

立教大学大学院理学研究科物理学専攻
2012年度博士課程前期課程最終試験
概要集

日時 : 2013年2月19日 (火) 10:00 ~ 17:30
20日 (水) 10:00 ~ 15:15

場所 : 8号館2階8202教室

発表時間 : 30分 (質疑時間10分含む)

2月19日 10:00 - 17:30

座長：平山

10:00 - 10:30	矢嶋 耕治	1
局所ローレンツ対称性を破るワイル重力によるインフレーション起源の重力波		
10:30 - 11:00	小川原 亮	3
SCRIT実験装置を用いたイオン捕獲特性の探求		
11:00 - 11:30	浦野 恒輔	5
SAMURAI-TPC用クロック位相同期モニターシステムの開発		
11:30 - 12:00	村井 大地	7
^{238}U の飛行核分裂による中性子過剰核の生成断面積の測定		
昼休み (12:00 - 13:15)		

座長：田中

13:15 - 13:45	重信 薫	9
地磁気共役点オーロラの発光強度比較		
13:45 - 14:15	清水 佑輔	11
中質量連星系の前主系列星 $\theta_1\text{ Ori E}$ のフレア観測		
14:15 - 14:45	小西 達也	13
Development of a low energy electron beam source using the photoelectric effect		
14:45 - 15:15	植山 祐輔	15
リングコアフラックスゲート磁束計のデジタル測定法の開発		
休憩 (15:15 - 15:30)		

座長：栗田

15:30 - 16:00	岸 礼子	17
Newton-IV号による画像処理型変位計を用いた近距離重力実験		
16:00 - 16:30	斎藤 和幸	19
移動管法によるキラル分子イオンの移動度の研究		
16:30 - 17:00	坂木 泰仁	21
Constraints on the Charged Scalar Effect on $B \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$		
17:00 - 17:30	秋和 正樹	23
低速多価イオン衝撃による希ガス固体からのポテンシャルスパッタリング		

2月20日 10:00 - 15:15

座長：亀田

10:00 - 10:30	志賀 慶明	25
インビーム γ 線核分光のための位置有感型シンチレーション検出器の開発		
10:30 - 11:00	松下 慶一郎	27
陽子線治療における体内中での標的原子核破碎反応の研究		
11:00 - 11:30	戸塚 祐実	28
TRIUMFにおける時間反転対称性の破れの探索・MTV実験 Run-II の物理解析、及びCDCセットアップの最終性能評価 (Run-IV)		
11:30 - 12:00	長谷川 知香	30
超対称ゲージ理論と局所化		

昼休み (12:00 - 13:15)

座長：小林

13:15 - 13:45	詫間 晃	31
不安定核分解反応測定のための広ダイナミックレンジ増幅回路開発		
13:45 - 14:15	山元 夢摘	33
惑星観測を目指した極周回成層圏望遠鏡の開発		
14:15 - 14:45	吉田 裕貴	35
すぐ衛星による低質量X線連星パルサー GX 1+4 の観測		
14:45 - 15:15	大六 隼人	37
水星大気中のナトリウム原子密度の時間変動に関する研究		

局所ローレンツ対称性を破るワイル重力によるインフレーション起源の重力波

Inflationary Gravitational Waves in Lorentz-violating Weyl Gravity

矢嶋耕治

指導教員 原田知広

1. はじめに

量子重力理論による量子補正としてAINシュタインの一般相対性理論に高エネルギーの効果を付け加えるということが考えられる。ここで考えるワイル重力もそうした理論の一つである。また、インフレーション起源の重力波を調べるとインフレーション理論の検証ができると期待される。ここではワイル重力理論によるインフレーション起源の重力波の性質を調べた。

2. 局所ローレンツ対称性を破るワイル重力からの重力波

AINシュタイン - ヒルベルト作用にワイルテンソルの二乗が加わった作用を考える。ワイルテンソル C_{abcd} は

$$C_{abcd} \equiv R_{abcd} - \frac{2}{n-2} \left\{ g_{a[c} R_{d]b} + g_{b[d} R_{c]a} - \frac{1}{n-1} g_{a[c} g_{d]b} R \right\} \quad (n \geq 3)$$

と定義される。ここで n は時空の次元で $[]$ は反対称化を表す記号である。 R_{bcd}^a はリーマンテンソル、 R_{ab} はリッチテンソル、 R はスカラー曲率である。よって、ワイルテンソルの二乗の項を加えるということは、 R_{abcd} 、 R_{ab} 、 R の高次の項が付け加わったということである。こうした高次項を付け加えた理論を考えるモチベーションとしては、様々な量子重力理論による量子補正の効果がある。

しかし、高次項を付け加えると、ゴーストと呼ばれる負の運動項を持った自由度が現れることが知られている。運動項が負ということはエネルギーがどんどん低い方へ行き $-\infty$ まで行ってしまう。するとこの系は安定ではなくなる。したがってゴーストを生み出す理論というのは好ましくない。

ここでは局所ローレンツ対称性を破るがゴーストを出さないワイル重力を考えた。具体的には次の形の作用を考える：

$$S[g_{ab}, \chi] = \frac{1}{2\kappa} \int d^4x \sqrt{-g} (R + 2\gamma C_{abcd} C_{efgh} \gamma^{ae} \gamma^{bf} \gamma^{cg} u^d u^h) + S_\chi[g_{ab}, \chi].$$

ここで

$$u_a \equiv \frac{\partial_a \chi}{\sqrt{-\partial_b \chi \partial^b \chi}} \quad \text{and} \quad \gamma_{ab} \equiv g_{ab} + u_a u_b$$

である。 $c = 1$ とする。また $\kappa = 8\pi G$ である。 γ の次元は長さの二乗である。いま、 $S_\chi[g_{ab}, \chi]$ は任意だが χ のグラディエントベクトル $\partial_a \chi$ が時間的で未来向きとなるようにとる。つまりベクトル u_a が時間の向きを決めている。すなわちラグランジアンにはローレンツ共変性があるが、そこから導かれる解は局所ローレンツ共変性を破る理論であるということである。そして、背景時空を平坦な FLRW 計量として摂動を考えた。摂動を 3 次元空間の座標変換のもとでの変換性にもとづいてテンソル型、ベクトル型、スカラー型と分解した。

ワイルテンソルの項からくる摂動はテンソル型のみである。AINシュタイン - ヒルベルト作用からくるテンソル型摂動と合わせてその運動方程式を求めて、 $\gamma > 0$ であればゴーストにはならないことを確かめた。

次に、インフレーション中に生成される重力波の振る舞いを調べた。インフレーションはまずは簡単のためにド・ジッター膨張をしているモデルを考えた。つまりスケールファクターが $a(t) \propto e^{Ht}$ という膨張をしている場合である。テンソル型摂動 h_{ij} についての作用は共形時間 $d\eta = dt/a$ を用いて

$$S_T[h_{ij}] = \frac{1}{8\kappa} \int d\eta d^3x [a^2 (h'_{ij} h'^{ij} - \partial_k h_{ij} \partial^k h^{ij}) + 4\gamma \partial_k h'_{ij} \partial^k h'^{ij}]$$

となる。これから h_{ij} に共役な運動量 π^{ij} を求め、 h_{ij} と π^{ij} を演算子として交換関係を課して量子化した。 h_{ij} をフーリエ成分に展開してさらに重力波の偏極テンソル $e_{ij}^\lambda(\vec{k})$ を用いて表すと

$$\hat{h}_{ij}(\eta, \vec{x}) = \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} [e_{ij}^\lambda(\vec{k}) \hat{a}_k^\lambda h_k(\eta) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} + \text{h.c.}]$$

となる。十分初期（ホライズンの十分内側）では重力波にとって宇宙膨張は無視できるので、通常の場の理論の処方にしたがって、そこでの正周波数のモードに一致するようにモード関数 h_k を求めた。バンチ・デービス真空を

$$\hat{a}_{\vec{k}}^\lambda |0\rangle = 0$$

と定義し、重力波 h_{ij} のパワースペクトル $\mathcal{P}(k; \eta)$ を

$$\langle 0 | \hat{h}_{ij}(\eta, \vec{x}_1) \hat{h}^{ij}(\eta, \vec{x}_2) | 0 \rangle = \int d^3 k \frac{\mathcal{P}(k; \eta)}{4\pi k^3} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)}$$

で定義すると

$$\mathcal{P}(k; \eta) = \frac{k^3}{\pi^2} |h_k(\eta)|^2$$

となる。

インフレーション中にホライズンを出たモードは $\eta \rightarrow 0$ の極限をとって考えると $h_k \propto k^{-3/2}$ と計算されるので、パワースペクトルはスケールによらないことがわかる。これはド・ジッター宇宙におけるAINシュタイン重力の場合の重力波と同じ振る舞いである。

AINシュタイン重力の重力波と今考えているワイル重力の重力波の振幅の比を Ξ として比較すると、図のようになった。縦軸が Ξ で横軸 $\epsilon \equiv \sqrt{\gamma}H$ はワイル項が効く長さのスケール $\sqrt{\gamma}$ とハップル長 H^{-1} の比である。 ϵ が小さいほどワイル項が効く長さのスケールが H^{-1} に比べ小さいことを表す。ワイルテンソルの効果が小さいときにはその比は 1 に近い。これはモードがホライズンを出るまで長くローレンツ対称性の破れの効果が効かず、よってAINシュタイン重力の重力波と同じような振幅になるからである。ワイル項が効くにつれてワイル重力のパワースペクトルの振幅が小さくなることがわかった。

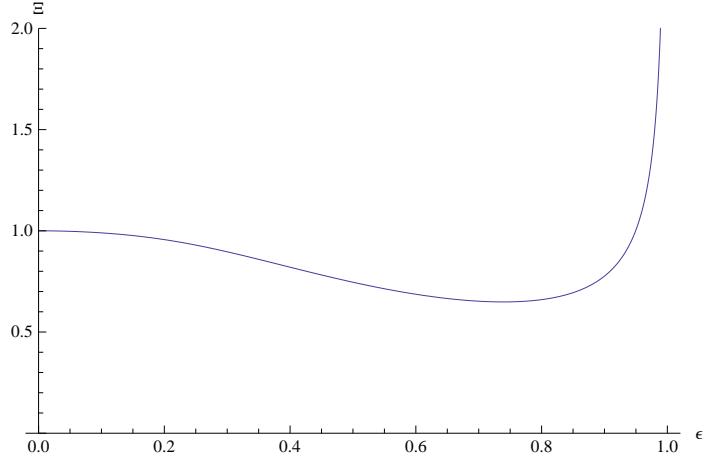


図 1: The modification of the power spectrum of the gravitational waves on a de Sitter background

[参考文献]

- [1] Nathalie Deruelle et al. *Lorentz-violating vs ghost gravitons: the example of Weyl gravity* [arXiv:1202.3131]
- [2] V.Mukhanov , *Physical Foundation of COSMOLOGY* , CAMBRIDGE

SCRIT 実験装置を用いたイオン捕獲特性の探究

Research on properties of trapped ions in the SCRIT device

小川原亮

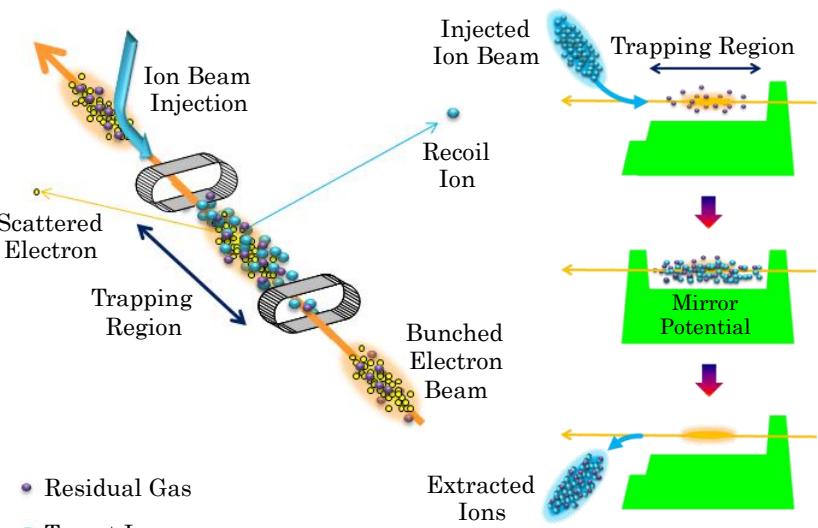
指導教員 栗田和好

1. 背景

近年原子核実験の分野において、不安定核を使用した実験が盛んに行われており、その中でも核構造の探求については強い関心が持たれている。核構造の理解の為には、正確な電荷密度分布(陽子分布)を調べる必要があるのだが、それを測定する最も優れた方法である電子散乱実験は未だ不安定核に対して実現されていない。一般的に電子散乱実験では十分な統計量を得る為に固定標的を用いて実験を行うが、不安定核が短寿命であるという本質的な問題から固定標的の作成は極めて困難である。従って、我々は従来の固定標的を用いた実験とは全く異なる実験方法である SCRIT (Self-Confining Radioactive isotope Ion Target:自己閉じ込め型 RI イオン標的)法^[1]を開発し、2011 年度までの実験により、SCRIT 法を用いれば不安定核電子散乱実験が可能であるという成果を得ている^{[2], [3]}。今年度は不安定核生成、分離機構である ERIS(Electron beam driven RI separator for SCRIT)^[4]から供給された安定核 ^{132}Xe を用いて SCRIT 実験を行った。本論文ではその実験で明らかにされた SCRIT のイオン捕獲特性について述べる。

2. SCRIT(Self-Confining RI Ion Target)法

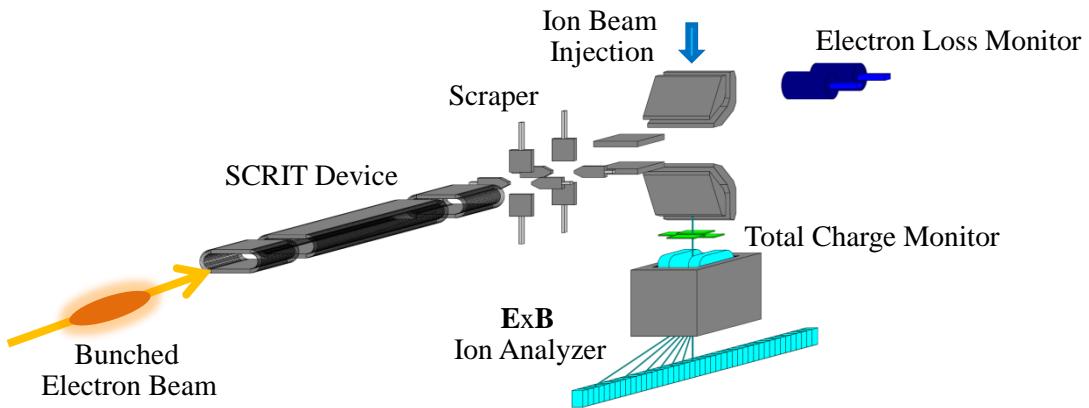
SCRIT とは、電子蓄積リング内で 3 次元空間的にイオンを捕獲し内部標的を生成する方法である [Figure 1]。電子ビームの作る負のポテンシャルは横方向のトラップとなり、ビーム軸上に設置された 2 つの電極で作られるミラーポтенシャルは縦方向のトラップとなる。また、標的イオンは電極電圧の操作により入射、捕獲、掃出しを繰り返している。掃き出されたイオンは、後段の検出器でその成分等が調べられている。また、残留ガスが標的イオンと一緒に捕獲されてしまうので、我々は残留ガスのみを捕獲する実験も同時に行っている。そして、そこからバックグラウンドの見積りや残留ガスの捕獲特性を測定している。特に今年度は、集団的シンクロトロン振動の強度に依存する残留ガスの捕獲特性を詳細に調べた。



[Fig. 1 SCRIT Method]

SCRIT System

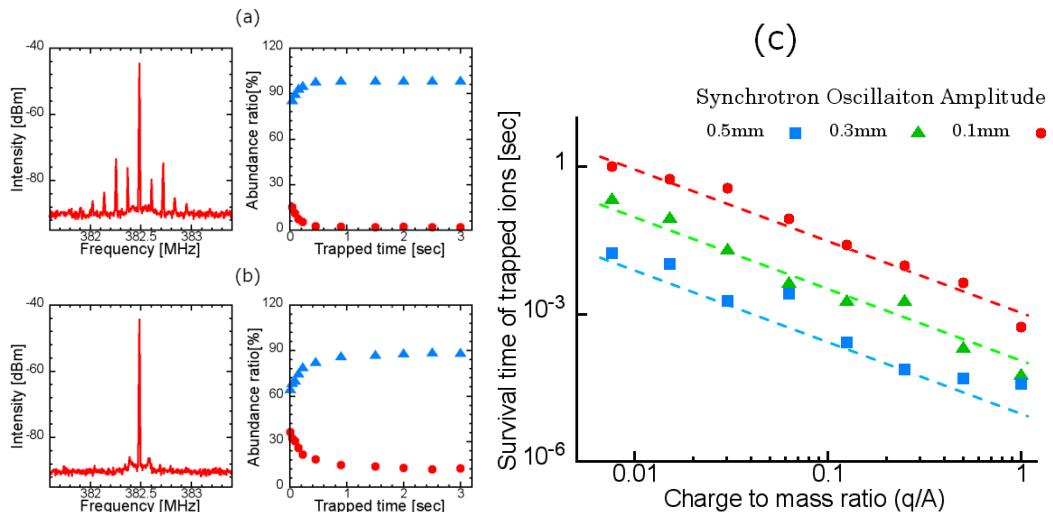
我々は、Figure 2 の様な SCRIT System と呼ばれる装置を用いて捕獲特性を調べており、Scraper では入射イオン数、Total Charge Monitor では捕獲後のイオンの全電荷を測定している。ExB Ion Analyzer では捕獲イオンを速度分離し成分や価数分布等を測定している。Electron Loss Monitor は弾性散乱実験のデータからルミノシティの絶対値校正を行い、現在はルミノシティモニターとして活用している。



[Fig. 2 SCRIT System]

3. イオン捕獲特性

^{133}Cs を用いた 2011 年度の実験では、 4×10^8 [ions/Cycle] の入射イオン数でルミノシティー 1×10^{27} [cm^2/s] であったが、今年度は 1×10^8 [ions/Cycle] の入射イオン数でルミノシティー 4×10^{26} [cm^2/s] という倍の効率での実験に成功した。更に、電子ビームの集団的シンクロトロン振動の強度による残留ガスイオンの捕獲特性の変化を測定した。Figure 3(a, b)から、振動強度が強いビームでは水素の様な軽いイオンは捕獲が困難であるという事が分かり、その傾向はシミュレーションでも裏付けられている [Fig. 3 (c)]。今年度我々は、故意に電子ビームに不安定性を与える事で、SCRIT 中の標的イオンの純度を調整できる可能性を発見した。



[Fig. 3 Effects of electron beam instabilities]

(a, b) 左図の 382.5MHz のサイドバンド周波数はシンクロトロン振動の強度であり、(a) は (b) よりも約 100 倍強度が強い。(a, b) 右図は捕獲中の水素(丸点)と酸素(三角点)の存在比の時間発展である。(c) は SCRIT Device のシミュレーション結果であり、半径 1mm の電子ビームに対して集団的シンクロトロン振動の振幅を 0.1mm(丸点)、0.3mm(三角点)、0.5mm(四角点) と変化させている。計算では、捕獲可能時間は電荷質量比に強く依存し、 Xe^+ は水素に比べ約 1000 倍も長い。

参考文献

- [1] M. Wakasugi et al, Phys. Rev. Lett. **100**, 164801 (2008)
- [2] T. Suda Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** 03C008 (2012)
- [3] 玉木聖一 ‘SCRIT 電子散乱実験におけるルミノシティーの向上’ 立教大学理学研究科修士論文 (2011)
- [4] 小泉浩二 ‘SCRIT 実験における ISOL の開発’ 立教大学理学研究科修士論文 (2011)

SAMURAI-TPC 用クロック位相同期モニターシステムの開発

Development of clock phase monitoring system for SAMURAI TPC

浦野恭輔
指導教員 栗田和好
竹谷 篤

1. はじめに

理化学研究所仁科センターの SAMURAI (Superconducting Analyser for Multi-particle from Radio Isotopebeam) プロジェクトは巨大なスペクトロメーターを用いて多粒子を同時に測定することによって新たな核物理の調査領域を広げることを目的としている。SAMURAI スペクトロメーターは超電導双極子磁石、重粒子検出器、陽子検出器及び中性子検出器から成り立っており、電磁石は回転する台の上に設置される。これら装置の効果的な組み合わせにより、SAMURAI システムは様々な研究を可能にしている[1]。

