17年間(1994~2011年)の落雷位置情報を統計し、東北から北陸地方東部における寒候期(10月~翌年3月)落雷頻度分布の特徴と、その季節変化や年々変動に関する調査を実施した。

この結果、東北地方日本海側においては主に晩秋期(10~11月)において落雷数が最大となり、厳冬期(12月~翌年3月)はその数が急速に減少することが分かった。落雷頻度分布については、晩秋から厳冬期にかけて落雷数の極大域が南下し、かつ海岸線付近に雷域が集中する傾向を見出した(図)。加えて、個々の落雷の電流値を統計した結果、厳冬期は通常の落雷と電流が逆向きに流れる「正極性落雷」の発生率が30%以上と高くなり、大電流を伴う放電数の割合も晩秋期のそれと比べ増加していた。

すなわち、晩秋期の雷は高頻度で発生する半面、放電の多くが海上で起こり、かつ一放電あたりの電流値が小さい。一方、厳冬期の雷は頻度こそ少ないものの個々の放電の電氣的強度が強く、人間の生活圏に近い海岸線の近傍にて集中的に発生することが分かった。

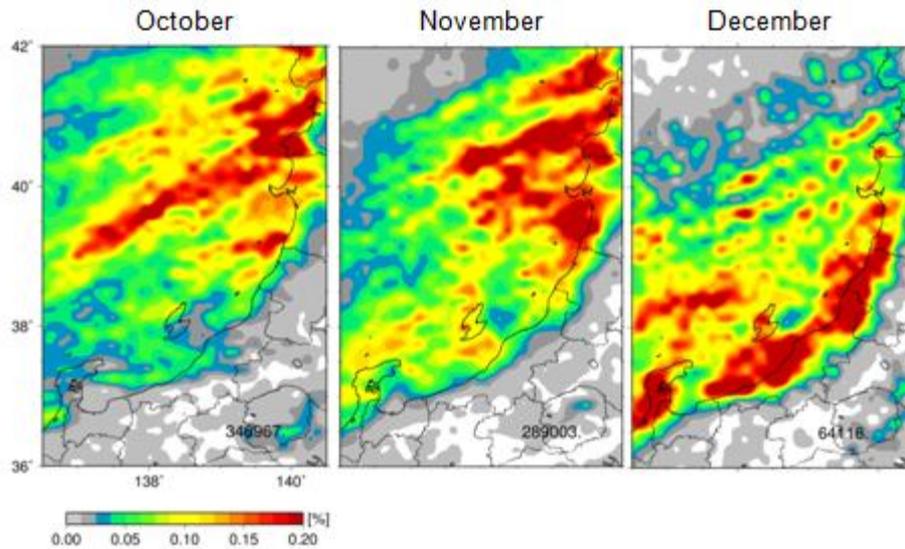


図 研究対象地域における落雷頻度分布の季節変化

#### 1 落雷位置標定システム (LLS)

: 東北地方に配置された9局のアンテナを用いて、雷放電から放射されるLF帯(100-1000kHz)の電磁波を計測する。電波の受信時刻や到来方位から、落雷の発生時刻や位置、電流値などを推定し、リアルタイムで記録することができる。

#### <参考文献>

- 藤沢, 川村(2005): 北陸地域における冬季雷の傾向と落雷発生環境. 天気, 52.6, 14-23.
- 藤部ほか(2005): 日本における雷頻度の時刻別経年変化. 天気, 52.4, 11-15.
- Hojo et al. (1989): Seasonal variation of cloud-to-ground lightning flash characteristics in the coastal area of the Sea of Japan. *J. Geophys. Res.*, vol. 941, 13207-13212.
- Kitagawa and Michimoto(1994): Meteorological and electrical aspects of winter thunderclouds. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, 10713-10721.
- Michimoto(1993): A study of radar echoes and their relation to lightning discharge of thunderclouds in the Hokuriku District, Observation and analysis of "single-flash" thunderclouds in midwinter, *J. Meteor. Soc. Japan*, vol.71, 195-204.
- Saito et al. (2007): Spatial Distribution of High Current Lightning Discharges in Hokuriku Area in Winter. *IEEJ Trans. PE*, vol.127, No.12, 1325-1329.

## 脈動型オーロラの時間空間変動におけるマルチスケール特性

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) ○西山尚典, 坂野井健, 加藤雄人,

(名古屋大学 太陽地球環境研究所) 三好由純, 平原聖文,

(University of Alaska, Fairbanks, Geophysical Institute) Donald L. Hampton,

(宇宙科学研究所) 浅村和史, (東京工業大学) 片岡龍峰,

(University of Hawaii, Institute for Astronomy) 岡野章一

地球の高度 100 km 以上の領域は一般的に超高層大気と呼ばれ, 100 km 以下の高度においては大気の乱流運動による拡散が支配的なものに対し, 超高層大気においては個々の粒子が熱運動を行い粒子間衝突による分子拡散が卓越する, 大気の数密度が非常に希薄な領域である ( $N < 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ,  $P < 10^{-3} \text{ Nm}^{-2}$ ). さらに高度数 1000 km 以上においては, 地球の持つ固有磁場と太陽から吹き付ける電離気体(プラズマ)との相互作用の結果, 磁気圏と呼ばれる領域が構成されており完全無衝突である希薄なプラズマで満たされている. また, 磁気圏内のプラズマは太陽からの Coronal Mass Ejection のような粒子放出現象の影響を受けてダイナミックに変動することが知られている. このような磁気圏擾乱時に, 磁気圏中のプラズマは磁気圏の再構成の過程で超高層大気へと輸送され, 主に高度 100-250 km の原子や分子, またそれらのイオンとの衝突によりそのエネルギーを失う. 一方で, 超高層大気中の粒子は衝突の結果励起状態となり, エネルギー準位間の遷移に伴って固有の波長の放射を引き起こす. このような過程で出現する大気発光現象がオーロラであり, すなわち, オーロラは超高層大気中の物質組成や高度分布, また磁気圏中のプラズマの輸送及び超高層大気内でのエネルギー消失過程をリモートセンシングする上で重要な現象であると言える.

オーロラ現象の一つである脈動オーロラ<sup>\*1</sup>は, 1960 年代より地上光学観測を中心に研究が行われてきたが, 脈動オーロラに対応する降下電子が生成される領域である磁気圏での in-situ 観測がほとんど行われておらず, その生成機構が明らかになっていなかった. 近年では, 地上光学観測と磁気圏での in-situ 観測が数例報告されるようになったが, 主に観測の時間分解能が高くなく, またイベント数も少ないことから支配的な生成機構の提唱には至っていない. そこで本研究では脈動オーロラの時空間変動特性の詳細な解析及び, 観測結果に基づいた生成機構の提案を行った. 解析には日本の低高度衛星「れいめい」によって取得されたオーロラ画像- 粒子データ, 及びアラスカ州フェアバンクスにおける高速サンプリング(100 Hz)可能な EMCCD カメラによる地上観測により取得した画像データを用いた.

れいめい衛星は 3 波長同時光学観測可能なオーロラカメラ (MAC) とトップハット型の静電エネルギー分析器 (ESA/ISA, エネルギーレンジ 10 eV/q-12keV/q) を搭載しており, それぞれの時間分解能が 8 Hz 及び 40 ms と高いことが特徴としてあげられる. れいめい衛星は, 脈動オーロラ観測時に継続時間が数 100 ms のコヒーレントな降下電子を検出しており, このような降下電子に対し Miyoshi et al. [2010] で提唱された “whistler mode chorus”<sup>\*2</sup> が沿磁力線方向に伝搬し電子との共鳴により降下電子を生成する”と仮定した Time-of-flight 解析を 29 例のイベントに対して行った. 解析の

結果得られた降下電子のソース領域は whistler mode chorus の出現領域とよく一致しており, whistler mode chorus による脈動オーロラの降下電子生成を支持する結果となった. 一方で, 電子で観測された数 100 ms 程度の現象に対応するオーロラの強度変動は, れいめい衛星のオーロラカメラの分解能では検出できなかった.

そこで, 100 Hz の時間分解能をもつ EMCCD カメラを開発し, 2010 年から 2012 年の冬期にかけて地上観測を行った. EMCCD カメラで得られたデータを 53 例のイベントを解析した結果, 脈動オーロラの発光強度が高くなっている数秒の間に 3 Hz 程度の変調成分が検出された. この変調はれいめい衛星で観測されたような数 100 ms 程度のバースト状の降下電子に対応していると考えられる. また, 変調成分の周波数は発光強度と比較的良好な相関 (相関係数 0.52) が見られ, これは whistler mode chorus の非線形成長理論に基づいた説明が定性的に可能である. 対照的に, 脈動オーロラの 10 秒程度の明滅周期と発光強度には相関は見られず, 明滅周期自体は whistler mode chorus によるプロセスが必ずしも決定しているわけではないことを観測的に示唆した. この結果に対する説明として, より時間スケールの大きな磁気流体波<sup>\*3</sup>によるプラズマ環境の変化が, 電子と whistler mode chorus の共鳴条件を制御していることが考えられる.

### 専門用語の説明

\*1 脈動オーロラ: 広く知られたカーテン状のオーロラとは異なり, 深夜から朝方にかけて出現するパッチ状のオーロラ. 10 秒程度の周期で明滅することが知られている.

\*2 whistler mode chorus: プラズマ中に存在しうる波動の一種で, 1 秒以下のコヒーレントなエミッションとして観測される. 降下電子の生成に重要視されているプラズマ波動である.

\*3 磁気流体波: 流体力学の基礎方程式系とマクスウェルの方程式を組み合わせることで記述可能なプラズマ中を伝搬する波動. プラズマ密度の変動を引き起こす.

### 参考文献

[1] Miyoshi et al., (2010), Time of flight analysis of pulsating aurora electrons, considering wave-particle interactions with propagating whistler mode waves, J. Geophys. Res., 115, A10312, doi:10.1029/2009JA015127.

