立教大学大学院理学研究科物理学専攻

2011年度博士課程前期課程最終試験

概要集

日時　　：2012年２月１７日（金）10:00 ～ 16:00
　　１８日（土）10:00 ～ 15:30

場所　　：マキムホール２階M201教室

発表時間：３０分（質疑時間１０分含む）

2月17日　10:00 - 16:00

座長：平山

10:00 - 10:30　渡邊 健太郎　4
Improving the performance of PHENIX muon tracking chamber

10:30 - 11:00　中谷 祐輔　6
TRIUMF-MTV実験の次世代検出器CDCの為のTrigger/DAQ複合FPGAシステムの開発

11:00 - 11:30　中島 友樹　8
ダークエネルギーを含む宇宙でのDyer-Roeder近似を用いた赤方偏移と角径距離の関係

11:30 - 12:00　二口 将彦　10
金星雲頂高度領域における大気構造の研究

昼休み（12:00 - 13:30）

座長：田中

13:30 - 14:00　山本 隆三　12
近星点付近での連星系からの放出

14:00 - 14:30　小泉 浩二　14
SCRIT実験における ISOL の開発

14:30 - 15:00　玉木 聖一　16
SCRIT 電子散乱実験におけるルミノシティの向上

15:00 - 15:30　池田 めい　18
TRIUMF における MTV-RunIIの解析

15:30 - 16:00　西尾 悠法　20
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

2月１８日　10:00 - 15:30

座長：小泉

10:00- 10:30　石本 恒輝　22
AdS/CFT 対応を用いたエンタングルメントエントロピー

10:30 - 11:00　小林 航太　24
重イオン実験における粒子識別のための $LaBr_3(Ce)$ とフォトダイオードを用いた全エネルギー検出器の開発

11:00 - 11:30　坂田 和也　26
天体観測を目指す X 線干渉計の開発

11:30 - 12:00　石原 誠　28
ライスナー・ノルドシュトルム・ブラックホールは無限衝突エネルギーを生む粒子加速器になるか?

昼休み（12:00 - 13:30）

座長：柳町

13:30 - 14:00　轟 章太郎　30
すざく衛星による白鳥座X-3 の公転位相によるX 線放射の変動の観測的研究

14:00 - 14:30　水野 瑛己　32
すざく衛星によるCyg X-1 の吸収ディップの観測的研究

14:30 - 15:00　八木橋 伸佳　34
衛星搭載用X 線発生装置の開発基礎実験

15:00 - 15:30　藤澤 雄一郎　36
ゲージーノ凝縮

Improving the performance of PHENIX muon tracking chamber

Kentaro Watanabe

Supervisor Jiro Murata

W± Boson Production in Polarized p + p Collisions at PHENIX

PHENIX is one of the experiments which use Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) at Brookhaven National Laboratory. RHIC can accelerate both various ionized nuclei, proton to gold and polarized protons. One of the physics goals of the PHENIX experiment is a measurement of spin structure in nucleon. Proton has spin 1/2. The fraction of proton spin arising from its three valence quarks is small, about 20% to 30%. This has been well studied in deep inelastic scattering(DIS) experiments [1]. Polarized proton-proton collision is a new tool to measure proton spin structure. In particular, the production of $W^{\pm}$ couples only left-handed quarks and right-handed antiquarks, so asymmetry of the W yield from a measurement flipping the helicity of polarized beam proton is sensitive to flavor dependence of Δq and $\Delta\bar{q}$. Production of the W occurs at a scale where higher order QCD corrections can be evaluated reliably, and it is free from uncertainties in fragmentation functions by detecting leptons from W decay [2]. The PHENIX detector consists of two central arms and two muon arms. The central arm is the detector to measure electrons, photons and hadrons. The muon arm is a detector to measure muons. It is composed of muon magnet, muon tracker(MuTr), and muon identifier(MuID). The muon tracker is placed in the muon magnet. It has three layers of cathode-strip-readout tracking chambers. These layers are called as stations. MuTr plays a key role to detect high momentum muons decayed from W-boson and identify from huge hadronic QCD backgrounds. Naively the momentum resolution of MuTr should be limited by the intrinsic position resolution of the chambers (~100um) and multiple scattering. However, we have never achieve what is expected from these designed values. Here I will address two possible causes: 1) cross talk between readout cathode strips, 2) relative miss-alignment between three tracking stations.

Development Restoring Capacitor Clamp Board

The Restoring Capacitor Clamp board (hereafter referred to as the ReCap Board) was developed to improve existing anode circuit cards of the PHENIX muon cathode strip chambers. Originally, the anode cards were equipped with surface mounted capacitors which were later removed, because moisture was trapped in tiny space between them and the anode cards, and caused frequent high voltage trips. As an another side effect of missing capacitors, the relevant path to the ground for the negative charge generated in anode wire was lost. As a consequence, the charge finds relatively easy path to escape in adjacent strips which share same anode wire. This phenomenon called cross talk. Because cross talk signal interfere with real signal, it will create the unexpected high hit-multiplicity and reduced the position resolution of the tracker. For this reason, we have developed the recapacitation (ReCap) board with non-surface type capacitors to be used in lieu of the original capacitors, which

guide the anode charge to the proper ground. New cramps have been installed about 60% of MuTr acceptance. The impact on MuTr performance under engineering constraints will be discussed.

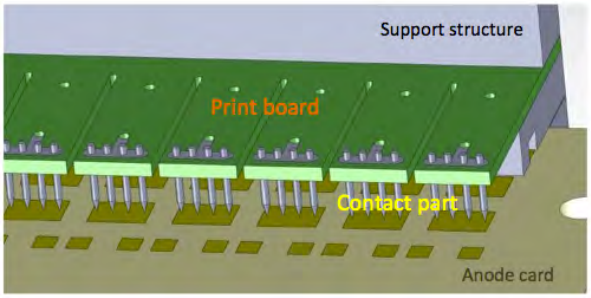

Fig.1. The three components of the ReCap board.

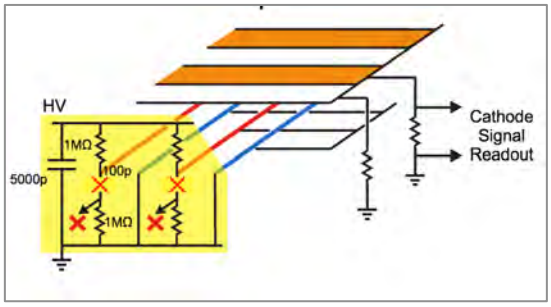

Fig.2. The condition of the anode card without capacitors.

Alignment precision for the PHENIX muon tracking chamber

The optical alignment system (OASys) of MuTr chambers pointed out the relative position of three tracking stations move as much as 50 to 300 μm within a coupe of months of running period[ref to Ikeda's thesis] perhaps due to the temperature, on/off switch of the magnetic field and some other cause. However this observation has never been verified neither quantitatively nor qualitatively. In order to verify it, I investigated another independent measurement using residuals of tracks in the zero magnetic field. This residual is defined as the difference between the linear extrapolation to station-3 from station-2 and 1 hit positions and the actual hit point of station 3. The residual will be distributed around zero if the relative alignment between the each stations is accurate. The correlation between two independent alignment measurements will be discussed.

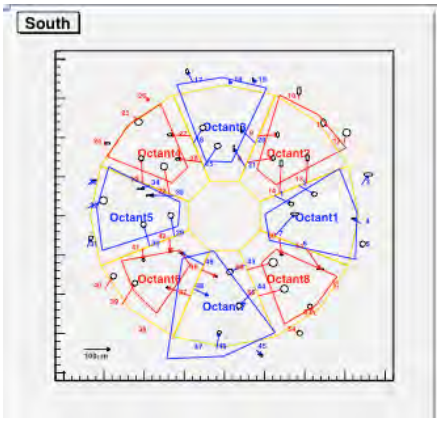

Fig.3. Chamber movement by OASys

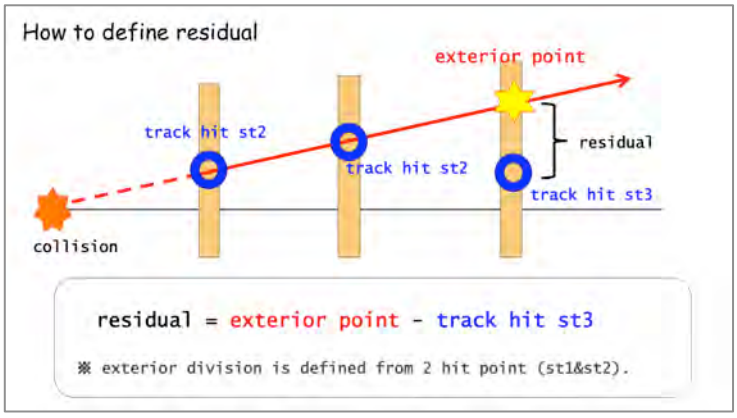

Fig.4. The residual (sagitta) in Zero magnetic field.

References

[1] B. Adeva et al., Phys. Lett. B420, 180 (1998).

[2] D. de Florian and W. Vogelsang, Phys. Rev. D81, 094020 (2010).

[3] K. Adcox et al., Nucl. Instrum. Meth. A499, 469 (2003).

[4] Yuki Ikeda, Miss-alignment Study of Muon Tracking Chamber using OASys in PHENIX, Rikkyo (2009)

TRIUMF-MTV 実験の次世代検出器 CDC の為の Trigger/DAQ 複合 FPGA システムの開発

Development of new FPGA-based Trigger/DAQ system for next-generation CDC at TRIUMF-MTV experiment

中谷祐輔

指導教員　村田次郎

I. 研究背景

本実験(以下 MTV 実験)は、時間反転対称性の破れ探索実験を通じて現在の物質・反物質の大きな非対称性の全てを説明出来得る、未知の相互作用を起源とする大きな CP 対称性の破れを探索する事を目的とする。ベータ崩壊の崩壊率の内、時間反転対称性を破る R 相関と呼ばれるベクトル三重項こそが本研究の探索する相関であり、R 相関の検証は偏極原子核から放出される電子の横方向偏極度の有無を検証する事と同値である[1]。その為我々は偏極 ^{8}Li から放出される電子を、スピンの横方向成分に感度のある Mott 散乱によって金属箔膜で散乱させ、特に後方散乱した電子のイベント(V-track イベント)数における左右非対称度から放出電子の横方向偏極度が 0 か否かを精密に測定し、R 相関を検証する事で標準模型を超える新しい物理の発見を目指している。2008 年 9 月に KEK-TRIAC で行った加速器実験[2]を初めとして、MTV 実験は統計精度の向上の為に高速 DAQ システム、V-track purity を上げる為のトリガーシステム等の様々な開発を進めながら実験を遂行してきた。さらに自身も開発・実験に携わった昨年度の MTV RUN-II 実験では、それまで R 相関に最も強い制限をかけていた PSI の実験[3]を、統計精度において 1 桁下回る 0.08%での精度で制限をかける事に成功した[4]。しかし同時に現状のセットアップでは抑制出来ない系統誤差の混入が判明した為、MTV 実験は今後その系統誤差の抑制が可能な円筒型 MWDC(CDC)をメインディテクターとしたセットアップにシフトし、系統誤差の劇的な抑制の下で統計精度を高める事で R 相関の値を高精度で検証していく。その上で本研究は、CDC を部分的に読み出す事で CDC の性能評価を行った MTV RUN-Ⅲの結果から、RUN-IV 以降に全 400 チャネルのワイヤーを読み出す事を考慮した際にボトルネックと考えられる DAQ スピードの改善の為、DAQ システムとトリガーシステムを同一 IC に組み込むことで CDC の読み出しシステム全体を柔軟にし、高速稼働を可能にする為の Trigger/DAQ 複合 FPGA システムの構築を行った。

II. MTV RUN-Ⅲ実験

2011 年 11 月に行った TRIUMF での MTV RUN-Ⅲ実験では、CDC のセンスワイヤー400 本のうち 127 本を部分的に読み出す事で CDC における V-track event の確認を行った。CDC における V-track の飛跡は Fig. 1 の様であり、ベータ崩壊により放出された電子が CDC 内を通過し、さらに CDC 内部に取り付けられている解析薄膜にて Mott 散乱を起こし、散乱後に再度 CDC 内部を通り抜ける事で電子の V-track event となる。その点と今回の読み出し領域を考慮し、今回の実験セットアップにおいては Plastic Scintillator を CDC 外部に設置して Lv. 1 トリガーとし、さらに CDC の sense wire の wire hit pattern を Lv. 2 に要求する事で V-track トリガーとし、

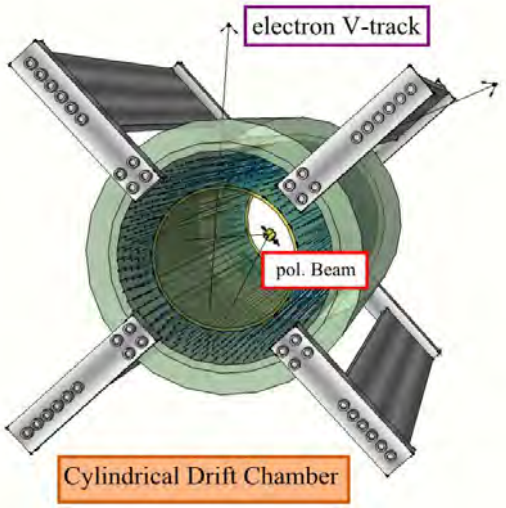

Fig. 1 V-track event at CDC

最終的にこのトリガー信号をTDCに入れる事でCDCを用いたデータ収集を行った。Fig. 2に取得出来たV-trackの一例を記すが、より詳細な結果は発表会当日に報告する。

Ⅲ. Trigger/DAQ 複合 FPGA システムの構築

統計精度が要求されるMTV実験においては高速DAQシステムの構築が不可避である。このCDCは読み出しチャネルが最大で800chに上るが、現状のDAQではI/Oポートの制約に伴うマルチモジュール化、それが齎す煩雑さやスピード低下が実験におけるボトルネックになる事が予想された為、FPGAを用いてDAQとトリガーシステムを同一ICに構築する事で、ユーザにとって柔軟かつ、DAQとしても高速作動させることの出来る複合システムを構築した（実際に構築したシステム全体のアーキテクチャはFig. 3を参照)。実際に使用したモジュールはCAEN-V1495とよばれる汎用VMEボードであり、ボード上に搭載されている二つのFPGAそれぞれにファームウェアを搭載する事で、ユーザ任意の回路を構築する事が出来る。

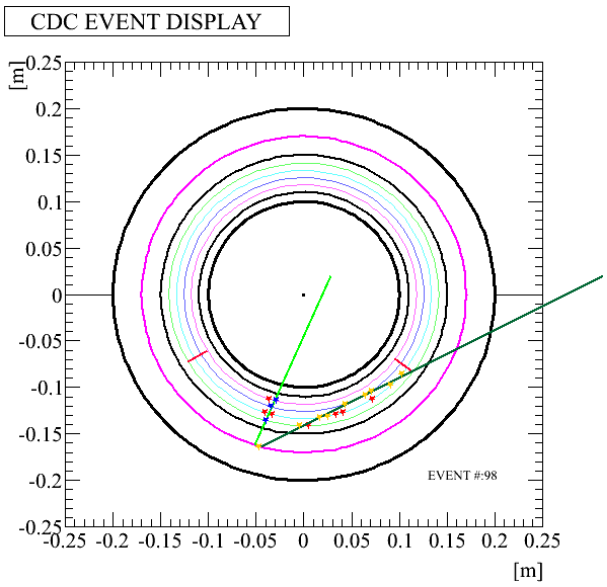

Fig. 2 V-track reconstruction at TDC data

以下Fig. 4の様に実際にFPGA上に構築したTDCおよびInput Registerを用いてDAQスピードを測定したところ、Input Registerにおいて500KHzのトリガーレートにまで耐える事が出来、より高速なDAQを構築する事に成功した。当システムの詳細および結果に関しては、RUN-Ⅲの結果とともに報告会当日に発表する。