SAMURAI の新たな検出器として現在建設中である SAMURAI-TPC は電磁石のギャップ間に設置し、多粒子の 3 次元飛跡トラッキングと粒子識別を大立体角で行う。SAMURAI-TPC の読み出し回路には General Electronics for TPC(GET)[2]を用いる。この GET では AsAd(ASIC ADC board)と呼ばれるプリアンプ、アナログパイプラインバッファ、ADC まで搭載したボードを使う。AsAd ボード 1 枚で 256 パッドの読み出しが 1kHz で可能である。SAMURAI-TPC では約 12000 枚の読み出しパッドがあるため、約 50 枚の AsAd ボードで読みだす。GET システムでは最大 100MHz のサンプリングで動作することを想定して設計されている。[3]これらのボードの時間同期を確保することが必須である。我々はこのための時間同期モニターシステムを開発してきた。

2. 時間同期モニターシステム概略

時間同期モニターシステムに要求されるのは最大 100MHz のクロック信号を 1ns 以下の時間分解能で計測することである。時間同期モニターシステムは信号受信部、マルチプレクサ及び TDC から成り立っている。GET システムでは最大 30000ch の読み出しを予定しているので、最大 128 枚のボードからのタイミングクロックが存在し、Low Voltage Differential Signal(LVDS)規格で伝送される。受信した信号はマルチプレクサに送られ、2ch を選択し TDC でその時間差を計測する。信号選択部と TDC はマイクロコントローラ(PIC)を用いて制御し、その結果は PC に転送し可視化して確認する。(Fig.2)

3. ソフトウェア機能確認ボード

ソフトウェア機能確認ボードを設計製作し、その動作確認を行った。プラットフォームではマルチプレクサに CMOS ロジック IC である 74HC251(8:1 マルチプレクサ)を使用し、また規模を最終版の 4 分の 1 である 32ch の信号に対応している。作成したテスト基板(Fig.3)を用いて動作テストを行った。テストは PIC から位相のずれた 2 本のクロック出力し LVDS 信号へ

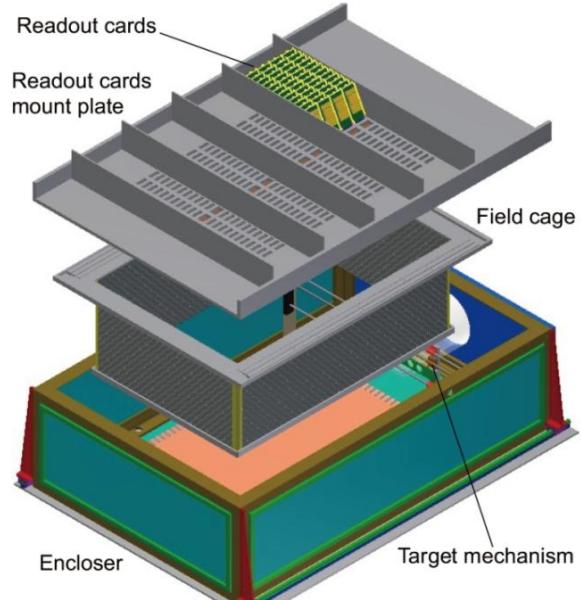


Fig.1 Exploded view of the SAMURAI-TPC

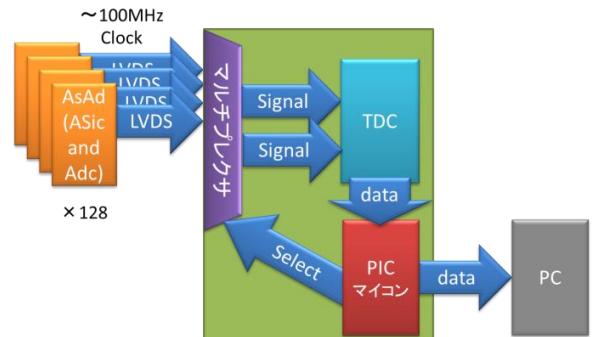


Fig.2 Over view of time monitoring system

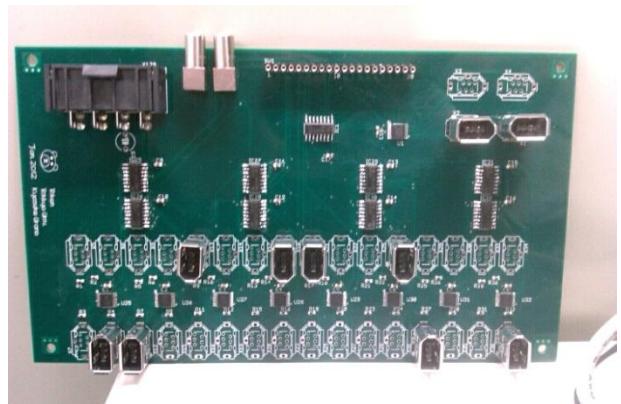


Fig. 3 Development platform for software

MUX board

変換する。その後、LVDS レシーバへ入力し CMOS ロジック IC で扱えるよう変換を行う。変換したクロックは、マルチプレクサを通して TDC へと入力する。TDC は LVTTL で動作するが、CMOS から LVTTL への信号入力は問題がないことを確認した。

PIC を用いたマルチプレクサの制御、TDC の操作及び計測データの取得及びそれらの技術を用いて全チャネルの位相のずれの自動計測を行い PC での可視化まで確認した。

4. プロトタイプボードの開発

ソフトウェア機能確認ボードでは使用したマルチプレクサ IC の仕様のために 100MHz のクロック信号では使えない。そこで、高周波信号に対応するべく FPGA 内にマルチプレクサを作成し信号の選択部を作成することとした。事前テストでは FPGA(Xilinx 社製 Spartan3AN)に 8to2 マルチプレクサを作成し、100MHz のクロック信号を信号選択及び TDC による計測の確認まで行うことが出来た。テスト結果をふまえ、FPGA を使用したプロトタイプボードを開発した。(Fig.4)

プロトタイプボードは合計 5 つの FPGA を使用した。4 つを 32to1×2 マルチプレクサ、1 つを 4to1×2 マルチプレクサとして使用する。 $\times 2$ とはスタート信号用ストップ信号用とそれぞれ別の経路を設けたためである。128 本ある LVDS 信号は、32 本ずつ 4 つのグループに分けられ 32to1×2 マルチプレクサへそれぞれ入力される。そこで選択された 4 本 $\times 2$ の信号は 4to1×2 マルチプレクサへと入力し、信号選択及び LVDS から LVTTL レベルへの変換を行い TDC へ入力する。

プロトタイプボードでは FPGA の内部回路などにより、各入力端子から TDC のスタート及びストップ入力までの経路差が生じるためその差を埋める調整が必要である。そこで同じフェイズのクロックを 1ch 対 [2:64]ch に入力をして調整を行ったところ、全ての組み合わせが 500ps 以内に収まったことを確認した。

5まとめ

ソフトウェア機能確認ボード及びプロトタイプボードの開発結果により、時間同期モニターシステムに要求されている 100MHz を 1ns 以下の時間分解能で確認する目的は達成された。プロトタイプボードはその入力端子の多さにより、テスト信号の作成などの関係で全信号データの自動取得を行うまでには至らなかつたが、マイクロコントローラを用いた計測方法及びソフトウェア機能確認ボードで開発したソフトは同じであるため、短時間の調整で自動取得が行えると予測できる。これにより、SAMURAI-TPC の読み出し回路である GET システムに発生する AsAd ボードの時間同期が確保されることとなる。

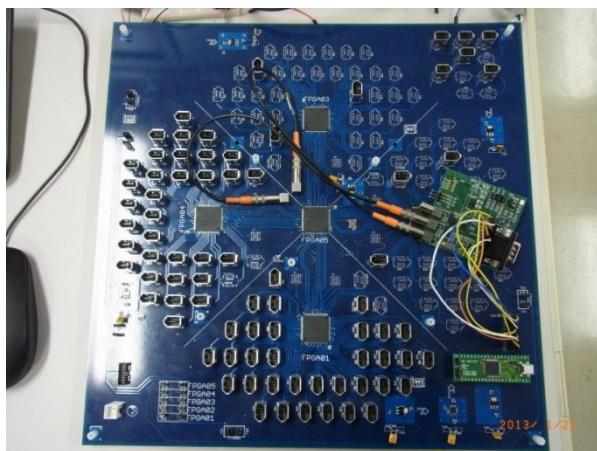


Fig.4 Prototype board

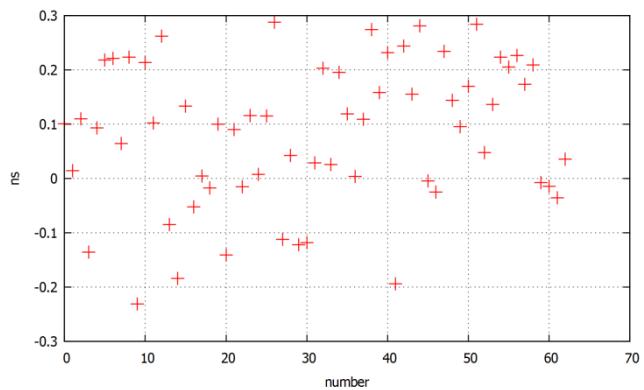


Fig.5 Time lag of the signals
got through the FPGA

[参考文献]

- [1] Y.Shimizu *et al*, J. Phys. Conference Series 312 (2011)
- [2] S.Anvar *et al*, 「GET: A Generic Electronic System for TPCs for nuclear physics experiments」 Physics Procedia にて出版予定
- [3] T. Isobe, RIKEN Accel. Prog.Rep. 45 (2012) 132.

^{238}U の飛行核分裂による中性子過剰核の生成断面積の測定

Cross section measurement of neutron-rich nuclei production using in-flight fission of ^{238}U beam

村井大地

指導教員 家城和夫

1 概要

不安定核を加速器によって生成する技術が発明されて以来、不安定核の物理はビームの生成技術とともに発展してきた。中性子の個数が陽子の個数と極端に異なる不安定核では、 ^{11}Li のように中性子が安定核よりも広く分布する「中性子ハロー」や中性子数 $N = 8, 16$ における「魔法数の消失・出現」などが確認されている。これらの現象は標準的な原子核モデルでは説明することが出来ず、さらにはこれらの発見は主に軽い原子核で観測されてきたものなので、現象の全貌を理解するためにはさらに広い範囲の原子核を対象に研究を行う必要がある。

また、鉄よりも重い原子核は安定線よりもかなり離れた中性子過剰核を経由し、それらがベータ崩壊して生成されたと考えられている。中性子が過剰な不安定核を研究を進めることは、原子核自身による深い理解を得るだけではなく、元素合成の解明にも重要になってくる。中性子過剰核を生成し、その生成断面積を測定することは、これらの研究を行う上で非常に重要な第一歩である。

本研究では、新同位元素探索実験で生成された中性子過剰核について、解析により粒子識別精度を向上させることにより中性子過剰核の生成断面積の導出を行った。

2 BigRIPS

2011年10月に $Z=60$ 付近の中核領域においてウランビームの飛行核分裂反応を用いた新同位元素探索実験を行った。実験は理化学研究所仁科加速器研究センターにある飛行分離型超電導 RI ビーム生成分離装置「BigRIPS」を使用して行われた。BigRIPS は加速器によって加速された一次ビームを標的に照射することで不安定核を生成し、分離を行う装置である。BigRIPS は不安定核の生成分離を行う「第一ステージ」と分離された不安定核の粒子識別を行う「第二ステージ」で構成される。第一ステージでは、任意の粒子に合わせた磁場設定を行い、スリットやデグレーダーを用いることで欲しい粒子が選択される。第二ステージでは、磁気剛性 ($B\rho$) と飛行時間 (TOF) さらに今回は延長したビームラインでエネルギー損失 (ΔE) を測定し質量電荷比 (A/Q) と原子番号 (Z) を導出することで粒子識別を行った。

実験は 2 設定で行われ、それぞれ $^{161}\text{Sm}^{62+}$ 、 $^{168}\text{Gd}^{64+}$ が中心粒子として設定された。粒子識別には、PPAC、プラスチックシンチレータと Si stack 検出器を用いて行われた。PPAC は位置有型のガス検出器で各焦点面のビームの位置を測定することでビーム軌道の再構成を行う。Si stack 検出器は Si 検出器を 14 枚重ねた構成になっており、入射した粒子を止めることで全運動エネルギーの測定も可能となっている。Si stack 検出器の側面に 4 台の Ge 検出器を設置し、Si stack 検出器で止まったアイソマーから生じる遅延 γ 線を測定することでアイソマーの観測も行なっている。既知のアイソマーからの遅延 γ 線を測定することで粒子識別が正しく行われたかを確認することができる。

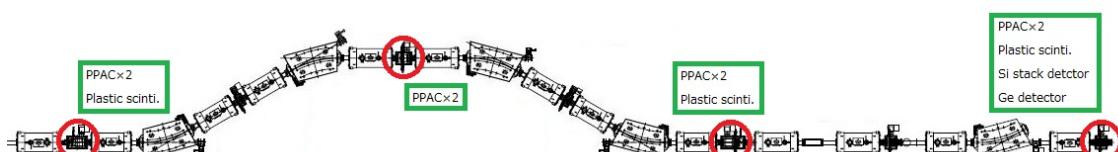


Fig.1 Beamline detectors

3 解析

実験で得られたデータを用いて中性子過剰核の生成断面積を導出を行った。生成断面積を正しく導出するためには、精度の高い粒子識別を行う必要がある。粒子識別は Z および A/Q を用いて行うが、特に A/Q の分布は電子が一個ついている水素様イオンのピークが測定すべきピーク (full strip) の近くに生じる。そのため、分解能を向上させなければ分離が難しくなる。解析ではビームの軌道、飛行時間を精密に分析し、磁気剛性と粒子速度を精度良く決定することで A/Q の分解能を上げた。また、中には数イベントしか観測されない粒子もあり、バックグラウンドが多いとそのイベントが本物かどうか判断することが難しくなる。バックグラウンドは検出器やエネルギー減衰板などの物質で反応を起こしたものや pile up などから生じるが、検出器の信号や得られた位置・角度・磁気剛性等の情報、またそれらの相関から本物から外れているイベントを除去した。

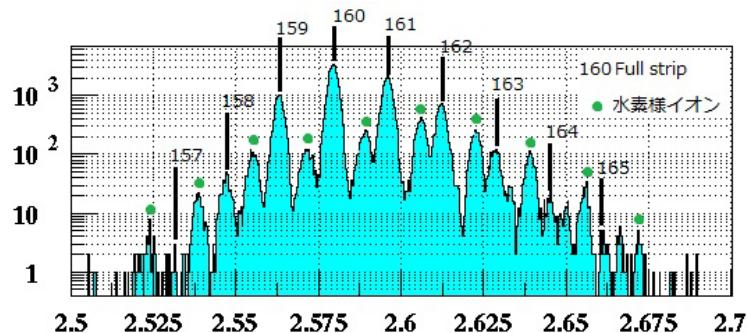


Fig.2 A/Q spectrum of Sm

Fig.2 に例としてサマリウム (Sm, $Z=62$) の A/Q 分布図を示す。 A/Q の分解能は解析を行った結果、0.045% 程度となり、図で水素様イオンと full strip が分離できている事がわかる。これらの解析結果を用いて収量の導出を行った。実験で得られたデータを LISE++ による abrasion fission と fragmentation による生成のモデルと比較を行ったところ、モデルの値よりも実験データが一桁以上大きくなっていることが確認された (Fig.3)。

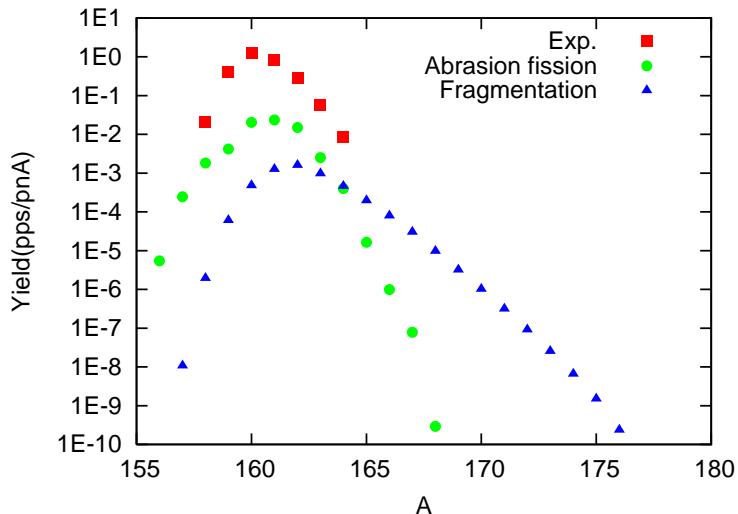


Fig.3 Compare measurement yield with calculation data(Sm, $Z=62$)

地磁気共役点オーロラの発光強度比較

Comparison between emission intensities of geomagnetic conjugate auroras

重信薰

指導教員 田口真

1. はじめに

オーロラ電子は、地球の磁力線に沿って運動するという基本的な物理特性を有しているので、オーロラは南半球と北半球の両極域に出現する。一本の磁力線で結ばれた南北両半球の地点を地磁気共役点と呼ぶ。地磁気共役点では、同じような形状のオーロラが見えることが予想され、オーロラの発生領域やメカニズム、地球磁気圏の南北非対称性を研究する上でとても重要な観測手段である。しかし地理的な要因により、オーロラ帯に位置し、地磁気共役点オーロラの地上光学観測が可能な場所は非常に少なく、現在のところ、南極の昭和基地と北極のアイスランドのペアだけである。共役点観測が可能な季節は、南北両半球が同時に暗夜になる春分・秋分の時期に限られる上に、両共役点上空が同時に快晴でオーロラが出現する必要がある。このように観測条件に多くの制約があるため、共役点オーロラの研究はあまり行われておらず、これまで主にオーロラの形状変化や共役点位置の時間変化について研究してきた。本研究で焦点を当てている地磁気共役点オーロラの発光強度比については *Stenbaek-Nielsen et al.* [1973] により両極の磁場強度の違いによる降下粒子の差を元に理論的に考察されている。しかし、全天イメージヤーによる地磁気共役点オーロラの発光強度の比較は *Asozu et al.* [2006] らによって観測的に検証された 1 例のみであり、南北で形状の一致した地磁気共役点オーロラの発光強度を比較した例はない。地磁気共役点オーロラの発光強度比を調査することにより、磁場強度の差から考えられる発光強度比を観測的に検証することが可能である。これにより、発光強度について定量的な議論をすることができ、残されたオーロラの謎を解明する上で重要な情報が得られる可能性がある。

2. 観測

我々は、地磁気共役点におけるオーロラの発光強度比を観測的に検証することを目的に、2010 年 9 月からアイスランド・フッサフェルと南極・昭和基地で、同型の全天単色イメージヤーを用いて N_2^+ 427.8 nm 発光の長期間南北同時観測を行った。その結果、2011 年 9 月 9 日から 11 日深夜にかけて活動的なオーロラの観測に成功した。このイベントでは地磁気変動の活動度を表す K 指数が最大で 6 に達するサブストームが発生した。本研究ではこれらのイベントから同時刻に南北両観測地点に鏡像のオーロラが出現した時間帯を選び出し解析した。

3. 解析・結果

2011 年 9 月 9 日において、両観測点で同時刻に鏡像のオーロラが出現した時間帯は 22:37UT-22:45UT と 23:40-23:45UT であり、11 日は 22:40UT-22:45UT であった。発光強度の比較を行う際、オーロラが映り込んでいる全ての領域で比較を行うのではなく、地磁気共役点にあたる範囲(フッサフェルでは全天空の東側、昭和基地では西側)でスパイラルなど特徴的な構造を形成している領域で切り取り、その領域内での発光強度の上位 10 画素の平均値(本論文ではこれを最大値とする)と平均値の 2 種類で比較を行った。南北の磁場強度の違いから予測される発光強度比は北半球における値を基準として約 1.44 であり、昭和基地側が約 44% 明るくなると推察された。実際に観測したオーロラの発光強度比は 9 月 9 日の 2 つのイベントでそれぞれ、1.21±

0.13(最大値)、 1.29 ± 0.23 (平均値)と 1.53 ± 0.25 (最大値)であり、11日のイベントでは 1.23 ± 0.13 (平均値)と 1.33 ± 0.16 (平均値)であった。発光強度比の値としては予想されていた値より低い値を示したイベントもあったが、観測的な方法と南北の磁場強度の違いによる降下粒子比によって推定された方法による両者の値は誤差の範囲内で一致しており、発光強度比は南北の磁場強度の違いで説明できることが分かった。

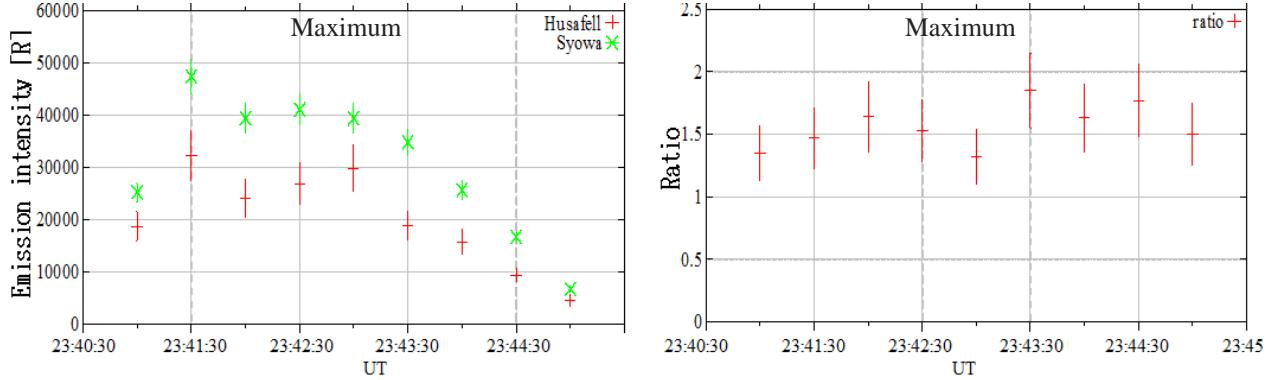


Fig. 1. The emission intensities (left) and ratios (right) from 23:41:00 to 23:45:00, Sep. 9.