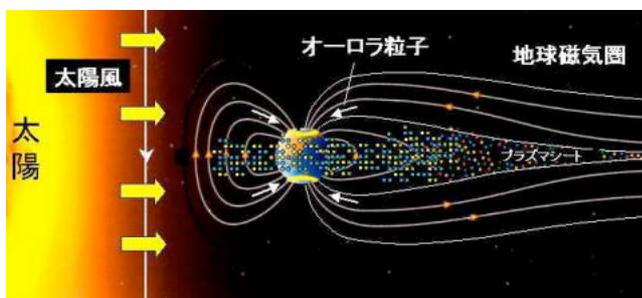


Fig. 1 太陽と地球磁気圏  
([http://polaris.nipr.ac.jp/~aurora/aboutAurora/aboutAurora\\_frame.html](http://polaris.nipr.ac.jp/~aurora/aboutAurora/aboutAurora_frame.html))

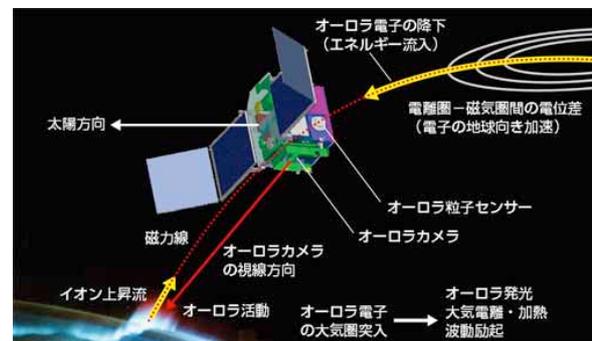


Fig. 2 れいめい衛星及び観測概要  
([http://www.isas.jaxa.jp/ISASnews/No.298/front\\_line.html](http://www.isas.jaxa.jp/ISASnews/No.298/front_line.html))

## ダークマターと銀河形成

(東北大学大学院理学研究科 天文学専攻) ○林 航平・千葉 柁司

この広大な宇宙の中には様々な性質を持った銀河が存在している。我々が所属する銀河系やアンドロメダ銀河などの綺麗な渦巻きを持ったものやそうでないもの、小さいものや大きいもの、ガスやダストが多いものや殆ど無いもの。これら多様な銀河がどのようにして出来たのかという疑問は、未だ活発に議論されている問題の1つである。この問題の手がかりの1つとなるのが、ダークマターである。冷たいダークマター理論に基づく宇宙の構造形成論は、ダークマターは自身の重力によって集まり、ダークハローと呼ばれる小さな塊を形成する。それらが降着・合体を繰り返しながら階層的に進化していくという描像を持つ。一方で銀河の素になっているのは、星を作るためのガスやダストである。これら銀河の素はダークハローの重力に囚われて、その中で星を作り、銀河を作っていく。したがって、**銀河の形成・進化とダークハローの進化は密接な関係がある**と考えられる。このような階層的構造形成は、銀河団や大規模構造といった大スケールでの観測結果を非常に良く再現することが出来ており、現在の標準理論とされている。しかし一方で、銀河スケールでの観測結果とは一致していない事実もある。この理論予測と観測事実との不一致をより注意深く検証していくことは、どのように銀河が誕生し進化したのかを知る上で重要である。

そこで私が注目したのは、ダークハローの「形状」である。**ダークハローの形は、ダークハローの階層的進化の痕跡を残している**と考えられており、重要なファクターである。にも関わらず、十分に調べられていないのが現状である。本研究では、銀河系に付随する矮小銀河とアンドロメダ銀河のダークハローの形を調べた。その結果、

1. 矮小銀河ダークハローの形は理論予測されるそれより潰れており、新たな矛盾点があることがわかった。
2. アンドロメダ銀河ダークハローはディスク面と垂直方向に伸びた形をしており、これはダークマターのフィラメント構造を反映したものであると示唆できる。

ことがわかった。

本講演では、銀河形成とダークハローの一般的解釈を重点的に説明し、最後に自身の研究成果を述べる予定である。

**専門用語の説明**

- ・冷たいダークマター：光とは相互作用せず、重力のみを持つ謎の物質。「冷たい」とはダークマター粒子の速度分散が小さいことを意味する。
- ・矮小銀河：銀河系の周りに存在し、非常に淡く暗い銀河。その化学的力学的性質は、ダークマターの性質や銀河形成史を知る上で重要な天体であり、近年注目されている。
- ・アンドロメダ銀河：銀河系に最も近い大質量円盤銀河。銀河系と同じ局所銀河群に所属している。銀河系との距離は約 250 万光年で、何億光年も向こうにあるわけではない。

**参考文献**

- [1] Hayashi & Chiba 2012, ApJ, 755, 145  
[2] Springel et al. 2008, MNRAS, 391, 1685

## 宇宙物質優勢の謎への挑戦

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 ニュートリノ科学研究センター) ○松田さゆり

### 宇宙から消えた反物質

粒子には、陽子に対して反陽子、電子に対して陽電子というように、質量が等しく電荷や磁荷が逆の反粒子が存在する。宇宙の誕生直後は粒子と同程度の反粒子が飛び交っていた。しかし宇宙の進化の過程で反粒子は姿を消し、私達の周りの物質は全て粒子から作られている。反物質は消えたのか？それとも宇宙のどこかに存在するのか？これは「宇宙物質優勢の謎」と呼ばれ、宇宙の全貌を解き明かす上で根源的な問題となっている。

### レプトジェネシス

我々の宇宙は誕生直後にインフレーションと呼ばれる猛烈な加速膨張を起こし、瞬時に超高温の火の玉宇宙となった。この時に粒子と反粒子が大量に生まれたが、反粒子に対して粒子は10億分の1の割合で僅かに多かったと考えられている。大半の粒子と反粒子は衝突して消え、残った粒子が現在宇宙に存在する物質の元となった。この差を生む過程はサハロフの3条件をクリアする必要がある。

1. バリオン数<sup>\*1</sup>を作る反応の存在
2. C対称性とCP対称性<sup>\*2</sup>の両方が破れている
3. 宇宙が非平衡状態

この条件を満たす有力なモデル、レプトジェネシスでは、素粒子の一種「ニュートリノ<sup>\*3</sup>」を介して粒子をより多く作ることができる。ニュートリノは中性粒子であるためこのモデルでは物質と反物質が同じ粒子、すなわちマヨラナ粒子であると仮定しているが真相はわかっていない。マヨラナ性はニュートリノが質量を得る仕組みと関係が深く、素粒子物理学でも非常に関心が高い問題である。また、粒子をどの程度多く作れるかに関係してくるCP非対称性についても未解明である。

そこで、これらの検証・測定を行なう実験が盛んに行なわれている。東北大では大容量ニュートリノ検出器カムランドを用いて、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合に起こるとされる崩壊の探索を行っている。これは半減期が $10^{25}$ 年以上という非常に稀な原子核崩壊だが、発見すればレプトジェネシスこそが物質優勢の真実である可能性は一段と高まる。

### 反物質は存在する？

一方で、反物質は見つかっていないだけで存在するという指摘もある。粒子・反粒子の対称性が局所的に破れて物質領域と反物質領域の両方が宇宙に存在しているというのである。この真相を探る為に反ヘリウム<sup>3</sup>の探索が行なわれている。反ヘリウムとは反陽子と反中性子でできた反物質の一種である。反陽子等は宇宙を飛び交う粒子(宇宙線)と星間物質の反応でも生成可能だが、反ヘリウムは見つかれば初

期宇宙起源である可能性が高い。宇宙線は地球にも降り注いでいるが、現在では大気の影響を受けないために国際宇宙ステーションでの観測が行なわれている。

このように、マヨラナニュートリノの検証や宇宙線の反ヘリウム成分など宇宙と無関係に思えるミクロな現象の探索こそが、物質の起源という壮大な謎を解く鍵を握っているのである。

## 用語解説

### \*1 バリオン数

物質を構成する粒子である陽子と中性子は  $B$  で表されるバリオン数という量を持つ。陽子、中性子は  $B=+1$  であるのに対して、これらの反粒子である反陽子と反中性子では  $B=-1$  である。物質と反物質が等量存在する場合宇宙全体では  $B=0$  となるが、物質優勢だとバリオン数が正となる。

### \*2 C, CP 対称性

C(チャージ)変換とは粒子を反粒子に、反粒子を粒子に変えること。元の反応に対してC変換した反応も同じ確率で起こる場合、C対称性を持つという。この場合バリオン数を  $B$  だけ変える反応に対してC変換した反応では  $-B$  変化するため、正味のバリオン数変化量が0になってしまう。だからバリオン数生成にはサハロフの2番目の条件が必要となる。P(パリティ)変換は空間座標を変換すること。C変換とP変換を同時に行なう操作をCP変換という。

### \*3 ニュートリノ

太陽や地球、超新星爆発、人間の体など様々な所で作られる。太陽から地球に降り注ぐニュートリノは660億個/cm<sup>2</sup>/秒に及ぶ。しかしニュートリノは透過能力が非常に高いため、全く反応せずに通過していく。またニュートリノの質量はないと考えられていた時期もあったほど非常に小さく、未だに測定に成功していない。

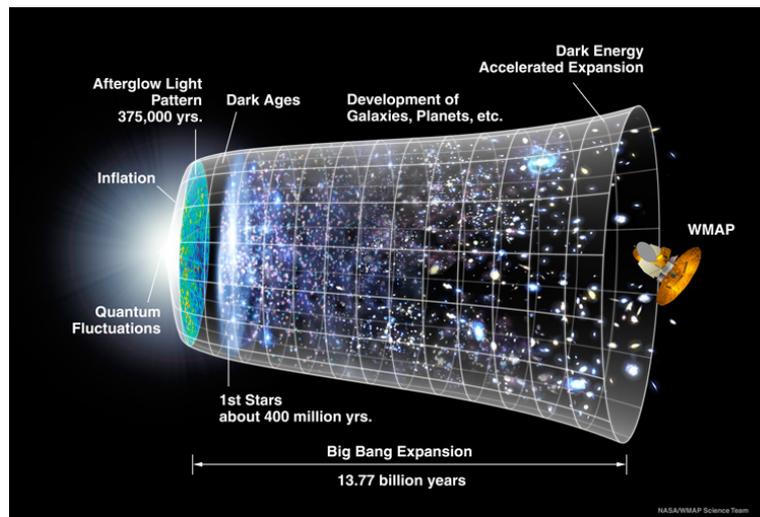


図 1: 宇宙の誕生と進化 (<http://map.gsfc.nasa.gov/media/060915/index.html>). 宇宙は誕生後  $10^{-34}$  秒後にインフレーションを起しビッグバンを起こす。超高温の始まりの後約3分間で水素やヘリウム等の軽元素が生まれ出される。反物質の消滅はインフレーションの後から元素合成までの間に起こったと考えられている。