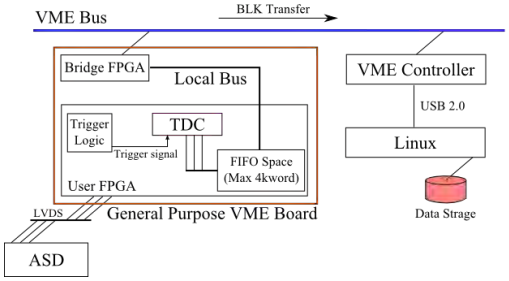

Fig. 3 V1495 DAQ architecture

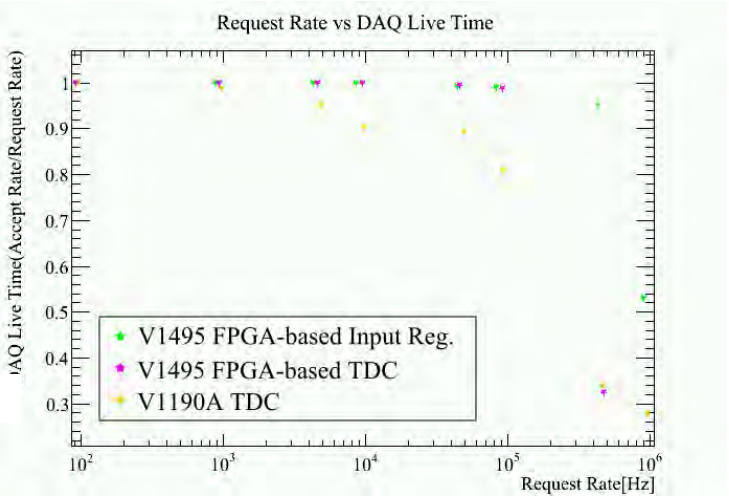

Fig. 4 DAQ speed comparison

[参考文献]

[1]J. D. Jackson et al., Phys. Rev. 106 (1957) 517

[2]H. Kawamura et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. 43 (2010)

[3]R. Huber et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 202301

[4]大西潤一, “TRIUMFにおける世界最高精度での時間反転対称性の破れの探索” 2010年度立教大学理学研究科修士論文

ダークエネルギーを含む宇宙での Dyer-Roeder 近似を用いた赤方偏移と角径距離の関係

The relation of redshift and angular diameter distance on the Dyer-Roeder approximation in the universe with dark energy

中島友樹

指導教員　原田知広

1. はじめに

現在の宇宙は大局的には一様等方としてよいが、実際には銀河団などの構造があり、非一様である。赤方偏移から距離を決定するときには、距離と赤方偏移の関係を正確に理解する必要があり、この際に非一様性を考慮し補正する必要がある。非一様性の表し方のひとつに Dyer-Roeder 近似があり、ここではこれを用いて非一様性について研究する。

2. 宇宙のモデル

宇宙は一様等方平坦であるとするので以下の Robertson-Walker 時空に従う。ここで宇宙は非相対論的物質とダークエネルギーからなるとする。また $c=1$ とする。

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t)(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2) \tag{1}$$

ここで $R(t)$ はスケールファクターを表す。またエネルギー運動量テンソルは、

$$T^{\mu\nu} = [\rho_M + (1+\omega)\rho_x]U^\mu U^\nu - \omega\rho_x g^{\mu\nu} \tag{2}$$

となる。ここで物質を M, ダークエネルギーを x とし、それらのエネルギー密度を ρ_M, ρ_x とする。また共動座標をとるので $U^\mu = \delta^\mu_0$ となる。ω はダークエネルギーの密度と圧力の係数で $p_x = w\rho_x$ である。アインシュタイン方程式は

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}R = 8\pi G T^{\mu\nu} \tag{3}$$

である。$\dot{R} = dR/dt$、現在のハッブルパラメータを H_0 とてこれらの式から以下の式が得られる。

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = H_0^2\left[\Omega_M\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 + \Omega_x\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3(1+\omega)}\right] \tag{4}$$

ここで R_0 は現在のスケールファクターであり、Ω_M, Ω_x はそれぞれ物質とダークエネルギーの密度パラメーターで現在の物質どダークエネルギー密度 ρ_{M0}, ρ_{x0} を用いると以下のように表される。

$$\Omega_M = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{M0}, \Omega_x = \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{x0} \tag{5}$$

またハッブルパラメータ $H = \dot{R}/R$ より (4) から共動距離 $r(z)$ は

$$r(z) = \int_t^{t_0}\frac{dt}{R} = \int_0^z \frac{dz}{H} \tag{6}$$

となる。また光度距離 D_L は $D_L = r(z)(1+z)$、角径距離 D_A は $D_A = r(z)/(1+z)$ で与えられ $D_L = D_A(1+z)^2$ という関係がある。

3.Dyer-Roeder 近似

Dyer-Roeder 近似は天体から光が伝搬してくるときに宇宙の非一様性を考慮し、距離と赤方偏移の関係を補正する。この時、非一様性を表す量として smoothness parameter α を導入する。ここで光の伝搬による像の拡大を求める。ここで像の断面積の変化率は以下のライチャウドゥリ方程式で与えられる。

$$\theta_{;\nu}k^\nu = -\theta^2 - \sigma^2 + \omega^2 + \frac{1}{2}R_{\mu\nu}k^\nu k^\nu \tag{7}$$

ここで θ が影の膨張率を、σ が影のずれを、ω が回転を表す。また断面積 A は以下の式 (8) で与えられる。

$$\frac{A_{;\nu}k^{\nu}}{A} = 2\theta = k^{\mu}_{;\mu} \tag{8}$$

ここで伝搬による像の回転とずれは無視できる仮定する。ここで式 (7) で $\sigma = \omega = 0$ とし、式 (8) を用いて $\sqrt{A}$ の式にする。光線に沿った微分なのでアフィンパラメータ λ の微分であらわせる。よって光の伝搬による像の拡大は

$$\frac{d^2\sqrt{A}}{d\lambda^2} + \frac{1}{2}R_{\mu\nu}k^{\mu}k^{\nu}\sqrt{A} = 0 \tag{9}$$

となる。

式 (9) から角径距離 D_A と赤方偏移 z の関係を求める。赤方偏移は $R_0/R = 1+z$ であり、また Robertson-Walker 時空なので測地線方程式から $d\lambda = (H_0/R_0)Rdt$ である。ここで H_0, R_0 はそれぞれ現在のハッブルパラメーターとスケールファクターである。これらと式 (5) から $dz/d\lambda$ は以下の式 (10) のようになる。

$$\frac{dz}{d\lambda} = -(1+z)^2[\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_x(1+z)^{3(1+\omega)}]^{1/2} \tag{10}$$

また式 (9) の左辺第 2 項のリッチテンソルをアインシュタイン方程式 (3) を用いてエネルギー運動量テンソルにする。このとき、光の伝搬する経路上の物質の密度 ρ_M とする。この時経路上のエネルギー運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu} = [\alpha\rho_M + (1+\omega)\rho_x]U^{\mu}U^{\nu} - \omega\rho_x g^{\mu\nu} \tag{11}$$

となる。式 (9)(10)(11) を用いて D_A と z の関係を求めると以下のようになる。

$$(1+z)^2\mathcal{F}\frac{d^2D_A}{dz^2} + (1+z)\mathcal{G}\frac{dD_A}{dz} + \mathcal{H}D_A = 0 \tag{12}$$

ここで $\mathcal{F}, \mathcal{G}, \mathcal{H}$ は以下のようになる。

$$\mathcal{F} = \Omega_M(1+z)^3 + (1-\Omega_M)(1+z)^{3(\omega+1)} \tag{13}$$

$$\mathcal{G} = \frac{7}{2}\Omega_M(1+z)^3 + \frac{3\omega+7}{2}(1-\Omega_M)(1+z)^{3(\omega+1)} \tag{14}$$

$$\mathcal{H} = \frac{3\alpha}{2}\Omega_M(1+z)^3 + \frac{3(\omega+1)}{2}(1-\Omega_M)(1+z)^{3(\omega+1)} \tag{15}$$

また初期条件は $z = 0$ で

$$D_A = 0, \frac{dD_A}{dz} = 1 \tag{16}$$

である。

ここで smoothness parameter α は天体と観測者の間の宇宙の物質の固まり具合を表す。$\alpha = 1$ のとき一様等方宇宙になる。 また $\alpha = 0$ なら、観測者と天体の間には物質が存在しないことになる。ある赤方偏移 z での角径距離 D_A は、α が小さいほど光が伝搬するときの物質の影響が少なくなるので大きくなる。$\alpha = 1$ のときは物質密度が一様等方宇宙の時と等しいので、一様等方宇宙の角径距離と一致する。以上より、Dyer-Roeder 近似を用いると、宇宙の非一様性は角径距離 D_A と赤方偏移 z の関係中に α として表すことができる。

4. まとめ

以上のように Dyer-Roeder 近似を用い、宇宙の非一様性を α で表し、そのふるまいについて調べた。

5. 参考文献

[1]R .C. Santos and J. A. S. Lima, Phys. Rev. D 77, 080735 (2008)

[2]C. C. Dyer and R. C. Roeder, ApJ 180 L31 (1973)

[3]C. C. Dyer and R. C. Roeder, ApJ 174 L115 (1972)

[4] **富田憲二『相対性理論』丸善株式会社**

[5] **松原隆彦『現代宇宙論―時空と物質の共進化』東京大学出版会**

金星雲頂高度領域における大気構造の研究

A study on the atomspheric structure in the cloud-top altitude region of Venus

二口将彦

指導教員　田口真

1. はじめに

金星探査機「あかつき」は金星周回軌道投入に失敗したが、搭載されている中間赤外カメラ(Longwave Infrared Camera: LIR) (Fig. 1)は、金星から離れる際に世界で初めて金星夜面全体の撮像に成功した。LIRは金星全球を覆う濃硫酸の雲から放射される赤外線を可視化し、得られた放射強度を温度に変換することで雲頂の温度分布を見ることができる。Table 1にLIRの仕様性能を載せる。このカメラは機上で複数枚の画像を積算して雑音等価温度差(Noise Equivalent Temperature difference: NETD)を向上させる撮像モードがある。必要に応じて、機上のデータレコーダーに蓄積されている積算以前の画像をダウンリンクすることも可能である。

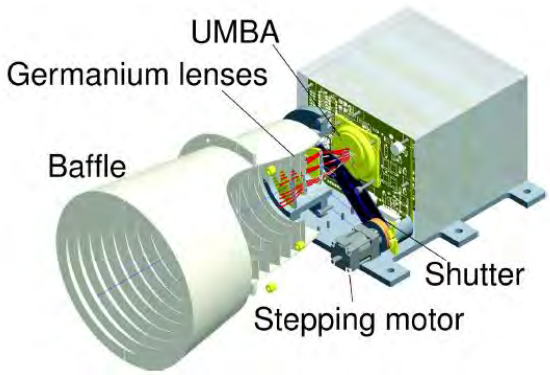

Fig.1.「あかつき」搭載 LIR-S の外観[1]

Table 1. LIR の仕様性能[1]

観測波長	8-12 μm
視野角	16.4°×12.4°
空間解像度	0.05°
観測対象温度	220-250 K
画素サイズ	37 μm
画素数	328×248
NETD	0.3 K@230 K
絶対温度精度	3 K
光学系 F 値	1.4
サイズ	200×130×110 mm
重量	3.5 kg
消費電力	29 W

2. 研究目的

金星においてほとんどの太陽光は雲によって反射され、残りは雲層で吸収・散乱されたのちに広い波長域にわたり光学的に厚い雲に吸収される。このような雲の光学的特性から、雲が金星大気の熱収支に及ぼす影響は大きい。そのため金星気象現象を理解するうえで、惑星上で雲がどのように分布し、どのような力学的振る舞いをするかを観測的に示すことは重要である。本研究は、中間赤外雲画像から雲頂高度領域における雲の構造や分布の特徴をまとめ、紫外雲画像との比較から、大気ダイナミクスや雲生成化学の理論に制約を与えることを目的とする。

3. LIR感度校正

「あかつき」打ち上げ前にフライトモデルの地上校正試験を行った。真空環境下で測定対象物温度とカメラ温度の変化に対して、出力画像の変化を調べた。そのデータを解析し、カメラが出力するデジタル値から輝度温度に変換するアルゴリズムを開発した。地上で撮像した画像データを使用し、プログラムの動作テストを行った。カメラの仕様である絶対温度精度3 Kを達成できる結果が得られた。

4. 観測データ処理と結果

2010年12月9日、10日に金星の撮像を計3回行った。9日と10日には無積算の撮像をそれぞれ1回行い、9日には32枚積算で撮像した。32枚積算は地上評価の結果、温度分解能が最も良いとされているが、撮像を行うための時間は2分程かかる。その間に衛星の姿勢が変化していたために機上で積算した画像では金星像がぶれている。そこで、積

算前の生データをダウンリンクし、画像から姿勢の変化による金星像の中心位置の変化を計算した。本来のピクセルサイズの1/10の大きさのサブピクセルの精度で画像を合成することにより、本来の撮像データより空間分解能が向上した画像を得られた。

温度分布に変換した画像データには、緯度 70° 付近のポラーカラーと呼ばれる低温構造、金星ディスク全体で中心から周辺へ向かって温度が低下するリムダークニング、高緯度から低緯度に見られる帯状構造が見られた。また、赤道域の温度分布には日変化が確認された。リムダークニングは視線方向と雲層の成す角によって光学的厚さが変化し、異なる高度を見ているために起こる。そこで、金星大気モデルVIRA [2]と雲モデル[3]を参考にリムダークニング効果を見積るとともに、補正を行った。観測値とモデル計算には大きなズレがあったため、観測値に合うように雲の量と高度を変化させて最適化した。その結果、観測値では雲頂高度が赤道域から極に向かって 2-8 km低く、雲粒子密度は雲上層で少ないとわかった。リムダークニングから雲の高度と分布を導き出す解析手法を確立した。

ヨーロッパ宇宙機関ESAの金星探査機Venus Expressに搭載されているVenus Monitoring Cameraの紫外画像と合成画像を比較した。観測対象は共に雲頂高度領域であり、10μm帯と紫外画像の比較は世界初である。データは4日循環に合わせた48時間前、4時間前、48時間後を選んだ。比較するために両画像データの各ピクセル中心の緯度経度を計算し、緯度経度直交座標に展開した。また、紫外画像は輝度分布モデルを用いて太陽天頂角依存性を除去した。ここでジオメトリー情報は探査機の軌道・姿勢情報をもとにNASA提供のSPICE Toolkitで計算した。補正後の温度分布から雲頂観測において世界で初めて中低緯度で帯状構造が見られた(Fig2)。赤外と紫外画像を比較すると南緯45° 付近にそれぞれ輝度のピークが見られる(Fig3)。

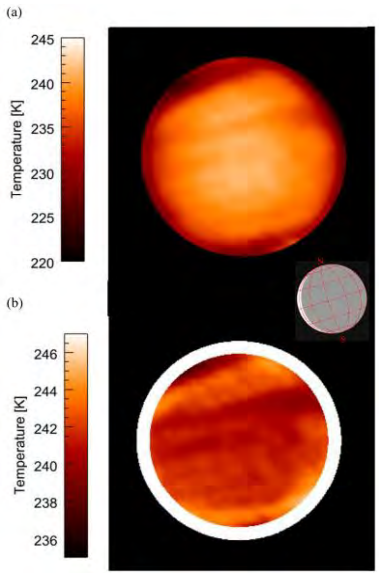

Fig. 2. 2010年12月9日に撮像された32枚積算中間赤外合成画像。(a)リムダークニング除去前(b)除去後。中心のイラストは緯度経度と日照領域を示す。

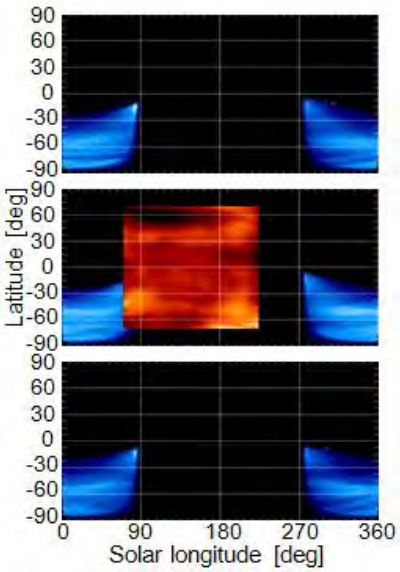

Fig. 3. LIR中間赤外画像(赤)とVMC紫外画像(青)の比較。上から中間赤外画像取得の48時間前の紫外画像、同4時間前の紫外画像と中間赤外画像、同48時間後の紫外画像。

4. 考察とまとめ

過去の探査機による雲及び温度の高度分布と比較すると、今回の観測結果は温度が上昇しているか雲頂高度が低下していると考えられる。これは、モデルによる解釈では光化学反応による上層雲生成が夜側では減少している可能性を示す。また、赤外画像と紫外画像の比較から、中緯度の高温帯が紫外吸収物質が少ない領域に対応しているように見える。その領域では赤外でも紫外でも、光学的に薄く、低い高度領域を見ていると解釈できる。今後は雲頂高度を一意に定めるために温度高度分布との同時観測の必要性を提議する。

[参考文献]

[1] Fukuhara et al. (2011), *Earth Planet Space*, **63**, 1009-1018.

[2] Keating et al. (1985), *Adv. Space. Res.*, **5**, 117–172. [3] Takagi et al. (2011), *Earth Planets Space*, **63**, 435–442.