Table. 1. Summary of observed and expected emission intensity ratios.

<i>September 9</i>		<i>Observed</i>		<i>Expected</i>
Time		Maximum	Average	
22:37:30–22:40:30 UT		1.21 ± 0.13		1.43
23:41:00–23:45:00 UT		1.53 ± 0.25	1.29 ± 0.23	1.43
<i>September 11</i>		<i>Observed</i>		<i>Expected</i>
Time		Maximum	Average	
22:40:30–22:45:30 UT		1.23 ± 0.13	1.33 ± 0.16	1.43

4. 考察

地磁気共役点位置は地磁気地方時と惑星間空間磁場のZ成分とY成分のなす角に強い相関があることが示されており[Østgaard et al. 2005]、本論文で解析を行った領域では相関係数はそれぞれ0.74と0.70となった。この事は、比較を行った領域は南北で同じ磁力線上のオーロラである可能性が大きいことを示しており、オーロラの発光強度の非対称性は、磁場の非対称性によって降下してくる粒子のフラックスの違いによるものであると説明できる。南北で異なる形状での比較ではあったが、アイスランドより昭和基地の方で明るいオーロラが出現する事を示したAsozu et al. [2006]による報告を、本研究の解析結果は支持する形となつた。本研究によって、南北の磁場強度の違いによる発光強度比の観測的な検証により、磁場の弱い領域では明るいオーロラが現れるということを実証した。

参考文献

- [1] Asozu, 2006, Master Thesis, Tohoku University.
- [2] Steanbaek-Nielsen, 1972, J. Geophys. Res., 77, 1844–1858.
- [3] Østgaard et al., 2005, Geophys. Res. Lett., 32, L05111.
- [4] Standard Star Optical Photometry Data, <http://deepred.bu.edu/obstools/starflux/indexmag.html>
- [5] Data Center for Aurora in NIPR, <http://polaris.nipr.ac.jp/~aurora/indexJ.html>

中質量連星系の前主系列星 θ_1 Ori E のフレア観測

XMM-Newton OBSERVATION of a FLARE from The YOUNG INTERMEDIATE-MASS BINARY θ_1 Ori E

清水佑輔

指導教員 北本俊二

1. 序論

~400–450pcの距離に位置するオリオン大星雲(M42)には~1Myrのとても若い星が集まった星団が存在し、星団はThe Orion Nebula Cluster(ONC)として知られている。ONCの中心にはTrapeziumと呼ばれる星の集団がある。通常、ONCは星の大変込み入った領域であるので、現在のX線天文衛星の空間分解では個々の星の分離は難しい。しかし、Trapeziumの星のひとつである θ_1 Ori Eが観測期間中にフレアを起こしたことで、非常に統計の良いフレアのデータを取得する事ができた。我々は、 θ_1 Ori Eのフレア時のスペクトル解析をおこない、中質量星のフレア現象について調査した。 θ_1 Ori Eは約 $3.5 M_\odot$ の中質量の前主系列星2個で構成されている連星である。2– $8 M_\odot$ の中質量星が前主系列星として存在する時間は約10–20Myrと短いため、このタイプの星の研究は難しい。今回、前主系列星の中質量星である θ_1 Ori Eのフレアを定常状態、フレアの立ち上がり、ピーク、減衰と状態変化の過程を統計よく解析をおこなったことは非常に意義のあるものである。

2. X線天文衛星「XMM-Newton」による観測

「XMM-Newton」は1999年12月に打ち上げられたESA(欧州宇宙機関)のX線天文衛星である。X線CCD検出器(EPIC), X線分光器(RGS), 可視光、紫外線検出器(OM)という3つの検出器システムを搭載している。「XMM-Newton」は2001年10月3日0時56分から同12時6分までの約半日、Trapezium OB starの一つであり、スペクトル型O7–O5.5の θ_1 Ori Cを観測した。 θ_1 Ori Cは強磁場を持ったTrapezium OB starの中でも最もX線で明るい星である。我々は観測中に同時に視野に入っている前主系列星である中質量星の θ_1 Ori Eの巨大なフレアの立ち上がりを捕えている事を発見した。我々はEPIC、RGSのデータを用いてフレアを起こす前の状態(定常状態)とフレアが起きている状態に分けて解析をすることで θ_1 Ori Eのフレアによる物理変化を調べた。

3. スペクトル解析

Fig 1はEPICのデータによる θ_1 Ori Eの光度曲線である。観測開始から約20000秒後にフレアを起こしていることが分かる。Fig 2はフレアを起こす前後で描いたCCDのイメージ図で、やはり θ_1 Ori Eがフレアを起こしていることが分かる。フレア状態は観測時間中に立ち上がりから減衰するまで見えているので、フレアを起こしている時間帯を5分割して、より詳しくスペクトル解析をおこなった。各時間帯でのスペクトルを衝突電離平衡の光学的に薄い熱的プラズマに星間吸収を考慮したモデルによるフィッティングをおこなった。様々なモデルを試したところ、定常状態時は温度2成分、フレア時は

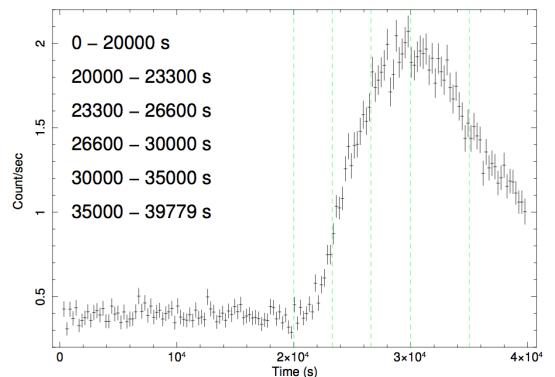


Fig 1: Light Curve of θ_1 Ori E.

温度3成分のモデルでうまく表すことができた。Fig 3に各時間帯で求めた温度とEMのタイマスケールを示す。この際、フレア時の低温と中温のパラメータは定常状態時で求まった値に固定した。したがって、フレア時は定常成分(低温、中温成分)にフレア成分(高温成分)が加わったと解釈することができる。また定常時は θ_1 Ori Cからのデータの混入が懸念されるが、この解析によりフレア成分は θ_1 Ori Eのフレア成分と考えることができる。フィッティングによるベストフィットパラメータをTable 1に示す。RGSのデータはEPICのデータのように θ_1 Ori Cと θ_1 Ori Eを個々に分離することができなかった。そこで θ_1 Ori Eがフレアの時間帯のスペクトルから定常状態時のスペクトルを差し引くことでフレア成分のスペクトルを作成した。作成したスペクトルはEPICのデータによるフレア成分と矛盾がない結果となった。

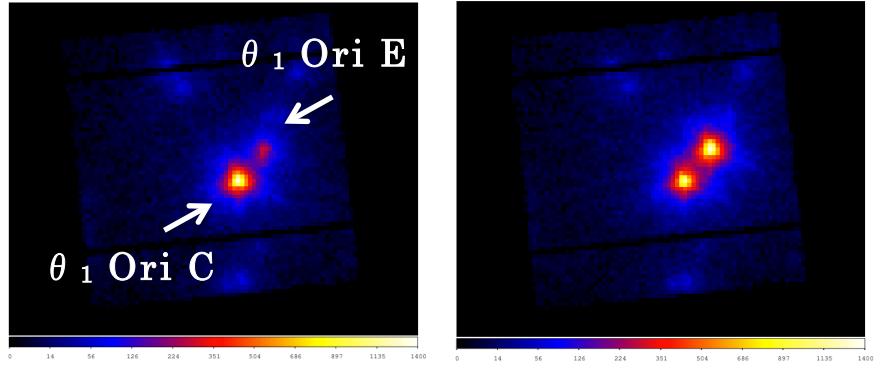


Fig 2: Images of θ_1 Ori E. The left image shows θ_1 Ori E in its quiet state. The right image shows in its flare state.

パラメータ	単位	Time1	Time2	Time3	Time4	Time5	Time6
N_H	cm^{-2}	0.31 ± 0.01	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31
Z	-	0.36 ± 0.04	0.36 ± 0.04	0.49 ± 0.05	0.63 ± 0.06	0.65 ± 0.04	0.62 ± 0.04
$K_B T_{low}$	keV	0.81 ± 0.02	0.81	0.81	0.81	0.81	0.8
$K_B T_{middle}$	keV	2.5 ± 0.06	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
$K_B T_{high}$	keV	-	26.5 ± 20.78	15.8 ± 2.3	8.5 ± 0.5	5.34 ± 0.18	4.7 ± 0.3
EM_{low}	10^{54} cm^{-3}	5.0 ± 1.1	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
EM_{middle}	10^{54} cm^{-3}	16.1 ± 0.5	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1
EM_{high}	10^{54} cm^{-3}	-	6.5 ± 0.9	40.6 ± 1.1	57.9 ± 1.6	54.3 ± 1.5	32.6 ± 1.3
$\chi^2/d.o.f$	-	$451.7/383(1.18)$	$161.3/170(0.94)$	$410.5/378(1.08)$	$474.2/444(1.07)$	$586.1/497(1.18)$	$427.8/382(1.12)$

Table 1: Best fit parameter

4. まとめ

EPICのデータ解析より、フレアは最大で 26.5 ± 20.8 keVまで上昇し、EMも $(57.9 \pm 1.6) \times 10^{54} \text{ cm}^{-3}$ まで及んでいたことが分かった。求めたフレアのプラズマの温度は最大級の太陽フレアと比較しても1桁程度高く、他の星のフレアと比較しても数倍高い値であった。また、高温成分のEM値からフレアの体積の時間変化を推測したところ、最大で太陽の体積の約7倍程度まで広がっていたことが分かった。

またフレア中のプラズマのエネルギーが磁場のエネルギーと同程度と仮定すると磁場は約400Gまで上昇し、磁場に関しても他の星のフレアと比較して3-4倍程度大くなる。このことから今回観測した θ_1 Ori Eのフレアはかなり大規模なものであったことが分かった。

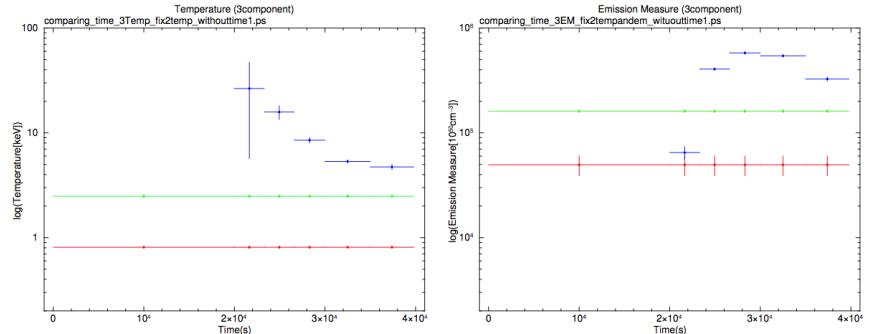


Fig 3: Time evolution of the temperature (left) & emission measure (right) of the plasma.

Development of a low energy electron beam source using the photoelectric effect

光電効果を利用した低エネルギー電子銃の開発

小西 達也

指導教員 平山 孝人

Synopsis An electron beam source using the photoelectric effect has been developed. It is found that an electron beam current of ~ 100 nA with an energy spread of ~ 0.10 eV can be realized by using a laser diode of photon energy = 2.6 eV and photon power > 60 mW.

Introduction

We have been studying electronic excitation processes in rare gas clusters by electron energy loss spectroscopy [1]. In this study acquisition time for one spectrum was about 50 hours. This is partly due to the low current of incident electron beam (a few nA), which is limited by the use of an electron energy selector.

The purpose of this study is to develop an electron beam source which can produce a low energy electron beam of a current of about 100 nA with an adequate energy spread (< 0.2 eV) using the photoelectric effect. This electron beam source enables us to shorten the acquisition time and also to measure the differential cross section of rare gas clusters.

Thermoelectronic emission and field emission are often used as a source of electron, but energy spread of electrons produced by these methods is typically larger than 1 eV, which is too large for our purpose. We have developed an electron beam source using the photoelectric effect because the electron energy spread of emitted electron by photoelectric effect can be varied arbitrarily.

Photoelectric Effect

Photoelectric current I_e is given by

$$I_e = e\eta I_p \quad (1)$$

where I_p and η are a number of incident photons per second, a number of emitted electrons per incident photon (quantum yield). Then quantum yield η of LaB₆ (cathode used in this study) is typically $10^{-4} \sim 10^{-6}$ [2], and is known to be strongly dependent on the experimental conditions, such as the vacuum pressure, incident photon energy, surface condition of the cathode, etc. We expect that the emission current of 100 nA can be obtained by using light source power of order of 10 mW.

Maximum electron energy which is roughly equal to the energy spread of the electron beam ΔE , is given by

$$E_{\max} = E_p - \varphi = \Delta E \quad (2)$$

where E_{\max} , E_p and φ are maximum electron energy, incident photon energy and work function of photocathode, respectively. The energy spread $\Delta E \approx 0.1$ eV is expected if we use E_p of 0.1 eV higher than the work function of the photocathode.

Experimental Setup

Schematic view of the experimental apparatus is shown in Fig 1. We used LaB₆ (100) single crystal of 1 mm in diameter as a photocathode because of its chemical stability, relatively large quantum yield, and small work function ($\varphi = 2.5 - 2.7$ eV). It is heated to 1500 K before each measurement for surface cleaning.

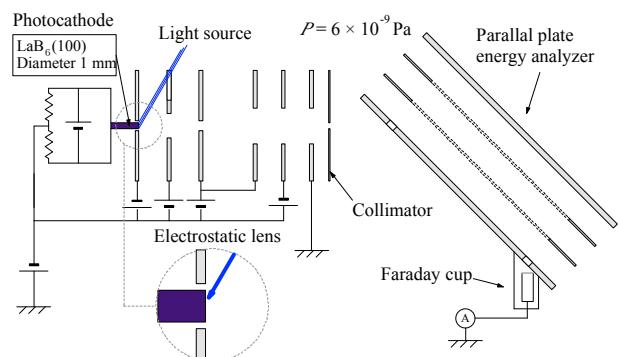


Figure 1. Schematic view of the experimental apparatus.

The photocathode is irradiated by visible light from a laser diode (LD). Peak photon energy E_p and output power of LDs used in the present work are listed in table 1. Emitted photoelectrons are focused by a set of electrostatic lens system and are energy-analyzed by a parallel plate energy analyzer. The geometrical energy resolution of this energy analyzer is one-hundredth of the pass energy. Background pressure in the vacuum chamber is about 6×10^{-9} Pa.

Table 1. Specifications of the LDs used in the present work.

Peak Wavelength	Peak Photon Energy	Output power
405 nm	3.06 eV	200 mW
448 nm	2.77 eV	150 mW
472 nm	2.63 eV	100 mW
532 nm	2.33 eV	1000 mW

Experimental Results

Figure 2 shows the energy distribution of the electrons emitted by the irradiation of $E_p = 2.77$ eV light, and the acceleration energy of the electron is 40 eV. Solid lines represent the results of gauss fitting. The peak position is used as the origin of the electron energy. Peak widths (ΔE) estimated by Gauss fitting as a function of

the electron acceleration energy are listed in Table 2. The peak width $\Delta\epsilon$ is determined by the energy spread of the photoelectrons ΔE in eq. (2), and the energy resolution of the analyzer E_a , which is proportional to the electron acceleration energy E_e , as

$$\Delta\epsilon^2 = \Delta E^2 + kE_e^2 \quad (3)$$

From the experimental results shown in table 2, ΔE and φ are estimated at 0.29 eV and 2.5 eV, respectively, from which we expect that we could obtain an electron beam with an energy spread of about 0.1 eV if a LD of $E_p = 2.6$ eV is used.

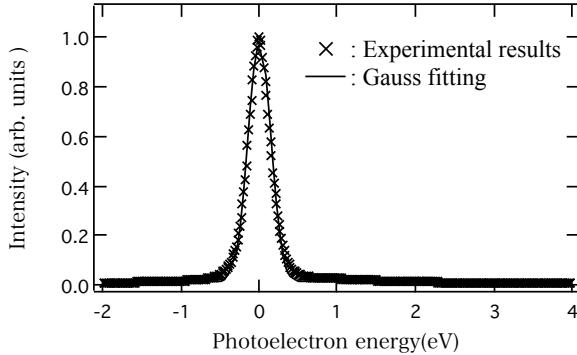


Figure 2. The results of energy distribution of the electrons emitted by the irradiation of $E_p = 2.77$ eV photon, and the acceleration energy of the electron is 40 eV. light. Solid lines represent the results of Gauss fitting.

Table 2. Peak widths ($\Delta\epsilon$) estimated by Gauss fitting as a function of the electron acceleration energy. The energy of the incident light is 2.77 eV.

Acceleration energy	30 eV	40 eV	50 eV	60 eV
$\Delta\epsilon$	0.316 eV	0.336 eV	0.358 eV	0.383 eV

We have estimated from η and E_p the required photon power W_{100} to obtain the emission current of 100 nA, and the results are also included in Table 3.

Table 3. The results of photoelectron current, quantum yield and W_{100} .

E_p	I_p	I_e	η	W_{100}
3.06 eV	19 mW	400 nA	6.4×10^{-5}	4.6 mW
2.77 eV	28 mW	200 nA	1.9×10^{-5}	15 mW
2.63 eV	20 mW	30 nA	4.0×10^{-6}	60 mW
2.33 eV	100 mW	< 1 pA	$< 1 \times 10^{-10}$	-

Figure 3 shows the results of dependence of photoelectron current on time. As can be seen from figure that the photocurrent gradually decreases with time. The lifetime τ is defined as the time when the photoelectric current decreases by half. The results in fig. 3 shows the higher the photon energy E_p , longer the lifetime τ . Figure 4(a) shows the dependence of τ on the cathode temperature. It is found τ becomes longer when the temperature

increases to about 1000 K but becomes shorter at about 1100 K. Figure 4(b) shows the dependence of τ on the vacuum pressure of the chamber. The pressure has been controlled by introducing Ar gas and air into the chamber. It is found in both cases that τ is longest at the lowest vacuum pressure, indicating that ultra-high vacuum condition is essential for the use of this electron source.