## 赤方偏移 $z=3.09$ 原始銀河団における近赤外線分光観測

(東北大学大学院理学研究科 天文学専攻) ○久保真理子・内一・勝野由夏, 山田亨, 市川隆, 秋山正幸, 林野友紀(東北大), 松田有一(国立天文台チリ観測所), 鍛冶澤賢(愛媛大), 吉川智裕(京産大), 小俣孝司, 西村徹郎, 鈴木竜二, 田中壺(国立天文台), 小舘香椎子(日本女子大), 海老塚昇(名古屋大), 東谷千比呂(東大・宇宙線研)

CDM 宇宙論的銀河形成モデルでは、銀河の形成と進化は高密度領域から進むことが予測されている。また、宇宙の星形成率のピークは赤方偏移  $z=2-3$ (~100 億年前)であることが観測的に明らかになっている。よって遠方銀河高密度領域(原始銀河団)は重要な研究課題である。 $z=3.09$  の SSA22 領域原始銀河団は遠方宇宙で最も顕著な銀河高密度領域の一つとして知られている。我々はすばる望遠鏡 MOIRCS(Multi-Objects InfraRed Camera and Spectrograph)による近赤外線撮像データを元に SSA22 原始銀河団を解析してきた。今回は、新たに取得した近赤外線分光観測の結果を発表する。

SSA22 原始銀河団は  $z=3.09$  のライマンブレイク銀河、ライマン  $\alpha$  輝線銀河の数密度超過から検出された。これらは可視光観測によって検出された星形成銀河であり、比較的若く星質量の小さな銀河に占められている。一方、原始銀河団でどの程度銀河が出来上がっているか明らかにするには、星質量に基づいて銀河を検出しなければならない。そのため、我々は近赤外線 JHK バンド(1-2 $\mu\text{m}$ )の広域深撮像データを用いて原始銀河団銀河を研究してきた。

我々はまず可視光-近赤外線データを使い、銀河の Spectral Energy Distribution (SED)に基づく photometric redshift から  $z_{\text{phot}} \sim 3.09$  の原始銀河団銀河候補を選び出した。結果、一般領域に比べ原始銀河団では 1.6 倍程度の銀河数密度超過が検出され、確かに銀河形成が進んでいることが明らかになった。また、これらの中には一般領域より多くの、現在の銀河団銀河に近い古い星種族を持つ銀河、赤外線で明るい銀河などがあり、銀河進化が進んでいること、極めて活発な星形成が行われていることが明らかになった。

しかしながら、photometric redshift には不定性があるため原始銀河団銀河であることを確定するには分光観測を行って分光赤方偏移を決めなければならない。我々は昨秋すばる望遠鏡 MOIRCS を使って近赤外線分光観測を行った。原始銀河団銀河候補 67 天体の分光観測を行い、うち 20 天体が確かに原始銀河団銀河であると決定した。これほど多くの  $z \sim 3$  銀河の赤方偏移を近赤外線分光観測から決定したのは世界的にも初めてである。

### 専門用語の説明

- 赤方偏移 ( $z$ ): ここでいうのは宇宙論的赤方偏移である。天文学ではしばしば遠方天体への距離を表すために用いられる。光の早さは有限であるから、遠方天体を観測することで昔の宇宙の姿を知ることができるが、宇宙膨張によって我々から天体は遠ざかっているため、ドップラー効果によって天体の光の波長は長波長側に(赤く)シフトして観測される。観測される波長は元の波長の  $(1+z)$  倍になるので、SED の特徴(ブレイクや輝線)から遠方天体を探ることができる。Photometric redshift では撮像データを使って SED の何点かを押さえてモデルとフィッティングし、もっともらしい  $z$  を求める。Spectroscopic redshift では輝線などを検出して  $z$  を決定する。

### 参考文献

[1] Steidel et al. 1998, ApJ, 492, 428, [2] Uchimoto et al. , ApJ, 750, 116

## Coherent phonon spectroscopy of carbon nanotubes

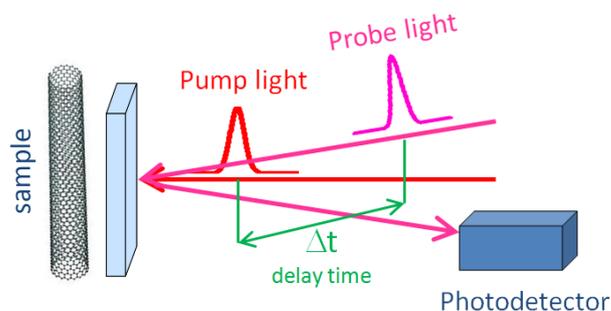
A. R. T. Nugraha and R. Saito

Department of Physics, Graduate School of Science, Tohoku University

Atoms in solids are always in motion. In particular, the atomic motions in periodic structures (crystals) should satisfy periodic boundary conditions and become collective. These collective motions are related to the so-called phonons. Phonons do not live long and they typically have picosecond lifetime.

The atomic motions at different locations in a crystal are usually at random phase. It means that they are at different stages of a periodic motion. However, when the atoms receive impulsive force they can keep step with the neighbors and become in-phase in the crystal lattices. These lattice vibrations are called coherent phonons.

Coherent phonon motions can be monitored using pump-probe technique. This technique consists of two short pulses, either of light, electric field or particle beams. A pump pulse initiates the vibrations whose time-evolution we would like to know. A probe pulse comes later with respect to the pump and shortly illuminate the atoms so that their positions at the time can be recorded on the detector by measuring the transmittance or reflectivity change between pump and probe.



In a single wall carbon nanotube (SWNT) sample, ultrashort laser pulses ( $\sim 10$  fs) can induce photo-excited carriers called excitons (electron-hole pairs bound by the Coulomb interaction) which appear at the same time in the excited states of the SWNT [1]. Before recombination of the electron-hole pairs, the lattices start to vibrate coherently by electron-phonon interaction in the same phase [2, 3].

The coherent phonon motions have been observed as oscillations of reflectivity in the probe pulse of the pump-probe measurement. After making Fourier transform of the reflectivity with respect to time we obtain a power spectrum as a function of phonon frequencies. The peaks in the power spectrum correspond to coherent

phonon frequencies. Some important SWNT phonon modes can be observed from such a spectrum, such as the radial breathing mode (RBM) with frequency of 100-200  $\text{cm}^{-1}$  and G mode with frequency of about 1580  $\text{cm}^{-1}$ .

Here we present the dynamics of coherent phonons in SWNTs with different chiralities by solving a driven oscillator equation obtained from the Heisenberg equation of motion [4]. We particularly examine coherent RBM phonon amplitudes in semiconducting SWNTs by changing excitation energies within 1.0-3.0 eV. We find that the coherent amplitudes can change the sign depending on the pump excitation energy, and that the phase of oscillations for each SWNT is strongly chirality dependent [5]. From this simulation, we can also predict how the SWNT diameter changes in response to femtosecond laser excitation, especially to understand whether the diameter of a given SWNT will initially increase or decrease.

Furthermore, we consider the effects of excitons on the generation of coherent phonons in SWNTs [6]. Exciton effects should give the Gaussian-like driving force in the real space instead of the constant driving force considered previously. Therefore, we modify the coherent phonon equation motion by including the spatial dependence based on a periodic Gaussian structure. The equation of motion for the coherent phonons is modeled phenomenologically in terms of the Klein-Gordon equation, from which we can solve for the oscillations amplitudes as a function of space and time.

By taking an average of the calculated amplitudes per nanotube length, we obtain time-dependent coherent phonon amplitudes that resemble homogeneous oscillations observed in the pump-probe experiments. This leads to a hypothesis that the pump-probe measurements are only able to see a spatial average of coherent phonon oscillations over the wavelength of light in carbon nanotubes. We then calculate the time-dependent absorption spectra as a result of macroscopic atomic displacements induced by the coherent phonon oscillations and thus reproduce the oscillation feature of the transmission or reflectance in the pump-probe spectroscopy experiments.

## References

- [1] J. Jiang et al., Phys. Rev. B 75, 035405 (2007).
- [2] J.-H. Kim et al., PRL **102**, 037402 (2009).
- [3] Y.-S. Lim et al., ACS Nano **4**, 3222-3226 (2010).
- [4] G. D. Sanders et al., PRB **79**, 205434 (2009).
- [5] A. R. T. Nugraha et al., PRB **84**, 174302 (2011).
- [6] A. R. T. Nugraha et al., unpublished (2013).

### 3次元実空間メッシュを用いた Dirac 方程式の解法

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 ○谷村雄介・萩野浩一

我々の身の回りの物質は原子や分子で形作られている。原子は中心にある原子核と、その周りをまわる電子から構成されていて、さらに原子核は複数の陽子や中性子（まとめて核子とよぶ）が強く束縛して形成されている。物質を構成している電子や核子などはスピンとよばれる粒子に固有の（空間運動とは関係ない）角運動量をもっており、その大きさは  $1/2$  である。スピン  $1/2$  を持つ粒子の相対論的かつ量子力学的な運動は、Dirac 方程式により記述される。Dirac 方程式は、高エネルギー素粒子の運動を扱う素粒子物理はもちろんのこと、原子核物理、原子分子物理、量子化学、固体物理など、物理や化学の広い範囲で利用されている。

原子核物理の分野では、相対論的な平均場計算が原子核構造の記述に広く用いられ、多くの成功を収めている。相対論的平均場計算においては、Dirac 方程式を解くことにより原子核がつくるポテンシャル（平均場）に束縛される核子の波動関数が求められる。原子核には球形のものばかりではなく変形したものも存在することが知られているが、様々な形の原子核を効率良く記述するには、対称性を仮定しない3次元実空間での計算が適している。これは、座標空間を3次元のメッシュで区切って、格子点の上での波動関数の値を求めるという計算である。非相対論的な平均場計算ではそのような計算は既実現されているにもかかわらず、相対論的なものではまだ実現されていない。3次元メッシュ上での相対論的平均場計算の実現を阻むものとして次の2つの問題が挙げられる：