近星点付近での連星系からの放出

Emission from the binary system around Periastron

山本　隆三

指導教員　柴崎　徳明

1. Abstract

パルサーは、パルス状の可視光線、X 線、電波を発生する天体である。1967 年にアントニー・ヒューイッシュとジョスリン・ベルによって発見された。現在は約 1600 個程が確認されており、パルスの間隔は数ミリ秒から数秒が多いが、まれに 5 秒を超えるパルスを発するパルサーも存在する。その周期は極めて安定しており、極めて安定した発光間隔を持っているため、灯台に例え宇宙の灯台などの異名があるコンパクト天体である。今回は Large Area Telescope(LAT) を使い、PSRB1259-63 と SS2883 の連星系から 100MeV を超えるガンマ線の発見について記録についての説明をしたい。この連星系は Be Star の周りを軌道しているパルスを発生させるパルサーからなる。LAT 観測は遠星点近くから 2010 年 12 月 15 日の近星点の後の 60 日後までを記録している。近星点から遠くはなれた場所ではガンマ線は観測されなかった。パルサーが近星点に近づくにつれて少しずつガンマ線放出が観測されるようになる。$t_p + 30d$ 頃には 100MeV を超えるガンマ線フラックスの量が、brightening 期間に見られるものの 20〜30 倍の量が 2 日間で観測されるようになる。ガンマ線の Flux は日ごとに様々であるが、$t_p + 57d$ で減り始めるまでは $1〜4 \times 10^{-6} cm^{-2} s^{-1}$ ほどの一定の値を示していた。この期間に観測された全ガンマ線光度は、パルサーのスピンダウンによるエネルギーに比較されうる。同時に起こる無線と X-ray の観測は、ここでは観測されたガンマ線のみのフレアについての説明をする。

1. Introduction

PSR1259-63 は 1989 年に Parkes により発見された天体で、大質量星（SS2883）の周りを楕円軌道しているパルサーである。PSR1259-63 は 47.76ms の波を出しており、離心率 0.87、公転周期は 3.4 年ほどである。この軌道のもう一方の星 SS2883 は一般的に Be Star に分類され、この星の自転軸はパルサーの軌道面と比較して大きく傾いていため、近星点の前後で二度パルサーが SS2883 の円盤を横切る。そのため、相対論的パルサー風と Be Star の風とフォトン場が衝突し、軌道のいたるところで X 線放出が観測される。特に二つの星が近づく近星点付近では、TeV 単位の γ 線が、近星点の 2.3ヶ月前後で観測される。実際に 2004 年と 2007 年の近星期間には、TeV 単位の γ 線が観測され、2004 年のものは 0.38TeV 以上の大きさがあった。次の近星点は 2010 年 12 月 15 日で、γ 線放出量は 11 月中旬に一度ピークを作り、2 月にもう一度ピークが来る。2010 年の観測では、最初の衝突で GeV 単位の γ 線の放出が観測され、二回目の衝突では非常に目立つ GeV 単位の γ 線の放出が観測された。

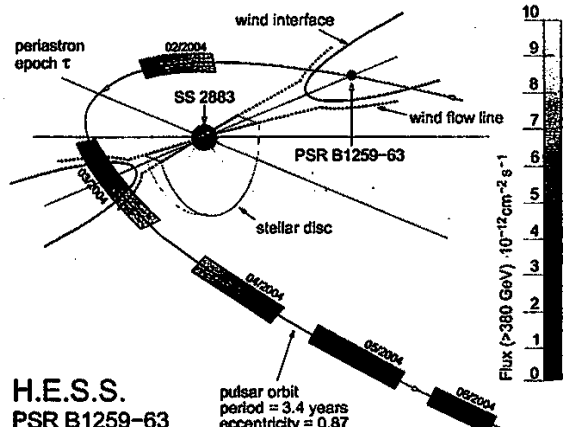

図 1: 図は 2004 年の近星期間における PSR1259-63 の軌道を示している。パルサーはもう一方の星に遅れて近星点の前の SS2883 の赤道円盤に近づき、近星点の後に円盤をもう一度横切る。軌道面に対する円盤の方位は正確に知られていない。濃度を示すグラフは、軌道に沿った H.E.S.S. 観測における Flux の量を示している。

近星点の前の衝突で検出された GeV 単位のガンマ線の発見は 2010 年 Abdo et al により記録され、近星点の後の GeV 単位のガンマ線は Kong et al と Abdo et al により 2011 年に発見された。最近 Tam et al はこのシステムから GeV 単位のガンマ線の観測を記録した。2010 年から 2011 年までの近星期間の間、X 線、GeV,TeV 単位のガンマ線などさまざまな多重波長が集まった。この観測を PSR1259-63 の Fermi LAT 検出と呼ぶ。この観測と前の近星期間を比較して同類の多重波長があるかを決定するため、データの分析を行った。

2. 背景

この連星系ではパルサー風と Be Star の衝突により、Be Star の星雲に存在する電子を相対論的速度にまで加速させる。その相対論的速度にまで加速された電子と、パルサーから放出されたフォトンが衝突すると逆コンプトン散乱によりフォトンは電子からエネルギーを得る。この放射メカニズムにおいての逆コンプトン散乱によるエネルギーと強度の関係は、散乱回数が増えるたびに一般的にべき乗の形で強度が落ちてゆくことが知られている。

3. 連星系における放射メカニズム

１．シンクロトロン放射

シンクロトロン放射は相対論的速度の電子が磁場中に存在するとき、電子がらせん状に運動をしながら高エネルギーの放射線を放射するメカニズムである。今回の場合、電子は恒星風とパルサー風の衝突により近星点では B_2〜$9.6G$ ほどの磁場を作り出す。その作られた磁場により、電子は放射線を発生させる。

２．逆コンプトン散乱

光子のエネルギーが電子のエネルギーよりも小さいとき一般的に光子のエネルギーは電子へとエネルギーが輸送される。しかし brightening 期間、フレア期間では星風とパルサー風の衝突により、Be Star の星雲に存在している電子を相対論的速度にまで加速させる。このような場合電子は非常に高エネルギーとなり、電子から光子へエネルギーが輸送される逆コンプトン散乱という現象が起こる。さらにそのような場合、輸送エネルギーが増加すると考えるべきであるが、Klein-Nishina 効果により、散乱断面積が変化し、かえってエネルギー輸送率が悪くなるという現象が起こる。

4. 今回の論文の目標とアプローチ

今回の論文ではまず 2011 年度に近星期間に観測されたデータがどのようなものであったのかの解説をし、近星期間における brightning 期間とフレア期間において、高エネルギーのガンマ線に関してどのような検出結果が得られたのかを述べる。そしてその放射線の検出結果を使い、GeV 以上の高エネルギーの範囲では、シンクロトロン放射の場合の放射ではなく逆コンプトン散乱の場合の概形に近いということを示す。そのデータにおけるグラフの概形がどの optical depth の場合の概形に一番 fit しているのかを考え、この連星系の放射メカニズムにおける理想的な optical depth の値を、高エネルギー粒子が恒星風のスピードで放出するとした場合と、$c/3$ で放出されるとした場合のそれぞれを考える。また、Klein-Nishina 効果も考慮に入れ、吸収係数と散乱断面積から Be Star の円盤上における電価数密度を求めたい。

参考文献

[1] Discovery of high energy Gmma-Ray Emission from the Binary System PSR B1259-63/LS 2883 Around Periastron with Fermi A.A.Abdo.

[2] Effect of multiple compton scatterings on an x-ray emission spectrumby Monte Carlo method L.A.Pozdnyakov.

[3] X-Ray and Gamma-Ray Emission from the PSR 1259-63/Be star System Kenji Murata.

[4] Radiative Processes in Astrophysics George B.Rybicki.

[5] R. Bertlmann and E. Kohlprath, Ann. Phys. (N.Y.) **288**, 137 (2001)

[6] Discovery of the Binary Pulsar PSR B1259-63 in Very-High-Energy Gamma Rays around Periastron with H.E.S.S

[7] Black Holes, White Dwarfs,and Neutron Stars stuart L. Shapiro,Saul A.Teukolsky

[8]http://ja.wikipedia.org/wiki/

SCRIT 実験における ISOL の開発
Development of ISOL for SCRIT experiment

小泉浩二
指導教員 栗田和好

1 はじめに

加速器技術が進み、次々に新たな不安定核が発見されている中で、「中性子ハロー」や「中性子スキン」の様に今までの原子核理論では説明できないような現象が発見されている。これは現在の理論が、原子核が 6000 種以上あると考えられているのに対して、300 種程度の安定核の実験事実を基に構築されたからである。そのため、不安定核も含めた新たな原子核理論が必要である。しかし、不安定核を用いた実験は安定核よりも困難であることが多く、不安定核の構造は未だに謎が多い。

原子核の電荷密度分布 (陽子分布) を調べる有力な手法として電子散乱がある。原子核の大きさや形を求めるためには、電子散乱による電荷密度分布の測定が不可欠である。電子散乱は電磁相互作用のみで記述することができるため、精密に原子核の電荷密度分布を測定することが出来る。実際に多くの安定核の電荷密度分布が電子散乱によって求められてきた。この手法には高い luminosity($>10^{27}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) が必要であり、それを実現するために固定標的（粒子数 $>10^{21}$）が用いられることが一般的である。しかし、短寿命不安定核では固定標的を作ることが非常に困難であり、現在までにそれらに対する電子散乱は実現ができていない。そこで、我々は固定標的に変わる SCRIT 法によって不安定核の電子散乱の実現を目指している。

2 SCRIT 法とは

SCRIT 法（Self-Confining Radioactive isotope Ion Target）[1] とは、電子蓄積リング中で起こる ion trapping 現象を利用した不安定核標的の生成手法である。電子ビームが作る引力ポテンシャルに加え、電極でビーム軸方向のミラーポテンシャルを付加することにより、イオンを 3 次元的に閉じこめ、電子と散乱させる。イオンが電子ビームのバンチ長の狭い領域に集中するため、少ない粒子数で非常に高い luminosity を得ることが出来る。

2004 年〜2009 年にかけ、京都大学化学研究所の電子蓄積リング KSR（Kaken Storage Ring）で安定核 ^{133}Cs のイオン源と SCRIT の試作器を用いたテスト実験が行われ、SCRIT 法による電子散乱が可能であることが実証された。[2][3] その後、2009 年から理化学研究所・仁科加速器研究センターにおいて、不安定核の電子散乱の実現に向け、実験装置郡の構築を開始した。

3 ISOL の開発

不安定核イオンを電極によって閉じ込めるという SCRIT 法の性質上、我々の実験には低エネルギーの不安定核ビームが必要となる。これらを実現するための装置が ISOL(Isotope Separate On-Line) である。Fig.1 が ISOL の装置全体の模式図、Fig.2 が ISOL に使用するイオン源の模式図である。

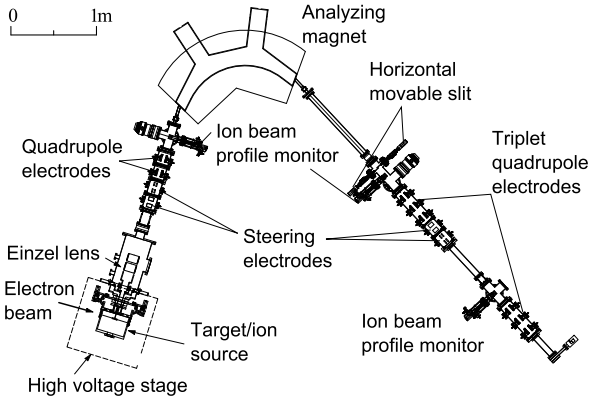

Fig. 1: Schematic of ISOL

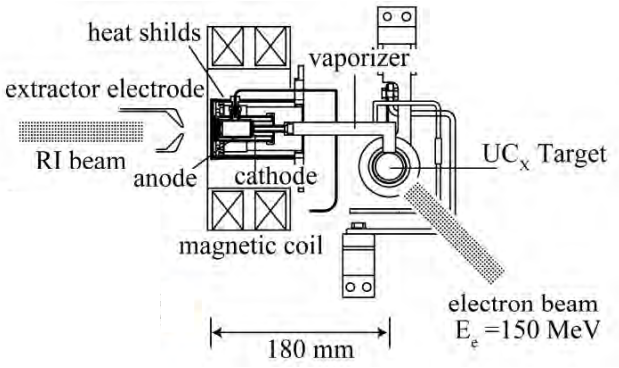

Fig. 2: Schematic of ISOL ion source

150MeV の電子照射によって ^{238}U の光核分裂を引き起こし、様々な RI(Radioactive Isotope) を発生させる。ヒーターでウラン標的を熱し、蒸気圧を利用して RI を熱拡散・脱離させ、anode へ導き、cathode からの熱電子でイオン化させて RI ビームを作る。その後、analyzing magnet および horizontal movable slit によって質量分離し、様々な RI の中から特定の不安定核を取り出す。生成される RI の量には限度があるので、ビーム電流およびビームの形状を測定できる装置 ion beam profile monitor を用いて、生成された RI を効率良く輸送・分離する。

4 性能評価

精密アライメント、各機器の配線・テスト、制御系の製作をした後、ISOL で質量分離や引き出せるイオンビームの効率についての性能評価を行った。イオン源に安定核の Xe ガスを注入して、analyzing magnet 後の ion beam profile monitor でビーム電流を測定し、質量分解能、および引き出し効率を算出した。Fig.3 が ISOL で得られた Xe の同位体の mass spectrum である。これから得られる質量分解能は 1200 程度であった。また、^{129}Xe で質量分離後までの引き出し効率を算出すると 21%であった。

安定核 Cs を用いた実験では luminosity$\geq 10^{27}$cm^{-2}s^{-1} を達成するためには、2×10^{8}atoms/s 程度のイオンが必要であった。GEANT3 を用いたシミュレーションによると、我々が最初にターゲットにしようとしている ^{132}Sn は 3×10^{9}atoms/s 程度生成されると見積もられている。開発した ISOL の引き出し効率を考慮すると、2×10^{8} を超えるターゲットは十分に確保でき、SCRIT 法による不安定核の電子散乱を実現でき得る能力を満たしていると言える。

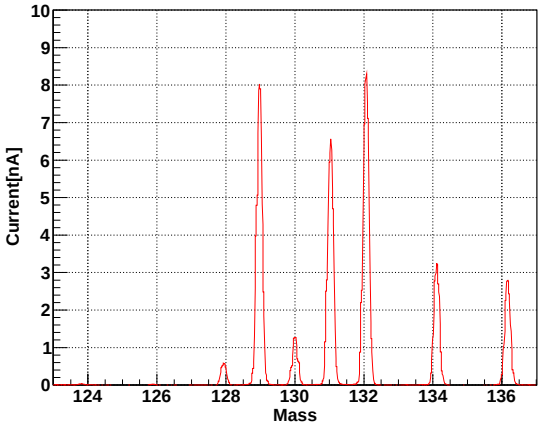

Fig. 3: Mass spectrum of Xe isotopes

5 イオン源の特性

さらなる引き出し効率の上昇を目標に、cathode や anode 等の依存性について調べた。cathode 依存性を示したものが Fig.4 である。cathode 電流を変化させたときの anode 電流と Xe の引き出し効率をプロットしたものである。cathode 電流を上昇させると anode 電流は上昇を続けているが、引き出し効率のみ途中で飽和しているように見える。この様な特性について理解し、ISOL のパフォーマンス向上の方法を議論したい。

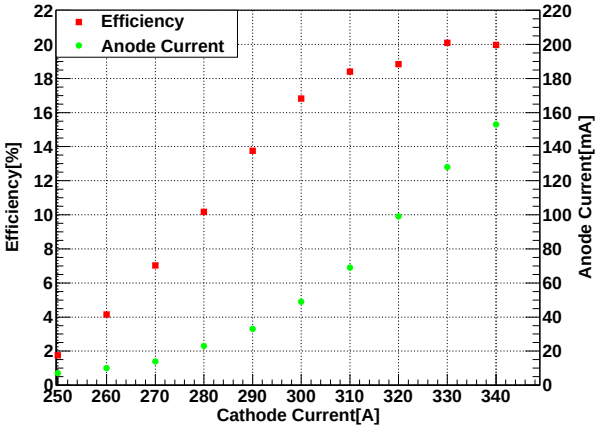

Fig. 4: Cathode dependence

参考文献

[1] M.Wakasugi *et al.*,Nucl. Instr. and Meth. A **532**,216(2004).

[2] M.Wakasugi *et al.*,Phys.Rev.Lett.**100**,164801(2008).

[3] T.Suda *et al.*,Phys.Rev.Lett,**102**,102501(2009).