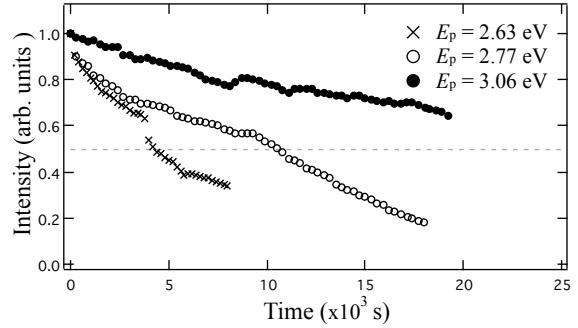


Figure 3. The results of dependence of photoelectron current on time. Background pressure is 4×10^{-9} Pa, and cathode temperature is 300 K.

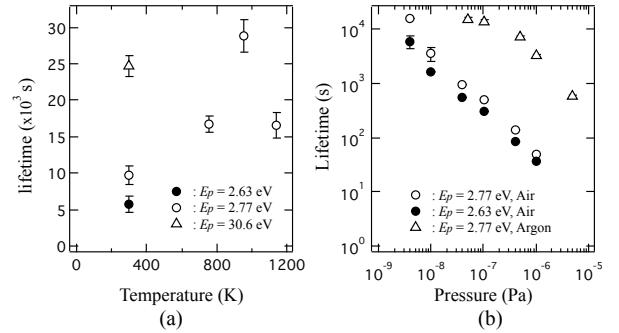


Figure 4. The dependence of lifetime on (a) cathode temperature, and (b) vacuum pressure. Vacuum pressure in (a) is 4×10^{-9} Pa, and cathode temperature in (b) is 300 K.

Conclusion

We have developed an electron beam source using the photoelectric effect, and measured I_e , ΔE and τ . From these results, it is expected that the electron beam source of $I_e \approx 100$ nA and $\Delta E \leq 0.1$ eV can be realized by using a laser diode of photon energy = 2.6 eV, and photon power > 60 mW under the vacuum pressure lower than 10^{-7} Pa. It is found that the lifetime can be increased by raising the cathode temperature to about 900 K.

This study showed that our electron beam source can be continuously used for about 10 hours in an ultra-high vacuum condition. It should be noted that we can use this source even in normal vacuum condition, i.e. in the order of 10^{-7} Pa, if the cleaning of the photocathode surface, which takes just a few minutes, is done in every few hours.

Reference

- [1] H. Kubotera, et al., Appl. Surf. Sci. **256**, (2009) 1046-9, H. Kubotera, et al., J. Phys. Conf. Ser. **288** (2011) 012012.
- [2] B. Leblond, et al., Nucl. Instr. Meth. A **372**, (1996) 562.

リングコアフラックスゲート磁束計のデジタル測定法の開発

Development of Digital Detection for Ring Core Fluxgate Magnetometer

植山祐輔

指導教員 柳町朋樹

1. 背景

惑星間空間や惑星の探査において磁場の測定は非常に重要であり、今まで多くの人工衛星に磁束計が搭載されてきた。フラックスゲート磁束計は Aschenbrenner と Goubau によって開発されたもので、DC～数十 Hz 程度の低周波域の磁場を計測することができる。フラックスゲート磁束計はコアの形状によって円柱状の磁性体 1 本をコアとするシングルロッドコア型、それを 2 本並行に並べたものをダブルロッドコア型、軟磁性体を巻いてリング状にしてあるリングコア型に分類される。

2. 原理



Fig. 1 リングコアセンサー

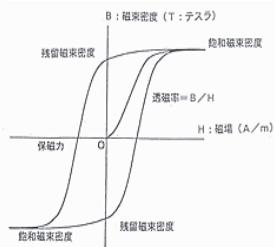


Fig. 2 ヒステリシス曲線

リングコア型のフラックスゲート磁束計は Fig. 1 のようにリング状の磁性体に励磁用のドライブコイルが巻いてあり、それを覆うようにピックアップコイルが巻いてある。ピックアップコイルは磁束の変化によって起電力を発生する。磁性体中の磁束密度は、それ以前の磁場の状態に影響を受ける性質があり、これを磁気ヒステリシスと呼ぶ。Fig. 2 は磁性体の磁気ヒステリシス曲線を表す。Fig. 3 はブロックダイアグラムを表す。

シングルロッド型と異なり、外部磁場のピックアップコイルの巻線に垂直な成分 (H_t) が 0 の場合、リングコア型はその対称性によりコア内の磁束が変化してもピックアップコイルに起電力は発生しない。しかし H_t が存在すれば、コア内の磁束がそれに平行なところと反平行なところのヒステリシスにずれが生じるため、その和を検知するピックアップコイルに起電力が生じる。このとき、ピックアップコイルに直流電流を流し、それによって発生する磁場が H_t を打消すならば、再び起電力が発生しない状態を作ることができる。この打消し電流と発生する磁場強度は比例関係にあるため、打消しの電流値から外部磁場強度を推定することができる。

周波数 f の交流電流をドライブコイルに流し励磁した場合、外部磁場の大きさに振幅が比例する周波数 $2f$ の起電力の高調波(第二次高調波)がピックアップコイルに発生する。つまり打消し磁場によって外部磁場が打ち消されるとき第二次高調波の振幅が 0 になる。解析ではこのことを利用し、1 ドライブ周期幅の起電力波形を Fourier 変換し第二次高調波の振幅が 0 になる打消し電流値を検出することにより H_t を推定する。

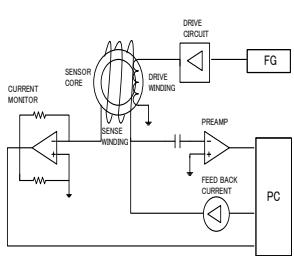


Fig. 3 ブロックダイアグラム

3. 解析

解析 1. 周波数 4.883 kHz のドライブ電圧で励磁、PC からの制御電圧によってコイルを流れる打消し電流の大きさを変え、打消し磁場を発生させた。第二次高調波が最小になる付近での第二次高調波の変化がわかるように、 H_t を打ち消す電流値とその両端に $21 \mu A$ 間隔でそれぞれ 3 点ずつの計 7 点の電流値における第二次高調波の振幅を求める。その結果を 2 次関数でフィットし、関数が最小となる電流値から H_t を推定し、改めてその電流値を中心とした 7 点の測定を実行するというループを繰り返すことによって、 H_t の時間変化を求

めた。Fig. 4 は平均電流値の間隔が $21 \mu\text{A}$ のときの打消し電流の(1 ドライブ周期に渡る)時間変化を表す。Fig. 5 は32周期分を重畠した打消し電流の平均値が -2378 , -2451 , $-2527 \mu\text{A}$ のときの起電力のパワースペクトルを表す。Fig. 6 は打消し電流を変えた場合の第二次高調波の変化を表す。Fig. 7 は32周期分を重畠した打消し電流の平均値が -2378 , -2451 , $-2527 \mu\text{A}$ のときの起電力波形を示す。

解析 2. 磁束計の向き南北方向、ドライブ電圧の周波数 4.883 kHz 。打消し電流を制御し、第二次高調波が最小になるときの電流値を求め、磁場強度の時間変化がわかるように外部磁場と打消し磁場のつり合いから磁場強度としてプロットした。Fig. 8 は磁場強度の測定結果である。

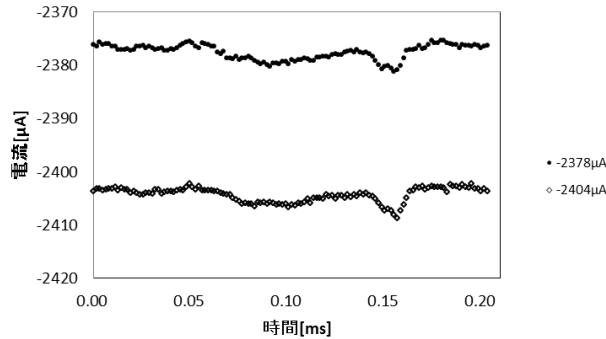


Fig. 4 打消し電流の(1 ドライブ周期にわたる)時間変化

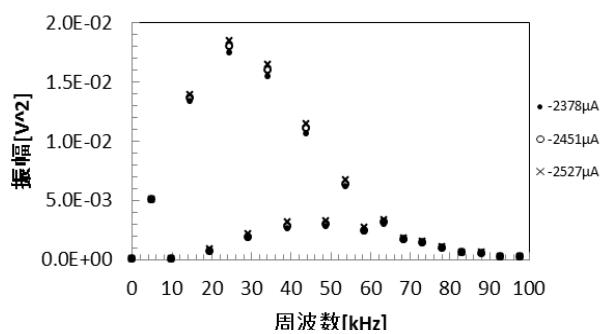


Fig. 5 起電力のパワースペクトル

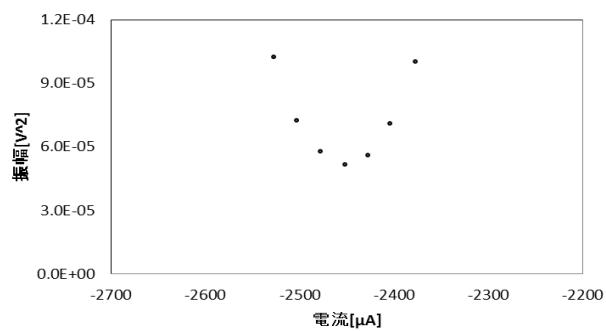


Fig. 6 第二次高調波の振幅と打消し電流

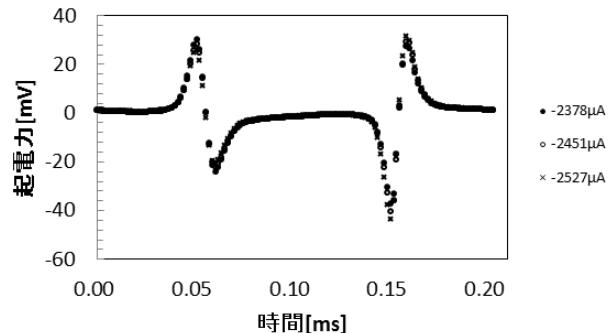


Fig. 7 起電力波形

2013年1月29日～1月30日

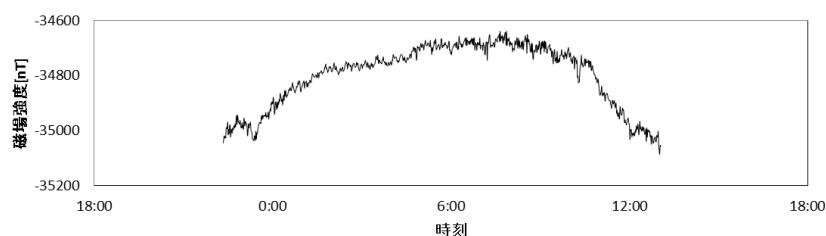


Fig. 8 磁場強度の時間変化

4. 結論

解析 1. 起電力波形のパワースペクトルを求めたところ、第二次高調波以外ドライブ周波数の奇数次と偶数次の高調波が見られた。これはリングコア内の磁束密度のズレが原因であると考えられる。

解析 2. 磁場強度に 300 nT の変動が見られた。これは研究室内的室温の変化によって変動しており、電子回路上で温度依存性がある抵抗、オペアンプが原因であると考えられる。現在この室温の変化による変動を少なくするように電子回路を改良している。

[参考文献]

- [1] Fluxgate Magnetometers for Space Research G. Musmann/Y. V. Afanassiev 2010 年
- [2] 磁気物性の基礎 能勢 宏/佐藤徹哉 1997 年

Newton-IV号による画像処理型変位計を用いた近距離重力実験

Short range gravity experiment using digital image analysis system in Newton-IV

岸 礼子
指導教員 村田次郎

1. Introduction

逆二乗則の形をとるニュートンの万有引力の法則は、天体間スケールでは非常に高精度で検証されているが、ミリメートル以下では精度よく実験検証されてこなかった[1]。重力は他の三つの相互作用に比べて桁違いに弱く、近距離間の重力を高精度で測定することが非常に困難なためである。桁違いに弱い理由として、重力は他の力とは異なり三次元以上の高次元空間（余剰次元）にまで伝播しているためだと考えられている[2]。四つの力の統一が期待されている超弦理論などの理論では、余剰次元の大きさはプランクスケール程度という実験検証不可能な大きさだと考えられてきた。しかし、1998年アルカニハメドラはADDモデル（大きな余剰次元モデル）を提唱し、余剰次元の大きさは1mm以下にまで広がっている可能性を指摘した[3]。その範囲では万有引力の法則からの逸脱が実験的に観測されると考えられる。

2. 目的

ニュートンの法則を疑い、本来の式に新しい力の探索に用いられる Yukawa 型ポテンシャルを加え、万有引力定数を G とし距離が r 離れた二つの質量 m, M 間の重力ポテンシャルを以下のように書き換えて考える。

$$V = -G \frac{mM}{r} [1 + \alpha \exp(-\frac{r}{\lambda})] \quad (1)$$

α はニュートン重力に対する Yukawa 項の大きさを表し、 λ は力の到達範囲、つまり余剰次元の大きさを表している。距離 r の値が λ よりも小さくなると Yukawa 項の寄与が急激に大きくなり、r が λ より大きい場合は現在の実験結果と矛盾しないことがわかる。近年数々の研究チームが逆二乗則を疑い α と λ の大きさに制限をかけてきた。本研究は、近距離重力の精密検証による標準理論を超える物理の発見が目的である。

3. 実験

我々はこれまでにセンチメートル～ミリメートルスケールの近距離における重力の逆二乗則の精密検証に成功している[4, 5]。近距離での重力を測定するため、200年以上も前から使われており、現在でも多くの重力実験で用いられている「振り秤」の仕組みを使用する。研究室独自の画像処理型測定システムを用いて、CCD カメラで撮影したねじれ秤の画像の輝度情報を解析することによりその変位を求める[6]。本研究では二種類の実験を行った。

• Experiment I

Experiment I では、ミリメートル以下の高精度測定を行うために昨年度開発された装置 Newton-IV 号に改良を加えた[7]。装置は真空チャンバー内に入れられ、高真空状態の中測定を行った。装置に用いた振り秤のターゲットとアトラクター間の最短距離は 2.8 mm になっており、従来の実験より近距離での測定が行える設計になっている (Fig. 1)。この振り秤は裏側に 60 本の線がひかれており、下から一台のカメラで撮影する。

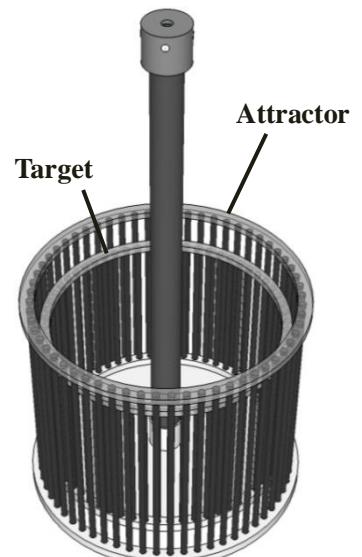


Fig.1: 振り秤

• Experiment II

Experiment I を基盤に、分解能向上を目的とした改良を行った。二台のカメラを用いて、上から捩れ秤の両端を拡大し撮影する仕組みである (Fig. 2)。捩れ秤は Experiment I と同じものを用いて、ターゲットの上部に円形の印をつけた。この印の輝度重心をカメラで追うことでターゲットの片側の動きをそれぞれ求める。そして、二台のカメラから得た位置の変位を合わせ、同期させることでターゲット全体の動きを求めることができる。この測定方法により、カメラ一台で撮影した時と比較して分解能の向上が狙え、また、捩れ方向以外の横揺れなどの余計な動きを取り除くことができる。

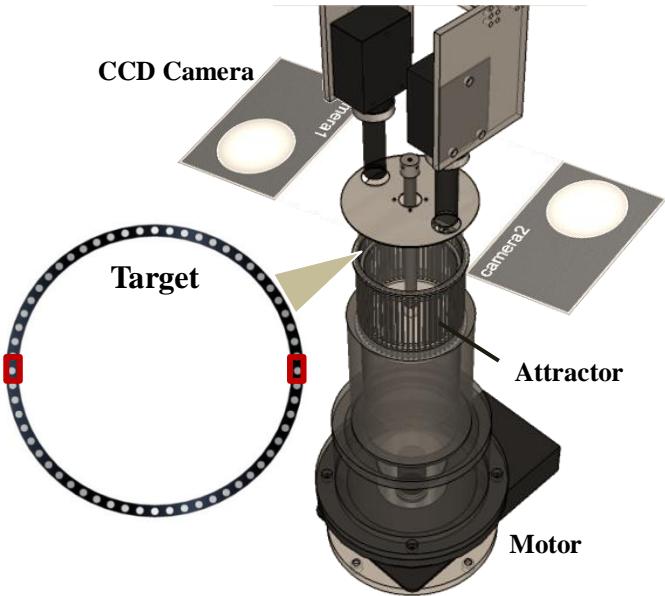


Fig. 2 : Experiment II Image

4. 解析方法

角度変位と時系列を元にした測定データでは、基準振動が現れてしまうため重力によるシグナルの大きさを知ることが難しい。そこで測定データを離散フーリエ変換することで周波数スペクトルを求め、重力源の振動周波数に同期する成分の大きさから捩れ秤に働くトルクを得る、周波数解析の手法を用いる。実験結果を、先ほどの式(1)による理論計算と比較することで、距離 λ での α の値の検証を行う。すなわち逆二乗則からの破れの検証をすることができる。

5. 結果

Experiment I では、モーターと連動して動くアトラクターの台による光の反射が生み出す、モーターの回転に依存した輝度の変化が起こることがわかった。これは系統的なものとしてデータにのるため精度を悪くする。Experiment II ではモーターと連動して回転するものを撮影範囲内に収めていないため、モーターの回転に依存した輝度変化の影響がない。最終結果については、発表会にて報告する。

[参考文献]

- [1] Ephraim Fischbach, Carrick L. Talmadge 【The Search for Non-Newtonian Gravity】
- [2] 橋本幸士 「D ブレーン 超弦理論の高次元物体が描く世界」 東京大学出版会
- [3] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali. Phys. Lett., B, 429 (1998) 263
- [4] 二宮一史, “オンライン画像処理型変位計を用いた近距離重力測定実験”, 立教大学理学研究科修士論文 (2009)
- [5] 小川就也, “画像処理型変位計を用いたミリメートル以下の近距離重力実験”, 立教大学理学研究科修士論文 (2010)
- [6] J. Murata, “Optical Alignment System for the PHENIX muon tracking chambers”, NIMA500 (2003) 309
- [7] 西尾悠法, “グローバルフィット法による画像解析を用いたミクロンスケールでのニュートンの逆二乗則の検証”, 立教大学理学研究科修士論文 (2011)

移動管法によるキラル分子イオンの移動度の研究

Mobilities of chiral molecular ions by a drift tube technique

斎藤和幸
指導教員 小泉哲夫

1. はじめに

人間の右手と左手のように、互いに鏡像関係にあり重ね合わせることができない一対の異性体分子を鏡像異性体と呼び、鏡像異性体を持つ分子をキラル分子と呼ぶ。自然界に存在するキラル分子は、様々な場面でその鏡像異性体比が偏った状態で存在している。特に地球上の生命の生体分子においては、その殆どがキラル分子であるだけでなく、何故か全て一方の鏡像異性体のみで構成されている。この生体分子のキラリティー偏在が生命の進化の過程でどのように生じたのか明らかになっておらず、生命の起源を語る上で重要な課題となっている。

上記の課題に対して、我々はキラル分子間に働く相互作用が鏡像異性体の組み合わせによって異なることが関係しているのではないかと考えており、キラル分子間相互作用を解明することで生体分子のキラリティー偏在の理解につながると期待している。化学反応が進行するような熱エネルギー領域における分子間相互作用を研究するための有力な実験手法として移動管法がある。我々は、移動管法を用いたキラル分子イオンの移動度測定から、キラル分子間相互作用を解明することを目的として研究を行っている。

2. 研究概要

移動管法とは、一様電場のかかった気体中でイオン群を流動させる実験手法であり、イオンの移動度からイオンと中性粒子間の衝突断面積や相互作用ポテンシャル等を決定することができる。移動度とはイオンの移動のしやすさを表す物理量であり、イオンの移動速度 v_d と一様電場 E の比例係数 K で定義される。

キラル分子間相互作用の情報を得るために、キラル分子気体中のキラル分子イオンの移動度を測定する必要がある。しかし、純キラル分子気体中の移動度測定は、イオンがキラル分子気体とクラスターリング反応を起こしてしまうため非常に難しい。そこで、非反応性の緩衝気体にキラル分子を少量混合した混合気体中で移動度測定を行う。このような実験手法を用いて、Dwivedi らはキラル分子の鏡像異性体を移動度の違いで識別できることを報告している [1]。しかしこの報告には、実験結果から得られる N_2 と 2-butanol の相対的な衝突断面積比が数万にもなる等の様々な疑問点が存在するため、さらなる検証が必要であると考えている。そこで本研究では緩衝気体に He、キラル分子に 2-butanol ($C_4H_{10}O$: 質量数 74, Fig.1) を使用し、He と 2-butanol の混合気体中におけるキラル分子イオンの移動度測定から、キラル分子間相互作用のキラリティー依存性について研究を行った。

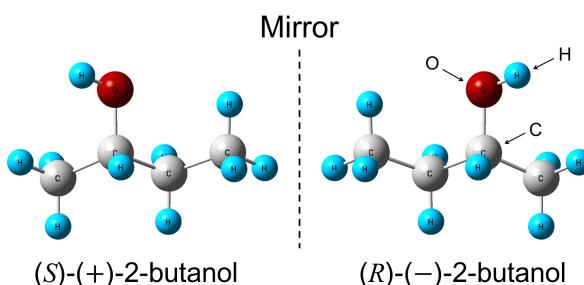


Fig. 1: Structures of 2-butanol.