(1) variational collapse

(2) fermion doubling

(1)の問題は、相対性理論からの帰結である負のエネルギー状態の存在による。非相対論的な系ではエネルギースペクトルには必ず下限が存在し、変分原理にしたがってエネルギーを最小化することにより基底状態を求めることができる。一方、相対論的な系ではエネルギースペクトルに下限がないために、非相対論的な計算のようにエネルギーを最小化すると、負のエネルギーの状態に解が落ち込んでしまい、物理的な基底状態は得られない。この現象は variational collapse とよばれ、3次元実空間表示での相対論平均場計算を困難にしている。(2)の fermion doubling は Dirac 方程式に特有の問題である。Dirac 方程式を格子上で定式化する際に、粒子のエネルギー分散関係が本来の分散関係  $E^2 = p^2 + m^2$  から変化し、物理的でない高運動量・低エネルギーの状態が現れる。3次元の計算ではこの非物理的な状態の数も多くなるため計算量が増えて、実用的な CPU 時間で計算を実行することが難しくなる。

本講演では、前述の2つの困難を解決して Dirac 方程式を3次元実空間で解くための新しい数値解法について発表する。(1)の variational collapse を避けるために、我々は「逆ハミルトニアン法 (inverse Hamiltonian method)」[1] を開発した。この方法では、ハミルトニアンの期待値に対する通常の変分原理ではなく、ハミルトニアンの逆演算子に対して成り立つ変分原理に基づきハミルトニアンの逆の期待値を最大化する。また、(2)の fermion doubling に対しては、これを避けるための処方のひとつである Wilson fermion [2] とよばれる方法を用いる。この逆ハミルトニアン法と Wilson

fermion を組み合わせることで、我々は Dirac 方程式を 3 次元実空間で解くことに成功した。

専門用語の解説

・平均場近似

平均場近似は原子核の計算によく利用される方法である。この方法の枠組みでは、核子は自分以外の核子がつくる平均場ポテンシャル中を互いに相関のない独立な粒子として運動する。核子が感じる平均場ポテンシャルは、微視的な核子-核子相互作用を核子密度の重みを付けて平均することで得られる。原子や分子の計算にも広く利用されている。

## 参考文献

- [1] K. Hagino and Y. Tanimura, Phys. Rev. **C82**, 057301 (2010).
- [2] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974).

## サイズと構造を選択した気相原子クラスターイオンの化学反応の研究

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) ○森山遼一・小安喜一郎・美齊津文典

気相原子クラスター<sup>1</sup>は、気相と凝縮相(固相や液相)の中間に位置する化学種で、凝縮相を分子レベルで理解するモデルと考えられる。しかし、クラスターの振る舞いはその構成原子の数(サイズ)や構造に依存し、凝縮相とは異なる性質を示すことがある。そこで、クラスターの性質がサイズや構造にどのように依存するかという問題が広く研究されている。この研究における障害は、クラスターのサイズが大きくなるとその構造が多様化して、異性体が多数存在してしまうことである。異性体の共存は、クラスターの構造特定を困難にし、反応性などの物理化学的性質の議論を複雑にする。この問題は、クラスターの異性体を構造毎に分離する手法であるイオン移動度分析法を用いて、解決することができる。本研究の目的は、サイズと構造の両方を選別してクラスターの反応性を調べて、構造ごとの性質の違いを明らかにすることである。

イオン移動度分析法は、イオンと緩衝気体(He)との相互作用を利用して構造異性体を分離する手法である。イオンは、真空槽内におかれたドリフトセル<sup>2</sup>中で電場による加速とHeとの衝突による減速によって一定速度で進む。この時、イオンの構造によってHeとの衝突頻度が異なるために速度に差が生じて、異性体を分離できる(fig.1)。移動度分析法と飛行時間質量分析法を併用して、炭素クラスターイオン  $C_n^+$  の構造とサイズを分離した結果を fig.2 に示す。サイズ  $n$  が 10 付近で直線から環状構造へ変化し、さらに  $n = 30$  付近でフラレン構造へと変化することが知られており[1]、その変化を再現している。本研究では、炭素やケイ素のクラスターイオンの構造異性体を分離した上で、紫外光解離反応や衝突解離反応を観測した。さらに、光電子分光実験を進めつつある。これらの一連の実験によって、クラスターの構造ごとの反応性の違いを明らかにすることができた。

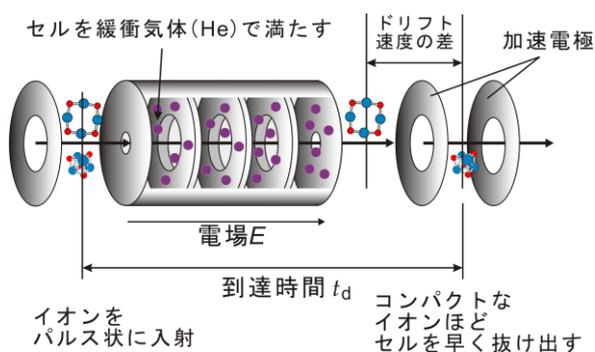


fig.1 ドリフトセル概略図

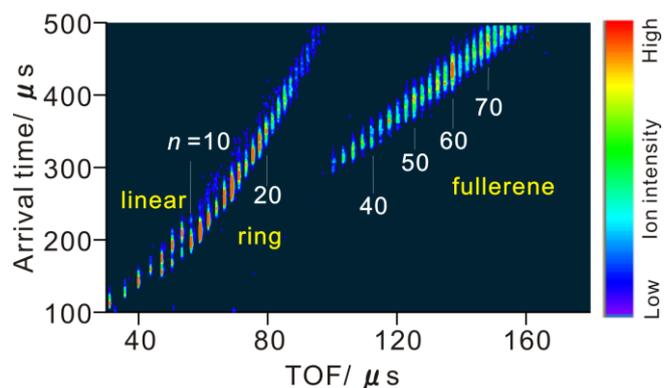


fig.2 炭素クラスターイオン  $C_n^+$  のサイズ・異性体分離二次元スペクトル。横軸(イオン飛行時間)がサイズに対応し、縦軸(到達時間)はイオンの断面積に対応する。

### 専門用語の説明

- ・ <sup>1</sup> クラスター：原子や分子が数個～数百個集合してできている化学種
- ・ <sup>2</sup> ドリフトセル：緩衝気体が導入され、イオン進行方向に静電場が印加されている容器

### 参考文献

- [1] N. G. Gotts, G. von Helden, and M. T. Bowers, *Int. J. Mass. Spectrom. Ion Processes*, **149**, 217(1995).

# ハミルトン変形に関する体積の最小性，極小性及び安定性について

植木 聡之（東北大学大学院理学研究科数学専攻 D2）

本講演では，まず「ハミルトン体積最小問題」とは何かを，専門用語の解説を交えながら説明する．また，この問題に関する先行研究や私自身の研究成果を紹介する．

まず，タイトルにある「ハミルトン変形」とは，あるハミルトン方程式に沿った空間の変形のことを言う．相空間上の関数（ハミルトン関数） $H$  に対してハミルトン方程式  $\dot{x} = \frac{\partial H}{\partial y}$ ,  $\dot{y} = -\frac{\partial H}{\partial x}$  を考えたとき，相空間上の各点  $p = (x, y)$  を初期値としたハミルトン方程式の解は微小時間の範囲で一意的に存在する．そこで点  $p$  の時間  $t$  経過後の位置を  $\phi_H^t(p)$  とする．このとき，相空間の“部分多様体”  $M$  に対し  $\phi_H^t(M)$  を  $M$  のハミルトン変形という．以上のことは，相空間を一般化した「シンプレクティック多様体」という空間でも考えることができる．以下では  $M$  や  $\phi_H^t(M)$  の体積も考えたいので，シンプレクティック多様体の上に，性質の良い計量（体積などを図る尺度）が与えられている「ケーラー多様体」というものを全空間として考える．

さて「ハミルトン体積最小問題」とは，あらゆるハミルトン変形のもとで体積が最小になる部分多様体を見つけよ，というものである．すなわち， $P$  をケーラー多様体， $M$  をその部分多様体とすると， $P$  上のあらゆるハミルトン変形  $\phi$  に対して  $\text{vol}(M) \leq \text{vol}(\phi(M))$  が成り立つような  $M$  をを見つけよ，という問題である．ここで， $\text{vol}(M)$  は  $M$  の体積を表す．ただし， $M$  はよい性質を持った「ラグランジュ部分多様体」や「イソトロピック部分多様体」というものに限って考える．（これらの言葉についての解説は省略する．講演中には例を挙げる予定である．）

ハミルトン体積最小なラグランジュ部分多様体の例として，二次元球面内の大円がある．大円は球面の面積を二等分するという性質を持っているが，大円のハミルトン変形はこの性質を保ったままの変形にあたる．つまり，球面の面積を二等分する閉曲線の中で長さが最短のものが大円である，ということである．

一般に，ハミルトン体積最小な部分多様体を見つけることは難しいため，ここではその候補となるハミルトン極小，あるいはハミルトン安定なものを見つけることを考える．すなわち，任意のハミルトン関数  $H$  に対し，時間  $t$  の関数  $\text{vol}(\phi_H^t(M))$  の一階微分が  $t=0$  で 0 になる（極小），加えて二階微分が  $t=0$  で非負になる（安定）ような  $M$  を探す．このことに関して， $M$  がラグランジュ部分多様体の場合には研究が盛んに行われている一方で， $M$  がイソトロピック部分多様体の場合にはほとんど研究が進んでいない．そこで，イソトロピック部分多様体の場合について，ハミルトン変形の代わりに「完全変形」という概念（ハミルトン変形のイソトロピック版）を用いて調べ，次のことがわかった．

**定理** .  $P$  をケーラー多様体， $Q$  を  $P$  の全測地的なケーラー部分多様体， $M$  を  $Q$  のラグランジュ部分多様体とする．（このとき， $M$  は  $P$  のイソトロピック部分多様体となる．） $M \subset Q$  がハミルトン極小ならば， $M \subset P$  は完全極小となる．また， $P$  が非正の断面曲率をもち， $M \subset Q$  が極小かつハミルトン安定ならば， $M \subset P$  は完全安定となる．

## Model simulated and observed variation in cloud properties and surface precipitation of Mesoscale Convective System

(Department of Geophysics, Tohoku Univ.) ○Parichat Wetchayont, Tadahiro Hayasaka, Toshiki Iwasaki, Masahiro Sawada, Takehiko Satomura, Mayumi K. Yoshioka

### 1. Introduction

Quantitative comparisons of Mesoscale Convective System (MCS) characteristics have been made in the past using models, observations, or a combination of the two (Figure 1). Vertical and horizontal velocity, radar reflectivity, and rainfall rates have all been used to characterize MCSs as well as high-resolution radar data [1]. The problem here is that the comparison was limited by spatial and temporal resolution between observation and simulation. However, use of statistical method could help the comparison to be more meaningful. In this study, we focus on statistical comparisons between observations and Non-hydrostatic (JMA-NHM) model simulations to identify for what kind of model parameterizations are lacking for physical understanding of MCSs.