SCRIT 電子散乱実験におけるルミノシティの向上

Optimization of Luminosity in the SCRIT Electron Scattering Experiment

玉木聖一

指導教員　栗田和好

1. 背景と目的

原子核の大きさや形状を知るには電荷密度分布（陽子分布）の精密な測定が必要不可欠である。電荷密度分布を測定するには電磁相互作用のみで記述できる電子散乱を用いるのが最良であり、1950 年代に R.Hofstadter らはこれにより多くの安定核の電荷密度分布を測定した [1]。しかし、電子散乱による短寿命不安定核の電荷密度分布の測定が行われた例は１つもない。電子散乱実験を行うには高いルミノシティが必要となるが、短寿命不安定では固定標的の生成が非常に困難であることが測定されていない理由の１つである。我々は理化学研究所・仁科センターにおいて短寿命不安定核の電子散乱を可能にするために固定標的に変わる全く新しい SCRIT 法を開発した [2,3]。本年度は安定核である ^{133}Cs を用いてテスト実験を行い、弾性散乱電子の検出にも成功している。

電子散乱実験において散乱イベントレートはルミノシティと散乱断面積との積で表わされるため、十分な統計を得るには高いルミノシティ（$> 10^{27}$ cm^{-2} sec^{-1}）が必要である。2008 年度に京都大学化学研究所で行われた SCRIT の R&D でのルミノシティは 1×10^{26} cm^{-2} sec^{-1} であり、十分なルミノシティを満たすことができなかった。今回我々は昨年度新たに理化学研究所に設置された SCRIT 電子散乱実験装置を用いて、電子散乱実験に要求されるルミノシティを満たすための研究を行った。

2. 測定方法

SCRIT 法の概念図を Fig.1 に示す。SCRIT（Self-Confining Radioactive isotope Ion Target：自己閉じ込め型不安定核イオン標的）法とは電子蓄積リングで良く知られているイオン捕獲現象を利用して標的を生成する全く新しい手法である。標的となる正イオンは電子蓄積リング内に打ち込まれ、電子の作るポテンシャルによりビーム軸に垂直な方向に捕獲される。それに加え、ビーム軸方向に２つの電極を配置して電極間に井戸型ポテンシャルを作ることで、イオンをある一定領域（捕獲領域）に３次元的に捕獲し、標的を作り出す。電子ビームの一部はこの標的と散乱するので、その散乱電子の角度分布を測定することで電荷密度分布を算出する。

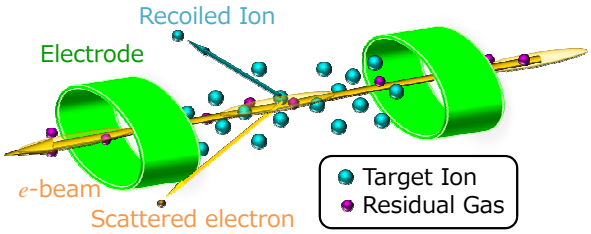

Fig.1　Conceptual diagram of SCRIT.

捕獲領域に標的が在る場合の電子ビームのロスは標的が無い場合と比べて増大する。そのため、今回我々はこのロスの変化を調べるために電子ビームロスモニターを開発した。このモニターは 2 つのプラスチックシンチレータ（$20 \times 100 \times 10\times$ mm^3）で構成されており、捕獲領域下流のビームダクト上に置かれている。これらのシンチレータのコインシデンスをとることで散乱電子起源の電磁シャワーを計数し、ビームロスを測定する。また、散乱電子測定器によりこのロスモニターの計数率がルミノシティに比例することが確かめられており、この測定器を用いて絶対値を較正した。電子ビームロスモニターをオンラインのルミノシティモニターとして用いることでルミノシティの測定を行った。

3. 結果

SCRIT 電子散乱実験において、捕獲された標的は一定時間（捕獲時間）が経つと電極操作により放出され、また新たに標的イオンの入射、捕獲が行われ、この繰り返しで実験を行う。これは標的数が時間と共に減少し、ルミノシティが下がってしまうことから、平均のルミノシティを最適値に維持するためである。電流値 200 mA、捕獲時間 900 msec の時のイオン捕獲中のルミノシティの時間変化を Fig.2 に示す。上述のようにルミノシティが時間と共に減少していることが分かる。しかし、今回電子ビームを最適化することにより 1 sec の間 10^{26} cm^{-2} sec^{-1} を下回らな

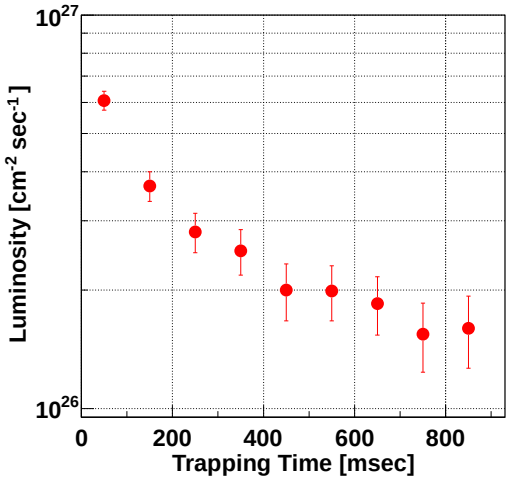

Fig.2　Time evolution of the luminosity.

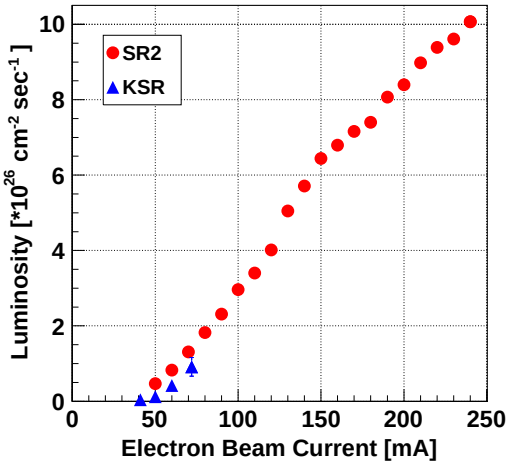

Fig.3　Electron beam current dependence of the luminosity. The circle and the triangle show the result in this experiment at SR2 and in R&D study at KSR, respectively.

いルミノシティを維持することに成功した。

次に、捕獲時間 45 msec で測定されたルミノシティの電子ビーム電流値依存性を Fig.3 に示す。2008 年度に京都化学研究所の蓄積リング（KSR: Kaken Storage Ring）を用いて行われた SCRIT の R&D では電流値 80 mA まで測定されたが、理研の蓄積リング（SR2: SCRIT-equipped RIKEN Storage Ring）を用いて行われた今回の実験では 250 mA までの測定に成功した。80 mA 以下では今回の実験と R&D は良く一致している。またこの結果から、電流が増えることでルミノシティが直線的に上昇することが分かった。さらに、本実験において電子ビーム電流値 240 mA の時にルミノシティ $L \sim 10^{27}$ cm^{-2} sec^{-1} を達成した。

4. 結論

我々は電子ビームロスモニターを開発し、それがオンラインのルミノシティモニターとして使用できることを見出した。また、240 mA でルミノシティが 10^{27} cm^{-2} sec^{-1} に到達し、R&D 時の 10 倍のルミノシティを達成した。これにより、SCRIT 実験は標的イオンが生成できれば短寿命不安定核の電子散乱実験に必要な条件を満たしたことになる。

参考文献

[1] R.Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28**, 214 (1950)

[2] M.Wakasugi *et al*, Phys. Rev. Lett. **100**, 164801 (2008)

[3] T.Suda *et al*, Phys. Rev. Lett. **102**, 102501 (2009)

TRIUMF における MTV-RunⅡの解析
Analysis of MTV-RunⅡ at TRIUMF

池田めい
指導教員 村田次郎

1. 概要

我々の宇宙は物質で満ちている。この事実は一見当たり前のように思えるが、宇宙がビッグバン宇宙からこのような姿になるためには、何らかの対称性の破れが必要である。現在の素粒子標準理論において、弱い相互作用におけるわずかな時間反転対称性の破れが小林・益川機構から示されている。しかし、現在の物質過多な宇宙を説明するためには、更に大きな対称性の破れが求められる。我々が行っている、時間反転対称性の破れ探索実験(MTV 実験)では、時間反転対称性が破れている事を即座に意味する電子の横偏極を精密に測定する事により、時間反転対称性を検証する事を目的としている。β崩壊を起こす偏極原子核に着目し、電子の横偏極に感度のある Mott 散乱の偏極解析能を利用し、散乱角度分布を得る事により、標準理論では無いとされている電子の横偏極を観測する事ができる。2008 年度に KEK-TRIAC で始まった本実験は、統計精度において世界最高値を達成するため、Vancouver, Canada の TRIUMF に場所を移される事となった。同国立研究所の加速器は、高い偏極度を実現でき、また高強度の Beam が望めるためである。2009 年度にはテスト実験(MTV RunⅠ)、そして 2010 年度に本実験(MTV RunⅡ)が同研究所にて行われた。

2. 実験

TRIUMF における 2010 年度 MTV RunⅡの Beam Time は、データ取得のための DAQ の高速化、ワイヤーHit の 3 次元情報を得るため両端読みだし、エネルギー情報取得のための pQTC の導入等の開発を経て 11 月～12 月にかけて決行された。私は主に Forward Polarimater(通称 FPOL)と呼ばれるデバイスの開発・導入を担い、実験における偏極情報の決定に努めた。今回新たなデバイスを導入したのは、次に記述する系統誤差を避けるためである。MTV 実験では、β崩壊率の式の中に表れる R 相関のシグナルを見ようとしているが、標準理論でも 0 とならない Beam Line および地面両方に垂直な偏極成分のシグナル(N 相関)が混入する事によって系統誤差が生まれてしまう。

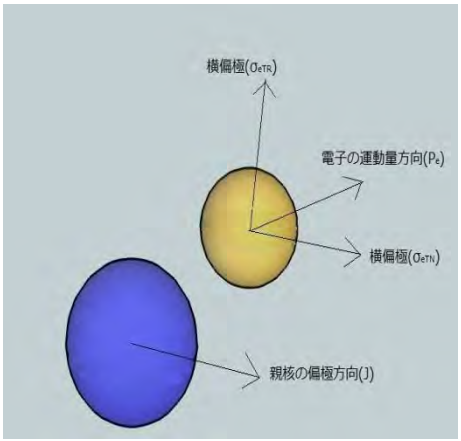

fig.1

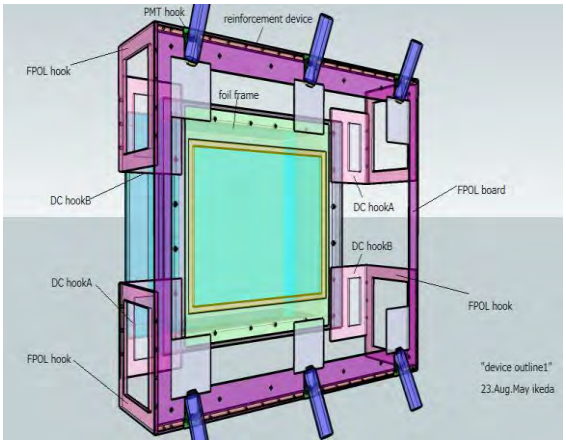

fig.2

3. 解析

偏極の値を決定するため、実験ではFPOL以外にもいくつかのデバイスを用いた。具体的には、ドリフトチェンバー(DC)、Asymmetry Counter、そしてFPOLである。同じ偏極を見ているはずの各検出器であるが、それぞれが示す偏極度は非常に混乱していた。導いた偏極度の値が異なる事と、Run 毎の偏極度の変動が主な問題点であった。これらの原因を調査した上で、修士論文では、解析における諸問題の収束・結果等について述べる。

[参考文献]

[1]H. Kawamura, “Study of time reversal symmetry violation in polarized nuclear β-decay with tracking detector”, 2009 年度立教大学理学研究科博士論文

[2]聖代橋悦子,“TRIUMF における偏極原子核を用いた時間反転対称性の破れ探索実験”, 2009 年度立教大学理学研究科修士論文

[3] 大西潤一,“TRIUMF における世界最高精度での時間反転対称性の破れの探索”, 2010 年度立教大学理学研究科修士論文

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
Short Range Gravity Experiment
using Global Fitting Method in digital image analysis

西尾悠法
指導教官　村田次郎

1. 目的

重力は、強い力・弱い力・電磁気力に比べ非常に弱いという階層性問題がある。近年、この問題を解決し重力を含めた四つの力を統一しようと試みる様々な標準理論を超えるモデルが提唱されている。これらのモデルでは大きな余剰次元[1]、ディラトンなどの未発見の粒子、近距離で質量に結合する未知なる相互作用の存在などが予言されており、これらの効果によってミリメートル以下の近距離において重力がニュートンの逆二乗則から逸脱する可能性が指摘されている。一方で、近代物理学の出発点であるニュートンの法則は天体間スケールでは精度良く測定されているものの、他の三つの基本相互作用に比べ桁違いの力の弱さから、未だミリメートル以下の近距離では精度良く検証がなされていない。

本研究ではねじれ秤を用いて物体間に働く重力を測定し、ミクロンスケールでの逆二乗則の検証を行った。

2. 原理

一般的にニュートン重力から逸脱する力は湯川型ポテンシャルでパラメーター化される。

$$V(r)=-G\frac{m_1 m_2}{r}\left[1+\alpha\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\right]$$

この式は距離 r 離れた質量 m_1, m_2 の物体間のポテンシャルを表しており G は万有引力定数である。λは逆二乗則から逸脱する距離スケール、αはその時のニュートン重力に対する湯川項の大きさを表している。

NewtonⅢでの測定ではニュートンの万有引力に対してそれから逸脱する力の感度が小さく、分解能が足りずに有意な結果が得られなかった。そこで Newton-IV 実験では Fig.1 の様なねじれ秤と重力源を共に 60 個の穴が開いた missing mass タイプにする事でニュートン重力を抑制しニュートン重力から逸脱する力に対し相対的に感度を向上させた。またリング状にする事で対称性と再現性が向上した為、系統誤差を抑制出来る。

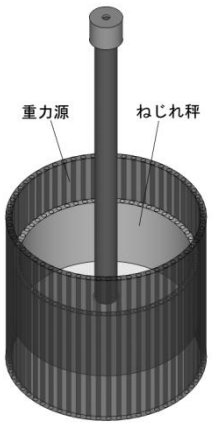

Fig. 1 Target and Attractor

3. 実験装置

Newton-IV 実験に用いる装置の概略図を Fig.2 に示す。装置全体を真空チェンバーの中に入れ実験を行った。ねじれ秤のねじれ運動を真下に装着されている ccd カメラで撮影し、オフラインでの画像解析によって角度情報を時系列データとして得る[2]。実験方法は重力源がねじれ秤の周りをゆっくり回転する事でねじれ秤を重力源に追随させる追随測定を行う[3]。

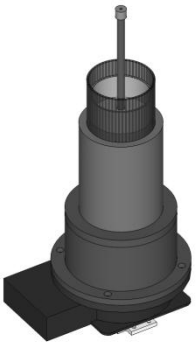

Fig. 2 Apparatus of Newton-IV Experiment

4. 解析方法

輝度重心を最小二乗法により直線フィットする事でねじれ秤の角度変位を算出する。昨年度までの方法は一つの直線のみフィットする仕様だったが、今年度からはより良い分解能を目指しグローバルフィット法を用いた解析方法を考案した。これにより複数の直線を一つの関数で同時にフィットする事が可能になり、統計精度を高める事が出来た。具体的にはねじれ秤に装着された 60 本の溝が入った円板(Fig.3)に対し、グローバルフィット法を用いる。