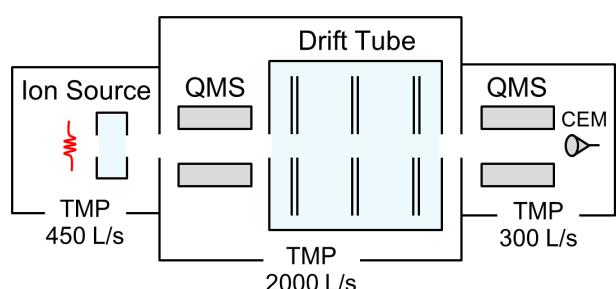


Fig. 2: Schematic of experimental apparatus.

本研究で使用している実験装置の概略図を Fig.2 に示す。キラル分子イオンはフラグメントなしでイオン化できる Li^+ 付着型イオン源を用いて生成され、四重極質量選別器で質量選別されたのち移動管内部に入射される。移動管内部は He と 2-butanol の混合気体 (数十 Pa) で満たされており、移動管内部に入射されたイオンは気体粒子と衝突を多数回繰り返し、電場勾配に沿って移動管出口へ移動していく。移動管内部を通過したイオンは、再び四重極質量分析計で質量分析され二次電子増倍管で検出される。移動度の測定は飛行時間計測法 (TOF 法) で行う。移動管内部に設置された 3 枚の電気的なゲートから二次電子増倍管までのイオンの飛行時間を測定することによりイオンの移動速度が得られ、移動度を求めることができる。

3. 実験結果

3-1. 希釈効果

本研究は混合気体中で移動度測定を行うため、混合気体中の混合分子の濃度を正確に決定する必要がある。本装置では移動管外部から He と 2-butanol をそれぞれ別々に流入し、移動管内部で混合気体を生成している。中間流領域の混合気体では、2-butanol の排気速度が主成分である He との衝突により加速されるため、移動管内部では希釈効果が発生し、混合気体中の 2-butanol の濃度は薄くなる。そこで、まずは希釈効果の補正係数の導出を行った。この補正係数の導出は、移動管内部の混合気体中に Li^+ を入射し、2-butanol とのクラスターリング反応における反応速度定数の圧力依存性を調べる手法で行った。補正係数 α の混合気体圧力依存性を Fig.3 に示す。このように、希釈効果の補正係数の導出に成功し、2-butanol の濃度を正確に決定できるようになった。

3-2. 混合気体中の移動度

上記の希釈効果の影響を考慮し、He に 2-butanol のラセミ体を 0.2 %混ぜた混合気体中における $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})$ の移動度を測定した。Fig.4 は換算移動度 K_0 の換算電場 E/N 依存性を表したものであり、Fig.4 中の実線は純 He 気体中における $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})$ の移動度の最適曲線、プロット点は混合気体の濃度を変えずに圧力を変えて測定した移動度の実験値である。この測定では 2-butanol にラセミ体を使用しているので、鏡像異性体による移動度の違いは観測されない。換算移動度とは移動度を標準状態 (0 , 1 気圧) に換算した移動度であるため、測定結果は気体圧力に依存しないはずである。Fig.4 を見ると、高 E/N では確かに圧力に依存していないが、低 E/N では圧力によって移動度に違いが生じている。この現象は移動管内部で生じる $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})$ と 2-butanol のクラスターリング反応の影響であると考えている。クラスターリング反応の生成量は、イオンが移動管内部に滞在する時間によって指數関数的に増加する。そのため飛行時間が長いイオンでより多くのクラスターリング反応が生じ、結果的に飛行時間の短いイオンが多く検出される。この影響を受け、移動度は見かけ上大きい値を取ると考えられる。つまり、移動度を正しく測定するためにはクラスターリング反応を抑える必要がある。クラスターリング反応を抑える方法として気体圧力を下げる方法と気体温度を上げる方法の 2 つが考えられるが、後者は大幅な実験装置の改良が必要なため、本研究では気体圧力を下げて、移動度のキラリティー依存性について研究を行った。

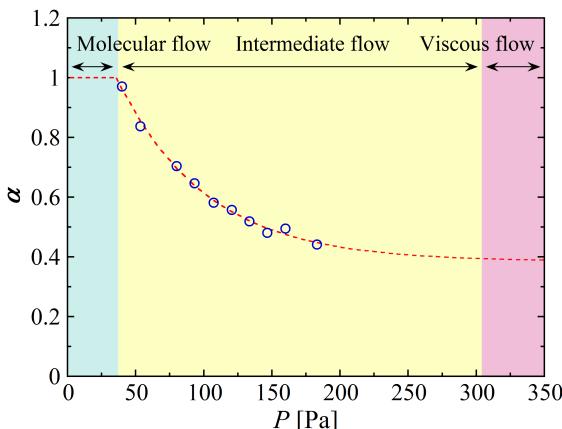


Fig. 3: Correction factors α for dilution effect as a function of pressures.

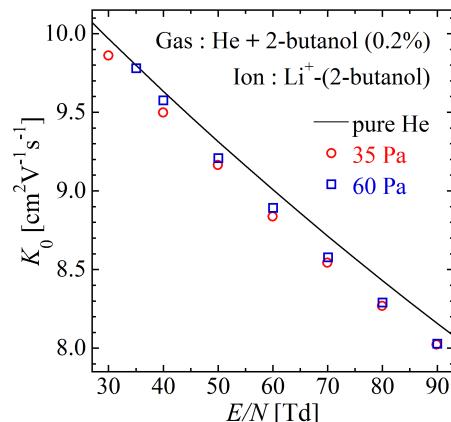


Fig. 4: Mobilities of $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})$ in mixed gas as a function of reduced electric fields. ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ Vcm}^2$)

3-3. キラリティー依存性

イオンと混合分子の双方に光学分割された 2-butanol を使用し、移動度のキラリティー依存性の測定を行った。その結果、混合気体中の 2-butanol の濃度が 0.2 %の場合の測定では鏡像異性体による移動度の違いは観測されなかった。Dwivedi らの報告では、わずか 10 ppm のキラル分子を混ぜるだけで、移動度に数 % 程度の変化が観測されている。我々の測定は彼らの測定とまったく同じ条件ではないため決定的なことはいえないが、彼らのような大きい依存性はないと思われる。移動度のキラリティー依存性は観測されなかつたが、本研究を通して希釈効果やクラスターリング効果に関する知見を得ることができた。

参考文献

- [1] P. Dwivedi, C. Wu, L. M. Matz, B. H. Clowers, W. F. Seims, and H. H. Hill, Anal. Chem. **78**, 8200 (2006).

Constraints on the Charged Scalar Effect on $B \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$ $B \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$ 崩壊モードにおける荷電スカラー効果の制限

坂木泰仁
 Advisor : 田中秀和

1 Abstract

The decay modes $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$ are sensitive to charged scalar effects, such as the charged Higgs effects. In this thesis we suggest a method to determine their effects by using the ratio of branching fractions and forward-backward asymmetries. In particular, forward-backward asymmetries on $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow \pi\nu_\tau)\bar{\nu}_\tau$, $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow \rho\nu_\tau)\bar{\nu}_\tau$ and $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow a_1\nu_\tau)\bar{\nu}_\tau$ play an important role, which discriminate the Standard Model from other New Physics scenarios.

2 Introduction and Setup

Despite the standard model (SM) has been very successful in describing most of Elementary Particles phenomenology, the Higgs sector of the theory remains unknown so far, and there is not any fundamental reason to assume that the Higgs sector must be minimal, i.e., only one Higgs doublet. The simplest extension compatible with the gauge invariance is called Two Higgs Doublet Model (2HDM), which consists of adding a second Higgs doublet with the same quantum numbers as the first one. Similarly, the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) consists of adding a second Higgs doublet. In the MSSM, two Higgs doublets are introduced in order to cancel the anomaly and to give the fermions masses. The introduction of a second Higgs doublet inevitably means that a charged Higgs boson is in the physical spectra. So, it is very important to study effects of charged scalar particles.

The branching fractions of $\bar{B} \rightarrow D\ell\bar{\nu}_\ell$ and $\bar{B} \rightarrow D^*\ell\bar{\nu}_\ell$ have been measured in B Factories, where ℓ denotes e , μ or τ . We define $R(D^{(*)})$ as the ratios of the branching fractions, that is,

$$R(D^{(*)}) = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}(e \text{ or } \mu)\bar{\nu})}. \quad (1)$$

Ratioing two branching fractions lower the hadronic uncertainty. The theoretical predictions in the Standard Model using the heavy-quark effective theory(HQET) on $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$ are evaluated as [1]:

$$R(D)_{\text{HQET}} = 0.310 \pm 0.011, \quad (2)$$

$$R(D^*)_{\text{HQET}} = 0.253 \pm 0.003. \quad (3)$$

These are consistent with the results in Refs. [2, 3]. The $R(D)$ is also evaluated by using hadronic form factors computed in unquenched lattice QCD as $R(D)_{\text{lat}} = 0.316(12)(7)$, where the errors are statistical and total systematic, respectively [4]. In Ref. [5], the $R(D)$ is evaluated by using results of HQET and lattice QCD as $R(D)_{\text{HQET+lat}} = 0.31(2)$. These theoretical predictions are consistent with each other within their errors. The recent experimental results of $R(D^{(*)})$ by BABAR [6] are

$$R(D)_{\text{exp}} = 0.440 \pm 0.058 \pm 0.042, \quad (4)$$

$$R(D^*)_{\text{exp}} = 0.332 \pm 0.024 \pm 0.018, \quad (5)$$

which exceed the Standard Model expectations by 1.9σ and 2.6σ , respectively.

In this thesis, we consider an effective Weak Hamiltonian such as

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell)} = 4 \frac{G_F V_{cb}}{\sqrt{2}} [\mathcal{O}_{V_L} + m_\ell C_{S_R} \mathcal{O}_{S_R} + m_\ell C_{S_L} \mathcal{O}_{S_L}] + \text{h.c.}, \quad (6)$$

$$\mathcal{O}_{V_L} = (\bar{c} \gamma^\mu P_L b) (\bar{\ell} \gamma_\mu P_L \nu_\ell), \quad (7)$$

$$\mathcal{O}_{S_R} = (\bar{c} P_R b) (\bar{\ell} P_L \nu_\ell), \quad (8)$$

$$\mathcal{O}_{S_L} = (\bar{c} P_L b) (\bar{\ell} P_L \nu_\ell), \quad (9)$$

where $P_{R,L}$ are projection operators on states of positive and negative chirality. We assume that the neutrino helicity is only negative. This type one or more general one has been studied in Refs. [3, 4, 5] by using some observables, e.g., $R(D^{(*)})$ and q^2 distributions of R ratios and angular asymmetry on $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$, where $q^2 = (p_B - p_{D^{(*)}})^2$.

Since tauon decays light meson(lepton) with neutrino(s), the measurements of angular distribution for tauon on $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$ are difficult. However, angular dependence on $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau$ is important to search for the NP effect. So, we study relations between the coefficients $C_{S_{R,L}}$ and forward-backward asymmetries on $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow \pi\nu_\tau)\bar{\nu}_\tau$, $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow \rho\nu_\tau)\bar{\nu}_\tau$ and $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau(\rightarrow a_1\nu_\tau)\bar{\nu}_\tau$, and show that it is possible to determine them almost completely by using the ratios of the branching fractions and forward-backward asymmetries on these modes.

References

- [1] Y. Sakaki and H. Tanaka, arXiv:1205.4908 [hep-ph].
- [2] M. Tanaka and R. Watanabe, Phys. Rev. D **82**, 034027 (2010) [arXiv:1005.4306 [hep-ph]].
- [3] S. Fajfer, J. F. Kamenik and I. Nisandzic, arXiv:1203.2654 [hep-ph].
- [4] J. A. Bailey, A. Bazavov, C. Bernard, C. M. Bouchard, C. DeTar, D. Du, A. X. El-Khadra and J. Foley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 071802 (2012) [arXiv:1206.4992 [hep-ph]].
- [5] D. Becirevic, N. Kosnik and A. Tayduganov, Phys. Lett. B **716**, 208 (2012) [arXiv:1206.4977 [hep-ph]].
- [6] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 101802 (2012) [arXiv:1205.5442 [hep-ex]].

低速多価イオン衝撃による希ガス固体からのポテンシャルスパッタリング

Potential sputtering from rare gas solid by highly-charged ion impact

秋和正樹

指導教員 平山孝人

1. はじめに

固体に粒子を照射すると固体表面及び固体中から固体を構成する原子やイオンなどの様々な粒子が放出される。この現象は脱離と呼ばれ、脱離の中でも入射粒子と標的原子との運動量移行による脱離過程を Kinetic Sputtering と呼び、入射粒子の持つポテンシャルエネルギーによる脱離過程を Potential Sputtering と呼ぶ。Kinetic Sputtering に比べ、Potential Sputtering 過程については未解明な部分が多く、我々のグループでは低速多価イオンを希ガス固体に照射することで、多価イオンの持つポテンシャルエネルギーが固体表面および固体中でどのように消費されるかを測定し、Potential Sputtering 過程を明らかにすることを目的とした研究を行っている。

我々は以前、Ar 多価イオン入射による Ne 固体からの相対脱離イオン収率が入射イオンのポテンシャルエネルギーに比例することを報告した[1]。今回私は多価イオン衝撃による脱離収率の測定法を新たに開発し、Ar 固体と Ne 固体における絶対脱離イオン収率を測定した。その結果から Potential Sputtering 過程の定量的な議論を行った。

2. 実験装置

衝突実験槽の概略図を Fig.1 に示す。実験に使用する多価イオンは ECR(Electron Cyclotron Resonance)型イオン源で生成され、磁場による質量選別器を用いて必要な価数の多価イオンを選別して衝突実験槽に入射させる。衝突実験槽の中心に設置した約 5K に冷却された銅基板上に希ガス固体を生成し、標的としている。

衝突実験槽には、入射イオン電流を測定するための可動式ファラデーカップ (F.C.)、脱離粒子検出用 Micro Channel Plate (MCP) と四重極型質量分析器 (Quadrupole Mass Spectrometer : QMS) が設定されている。

低温試料表面への不純物吸着を防ぐため、衝突実験槽内は 2×10^{-8} Pa の超高真空に保たれている。

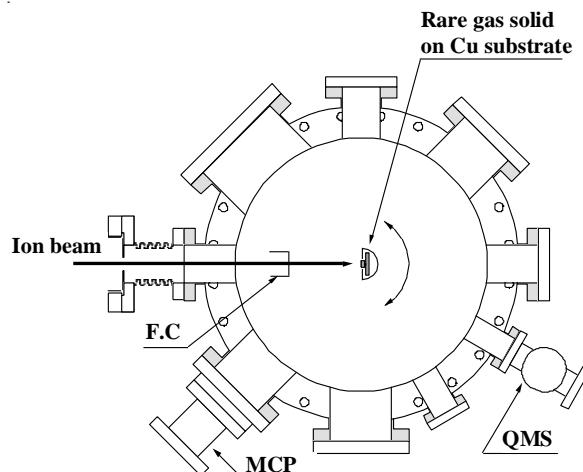


Fig.1 Schematic of the main chamber.

3. 測定方法

以前我々のグループでは QMS を用いて希ガス固体から脱離したイオンの測定を行い、相対脱離イオン収率を求めた[1]。また、MCP を用いて脱離イオンを観測することにより、絶対脱離イオン収率の測定[2]を行ったが、MCP を用いた測定では脱離した全粒子の捕集が難しく、また捕集効率も測定できなかつたために、精度の高い測定ができなかつた。そこで、今回行った測定では脱離したイオンの測定は行わずに入射イオン電流と銅基板に流れる電流を測定することで絶対脱離イオン収率を求める。これは希ガス固体にイオンを入射させた際に希ガス固体に流れる電流値が入射イオンの電流値よりも希ガス固体から脱離した正イオン分減少するという現象を利用したものである。

まず初めに、Fig.2 (a) のように入射イオン電流 I_{FC} をファラデーカップで測定する。次に、Fig.2 (b) のように銅基板に流れる入射イオン電流 I_{Cu} を測定し、ファラデーカップで測定した電流値と同じ値である事を確かめる。これは一度銅基板に希ガス固体を生成すると前述のように銅基板に流れる電流は入射イオン電流よりも減少し、入射イオン電流を測定することができなくなるためである。 $I_{FC} = I_{Cu}$ ということを確認すること

で、ファラデーカップで測定した電流値を銅基板に流れる電流として利用することができる。この確認作業をした後、銅基板に希ガス固体を生成する。希ガス固体表面に入射イオンが照射された際、銅基板に流れる電流 I_{sample} は Fig.2 (c) のように正イオンが脱離した分だけ I_{FC} から減少する。入射イオン電流 I_{FC} と入射イオンの個数 N_{FC} の関係は、価数 q 、素電荷 e を用いて(1)式で与えられ、入射イオン電流 I_{FC} から(1)式を用いて入射イオンの個数 N_{FC} を算出する。同じように脱離イオンの個数 N_{des} も脱離イオンの価数、素電荷 e 、減少分の電流 I_{des} から(1)式と同じ形で表され、脱離したイオンのほとんどは一価であることから[1]、脱離した粒子の個数 N_{des} を算出し、絶対脱離イオン収率 Y_{ion} を(2)式を用いて求めた。

$$I_{FC} = eqN_{FC} \quad (1)$$

$$Y_{ion} = \frac{N_{des}}{N_{FC}} = \frac{I_{des}}{I_{FC}/q} = \frac{I_{FC} - I_{sample}}{I_{FC}/q} \quad (2)$$

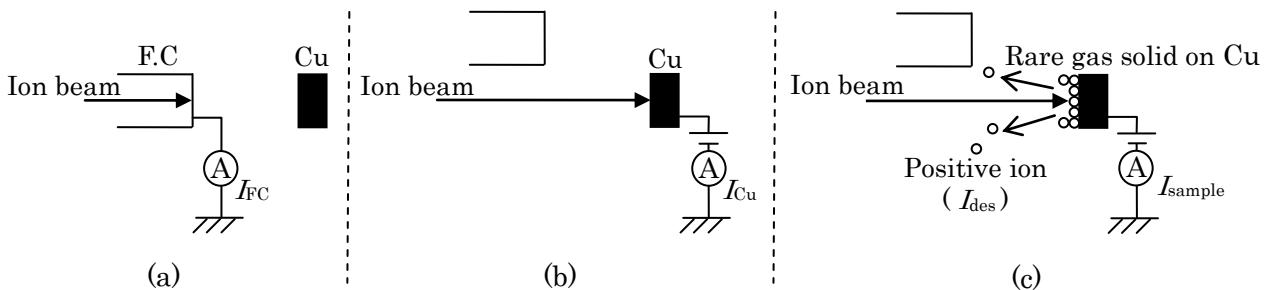


Fig.2 Procedure of measuring the absolute sputtering ion yields.
See text for details.