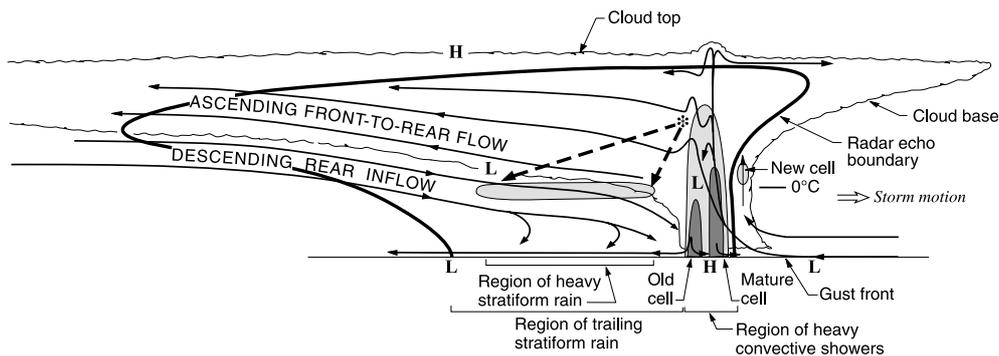


Fig. 1 Schematic vertical cross section of an idealized Mesoscale Convective System (MCS) [1].

### 2. Dataset and method

We carried out a 60-hour simulation of the MCSs from September 29th, 2009 to October 1st, 2009, associated with Typhoon Ketsana, which overpassed Phimai radar station, Thailand. We conducted the fully compressible numerical weather prediction (NWP), the Japan Meteorological Agency non-hydrostatic model (JMA-NHM) with three domain nesting resolution at 20, 10 and 4 kilometers. The lateral boundary condition data were referred to the Japanese 25-year reanalysis (JRA-25). We ran multiple simulations with different initializations, grid layouts, and parameterizations, but selected the simulation whose evolution was qualitatively consistent to the observed MCS (TRMM 3B42 V7) using time integration for the hold event and areal coverage of precipitation regions. Tools employed to evaluate the simulations were the 2x2 Contingency table, scores for statistical evaluation and the contoured frequency by altitude diagram (CFAD) for vertical structure of radar reflectivity (dBz) [2].

**3. Results**

The results show delay time of JMA-NHM simulated precipitation from the observation about 12 hours. The time integration for the event period can solve this problem, although the simulated precipitation was overestimated by TRMM. We found that quantity and distribution of both rainfall and reflectivity were different between observed and simulated. Figure 2 shows the comparisons between Merge-rain gauge-MTSAT -ground based radar rainfall product (GMR) (a) and model simulation (b) with simulated rainfall from NHM. It can be seen clearly overestimated rainfall of NHM from rain intensity higher than 2 mm/h. Time series of simulated reflectivity show high reflectivity below melting level around 20 to 30 time step (a) , which dominated by convective cloud fraction (b).

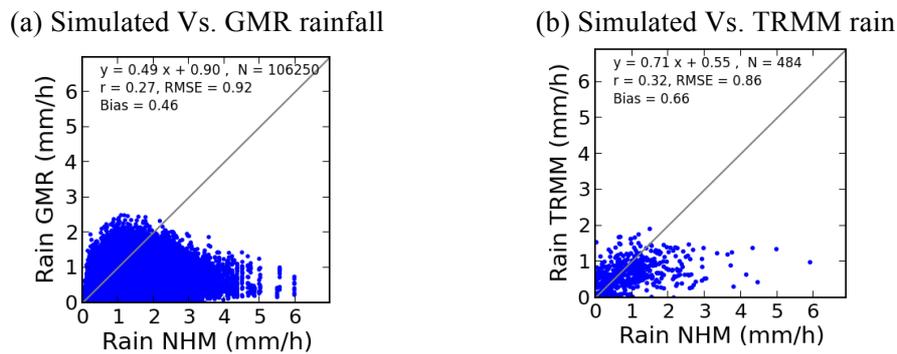


Fig. 2 Scatter plot of rainfall between Merge-rain gauge-MTSAT -ground based radar rainfall product (GMR) (a) and model simulation (b) with simulated rainfall from NHM.

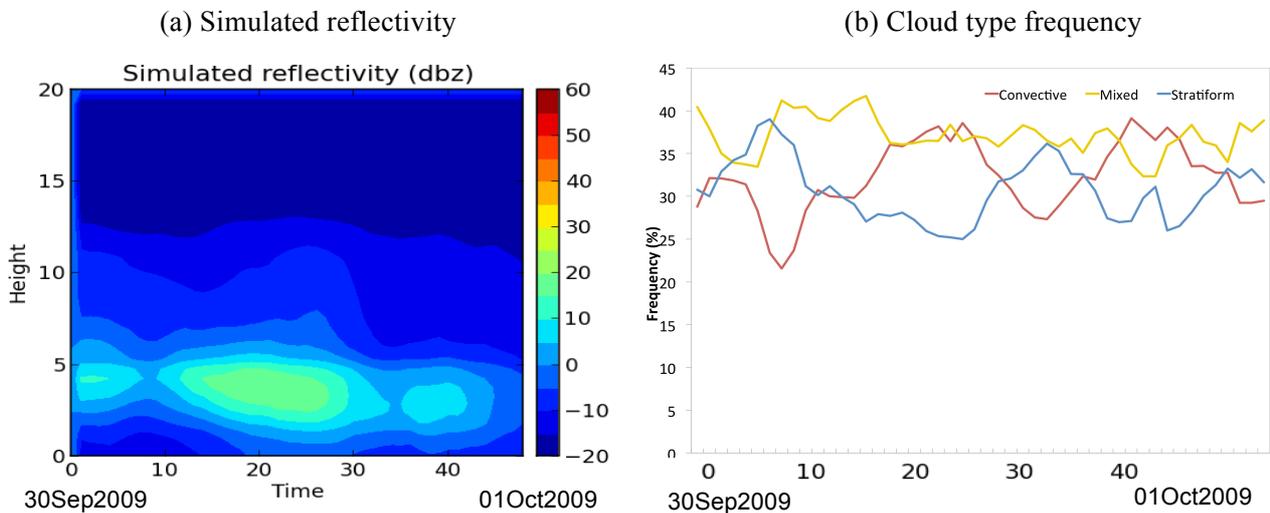


Fig. 3 Time series of simulated reflectivity and cloud type frequency from 30 September to 1 October 2009.

**4. References**

[1] Houze, R. A. (1997). Stratiform Precipitation in Regions of Convection: A Meteorological Paradox? Bulletin of the American Meteorological Society.

[2] Steiner, M., R.A. Houze, Jr., and S. E. Yuter, 1995: Climatological characterization of three-dimensional storm structure from operational radar and rain gauge data. J.Appl. Meteor., 34, 1978-2007.

## THE STUDY OF THE COMPRESSIBLE NAVIER-STOKES SYSTEM WITH A POTENTIAL TERM

Noboru Chikami

Mathematical Institute Tohoku University  
Sendai 980-8578, JAPAN

### 1. 要旨

#### 1. 研究の背景

流体力学の基礎方程式の一つに圧縮性 Navier-Stokes 系 (compressible Navier-Stokes system, 以下 (cNS) とする) がある. (cNS) は連続の式, 運動方程式, エネルギー保存則の方程式, エントロピー保存則の方程式などからなる系であり, 圧縮性粘性流体の運動を記述するモデルである. しかし, この (cNS) は数学的に解析するには複雑に過ぎるので, 圧力が密度のみに依存する順圧性条件の下で, 密度と流速のみを未知関数とするモデルを考える場合が多い. これはバロトロピック粘性流体 (barotropic viscous flow) を記述する簡略化モデルとして知られている. バロトロピック流体を考える理由は数学的に扱いが簡略化されるだけでなく, 多くの現実的な流体を近似的に記述することによる. また, バロトロピック流体は, 完全な系 (cNS) の数学的特徴を十分保つことが知られている. 以下で圧縮性 Navier-Stokes 系 (cNS) という場合, バロトロピック粘性流体を記述するモデルを意味するものとする. (cNS) に初期値を与え, 全空間における初期値問題を考察する.

圧縮性 Navier-Stokes 方程式 (cNS) は圧力項に定数倍を許容すれば, ある尺度変換により不変に保たれる. この性質を方程式の尺度不変性と呼び, 非線形問題の解析において重要な役割を果たすことが知られている. 実際, 非圧縮性 Navier-Stokes 方程式に対しては, Fujita-Kato の原理と呼ばれる経験則が知られている. 方程式を不変に保つ尺度変換でノルム不変となる時空変数を持つ函数空間を臨界空間と呼び, Fujita-Kato による非圧縮性 Navier-Stokes 系の研究以来, より広い空間で方程式の適切性を示す上で, 臨界空間が極めて重要であることがよく知られている. これは“より広い函数空間において適切性を示す”という偏微分方程式論の主題の一つに対して, 重要な示唆を与える原理である. (cNS) に関しては様々な結果が存在するが, ここでは特に, 流体の密度が“真空にならない” (即ち密度函数がゼロにならない) 仮定の下で, 臨界空間における初期値問題を考察する.

発表者は, 圧縮性 Navier-Stokes 系 (cNS) において, 特にポテンシャル力が加わっている状況を考え, その初期値問題の適切性を上記の臨界型 Besov 空間において考察した. 考察の対象となる系は, (cNS) の運動方程式に, 密度函数を外力とするある種のポテンシャル項が含まれた形となる. このようなモデルを考察する数学的意義は, ポテンシャルを運動量の釣り合いに含めることがどのように解の存在や正則性, 挙動に影響するかを明らかにすることにある. 特にポテンシャル項の付け加えは方程式の尺度不変性を劇的に崩すため, 解の正則性に多大な影響を与えるものと考えられる. 湯川型ポテンシャルの場合で, 対応するバロトロピック流体を表す系について考察した.