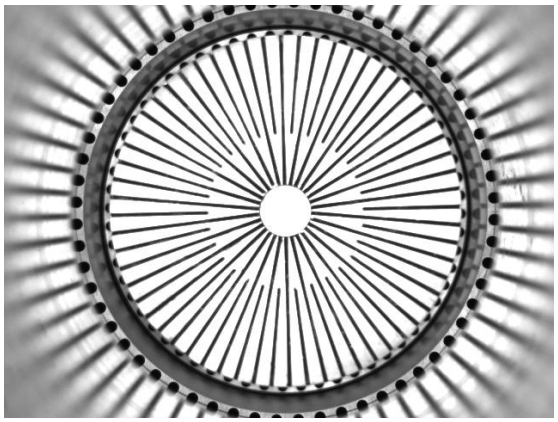

Fig. 3 Image of target disk

5. 結果

重力源を 12deg.回転させた時のねじれ秤の角度変位を表したのが Fig.4 である。

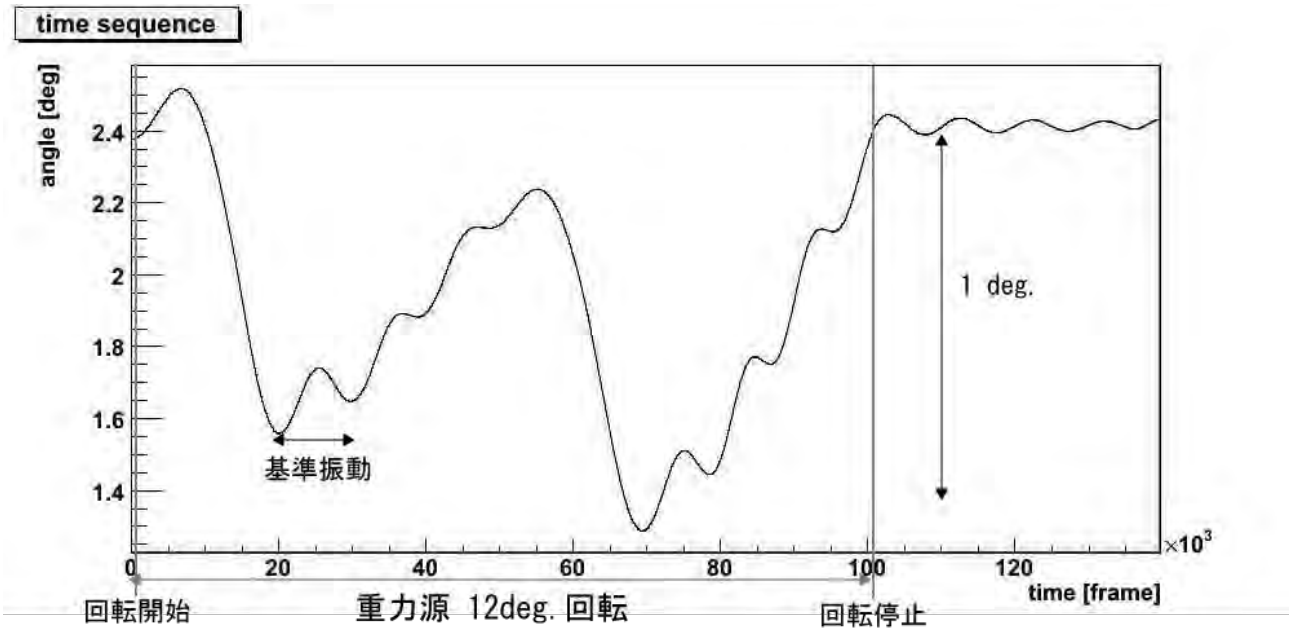

Fig. 4 Angular displacement of the torsion pendulum

重力の予想シグナルが 10^{-5}deg.なのに対し、約数十万倍大きいシグナルが見えている。また、シグナルの形が重力の予想シグナルの形と一致している事から、重力と同じく距離の逆二乗で力が伝播するクーロン力の影響を疑いデータを精査した。具体的には電気シールドを導入し、Fig.4 のシグナルの起源の特定を試みた。最終結果については発表会にて報告する。

[参考文献]

[1]N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G, Dvali. Phys. Lett, B, 429(1998)263

[2]J. Murata, “Optical Alignment System for the PHENIX muon tracking chambers”, NIMA500(2003)309

[3]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実験”, 立教大学理学研究科修士論文(2009)

AdS/CFT 対応を用いたエンタングルメントエントロピー
Entanglement entropy via AdS/CFT correspondence

石本 恒輝
指導教員　矢彦沢 茂明

1. 研究背景

多くの理論物理学者が全ての物理の統一という問題に挑んできた。現在その問題に対して答えを与えうる最も有力な理論が超弦理論 [1] である。超弦理論とは物質の最小単位が弦であるという仮定から構築された理論である。様々な問題が残されているが多くのブレークスルーを与えてきた。

超弦理論は机上の理論として扱われてきたが、初めて実験により確認された例として AdS/CFT 対応 [2] がある。この対応が与える予測値と実験で与えられた値が一致したことで多くの注目を集めた。AdS/CFT 対応は $p+2$ 次元の反ドジッター空間 (AdS) での超弦理論の低エネルギー極限 (重力理論) と $p+1$ 次元の共形場理論 (CFT、場の理論) という全く別の理論が等価であると主張している。ここで重力理論とはアインシュタインの一般相対性理論を基礎とした重力場の理論、量子場の理論とは素粒子相互作用に使われているゲージ場の理論を指している。また AdS/CFT 対応はホログラフィーという概念を内含している。ホログラフィーとは、光学において 2 次元のものを 3 次元へ投影させるホログラムで知られるような別次元における理論の等価性を示すものである。

近年、AdS/CFT 対応を用いることで様々な分野へ有意性が与えられている。例えば、QCD(量子色力学) の物理、超伝導物理、Kerr ブラックホール物理等である。それぞれ計算が困難な領域に対して、対応する理論を利用することで計算を容易にし新たな物理を見出している。

エントロピーを求める際この AdS/CFT 対応を用いれば 2 通りの方法を用いることができる。具体的には重力側では有名な面積則であるブラックホールエントロピー

$$S_{BH} = \frac{\text{Area of horizon}}{4G_N} \tag{1}$$

と場の理論側の熱力学的エントロピーが対応している。G_N はニュートン定数である。場の理論は相互作用が強い結合領域での計算が難しいが代わりにブラックホールエントロピーを用いることで計算を簡単にすることができる。ただし場の理論がブラックホール的な時空構造を持っていないと使用できない。

このエントロピーの対応をエンタングルメントエントロピーまで拡張させる。エンタングルメントエントロピーは場の理論において多くの自由度を持つ量子系の情報量やあいまいさ (どれほど量子的であるか) を計測することができる。これに対応したエントロピーは重力側にないので、

$$S_A = \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N^{d+2}} \tag{2}$$

という新たなエントロピー [3](ホログラフィックエンタングルメントエントロピー) を提案する。ブラックホールエントロピーと同じ面積則的形をしているが一般的な時空構造で使用できる。ここで γ は境界 ∂A を持つ AdS_{d+2} 上の d 次元の最小面 (minimal surface) であり、その領域 (面積) を $\text{Area}(\gamma_A)$ と書く。G_N^{d+2} は $d+2$ 次元ニュートン定数。このエントロピーを CFT_{d+1} 側で計算困難な領域に用いたい。例えば量子相転移物理等、多くの自由度がある場合に有用である。今回主にこのエントロピーの導出と AdS_3/CFT_2 対応からの正当性の確認に焦点を当てる。

2. 共形場理論におけるエンタングルメントエントロピー

エンタングルメントエントロピーは量子的なもつれあいの程度を測定する量である。主に相転移付近の量子系や量子スピン鎖のような多くの自由度を持つ複雑な量子系に有意性を発揮する。以下では具体的な定義を示す。

まず、ある量子物理状態の全系を純粋状態 $|\Psi\rangle$ とし密度行列を $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$ と定義する。この密度行列 ρ を用いるとある演算子 $\hat{O}$ に対する物理量 O の期待値は $\langle O\rangle = Tr\rho$ と書ける。ここで全系の内、部分系 A と B に分ける。このうち B についての情報を積分することで落とした A についての縮約密度行列を $\rho_A = Tr_B\rho$ と書く。この ρ_A に対するフォンノイマンエントロピー

$$S_A = -\text{Tr}_A\rho_A \log \rho_A \tag{3}$$

が部分系 A に関するエンタングルメントエントロピーとして定義される。

エンタングルメントエントロピーをレプリカトリックを用いて変形すると

$$S_A = -\frac{\partial}{\partial n}\mathrm{Tr}_A\rho_A^n|_{n=1} \tag{4}$$

と書けるので $\mathrm{Tr}\rho_A^n$ を求めることに帰着する。$1+1$ 次元共形場理論を考える。2 次元ユークリッド座標 $(t_E, x) \in \mathbb{R}^2$ において部分系 A を線分 $x \in [u, v]$ に設定する。その上 n 枚のリーマン面 R_n にわたる経路積分を考えると結局 $Tr\rho_A^n$ は

$$\mathrm{Tr}_A\rho_A^n = \prod_{k=0}^{n-1}\langle\Phi_n^{+(k)}(u)\Phi_n^{-(k)}(v)\rangle \tag{5}$$

という 2 点関数の積で書くことが出来る。ここで $\Phi_n^{+(k)}(u)$ と $\Phi_n^{-(k)}(v)$ はそれぞれ k 枚目の点 u と v に挿入されたツイスト演算子である。

3. ホログラフィックエンタングルメントエントロピーの正当性

$(t_E, x) \in \mathbb{R}^2$ において部分系 A を線分 $x \in [u, v]$ に設定し、実際に $1+1$ 次元共形場理論のエンタングルメントエントロピーを計算すると

$$S_A = -\frac{c}{3}\log\frac{l}{a} \tag{6}$$

となる。ここで a は紫外発散を防ぐタームで l は $l \equiv u - v$ と定義した。c は共形場理論を特徴づける量のセントラルチャージである。一方で新たな面積則に基づいたエンタングルメントエントロピーをポワンカレ AdS_3 座標系

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2}\{dz^2 - dx_0^2 + dx_1^2\} \tag{7}$$

を時間座標 t を固定して計算する。$2+1$(空間 + 時間) 次元において (2) の最小面積 $\mathrm{Area}(\gamma_A)$ は最小距離の線分すなわち測地線になる。部分系 A を $-l/2 \le x \le l/2$ に設定し、この間の測地線距離 $\mathrm{Length}(\gamma_A)$ を求めると

$$\mathrm{Length}(\gamma_A) \approx 2R\log\frac{l}{a} \tag{8}$$

となる。これを面積則 (2) に代入すると

$$S_A = \frac{\mathrm{Length}(\gamma_A)}{4G_N^{(3)}} = \frac{c}{3}\log\frac{l}{a} \tag{9}$$

となり正確に一致する。なお AdS/CFT 対応から得られる関係式 $c = 3R/2G_N^{(3)}$ を利用した。この結果からホログラフィックエンタングルメントエントロピーに正当性を確認できた。

4. まとめ

AdS/CFT 対応を用いてホログラフィックエンタングルメントエントロピーを導入した。実際に AdS_3/CFT_2 における簡単な例において、場の理論で使用されるエンタングルメントエントロピーと正確に一致した。この新たなエントロピーはブラックホールエントロピーとは異なり一般的な時空で使用でき、強結合系の量子臨界点の性質の解明や閉じ込めなど相転移物理の把握、ブラックホール量子論など様々な目的に応用されることが期待される。実際、物性物理にも利用されている [4]。発表や本論文ではここで示した別時空での対応や一般次元 ($d \ge 2$) の場合での計算を紹介する。

参考文献

[1]J. Polchinski, “ STRING THEORY Volume 1,2 ”.

[2] J. M. Maldecena, “ The large N limit of superconformal field theories and supergravity, ” Adv. Theor. Math. Phys. **2** 231 (1998) .

[3] Shinsei Ryu and Tadashi Takayanagi, “ Aspect of Holographic Entanglement Entropy ” JHEP 0608, 045 (2006).

[4] Noriaki Ogawa, Tadashi Takayanagi, Tomonori Ugajin, “ Holographic Fermi Surface and Entanglement Entropy: An Overview, ” arXiv:hep-th/1111.1023.

重イオン実験における粒子識別のための $LaBr_3(Ce)$ とフォトダイオードを用いた全エネルギー検出器の開発

Development of total energy detector using $LaBr_3(Ce)$ scintillator and photodiode array for PID in heavy-ion experiments

小林航太

指導教員　家城和夫

1　概要

重イオン核物理実験において、反応生成物として生じる原子核の識別が重要である。近年の粒子識別は、ToF-ΔE 法により原子番号 Z と、Magnetic analyzer で観測する $B\rho$ を用いて A/Q (質量数 A と電荷量 Q の比) を求め、これらの情報で粒子識別を行ってきた。しかし、原子核反応による生成粒子は電子剥離が十分でないものがあり、それらは Z と Q が一致しないので、これらの情報だけでは粒子識別が困難になる。そこで、これらの情報に加えて、粒子の全エネルギー E を検出することで A を特定する方法が検討されている。E の分解能がすなわち A の分解能となる。E の検出には、通常 Si 検出器の array を組み、各検出器で測定される ΔE の和として E を求める方法が取られる。この方法は一定の成功を収めているが、Si 結晶の生成における厚みの限界や、荷電粒子の入射による損傷、array であるが故の読み出し回路系の煩雑さなどの面で困難があり、より簡便なエネルギー検出の可能性を残している。また、近年の大きな質量数を持つ原子核の E を検出するには、粒子を止めるために密度と原子番号ともに高いほど望ましい。

この研究では、シンチレーターを用いたエネルギー検出器を開発し、近年の実験にて粒子識別が求められる、$E \sim 800\mathrm{MeV/u}, A \sim 130$ の原子核を 10^5/s のレートで分離することを目指す。また、本研究が対象とするような重イオンに対するシンチレーターの反応は未解明な部分があり、それらのデータを取得することも目標となる。特に興味の一つとして、重イオンの入射によるシンチレーター内の電荷分布の変化に起因する発光のクエンチングがある。今年度の実験により、クエンチングと思われる結果が得られたので、その検証も行う。

2　検出器開発

本研究では、無機シンチレーターである $LaBr_3(Ce)$ と光検出器としてフォトダイオードを用いた放射線検出器を開発した。過去の研究では、一般的である光電子増倍管の使用も検討したが、本実験の目的ではシンチレーターの発光が γ 線検出などの用途に比べて強く、信号が飽和してしまった。低ゲインの光電子増倍管をしようしたり印加電圧を下げるなどの工夫も行なったが、飽和を止めることはできなかった。そこで、本研究ではフォトダイオードを光検出器として使用した。

昨年度までは検出器のテストとして測定を行ってきており、検出器シールドはブリキ缶を用いた簡便なものであった。今年度の実験では実際に PID においてエネルギー検出器の情報を用いる可能性があったので、検出器シールドを開発した。

図 1　開発した検出器の外観図。

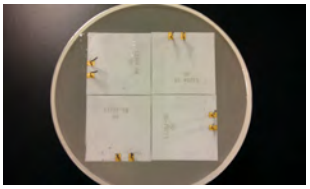

図 2　$LaBr_3$ と PD の貼り付け

プリアンプの TEST 入力にパルサー信号を入れ、出力を測定した結果が図 3 である。分解能 0.09%(FWHM) が得られ、これは目標とする分解能の 0.7%(FWHM) より十分小さいものが得られた。

3　実験結果

上記の開発した検出器を、理化学研究所の RIBF で行われた重イオン実験にて使用した。実験は二種類行われ、それぞれウランビームをターゲットに照射し、そこから発生する ^{78}Ni,^{136} Sn からの脱励起 γ 線を測定することを目的としたものである。この実験では、上記の粒子が 150 ～ 200MeV/u 程度のエネルギーで $LaBr_3$ 検出器に入射する。検出器のエネルギー分解能について、^{82}Ge のデータにおいて分解能 2.5%(FWHM) が得られた。回路系でのテストよりも分解能が低下したが、これはフォトダイオードにシンチレーション光が入射するプロセスでの、光学的なばらつきが原因と考えられる。

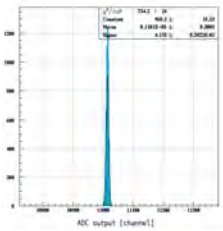

図 3　プリアンプの TEST 入力を用いた、エネルギー検出器の出力。回路系に起因する分解能を表す。分解能 0.09%(FWHM) が得られた。

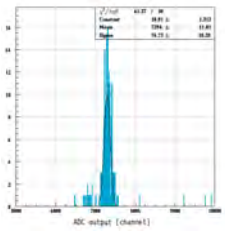

図 4　^{82}Ge のデータにおけるエネルギー検出器の出力。分解能 2.5%(FWHM) が得られた。

図 5 と 6 に示したのは、横軸が A/Q、縦軸が ToF と $LaBr_3$ により得られる E から求められる A の二次元ヒストグラムである。図 5 では、等しい A の領域に 2 つのピークがみられる。A/Q が大きな値を取っているほうが、電子剥離が不十分で電子が一つ残っている (Hydrogen-like という) 原子核である。本実験では、エネルギー検出器を用いてこの分離に成功した。図 6 に示した $Z = 50$ の領域では、^{136}Sn と ^{133}Sn^{49+} の粒子識別が困難であり、本研究の検出器による A の情報を用いることによって、はじめて粒子識別が可能になった。

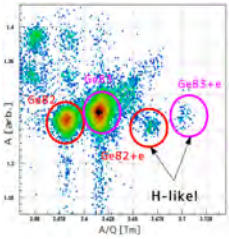

図 5　A/Q-A のプロット ($Z = 32$ に限定)。$LaBr_3$ 検出器を利用して、^{82}Ge,^{83} Ge 原子核の H-like state が弁別された。