4. 結果

Ar 多価イオン入射による Ne 固体からの絶対脱離イオン収率を上記の方法で測定した。絶対脱離イオン収率の入射エネルギー依存性を Fig.3 に示す。1 入射イオンあたり 1 イオン程度という非常に大きな脱離収率が得られた。また、Potential Sputtering 脱離収率を見積もるために、1~3 値の結果で入射エネルギーがゼロの極限での値を求めた。その結果を入射イオンのポテンシャルエネルギーの関数として Fig.4 に示す。Fig.4 から、Potential Sputtering のしきい値が 40eV 程度であることがわかった。

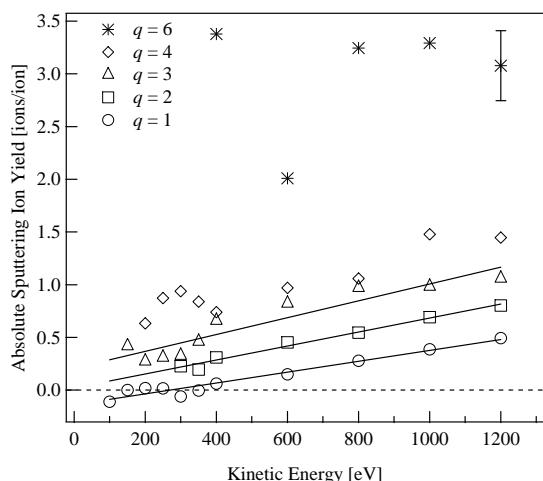


Fig.3. Absolute sputtering ion yields of solid Ne by Ar^{q+} ($q = 1 \sim 6$) impact as a function of kinetic energy of incident ions. Thickness of the sample film is about 1000 atomic layers.

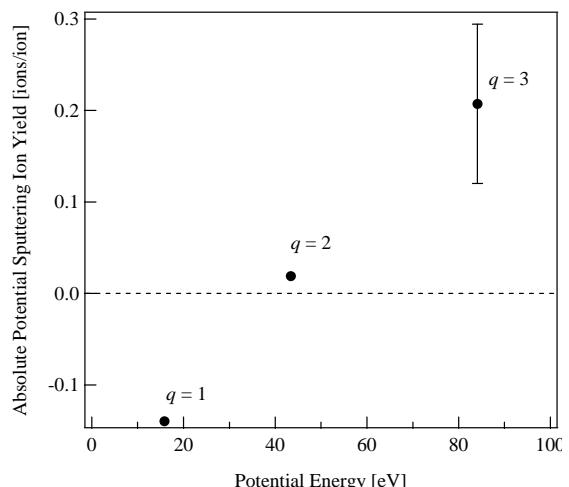


Fig.4 Absolute potential sputtering ion yields of solid Ne by Ar^{q+} ($q = 1 \sim 3$) impact as a function of potential energy of incident ions. Thickness of the sample film is about 1000 atomic layers.

Reference

- [1] K. Fukai et al., J. Phys. Cond. Matt. **22**, (2010) 084007.
- [2] 苗村郁人, 修士論文, 立教大学 (2011)

インビーム γ 線核分光のための位置有感型シンチレーション検出器の開発

Development of a position sensitive scintillation detector for in-beam γ -ray spectroscopy

志賀慶明

指導教員 家城和夫

本林透

1. 序論

理研 RIBF(Radioactive Isotope Beam Factory) の稼働により様々な不安定核を大強度のビームで生成する事が可能となった。多様な不安定核の研究を行うことにより、不安定核領域も含めた核構造を明らかにすることができると期待されている。原子核の構造研究の方法の 1 つとしてインビーム γ 線核分光法が知られている。RIBF で生成される不安定核は、相対論的速度 ($v = 0.3 \sim 0.6$) を持つために、放出される γ 線はドップラー効果による影響を受ける。ドップラー効果を補正するためには、放出核の速度と γ 線の放出角度を測定する必要がある。したがって、 γ 線のエネルギー分解能は、検出器固有のエネルギー分解能に加えて速度分解能と角度分解能により低下する。今後、現在理研で行われている領域より 安定線から離れた重い不安定核でインビーム γ 線核分光を行なうには、さらに生成率が下がり準位間隔が狭くなるために、高検出効率と高いエネルギー分解能が要求される。

以上の理由により、理研では従来の検出器のエネルギー分解能より優れた検出器のプロジェクトが進んでいる。この検出器にはエネルギー分解能に優れている $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータ (662keV で 3.0% 程度) の使用が予定されている。しかし、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ の優れたエネルギー分解能を保つためには、ドップラー効果によるエネルギー分解能の劣化を避けるために最大で角度分解能が 3° 以下が要求される。

本研究では角度分解能が検出器の大きさで制限されることなく γ 線がシンチレータ内で反応した位置を検出することによる角度分解能の向上を目指す。シンチレーション検出器に位置検出を付加させた新たな検出器の開発を行った。

2. 位置有感型シンチレーション検出器の概要

位置有感型シンチレーション検出器の開発には、様々な位置検出方法を検証した。その結果、小型の光検出器を直接シンチレータに取り付けることで、 γ 線の入射位置に依存した出力が確認された。小型の光検出器には光半導体素子である MPPC を用いた。MPPC は、小型でありながら高い増倍率を持ち、フォトン数をカウントすることができる。開発している検出器は、通常の検出器と同様に光電子増倍管を使用する他に MPPC を用いることで、 γ 線のエネルギー測定と反応位置の測定を同時にを行うことができる。シンチレータ側面に取り付けた複数の MPPC の出力を比較し γ 線の反応位置への変換を行う。Fig.1 に開発している検出器の概要図を示す。

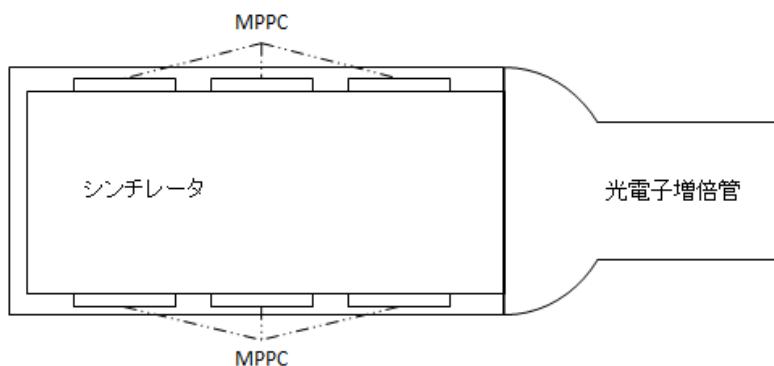


Fig.1 位置有感型シンチレーション検出器概要図

3. 位置有感型シンチレーション検出器の開発・テスト実験

検出器の開発にあたって、読み出し回路を制作し MPPC の諸性能の測定を行い、安定した動作で使用可能な事を検証した。位置検出の確認を行うために、潮解性があるために扱いが困難な $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ではなく、潮解性がない GAGG(Ce) シンチレータを使用した検出器を試作した。Fig.2 に ^{137}Cs 線源からの γ 線を試作した検出器で取得したデータを示す。

従来の検出器と同様に ^{137}Cs 線源からの 662keV の γ 線の photo-peak が観測された。Fig.2 の中央図には、光電子増倍管によるエネルギーと MPPC が検出したフォトン数の出力の相関を示している。 γ 線が検出器に与えたエネルギーと MPPC の出力には正の相関が見られる。しかし、それとは別に同じエネルギーにも関わらず MPPC の出力には分布があり、 γ 線の反応位置と MPPC の位置の関係により差が生じたと考えられる。また、異なる位置に取り付けた MPPC の出力の間には γ 線の反応位置に依存すると考えられる負の相関が見られた。特定の MPPC の付近でシンチレーションが生じた場合にはその MPPC が検出するフォトン数が多くなり、他の MPPC は、あまりフォトンを検出しないために Fig.2 の右図のようになったと思われる。MPPC からの出力を解析することにより、 γ 線がシンチレータと反応した位置への変換を行う。

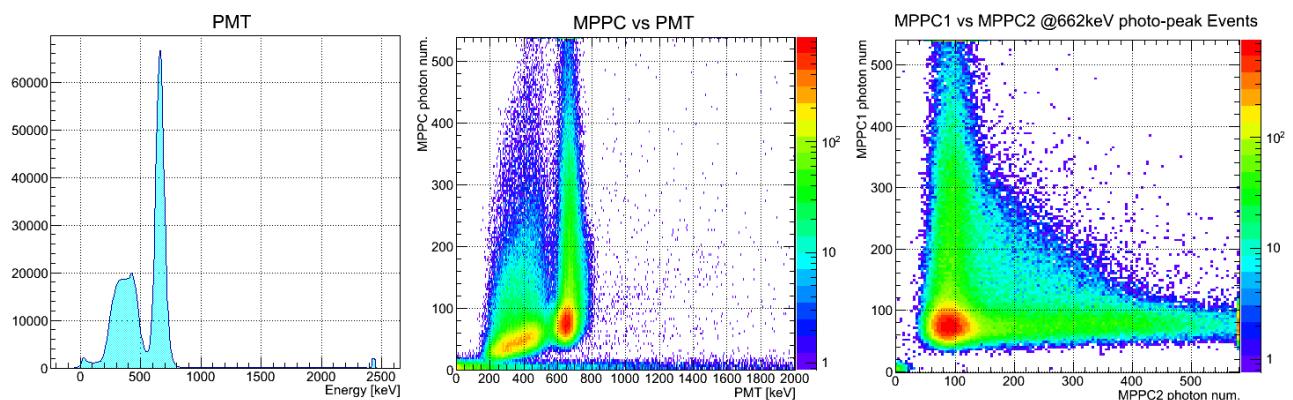


Fig.2 左図：光電子増倍管によるエネルギースペクトル

中央図：光電子増倍管で得られたエネルギーと MPPC が検出したフォトン数の相関

右図： ^{137}Cs 線源からの photo-peak イベントでの異なる位置の MPPC が検出したフォトン数の相関

試作した検出器のテストを γ 線源をコリメータで絞り、 γ 線の入射方向を制限して行った。光電子増倍管から得られるエネルギースペクトルと複数の MPPC が検出したフォトン数を用いて γ 線が反応した位置への変換を行い位置分解能を求めた。さらに、コリメータの幅による γ 線の入射方向の広がりを Geant4 により見積り、最終的な位置分解能とした。

4. まとめ

試作した検出器はエネルギー分解能を保ったまま、検出器内での γ 線との反応位置分解能 10mm 程度を達成することができた。この位置分解能は、従来の検出器よりも、角度分解能を向上することができ $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ を使用した場合でも角度分解能 3° 以下を達成することができる期待される。

陽子線治療における体内中での標的原子核破碎反応の研究

Study of fragmentation reaction in the human body for proton therapy

松下慶一郎
指導教員 家城和夫
西尾禎治

1. 背景・目的

陽子線治療において、腫瘍に陽子線を照射すると、入射陽子核と患者体内にある標的原子核が原子核破碎反応を引き起し、その反応により生成される原子核の中に、ポジトロンを放出する原子核（ポジトロン放出核）が含まれる。この生成されたポジトロン放出核による消滅ガンマ線を PET（陽電子放出断層撮影：Positron Emission Tomography）の原理で測定することで照射領域を観測する。観測した照射領域画像から患者への照射線量を求めるには照射領域のシミュレーションを行い実測結果と比較する必要がある。

シミュレーションを行うにあたって人体を構成する原子核と陽子線との反応断面積情報が必須となる。しかし現在反応断面積の値は整備されておらず新たな反応断面積の値を取得する必要がある。

そこで本研究では放射線医学総合研究所陽子サイクロotronを用い新たに反応断面積情報を取得した。

2. 方法

本研究の測定は放射線医学総合研究所陽子サイクロトロンにて行った。

今までに報告されている反応断面積の値は、1つ1つの反応チャンネルに対して1つ1つの反応断面積の値を実験によって決定したものである。必要な全ての反応チャンネルの反応断面積情報を網羅するため、今まで報告されていないもしくは情報量が少ない反応チャンネル毎に反応断面積の値を新たに決定していくのは非常に困難である。そこで本研究では体内原子核を構成する原子核を含む化合物をターゲットとし陽子を照射したときに観測される消滅ガンマ線のActivity分布データを用い1つ1つの反応チャンネルに対して反応断面積情報を求めるではなく実効断面積として求める。

陽子線を照射するターゲットとして¹²C、¹⁶O、⁴⁰Caを含む化合物（ポリエチレン、水、酸化カルシウム）を用意した。それぞれのターゲットへ 70 MeV 陽子を照射し消滅ガンマ線のActivity分布を Beam ON-LINE PET System (Fig. 1) を用いて測定し、同時に各ターゲットに線量確認フィルム EBT-3 を張りつけ照射線量を求め線量に対する Activity の絶対値測定を行った。

3. 結果

各ターゲットに対する陽子線の深部方向Activity分布を取得した。Fig.2に取得した深部方向Activity分布の一例を示す(Activityの最大値で規格化している。)

4. 結論

本実験にて反応断面積情報として消滅ガンマ線のActivity分布データを取得し同時に照射線量に対する絶対値の測定を行った。

本講演では詳細な解析結果について述べる予定である。

参考文献

- 1) 西尾 禎治、”標的原子核破碎反応による線量照射誘導陽子線治療の研究”、2011、東京大学大学院医学研究科博士論文
- 2) 宮武 彩、Beam ON-LINE PET による照射領域画像情報を用いた高精度陽子線治療に関する研究、2009、東京大学大学院医学研究科博士論文



Fig 1: Beam ON-LINE PET System

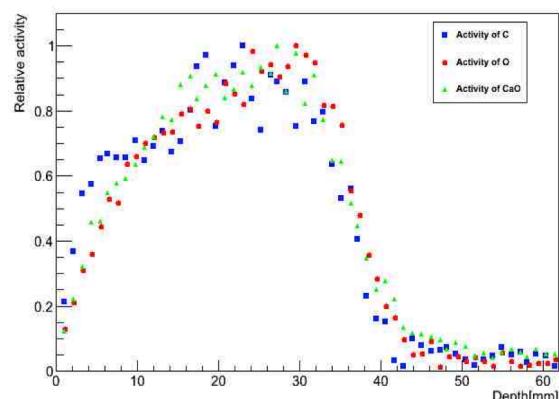


Fig 2: Activity distribution of deep direction

TRIUMF における時間反転対称性の破れの探索・MTV 実験

Run-II の物理解析、及び CDC セットアップの最終性能評価 (Run-IV)

Physics Analysis of T-Violation experiment Run-II at TRIUMF and performance test of CDC setup (Run-IV)

戸塚祐実
指導教員 村田次郎

I. 研究背景

ビッグバン直後の宇宙では等量の物質・反物質が生成されたはずだが、現在それらの存在比には大きな偏りがある。その偏りは標準理論だけでは説明することができず、本研究ではそれを超える新しい物理の実験的な発見を目指し、実験での観測が期待されている大きな時間反転対称性の破れの探索実験(MTV 実験)をカナダの TRIUMF 研究所にて行っている。MTV 実験では弱い相互作用における偏極原子核のベータ崩壊に着目し、崩壊率の式の項の 1 つである R 相関が 0 であるか否かを検証している。R 相関はその値が 0 でない場合、時間反転対称性を破ることを意味するからである。R 相関とはベータ崩壊を起こす親核の спин、放出される電子の運動量、電子スピニのベクトル三重相関であり、もし放出電子が横偏極成分を持つ場合、R 相関がノンゼロとなる[1]。それと同時に標準理論では電子は殆ど横偏極成分を持たないため、標準理論を超える新たな物理の発見ともなる。

ベータ線の横偏極成分の測定は Mott 散乱が持つ偏極分解能を用いて行う。Mott 散乱は電子の横偏極成分にのみ非対称性を持つ散乱であり、後方散乱に左右非対称性が生じる[2]。そこで、MTV 実験では偏極 ${}^8\text{Li}$ 原子核のベータ崩壊に着目し、ドリフトチェンバーを用いて電子の後方散乱イベント (V-Track イベント) の飛跡検出を行っている。 ${}^8\text{Li}$ 原子核は放出電子のエネルギーが高いことにより、Multiple Scattering の効果が小さく、更に FSI の影響が小さいことからこの原理の実験にとって最適な原子核であると言える。ここで、FSI とはベータ崩壊における放出電子の終状態電磁相互作用のことであり、この効果によって標準理論内で R の値はノンゼロとなり、これが物理的な Background となる。

MTV 実験は 2008 年、KEK-TRIAC で初めて偏極 ${}^8\text{Li}$ を用いた実験を行った[3]。2009 年からは統計精度の向上を目指し、より親核の偏極度が高く、かつ高強度のビームを供給しているカナダの TRIUMF 研究所に移設し実験を行っている。

II. MTV 実験 Run-II

2010 年 11 月に MTV 初の物理実験として行った Run-II ではガス充填平面型検出器である MWDC をメイン検出器としていた[4]。MWDC は 104 本のアノードワイヤーを持つ Multi Wire Drift Chamber であり、電子の飛跡を Tracking するための高い位置分解能を持つ。Run-II では前年のテスト実験で明らかになった問題点を解決すべく、いくつかのアップグレードを行った。具体的には MWDC の劣化したワイヤーの張り替え、適切な充填ガスの選出、高速 DAQ システムの開発、更にデータ取得の効率化を図るために新たな電子のエネルギー測定法の実装である。これらのアップグレードにより、全 2.5G のイベント、全 250M もの V-Track イベントを得、世界一の統計記録を達成した。

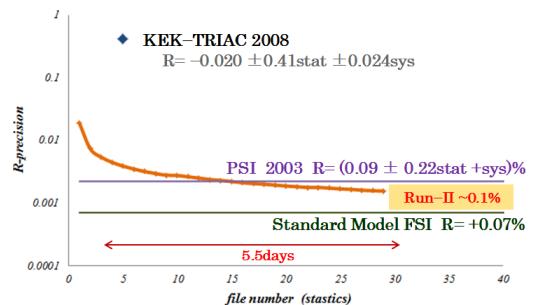


Fig. 1 Run-II における R 相関の統計精度

その後、これらのデータ解析を行い、最終結果を得るためのシステムティックの評価を行った。Run-IIにおけるシステムティックな効果は主に2つある。1つ目はMWDCの形状とBeta-Asymmetryが組み合わさることによって混入する偽のAsymmetryの効果(Gamma Fiducial)である。MWDCにおいてオフラインではこの効果を消すことができないため、オフライン解析でこの効果を除去する必要があった。また、親核の偏極方向のズレにより現れるN相関による偽のAsymmetryの評価を行った。そしてこれらのシステムティックを考慮した上で最終的な系統誤差の評価を行い、MTV実験初のPhysics RunでのR相関の最終結果を得た。

III. MTV 実験 Run-IV

MTV実験では2011年に次世代円筒型検出器CDC(Cylindrical Drift Chamber)を新たに導入した。CDCはMWDCでボトルネックとなっていたN相関やGamma Fiducialなどのシステムティックを自身で消すことができる。更にMWDCに比べ読み出しチャネル数が約4倍になったことや有感領域が倍以上であることから統計精度の向上も期待できる。

2011年11月、CDCを用いた性能評価実験(Run-III)を遂行した。ここでは高強度下でのCDCの動作を確認し、MWDCでボトルネックとなっていたspace charge effectの抑制を確認することができた。

更に一部のチャネルではあるがCDCでV-Trackイベントを観測することができた[5]。そして2012年11月にCDCを用いた初の物理実験に向けた最終性能評価実験(Run-IV)を行った。Run-IVへ向けての具体的なR&Dの内容はCDC全チャネルでの読み出しの実現、信号読み出しのエレクトロニクスや充填ガスの選定、また新たなTrigger用検出器の設計、実装である。更にこれまでのDAQシステムを一新し、FPGAモジュールのみでTrigger、データ取得回路を実現させた新たなDAQシステムの開発、実装も行った。結果として、物理実験であったRun-IIの100分の1のBeam強度であったのにも関わらず、Run-IIに匹敵するレートでV-Trackイベントを取得することができた。Run-IVでは来年度に予定されている物理実験のフルセットアップを実現し、それに向けた十分な性能評価ができたと言える。