#### 2. 得られた結果

##### 湯川型ポテンシャル付き圧縮性 Navier-Stokes 系 (NSY) の解の存在と爆発判定法

(cNS) は様々な流体力学的状態を近似するモデルであるが, 特に, 流体の密度に依存する湯川型のポテンシャル力が作用している状況を考える. これは核物理学における量子流体の運動の近似モデルとして Ducomet により提唱された. Euclid 空間  $\mathbb{R}^N$  ( $N \geq 2$ ) において湯川

型ポテンシャル付きの圧縮性 Navier-Stokes 方程式 (以下, (NSY)) の初期値問題を尺度臨界型の非斉次 Besov 空間において考察し, 密度函数が狭義正值 (即ち真空にならない) でありかつ無限遠方で定数に近づくという仮定の下で, 強解の時間局所存在と一意性を証明した. さらに, (NSY) の時間局所解が, いつ時間大域的に延長できるかという問題を考察した. このような問題ではしばしば解に付加的な正則条件を与え, 解が最大存在時刻を超えて延ばせるかどうかを考える. この付加条件を爆発判定条件と呼ぶ.

## 2. 専門用語

**適切性 (Wellposedness)** — 考える偏微分方程式の解の存在 (現象は本当に起こるのか?), 一意性 (現象は一つに定まるか?), 初期値に対する連続依存性 (少しだけ変化させた初期条件に対しては, 現象の変化も少しだけか?), 正則性 (解は実際に微分可能か?).

**Fujita-Kato の原理** — 尺度不変性を持つ非線形偏微分方程式の可解性を考える上で, 方程式を不変にする尺度変換でノルム不変な時空変数を持つ函数空間を導入することで, 時間大域的な解を得ることが可能になるという経験則.

**爆発** — 方程式がある時刻を境に "意味" をなさなくなること, 即ち微分方程式の解が, ある時空間の点で微分できなくなること.

## ストロンボリ火山の噴火に先行するマグマ上昇と山体変形

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) ○川口亮平

火山噴火現象には、火山灰を大量に噴出する爆発的噴火や、溶岩ドームを形成する非爆発的噴火などがあり、その活動の規模や噴火の様式には大きな多様性がある。噴火の多様性の要因として、マグマ内に含まれる水などの揮発性成分の挙動が重要な役割を果たしている。マグマ内の気泡成長や脱ガスといったマグマに含まれる揮発性成分のミクロな素過程からマクロなマグマの流動を扱う火道流モデルの構築など、多くの研究が行われ、噴火の規模や様式の多様性の支配要因が明らかにされてきた。また、近年、比較的短い時間間隔で噴火を繰り返す火山の火口近傍で、噴火に伴う火山体の変動が高い時間分解能と精度で観測されるようになってきた。そこで、本研究では、火山体浅部のマグマのダイナミクスと地表の山体変形データの関係を明らかにすることを目的とする。そのため、観測データを多量に得られる繰り返し噴火を起こす火山を対象として、開口型火道における、マグマ上昇モデルを構築し、火道内のマグマ上昇過程と山体変形の時間変化の関係を調べる。さらに、モデルに基づいてイタリアのストロンボリ火山の傾斜変動データ(Genco and Ripepe, 2010)の解析を行う。

本研究では繰り返し噴火を起こす火山の火道浅部の複雑なマグマ挙動の中から、マグマ上昇や山体膨張の駆動力として、マグマ内の気泡の上昇による膨張現象に着目し、2つのモデルを提案した。第一は、小気泡の集合がメルト中を相対的に上昇し、それに伴う気泡の体積増加によりマグマが上昇する気泡上昇モデル、第二は無数の気泡が合体し大気泡(ガススラグ)となり、ガススラグの上昇に伴う体積増加をモデル化したスラグ流モデルである。それぞれについて、運動方程式や状態方程式を用いてモデル化を行った。これらのモデルに基づき求められるマグマ上昇に伴う火道内圧力の時空間分布から、山体変形の時間変化の特徴を調べた。その結果、気泡上昇モデルでは、上昇に伴う気泡半径の増加によって、気泡の上昇速度も大きくなるため、加速的に気泡とマグマヘッドが上昇し、山体変形も加速的に増加することが分かった。スラグ流モデルでは、スラグの上昇速度は一定となるため、気泡上昇モデルほど、加速的にマグマヘッドは上昇しない。また、スラグ部分は断面積あたりの平均密度が小さくなるため、スラグ上昇に従い、スラグより深部の火道は、スラグ上昇前と比べて減圧となる。2つのマグマ上昇モデルを Genco and Ripepe (2010)で既に報告されているストロンボリ火山のストロンボリ式噴火に伴う傾斜変動データに適用し、噴火に先行する傾斜変動データを説明できるモデルパラメータの推定を行った。ストロンボリ火山の火口付近に設置されている5点の傾斜変動観測点で観測された噴火に先行する山体膨張の振幅の空間分布と時間変化の特徴を気泡上昇で再現できた。このとき、観測データの時空間変化を最もよく説明するモデルパラメータは、初期状態の気泡の深さ 550 m、気泡半径 0.6 m、マグマヘッドの深さ 160 m、火道半径 5 m、気泡数 100 個となった。スラグ流モデルでは、火口から遠い観測点で収縮の傾斜変化が現れるため、全観測点での膨張の傾斜変化を説明できないことが分かった。

本研究によって、噴火前の山体変形データの時空間変化の特徴から、噴火の規模などの支配要因となる揮発性成分の共同に関するパラメータの推定が可能になることを示すことができた。

**専門用語の説明：** ストロンボリ式噴火：比較的粘性の低いマグマの間欠的爆発による噴火。ストロンボリ火山では数分から十分程度の間隔で規則的に噴火を繰り返している。

**参考文献：** [1] Genco, R. and Maurizio, R. 2010, Inflation-deflation cycles revealed by tilt and seismic records at Stromboli volcano, *Geophys. Res. Lett.*, 37, L12302

**Last 750 ky Northwestern Pacific mixed water region paleoceanography based on polycystine radiolarians**

Tohoku University Graduate School of Science Dpt. of Earth Science: **Kenji M. Matsuzaki**

The Center for Academic Resources and Archives Tohoku University Museum: **Hiroshi Nishi**

Tohoku University Graduate School of Science Dpt. of Earth Science: **Noritoshi Suzuki**

GNS Science, New Zealand: **Giuseppe Cortese**

**Abstract**

The Northwestern Japanese Pacific Ocean margin is a region marked by mixing of water masses, enhanced by the influences of three distinct currents, i.e., the Kuroshio Current, the Tsugaru Current, and the Oyashio Current. The site studied here, the Shimokita region, located in front of the Tsugaru Strait, is directly influenced by the Tsugaru Warm Current and the Oyashio subarctic current. The C9001C core hole, drilled at a water depth of 1180 m on the sea bottom (41° 10'38.28" N, 142° 12' 04.86" E) in the D/V Chikyu 2006 Mission, was used here to retrace the paleoceanographic history of this region, focusing on the Mid-Brunhes Event (MBE) and its consequences. This core provides a nearly continuous record from marine isotope stage (MIS) 18 (750 ka) to the present. Due to the vertical distribution and their ecological properties, polycystine radiolarian assemblages was carry on for revealed this site Paleoceanographic changes. Based on the Tsugaru Current radiolarian fauna and radiolarian based Sea Surface Temperature, six distinct paleoenvironmental intervals is established. The defined intervals indicate the several steps in the establishment of the modern oceanic setting in the Northwestern Pacific. Interval III (71 – 337 ka) is the most important in the establishment of the modern oceanic setting in the Shimokita region. This interval corresponds to the end of the MBE. Since this interval, there is increase cooling during glacial period and increase warming during interglacial leading high sea surface temperature changes for interglacial/glacial period boundary as the MIS 9/ MIS 10 boundary or the MIS 5/MIS 6 boundary. Such sea surface temperature change is caused by Tsugaru and Oyashio Current intensity increase. Thus from the end of the MBE under a high East Asian Monsoon intensity, Tsugaru Current and Oyashio Current radiolarian productivity increase at each interglacial, causing mixed water condition well identified in this site by an increase in deep water taxa productivity. Such oceanic settings are close to modern oceanic setting. The MBE appears to be the key events installing modern oceanic conditions in Shimokita.

# O13

Key word explanation:

**MIS:** Marine Isotopic Stage, are alternating warm and cool periods in the Earth's paleoclimate, deduced from oxygen isotope data reflecting changes in temperature derived from data from deep sea core samples.

**Mid-Brunhes Event:** The Mid-Brunhes Event (MBE) is a climatic shift evident in a number of marine sediment and Antarctic ice cores. It corresponds to an increase in amplitude of glacial-interglacial cycles.

## マントルウェッジにおけるかんらん岩の加水反応速度に関する実験的研究

中谷貴之<sup>1\*</sup>、中村美千彦<sup>1</sup>

### 1 東北大学大学院理学研究科 地学専攻 地球惑星物質科学科

我々の住む日本列島は、沈み込み帯と呼ばれるプレート収束帯に位置しており、このような場では、冷え切った海洋プレートが地球内部に沈み込んでいるにもかかわらず、火山活動が活発であることが知られている。最近、このパラドックスを解く鍵として、岩石の融点を著しく下げる「水」が重要であることが明らかになった。沈み込む海洋プレートによってもたらされた含水鉱物中の「水」は、\*マントルウェッジ中心部のマグマ発生域まで輸送されると考えられている(図1)。この輸送経路を考える上で重要なのが、\*\*蛇紋石とよばれる含水鉱物である。海洋プレートから流体として絞り出された「水」は、直上のマントルウェッジの\*\*\*かんらん岩と反応して、主に蛇紋石からなる蛇紋岩に固定される。「水」は蛇紋石という固相に固定されることで、沈み込むプレートの引きずりによってさらに深くまで輸送され、ある深さで不安定になって再度流体を放出する。遊離した水流体は、マントルウェッジの高温部に達し、地表に噴出するマグマの「根」をつくると考えられている。すなわち、「水」を深部まで輸送できる蛇紋岩が、現実にはどの位水を含んだ状態で脱水し始めるかが、マグマのできる量や場を制約する上で、非常に重要になってくるのである。例えば、Iwamori (1998)は、脱水が始まるまでに、蛇紋岩が水に飽和しているかどうかで、沈み込み帯における「水」やマグマの分布が大きく変わることをしめした。蛇紋岩が水に飽和するかどうかは、蛇紋岩化を律速する過程のタイムスケールが、脱水するまでのタイムスケールに比べ、長いか短いかを検討すればよい。蛇紋岩化を律速するのは、水流体の供給もしくは加水反応であるが、特に高温高圧下におけるかんらん岩の加水反応の速度はほとんど制約されていないのが現状である。そこで本研究では、この速度を実験的に見積もることで、蛇紋岩が脱水するまでに「水」に飽和するのかどうかについて制約をあたえることを目的とした。