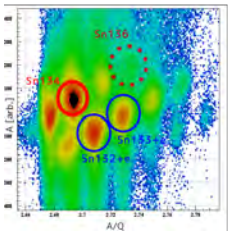

図 6　A/Q-A のプロット ($Z = 50$ に限定)。$LaBr_3$ 検出器を利用して、従来の検出器情報では不可能だった ^{136}Sn の PID に成功した。

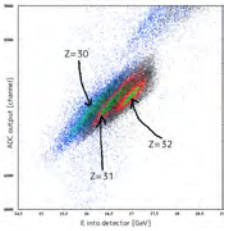

図 7　$Z = 30, 31, 32$ の原子核について、入射したエネルギーとエネルギー検出器の出力の関係。同じエネルギーでも、Z が大きいほど検出器の出力が小さい。

図 7 は、いくつかの核種について、横軸が $LaBr_3$ 検出器に入射したエネルギー、縦軸が $LaBr_3$ 検出器の出力をプロットしたものである。これを見ると、原子番号 Z の大きな重イオンほど、同じエネルギーでも出力信号が小さくなっている。これはクエンチングが観測されているものと思われる。本研究では、これを定量的に説明する方法として、単位距離あたりの発光量 dL/dx と単位距離あたりのエネルギー損失 dE/dx の関係を仮定して、これの定量的な説明を試みる。

天体観測を目指すX線干渉計の開発
Development of an X-ray Interferometer for Astronomical Observations

坂田和也
指導教員　北本俊二

１．序論

宇宙には、多くの天体が存在している。しかし、現在どんな望遠鏡でも中性子星やブラックホールは点状にしか見えない。これらを撮像するためには、1 マイクロ～１ナノ秒角の角度分解能をもつ望遠鏡が必要となる。原理的な角度分解能（回折限界）は、２つの星を見分けることができる限界角度で定義し、波長λで望遠鏡が口径 D の円形の場合 1.22λ/D[rad]という式で表すことができる。X 線は波長が短いため、回折限界は非常に小さい。しかし、現在最も角度分解能が良い X 線望遠鏡は、米国の衛星「Chandra」に搭載されている X 線反射望遠鏡で 0.5 秒角の角度分解能であり、回折限界に対して 10 万倍程度劣っている。その主な原因は、非球面鏡の形状精度不足である。一般的に回折限界の角度分解能を得るためには、観測波長の４分の１以下の形状精度が求められる。X 線は波長が短いため、その形状精度を満たす非球面鏡を作ることは技術的に難しい。回折限界に達成する別な方法として、高い形状精度が可能な平面鏡を用いた X 線干渉計がある。過去に天体観測のための X 線干渉計が考案されたが、技術的に難しいなどの理由で実現されていない。我々は過去に考案された X 線干渉計「ラウエ　ラウエ　ラウエ干渉計の直接的類似装置」(Fig1)を応用した新型 X 線干渉計(Fig2)の開発を行っている。また性能試験のために可干渉な X 線光源の開発も行っている。ただし、空間的に広い可干渉な X 線光源をつくる事は難しいので、実験室では１本の可干渉な X 線で試験が可能なマッハツェンダー干渉計(Fig3)を試作する。また新型 X 線干渉計では、天体のサイズや形状の測定を目指す。そして将来、開口合成法を用いて天体の撮像を行う。特にブラックホール候補天体である我々の銀河中心核のいて座 A(SgrA*)やおとめ座にある M87 の中心核の直接撮像を目標とする。

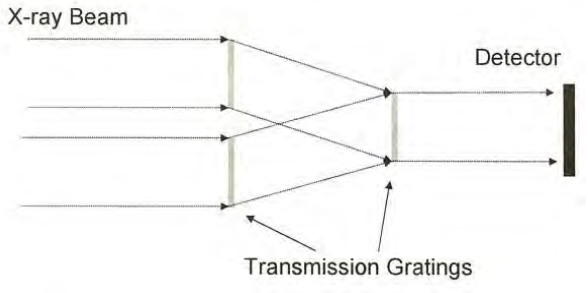

Fig1:A direct analog of the LLL Interferometers[1]

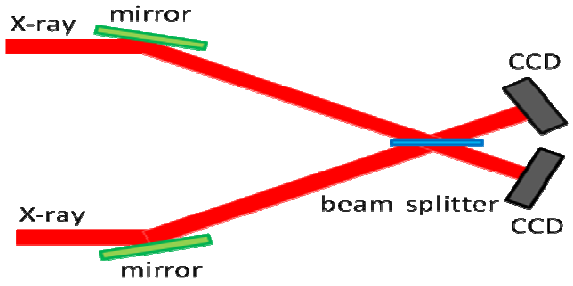

Fig2:A new type x-ray interferometer

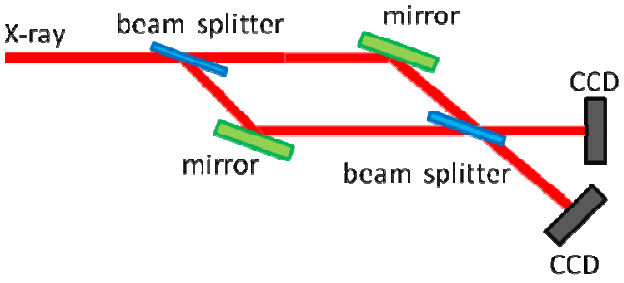

Fig3:Mach-Zehnder interferometer

２．天体のサイズの測定原理

Fig4 に示すように、角度θだけ隔てた同じ明るさの２つの点光源 S と S’の光がスリット S_1 と S_2(スリット間隔:d)を通り、レンズで屈折して点 P で同じ光源からの光どうしが干渉する場合を考える。点光源 S から点 P までの行路差ΔS は $NS_2+S_2P-S_1P$ となり、点光源 S’から点 P までの行路差ΔS’は $N'S_2+S_2P-S_1P$ である。点 P で S と S’の光の行路差の差(ΔS’－ΔS)は $N'S_2-NS_2 \sim \theta d/\lambda$ である。これが(m+1/2)λ(m は整数)となったとき、片方の光源がつくる明るい縞ともう片方がつくる暗い縞が重なることを表し、干渉縞は消える。ここで、鮮明度(Visibility)を干渉縞の強度の最大値 Imax と最小値 Imin を用いて、(Imax-Imin)/(Imax+Imin)と表す。鮮明度が 0 のとき、Imax=Imin なので干渉縞は見えない。よって、d を大きくして初めて鮮明度が 0 のときは m=1/2 に対応するので、鮮明度が 0 になるときの d を調べることでθが分かる。２つの点光源の場合の d と鮮明度のグラフは Fig5 となる。円盤状の光源の場合、d と鮮明度のグラフは Fig6 となる。強度分布が一様な円盤の場合(Fig6 で P=0 の場合)、初めて鮮明度が 0 になるときの d は $1.22\lambda/\theta$ で与えられる。よって、天体観測では鮮明度が 0 になるときの d を探し、$1.22\lambda/d$ から天体のサイズや形状を計測することができる。[2]

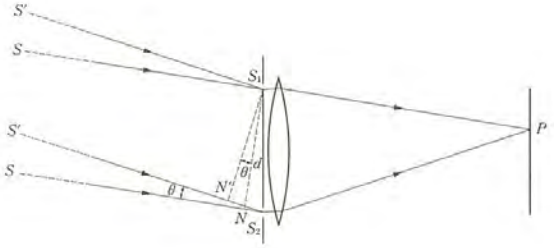

Fig4:Case of two point sources[2]

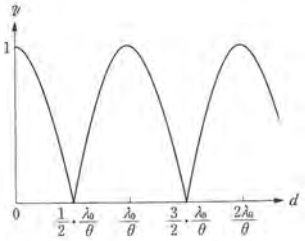

Fig5:Visibility(two point sources)[2]

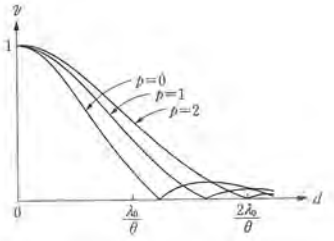

Fig6:Visibility(a disk shaped sources)[2]

３．光学シミュレーションソフトウェアの開発と新型 X 線干渉計の評価

新型 X 線干渉計で天体のサイズや形状を測定できる事を示すために光学シミュレーションソフトウェアを開発し、評価を行った。Fig7 に示すように、鏡の間隔 D は鏡を点線上に矢印方向に動かすことで変える。さそり座τ星(τsco)とブラックホール候補天体 SgrA*と M87 について、D と鮮明度のグラフを Fig8 に示す。尚、ブラックホールの場合、半径 5Rs(Rs:シュバルツシルド半径)のブラックホールによる黒い影(ブラックシャドー)を仮定し、降着円盤の外径は 15Rs にした。Fig8 より、新型 X 線干渉計で天体のサイズを計測できることが分かった。更に、ブラックシャドーがある場合と無い場合の D と鮮明度のグラフを Fig9 に示す。尚、ブラックシャドーの大きさ(S)は 5Rs、7.5Rs、10Rs、12.5Rs、～15Rs とした。Fig9 より、鮮明度の様子を測定すればブラックシャドーの存在や大きさを推定できる。この事から、鏡の間隔 D に対する鮮明度を調べることでブラックホール候補天体のブラックシャドーの存在を観測的に初めて議論できることを示した。修士論文発表会でこれらを発表する。[3]

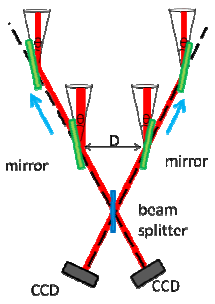

Fig7:The way of shifting gage

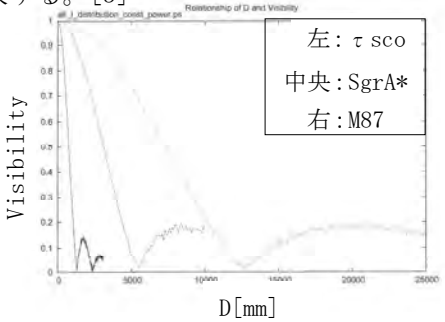

Fig8:Relationship of D and Visibility[3][4][5]

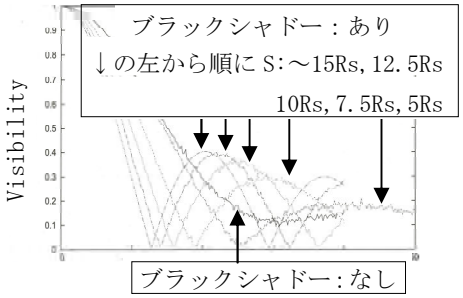

Fig9: Diagnostication of black shadow

[参考文献][1]Cash, Webster, 2003, Experimental Astronomy Publication, vol.16 [2]光学の原理Ⅱ 第７版 Max Born and Emil Wolf 著 2006 年 [3]http://www.naoj.jp/ht-presen.htm [4]Perryman, M. A. C., & ESA 1997, ESA SP Publication, vol.1200 [5]Snow, Theodore P., Lamers, Henny J. G. L. M., Lindholm, Douglas M., & Odell, Andrew P. 1994, The Astrophysical Journal Supplement, vol.95

ライスナー・ノルドシュトルム・ブラックホールは無限衝突エネルギーを生む粒子加速器になるか？

Are Reissner-Nordstrom Black Holes particle Accelerators to Infinite Collision Energy?

石原誠

指導教員　原田知広

1. はじめに

近年ブラックホールの地平面に落ちる 2 粒子の衝突時の重心系エネルギーが無限大になるのではないかと注目を浴びている。

もしも無限大の重心系エネルギーを生み出すならば、プランクスケールの反応が起こる可能性があるので、実験などでは起こせないような素粒子の反応の成果物を観測できる可能性があり、物質の起源の解明に一役買うかもしれない。

宇宙には電荷を持った天体が存在する。よって電荷を持ったブラックホールは存在するかもしれないので、その研究は有意義であると考えられる。今回私は、電荷をもったブラックホールである、ライスナー・ノルドシュトルム・ブラックホールの地平面に粒子が落ちた時に衝突時の重心系エネルギーが発散するかどうか、発散するならばどのような条件かを調べる。

今回の研究では、massless 粒子でも massive 粒子でも両方に適用可能なように研究を進めた。

2. ライスナー・ノルドシュトルム・ブラックホールとは？

ライスナー・ノルドシュトルム・ブラックホールとは、以下の線素で表される定常球対称な電荷を持つブラックホールである。

$$ds^2 = -\left(1-\frac{2M}{r}+\frac{Q^2}{r^2}\right)dt^2+\left(1-\frac{2M}{r}+\frac{Q^2}{r^2}\right)^{-1}dr^2+r^2(d\theta^2+sin^2\theta d\varphi^2)$$

ここで、Qはブラックホールの電荷であり、

Mはブラックホールの質量である。

3. 地平面での粒子衝突の研究

ライスナー・ノルドシュトルム・ブラックホールの地平面付近の粒子衝突時の重心系エネルギーを研究した。

ここで地平面は、$\left(1-\frac{2M}{r}+\frac{Q^2}{r^2}\right)=0$をみたす r 一定面になっている。

また、重心系エネルギー$\mathrm{E_{cm}}$は、

$$E_{cm}{}^2 = -(p_1^a+p_2^a)(p_{1a}+p_{2a}) = m_1^2+m_2^2-2g^{ab}p_{1a}p_{2b} \quad \cdots ①$$

で定義される。ここで$\mathrm{m_{(1or2)}}$は粒子(1or2)の静止質量、$\mathrm{p_{(1or2)a}}$は、粒子(1or2)の四元運動量、$\mathrm{g^{ab}}$は時空の計量である。力学などの分野でも重心系での全運動量は保存して 0 になるので、重心系では系の全四元運動量の時間成分だけが残りの空間成分は 0 になる。よってこの定義により$\mathrm{E_{cm}}$は重心系でのエネルギーを表してい

ることがわかる。

今回の私の研究では以下の手法で地平面で衝突する時の$\mathrm{E_{cm}}$を明らかにした。
まずハミルトンヤコビの偏微分方程式を用いて四元運動量を求める。
ハミルトンヤコビの偏微分方程式とは

$$-\frac{\partial S}{\partial \lambda} = H(x, \frac{\partial S}{\partial x^a})$$

ここで$H(x, \frac{\partial S}{\partial x^a})$はハミルトニアン
Sは作用である。
また、λ, t, φは循環座標なので、Sは

$$S = \frac{1}{2}m^2 - Et + L_\psi \varphi + S'(r, \theta)$$

と和の形で書ける。ここで

$$E = -p_t = -\xi^a \mathrm{p_a}, \mathrm{m}^2 = -\mathrm{p_a p^a}, L_\psi = p_\varphi = \psi^a p_a$$

$\xi^a = (1,0,0,0), \psi^a = (0,0,0,1)$はキリングベクトルである。
また、キリングベクトル$\eta^{\mathrm{a}} = (0,0,\cos\varphi, -\cot\theta\sin\varphi)$を用いて保存量$L_\eta$を

$$L_\eta = p_a \eta^{\mathrm{a}} = \frac{\partial \mathrm{S}}{\partial \theta}\cos\varphi + L_\psi$$

と書ける。

これらを用いて四元運動量を求めて、それらを①式に代入してE_{cm}を求め、$\left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right) = 0$の極限で発散するかどうかを調べた。

[参考文献]

[1]Tomohiro Harada and Masashi Kimura, Phys. Rev. D 83,084041(2011)
[2]Eric Poisson, *A Relativist's Toolkit: The Mathematics of Black-hole Mechanics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2004)

すざく衛星による白鳥座 X-3 の公転位相による X 線放射の変動の観測的研究

An Observational Study of Orbital Modulation of X-rays from Cygnus X-3 with Suzaku

轟章太郎

指導教員　北本俊二

１．序論

白鳥座X-3は、大質量のWR(wolf-rayet)星と強力なX線源である高密度星のX線連星系である。白鳥座X-3では、WR 星から放出された莫大な星風の中を強力な X 線源が公転する状況がつくられており、物質と X 線の相互作用を研究する絶好の実験場となっている。主星である高密度星がブラックホールか中性子星のどちらであるかは未だ論争が続いている。だが近年 Chandra 衛星の観測によって輝線の中心エネルギーが公転位相によって変動する事がわかり、その変動が主星が視線方向に持つ速度の変化によるものと仮定する事で、主星の質量に 2.8-8.0 太陽質量という制限が与えられた。過去に観測されている中性子星の質量はどれも 1.4 太陽質量程度である事から、主星はブラックホールである可能性が強まった。ただしこの値を求める上で、連星の軌道傾斜角を過去の赤外線観測によって報告されている 30 度という値に固定しているのだが、軌道傾斜角の値は連星モデルによって様々な解釈がなされており未だ明らかではない。従って軌道傾斜角が 60 度よりも大きく主星が中性子星である可能性も否定できない。またエネルギーの変動が公転運動によるものかどうか定かではない。我々は本修士論文において、Chandra 衛星よりもエネルギー分解能は劣るが優れた統計精度を誇るすざく衛星によって、公転位相における X 線放射の変動を評価した。またすざく衛星搭載 XIS(X 線 CCD カメラ)データを解析する過程で、その電荷転送効率の扱いに修正を迫る現象を発見した。その詳細について併せて報告する。

２．X 線天文衛星「すざく」による観測

「すざく」は 2005 年に打ち上げられた X 線天文衛星である。「すざく」は低高度軌道を周回しているためバックグラウンドが極めて低く優れた統計精度を実現している。またエネルギー帯域の異なる 2 種類の検出器が現在も稼働しており、現存する X 線天文衛星の中で最も広い波長域を達成している。我々は「すざく」衛星によって特に輝線の公転位相による振る舞いを詳細に決定すべく、2006 年 11 月に観測時間約 100[ks]の観測を行った。本研究では軟 X 線領域（0.2-12keV）に感度を持つ X 線 CCD カメラ(XIS:X-ray Imaging Spectrometer)のデータのみ扱う。

観測データからスペクトルを抽出すると図 1 に示したような複数の輝線が確認された。また光度曲線を取得すると短時間での激しい強度変動がみられた。公転位相によって輝線の中心エネルギーや幅が変化する可能性があるため、公転周期を図 2 に示したように 5 つの位相に分割して 5 つのデータセットを作成した。

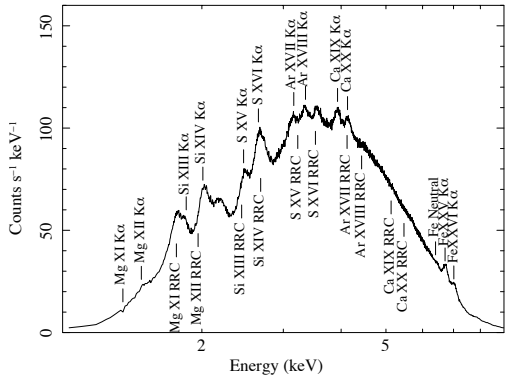

Fig1: Averaged energy spectrum of Cyg X-3.