Fig. 2 Run-IV setup

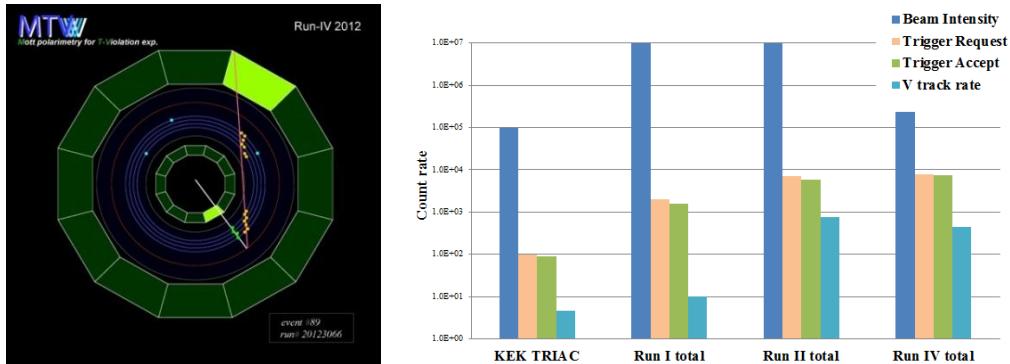


Fig. 3 CDCにおけるV-Trackの様子と現在までの取得イベント数

[参考文献]

- [1] J. D. Jackson et al., Phys. Rev. 106 (1957) 517
- [2] N. Sherman, Phys. Rev. 103 (1956)
- [3] H. Kawamura et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. 43 (2010)
- [4] 大西潤一, 立教大学理学研究科修士論文 (2010)
- [5] 中谷祐輔, 立教大学理学研究科修士論文 (2011)

超対称ゲージ理論と局所化

Supersymmetric Gauge Theories and Localization

長谷川 知香

指導教員 江口 徹

1 はじめに

本修士論文では、局所化の方法を用いて、超対称ゲージ理論における分配関数や Wilson ループ演算子の期待値などの物理量が厳密に計算できることについてレビューすることを目的とする。特に、 N 枚重なった M2 ブレーンの低エネルギー有効理論として知られる ABJM 理論の強結合領域での自由エネルギーを導出し、その振る舞いが M2 ブレーンの自由度 $\sim N^{\frac{3}{2}}$ と一致することを示す。

2 局所化の方法を用いた ABJM 理論における自由エネルギーの導出

局所化の方法とは、無限次元積分である経路積分を有限次元積分に帰着させることによって、積分を厳密に実行する方法の一つである。2007 年に、局所化の方法を用いて、4 次元球面上の $\mathcal{N} = 4$ 超対称ゲージ理論の Wilson ループ演算子の期待値が計算された [1]。2008 年に、 N 枚重なった M2 ブレーンの低エネルギー有効理論として、3 次元 $\mathcal{N} = 6$ 箍型超対称 Chern-Simons 理論 (ABJM 理論) が提唱された [2]。2009 年に、[1] で用いられた局所化の方法に基づいて、3 次元球面上の Chern-Simons-matter 理論の分配関数 (無限次元積分) が行列積分 (有限次元積分) に帰着されることが示された [3]。2010 年に、[3] の結果を 3 次元球面上の ABJM 理論に適用することによって分配関数が求められ、強結合領域での自由エネルギーを計算することにより、M2 ブレーンの自由度の振る舞い $\sim N^{\frac{3}{2}}$ が導出された [4]。ただし、ABJM 理論の重力双対は IIA 型超弦理論であり、IIA 型超弦理論は強結合領域において M 理論と等価であることから、強結合領域において ABJM 理論は M2 ブレーンと等価である。2011 年に、ABJM 理論の分配関数が、世界面インスタント効果を除けば全種類の寄与を足し上げられて Airy 関数となることが示され、強結合領域での Airy 関数の漸近的振る舞いから、同じく $\sim N^{\frac{3}{2}}$ が確認された [5]。2011 年に、[4] の方法とは異なる方法である Fermi 気体の方法を用いて ABJM 理論の自由エネルギーが求められ、それは [5] の結果と整合性があった [6]。このように、ABJM 理論の強結合領域での自由エネルギーが 2 通りの方法で求められ、それぞれ自由エネルギーから M2 ブレーンの自由度 $\sim N^{\frac{3}{2}}$ が導出された。

3 おわりに

局所化の方法を用いて得られる他の厳密な結果について言及し、局所化の方法の有用性および M 理論の進展について述べる。

参考文献

- [1] V. Pestun, “Localization of gauge theory on a four-sphere and supersymmetric Wilson loops,” Commun.Math.Phys. **313** (2012) 71-129 [arXiv:0712.2824 [hep-th]].
- [2] O. Aharony, O. Bergman, D. L. Jafferis, J. Maldacena, “ $N=6$ superconformal Chern-Simons-matter theories, M2-branes and their gravity duals,” JHEP **0810**, 091 (2008) [arXiv:0806.1218 [hep-th]].
- [3] A. Kapustin, B. Willett, I. Yaakov, “Exact Results for Wilson Loops in Superconformal Chern-Simons Theories with Matter,” JHEP **1003**, 089 (2010) [arXiv:0909.4559 [hep-th]].
- [4] N. Drukker, M. Marino, P. Putrov, “From weak to strong coupling in ABJM theory,” Commun.Math.Phys. **306**, 511-563 (2011) [arXiv:1007.3837 [hep-th]]
- [5] H. Fuji, S. Hirano, S. Moriyama, “Summing Up All Genus Free Energy of ABJM Matrix Model,” JHEP **1108**, 001 (2011) [arXiv:1106.4631 [hep-th]]
- [6] M. Marino, P. Putrov, “ABJM theory as a Fermi gas,” [arXiv:1110.4066 [hep-th]]

不安定核分解反応測定のための広ダイナミックレンジ増幅回路開発

Development of an Amplifier Integrated Circuit with Wide Dynamic Range for the Measurement of Break-up Reactions of Unstable Nuclei

詫間晃

指導教員 栗田和好

1. 背景

現在理化学研究所・仁科加速器研究センターでは、RI ビームファクトリー(以下 RIBF とする。)と呼ばれる加速器施設が存在する。RIBF では水素からウランまでの全元素、約 4000 種類の不安定核を世界最大強度のビームとして生成可能であり、それら不安定核の性質を調べている。現在 RIBF では特に中性子数が陽子数に比べて極端に多い中性子過剰な不安定核に着目して研究を行っている。

SAMURAI は RIBF の実験施設の一つであり、不安定核の反応で生じる多種多様な粒子を識別し、運動量、エネルギーを測定する大立体角粒子磁気分析装置である。RIBF 内の RI ビーム発生施設によって誕生した特定の種類の不安定核を標的原子核(鉛)に接近させクーロン分解法を用いることで、陽子または中性子と重粒子を作り出す。クーロン分解法とは高速の原子核を鉛のような電荷の大きな原子核が作る電場に通過させることで、その原子核を励起あるいは分解する手法である。得られた粒子を SAMURAI で測定することで、不安定核分解反応によって生じた全ての粒子を広い範囲で精度よく同時に運動学的に把握することが可能である。

2. 目的

SAMURAI を使い我々が行う予定の不安定核分解反応実験では検出器に入射する粒子の電荷数 Z が 1 から 50 くらいの範囲に分解する。^{[1][2]} これらの粒子を識別するために、SAMURAI の一部であるシリコンセンサーに粒子を通過させてそのエネルギー損失を測定する。本実験ではベーテーブロックホの公式よりエネルギー損失は通過する原子核の電荷数の二乗に比例するのでパイルアップを考慮すると 1 から 10^4 のスケールの大きさの信号がシリコンセンサーから出力され、それを読み出す回路が必要である。しかし、そのような信号を扱える広いダイナミックレンジを持った増幅器及び ADC が存在しないため、これを可能にするような読み出し回路の開発に着手した。^[3]

3. 原理

クーロン分解法により、シリコンセンサーには陽子と重粒子が同時に入射されるので製作する読み出し回路の特性は以下の三つを満たす必要がある。電荷が小さい場合でもノイズに埋もれないこと、最大の電荷において出力信号電圧が飽和しないこと、 $\Delta Z = \pm 1$ の分解能を持つこと。また、入射粒子の電荷数 Z とシリコンセンサーで得られるエネルギー損失、読み出し回路への信号電圧 V の間には式(1)が成り立つ。

$$Z^2 \propto \Delta E \propto V \quad (1)$$

従って、今回はサイズ縮小のため ASIC を使用して、コンパレータとスイッチを組み合わせて、入力電圧に対して出力が擬似的に平方根に比例する回路を作製した。この特性ならば三つの仕様を全て同時に満たす事が可能であり、区別したい Z がすべての範囲で等間隔に並ぶことになる。この回路の利点は、少ない折れ線近似によって Gain カーブを平方根に近似させることにより校正を容易にしたことである。また、Gain カーブの変極点は設計時に任意に選択出来るようにした。以下我々が開発した回路をルートゲインアンプと呼ぶ。

4. ルートゲインアンプ

Fig. 1. は設計したルートゲインアンプの回路図である。この回路は variable feedback amplifier、inverter、analog adder の三つから成り立っている。variable feedback amplifier はルートゲインを作り出す部分で、inverter は信号の極性を反転させ、analog adder は信号に DC オフセットを加えている。以下にそれぞれの機能の詳細を示す。

variable feedback amplifier では入力パルスの波高 V_{in} が増加するにつれて、ネガティブフィードバックが増加し利得が減少するようになっている。具体的にはある閾値 V_{TH1} 及び V_{TH2} を設定し、 V_{in} の値が各閾値を上回るとコンパレータが起動しスイッチを turn on させる。すると、フィードバック抵抗が並列に接続され利得が減少するという仕組みである。また、 V_{clip} は信号の極性が負になった際に利得を減少させ発振を防ぐ役割を担っている。

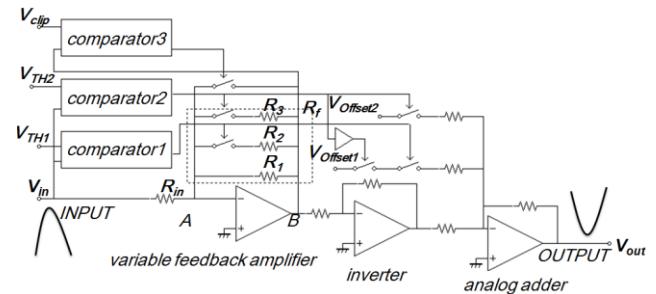


Fig. 1. Diagram of square root amplifier

出力パルスの波高を V_{out} とすると、Inverter 及び analog adder では variable feedback amplifier によって得られた $V_{in}-V_{out}$ 特性の不連続性を各コンパレータの起動点で $V_{offset1}$ 及び $V_{offset2}$ を加えることによって解消している。最終的には回路の $V_{in}-V_{out}$ 特性は Fig. 2. の直線のようになる。(実際の信号の極性は負である。)

5. 性能評価

我々は理論値を式(2)とし、設計値を式(3)、(4)、(5)のよう に設定した。Fig. 2. よりこれらの式を連立することにより、 V_{TH1} 、 V_{TH2} 、 $V_{offset1}$ 及び $V_{offset2}$ は算出される。

$$V_{out} = -1.5\sqrt{V_{in}} \quad (2)$$

$$\text{区間 1 : } (0 < V_{in} < V_{TH1}) \quad V_{out} = -6.3V_{in} \quad (3)$$

$$\text{区間 2 : } (V_{TH1} < V_{in} < V_{TH2}) \quad V_{out} = -1.2V_{in} + V_{offset1} \quad (4)$$

$$\text{区間 3 : } (V_{TH2} < V_{in} < 2.5) \quad V_{out} = -0.54V_{in} + V_{offset2} \quad (5)$$

完成した IC の性能評価を行うため、パルサーを用いて想定される入力パルス(Rise time 100ns Decay time 5μs)を作り出しオシロスコープで $V_{in}-V_{out}$ 特性を確認した。Fig. 3. は完成した IC とそのテストボードである。Fig. 4. は各区間内での出力パルスの様子である。Fig. 4. から分かるように、コンパレータの起動点でスパイクが発生している。これは、コンパレータの起動時間と DC オフセットを加える時間が異なる事が原因である。そこで我々は IC の後段に積分回路を導入し、スパイクを解消させた。尚、積分回路の利得は 4 である。Fig. 5. からスパイクは十分消失したと判断出来る。

6. 結論

理論値と設計値と実験値の関係は Fig. 6. のようになった。(値は全て絶対値である。) また出力電圧は入力電圧が 0.23mV から 2.5V の範囲において検出され、ダイナミックレンジ 10000 以上を達成した。実験値は全体的に設計値に十分近く、我々が開発した IC は十分な性能を持っていると言えるであろう。今後は実際の SAMURAI 実験に導入するにあたり、外部から与える電圧を IC 内部に取り込む等、より実用的なものに IC をアップデートしていく必要があるだろう。

7. 参考文献

- [1] Toshiyuki Kubo.: “In-flight RI beam separator BigRIPS at RIKEN and elsewhere in Japan” Nucl. Instr. Meth. B204, 97 (2003).
- [2] Y. Shimizu et al.: “SAMURAI Project at RIBF” Journal of Physics, Conference Series, 312, 052022 (2011).
- [3] Yusaku Katayose et al.: “High-dynamic range readout system using dual APD/PD for the CALET-TASC” Proceedings of 32ND INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, Beijing 2012

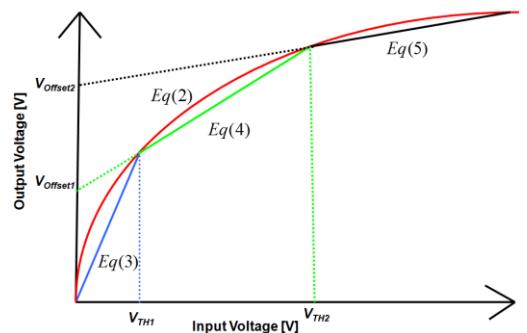


Fig. 2. The relationship between a specific voltage values

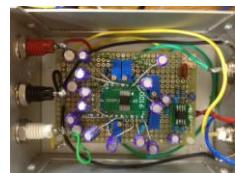


Fig. 3. The photograph of test board

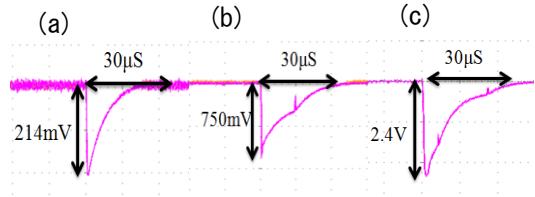


Fig. 4. The output of the region 1, 2, 3 at the input pulse height, (a) : for the input pulse height of 40mV, (b) : for the input pulse height of 400mV, (c) : for the input pulse height of 2.5V

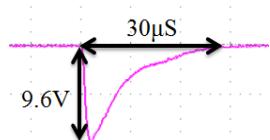


Fig. 5. Disappearance of the spike at the input pulse height of 2.5V

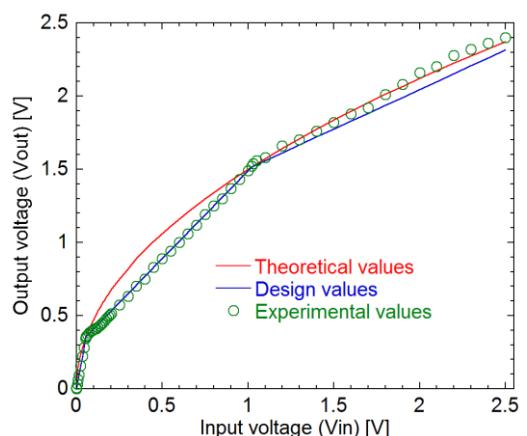


Fig. 6. Comparison of theoretical values, design values and experimental values at pulse

惑星観測を目指した極周回成層圏望遠鏡の開発

Development of a Circumpolar Stratospheric Telescope for Planetary Observations

山元夢摘

指導教員 田口 真

1. はじめに

今日、人工衛星や地上からの光学的リモートセンシングによって惑星観測がなされている。人工衛星は高度な技術開発や巨額のコスト、そして失敗のリスクがある。また、地上からのリモートセンシングである大型望遠鏡はマシンタイムが限られており、数時間以上の時間を経て変化する現象を観測することができない上、シーイングや天候条件によって観測が制限される。

これらの問題点を解決する第三の方法として成層圏望遠鏡による惑星観測が提案されている。地上から高度 32 km 付近の成層圏に観測機器を浮遊させて惑星観測するこの方法は、良好なシーイング下で広い波長範囲の観測が可能であり、特に極域での観測は 24 時間以上の長時間連続観測が可能である。

我々のプロジェクト及びゴンドラを「風神(FUJIN)」と命名した。気球実験の実施において最も重要な気象条件である風の神様にあやかり、プロジェクトの成功と発展の願いが込められている。2012 年 8 月、北海道の大樹航空宇宙実験場にてシステム性能を確認するために開発されたゴンドラ FUJIN-1 の気球実験が予定されていたが、上空風が放球条件を満たさず延期された。本論文において、FUJIN-1 システム及びその観測で得られると予想される惑星画像データの自転軸の傾き算出方法を述べる。

2. FUJIN-1 システム

ゴンドラの外観と各サブシステムの配置を Fig. 1 に示す。FUJIN-1 開発の主要な技術課題の 1 つが、フライト中のゴンドラ姿勢制御と望遠鏡の目標天体へのポインティング制御である。FUJIN-1 では制御を 3 段階に分けて徐々に精度を上げる 3 段階指向制御系を採用した。3 段階ポインティングシステムの概念を Fig. 2 に示す。第 1 段階制御ではサンセンサーを用い、気球とのデカップリング機構とコントロールモーメントジャイロを用いてゴンドラを太陽方向に指向させる。第 2 段階制御では望遠鏡に同架したスターセンサーを用いて、経緯台で目標天体を望遠鏡視野内に導入・追尾する。最後に、第 3 段階制御では目標天体位置を視野の中央に維持するために光電子増倍管によって検出された星像位置を用いて光路中に入れた 2 軸可動ミラーを制御する。

光学系は有効口径 300 mm、焦点距離 3000 mm のシュミットカセグレン望遠鏡を使用する。2 つの CCD カメラを用いて、それぞれ紫外(450 nm 以下)および近赤外(750 nm 以上)で撮像する。電源は太陽電池から供給し、過不足分はリチウムイオン電池が充放電する。別にヒーター用にニッケル水素電池を搭載する。観測データは搭載メモリに記録され、実験後に回収される。HK データ及びアナログビデオ信号はリアルタイムで地上に降ろされる。

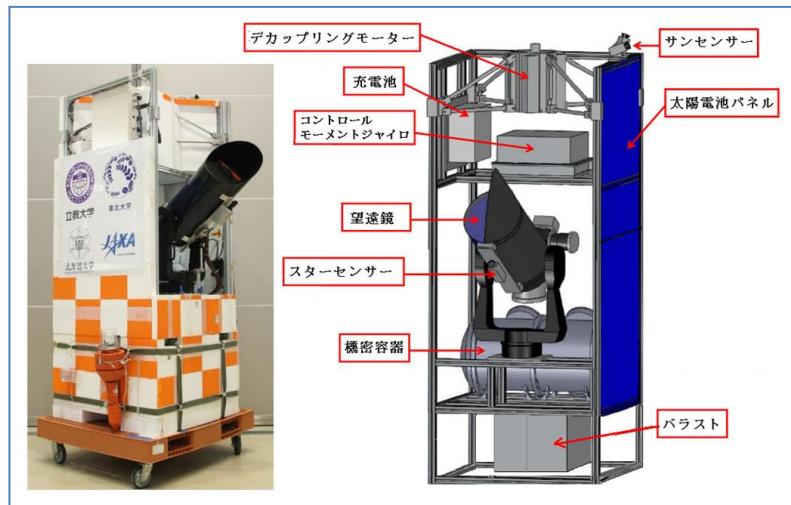


Fig. 1. FUJIN-1 外観写真 (左) 及びサブシステムの配置 (右)。



Fig. 2. 3段階姿勢制御・追尾システム。

3. 惑星画像マッピングプログラム

観測で得られた惑星画像を解析する上で補足データが重要になる。特に得られた惑星画像に経緯度線及び明暗境界線を補うことで連続して得られた惑星面現象の惑星表面座標での位置を特定でき、金星大気のスーパーローテーションなど、惑星の謎の解明に繋がると考える。

惑星観測の際に得られる情報から惑星の自転軸を算出するプログラムを IDL と SPICE を用いて作成した。Fig. 3 は 2012 年 7 月 27 日 14:32:43 UT に大樹航空宇宙実験場において FUJIN-1 が捉えた金星画像である。Fig. 4 は Fig. 3 の金星が撮像された際の時刻、位置、FUJIN-1 の姿勢情報を元に求めた金星自転軸等の情報を、神山氏の作成したプログラムに与えることで経緯度線、明暗境界線をマッピングした金星模擬画像である。

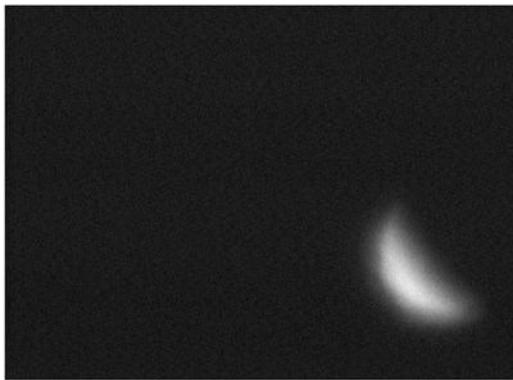


Fig. 3. 2012 年 7 月 27 日 14:32:43 UT に
北海道大樹航空宇宙実験場で撮像
された近赤外金星画像。

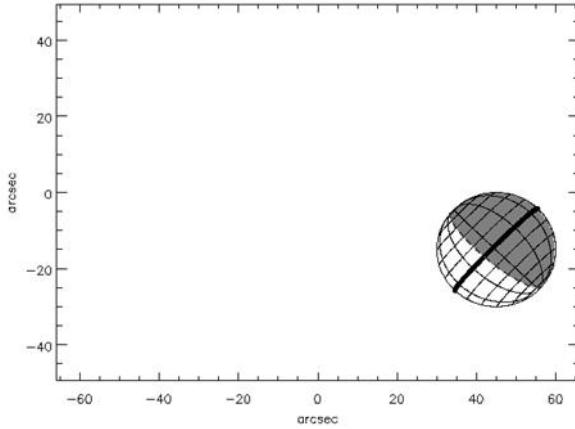


Fig. 4. Fig. 3 の金星画像撮像時と同じ条件下で、経緯度線と太陽光照射面を再現した金星模擬画像。

4. FUJIN-2 による観測計画

北極域での本格観測を目指して FUJIN-2 システムを開発している。基本的原理は FUJIN-1 と同様で、望遠鏡は口径 400 mm のカセグレンタイプにアップグレードされる。早ければ 2014 年にスウェーデン・キルナにおいて金星をターゲットとした 2 日間程度の気球実験を計画している。

[参考文献]

- [1] Taguchi, et al., 宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-09-007, 53-72, 2010-03.
- [2] Nakano, et al., International Space Conference of Pacific-basin Societies AAS J-007, 2012.