実験は、高温高圧発生装置を用いて、マントルウェッジを模擬した 580°C、1.3 GPa (13000 気圧) の条件で、最長 20 日間行った。出発物質には、天然のかんらん岩の粉末 (粒径 75-125 μm) と 15wt% の蒸留水を用いた。実験後、回収試料の研磨面において、反応し残った部分の面積から反応率を見積もり、その時間変化に対してフィッティングを行うと、粒子を球と仮定したときの反応界面の進行速度が 1.23-3.18 μm/day になることがわかった。この値を用いて、ある粒径のかんらん岩が加水反応し終わるまでの時間と、蛇紋石が安定な領域の辺縁まで流体が供給されるまでの時間を比べると、流体の供給にかかる時間の方がずっと長く、蛇紋岩化が水流体の供給律速になることがわかった。次にその律速過程のタイムスケールと、対流を始めた新鮮なかんらん岩が蛇紋岩化を被り、蛇紋石の脱水に至るまでの時間をくらべた結果、脱水するまでにかかる時間の方が長く、蛇紋岩は「水」に飽和した状態で脱水しうることが示唆された。すなわち、沈み込む海洋プレートから脱水した水流体はすぐさまマントルウェッジで蛇紋岩に固定され、水流体の供給量さえ十分であれば、蛇紋岩は「水」に飽和した状態で脱水し始めると考えられる。

**\*マントルウェッジ:** 地殻の下に広がる分厚い岩石層をマントルといい、右図のオレンジ色で示した楔形のマントルをマントルウェッジと呼ぶ。上下を冷たい地殻で冷やされているため、中心部が最も熱い。

**\*\*蛇紋石:** 結晶構造中に OH 基として「水」を含む鉱物(含水鉱物)で、かんらん岩が水流体と反応して形成される。重さにして約 12% の「水」を含む重要な「水」のキャリアである。

**\*\*\*かんらん岩:** マントルを構成する岩石

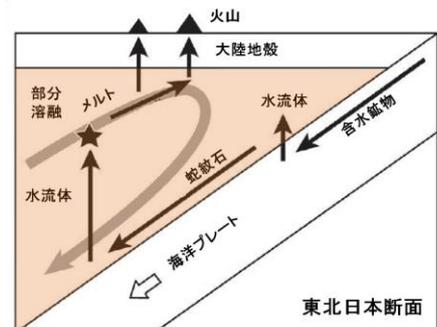


図1. 東北日本における水循環の模式図 (片山ほか (2010) の図を一部改編)

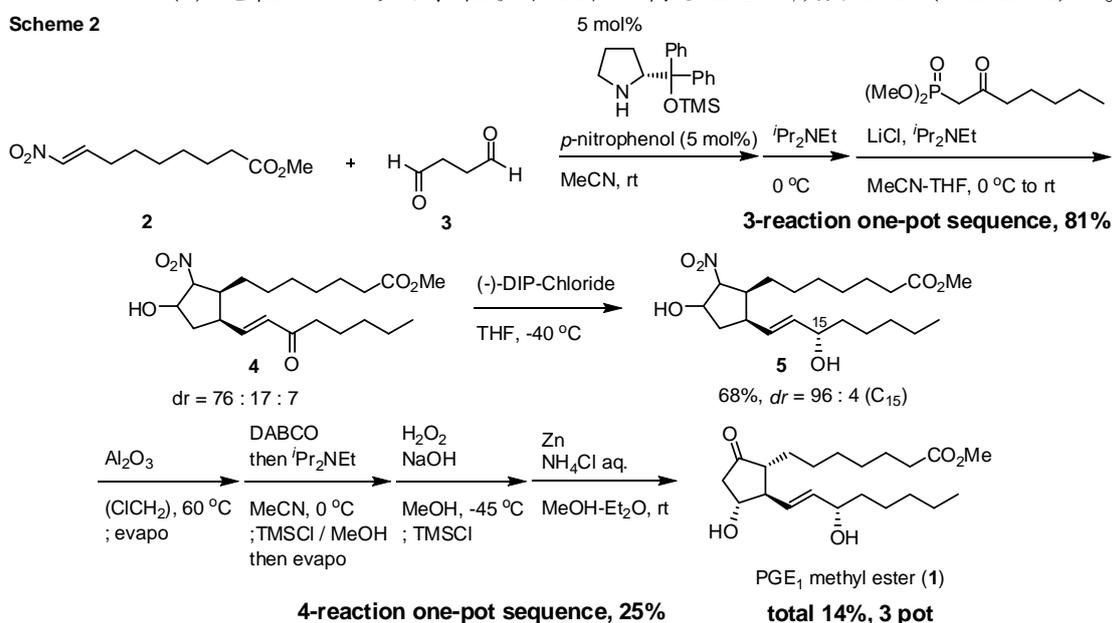
# 有機触媒を用いたプロスタグランジン E<sub>1</sub> メチルエステルの短工程合成

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻)

○梅宮茂伸・林雄二郎

プロスタグランジン類はごく微量で広範囲な生理活性を発現する天然物であり、幾つかの類縁体は医薬品として広く利用されている極めて重要な化合物である。しかし、現在の合成法は多くの工程数を必要としていることから、より環境への負荷が少ない、短段階合成法の開発が望まれている。我々は有機触媒を用いた不斉反応を鍵とするプロスタグランジン類の合成を計画した。すなわち、Scheme 1 に示す形式的[3+2]付加環化反応が進行すれば、効率的に光学活性シクロペンタン部位が構築でき、プロスタグランジン類の短工程合成が達成できると考えた。

ジフェニルプロリノールシリルエーテル存在下、ニトリアルケン **2** とスクシナルデヒド (**3**) の不斉マイケル反応/分子内ヘンリー反応を行った後、ホーナー・ワーズワース・エモンズ試薬をワンポットで作用させ、プロスタグランジンに必要な全炭素が導入された  $\alpha$ ,  $\beta$ -不飽和ケトン **4** を一挙に合成することに成功した。得られた **4** をジアステレオ選択的に還元することでアリルアルコール **5** とした後、脱水反応/形式的 Nef 反応/エポキシ化/還元的開環反応をワンポットで行い、プロスタグランジン E<sub>1</sub> メチルエステル (**1**) を僅か 3 ポット、総収率 14% で得ることに成功した (Scheme 2)<sup>1)</sup>。



- ・ワンポット反応: 複数の反応を一つの容器で行う手法。各段階の精製操作を省くことができ、化学廃棄物を低減するだけでなく、時間の節約にも繋がる。

参考文献

[1] Y. Hayashi, S. Umemiya, *Angew. Chem., Int. Ed.*, accepted for publication.

## Molecular Magnetism Observed by Scanning Probe Microscope

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) ○Jie Liu · 米田研究室

[Introduction] The application of the freedom of spin and charge of an electron to the quantum process of information is called ‘spintronics’. Molecular spintronics is an emerging field that combines the molecular electronics and the spintronics. In there, various types of spin blocks have been proposed, which include organic radicals. In this study, we try to detect a spin in a stable radical molecule adsorbed on a surface with an atomic scale resolution by observing Kondo state using scanning tunneling microscope (STM). The detection of Kondo feature with scanning tunneling spectroscopy (STS) has been studied mainly for the metal atoms adsorbed on the surface.

[Results and Discussion] We investigated spin states of stable neutral pure-organic radical molecules of 1,3,5-triphenyl-6-oxoverdazyl (TOV) in Fig. 1a and 1,3,5-triphenyl-6-thioxoverdazyl (TTV) adsorbed on an Au(111) surface, which appears as a Kondo resonance due to spin-electron interaction. There are two types’ configuration of TOV molecule, which are marked with ‘A’ and ‘B’ in TOV dimmer shown in Fig. 1b. By using scanning tunneling spectroscopy (STS), a clear Kondo resonance was detected for the TOV type B molecule in Fig. 1c. However, no Kondo resonance was detected for TOV molecules with protrusions in the occupied state image and for TTV molecules. Spin-resolved DFT calculations showed that an unpaired  $\pi$  electron was delocalized over the adsorbed TOV molecule, which was the origin of the Kondo resonance. For the TOV molecules with protrusions, we proposed a model in which an additional H atom was attached to the TOV molecule. Fig. 1d showed that, upon transfer of an electron to the verdazyl ring, the unpaired  $\pi$  electron disappeared, accounting for the absence of a Kondo resonance in the STS spectra. The absence of a Kondo resonance for the TTV molecule can be explained in a similar manner. In other words, electron transfer to the verdazyl ring occurs due to Au-S bond formation[1].

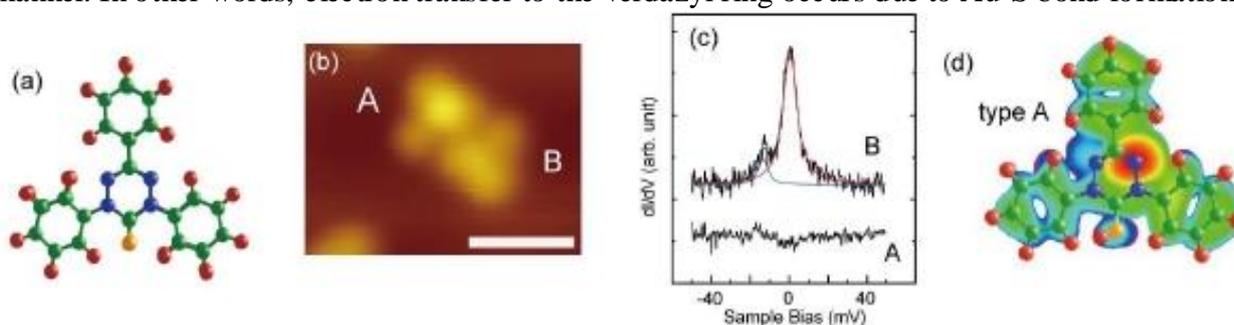


Fig. 1 (a) Model of TOV molecule. (b) STM image of TOV molecules; Size:2.0nm $\times$ 2.0nm; Setpoint:0.1nA,-0.8V. (c) Kondo resonance observed on type B molecule. (d) Simulation image of type A molecule which formed “OH” bond by VASP calculation.