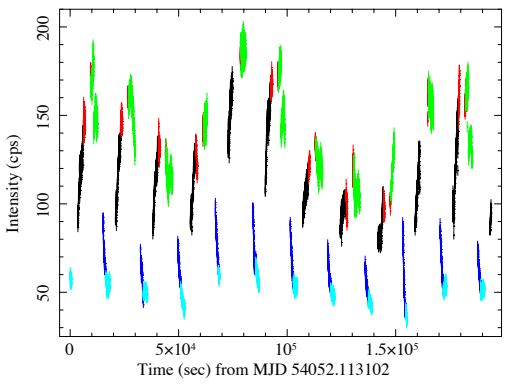

Fig2.Light curve of Cyg X-3.

3. SCF(Self Charge Filling)効果

図３に示した半径の異なる７つの円環領域から、５つの各データセット毎にスペクトルを抽出し、それぞれのスペクトルにおいて各輝線の中心エネルギーを求めた。すると同時刻に取得したデータであっても、抽出した領域の明るさによってすべての輝線のエネルギーが変化していた。そのうち FeXXV 輝線の中心エネルギーを、横軸イベント密度の関数として図４左に表すと、中心エネルギーに最大60eV程度の開きが見られた。これは白鳥座 X-3 のような極めて明るい天体を観測している間は、天体起源で生成された電荷が放射線損傷を埋める事で、XIS の電荷転送効率が改善される事を示す結果であった。我々はこれを SCF(Self Charge Filling)効果と名付けた。その補正法を考案し位相毎に補正を施したところ、図４右に示したように中心エネルギーの差をおよそ 20eV にまで抑える事に成功した。

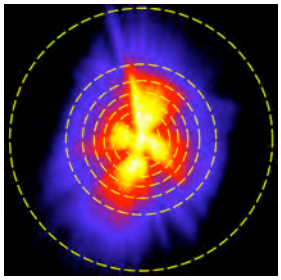

Fig3:Regions fot Extraction of spectra.

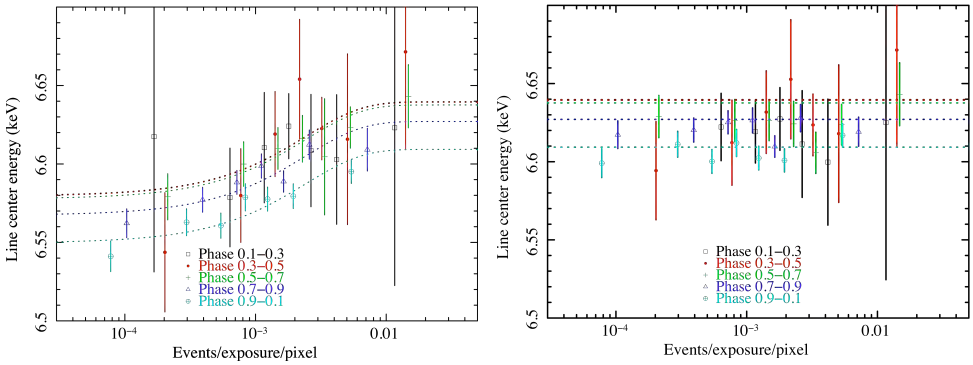

Fig4:Relation between the line central energy of He-like iron K-α and the event density. Right figure is the result of correction.

4. スペクトル解析

SCF 効果を補正した事で、エネルギースケールの信頼性が高いスペクトルを取得できた。そこで位相毎に作成したスペクトルをモデルで近似して各輝線の中心エネルギーを求めた。するとどれも一様に位相 0.5 付近において最大の青方偏位を示していた。この結果はエネルギーの変動が主星の速度ではなく、WR 星から吹き出た星風の速度に由来する事を示唆している。全ての輝線の中でも特に強度が強く測定しやすい SiXIV と SXV、FeXXV 輝線の変動を図５に示す。このエネルギーの変動を X 線輝線の放射体が視線方向に持つ速度に変換すると、その振幅は最大でおよそ 500km/s であり、過去の観測から推定されている星風の速度のおよそ半分の値であった。また各輝線の強度と等価幅の変動も調査したところ、図 6 に示したように輝線と放射線再結合連続 X 線(RRC)は異なる変動パターンを示していた。更に FeXXV 輝線が他の輝線と異なる強度変動を示す事も確認できた。

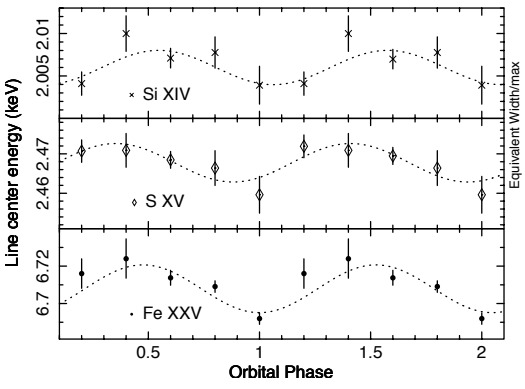

Fig5:The energy modulation in orbit.

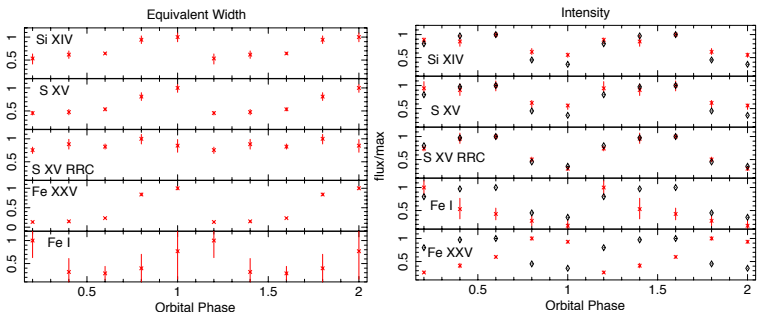

Fig6:Equivalent width(Left) and Intensity(right) modulation. black diamond mark correspond to continuous x-ray flux.

すざく衛星による Cyg X-1 の吸収ディップの観測的研究
Suzaku Observation of Cyg X-1: Study of the Absorption Dips

水野 瑛己
指導教員　北本 俊二

1　Cyg X-1 と Dip

ブラックホール候補星である Cyg X-1 は、超巨星 HDE226868 と X 線源であるブラックホールから構成される、5.6 日の公転周期をもつ連星系である。大部分の期間は硬 X 線を多く出す状態 (Low/Hard State) であるが、まれに軟 X 線を強く放射する状態 (High/Soft State) となる。Low/Hard State では、短時間に X 線強度が数倍も変動しており、その変動は周期的ではない。X 線は、降着円盤から放射されていると考えられている。

X 線源が外合の位相あたりで、特に低エネルギー側の X 線強度が減少する「吸収ディップ (Dip)」と呼ばれる現象を起こす事が知られている [1–4]。公転位相に対する Dip の発生頻度は、ほぼ外合付近（詳しくは位相 0.95 あたり）をピークとする分布を示す [3]。Dip は、伴星に付随するほぼ中性のガスによる吸収と考えて大雑把に説明でき、超巨星の星風の中にできる密度の濃い塊（ブロッブ）が視線をよぎる現象と考えられている。詳しい観測により、吸収体の場所、温度、物理状態、元素組成等も知ることができると期待される。

2　X 線天文衛星「すざく」

「すざく (Astro–E2)」は、2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた、日本で 5 番目の X 線天文衛星である [5]。すざく衛星には、5 つの軟 X 線望遠鏡と 1 つの硬 X 線検出器が搭載されている。

軟 X 線望遠鏡は、5 つの X 線反射鏡 (XRT) と 5 つの焦点面検出器（4 つの XIS 検出器、1 つの XRS 検出器）からなる。このうち、XRT は観測対象から放射される X 線を、検出器に撮像する事ができる [6]。XIS は X 線 CCD カメラで、0.2–12 keV のエネルギー帯域をカバーしている [7]。硬 X 線検出器 (HXD) は、高エネルギー (10–600 keV) の X 線を観測する [8, 9]。

2012 年 1 月現在、すざく衛星は XIS 3 台と HXD で同じ天体を同時に観測することができ、広いエネルギー帯で高感度の X 線分光が可能である [10]。これにより、Dip が起きているときに、高エネルギー · 低エネルギー領域の振る舞いの変化を同時に調べることが可能となる。

3　解析結果

3.1　観測

すざくは、2007 年 5 月 17 日 19:30 から 2007 年 5 月 18 日 15:33 にかけて、Cyg X-1 を Normal モード（1/4 window, 0.5 秒バーストオプション）で観測した。解析に使用したソフトは、X 線天文衛星等のデータ解析のために日米をはじめとしたチームで開発されてきた、`XSELECT V2.4a, DS9 (Ver.5.5.1), Xspec 11.3.2ag` である。

3.2　X 線像と光度曲線

観測で得られた Cyg X-1 の X 線像を Fig 1 に示す。中心部に Cyg X-1 があり、その周囲には目立った明るい天体がない。そこで、実線で囲まれた半径 2′ の領域を Source 領域とし、破線で囲まれた半径 3′–4′ の間のドーナツ型の領域を Background 領域とした。

XIS の各検出器の光度曲線を比較したところ、大きく異なる点が見られなかった。そこで、各検出器で得られたデータを足し合わせて解析を行った。エネルギーバンド (0.5–1.5 keV, 1.5–3.0 keV, 3.0–9.0 keV) で区切った光度曲線を Fig 2 に示す。Fig 2 を見ると、低エネルギー側 (0.5–1.5 keV) で、観測後半の強度が下がっている事が分かる。この領域が Dip である。Dip と Non-Dip の領域を分けるため、前半（3.4×10^4 s 以前）を Non–Dip 領域、後半（3.4×10^4 s 以降）を Dip 領域とした。さらに、Fig 3 に示すように、XIS のデータの硬度比を用いて、5 種の深さの Dip に分類した。

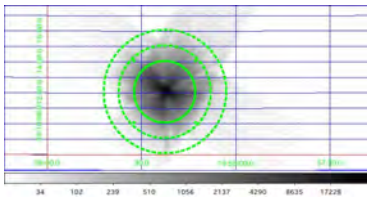

Fig 1: Image of Cyg X-1

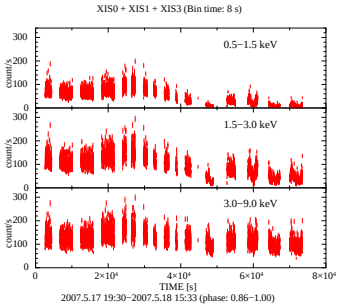

Fig 2: Light Curve

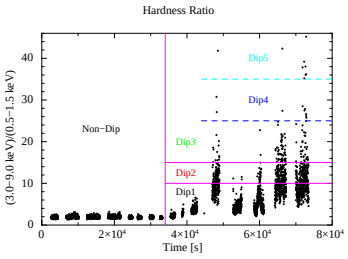

Fig 3: Hardness ratio

3.3 Dip と Non-Dip 領域のスペクトル

XIS で決めた 5 種の Dip と同じ時間帯の HXD のデータも抽出し、XIS のデータを合わせて、スペクトルを作成した。様々な補正をした後、各 Dip 領域/Non-Dip 領域のスペクトル比（PHA 比）を求めたグラフを Fig 4 に示す。その結果、10 keV 以下の領域では比の値が急激に変化し、10 keV 以上の領域でも強度の減少が見られた。

4 モデル

Dip は、ブロッブ状の吸収体が放射体の前を覆う事で生じると考える。Dip 中に観測される X 線は、次の 3 つの成分と考えられる。

- A: 覆われていない部分を通して直接観測される成分
- B: 覆われている部分を透過して観測される成分
- C: 視線方向以外のブロッブより、散乱されて観測される成分

これらをもとに、PHA 比のグラフをモデルで再現したものを Fig 5 に示す。1 keV 以下では、星間（または星周）ダストによる散乱の成分を考慮した。その結果、ほぼモデルで再現することができた。しかし、10 keV 以上の電子散乱から $N_{\rm H}$ を見積もったもの ($N_{\rm H}^{s}$) と、3 keV 以下の光電吸収から $N_{\rm H}$ を見積もったもの ($N_{\rm H}^{p}$) を比較した。すると、$N_{\rm H}^{p} < N_{\rm H}^{s}$ であり、値が約一桁 異なった。光電吸収を使って $N_{\rm H}$ を求めたとき、中性ガス、太陽組成を仮定していた。1 つの解釈として、物質の一部が電離を起こして、光電吸収断面積が小さくなっている可能性が考えられる。

そこで、電離ガスによる吸収を考慮したモデルに精密化した。電離の効果を入れたモデルにした結果、データをよりモデルで再現することができた。また、Fig 6 に示したように、$N_{\rm H}$ の量が Dip1 と Dip2–5 領域で違いが見られることが分かった。

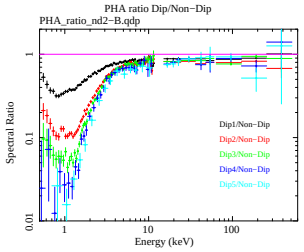

Fig 4: PHA ratio

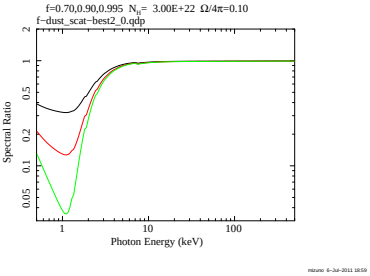

Fig 5: PHA ratio of model

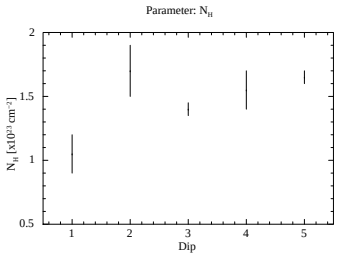

Fig 6: Variation of $N_{\rm H}$

参考文献

[1] Pravdo et al. 1980, APJ, 237, L71
[2] Kitamoto et al. 1984, PASJ, 36, 731
[3] Batucinska-Church et al. 2000, MNRAS, 311, 861
[4] Feng & Cui, 2002, APJ, 564, L77
[5] Mitsuda et al., 2007, PASJ, 59, S1
[6] Serlemitsos et al., 2007, PASJ, 59, S9
[7] Koyama et al.,2007, PASJ, 59, S22
[8] Kokubun et al., 2007, PASJ, 59, S53
[9] Takahashi et al., 2007, PASJ, 59, S35
[10] Dotani, 2007, Suzaku Memo, 2007–08

衛星搭載用 X 線発生装置の開発基礎実験

Development of a Novel X-ray Generator for In-flight Calibration of X-ray Detectors on Satellites