すざく衛星による低質量 X 線連星パルサー GX 1+4 の観測

Suzaku Observation of the Low Mass X-ray Binary Pulsar GX 1+4

吉田裕貴

指導教員 北本俊二

1. 序論

GX 1+4 は銀河中心方向にある自転周期 110-160 s の X 線連星パルサーであり、M6III 型巨星と中性子星との低質量 X 線連星系を成す。その可視光スペクトルには、低温の M 型巨星の特徴である吸収線と、高温星の特徴である強い輝線の両方が見られ、共生 X 線連星と呼ばれる。またスピン周期に対応したパルスプロファイルには幅の狭い dip が在り、中性子星表面付近からの放射が中性子星へ磁力線に沿って降着する物質により散乱されるためと解釈されている。1970 年代は自転周期が徐々に短くなっていく状態(スピンアップ)にあったが、1980 年代後半以降は一転して、自転周期が長くなっていくスピンダウンの状態に転じた。このときケプラーの法則に従う回転速度と中性子星の自転速度が同じ半径(共回転半径)と磁場の圧力と物質の降着するガスの圧力が釣り合う半径(アルフヴェン半径)が等しくなったと仮定すると中性子星の表面磁場強度 B が 10^{13-14} G 程度になり、典型的な X 線パルサーがもつ磁場の 10-100 倍になる。また X 線エネルギースペクトルは、大変大きな光電吸収と等価幅が約 200 eV 程度の蛍光と考えられる鉄の K 輝線を示す。硬 X 線が卓越し 100 keV 付近まで伸びている。

本研究では強磁場を持つという報告から、すざく衛星が観測した GX 1+4 のデータにより超強磁場中性子星マグネター ($B = 10^{14-15}$ G) との類似性、相違点を調査することで強磁場中性子星とマグネターとの分類する事を目的とする。さらに中性子星への物質降着の様子について考察を行い、放射機構の解明を目的とする。

2. すざく衛星による観測

「すざく」衛星は、2005 年 10 月に打ち上げられた日本で 5 番目の X 線天文衛星である。すざく衛星は低高度軌道周回により低バックグラウンドが実現され、X 線 CCD カメラ(X-ray Imaging Spectrometer; XIS)と硬 X 線検出器(Hard X-ray Detector; HXD)を合わせ 0.2-600 keV の広エネルギー帯域を高感度かつ高エネルギー分解能で観測することができる。

すざく衛星は、2010 年 10 月 2 日から 10 月 4 日の間 GX1+4 を約 100 ks 観測した。XIS での観測は Normal モードに 1/4window モードを付加し、Spaced-raw Charge Injection を適用して観測した。さらに HXD-PIN, HXD-GSO でも同時に観測を行った。

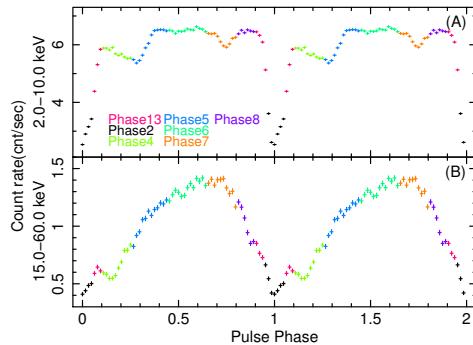


Fig.1 Pulse profile of GX 1+4 obtained by the Suzaku observation. Background has been subtracted. The upper panel (A) shows profile in the 2.0-10.0 keV energy range and lower panel (B) shows in the 15.0-60.0 keV energy range.

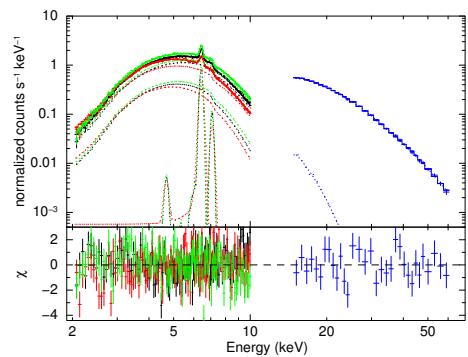


Fig.2 Phase-resolved spectra ($\phi = 0.45-0.65$) of GX 1+4 obtained by the XIS and the HXD-PIN are shown in upper panel along with best-fit model components. Lower panel shows residuals from the best-fit model.

3. 位相別スペクトル解析

全観測時間の光度曲線を様々な周期で畳み込み、その畳み込んだ光度曲線が一定の仮定から最もずれる周期を最も確からしい自転周期とした (folding search)。その結果パルス周期 $P = 159.9445 \pm 0.0002$ [s] となった。XIS,HXD-PIN それぞれの光度曲線を得られたパルス周期で畳み込んだもの (パルスプロファイル) を図 1 に示す。2-10keV のパルスプロファイルには狭い範囲の減光、15-60keV には比較的広い範囲の減光が確認できた。

図 1 の色別けで示した位相ごとのスペクトルを XIS,HXD-PIN のデータから抽出した。XIS のスペクトルは Self-Charge-Filling 効果の補正を行った。2-60 keV のスペクトルに対し、星間吸収を考慮した連続成分に鉄輝線を表すガウス関数を 2 本と鉄吸収端を表す関数を加えたモデルで、連続成分をいくつかの異なる関数に変える事でデータの再現を試みた。典型的なマグネターのスペクトルを近似する黒体放射 (BB) とベキ関数 (PL) の重ね合わせではデータを再現することができず、ベキ関数には 20 keV 程度の cutoff が必要な事がわかった。図 2 に黒体放射と折れ曲がりのあるべき関数の重ね合わせ (CPL) でパルス位相が $\phi = 0.45-0.65$ のスペクトルを近似したときのデータと結果を示す。位相別スペクトル解析で求めたパラメータを図 3 に示す。最も減光している位相で鉄輝線の等価幅 (図 3(D;E)) が 400eV 程度と他の位相よりも有意に大きくなり、輝線の強度 (図 3(B;C)) は他の位相とほとんど変わらなかったことから輝線に対して連続成分が相対的に暗くなつた事がわかる。減光は降着物質により中性子星表面が隠されることに起因する、したがつて 10 keV 連続成分は中性子星表面付近からの放射であり、輝線は中性子星表面から離れた場所、降着円盤もしくはアルフヴェンシェルからの放射であることを示唆する。さらにソフト成分、ハード成分それぞれの星間吸収量を補正した X 線フラックス (Unabs.Flux) の変動とパルスプロファイル、およびスペクトルとの整合性から、黒体放射の表す成分は中性子星表面からの放射であり、折れ曲がりのあるベキ関数の示す成分が降着物質に散乱された成分であると推定した。

4. マグネターとの比較

Enoto et al. 2010 はマグネターのスペクトルを黒体放射でソフト成分、ベキ関数でハード成分を再現しており、ベキ Γ に対するソフト成分、ハード成分それぞれの Unabs.Flux の硬度比 ξ 、黒体放射の温度 kT の相関を報告している。図 4 に GX 1+4 の位相別スペクトルを BB+PL と BB+CPL それぞれで近似したときの Γ, ξ, kT をマグネターの相間に合わせてプロットした。

BB+CPL の値はマグネターに見られた相関関係になく、一方で BB+PL の値は、マグネターの相関関係と同様の関係にあるように見える。黒体放射の温度の比較するとマグネターの黒体放射の温度は、約 0.5 keV 程度であり、BB+CPL の黒体放射の温度は約 2 keV 程度で、マグネターのスペクトルの黒体放射とは違う成分を表している事がわかる。さらに BB+PL の黒体放射の温度は 6 keV 程度となり同様に違う成分を表している事がわかった。またスペクトルに折れ曲がりの構造を持つ事も大きな違いである。以上の点から GX 1+4 は 10^{14} G 程度の磁場を持つという報告はあるが、スペクトルからマグネターとの相違を指摘することができた。GX 1+4 はマグネターとは違い、伴星からの降着がエネルギー供給源であることからその放射機構は大きく違うのであろう。

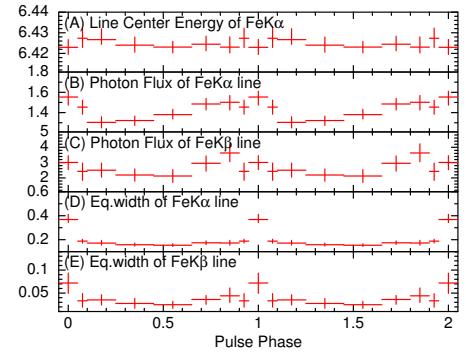


Fig.3 Model Paramaters of best-fit model (BB+CPL). Panels from (A) to (E) show center energy of Fe K α line (keV), photon flux of Fe K α line (10^{-3} photons $s^{-1} cm^{-2}$), photon flux of Fe K β line (10^{-4} photons $s^{-1} cm^{-2}$), equivalent width of Fe K α line (keV) and equivalent width of Fe K β line (keV), respectively.

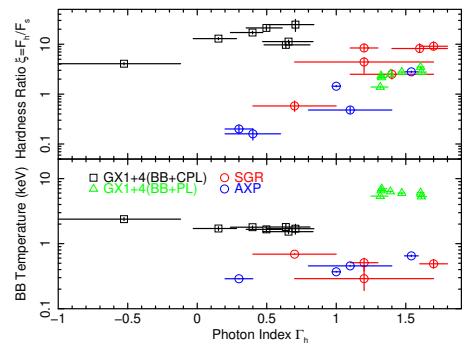


Fig.4 Upper panel shows correlation between Γ and Hardness ratio ξ . Lower panel shows relation between Γ and kT .

Study of time variability of Na atoms density in Mercury's atmosphere

水星大気中のナトリウム原子密度の時間変動に関する研究

大六隼人

指導教員 亀田真吾

1. 概要

水星は非常に希薄な大気を持っている。水星の大気成分には、水素、ヘリウム、酸素、ナトリウム、カリウム、カルシウム、マグネシウムがあるが、ナトリウムの大気光がこれまで最も多く観測されてきた。水星大気中の原子は数時間しか水星表面に留まり続ける事が出来ないため、大気成分の散逸分は何らかの供給過程によって常に補われ続けなくてはならない。供給過程として過去の研究から、太陽光照射による水星表面からの光励起脱離、太陽風イオンの衝突による水星表面からのスペッタリング、微小隕石の衝突による気化の三つの現象が最も有力な供給過程であると考えられているが、最も支配的な供給過程はまだ解明されていない。先行研究には、高緯度域における局在や、存在量の日毎変動・数時間毎の変動等の特徴が確認されている。これらの特徴には太陽風イオンスペッタリングが寄与している可能性が高い。現在水星周回軌道上で米国の探査機メッセンジャーが水星近傍の惑星間空間磁場（IMF）等の観測を行っており、本研究ではメッセンジャーで得られた水星近傍のIMF変動から、水星表面に衝突する太陽風イオン量の時間変動を予測した。そして、我々がメッセンジャーと同時に観測を行って得たナトリウム原子密度の時間変動と比較する事で、太陽風イオンスペッタリングとナトリウム原子放出の相関関係を調べた。

2. 観測及び解析

水星は太陽に非常に近い惑星であるため、夜間の観測を行える時間は30分間程度しかない。これが水星大気中のナトリウム原子の生成過程が解明出来ない大きな理由の一つである。そこで我々は、2011年12月30日から2012年1月5日にハワイのマウイ島にあるハレアカラ山頂にて、主鏡40cmの反射望遠鏡と高分解能分光器を用いて、最長で10時間の水星大気光の分光観測を行った。この際、太陽からの直接光が主鏡に当たるのを防ぐため自作の遮光フードを望遠鏡の先端に取り付けた。観測で得られるスペクトルは、水星大気光、表面反射光、地球大気での太陽散乱光を合計したスペクトルである。そこで、観測で同時に得られた背景光を使って地球大気での太陽散乱光のスペクトルを除去した。次に水星表面反射光スペクトル（Fig. 1 の点線）を計算から求めた。これは太陽-水星間、水星-地球間の相対速度によって生じるドップラーシフトを考慮し、太陽スペクトルを観測された表面半反射光の強度に最小二乗法を用いて合わせる事で得た。以上的方法で得られた表面反射光スペクトルを除去することで水星大気光のみのスペクトルを得た。

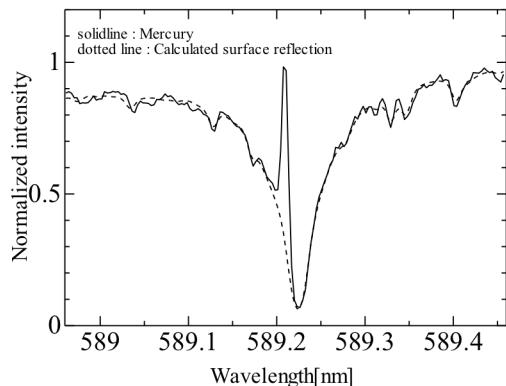


Fig. 1 地球大気での太陽散乱光除去後の水星スペクトルと、計算から得られた表面反射光のスペクトル。

3. 結果

長時間連続して観測を行う事で、太陽風イオンが水星表面に衝突してナトリウム原子を大量に生成し、原子密度の大きな変動を捉えられる可能性が高くなる。さらにメッセンジャーで観測された水星近傍の IMF の時間変動から、我々が観測を行った時刻の、水星表面への太陽風イオン流入量の時間変動を予測する事が出来る。Fig. 2 はメッセンジャーで観測された水星近傍の IMF の時間変動を表している。(矢印で示された 12 時間おきの高いピークは水星磁気圏の磁場強度である。) 1 月 2 日 18:30(UT) 頃から 1 月 4 日の 20:00(UT) 頃の連続した 3 時間ごとの平均磁場強度は、定常状態時の連続した 3 時間の平均強度の 2 倍以上であった。よってこの期間、水星に多量の太陽風イオンが流入したと予測出来る。(地球近傍で Fig. 3 に示される様な大きな IMF 変動があれば太陽風イオンの流入量は Fig. 4 に示される様に大きく変動する。) Fig. 5 は我々が観測したナトリウム原子密度の時間変動を表している。水星近傍の IMF の変動を検出したときにナトリウム原子密度の時間変動を観測したのは世界初である。もし多量の太陽風イオンが水星表面に衝突していたなら、IMF の時間変動に応じたナトリウム密度の大きな変動が確認出来るはずである。しかし図からもわかる通り我々の観測結果からは太陽風イオンの流入に伴った原子密度の大きな変動を捉える事は出来なかった。また、数日後においても原子密度の大きな変動を確認する事は出来なかった。これは太陽風イオンスペッタリング起源の生成過程はあまり支配的ではない事を示唆している。

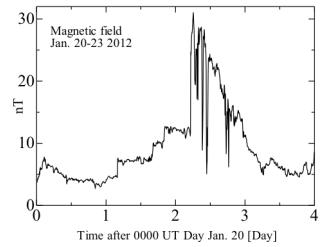


Fig. 3 ACE 衛星で観測された、地球近傍の IMF の時間変動

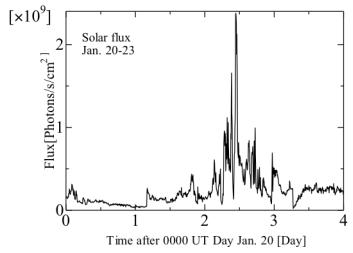


Fig. 4 ACE 衛星で観測された、地球近傍太陽フラックスの時間変動

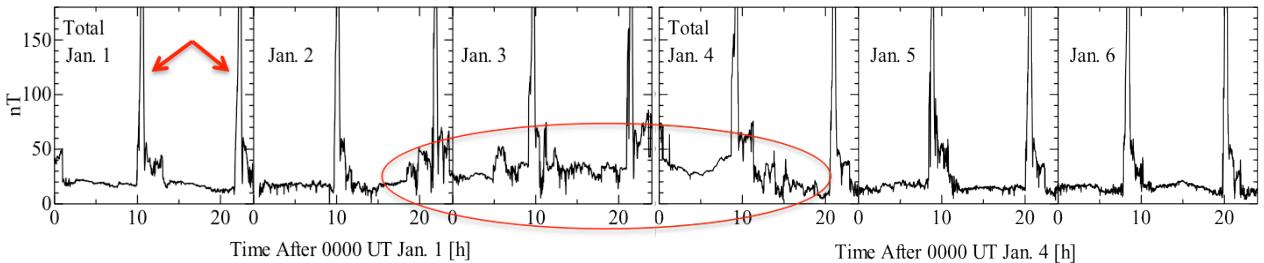


Fig. 2 メッセンジャーで観測された、2012 年 1 月 1 日から 6 日の水星近傍の IMF の時間変動。

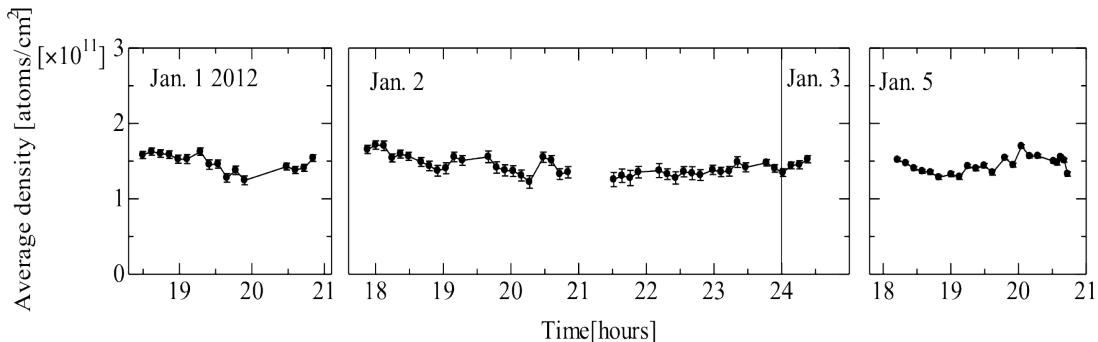


Fig. 5 2012 年 1 月 1 日 18:29(UT) から 1 月 5 日 20:46(UT) の間に観測したナトリウム原子密度の時間変動。IMF の変動に伴った密度の増加を捉える事は出来なかった。