## 参考文献

- [1] J. Liu, H. Isshiki, K.Katoh, T. Morita, B. K. Breedlove, M.Yamashita, and T.Komeda, *J. Am. Chem. Soc.*, 135 (2), pp 651–658,(2013).

# JLab における高品質電子線を用いた $\Lambda$ ハイパー核分光研究

東北大学理学研究科

後神 利志

s クォークを含むバリオンである  $\Lambda$  ハイペロンが原子核内に束縛した  $\Lambda$  ハイパー核の分光研究を行う事により、核子-核子相互作用からバリオン-バリオン相互作用に拡張した原子核物理研究を行う。

1990 年代までの  $\Lambda$  ハイパー反応核分光研究は主に  $(K^-, \pi^-)$ 、 $(\pi^+, K^+)$  反応のハドロンビームを用いた研究であり、質量数  $A=209$  までの数々の  $\Lambda$  ハイパー核の測定に多大な成果を挙げてきた。我々は、2000 年から米国・ジェファーソン研究所 ( JLab ) において新たに  $(e, e'K^+)$  反応を用いた  $\Lambda$  ハイパー核分光研究を推進している。 $(K^-, \pi^-)$ 、 $(\pi^+, K^+)$  反応では中性子を  $\Lambda$  に変える反応であるのに対し、 $(e, e'K^+)$  反応では陽子を  $\Lambda$  に変えるため、これまで研究されてきた核の鏡像核の研究を可能とする。さらに、JLab の連続電子線加速器 CEBAF が供給する世界最高レベルの高品質・高強度な電子線を用いる事により得られる実験的利点から、従来のハドロンビームを用いた実験 ( 半値幅  $\sim$  数 MeV ) と比較してより高分解能でエネルギースペクトラムを得ることができる ( 半値幅  $\sim$  0.5 MeV )。

本講演では 2000 年、2005 年に行った実験の成果と 2009 年に行った実験の最新の解析状況を報告する。さらに、将来計画として検討中の実験計画についても紹介する。

## Electronic structure of graphene intercalation compounds studied by ARPES

James Kleeman<sup>1</sup>, Toru Takahashi<sup>1</sup>, Katsuaki Sugawara<sup>2</sup>, Takafumi Sato<sup>1</sup>, Takashi Takahashi<sup>1,2</sup>  
 Tohoku Univ. Dept. of Physics<sup>1</sup> and Tohoku Univ. WPI<sup>2</sup>

Graphite intercalation compounds (GICs) are a class of materials composed of inserted atomic layers stacked between graphite sheets [1]. Extensive research has focused on the effects of intercalation on graphite. Depending on the compound introduced, it is possible to induce metallic, as well as superconducting behavior in graphite. Recently single atom thick graphite, known as graphene, has been isolated [2]. This presents an excellent opportunity for the exploration of GIC materials at the ultrathin limit, by stacking single graphene sheets and metal monolayers (Fig. 1a). Conversely, GICs present a new way to examine graphene, whose excellent electrical properties have made it the study of intense scrutiny. Here, we report on the creation of the single-layer GIC  $C_8RbC_8$  using alkali metal intercalated bilayer graphene. In this research, we examine the electronic structure of this material, with special attention given to the effects of intercalation on graphene's electrical properties, and to the possibility of superconductivity.

Examination of the electronic structure was made using angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES)(Fig 1b), which uses a UV source to excite electrons in the material, capturing them to directly map their density as a function of their energy and momentum in the crystal lattice. This technique is extremely useful, as the configuration of electrons determines features such as conductivity and heat capacity in the sample. In this talk, we will discuss the importance of photoemission results from  $C_8RbC_8$ . These include an increase in conductivity inside the graphene sheets, as well as a folding of graphene's structure by the added metal layer. In particular, we will explain the observation of a special "interlayer band" [3]. This band exists only in GIC compounds, and is created by interaction between the graphene and metal sheets. The interlayer band is believed to be critical to superconductivity in graphene and graphite, and its presence here may point to superconductivity in these unique 2-dimensional materials.

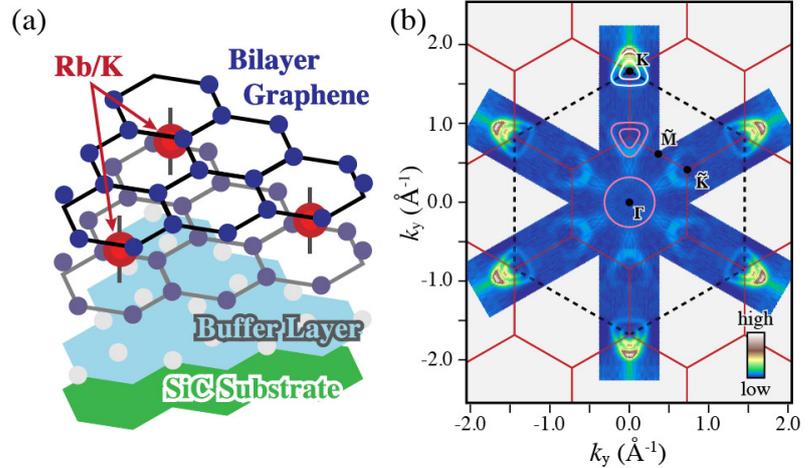


Fig. 1: The physical (a) and the electronic structure (b) of  $C_8RbC_8$ . The electronic structure diagram illustrates the density of electrons as a function of momentum. High density indicates the presence of an electron band. The original graphene crystal bands (black and white) and the new  $C_8RbC_8$  crystal and electronic bands (red and pink) are marked.

## References

- [1] M. S. Dresselhaus, et al. (2002). Adv. in Phys., 51(1), 1–186.
- [2] A. Geim, et al. (2007). Nature Materials, 6(3), 183–91.
- [3] G. Csányi, et al. (2005). Nature Physics, 1(1), 42–45.

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) 高野 与一

1つのデバイスで正孔と電子の2つのキャリアを輸送可能な両極性トランジスタは、有機半導体層に2つのキャリアを蓄積することで擬似的なpn接合が形成され、有機半導体材料が発光性を持つ場合界面からの発光が観測される。この様な発光性を有するトランジスタは有機発光トランジスタと呼ばれ、有機電界効果トランジスタ (OFET) のスイッチング機能と OLED の発光機能の2つの機能を併せ持つ次世代素子として注目されている(図1)。有機発光トランジスタにおいては効率的な発光のために高いキャリア移動度と2つのキャリアのバランスが重要であり、高移動度を示す両極性材料の開発が望まれている。ルブレン(5,6,11,12-テトラフェニルテトラセン：図2)は、極めて高い正孔移動度を示す優れた OFET 材料

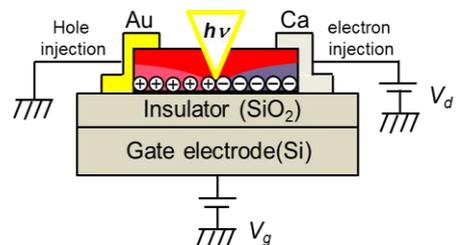


図1 両極性トランジスタ

である。一方で、ルブレンの電子移動度は正孔移動度に比べて著しく低い。仮に、ルブレンの電子輸送性能の改善が達成されたならば、高性能両極性材料として期待できる。そこで本研究では発光性トランジスタに使用する高移動度両極性材料を開発すべく、ルブレンの電子移動度の改善を目指した。電子移動度の改善として、ルブレンへフッ素原子を導入することにした。フッ素原子のような電気陰性度の大きな原子を導入することで、電子の非局在化が進み電子の輸送に関与する最低空軌道(LUMO)を含む分子軌道が安定化する。これにより、電極金属から電子を注入することが容易になり、結果として電子移動度の改善が期待される(図3)。図4のような経路でいくつかのルブレン誘導体を合成した。各ルブレン誘導体のキャリアの移動度を確認するためにルブレン誘導体の単結晶を用いたデバイスを作製した(図5)。その結果、ルブレンよりも高い電子移動特性を示し、良好な両極性と発光挙動を観測することができた。本発表では、各ルブレン誘導体の詳細なトランジスタ特性、分光学的・電気化学的性質、結晶構造、量子化学計算について述べる。

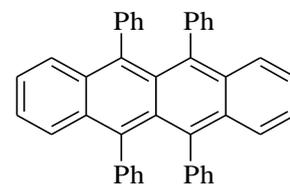


図2 ルブレン

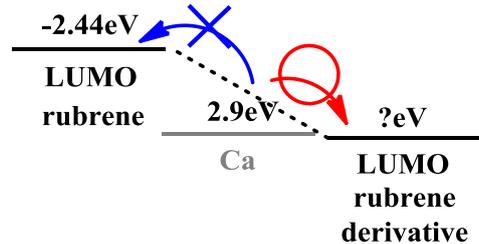


図3 エネルギー準位図

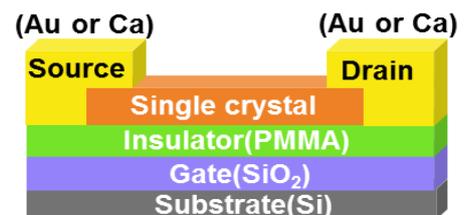


図5 作製した単結晶 FET の構造

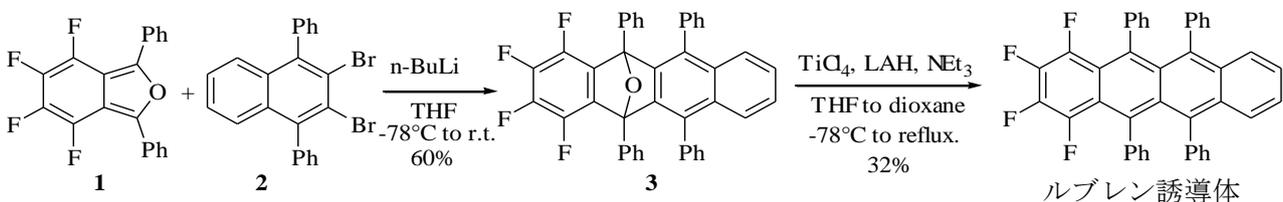


図4 ルブレン誘導体の合成

キーワード

電解効果トランジスタ：ゲート電極に電圧をかけることで、チャネルの電界により電子または正孔の流れに開閉（ゲート）を設けることにより、ソース・ドレイン電極間の電流を制御するトランジスタ素子  
 キャリア移動度：電子または正孔の半導体中の移動しやすさを示す量