八木橋伸佳

指導教員　北本俊二

1. イントロダクション

人工衛星に載せた X 線検出器は宇宙からの放射線によって損傷を受ける。その性能は時間とともに劣化する。そこで、衛星を打ち上げ後もＸ線検出器の波高や分解能を常にモニタするために較正線源を搭載する。従来は、較正線源には ^{55}Fe のような放射性同位元素を使用してきた。しかしながら、シャッターなどで遮断しない限り、常時Ｘ線検出器に較正線源を当てることになり、本来の目的である天体からのＸ線観測の妨げになる場合がある。加えて、検出器によっては、温度変化等の影響を受け性能が刻々と変化するものもある。そのような場合は、数分に一回の頻度で較正が要求される。そこで紫外線 LED と光電面を使い、光電効果で電子を放出させ、その電子を高電圧で加速して陽極に当て、X 線を発生させる新しいタイプの X 線発生装置の性能を実験した。また、2013 年度打ち上げ予定の次期 X 線天文衛星 Astro-H に同タイプの較正線源を載せる場合、検出器から 90cm の位置に置くことになる。較正にはピクセルあたり平均 1 秒間に 1count の X 線を当てる必要がある。検出器のピクセルサイズは 0.814mm で較正線源を ON にする duty cycle を 1/10 とすると、約 7.7×10^{6}　(counts/sec)の強度が必要になる。

2. 設計したＸ線発生装置とシミュレーション

設計を行ったＸ線発生装置には、強度を上げるための特徴が２つある。１つは、取り付けられる LED の個数を最大 4 個にした事、2 つ目は、マイクロチャンネルプレート（MCP）の着脱を可能にした事である。また、LED、光電面、陽極の取り換えが容易になるような設計にした。その後 simion8.0 でシミュレーションを行い、光電面に 100V、MCP に 1.5kV、陽極に 5kV をかけ全ての電子が陽極に到達する事を確かめた（Fig2、Fig4)。

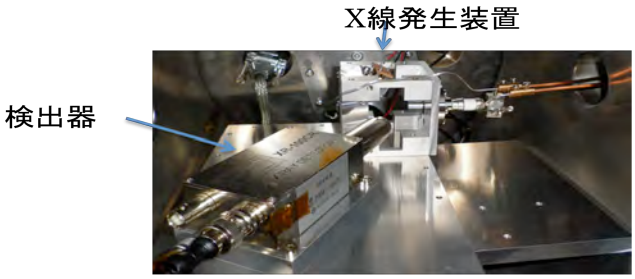

Fig1. picture of x-ray generator

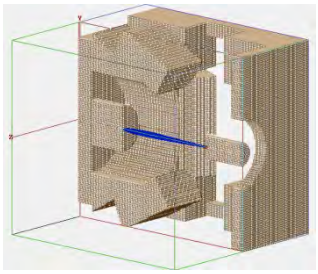

Fig2. simulation of electron orbit without MCP

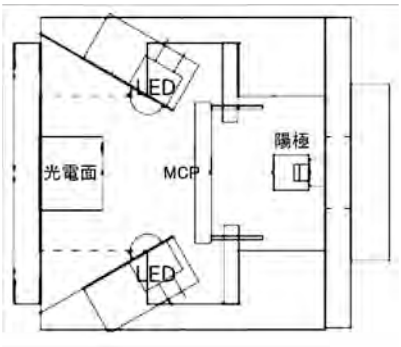

Fig3. pattern diagram of x-ray generator with MCP

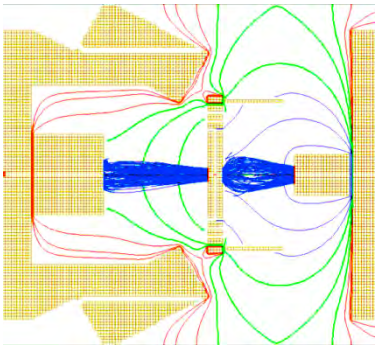

Fig4.　simulation of electron orbit with MCP

3. 実験

光電面に使う素材に Zn、Ti、Al、Mg の 4 種を試し、陽極の金属に Al を使用し、高電圧は最大 5kV までかける事が出来る。実験は、MCP 無しの場合と付けた場合、それぞれで行った。LED は 1 つで実験を行い、LED には白金抵抗を取り付けて温度をモニタした。また、光電面とグランド間に電流計を設置することにより、電子の数を見積もった（Fig5)。

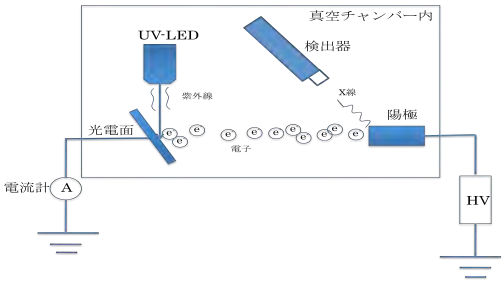

Fig5. pattern diagram of x-ray generator detail

4. 結果

MCP 無しの時に LED に 119mA の電流を流し、100 秒間スペクトルを取得し得られた Al-KX 線の最大強度は光電面に Al を使用した時で～2.1×10^{6}(photons / sec)である。次に、MCP を取り付けて実験を行ない、同様にスペクトルを取得した（Fig 6)。MCP に最大 1000Ｖ供給できるが Fig6 よりパイルアップが確認され、600V までしかかける事が出来なかった。LED に流す電流値を 42mA に下げ、333V から 600V まで供給し MCP 無しの X 線強度(～1.6×10^{6} photons/sec)と比べたところ､MCP 供給電圧 600V の時に約６倍強度が増幅した(Fig7)。指数近似を行い、MCP に 1000V 供給した時のＸ線強度を見積もったところ、～5.4×10^{9} (photons / sec)になった。これは、MCP 無しの時の X 線強度と比べ約 3000 倍強度が増幅していることになる。この事から、LED に流す電流値を 119mA にすれば～10^{10}(photons / sec)以上見込めるであろう。長期安定性については、約 1 日間の長期にわたり取得したがどの光電面の金属も電流値およびＸ線強度の減衰がみられた。その原因についても修士論文にて考察する。

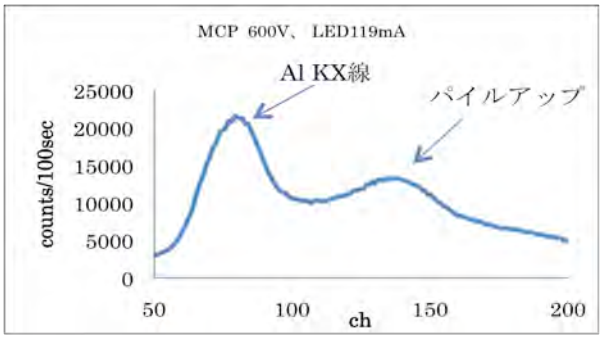

Fig6. spectrum of Al-KX

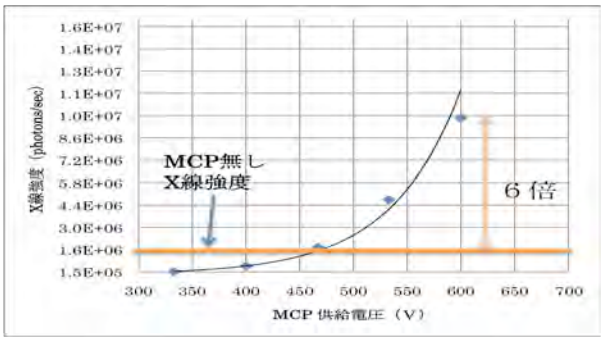

Fig7. MCP Voltage vs X-ray intensity

5. まとめ

実験において、較正線源に求められる 2 大要素である長期安定性と強度を調べた。強度は、MCP を使えば十分に到達可能である事が分かった。長期安定性は、真空度がさらに良い状態で実験を確かめる事によって衛星搭載に求められる条件をクリア出来るかが分かる。また、光電面に酸化しづらい金等の素材を試し長期安定性を調べ最適な光電面素材を探すのが今後の課題であろう。

ゲージーノ凝縮

Gaugino Condensation

藤澤 雄一郎
指導教員　田中 秀和

1. はじめに

超対称性を持った物質場を含まないヤン-ミルズ理論の有効ラグランジアンの真空付近はヴェネツィアーノらによって調べられた [1]。

超対称性を持った理論を扱う理由は、標準模型が抱えている問題に関係している。そもそも現時点での素粒子理論の到達点である標準模型とは、素粒子間の相互作用を記述するための理論である。素粒子間の相互作用は 3 種類あり、それぞれ、強い相互作用、弱い相互作用、そして電磁相互作用と呼ばれている。これらはゲージ理論とその自発的対称性の破れに基づいている。ゲージ群は全体で $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ あり、このうち $SU(3)$ ゲージ理論として定式化されているのが強い相互作用、$SU(2)\times U(1)$ 群に属するゲージ理論が電弱統一理論である。

電弱統一理論のラグランジアン密度 $\mathcal{L}_{\mathrm{SW}}$ は大きく分けて、ゲージセクター、湯川セクターそしてヒッグスセクターの 3 つになる。ゲージセクターはゲージボゾンとフェルミオンの相互作用を記述していて、その正しさは実験でも検証されている。湯川セクターはヒッグス粒子とフェルミオンとの相互作用を表している。そしてヒッグスセクターは自発的に対称性を破る役割を果たす部分で、ヒッグス粒子に真空期待値を与えると相互作用によりゲージボゾンが質量を獲得する。

標準模型は非常によく現実の物理を再現できる一方で、例えば以下の 3 つの問題をいまだに内包している。これらの問題を早急に解決することが素粒子論の課題の 1 つになっている。

- 質量を与える上で重要なヒッグスの真空期待値の起源は何か

  ヒッグスの真空期待値は理論の中では決まらないので、理論の中にその真空期待値をパラメーターとして取り込むことで様々な予測をしている。またそもそものクォークやレプトンの質量の固有値は理論の中で決められるものではないため、標準模型は非常に多くのパラメーターを持っている点も挙げられる。

- 量子色力学 (QCD) における低エネルギー領域の解析

  陽子はクォークによって構成されていて、そのクォーク間の相互作用を媒介する粒子がグルーオンである。この相互作用を記述する理論が QCD である。$SU(3)$ ヤン-ミルズ理論はエネルギーが低い領域では結合が強くなるので、その結果陽子が構成されると考える。よってこの強結合領域を解析することによって、閉じ込め問題に対する知見が得られるはずである。QCD では漸近的自由性のためエネルギーが大きくなるほど摂動論がよい近似となるが、低エネルギーの強結合領域では摂動が使えない。そのため非摂動的手法が必要になる。

- 階層性の問題

  現在の観測事実としてはもう 1 つの相互作用として重力相互作用がある。その基本エネルギースケールとウィークボゾンの質量を比較するとウィークボゾンのほうが明らかに小さい。これは階層性の問題と呼ばれている。あるパラメーターがスケールに比べて小さいとき何らかの対称性が成り立っていると考えられるので、階層性の問題は新しい対称性の存在を示唆しているといえる。

この階層性の問題を解決するかもしれない新たな対称性が超対称性なのではないかと推測されている。この超対称性理論とは標準模型で考えられている粒子に、超対称パートナーと呼ばれる粒子を加えて、超対称パートナー側も標準模型と同様の相互作用をすると考える理論である。標準模型に含まれているフェルミオンのクォーク、レプトンに対応する超対称パートナーはボゾンでそれぞれスクォーク、スレプトンと呼ばれている。そしてゲージ粒子に対応するのがゲージーノで、これらはフェルミオンである。

3. カイラル対称性とグルイーノ凝縮

このように超対称性を導入する事によるメリットはあるが、超対称パートナーは実験で観測されていないという問題がある。現実的な模型を考えるならば、超対称性は今我々が到達しているエネルギースケールより上で破れている必要がある。そして超対称性が破れたときに、例えば QCD ならばグルイーノが凝縮を起こし、重くなってい

るならば観測されない可能性が高い。QCD の相互作用の媒介粒子であるグルーオンは、それ自身もカラーチャージを持っているので、グルーオンのみで粒子を構成することも可能である。このような粒子をグルーボールという。グルーオンの超対称パートナーであるグルイーノも同様の性質を持っていると考えられている。従って超対称性が破れている結果、グルイーノが凝縮を起こしていると推測できる。そのため、グルイーノの凝縮から構成されたラグランジアンがどのような物理系になっているかを考察する必要がある。

本研究で扱うラグランジアンを構成する上で重要なカイラル対称性とは、右手型のフェルミオンと左手型のフェルミオンを別々に回転してもラグランジアンが不変であるという対称性である。もともとフェルミオンの運動量方向にスピン成分をどのくらい持つかというヘリシティが存在する。このヘリシティとカイラリティは密接に関係していて、特に質量ゼロのフェルミオンの場合はヘリシティとカイラリティは一致する。つまり運動量方向に対してスピンが向いている状態と、運動量と反対方向にスピンが向いている状態になる。もしフェルミオンの質量がゼロならば異なるヘリシティ状態に移ることはできない。これは質量ゼロのフェルミオンならばその粒子を追い越す座標系にローレンツ変換で移ることができないことに対応している。つまりこの対称性はフェルミオンの質量を禁止する対称性になっている。

グルイーノ凝縮が存在するならば、そのときはカイラル対称性が破れていて、その真空期待値がゼロ以外になる。ここでは経路積分からグルイーノ凝縮を導く。一般のゲージ群を持つグルイーノ λ_a に対して、グルイーノ凝縮は $\langle\bar{\lambda}\lambda\rangle$ で与えられる。この $\langle\bar{\lambda}\lambda\rangle$ に対してカイラル変換 $\lambda\to e^{i\alpha}\lambda$ を行うと $e^{2i\alpha}\langle\bar{\lambda}\lambda\rangle$ となる。これは α が $0,\pi$ 以外ではカイラル対称性が破れている事を示している [2]。よってグルイーノ凝縮がゼロ以外に値を持つならば、α の値次第では、グルイーノ凝縮は質量を持つことができうる。

4. グルイーノ凝縮のスーパーポテンシャル

グルイーノ凝縮でラグランジアンを構築するために重要なことは $\bar{\lambda}\lambda$ をボゾンとみなして、カイラル超場を組むことである。このカイラル超場はフェルミオニック座標で展開した時に、その展開係数としてボゾン、フェルミオンの場が現れるという性質を持つ。また超対称変換自体もカイラル超場の全微分の形で得られるので、超対称不変性も見やすい。

今回はグルイーノ凝縮が真空期待値をもっていると断言できないので、その真空期待値がゼロにならないように制限をかけたうえでラグランジアンを構成する。最終的に得られる結果のラグランジアンは

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{eff}} = \quad & \frac{1}{\alpha} \quad (\phi^*\phi)^{-\frac{2}{3}}(\partial_\mu\phi^*\partial^\mu + i\bar{\chi}\partial\!\!\!/\chi) \\ & - \quad \frac{1}{3} \quad \frac{\bar{\chi}_L\chi_R}{\phi^*} + \frac{\bar{\chi}_R\chi_L}{\phi} \quad - \frac{\alpha}{9}(\phi^*\phi)^{\frac{2}{3}}\log\frac{\phi}{\Lambda^3}\log\frac{\phi^*}{\Lambda^3} \\ & + \quad \frac{2}{9} \quad \frac{\bar{\chi}_L\chi_R}{\phi^*}\log\frac{\phi^*}{\Lambda^3} + \frac{\bar{\chi}_R\chi_L}{\phi}\log\frac{\phi}{\Lambda^3} \quad + \frac{2}{3\alpha}\frac{(\bar{\chi}\gamma_\mu\gamma_5\chi)(\partial_\mu\partial^\mu\phi^*\phi)}{(\phi^*\phi)^{\frac{5}{3}}}\end{aligned} \tag{1}$$

である [1][3]。ここで $\phi=\bar{\lambda}\lambda$ はグルイーノ凝縮の場を表していて、χ はその超対称パートナーである。得られたラグランジアンの形は特殊であるため、真空付近でどのような系になっているかを考察しなければならない。その結果、このラグランジアンに登場している場は超対称関係で結ばれており、このラグランジアンだけでは超対称性の破れを記述できないことが分かった。

参考文献

[1] G. Veneziano and S. Yankielowicz, "An Effective Lagrangian for the Pure N=1 Supersymmetric Yang-Mills Theory," Phys.Lett. **B113**, 231 (1982)

[2] M. Schwetz and M. Zabzine, "Gaugino Condensate and Veneziano-Yankielowicz Effective Lagrangian," arXiv:hep-th/9710125v1

[3] A. Neitzke and C. Vafa, "Topological strings and their physical applications," arXiv:hep-th/0410178v2